Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen mit dem OPAL-Detektor bei LEP

Diplomarbeit
von
Wolfgang Menges

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
Mai 2000

Measurement of the Trilinear Gauge Boson Couplings with the OPAL Detector at LEP

Abstract

In this work an analysis of the trilinear gauge boson couplings with the spin density matrix method is presented. The imaginary part of the off-diagonal elements is zero for CP-conserving couplings, but non-zero in the presence of CP-violating couplings. They can be used as additional observables to investigate CP-violating trilinear gauge boson couplings. The measurement is based on events from the semileptonic decay channel of the W-pair production, collected with the OPAL detector at a centre-of-mass energy of 189 GeV. One obtain:

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= -0.076^{+0.089}_{-0.082} \pm 0.033, \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.366^{+0.197}_{-0.174} \pm 0.119, \\ \lambda_\gamma &= -0.159^{+0.086}_{-0.080} \pm 0.029 \end{aligned}$$

for the three CP-conserving couplings and

$$\begin{aligned} g_4^Z &= -0.94^{+0.42}_{-0.31} \pm 0.291, \\ \tilde{\kappa}_Z &= -0.581^{+0.148}_{-0.130} \pm 0.302, \\ \tilde{\lambda}_Z &= +0.476^{+0.101}_{-0.115} \pm 0.093 \end{aligned}$$

for the three CP-violating couplings, where the first number represents the statistical and the second the systematic error.

Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen mit dem OPAL-Detektor bei LEP

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen mit Hilfe von Spindichtematrizen vorgestellt. Die Imaginärteile der Nebendiagonalelemente sind für CP-verletzende Kopplungen im Gegensatz zu CP-erhaltenden Kopplungen ungleich Null, so daß man eine zusätzliche Observable für die Untersuchung von CP-verletzenden Drei-Eichboson-Kopplungen zur Verfügung hat. Dies wird an Hand von Daten des semileptonischen Zerfallskanals der W-Paarproduktion, die mit dem OPAL-Detektor am Speicherring LEP bei der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ aufgezeichnet wurden, untersucht. Die Messung ergibt

$$\begin{aligned} \Delta g_1^{\mathrm{Z}} &= -0.076^{+0.089}_{-0.082} \pm 0.033, \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.366^{+0.197}_{-0.174} \pm 0.119, \\ \lambda_\gamma &= -0.159^{+0.086}_{-0.080} \pm 0.029 \end{aligned}$$

für die drei CP-erhaltenden und

$$\begin{aligned} g_4^Z &= -0.94^{+0.42}_{-0.31} \pm 0.291, \\ \tilde{\kappa}_Z &= -0.581^{+0.148}_{-0.130} \pm 0.302, \\ \tilde{\lambda}_Z &= +0.476^{+0.101}_{-0.115} \pm 0.093 \end{aligned}$$

für die drei CP-verletzenden Kopplungsparameter. Der erste Fehler stellt den statistischen, der zweite den systematischen dar.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **7**
- 1.1 Das Standardmodell . . . 7
- 1.2 e^+e^--Kollisionen . . . 10
- 1.3 Drei-Eichboson-Kopplungen . . . 14

2 Phänomenologie der Drei-Eichboson-Kopplung **17**
- 2.1 Drei-Eichboson-Vertex . . . 17
- 2.2 Helizitätsamplitude für $e^+e^- \to W^+W^-$ . . . 21
- 2.3 Spindichtematrizen . . . 26
- 2.4 Methoden zur Extraktion der Kopplungsparameter . . . 32

3 Der OPAL-Detektor **34**
- 3.1 Das zentrale Spursystem . . . 37
- 3.2 Der Flugzeitzähler . . . 41
- 3.3 Das Kalorimetersystem . . . 41
- 3.4 Der Myondetektor . . . 43
- 3.5 Die Vorwärtsdetektoren . . . 43

4 Messung der Zerfallswinkel **45**
- 4.1 Verwendete Kopplungsparameter . . . 46
- 4.2 Monte-Carlo Generatoren . . . 46
- 4.3 Ereignisselektion . . . 48
- 4.4 Messung der Spindichtematrixelemente . . . 52

5 Extraktion der Kopplungsparameter **64**
- 5.1 Prinzip der Extraktion . . . 64
- 5.2 Monte-Carlo Ereignisse für anomale Kopplungen . . . 65
- 5.3 CP-erhaltende Kopplungen . . . 66
- 5.4 CP-verletzende Kopplungen . . . 70
- 5.5 Systematische Fehler . . . 77

6 Interpretation der Messung **84**
- 6.1 Betrachtung der Unitaritätsgrenze . . . 84
- 6.2 Direkte Messungen . . . 85
- 6.3 Indirekte Messungen . . . 90
- 6.4 Neue Physik jenseits des Standardmodells . . . 93
- 6.5 Zusammenfassender Überblick . . . 94

7 Zusammenfassung **96**

A Verwendete Monte-Carlo Datensätze **97**

Literaturverzeichnis **99**

Kapitel 1

Einleitung

Seit Beginn der systematischen Erforschung der Natur und des Universums ist es das Streben eines jeden Wissenschaftlers, Phänomene und Gesetzmäßigkeiten zusammenzufassen und zu vereinheitlichen. Das Ziel ist, eine Theorie zu finden, die nur aus dem Allernötigsten besteht, aber doch alle Phänomene und physikalischen Gesetze beschreibt. Man möchte mit einfachen und verständlichen Annahmen alle Eigenschaften und Phänomene erklären. Z. B. hat James Clerk Maxwell die Elektrizität, den Magnetismus und die Lehre vom Licht zusammengefaßt und durch die kompakten Maxwell-Gleichungen beschrieben. Daraus lassen sich alle physikalischen Gesetze der Elektrodynamik herleiten und alle Phänomene auf diesem Gebiet erklären. Ein weiterer großer Schritt in diese Richtung ist die Zusammenfassung der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung zum Standardmodell der Teilchenphysik.

1.1 Das Standardmodell

In der Teilchenphysik beschreibt das Standardmodell der elektroschwachen und starken Wechselwirkung [1, 2, 3] mit Ausnahme der Gravitation alle bisher untersuchten physikalischen Prozesse, auch wenn für Phänomene außerhalb der Elementarteilchenphysik eine weniger fundamentale Ebene der Beschreibung meist sinnvoller ist.

Die elementaren Teilchen (siehe Tabelle 1.1) werden durch ihren Spin charakterisiert. Teilchen mit halbzahligem Spin ($^1/_2$[1], $^3/_2$, ...) werden Fermionen und Teilchen mit ganzzahligem Spin (0, 1, ...) werden Bosonen genannt. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen mit derselben Masse, bei dem alle additiven Freiheitsgrade (el. Ladung, Farbladung der QCD, ...) entgegengesetzt sind.

Die Fermionen werden in Leptonen und Quarks unterteilt, die wiederum jeweils in drei Generationen vorkommen. Im Unterschied zu den Leptonen besitzt jedes Quark einen zusätzlichen ladungsartigen Freiheitsgrad, der Farbe genannt und mit „rot“, „grün“ und „blau“ bezeichnet wird. Die Neutrinos ν_l werden als masselos angenommen, während alle anderen Fermionen Masse besitzen [4]. Zu

[1] Für die Arbeit gilt die übliche Konvention, die Konstanten $\hbar$ und c gleich 1 zu setzen.

den elementaren Bosonen gehören das Photon (γ) der elektromagnetischen Wechselwirkung, die drei Eichbosonen Z^0, $W^\pm$ der schwachen Wechselwirkung, die acht Gluonen g der starken Wechselwirkung und das Higgs-Boson H. Bis auf das Photon und die Gluonen haben die Bosonen eine von Null verschiedene Masse.

Teilchensorte	Name			Ladung Q
Quarks	u	c	t	$^2/_3$
	d	s	b	$-^1/_3$
Leptonen	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
Bosonen	Photon γ			0
	$W^\pm$-, Z^0-Boson			± 1, 0
	Gluonen g			0
	Higgs-Boson H			0

Tabelle 1.1: Elementare Teilchen im Standardmodell. Die Ladung Q ist in Einheiten der Elementarladung e angegeben.

Mit der Entdeckung des Top-Quarks (t) im Jahre 1995 [5, 6] und des Tau-Neutrinos [7] wurden alle elementaren Fermionen des Standardmodells experimentell nachgewiesen. Es fehlt nur noch der direkte Nachweis des Higgs-Bosons. Durch direkte Suche ist eine Masse von $M_H < 107.9\,\text{GeV}$ mit 95 % Konfidenzintervall ausgeschlossen [8]. Indirekt kann man aus Präzisionsmessungen elektroschwacher Meßgrößen den Massenbereich des Higgs-Bosons unter der Hypothese, daß das Higgs-Boson existiert und das Standardmodell die Physik auch bei hohen Energien beschreibt, einschränken, da die Masse durch Korrekturen höherer Ordnungen in diese Meßgrößen eingeht. Damit kann man eine obere Grenze der Higgs-Masse mit 95 % Konfidenzintervall zu $M_H < 188\,\text{GeV}$ bestimmen [9].

Das Standardmodell beruht auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz: Man nimmt an, daß lokale Symmetrien erfüllt werden und die Theorie bzgl. dieser invariant ist, so fungieren Eichbosonen als Austauschteilchen zwischen den Fermionen, die die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen übertragen. Die so vorhergesagten Eichbosonen werden, wie auch die Fermionen, in der Theorie als masselos angenommen. Experimentell bestätigt ist aber, daß die drei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung und die Fermionen mit Ausnahme der Neutrinos eine Masse haben. Neueste Ergebnisse des Super-Kamiokande-Experiments in Japan legen aber auch eine Masse für Neutrinos nahe. Im Rahmen des sogenannten Higgs-Mechanismus können die von Null verschiedenen Massen erklärt werden, der die Existenz eines weiteren skalaren, neutralen Bosons, des Higgs-Bosons H, voraussagt.

Die elektroschwache Wechselwirkung

Mit Ausnahme der Neutrinos existieren für jede Fermionsorte rechtshändige und linkshändige Teilchen. Neutrinos kommen nur linkshändig vor. Die Fermionen

werden in Multipletts des schwachen Isospins I angeordnet. Die linkshändigen Fermionen bilden Dubletts, die rechtshändigen Singletts:

$$\begin{array}{cccccc} \begin{pmatrix} \nu_{\mathrm{e}} \\ \mathrm{e} \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d}' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s}' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix}_L & I_3 = {}^1\!/_2 \\ & & & & & I_3 = -{}^1\!/_2 \\ \mathrm{e}_R & \mu_R & \tau_R & \mathrm{u}_R, \mathrm{d}_R \;\; \mathrm{c}_R, \mathrm{s}_R & \mathrm{t}_R, \mathrm{b}_R & I_3 = 0 \end{array} \tag{1.1}$$

Des weiteren führt man die schwache Hyperladung Y ein, die mit der elektrischen Ladung Q über die Gell-Mann-Nishijima-Relation $Q = I_3 + {}^1\!/_2 Y$ verbunden ist. Man fordert lokale Eichinvarianz unter der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dies führt zu vier masselosen Vektorfeldern W_1, W_2, W_3 (aufgrund der Gruppe $SU(2)_L$) und B (aufgrund der Gruppe $U(1)_Y$).

Um die beobachteten Massen der Fermionen und der Eichbosonen zu erklären, wird ein skalares Higgs-Feld eingeführt. Aus den vier Eichbosonen werden die beobachtbaren Teilchen $\mathrm{W}^{\pm}$, Z^0 und γ durch Mischung so konstruiert, daß das Photon nur an die elektrische Ladung Q koppelt. Das so konstruierte Photon ist masselos, während das Z^0- und das $\mathrm{W}^{\pm}$-Boson Massen von $M_{\mathrm{Z}} = 91.187 \pm 0.007\,\mathrm{GeV}$ und $M_{\mathrm{W}} = 80.41 \pm 0.10\,\mathrm{GeV}$ haben [4], die durch die Kopplung an das Higgs-Feld generiert werden. Auf Grund dieser Massen, die durch das Higgs-Feld generiert werden, kann der Spin für die massiven Eichbosonen auch senkrecht zum Impuls stehen. Somit gibt es im Gegensatz zu Photonen longitudinal polarisierte Z^0 und $\mathrm{W}^{\pm}$-Eichbosonen. Die Kopplung der Fermionen (ohne Neutrinos) an das Higgs-Feld wird durch jeweils eine Kopplungskonstante pro Fermion beschrieben, die sich aus der beobachteten Masse berechnen läßt. Diese Kopplungskonstanten sind im Standardmodell freie Parameter, da sie nicht vorhergesagt werden können, sondern aus Beobachtungen bestimmt werden.

Die Massenzustände der massiven Fermionen sind gegenüber den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung gemischt. Konvention ist, die Eigenzustände mit der Ladung $Q = +{}^2\!/_3$ mit den Masseneigenzuständen zu identifizieren und für Quarks mit $I_3 = -{}^1\!/_2$ die Mischungsrelation

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

anzugeben, wobei V als CKM-Matrix (**C**abibbo-**K**obayashi-**M**askawa) bezeichnet wird [10, 11, 4]. Da die Neutrinos als masselos angenommen werden, mischen die Leptonen nicht. Die CKM-Matrix ist unitär und wird durch vier Parameter beschrieben. Leider lassen sich auch diese Parameter im Standardmodell nicht vorhersagen, so daß sie durch das Experiment bestimmt werden müssen.

Die $\mathrm{W}^{\pm}$-Eichbosonen ermöglichen geladene Übergänge zwischen verschiedenen Quarks und Leptonen innerhalb eines Dubletts des schwachen Isospins über die Wechselwirkungsvertizes (qq′W) bzw. (ν_{l}lW). Wegen der Mischung nach Relation (1.2) sind so Übergänge zwischen verschiedenen Dubletts möglich, deren Amplituden proportional zu den entsprechenden Einträgen in der CKM-Matrix sind. Dagegen sind schwache neutrale Übergänge durch Austausch eines Z^0-Bosons

zwischen Quarks gleicher Ladung aus verschiedenen Generationen im Standardmodell in erster Ordnung nicht möglich und treten nur in höherer Ordnung auf und haben entsprechend kleine Verzweigungsverhältnisse.

Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung (**Q**uanten**c**hromo**d**ynamik - QCD) wird durch die acht Gluonen übertragen, die an die Farbladung der Quarks mit der Stärke α_s ankoppeln. Sie tragen selber jeweils eine Farbe und eine Antifarbe. Die Existenz der Gluonen resultiert aus der Forderung nach Eichinvarianz bzgl. der Gruppe $SU(3)_C$, die als Freiheitsgrad die drei Farbladungen hat. Die Größe der Kopplungskonstante wird vom Standardmodell nicht vorhergesagt.

Quarks kommen in der Natur nicht frei vor, sondern nur in gebundenen Zuständen. Dieses Phänomen wird „Confinement“ genannt. Eine Konsequenz ist, daß es keine freie Farbladung gibt, und die Quarks immer in gebundenen, farbneutralen Zuständen vorkommen, die Farbsingletts genannt werden. Mögliche Quarkkombinationen sind die Mesonen (Quark und Antiquark) und die Baryonen (3 Quarks oder 3 Antiquarks).

Freie Parameter

Das Standardmodell beschreibt die Physik der Elementarteilchen äußerst gut. Dies ist auch in vielen, zum Teil hoch präzisen, Experimenten bestätigt worden. Insgesamt gibt es aber zu viele freie Parameter für eine elementare Theorie. Für das Standardmodell sind das drei Parameter für die Kopplungskonstanten der drei Wechselwirkungen, vier für die Parametrisierung der CKM-Matrix, neun Parameter für die Massen der Fermionen, einer für die Masse des Z^0-Eichbosons und einer Parameter für die Higgs-Masse. Das sind zusammen 18 freie Parameter. So wird der Weg der Vereinheitlichung weiter begangen, in der Hoffnung, eine Theorie mit nur wenigen freien Parametern zu finden.

1.2 e^+e^--Kollisionen

Aufgabe der experimentellen Elementarteilchenphysik ist es, die Vorhersagen des Standardmodells zu überprüfen. Dafür eignet sich ein e^+e^--Speicherring, der Elektronen mit Positronen zur Kollision bringt. Von Vorteil ist im Vergleich zu $p\bar{p}$- oder ep-Speicherringen, daß der Anfangszustand genau bekannt ist. Auch der Endzustand ist einfacher zu messen.

In der Nähe von Genf (Schweiz) liegt das Forschungzentrum CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire), an dem der LEP-Speicherring (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) betrieben wird. Vier Experimente (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL) wurden aufgebaut, um physikalisch interessante Ereignisse in der Kollision von Elektronen mit Positronen aufzuzeichnen. Das Programm ist in zwei Phasen unterteilt: In der Phase LEP1 wurde der Speicherring entsprechend der Masse des Z^0-Bosons mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91\,\mathrm{GeV}$

betrieben. Hauptziel war es, das Z^0-Boson und dessen Eigenschaften (M_Z, Γ_Z und Kopplung an Fermionen) genau zu untersuchen. Seit Beginn der Phase LEP2 wurde die Schwerpunktsenergie in mehreren Schritten erhöht. Im Jahre 1999 wurde zum erstenmal eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200\,\text{GeV}$ erreicht und sogar überschritten. Ziel dieser Phase ist die genaue Untersuchung des $W^\pm$-Bosons und dessen Eigenschaften (M_W, Γ_W und Kopplung an Fermionen und Bosonen) und die Suche nach unbekannten und vorhergesagten Phänomenen bei hohen Energien.

Physik auf der Z^0-Resonanz

In dieser Phase wurde der LEP-Speicherring mit einer Schwerpunktsenergie um $\sqrt{s} = 91\,\text{GeV}$ betrieben, so daß hauptsächlich ein Z^0-Boson erzeugt wird, das anschließend in ein $f\bar{f}$-Paar zerfällt. Da die Schwerpunktsenergie der Z^0-Masse entspricht, ist der Wirkungsquerschnitt sehr hoch. Zu dem $f\bar{f}$-Endzustand trägt aber nicht nur das Diagramm mit Z^0-Austausch bei, sondern auch das Diagramm mit einem Photon anstelle des Z^0-Bosons (siehe Abbildung 1.1). Auf der Z^0-

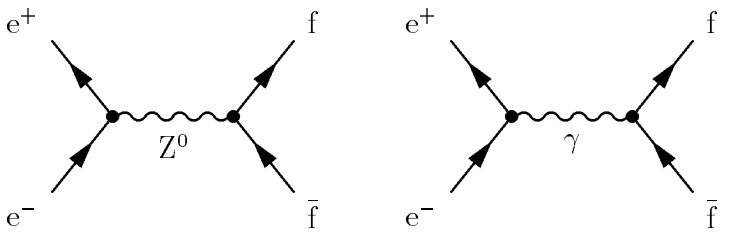


Abbildung 1.1: Diagramme für den Prozess $e^+e^- \to f\bar{f}$.

Resonanz ist das Photon-Diagramm stark unterdrückt. Bei Schwerpunktsenergien leicht unter- oder oberhalb der Z^0-Masse kann man die Interferenzeffekte zwischen dem Photon- und dem Z^0-Diagramm untersuchen.

Physik oberhalb der Z^0-Resonanz

Bei Energien oberhalb der Z^0-Resonanz werden die vorkommenden Prozesse nach der Anzahl der Fermionen im Endzustand in 2- und 4-Fermion-Prozesse eingeteilt. In Abbildung 1.2 ist der Wirkungsquerschnitt für die wichtigsten Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen.

Zwei Prozesse tragen zu der 2-Fermion-Produktion bei: Entweder wird ein virtuelles Photon oder Z^0-Boson produziert, das anschließend in zwei Fermionen zerfällt ($e^+e^- \to (Z^0/\gamma)^* \to f\,f$), oder es wird ein hartes Photon vom einlaufenden e^+e^--System abgestrahlt, so daß die verbleibende Energie ausreicht, um ein reales Z^0-Boson zu erzeugen, das anschließend in zwei Fermionen zerfällt ($e^+e^- \to f\,f\gamma$).

Mit höheren Energien werden die 4-Fermion-Prozesse immer wichtiger. Die wichtigsten Produktionsdiagramme sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Diese unterteilen sich in zwei Klassen: Koppeln Eichbosonen nur an Fermionen, so be-

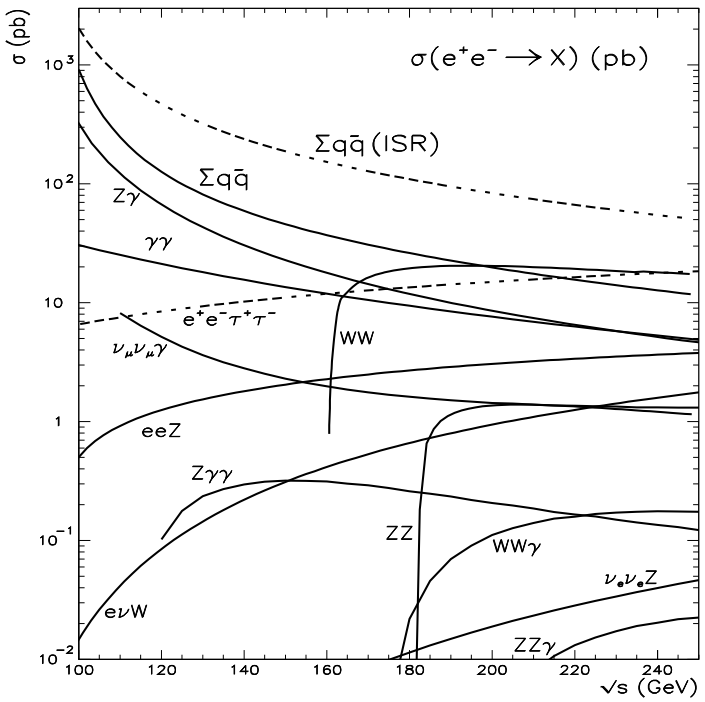


Abbildung 1.2: Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt für 2- und 4-Fermion-Prozesse im Standardmodell, die bei LEP2 wichtig sind, in Abhängigkeit von der Energie.

zeichnet man diese Diagramme als abelsch; koppeln aber auch Eichbosonen untereinander, so werden sie als nicht-abelsch bezeichnet.

Alle Diagramme, die zu einem bestimmten Typ von Endzustand führen, werden zu einer Klasse zusammengefaßt und durch eine Buchstabenkombination (CC, NC, MIX) und eine Zahl bezeichnet. Dabei gibt die Zahl die Anzahl der Diagramme wieder, und die Buchstabenkombination klassifiziert den Austausch von Eichbosonen: Wird ein neutrales Eichboson (Z^0 oder γ) auf einer internen Linie ausgetauscht, so spricht man von neutralem Strom (neutral current - NC). Werden nur geladene Eichbosonen ($W^{\pm}$) ausgetauscht, so spricht man von geladenem Strom (charged current - CC). Diagramme mit sowohl neutralen als auch geladenen Eichbosonen werden mit gemischtem Strom bezeichnet (mixed current - MIX).

Zu den dominanten 4-Fermion-Prozessen bei LEP2 gehören die 2-Photon-Prozesse, die $W^{\pm}$-Paarerzeugung und die Z^0-Paarerzeugung. Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ wird als 2-Photon-Prozeß bezeichnet, da die Endprodukte X bei der Streuung von zwei quasirealen Photonen ($\gamma\gamma \rightarrow X$) entstehen. Dabei handelt es sich um multiperipherale Diagramme. Ab einer Energie von 160 GeV, was der zweifachen Masse des W-Bosons entspricht, ist die Erzeugung von zwei realen W-Bosonen möglich. Die dominanten Diagramme des Prozesses werden mit CC03 bezeichnet und sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Es sind der t-Kanal ν-Austausch und der

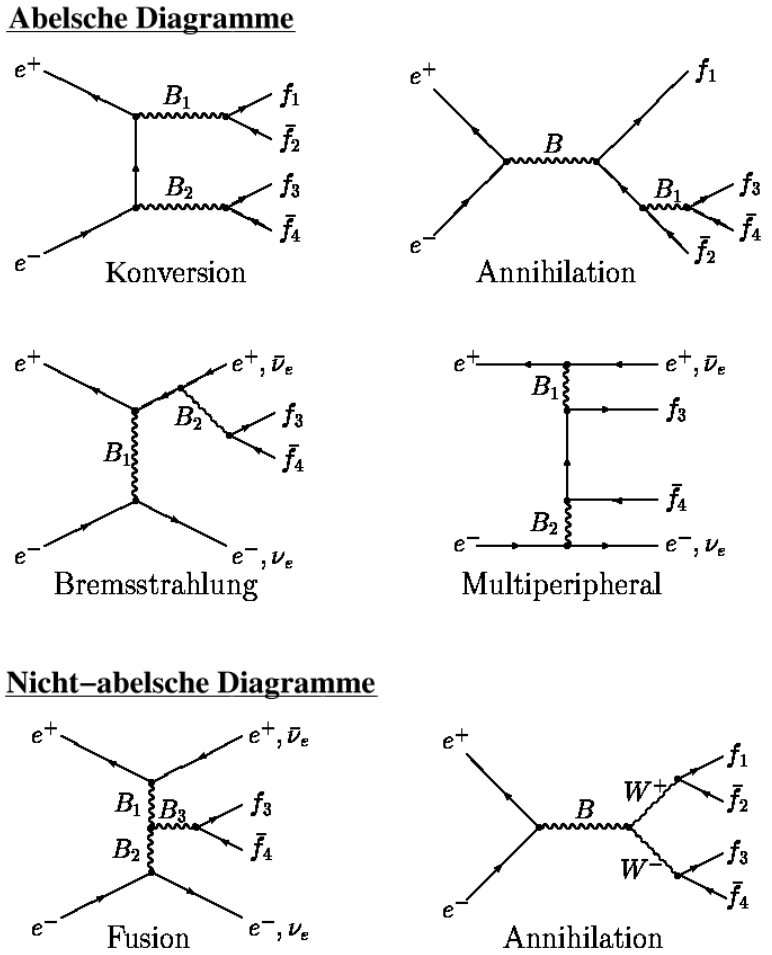


Abbildung 1.3: Abelsche und Nicht-Abelsche Diagrammklassen der 4-Fermion-Prozesse

s-Kanal Z^0- bzw. γ-Austausch. Ab einer Energie von 183 GeV, entsprechend der zweifachen Masse des Z^0-Bosons, ist die Erzeugung von zwei realen Z^0-Bosonen möglich. Zu diesem Prozess tragen die Diagramme der Klasse NC02 dominant bei, die in Abbildung 1.5 dargestellt sind. Dies sind der t-Kanal e-Austausch und das dazugehörige gekreuzte Diagramm.

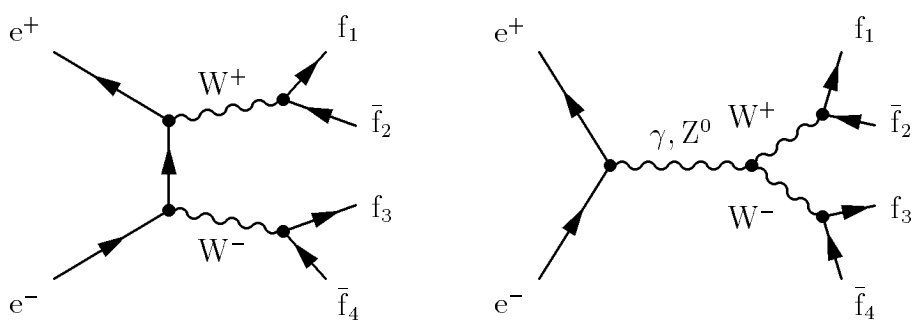


Abbildung 1.4: Diagramme der Klasse CC03 (W-Paarerzeugung)

1.3 Drei-Eichboson-Kopplungen

Beide Paarproduktionsprozesse sind physikalisch interessant, da sie zur Untersuchung nicht-abelscher Diagramme geeignet sind, die die Kopplung dreier Eichbosonen untereinander beschreiben. Dies ist eine charakteristische Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung und kommt z. B. in der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht vor. Es gibt keine Kopplung von drei Photonen, da diese selber keine elektrische Ladung tragen. Für die Z^0-Paarerzeugung erwartet man ebenfalls keinen Beitrag von nicht-abelschen Diagrammen, aber Erweiterungen des Standardmodells erlauben z. B. die Kopplung dreier Z^0-Eichbosonen untereinander. Im Gegensatz dazu sind zwei der drei dominanten Diagramme für die W-Paarproduktion nicht-abelsch. Diese beschreiben die Kopplung zweier W-Eichbosonen mit entweder einem Z-Eichboson (WWZ) oder einem Photon (WWγ).

Das Standardmodell macht genaue Aussagen über die Stärke und Eigenschaften dieser Kopplungen, aber Erweiterungen des Standardmodells wie z. B. eine weitere Lepton- oder Quarkfamilie oder Supersymmetrie erlauben Abweichungen von den Standardmodellwerten. Bis jetzt sind die Drei-Eichboson-Kopplungen nicht präzise untersucht worden, da entweder die Schwerpunktsenergie von e^+e^--Speicherringen unter der doppelten Masse der Eichbosonen lag oder die Luminosität für $p\bar{p}$-Speicherringe zu niedrig war.

Allein der totale Wirkungsquerschnitt der einzelnen Prozesse gibt Aufschluß über die Kopplungen. Würde es z. B. keine Kopplung zwischen Z^0-Boson und zwei W-Bosonen geben, so stiege der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{W^+W^-}$ für die W-Boson-Paarerzeugung sehr viel stärker an als für den reinen Standardmodellprozess. Dies kann man in Abbildung 1.6 sehen. Dort ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{W^+W^-}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie stellt die Erwartung gemäß Standardmodell und die gestrichelte Linie die Erwartung für das Standardmodell ohne WWZ-Kopplung dar. Die Messungen des Wirkungsquerschnitts bei Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 202 GeV der OPAL-Kollaboration sind als Punkte und Karos dargestellt und bevorzugen das Standardmodell mit WWZ-Kopplung.

Umfassendere und genauere Untersuchungen der WWZ- und WWγ-Kopplung kann man nicht allein mit dem totalen Wirkungsquerschnitt machen. Möchte man

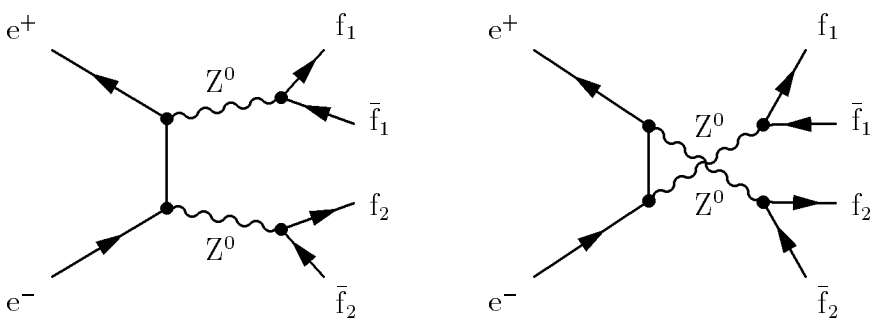


Abbildung 1.5: Diagramme der Klasse NC02 (Z^0-Paarerzeugung)

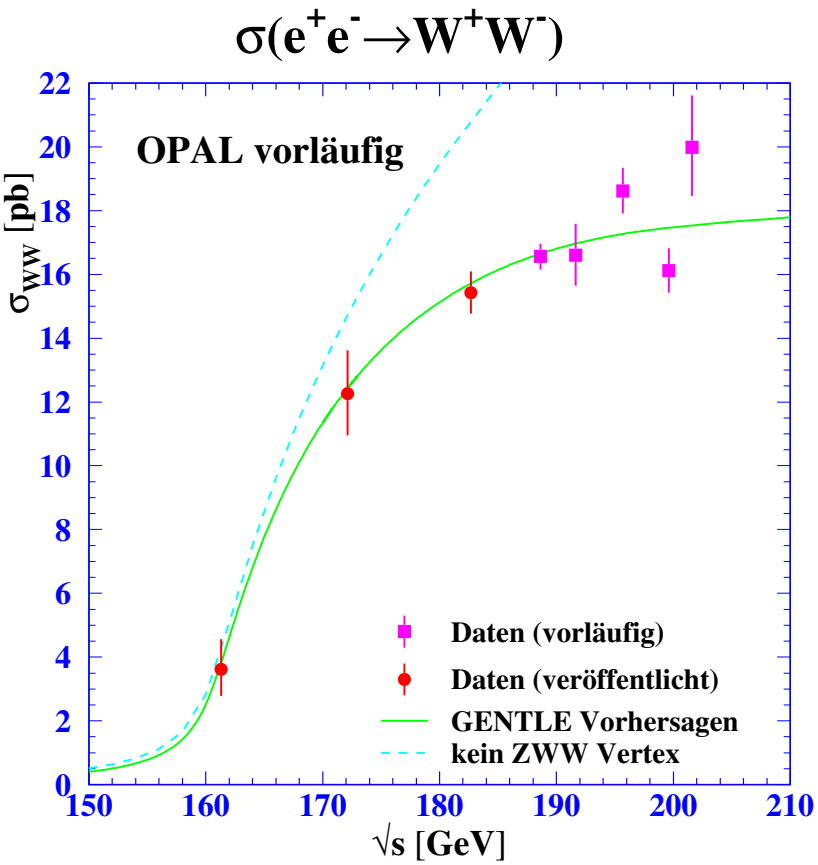


Abbildung 1.6: Wirkungsquerschnitt der W-Paarerzeugung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die Daten sind als Punkte und Karos mit Fehlerbalken dargestellt, die Erwartungen gemäß Standardmodell als durchgezogene und die Erwartungen für das Standardmodell ohne WWZ-Vertex als gestrichelte Linie.

weitere Aussagen über die Kopplungen erhalten, wie z. B. die Art (C- und P-Erhaltung) und Stärke, so kann man weitere verfügbare Informationen benutzen. Dazu gehören der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Zerfallswinkelverteilung der W-Eichbosonen. Je mehr Informationen man berücksichtigt, um so genauer lassen sich die Kopplungen messen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ mit Daten, die mit dem OPAL-Detektor aufgezeichnet wurden. Dazu werden der W-Produktionswinkel und die Zerfallswinkel der W-Eichbosonen in zwei Fermionen verwendet. Diese Winkel können direkt auf die Abhängigkeit von Drei-Eichboson-Kopplungen untersucht werden, indem man die gemessenen Winkelverteilungen mit generierten Verteilungen für verschiedene Kopplungen vergleicht. Dieser Ansatz wird nicht verfolgt, sondern aus den Winkelverteilungen werden sogenannte 1-Teilchen-Spindichtematrizen des W-Eichbosons berechnet, die die Wahrscheinlichkeit angeben, ein W-Boson mit einer bestimmten Helizität $(0, \pm 1)$ zu produzieren. Diese haben eine charakteristische Form in Abhängigkeit des W-Produktionswinkels und ändern ihre Form für Kopplungen, die nicht dem Standardmodell entspre-

chen. Außerdem sind die Imaginärteile der Spindichtematrizen im Gegensatz zu CP-erhaltenden Kopplungen für CP-verletzende ungleich Null. Dies ist eine weitere Observable, um CP-verletzende Drei-Eichboson-Kopplungen zu untersuchen.

In Kapitel 2 wird die W-Boson-Paarerzeugung erläutert und auf die theoretische Beschreibung der Drei-Eichboson-Kopplung eingegangen. Außerdem werden die Spindichtematrizen definiert. Der OPAL-Detektor wird in Kapitel 3 beschrieben. Im vierten Kapitel wird die Messung der wichtigen Verteilungen vorgestellt, und Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Extraktion der Drei-Eichboson-Kopplungen aus diesen Verteilungen. Abschließend werden die Ergebnisse in Kapitel 6 diskutiert und in Zusammenhang mit anderen Messungen der Drei-Eichboson-Kopplungen gestellt.

Kapitel 2

Phänomenologie der Drei-Eichboson-Kopplung

Die Drei-Eichboson-Kopplungen im Standardmodell sind eindeutig durch die Eichinvarianz der elektroschwachen Wechselwirkung festgelegt. Beschrieben werden die Kopplungen durch insgesamt vier Terme: zwei für die Wechselwirkung zwischen Photon und W-Bosonen und zwei für die Wechselwirkung zwischen Z-Boson und W-Bosonen. Die absolute Stärke der Kopplungen ist für die WWγ- und die WWZ-Kopplungen unterschiedlich, die relative Stärke der einzelnen Terme untereinander ist aber gleich. Wählt man für die absolute Stärke die Kopplungskonstanten $g_{WW\gamma}$ und g_{WWZ}, so ist die relative Stärke gleich eins.

Schleifeneffekte höherer Ordnung bewirken kleine Abweichungen von eins, die aber in der Größenordnung von α liegen, d. h. man muß mindestens einen Fehler auf die Messung der Kopplungen von 5×10^{-3} erreichen, um diese Abweichungen zu sehen.

Unter allgemeinen Gesichtspunkten kann man aber die Beschreibung der Drei-Eichboson-Kopplung um weitere Terme erweitern. Dies wird im ersten Teil des Kapitels dargestellt. Anschließend wird der Formalismus der Spindichtematrizen des W-Eichboson vorgestellt. Mit Hilfe der Helizitätsamplituden, die die W-Paarerzeugung beschreiben, kann man analytische Vorhersagen für die Spindichtematrizen ableiten.

2.1 Drei-Eichboson-Vertex

Die allgemeinste Lorentz-invariante Lagrangefunktion, die die Kopplung zwischen zwei geladenen Eichbosonen ($W^{\pm}$) und einem neutralen Eichboson (γ,Z^0) am Vertex WWV ($V = \gamma, Z^0$) beschreibt, kann in vier Terme unterteilt werden, die sich in ihrem Transformationsverhalten bzgl. Parität (P), Ladungskonjugation (C) und der kombinierten Transformation (CP) unterscheiden [12, 13]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{WWV} = \mathcal{L}_{\text{C,P}}^{WWV} + \mathcal{L}_{\not{C},\text{CP}}^{WWV} + \mathcal{L}_{\not{C},\text{P}}^{WWV} + \mathcal{L}_{\not{P},\text{C}}^{WWV}. \tag{2.1}$$

Die vier Terme haben folgende Form:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{WWV}_{\mathrm{C,P}} &= ig_{WWV}\left[g_1^V V^\mu\left(W^-_{\mu\nu}W^{+\nu} - W^+_{\mu\nu}W^{-\nu}\right)\right. \\
&\quad \left. +\kappa_V W^-_\mu W^+_\nu V^{\mu\nu} + \tfrac{\lambda_V}{M^2_{\mathrm{W}}} V^{\mu\nu}W^{+\rho}_\mu W^-_{\rho\nu}\right] \\
\mathcal{L}^{WWV}_{\not{C},\mathrm{CP}} &= g_{WWV}\cdot g_5^V\,\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\left[(\partial^\rho W^-_\mu)W^+_\nu - W^-_\mu(\partial^\rho W^+_\nu)\right]V_\sigma \\
\mathcal{L}^{WWV}_{\not{P},\mathrm{P}} &= -g_{WWV}\cdot g_4^V W^-_\mu W^+_\nu(\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
\mathcal{L}^{WWV}_{\not{P},\mathrm{C}} &= ig_{WWV}\left[\frac{\tilde\kappa_V}{2}W^-_\mu W^+_\nu\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}V_{\rho\sigma} + \frac{\tilde\lambda_V}{2M^2_{\mathrm{W}}}W^-_{\rho\mu}W^{+\mu}{}_\nu\varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta}V_{\alpha\beta}\right]. \qquad (2.2)
\end{aligned}$$

V^μ beschreibt das Photon- ($V=\gamma$) oder das Z^0-Feld ($V=\mathrm{Z}^0$), W^μ das $\mathrm{W}^\pm$-Feld, $W^{\mu\nu}=\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu$, $V^{\mu\nu}=\partial^\mu V^\nu - \partial^\nu V^\mu$ und $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ ist der Pseudotensor mit der Konvention $\varepsilon_{0123}=1$. Die Kopplungskonstanten $g_{WW\gamma}$ und g_{WWZ} werden $g_{WW\gamma}=e$ und $g_{WWZ}=e\cot\theta_W$ gesetzt, wobei e die Ladung des Positrons und θ_W der Mischungswinkel der elektroschwachen Wechselwirkung ist. In der Herleitung der Lagrangefunktion geht man von masselosen Fermionen und reellen, massiven $\mathrm{W}^\pm$-Eichbosonen aus.

In Gleichung (2.2) sind die ersten beiden Terme CP-erhaltend. Der erste Term erhält sogar C und P separat, anders als der zweite Term, der sowohl C als auch P verletzt, aber CP zusammen erhält. Der dritte Term verletzt C, aber erhält P, im Gegensatz zu dem letzten Term, der C erhält und P verletzt. Beide sind somit CP-verletzend. In Tabelle 2.1 ist das Verhalten der einzelnen Kopplungsparameter unter den Transformationen C, P und CP dargestellt.

	g_1^V	κ_V	λ_V	g_4^V	g_5^V	$\tilde\kappa_V$	$\tilde\lambda_V$
C	×	×	×	−	−	×	×
P	×	×	×	×	−	−	−
CP	×	×	×	−	×	−	−

Tabelle 2.1: Transformationverhalten der Kopplungsparameter bzgl. der Transformationen C, P und CP.

An Hand von Gleichung (2.2) erkennt man, daß es insgesamt 14 Kopplungsparameter gibt, die den Drei-Eichboson-Vertex charakterisieren. Alle Kopplungsparameter kann man im Rahmen einer schwach koppelnden Theorie wie dem Standardmodell als reell annehmen. In niedrigster Ordnung im Standardmodell sind die Kopplungen durch $g_1^Z = g_1^\gamma = 1$ und $\kappa_\gamma = \kappa_Z = 1$ gegeben. Alle anderen Kopplungen werden gleich Null gesetzt. Somit existieren im Standardmodell nur C- und P-erhaltende Drei-Eichboson-Kopplungen. Im weiteren werden nur die Abweichungen von den Standardmodellkopplungen betrachtet. Dafür werden die folgenden Abkürzungen eingeführt:

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^{\mathrm{Z}} &\equiv (g_1^Z - 1) & \Delta g_1^\gamma &\equiv (g_1^\gamma - 1) \\
\Delta\kappa_{\mathrm{Z}} &\equiv (\kappa_Z - 1) & \Delta\kappa_\gamma &\equiv (\kappa_\gamma - 1) \qquad (2.3)
\end{aligned}$$

Die Terme niedriger Ordnung einer Multipolentwicklung des W^+-Bosons können durch die elektromagnetischen Kopplungsparameter ausgedrückt werden [13, 14]. Die Ladung q_W, das magnetische Dipolmoment μ_W und das elektrische Quadrupolmoment Q_W^e hängen wie folgt von den CP-erhaltenden Kopplungsparametern ab:

$$\begin{aligned} q_W &= e g_1^\gamma \\ \mu_W &= \frac{e}{2M_\mathrm{W}}(g_1^\gamma + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) \\ Q_W^e &= \frac{-e}{M_\mathrm{W}^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma) \end{aligned} \tag{2.4}$$

Das elektrische Dipolmoment d_W und das magnetische Quadrupolmoment Q_W^M hängen dagegen von den CP-verletzenden Kopplungen ab:

$$\begin{aligned} d_W &= \frac{e}{2M_\mathrm{W}}(\tilde{\kappa}_\gamma + \tilde{\lambda}_\gamma) \\ Q_\mathrm{W}^M &= \frac{-e}{M_\mathrm{W}^2}(\tilde{\kappa}_\gamma - \tilde{\lambda}_\gamma) \end{aligned} \tag{2.5}$$

14 Kopplungsparameter sind zu viele, um mit der Datenmenge von LEP2 gemessen zu werden. Um dieses Problem zu umgehen, versucht man, die Parameter zu unabhängigen Gruppen zusammenzufassen und physikalisch motivierte Verknüpfungsrelationen zu finden. Eine sinnvolle Gruppierung ist die Unterteilung in CP-erhaltende und CP-verletzende Kopplungen. Somit betrachtet man nur noch einen Satz von 8 und einen von 6 Kopplungen. Weiter kann man versuchen, die Struktur des Standardmodells auf die Lagrangefunktion (2.2) zu übertragen. Die elektromagnetische Eichinvarianz und das Prinzip des schwachen Isospin haben sich in der Beschreibung der Physik durch das Standardmodell sehr bewährt. Berücksichtigt man davon einzelne Aspekte [15, 16, 17, 18], so ergeben sich die folgenden Relationen zwischen den Parametern bzw. Einschränkungen auf diese:

- Eichinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung erfordert, daß $g_1^\gamma = 1$ sein muß. Dies ist nach Gleichung (2.4) gleichbedeutend damit, daß das $W^\pm$-Eichboson eine Ladung von genau einer Elementarladung hat. Ebenso müssen die Kopplungsparameter g_4^γ und g_5^γ für $Q^2 \to 0$ gegen Null gehen.

- Fordert man globale $SU(2)$-Symmetrie im Grenzfall des entkoppelten B-Feldes, so kann man $\Delta\kappa_\mathrm{Z}$ durch $\Delta\kappa_\gamma$ und Δg_1^Z und $\tilde{\kappa}_Z$ durch $\tilde{\kappa}_\gamma$ wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned} \Delta\kappa_\mathrm{Z} &= -\tan^2\theta_W \Delta\kappa_\gamma + \Delta g_1^\mathrm{Z} \\ \tilde{\kappa}_Z &= -\tan^2\theta_W \tilde{\kappa}_\gamma \end{aligned} \tag{2.6}$$

- Fordert man sogar weiter exakte $SU(2)$-Symmetrie im Grenzfall des entkoppelten B-Feldes, so erhält man zusätzlich die Gleichheit zwischen λ_Z und λ_γ und zwischen $\tilde{\lambda}_Z$ und $\tilde{\lambda}_\gamma$:

$$\begin{aligned} \lambda_Z &= \lambda_\gamma \\ \tilde{\lambda}_Z &= \tilde{\lambda}_\gamma \end{aligned} \tag{2.7}$$

Einen Schritt weiter geht das folgende Modell, in dem die ganze Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung für die Drei-Eichboson-Kopplungen gelten soll, und nicht nur teilweise die Struktur der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, wie oben dargestellt. Dazu betrachtet man nur eichinvariante Operatoren, die eine Wechselwirkung zwischen den Eichbosonen und dem Higgs-Feld beschreibt. Man geht dabei von einem leichten Higgs-Teilchen aus, so daß man die Operatoren linear aus der kovarianten Ableitung des Higgs-Feldes ($D_\mu\Phi$) und den Feldtensoren der $SU(2)_L$- und $U(1)_Y$-Eichfelder ($B^{\mu\nu}$ bzw. $\mathbf{W}^{\mu\nu}$) konstruieren kann. Beschränkt man sich auf $SU(2)_L \times U(1)_Y$-invariante Operatoren von maximaler Dimension sechs, die nicht anomale Higgs-Kopplungen generieren oder die Eichbosonpropagatoren auf niedrigster Ordnung verändern, so erhält man eine effektive Lagrangefunktion [19], die nur von fünf Operatoren abhängt. Die letzte Einschränkung ist gerechtfertigt, da ansonsten Abweichungen von den Standardmodellwerten schon in Niedrigenergiedaten beobachtet worden wären:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{TGC} = \mathcal{L}_{\text{B}\Phi} + \mathcal{L}_{\text{W}\Phi} + \mathcal{L}_{\text{W}} + \mathcal{L}_{\widetilde{\text{BW}}} + \mathcal{L}_{\widetilde{\text{W}}}. \tag{2.8}$$

Die fünf Terme haben folgende Form:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{B}\Phi} &= g'\frac{\alpha_{B\Phi}}{m_W^2} iB^{\mu\nu}(D_\mu\Phi)^\dagger(D_\nu\Phi) \\
\mathcal{L}_{\text{W}\Phi} &= g\frac{\alpha_{W\Phi}}{m_W^2} i(D_\mu\Phi)^\dagger \boldsymbol{\tau}\mathbf{W}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi) \\
\mathcal{L}_{\text{W}} &= g\frac{\alpha_W}{m_W^2}\frac{1}{3!}(\mathbf{W}^\mu_{\ \rho} \times \mathbf{W}^\rho_{\ \nu})\mathbf{W}^\nu_{\ \mu} \\
\mathcal{L}_{\widetilde{\text{BW}}} &= \frac{gg'}{2}\frac{\tilde{\alpha}_{BW}}{m_W^2}\Phi^\dagger\frac{\boldsymbol{\tau}}{2}\widetilde{\mathbf{W}}^{\mu\nu}\Phi B_{\mu\nu} \\
\mathcal{L}_{\widetilde{\text{W}}} &= g\frac{\tilde{\alpha}_W}{m_W^2}\frac{1}{3!}(\mathbf{W}^\mu_{\ \rho} \times \mathbf{W}^\rho_{\ \nu})\widetilde{\mathbf{W}}^\nu_{\ \mu},
\end{aligned} \tag{2.9}$$

wobei $\widetilde{\mathbf{W}}^{\mu\nu} = {}^1\!/_2\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\mathbf{W}_{\rho\sigma}$ ist. τ_i beschreibt die Pauli-Matrizen, $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ ist die $U(1)_Y$-Eichfeldstärke, $\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu\mathbf{W}_\nu - \partial_\nu\mathbf{W}_\mu - g\mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu$ beschreibt die Feldstärke für das $SU(2)_L$-Eichfeld $\mathbf{W}_\mu$, Φ stellt das Higgs-Dublett dar, und D_μ beschreibt die kovariante Ableitung. Schließlich gilt für die Gesamtkopplung $e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$. Wie man an Gleichung (2.9) sieht, gibt es nur noch fünf Kopplungsparameter. Die Kopplungen $\alpha_{B\Phi}, \alpha_{W\Phi}$ und α_W sind C-, P- und CP-erhaltend, hingegen sind die Kopplungsparameter $\tilde{\alpha}_{BW}$ und $\tilde{\alpha}_W$ P- und CP-verletzend. Auf Grund der Bezeichnung der Kopplungsparameter wird dieses Modell auch α-Modell genannt. Diese Parameter hängen wie folgt von dem Standardparametersatz ab:

$$\begin{aligned}
\alpha_{B\Phi} &= \Delta\kappa_\gamma - \cos^2\theta_W\Delta g_1^{\text{Z}} \\
\alpha_{W\Phi} &= \cos^2\theta_W\Delta g_1^{\text{Z}} \\
\alpha_W &= \lambda_\gamma \\
\tilde{\alpha}_{BW} &= \tilde{\kappa}_\gamma \\
\tilde{\alpha}_W &= \tilde{\lambda}_\gamma
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Wie man sieht, tauchen nur fünf von 14 Kopplungsparametern auf. In diesem Szenario (leichtes Higgs-Teilchen) sind implizit die Relationen (2.6) und (2.7) enthalten. Die Parameter g_4^V und g_5^V sind nicht in Betracht gezogen worden, da sie zu Operatoren der Dimension acht oder höher gehören. Man erwartet, daß die Beiträge der einzelnen Kopplungsparameter mit der Dimension der Operatoren, durch die sie generiert werden, abnimmt. Die Einbeziehung von Operatoren höherer Dimension verletzt auch den zweiten Teil der Relation (2.6).

Geht man von einem schweren oder keinem Higgs-Teilchen aus, so werden die Operatoren nicht-linear aus den Goldstone-Bosonen und den Feldtensoren der $SU(2)_L$- und $U(1)_Y$-Eichfelder konstruiert. Man erhält die gleichen Relationen (2.6) für $\Delta\kappa_Z$ und $\tilde{\kappa}_Z$, aber die Kopplungsparameter λ_γ, λ_Z, $\tilde{\lambda}_Z$ und $\tilde{\lambda}_\gamma$ werden vernachlässigt, da die entsprechenden Operatoren effektiv zwei Dimensionen höher und damit stärker unterdrückt sind. In diesem Szenario (schweres bzw. kein Higgs-Teilchen) hat man nur 5 Kopplungsparameter, drei CP-erhaltende (Δg_1^Z,$\Delta\kappa_\gamma$,$\Delta\kappa_Z$) und zwei CP-verletzende ($\tilde{\kappa}_\gamma$,$\tilde{\kappa}_Z$).

2.2 Helizitätsamplitude für $e^+e^- \to W^+W^-$

Wie schon in Abschnitt 1.2 erwähnt, tragen in niedrigster Ordnung drei verschiedene Diagramme (siehe Abbildung 2.1) zur W-Paarproduktion bei. Nur die ersten zwei Diagramme beinhalten einen Drei-Eichboson-Vertex. Jedes dieser Diagramme kann durch eine Helizitätsamplitude beschrieben werden, die von der Polarisation der einlaufenden Elektronen und der auslaufenden $W^\pm$-Eichbosonen abhängig ist. Diese werden nach Abbildung 2.3 mit λ und λ' für die Polarisation des Elektrons und des Positrons und mit τ_- und τ_+ für das W^-- und W^+-Eichboson bezeichnet. Im Grenzfall masseloser Elektronen gilt $\lambda = -\lambda'$. Wählt man die z-Achse parallel zum Impuls des Elektrons und die x-Achse parallel zum transversalen Impuls des auslaufenden W^--Bosons, so sind die Helizitätsamplituden nur noch von dem Winkel θ_W abhängig, der als der Winkel zwischen z-Achse und W^--Boson definiert ist und auch W-Produktionswinkel genannt wird.

Die Helizitätsamplitude $\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}$ für den Prozeß $e^+e^- \to W^+W^-$ erhält man, indem man über alle beitragenden Produktionsprozesse summiert:

$$\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+} = \mathcal{F}_\gamma + \mathcal{F}_Z + \mathcal{F}_\nu. \tag{2.11}$$

Die dominante Winkelabhängigkeit kann mit Hilfe der d^{J_0}-Funktion von den Helizitätsamplituden abgespalten werden, wobei $J_0 = 1, 2$ die niedrigsten Beiträge

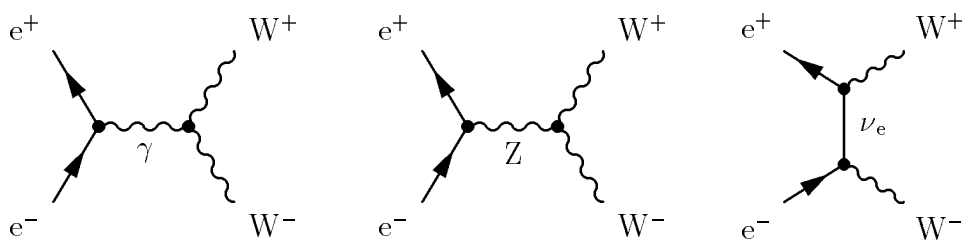


Abbildung 2.1: CC03-Diagrammklasse für den Prozeß $e^+e^- \to W^+W^-$

des Drehimpulses bezeichnet. Die so erhaltenen Terme werden reduzierte Helizitätsamplituden $\widetilde{\mathcal{F}}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}$ genannt:

$$\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}(\theta) = \sqrt{2}\lambda e^2 \widetilde{\mathcal{F}}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}(\theta) d^{J_0}_{\lambda,\Delta\tau}(\theta). \tag{2.12}$$

Hierbei bezeichnet $\Delta\tau = \tau_- - \tau_+$. Für $(\tau_+, \tau_-) = (\pm, \mp)$, was einer Drehimpulsänderung von $\Delta\tau = \pm 2$ entspricht, trägt auf Grund der Drehimpulserhaltung, nur der t-Kanal ν-Austausch bei. Im Limes von masselosen Fermionen ist das einlaufende Elektron linkshändig ($\lambda = -1/2$). Die entsprechende Helizitätsamplitude ist

$$\mathcal{F}^{(-1/2)}_{\tau_-\tau_-}(\theta) = -\sqrt{2}e^2 \frac{-\sqrt{2}}{\sin^2\theta_W} \frac{1}{1+\beta^2-2\beta\cos\theta}(\tau_-)\sin\theta(1-(\tau_-)\cos\theta)/2, \tag{2.13}$$

wobei $\beta = \sqrt{1-m_W^2/s}$ die Geschwindigkeit des $W^{\pm}$-Eichbosons angibt. Für alle anderen Helizitätsamplituden gibt es zusätzlich Beiträge vom s-Kanal γ- oder Z^0-Austausch. Die reduzierten Helizitätsamplituden sehen unter der Annahme masseloser Fermionen wie folgt aus:

$$\begin{aligned}
\widetilde{\mathcal{F}}_\gamma &= -\beta A^\gamma_{\tau_-\tau_+} \\
\widetilde{\mathcal{F}}_Z &= \beta A^Z_{\tau_-\tau_+} \left[(1-\delta_{\lambda,-1/2})\frac{1}{2\sin^2\theta_W}\right]\frac{s}{s-M_Z^2} \\
\widetilde{\mathcal{F}}_\nu &= (\delta_{\lambda,-1/2})\frac{1}{2\beta\sin^2\theta_W}\left[B_{\tau_-\tau_+} - \frac{1}{1+\beta^2-2\beta\cos\theta}C_{\tau_-\tau_+}\right].
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Die Subamplituden A, B und C sind in Tabelle 2.2 gegeben.

Aus Tabelle 2.2 und den Gleichungen (2.11) bis (2.14) kann man das Hochenergieverhalten der einzelnen Helizitätsamplituden ablesen. Z. B. hat die Helizitätsamplitude $(+-)$ bzw. $(-+)$, die nur den t-Kanal ν-Austausch beinhaltet, ein gutes Hochenergieverhalten. Ganz anders ist das für die Helizitätsamplituden, die longitudinale W-Eichbosonen enthalten. Z. B. steigt die Helizitätsamplitude (00) mit der Schwerpunktsenergie quadratisch an.

Dies ist aber weiter nicht wichtig, da man auch an Gleichung (2.14) und Tabelle 2.2 die Aufhebung der einzelnen Beiträge untereinander für hohe Energien ablesen kann. Dies ist eine grundlegende Eigenschaft, die aus der Eichinvarianz des Standardmodells resultiert. Die Amplitude des Photons unterscheidet sich von der *elektromagnetischen* Amplitude des Z^0-Bosons nur um den Z^0-Propagator. Somit heben sich diese beiden Anteile teilweise auf. Im Grenzfall hoher Schwerpunktsenergie heben sie sich sogar ganz auf. Ähnlich verhalten sich der *schwache* Anteil der Z^0-Amplitude und der erste Term der ν-Amplitude. Somit bleibt bei hohen Schwerpunktsenergien nur der zweite Teil der ν-Amplitude übrig, der sich wie $\frac{1}{\sqrt{s}}$ für hohe Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ verhält.

Dies bedeutet, daß man alle drei Graphen benötigt, um den Prozeß $e^+e^- \to W^+W^-$ vollständig und für alle Energien zu beschreiben. Dies wird im Standardmodell automatisch durch das Prinzip der Eichinvarianz gewährleistet.

Wie man auch an Tabelle 2.2 sieht, wird die Aufhebung der einzelnen Diagramme untereinander empfindlich durch anomale Kopplungsparameter gestört.

(τ_+,τ_-)	$\Delta\tau$	$A^V_{\tau_-\tau_+}$	$B_{\tau_-\tau_+}$	$C_{\tau_-\tau_+}$	$d^{J_0}_{\lambda,\Delta\tau}$
$(++)$	0	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma \sin\theta/\sqrt{2}$
$(--)$	0	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma \sin\theta/\sqrt{2}$
(00)	0	$g_1^V + 2\gamma^2\kappa_V$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma \sin\theta/\sqrt{2}$
$(+0)$	1	$\gamma(f_3^V - ig_4^V + \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma\cos\theta)/2$
$(0-)$	1	$\gamma(f_3^V + ig_4^V + \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma\cos\theta)/2$
$(0+)$	-1	$\gamma(f_3^V + ig_4^V - \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma\cos\theta)/2$
(-0)	-1	$\gamma(f_3^V - ig_4^V - \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma\cos\theta)/2$

Tabelle 2.2: Subamplituden A, B und C für die Helizitätsamplituden $\widetilde{\mathcal{F}}$ [13] für Prozesse mit einem Drehimpuls $J_0 = 1$. Es gilt $\beta = \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{s}}$, $\gamma = \sqrt{s}/2M_W$ und $\sigma = 2 \times \lambda$. f_3^V ist eine Abkürzung für die folgende Kombination von Kopplungsparametern: $f_3^V = g_1^V + \kappa_V + \tilde{\lambda}_V$.

Somit sind die Beiträge der einzelnen Produktionsgraphen nicht mehr ausgewogen, was direkt in einem höheren Wirkungsquerschnitt als für den Standardmodellprozeß resultiert. Allein aus dem Wirkungsquerschnitt kann man auf anomale Kopplungen schließen, aber nicht auf die spezielle Realisierung. Da die Kopplungsparameter einen unterschiedlich starken Einfluß auf die Helizitätsamplituden haben, ist es interessant, diese direkt zu untersuchen und so auf einzelne Kopplungsparameter zu schließen. In Abbildung 2.2 sind verschiedene Helizitätswirkungsquerschnitte für verschiedene Kombinationen von Kopplungsparametern in Abhängigkeit des W-Produktionswinkels θ_W dargestellt: Abbildung a) zeigt die Standardmodellkopplungen. In den Abbildungen b) bis d) sind weitere Kopplungsparameter variiert worden. Generell sieht man, daß die Helizitätsamplituden stark von $\cos\theta_W$ abhängen. Des weiteren variieren sie auch unterschiedlich stark mit den anomalen Kopplungsparametern. Für die Kopplung $\lambda_\gamma = \lambda_Z = 2$ (Abbildung 2.2.c)) werden die Helizitätsamplituden $(0+)$ und (-0) für $\cos\theta_W < 0.5$ im Vergleich zum Standardmodell stark unterdrückt. Andere Kopplungen wiederum erhöhen die Helizitätsamplituden im Vergleich zum Standardmodell.

Somit sind die Helizitätsamplituden oder Größen wie die Spindichtematrizen der $W^\pm$-Eichbosonen, die in direktem Zusammenhang zu den Helizitätsamplituden stehen, in der Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen sehr interessant.

Transformationsverhalten unter CPT und CP

Aus der Reaktionskinematik kann man sehr einfach das Verhalten der Helizitätsamplituden unter CPT- und CP-Transformationen ablesen [20]: CPT-Invarianz impliziert

$$\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+} = (\mathcal{F}^{(\lambda)}_{-\tau_--\tau_+})^* \tag{2.15}$$

und CP-Invarianz

$$\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+} = \mathcal{F}^{(\lambda)}_{-\tau_--\tau_+}. \tag{2.16}$$

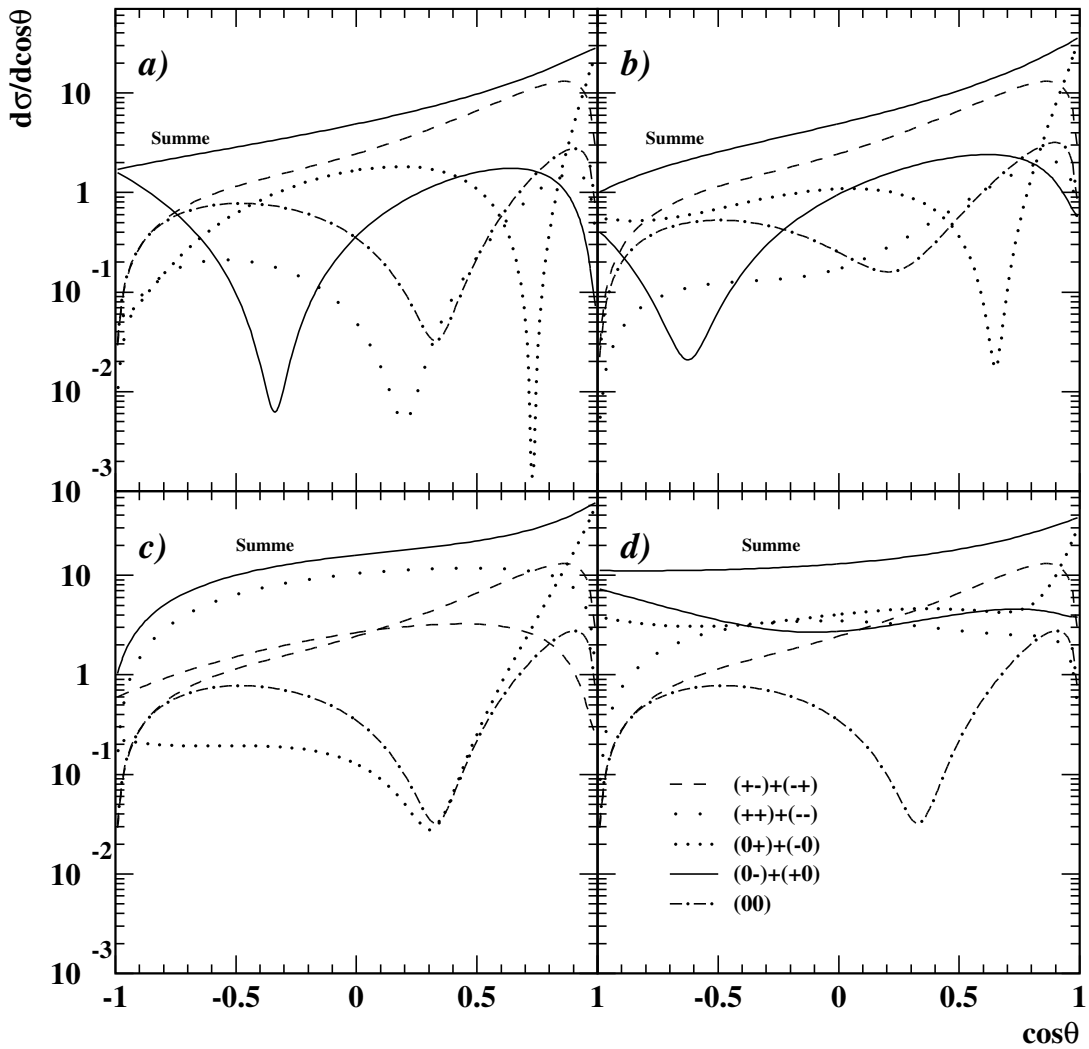


Abbildung 2.2: Dargestellt sind verschiedene Helizitätswirkungsquerschnitte $(\tau_-\tau_+)$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. In Abbildung a) sind die Standardmodellkopplungsparameter verwendet worden. In den anderen Abbildungen sind vom Standardmodell abweichende Kopplungsparameter gewählt worden. Dies sind in Abbildung b) $\Delta g_1^Z = 2$, in Abbildung c) $\lambda_\gamma = \lambda_Z = 2$, und in Abbildung d) ist $\tilde{\kappa}_Z = -2$. Dies ist im Unterschied zu den vorherigen Parametern ein CP-verletzender Kopplungsparameter.

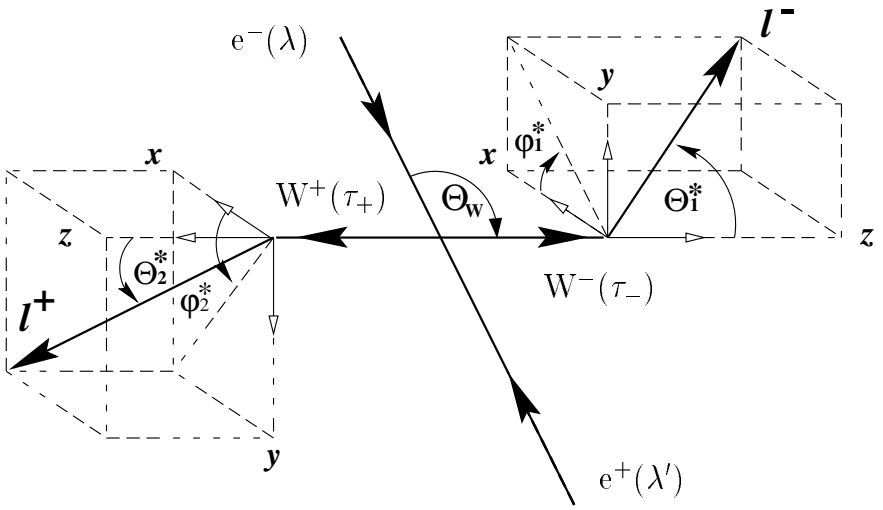


Abbildung 2.3: Definition des W-Produktionswinkels θ_W und der Zerfallswinkel $\theta^*_{W\pm}$ und $\phi^*_{W\pm}$. Die Polarisation der einlaufenden Elektronen wird mit λ und λ' bezeichnet, die der $W^\pm$-Eichbosonen mit $\tau_\pm$. $l^\pm$ bezeichnet das Zerfallsfermion mit dem schwachen Isospin $I_3 = -1/2$.

Zerfall $W \to f\bar{f}$

Wie oben dargestellt, hängen die Helizitätsamplituden von den anomalen Kopplungsparametern ab. Diese können aber nicht direkt gemessen werden, da die W-Eichbosonen keine stabilen Teilchen sind und weiter in ein Paar von Fermionen zerfallen. Die Zerfallswinkelverteilung des W-Fermion-Zerfallsvertex kann als Polarisationsanalysator benutzt werden, um die Helizität des W-Bosons zu messen, da die Struktur des Zerfalls durch die V−A-Theorie beschrieben wird. Dazu werden die Zerfallswinkel[1] θ^* und ϕ^* im Zerfall $W \to f_1\bar{f}_2$ im Ruhesystem des W-Bosons gemessen. θ^* und ϕ^* definieren die Winkel zwischen der Flugrichtung des W-Bosons und der des Fermions mit schwachem Isospin $I_3 = -1/2$. Dies sind im Falle des W^- die Teilchen e^-, μ^-, τ^-, d, s bzw. $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{d}, \bar{s}$ im Falle des W^+. Die Winkel sind in einem rechtshändigen Koordinatensystem definiert, dessen z-Achse der Flugrichtung des W-Bosons entspricht und dessen y-Achse senkrecht auf der $e^+e^- - W^+W^-$-Ebene steht. Diese Konstruktion und die Definition der Winkel sind in Abbildung 2.3 verdeutlicht.

Die Zerfallsamplitude $\mathcal{M}_\tau$ des W-Bosonzerfalls mit Helizität τ kann man wie folgt schreiben:

$$\mathcal{M}_\tau = \frac{e\, M_W}{\sqrt{2}\sin\theta_W} l_\tau(\theta^*, \phi^*), \tag{2.17}$$

wobei die Winkelabhängigkeit durch $l_\tau(\theta^*, \phi^*) = \sqrt{2} d^1_{1,\tau} e^{i\tau\phi^*}$ gegeben ist. Somit ist die ganze Winkelabhängigkeit des Zerfalls $W \to f\bar{f}$ in den sogenannten D-Funktionen

$$D_{\tau\tau'}(\theta^*, \phi^*) = l_\tau(\theta^*, \phi^*) l^*_{\tau'}(\theta^*, \phi^*) \tag{2.18}$$

[1] Diese Arbeit hält sich an die Winkelkonvention von [15].

enthalten, die folgendermaßen aussehen:

$$\begin{aligned}
D_{++} &= \frac{1}{2}(1+\cos^2\theta^*) - \cos\theta^* \\
D_{--} &= \frac{1}{2}(1+\cos^2\theta^*) + \cos\theta^* \\
D_{00} &= \sin^2\theta^* \\
D_{+-} &= \frac{1}{2}\sin^2\theta^* e^{2i\phi^*} \\
D_{+0} &= \frac{1}{2}\sqrt{2}\sin\theta^* e^{+i\phi^*}(\cos\theta^* - 1) \\
D_{-0} &= \frac{1}{2}\sqrt{2}\sin\theta^* e^{-i\phi^*}(-\cos\theta^* - 1)
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Für alle D-Funktionen gilt die Normierung

$$\int_{-1}^{+1}\int_{-\pi}^{+\pi} D_{\tau\tau'}(\theta^*,\phi^*)\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^* = \frac{8\pi}{3}\delta_{\tau\tau'}. \tag{2.20}$$

Die Information der W-Paarproduktion und des W-Zerfalls ist in dem 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^5\sigma/\mathrm{d}\cos\theta_W\mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}+}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}+}$ zusammengefaßt. $\cos\theta_W$ ist der W-Produktionswinkel, und $\theta^*_{\mathrm{W}\pm}$ und $\phi^*_{\mathrm{W}\pm}$ sind die Zerfallswinkel des W^- und W^+ im Ruhesystem des jeweiligen W-Bosons. Dieser Wirkungsquerschnitt kann durch die Helizitätsamplituden $\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}$ und die D-Funktionen ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}
&\frac{\mathrm{d}^5\sigma(\mathrm{e^+e^-}\to\mathrm{W^+W^-}\to\mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4})}{\mathrm{d}\cos\theta_W\mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}+}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}+}} = \\
&\quad\frac{\beta}{128\pi s}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 Br(\mathrm{W}\to\mathrm{f_1\bar{f}_2})Br(\mathrm{W}\to\mathrm{f_3\bar{f}_4}) \\
&\quad\times\sum_{\lambda\tau_-\tau_+\tau'_-\tau'_+}\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}(\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau'_-\tau'_+})^*\; D_{\tau_-\tau'_-}(\theta^*_{\mathrm{W}-},\phi^*_{\mathrm{W}-})D_{\tau_+\tau'_+}(\pi-\theta^*_{\mathrm{W}+},\phi^*_{\mathrm{W}+}+\pi)
\end{aligned} \tag{2.21}$$

2.3 Spindichtematrizen

In diesem Abschnitt wird der Formalismus der Spindichtematrizen (SDM) [15] eingeführt. Dabei werden die betrachteten Teilchen durch die Wahrscheinlichkeiten, in einem bestimmten Helizitätszustand zu sein, beschrieben. Dies beinhaltet auch Korrelationen zwischen den Helizitätszuständen des gleichen und verschiedener Teilchen. Die Spindichtematrizen sind im Falle der W-Paarproduktion von dem W-Paarproduktionswinkel $\cos\theta_W$ abhängig.

In zwei der drei dominanten Diagramme der W-Paarproduktion werden die beiden W-Bosonen durch ein Teilchen, entweder Photon oder Z-Boson, produziert. Damit sind beide W-Bosonen miteinander korreliert. Um diese Korrelation und die daraus resultierenden Interferenzeffekte zwischen beiden Teilchen zu berücksichtigen, betrachtet man die 2-Teilchen-Spindichtematrix.

2-Teilchen-SDM

Die Spindichtematrixelemente sind normierte Produkte der Helizitätsamplituden und beschreiben die Polarisation der W-Eichbosonen. Die Elemente der 2-Teilchen-Dichtematrix sind wie folgt definiert:

$$\rho_{\tau_-\tau'_-\tau_+\tau'_+}(\cos\theta_W) = \frac{\sum_{\lambda} \mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+} (\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau'_-\tau'_+})^*}{\sum_{\lambda\tau_+\tau_-} |\mathcal{F}^{(\lambda)}_{\tau_-\tau_+}|^2} \tag{2.22}$$

Insgesamt sind es 81 Elemente, die in 35 CP-erhaltende und 46 CP-verletzende Elemente unterteilt werden. Die CP-verletzenden Elemente sind in einer CP-erhaltenden Theorie gleich Null. Die Normierung

$$\sum_{\tau_+,\tau_-} \rho_{\tau_-\tau_-\tau_+\tau_+} = 1 \tag{2.23}$$

reduziert die Anzahl freier Elemente auf 80. Die Elemente $\rho_{\tau_-\tau_-\tau_+\tau_+}$ beschreiben direkt die Wahrscheinlichkeiten, ein W^- mit Polarisation τ_- und ein W^+ mit Polarisation τ_+ zu produzieren. Alle anderen Elemente beschreiben Interferenzeffekte zwischen den einzelnen Polarisationszuständen eines W-Eichbosons sowie zwischen beiden W-Eichbosonen. Dies ist das wesentliche Merkmal der 2-Teilchen-Dichtematrix.

Somit kann man den differentiellen, polarisierten Wirkungsquerschnitt, d. h. den differentiellen Wirkungsquerschnitt mit expliziter Angabe der Polarisation von W^- und W^+, durch die Spindichtematrixelemente ausdrücken:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\sigma_{TT}}{\mathrm{d}\cos\theta_W} &= \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_W}(\rho_{----} + \rho_{--++} + \rho_{++--} + \rho_{++++}) \\
\frac{\mathrm{d}\sigma_{LL}}{\mathrm{d}\cos\theta_W} &= \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_W}\rho_{0000} \\
\frac{\mathrm{d}\sigma_{LT}}{\mathrm{d}\cos\theta_W} &= \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_W}(\rho_{00++} + \rho_{00--}) \\
\frac{\mathrm{d}\sigma_{TL}}{\mathrm{d}\cos\theta_W} &= \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_W}(\rho_{++00} + \rho_{--00})
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Gleichung (2.24) bedeutet nichts anderes, als daß man die Wahrscheinlichkeiten für eine bestimmte Polarisationskombination aufaddiert und diese dann mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt multipliziert. Für die Polarisationskombination TL, d. h. das W^--Eichboson ist transversal ($\tau = \pm 1$) polarisiert und das W^+-Eichboson longitudinal ($\tau = 0$), addiert man die Spindichtematrixelemente ρ_{++00} und ρ_{--00} und multipliziert dies mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt.

1-Teilchen-SDM

Leider kann man mit der erwarteten Luminosität bei LEP2 nicht alle 80 Elemente mit ausreichender Signifikanz bestimmen. Um diese zu erhöhen, kann

man zu 1-Teilchendichtematrizen übergehen, indem man über alle Polarisationszustände des zweiten Teilchens in der 2-Teilchendichtematrix, wie in Gleichung (2.25) dargestellt, summiert. So erhält man eine 1-Teilchendichtematrix für das W^-- und eine für das W^+-Eichboson. Gleichzeitig verliert man aber die Information über die Interferenzeffekte zwischen den beiden Teilchen.

$$\begin{aligned}\rho^{W^-}_{\tau_-\tau'_-}(\cos\theta_W) &= \sum_{\tau_+}\rho_{\tau_-\tau'_-\tau_+\tau_+}\\ \rho^{W^+}_{\tau_+\tau'_+}(\cos\theta_W) &= \sum_{\tau_-}\rho_{\tau_-\tau_-\tau_+\tau'_+}\end{aligned} \tag{2.25}$$

Jede Spindichtematrix $\rho_{\tau\tau'}$ besteht aus 9 Elementen, die komplex sein können. Nach Konstruktion ist sie hermitisch, d. h. es gibt nur 6 unabhängige Elemente. Die Diagonalelemente $\rho_{\tau\tau}$ sind reell, die Nebendiagonalelemente können komplex sein. Physikalisch kann man die Diagonalelemente $\rho_{\tau\tau}$ als die Wahrscheinlichkeit, ein W-Eichboson mit der Polarisation τ zu produzieren, interpretieren. Dabei kann τ einen der drei möglichen Polarisationszustände ±1 und 0 annehmen. Dies wird auch von der Normierung der 1-Teilchendichtematix unterstützt, die sich direkt aus der Normierung der 2-Teilchendichtematrix (2.23) ableitet:

$$\begin{aligned}\sum_\tau \rho^{W^-}_{\tau\tau} &= 1\\ \sum_\tau \rho^{W^+}_{\tau\tau} &= 1\end{aligned} \tag{2.26}$$

Die Summe der Diagonalelemente ist gleich 1. Die Nebendiagonalelemente beschreiben die Interferenzeffekte zwischen den einzelnen Polarisationszuständen, die in einer CP-erhaltenden Theorie reell sind.

Auch in dem Fall, daß man nur 1-Teilchen-Spindichtematrizen hat, kann man den differentiellen, polarisierten Wirkungsquerschnitt durch die Spindichtematrixelemente ausdrücken. Hierbei handelt es sich um den einfach polarisierten Wirkungsquerschnitt, d. h. man gibt die Polarisation für ein W-Boson an und summiert über die Polarisationszustände des anderen W-Bosons. Somit gibt es zwei Wirkungsquerschnitte: einen, um mindestens ein longitudinal polarisiertes W-Boson, und einen, um mindestens ein transversal polarisiertes W-Boson zu produzieren:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_L}{d\cos\theta_W} &= \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W}\rho_{00}\\ \frac{d\sigma_T}{d\cos\theta_W} &= \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W}(\rho_{++}+\rho_{--})\end{aligned} \tag{2.27}$$

Der 3-fach differentielle Wirkungsquerschnitt für den W-Produktionswinkel $\cos\theta_W$ und die Zerfallswinkel $\cos\theta^*_{W^-}$ und $\phi^*_{W^-}$ des W^--Eichbosons können ähnlich wie in Gleichung (2.21) durch die 1-Teilchen-Spindichtematrix ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}\frac{d^3\sigma(e^+e^-\to W^+ + f\bar f)}{d\cos\theta_W\, d\cos\theta^*_{W^-}\, d\phi^*_{W^-}} &= \frac{d\sigma(e^+e^-\to W^+W^-)}{d\cos\theta_W}\\ &\quad Br\frac{3}{8\pi}\sum_{\tau_-\tau'_-}\rho^{W^-}_{\tau_-\tau'_-}(\cos\theta_W)D_{\tau_-\tau'_-}(\cos\theta^*,\phi^*)\end{aligned} \tag{2.28}$$

Br bezeichnet das Verzweigungsverhältnis $Br_{\mathrm{W}^-\to f\bar{f}}$ des W^--Zerfalls.

Eigenschaften der 1-Teilchen-SDM

Da die Spindichtematrizen aus den Helizitätsamplituden aufgebaut sind, kann man aus dem Verhalten der Helizitätsamplituden unter CPT- und CP-Transformationen das Verhalten der Spindichtematrizen ableiten. CPT-Invarianz impliziert unter Zuhilfenahme von Gleichung (2.15) die folgende Relation zwischen den 1-Teilchen-Spindichtematrixelementen des W^-- und des W^+-Eichbosons:

$$\rho^{\mathrm{W}^-}_{\tau\tau'} = \left(\rho^{\mathrm{W}^+}_{(-\tau)(-\tau')}\right)^* . \tag{2.29}$$

Sie kann noch strikter gefaßt werden, wenn man CP-Invarianz fordert. Dazu benutzt man Gleichung (2.16):

$$\rho^{\mathrm{W}^-}_{\tau\tau'} = \rho^{\mathrm{W}^+}_{(-\tau)(-\tau')}. \tag{2.30}$$

Die letzte Gleichung bedeutet, daß in einer CP-invarianten Theorie alle Matrixelemente reell sind, nicht nur die Diagonalelemente. Somit ergibt Gleichung (2.30) einen einfachen Test, um CP-Verletzung experimentell nachzuweisen [20]:

$$\begin{aligned}
\mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^-}_{+-}) - \mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^+}_{-+}) &= 0 \\
\mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^-}_{+0}) - \mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^+}_{-0}) &= 0 \\
\mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^-}_{-0}) - \mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^+}_{+0}) &= 0
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Natürlich kann man auch direkt die einzelnen Imaginärteile der Nebendiagonalelemente von W^-- und W^+-Eichboson auf Null prüfen, aber mittels Gleichung (2.31) werden die Elemente beider Spindichtematrizen kombiniert und damit die Statistik erhöht. Ob dies auch experimentell sinnvoll und durchführbar ist, muß gezeigt werden. Eine ähnliche Relation kann man aus Gleichung (2.29) ableiten:

$$\mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^-}_{\tau\tau'}) + \mathrm{Im}(\rho^{\mathrm{W}^+}_{-\tau-\tau'}) = 0 \tag{2.32}$$

Dieser Ausdruck ist auf CP-erhaltende und -verletzende Schleifeneffekte sensitiv. CP-verletzende Beiträge von niedrigster Ordnung löschen sich in diesem Ausdruck aus.

Analytische Vorhersagen der 1-Teilchen-SDM

Theoretische Vorhersagen für die 1-Teilchen-Spindichtematrizen als Funktionen der diversen anomalen Kopplungsparameter können mit Hilfe der analytischen Ausdrücke der Helizitätsamplituden aus Tabelle 2.2 und Gleichungen (2.11) - (2.14) gemacht werden. Dabei muß man aber beachten, daß mehrere Annahmen gemacht wurden, um die analytischen Ausdrücke zu gewinnen. Dies sind die Benutzung der Diagrammklasse CC03, Vernachlässigung der Bremsstrahlung im Anfangszustand und der endlichen Breite des W-Eichbosons. Diese übertragen sich auf die Vorhersagen der Spindichtematrizen. Explizit sind diese Ausdrücke in [15, 21] aufgeführt.

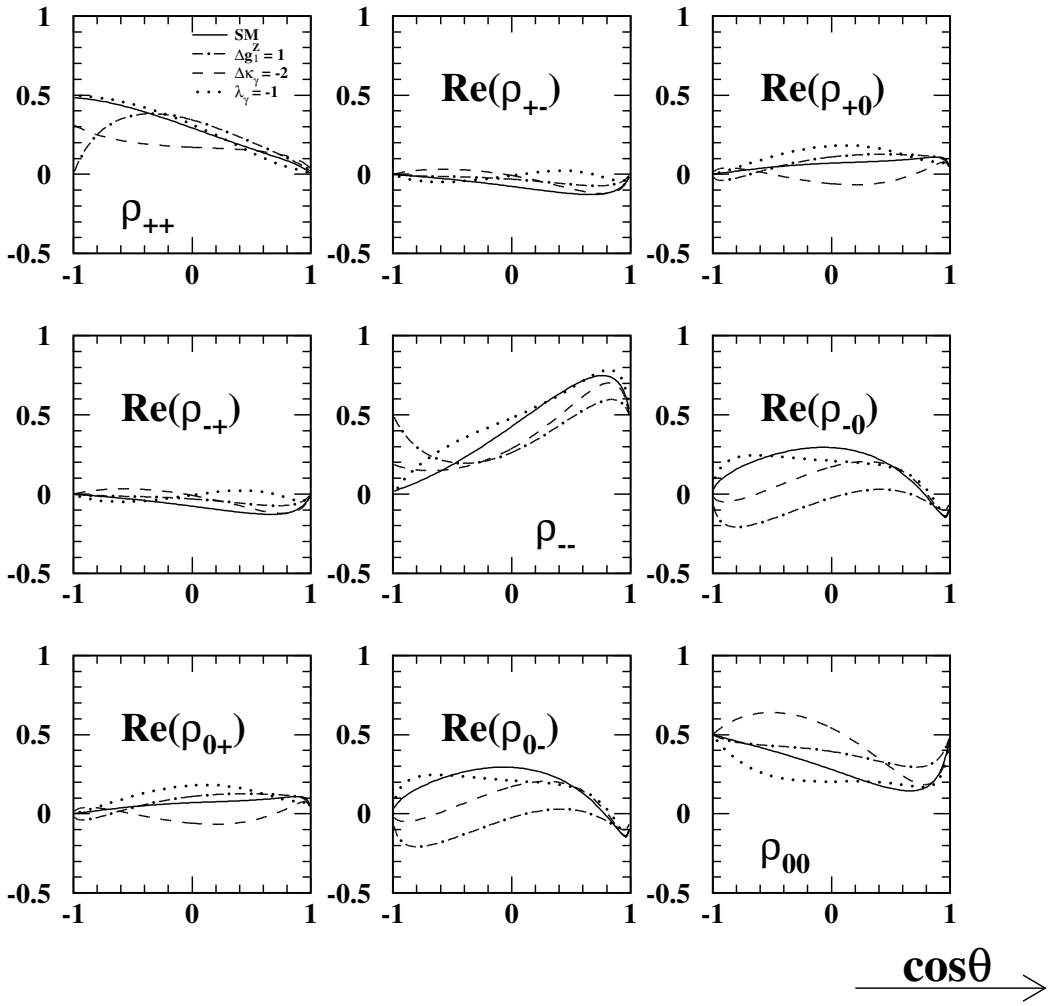


Abbildung 2.4: Dargestellt sind die Realteile der 1-Teilchen - Spindichtematrixelemente in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$ für verschiedene Kombinationen von Kopplungsparametern bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Die Imaginärteile sind nicht dargestellt, da diese für CP-erhaltende Kopplungsparameter gleich Null sind.

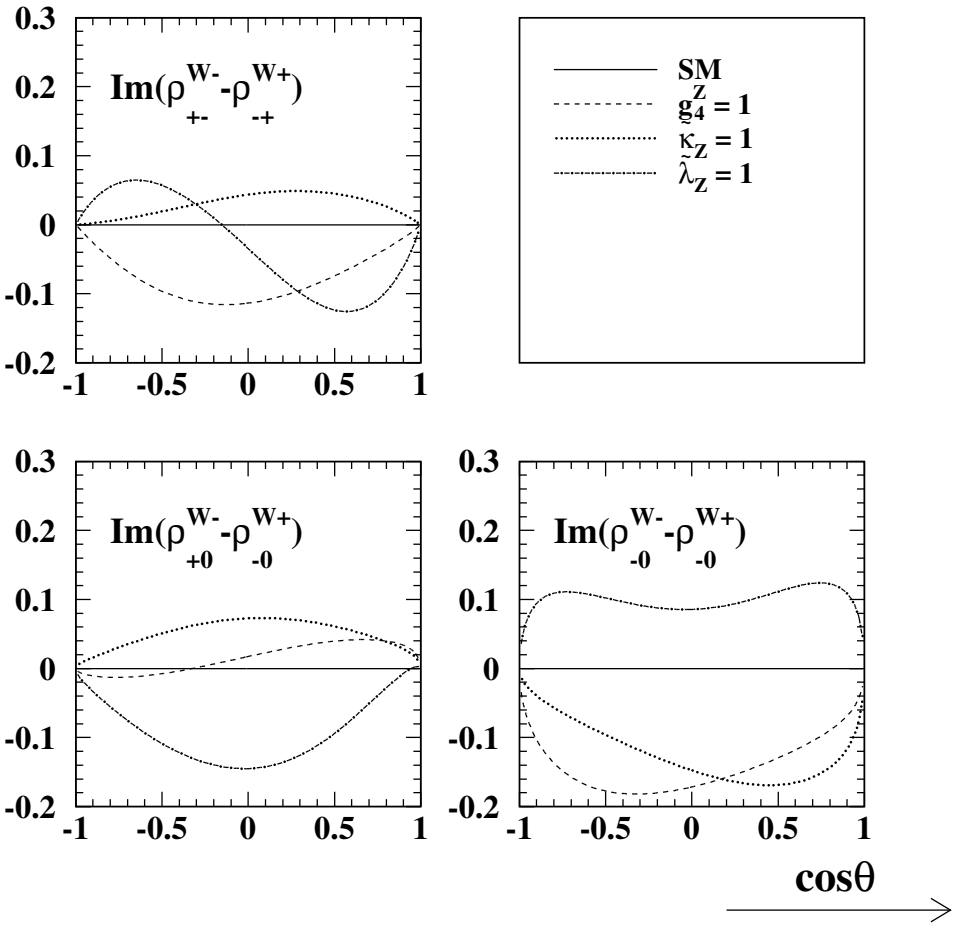


Abbildung 2.5: Dargestellt ist die Differenz der Imaginärteile der 1-Teilchen-Spindichtematrix für W^-- und W^+-Bosonen in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$ für verschiedene CP-verletzende Kopplungsparameter bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$.

In Abbildung 2.4 sind die Spindichteelemente in Abhängigkeit des W-Produktionswinkels $\cos\theta_W$ für verschiedene Kombinationen von Kopplungsparametern aufgetragen. Die durchgezogene Linie stellt das Standardmodell dar. Des weiteren sind die Spindichtelemente für die Kopplungsparameter $\Delta g_1^Z = 1$, $\Delta\kappa_\gamma = -2$ und $\lambda_\gamma = -1$ mit den Relationen (2.6) und (2.7) eingezeichnet. Die Imaginärteile sind nicht dargestellt, da diese für CP-erhaltende Kopplungen gleich Null sind. Betrachtet man das Standardmodell (durchgezogenen Linie), so sieht man die starke Veränderung der drei Helizitätszustände mit dem Winkel. Man erkennt, daß die Diagonalelemente für anomalen Kopplungen sich zum Teil stark in der Form von den Standardmodellelementen abheben. Z. B. geben alle Kopplungsparameter sehr verschiedene Formen für das Element ρ_{00}. Aber auch an Hand der Realteile der Nebendiagonalelemente (z. B. ρ_{-0}) kann man die einzelnen Kopplungen voneinander und dem Standardmodell unterscheiden.

CP-verletzende Kopplungen beeinflussen nicht nur die Realteile der Spindichtematrixelemente, sondern zusätzlich auch die Imaginärteile. In Abbildung 2.5 sind die Imaginärteile für die drei CP-verletzenden Kopplungsparameter g_4^Z, $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$ nach Gleichung (2.31) dargestellt. Für das Standardmodell und jeden anderen CP-erhaltenden Kopplungsparameter erwartet man keine Abweichungen von Null. Für CP-verletzende Kopplungsparameter ergibt sich eine charakteristische Form in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$, die von den Kopplungsparametern abhängt. Anzumerken ist, daß die Imaginärteile der Spindichtematrizen linear von den Kopplungsparametern abhängen und nicht quadratisch wie im Falle der Realteile.

2.4 Methoden zur Extraktion der Kopplungsparameter

Wie wir bis jetzt gesehen haben, ändern anomale Kopplungen die Helizitätsamplituden, mit denen man den Prozeß $e^+e^- \to W^+W^-$ beschreiben kann. Damit ändern sich der absolute und der 5-fach differentielle Wirkungsquerschnitt. Diese beiden Größen sind der Ausgangspunkt für eine Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen. Die Frage ist nun, wie man die Kopplungsparameter am besten aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt extrahiert. Dafür gibt es mehrere Vorgehensweisen:

- Der direkte Weg ist, den 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt in geeignete Intervalle zu unterteilen und aus diesen Daten die Kopplungsparameter mittels der Maximum-Likelihood-Methode zu messen. Dazu vergleicht man theoretische Vorhersagen für verschiedene Parameter mit den Daten mittels der Likelihood-Funktion, die den Grad der Übereinstimmung beschreibt.

  Das Vorgehen ist direkt, gibt aber keine weiteren Einblicke in die zu Grunde liegenden physikalischen Prozesse.

- Man kann aber auch aus dem 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt für jeden Kopplungsparameter eine sogenannte optimale Variable [22] konstruieren und aus dieser den optimalen Wert des Kopplungsparameters bestimmen.

Diese Methode ist aufwendig und technisch kompliziert, liefert aber, wie der Name schon sagt, eine *optimale* Messung des entsprechenden Kopplungsparameters. Die optimale Variable an sich hat aber keine direkte physikalische Bedeutung.

- Wie nicht anders zu erwarten, kann man auch aus dem 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt die 1-Teilchen-Spindichtematrixelemente bestimmen und aus diesen mittels der χ^2-Methode die Kopplungsparameter messen. Dazu werden die theoretischen Werte der Dichtematrizen mit den Daten verglichen. Hier charakterisiert die χ^2-Funktion die Übereinstimmung.

  Diese Methode geht einen Mittelweg zwischen den beiden bereits erwähnten Methoden, was die Komplexität und den Aufwand betrifft. Es werden Observablen gemessen, die sensitiv auf anomale Kopplungen sind. Diese sind nicht optimal, aber physikalisch motiviert.

Dies sind drei der vielen Methoden, um die Drei-Eichboson-Kopplungen zu untersuchen. Da alle mehr oder minder auf dem 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt beruhen, ist ein großer Unterschied in den Ergebnissen nicht zu erwarten. Die Unterschiede befinden sich im Prozentbereich, und hier wird sich zeigen, wie gut die Methode z. B. auf systematische Fehler reagiert.

Einen Vorteil hat aber die Spindichtemethode: Sie liefert gleichzeitig einen modellunabhängigen Test für die Drei-Eichboson-Kopplungen. Vergleicht man die gemessenen Spindichtematrixelemente mit den theoretischen Vorhersagen des Standardmodells mittels einer χ^2-Funktion, so gibt diese ein Maß für die Übereinstimmung. Im Fall der Imaginärteile der Spindichtematrizen kann man sofort auf CP-verletzende Kopplungen schließen, falls diese nicht gleich Null sind. Dies ist ganz unabhängig von irgendeinem Modell. Will man aber wissen, wie diese generiert werden und wie stark sie sind, so muß man natürlich wieder Modelle zum Vergleich heranziehen.

In der OPAL-Kollaboration werden alle drei Methoden benutzt, um zu sehen, welche Methode die besten Ergebnisse liefert und ob alle Methoden das Gleiche messen. Somit kann man an Hand aktueller Daten die Spindichtemethode mit den anderen Methoden vergleichen (siehe Kapitel 6).

Kapitel 3

Der OPAL-Detektor

Der OPAL-Detektor [23] (**O**mni **P**urpose **A**pparatus at **L**EP) ist einer von vier Detektoren des e^+e^--Speicherringes LEP am Forschungszentrum CERN bei Genf. Ziel ist es, mit dem Detektor physikalisch interessante Ereignisse in e^+e^--Kollisionen über nahezu den vollen Raumwinkelbereich von 4π zu rekonstruieren. Hieraus ergeben sich folgende Anforderungen an den Detektor:

- Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen mit Impuls- und Ladungsbestimmung
- Identifikation der geladenen Teilchen durch den spezifischen Energieverlust
- Rekonstruktion von primärem und sekundären Vertizes aus den Spuren
- Identifikation und Energiebestimmung von Photonen und anderen neutralen Teilchen
- Messung der elektromagnetischen und hadronischen Energie
- Identifikation von Myonen
- Messung der absoluten Luminosität

Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht des OPAL-Detektors. Ein Querschnitt durch den Barrel- und den Endkappen-Bereich ist in Abbildung 3.2 gegeben. Das rechtshändige Koordinatensystem ist so gewählt, daß die z-Richtung mit dem e^--Strahl übereinstimmt. Die xy-Ebene steht senkrecht zum Strahl, wobei die x-Achse in der Horizontalen liegt und zum Mittelpunkt des LEP-Rings zeigt. Wählt man Polarkoordinaten (r, θ, ϕ), um einen Raumpunkt darzustellen, so ist der Polarwinkel θ bezüglich der positiven z-Achse und der Azimutalwinkel ϕ bezüglich der positiven x-Achse definiert. Der Betrag des Abstandes zwischen Raumpunkt und Koordinatenursprung wird mit r bezeichnet.

Vom Strahl nach außen gehend setzt sich der Detektor aus zentralem Spursystem (Silizium-Mikrovertex-Detektor, Vertex-, Drift- und z-Kammer), Flugzeitzähler, Presampler, elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, sowie Myonkammern zusammen. Zusätzlich dienen Vorwärtsdetektoren nahe der Strahlachse der Luminositätsmessung.

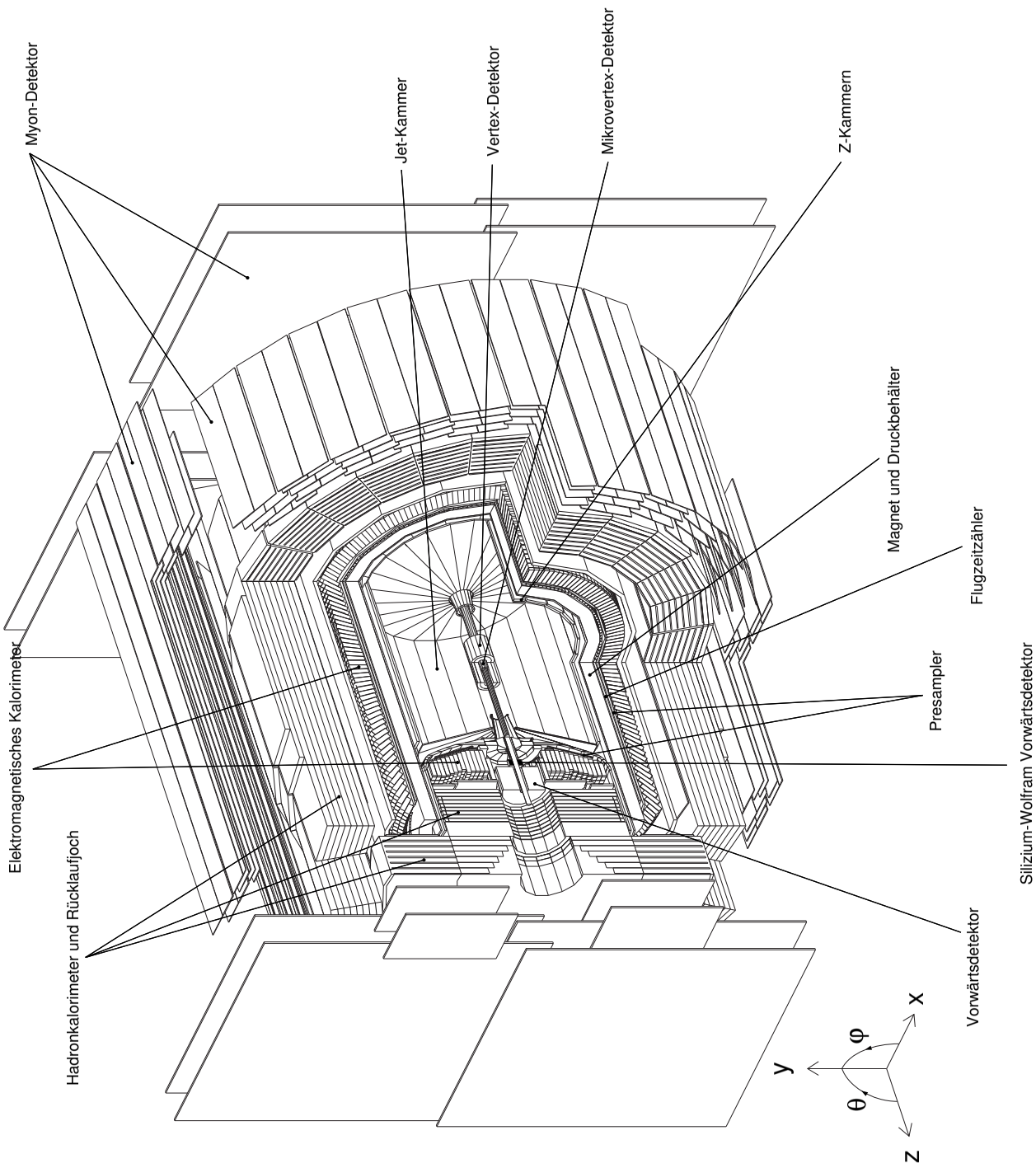


Abbildung 3.1: Der OPAL-Detektor

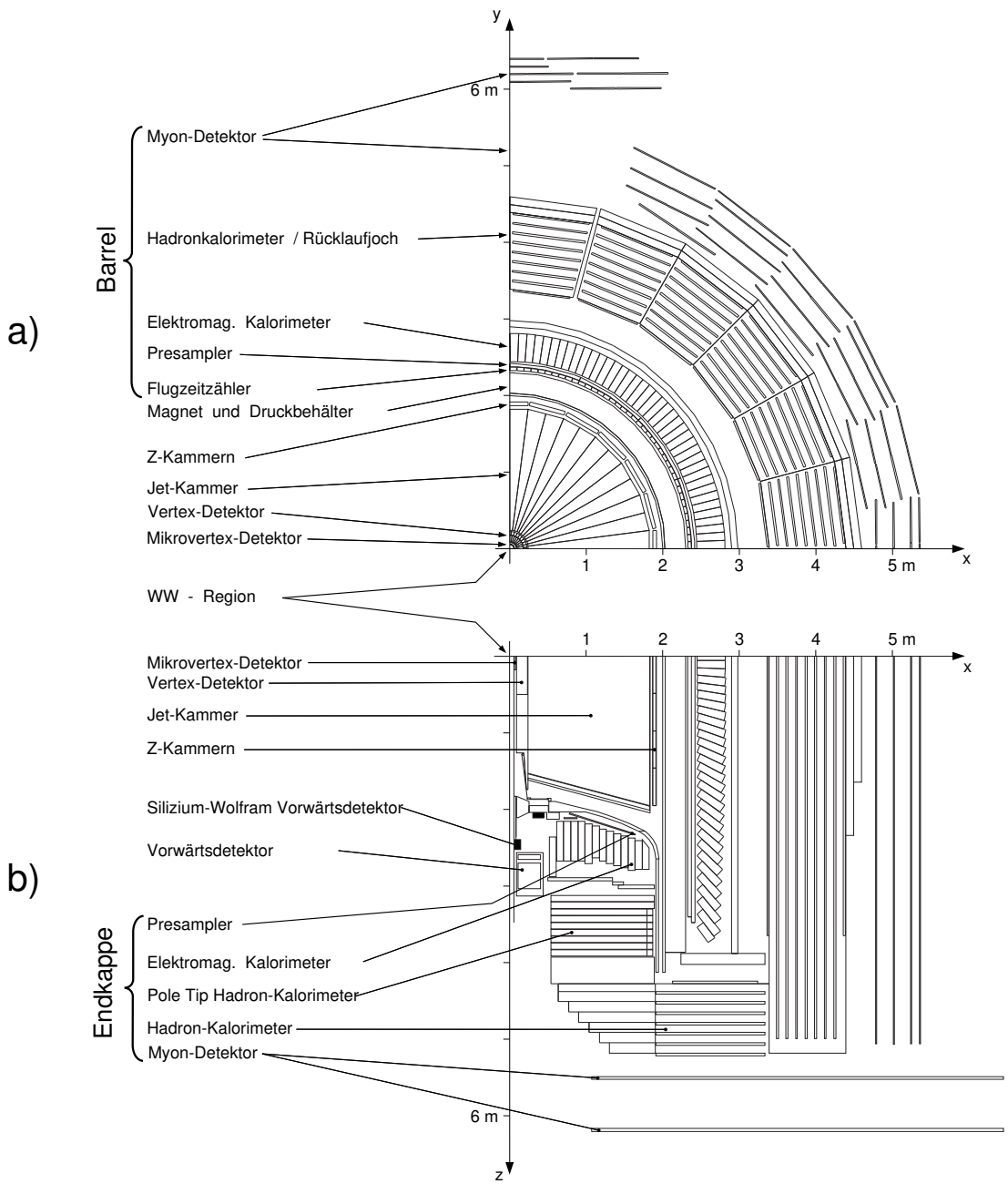


Abbildung 3.2: Dargestellt ist ein Schnitt senkrecht (a) und parallel (b) zur Strahlachse durch den OPAL-Detektor.

3.1 Das zentrale Spursystem

Das zentrale Spursystem, welches zur Spurrekonstruktion, Impulsmessung und Teilchenidentifikation dient, besteht aus einem Silizium-Mikrovertex-Detektor und einem System aus drei verschiedenen Driftkammern. Alle Detektorkomponenten befinden sich in einem Magnetfeld von 0.436 Tesla, das durch eine Aluminiumspule erzeugt wird. Das ermöglicht die Messung der Ladung und des Impulses geladener Teilchen. Die Driftkammern befinden sich in einem Druckbehälter, der mit einem Gasgemisch aus 88.2 % Argon, 9.8 % Methan und 2.0 % Isobutan bei einem Druck von 4 bar gefüllt ist. Ein hoher Druck bewirkt eine Verschlechterung der Impulsauflösung durch Vielfachstreuung der Teilchen im Kammergas, verringert aber Diffusionseffekte, die die räumliche Auflösung beeinträchtigen, und erlaubt eine bessere Teilchenidentifikation durch genauere Messung des spezifischen Energieverlusts. Die Wahl eines Druckes von 4 bar stellt einen Kompromiß zwischen diesen Effekten dar. Die geometrische Anordnung des zentralen Spursystems ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

Der Silizium-Mikrovertex-Detektor

Der Silizium-Mikrovertex-Detektor [24, 25] wurde im Jahre 1991 direkt um das Strahlrohr installiert und ist die innerste Detektorkomponente. Seine Aufgabe ist es, die Spurauflösung nahe dem Wechselwirkungspunkt zu verbessern, und somit sekundäre Vertizes von z. B. schweren Hadronen besser rekonstruieren zu können. Dieser Mikrovertex-Detektor ermöglichte aber nur die genaue Bestimmung der ϕ-Koordinate. Deswegen wurde der Detektor im Jahre 1993 um Komponenten für die genaue Bestimmung der z-Koordinate erweitert. Im Jahre 1995 fand eine weitere Modifikation statt, die den Akzeptanzbereich in $|\cos\theta|$ verbesserte.

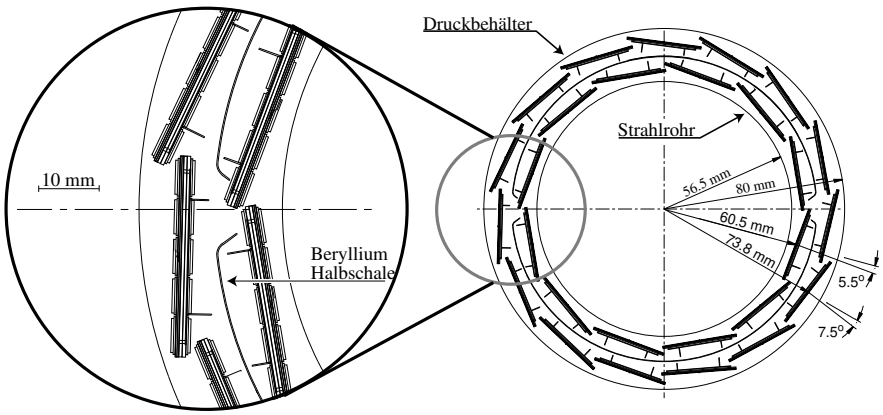


Abbildung 3.3: Schnitt durch den Silizium-Mikrovertex-Detektor in der $r\phi$-Ebene.

In Abbildung 3.3 ist ein Querschnitt des 1995 eingebauten Mikrovertex-Detektors in der $r\phi$-Ebene gezeigt. Der Detektor besteht insgesamt aus 27 Einzeldetektoren, die in zwei Lagen im Abstand zwischen 56, 5, mm und 80 mm zur Strahlachse angeordnet sind. Jeder besteht aus je fünf in z-Richtung aneinandergereihten Silizium-Streifendetektor-Paaren mit einer Gesamtlänge von 30 cm. Diese sind

auf einer Glasplatte mit aufgedruckter Goldstruktur montiert, um die Signale zur Ausleseelektronik zu leiten.

Der Akzeptanzbereich für die innere Lage ist $|\cos\theta| < 0.93$, und $|\cos\theta| < 0.89$ für die äußere. Die Auflösung wurde mit leptonischen Z^0-Zerfällen auf der Z^0-Resonanz zu $\sigma_\phi = 18\,\mu$m und $\sigma_z = 24\,\mu$m bestimmt [26].

Die Vertex-Driftkammer

Die Vertex-Driftkammer schließt sich direkt an den Mikrovertex-Detektor an. Sie besteht aus zwei Bereichen, die azimutal in 36 Sektoren unterteilt sind, wobei die innere Kammer bei einem Radius von 8.8 cm beginnt und bei einem Radius von 15.5 cm endet. Die äußere Kammer schließt sich daran an und endet bei einem Radius von 23.5 cm. Mit einer Länge von einem Meter deckt die Kammer einen Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.98$ ab.

Die Drähte in der inneren Kammer liegen parallel zur z-Achse im OPAL-Koordinatensystem. Um die Genauigkeit der Messung der z-Koordinate zu erhöhen, wurden sogenannte Stereo-Drähte in der äußeren Kammer installiert. Diese sind um 4° gegen die z-Achse versetzt. Damit ergibt sich die Auflösung zu $\sigma_{r\phi} = 55\,\mu$m und $\sigma_z = 700\,\mu$m.

Die zentrale Driftkammer

An die Vertex-Driftkammer schließt sich die zentrale Driftkammer [27, 28] an, die eine Länge von 4 Metern und einen äußeren Radius von 1.85 Metern hat. Sie ist azimutal in 24 identische Sektoren unterteilt, die jeweils mit 159 Anodendrähten parallel zur Strahlachse ausgestattet sind. Die maximale Driftdistanz beträgt 3 cm am inneren und 25 cm am äußeren Draht. Wenn ein Teilchen den Detektor im Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.73$ durchquert, so passiert es alle 159 Drähte. Dieser Bereich wird „Barrel" genannt. Um das Minimum von 8 Drähten zu passieren, muß die Spur in einem Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.98$ liegen. Das entspricht einer Abdeckung des Raumwinkels von 98 %.

Die Koordinaten einer geladenen Spur in der $r\phi$-Ebene werden durch die Position der Drähte und die Messung der Driftzeit bestimmt. Die Auflösung ergibt sich zu $\sigma_{r\phi} = 135\,\mu$m. Daraus ergibt sich eine Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \sqrt{0.020^2 + \left(\frac{0.0015 \cdot p_t}{\mathrm{GeV}/c}\right)}\,, \tag{3.1}$$

wobei p_t die Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung ist. Der erste Term berücksichtigt die Vielfachstreuung im Gas und der zweite Term eine Kombination aus intrinsischer Auflösung und Spurrekonstruktion. Für ein Teilchen von 1 GeV/c berechnet sich eine Impulsauflösung von $\approx 20\,$MeV/c.

Die z-Koordinate wird durch die Auslese der Ladung an beiden Enden der Anodendrähte und Vergleich der Signalhöhen bestimmt. Mit der Methode der Ladungsteilung erreicht man eine Auflösung von $\sigma_z = 6\,$cm. Mit der Messung der

Gesamtladung kann man auch den spezifischen Energieverlust ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) eines Teilchens bestimmen. Diese Information läßt sich zur Identifikation der Teilchenart benutzen.

Die z-Kammer

Die z-Auflösung der zentralen Drift-Kammer ist nicht ausreichend, um Impulsmessungen mit der nötigen Präzision durchführen zu können. Deshalb wird sie durch eine spezielle z-Kammer ergänzt. Diese umgibt die zentrale Driftkammer und besteht aus 24 Driftkammern, die jeweils 4 m lang, 0.5 m breit und 5.9 cm hoch sind. Jede Kammer ist in der z-Richtung in acht Driftzellen mit einer Fläche von 50 cm$\times$ 50 cm und acht Anodendrähten unterteilt. Die maximale Driftdistanz in z-Richtung beträgt 25 cm.

Die Kammer umfaßt einen Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.72$ und hat eine Auflösung in z-Richtung von $\sigma_z = 100-300\,\mu$m, die von der Driftdistanz abhängt. Die Auflösung in $r\phi$ ergibt sich zu $\sigma_{r\phi} \simeq 1.5$ cm.

Teilchenidentifizierung über die Energieverlustmessung in der zentralen Driftkammer

Der spezifische Energieverlust ist eine charakteristische Funktion von Energie und Masse eines Teilchens und kann mit der Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{m_e v^2 A}\left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \frac{1}{2}\beta^2 - \delta\right] \tag{3.2}$$

Hier ist N_0 die Avogadrozahl, z die Ladung des Teilchens in Einheiten von e, m_e die Elektronenmasse, v die Geschwindigkeit des Teilchens, $\beta = {}^{v}/_{\mathrm{c}}$ die relativistische Geschwindigkeit, Z die Kernladungszahl, A die Massenzahl und I das effektive Ionisationspotential. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den mittleren Energieverlust eines Teilchens der Ladung ze pro zurückgelegter Weglänge x in Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit v und des durchquerten Mediums (Z, A). Der mittlere Energieverlust verhält sich für nichtrelativistische Teilchen wie $\sim 1/v^2$, erreicht ein Minimum, und steigt bei hohen Geschwindigkeiten aufgrund relativistischer Effekte wieder an. Dieser relativistische Wiederanstieg kommt dadurch zustande, daß die Transversalkomponente des elektrischen Feldes sich aufgrund der Längenkontraktion mit dem relativistischen Faktor γ ausdehnt und somit der Energieverlust zunimmt. Der Faktor δ beschreibt die Kompensation des Anstiegs durch Polarisationseffekte des Mediums. In Abbildung 3.4 ist der theoretisch erwartete Verlauf für verschiedene Teilchen als schwarze Linie dargestellt. Die Punkte stellen die Meßwerte für multihadronische Ereignisse und Myonpaare dar. Damit kann man durch die Messung des spezifischen Energieverlustes und des Impulses Rückschlüsse auf die Masse des Teilchens und den Teilchentyp ziehen. Man erreicht aus der Extrapolation zu hohen Impulsen einen relativen Fehler von 3.2 % mit der zentralen Driftkammer für minimal ionisierende Teilchen bei der Messung des spezifischen Energieverlustes [29].

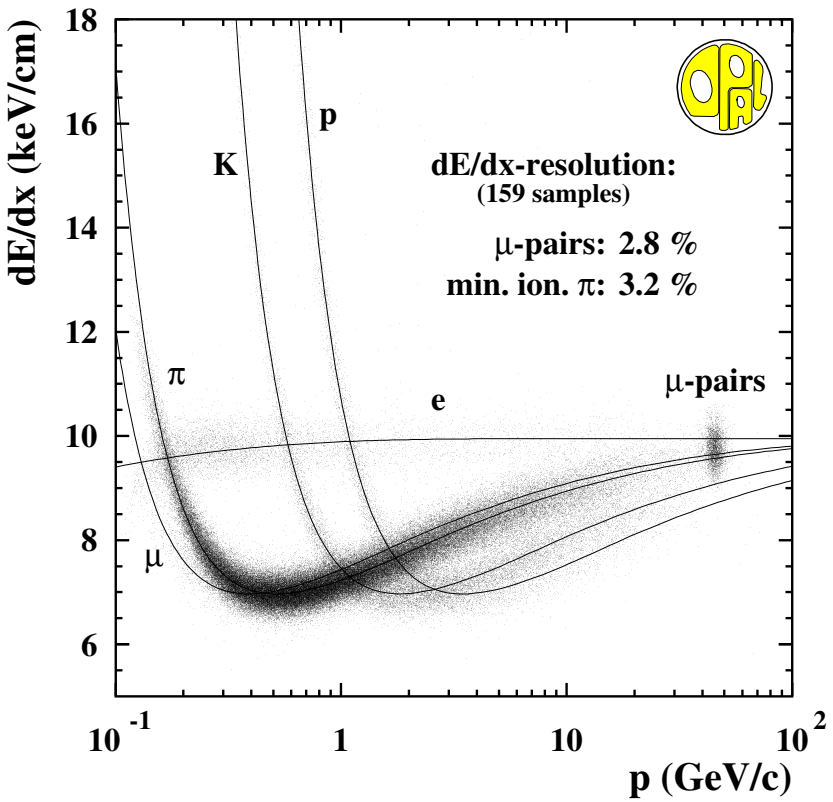


Abbildung 3.4: Gemessene $^{\mathrm{d}E}/_{\mathrm{d}x}$ Verteilung für Spuren aus multihadronischen Z-Zerfällen und Myonpaaren

Zur Bestätigung der Hypothese, daß ein Teilchen einer bestimmten Teilchenklasse angehört, kann man nach Gleichung (3.3) ein Pseudo-χ^2 ausrechnen.

$$\chi^2 = \left(\frac{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}^{(0)} - \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}^{(m)}}{\sigma_{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}^{(m)}}} \right)^2 \tag{3.3}$$

Man vergleicht den gemessenen spezifischen Energieverlust $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)^{(m)}$ mit dem theoretisch durch die Bethe-Bloch-Formel für diese Teilchenklasse vorhergesagten spezifischen Energieverlust $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)^{(0)}$ und bezieht den Fehler der Messung $\sigma_{(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)^{(m)}}$ mit ein. Zusätzlich wird auch der Fehler der Impulsmessung berücksichtigt. Der χ^2-Wert wird durch Integration mit einer normalen Wahrscheinlichkeitsverteilung in ein Gewicht W überführt werden, das die Übereinstimmung zwischen Messung und Hypothese beschreibt. Zusätzlich wird über das Vorzeichen ausgedrückt, ob der gemessene Wert oberhalb der theoretischen Kurve (positives Gewicht) oder unterhalb (negatives Gewicht) liegt. Mit diesem Gewicht kann man für jede Spur die Hypothese für eine bestimmten Teilchenklasse (Kaon, Pion, Elektron usw.) überprüfen.

3.2 Der Flugzeitzähler

Der Flugzeitzähler besteht aus 160 Szintillationszählern, die jeweils 6.84 Meter lang, 9.1 cm breit und 4.5 cm dick sind und die Magnetspule umgeben. Die Zähler sind bei einem Radius von 2.36 Metern azimutal um die z-Achse angeordnet, woraus sich ein Akzeptanzbereich von $|\cos\theta| < 0.82$ ergibt. Ein Teilchen, das das Szintillationsmaterial durchfliegt, verliert durch Stöße Energie und regt das Material an, das die Energie in Lichtblitze umsetzt. Das Licht der Szintillatoren wird an beiden Enden gesammelt und mittels Photomultipliern ausgelesen. Die Zeitauflösung wurde in $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen zu 460 ps bestimmt.

Dies ermöglicht die schnelle Erzeugung von Triggersignalen und das Erkennen von kosmischen Myonen, die verworfen werden sollen: Teilchen, die aus einer e^+e^--Kollision im Zentrum des Detektors stammen, haben ungefähr gleiche Flugzeiten. Dagegen kann man für kosmische Myonen, die auf der einen Seite in den Detektor ein- und auf der anderen Seite wieder austreten, eine Flugzeitdifferenz messen.

3.3 Das Kalorimetersystem

Die Spurparameter und Impulse der geladenen Teilchen werden, wie oben beschrieben, im zentralen Spursystem gemessen. Im Kalorimeter werden weitere Eigenschaften der Teilchen bestimmt. Die Energiemessung ist eine Hauptaufgabe des Kalorimetersystems. Damit werden auch neutrale Teilchen nachgewiesen, die keine Spur in den Driftkammern erzeugt haben. Für diese Aufgabe ist das Kalorimetersystem in einen Presampler, ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter unterteilt.

Der Presampler

Das elektromagnetische Kalorimeter soll die Energie von Elektronen[1] und Photonen messen. Da aber Teilchen aus einer e^+e^--Kollision schon das Strahlrohr, die gasgefüllten Driftkammern, den Magneten und den Druckbehälter passiert haben, was einer Länge von 2.1 elektromagnetischen Strahlungslängen entspricht, beginnt das Teilchen häufig vor dem elekromagnetischen Kalorimeter aufzuschauern. Der Presampler, der direkt vor dem elektromagnetischen Kalorimeter angebracht ist, soll die Multiplizität des Schauers vor Eintritt in das Kalorimeter messen, so daß die Energiemessung im elektromagnetischen Kalorimeter darauf korrigiert werden kann.

Der Presampler besteht im Barrel-Bereich aus 16 Streamer-Kammern, die bei einem Radius von 2.388 Metern angeordnet sind. Jede Kammer ist 6.6 m lang, 0.94 m breit und 3 cm tief. Die Auflösung eines elektromagnetischen Schauerprofils, senkrecht zur Schauerrichtung, variiert zwischen 6 und 4 mm bei einer Änderung der Energie von 6 auf 50 GeV. Im Endkappen-Bereich besteht der Presampler aus 32 Kammern, die zwischen dem Druckbehälter und dem elektromagneti-

[1] Mit dem Begriff Elektron ist immer auch das Positron gemeint.

schen Kalorimeter angeordnet sind. Die räumliche Auflösung des Schauerprofils variiert je nach Energie zwischen 2 und 4 mm.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter mißt die Energie von Elektronen und Photonen durch das Aufschauern in Materie. Es besteht aus Blöcken massiven Bleiglases. Durch die Segmentierung des Kalorimeters kann zusätzlich zur Energiemessung auch die Eintrittsposition des Teilchens bestimmt werden.

Auch das elektromagnetische Kalorimeter ist in einen Barrel-Bereich ($|\cos\theta| < 0.82$) und Endkappen ($0.82 < |\cos\theta| < 0.98$), die sich auf beiden Seiten des Detektors befinden, eingeteilt. Der Barrel-Bereich des Kalorimeters besteht aus 9440 Bleiglasblöcken mit einer Fläche von 10 cm $\times$ 10 cm und einer Länge von 37 cm, was 24.6 elektromagnetischen Strahlungslänge entspricht. Die Blöcke beginnen bei einem Radius von 2.445 m und sind räumlich so angeordnet, daß sie auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Dies vermindert die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen in mehr als einem Block ein Signal erzeugt. Das Signal wird mit Photomultipliern ausgelesen, die auf das Blockende montiert sind. Die Endkappen-Bereiche des Kalorimeters bestehen insgesamt aus je 1132 Bleiglasblöcken, die den Druckbehälter umgeben. Die Fläche eines Blockes beträgt 9.2 cm $\times$ 9.2 cm, die Tiefe entspricht im Durchschnitt einer Länge von 22 elektromagnetischen Strahlungslängen. Die Blöcke in den Endkappen sind parallel zur z-Achse ausgerichtet.

Die intrinsische Auflösung des Kalorimeters für Elektronen ist

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.2\,\% + \frac{6.3\,\%}{\sqrt{\frac{E}{\mathrm{GeV}}}} \tag{3.4}$$

für den Barrel-Bereich und

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5\,\%}{\sqrt{\frac{E}{\mathrm{GeV}}}} \tag{3.5}$$

für den Endkappen-Bereich. Die räumliche Auflösung beträgt ungefähr 11 mm bei einer Energie von 6 GeV.

Das hadronische Kalorimeter

Mit dem hadronischen Kalorimeter, das sich außen an das elektromagnetische Kalorimeter anschließt, kann die Energie der Teilchen bestimmt werden, die das elektromagnetische Kalorimeter passieren. Das eiserne Rückführjoch der magnetischen Spule dient als Absorbermaterial für das Kalorimeter. Es ist in 10 Lagen unterteilt, die jeweils aus 10 cm Eisen und einer Streamer-Kammer bestehen. In der Summe entspricht dies mindestens vier hadronischen Strahlungslängen. Das Kalorimeter deckt 97 % des ganzen Raumwinkelbereichs ab.

Die Energieauflösung ist durch das Material im elektromagnetischen Kalorimeter limitiert, das zwei hadronischen Strahlungslängen entspricht. Daher beginnt der Schauerprozess häufig vor dem Eintritt in das hadronische Kalorimeter.

Nach der Kombination des Signals von elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter erreicht man eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{120\,\%}{\sqrt{\frac{E}{\mathrm{GeV}}}}. \tag{3.6}$$

3.4 Der Myondetektor

Fast alle Hadronen werden in den beschriebenen Kalorimetern absorbiert, da sich vom Wechselwirkungspunkt zum äußeren Endes des hadronischen Kalorimeters etwa sieben Kernwechselwirkungslängen Material befinden. Auch Elektronen und Photonen werden praktisch vollständig absorbiert. Dennoch gibt es geladene Teilchen, die alle Teildetektoren mit hoher Wahrscheinlichkeit durchdringen. Der Energieverlust der Myonen ist im allgemeinen so gering, daß sie noch außerhalb des hadronischen Kalorimeters nachgewiesen werden können. Dieser Umstand läßt sich sehr gut zur Identifikation der Myonen als solche ausnutzen, weshalb außen um die Kalorimeter herum spezielle Myonkammern angebracht sind.

Es handelt sich dabei im Barrel-Bereich um 4-lagige Drahtkammern mit einer räumlichen Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 1.5\,\mathrm{mm}$ und $\sigma_z = 2\,\mathrm{mm}$. Im Endkappenbereich sind es nur 2-lagige Drahtkammern, die eine Auflösung von $\sigma_x = 1\,\mathrm{mm}$ und $\sigma_y = 3\,\mathrm{mm}$ haben. Insgesamt wird ein Raumwinkelbereich von 93 % abgedeckt.

3.5 Die Vorwärtsdetektoren

Im Vorwärtsbereich ist ein System aus Driftkammern und Kalorimetern installiert, um Bhabha-Streuung $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ unter kleinen Winkeln zur Strahlachse zu messen. Der Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}$) für diesen Prozeß ist dominiert durch den t-Kanal γ-Austausch, einen reinen QED-Prozeß, der mit hoher Genauigkeit theoretisch berechnet werden kann. Daher ist dieser Prozeß ideal, um eine präzise Luminositätsmessung durchzuführen.

Die integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t$ ergibt sich aus

$$\int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t = \frac{n}{\epsilon\sigma_{\mathrm{e^+e^-}}}, \tag{3.7}$$

wobei n die Zahl der selektierten Ereignisse abzüglich Untergrund und ϵ die Selektionseffizienz ist. Der Wirkungsquerschnitt für Bhabha-Streuung im Bereich zwischen $\theta_{min} - \theta_{max}$ ist näherungsweise gegeben durch [30]

$$\sigma_{\mathrm{e^+e^-}} \approx \frac{16\pi\alpha^2}{s}\left(\frac{1}{\theta_{min}} - \frac{1}{\theta_{max}}\right), \tag{3.8}$$

wobei s das Quadrat der Schwerpunktsenergie und α die elektromagnetische Kopplungskonstante in Abhängigkeit von $\sqrt{s}$ sind.

Aus Formel (3.8) ergibt sich ein großer Wirkungsquerschnitt für kleine Winkel θ. Um dies auszunutzen, sind die Vorwärtsdetektoren entlang der Strahlachse, 2.4 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, installiert. Sie bestehen aus je einem System von Driftkammern und Bleiszintillator-Detektoren, die in einem Winkelbereich von $58\,\mathrm{mrad} < \theta < 120\,\mathrm{mrad}$ sensitiv sind und eine Luminositätsbestimmung mit einer Genauigkeitvon 1 % ermöglichen. Das System wurde 1993 mit der Installation des Silizium-Wolfram-Kalorimeters vervollständigt, das aus je 18 Lagen Wolfram und Silizium besteht und die Genauigkeit der Luminositätsmessung auf 0.1 % verbessert.

Kapitel 4

Messung der Zerfallswinkel

Im Standardmodell zerfällt ein W-Boson entweder leptonisch ($W \to l\nu_l$) oder hadronisch ($W \to q\overline{q}$). Somit kann man den Zerfall von W-Paaren in drei Kanäle einteilen: in die leptonischen ($W^+W^- \to l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$), die semileptonischen ($W^+W^- \to q\overline{q}l\bar{\nu}_l$) und die hadronischen Zerfälle ($W^+W^- \to q\overline{q}q'\bar{q}'$). Die drei Kanäle können alle für die Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen benutzt werden, aber der Informationsgehalt ist unterschiedlich.

- **hadronische W^+W^--Zerfälle (45.6 %):** In diesem Fall kann man nicht ohne weiteres von den vier Jets auf die vier primären Quarks schließen. Ebenso ist die Zuordnung der Jets zu den beiden W-Bosonen nicht trivial. Mit Jetladungsmethoden erreicht man eine Effizienz von $60 - 70\,\%$. Damit kann man nicht alle fünf Winkel direkt messen, sondern nur gefaltete Verteilungen.

- **semileptonische W^+W^--Zerfälle (43.9 %):** Hier werden die zwei Jets eindeutig dem hadronisch zerfallenden W-Boson zugeordnet. Somit ist nur die Zuordnung der Jets zu den primären Quarks mehrdeutig, die in einer gefalteten Zerfallswinkelverteilung für die hadronischen Zerfallswinkel resultiert. Gleichzeitig kann man aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson den W-Produktionswinkel rekonstruieren. Damit kann man auch das nicht gemessene Neutrino im leptonischen Zerfall kompensieren und die leptonischen Zerfallswinkel messen.

- **leptonische W^+W^--Zerfälle (10.5 %):** In diesem Fall muß man die zwei nicht gemessenen Neutrinos beachten. Geht man von einer festen W-Masse für beide W-Bosonen aus, so kann man die Zerfallswinkel bis auf eine Doppeldeutigkeit rekonstruieren. Die Auflösung ist zwar für Leptonen besser als für Jets, aber die Statistik ist in diesem Zerfallskanal sehr gering.

In dieser Arbeit wird der semileptonische Zerfallskanal zur Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen benutzt. Dieser Kanal ist einfach zu selektieren, da das Signal eine klare Signatur besitzt und der Untergrund von anderen Prozessen minimal ist. Weiter kann man den W-Produktionswinkel und die vier Zerfallswinkel mit dem geringsten Verlust an Information aus den gemessenen Größen rekonstruieren

In diesem Kapitel werden die Messungen des W-Produktionswinkels und der W-Zerfallswinkel vorgestellt. Die Selektion der $q\overline{q}l\bar{\nu}_l$-Ereigniskandidaten basiert auf der charakteristischen Ereignistopologie. Es werden zwei Jets, deren invariante Masse ungefähr der W-Masse entspricht, ein geladenes Lepton und fehlende Energie gefordert. Anschließend werden aus den gemessenen Jets und dem Lepton unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung die beiden W-Bosonen rekonstruiert. Zur Verbesserung der Auflösung wird eine kinematische Anpassung der gemessenen Vierervektoren durchgeführt, die die Energie- und Impulserhaltung und andere Nebenbedingungen berücksichtigt. Abschließend werden die Winkel, die für diese Analyse wichtig sind, berechnet. Dies sind der W-Produktionswinkel und zwei Zerfallswinkel je W-Boson, die den Zerfall $W \to f f'$ beschreiben. Aus diesen Winkelverteilungen werden anschließend die 1-Teilchen-Spindichtematrixelemente gemessen. Auf jeder Stufe der Analyse werden die gemessenen Größen mit den entsprechenden Größen aus Monte-Carlo Datensätzen verglichen, um die Korrektheit der Methode zu überprüfen.

4.1 Verwendete Kopplungsparameter

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird, wenn nicht anders erwähnt, der folgende Satz CP-erhaltender Kopplungsparameter benutzt:

$$\Delta g_1^Z, \Delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma, \tag{4.1}$$

wobei Gleichung (2.6) gilt. Damit betrachtet man nur drei Kopplungsparameter, die mit der vorliegenden Statistik bei dieser Schwerpunktsenergie gleichzeitig meßbar sind.

Bei den CP-verletzenden Kopplungen ist die Auswahl nicht so einfach. Entweder betrachtet man alle sechs Kopplungsparameter, oder man wählt sich einen Satz mit weniger Parametern aus. In Anbetracht der limitierten Statistik ist diese Vorgehensweise vorzuziehen. Zur Auswahl stehen die drei Kopplungsparameter g_4^Z, $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$. Entweder setzt man die WWγ-Kopplungsparameter gleich Null, oder man benutzt die Gleichung (2.7), um die WWγ-Parameter zu berücksichtigen [15]. Der erste Fall verletzt die intrinsische $SU(2)_L$-Invarianz, die physikalisch motiviert ist, der zweite läßt CP-Verletzung im elektromagnetischen Sektor des Standardmodells zu. Dies ist bereits exakt und mit einer sehr viel höheren Genauigkeit, als in dieser Analyse zu erwarten ist, mit negativem Resultat untersucht worden (siehe dazu Kapitel 6).

In dieser Arbeit werden die folgenden CP-verletzenden Kopplungsparameter in Betracht gezogen:

$$g_4^Z, \tilde{\kappa}_Z, \tilde{\lambda}_Z \tag{4.2}$$

Die CP-verletzenden WWγ-Kopplungsparameter sind gleich Null gesetzt.

4.2 Monte-Carlo Generatoren

Verschiedene Monte-Carlo Generatoren werden benutzt, um die W-Paarproduktion und die relevanten Untergrundprozesse zu simulieren. Im folgenden wer-

den die in dieser Analyse benutzten Generatoren kurz vorgestellt und deren Eigenschaften genannt. Alle Generatoren beinhalten QCD-Korrekturen, berücksichtigen die endliche Breite des W-Bosons und generieren Bremsstrahlung im Anfangszustand.

- **Excalibur** [31, 32] kann alle relevanten 4-Fermion-Prozesse der CC- und NC-Klassen generieren. Es können auch alle Subprozesse ausgewählt werden, wie z. B. die Diagrammklasse CC03 der W-Paarproduktion oder die Prozesse $e^+e^- \to We\overline{\nu}_e$, $e^+e^- \to Z^0e^+e^-$ und $e^+e^- \to Z^0Z^0$. Die Matrixelemente werden mit masselosen Fermionen berechnet und anschließend die Reaktionskinematik auf massive Fermionen umgerechnet. Bremsstrahlung im Anfangszustand ist durch den Strukturfunktionsansatz eingebaut, der in diesem Fall nur ein Photon ohne transversalen Impuls generiert. Eine wichtige Eigenschaft von EXCALIBUR ist die Implementierung der Drei-Eichboson-Kopplungen. Es können aber nur die fünf C- und P-erhaltenden Kopplungsparameter verändert werden. Dies ist der Standardgenerator für Drei-Eichboson-Kopplungen in der OPAL-Kollaboration.

- **Wopper** [33] ist ein reiner W-Paar-Ereignisgenerator mit der Möglichkeit, anomale Kopplungsparameter im WWZ- und WWγ-Vertex zu variieren. An Diagrammen sind die Klassen CC03 und CC11 implementiert. Dies sind alle relevanten, nicht reduzierbaren Untergrunddiagramme für Endzustände, die kein Elektron enthalten. Die Bremsstrahlung im Anfangszustand ist durch den Strukturfunktionsansatz eingebunden, der in diesem Fall n Photonen mit transversalem Impuls erzeugt. Alle 7 WWZ-Kopplungsparameter und κ_γ und λ_γ können variiert werden.

- **KoralW** [34, 35, 36] generiert alle 4-Fermion-Prozesse und deren Subprozesse. Die Berechnung der Matrixelemente wird mittels des GRACE-Pakets [37] durchgeführt. Der Hauptvorteil von KORALW ist die unterschiedliche Realisierung der Bremsstrahlung im Anfangszustand, die sehr viel genauer ist, im Gegensatz zu allen anderen Generatoren. Es werden n Photonen mit transversalem Impuls mittels der YFS-Formulierung generiert.

- **grc4f** [38] ist ein voller 4-Fermion Generator, der auf dem GRACE-Paket beruht, das automatisch Feynmandiagramme berechnet. Die Matrixelemente werden mit massiven Fermionen berechnet. Bremsstrahlung im Anfangszustand kann entweder über den Strukturfunktionsansatz oder über den Partonschauer-Algorithmus generiert werden. Im Prinzip lassen sich die Drei-Eichboson-Kopplungen in die Matrixelemente implementieren, aber die Berechnungen sind auf Grund der massiven Fermionen sehr zeitaufwendig.

Des weiteren werden für die Untergrundabschätzung folgende Ereignisgeneratoren benutzt: PYTHIA [39] für den 2-Fermion-Untergrund ($e^+e^- \to f\overline{f}$), HERWIG [40] für den 2-Photon Untergrund und EXCALIBUR und grc4f für den 4-Fermion-Untergrund. Für die Fragmentation und Hadronisierung wird das Programm JETSET [39] benutzt, das für systematische Studien durch HERWIG ausgetauscht wird. Der hadronische τ-Zerfall wird durch das Programm TAUOLA [41] simuliert.

Die so generierten Ereignisse beschreiben zwar einen bestimmten physikalischen Prozeß, beinhalten aber noch nicht Detektoreffekte, wie Akzeptanz und Auflösung, die besonders wichtig sind, wenn man die Monte-Carlo Ereignisse mit den gemessenen Daten vergleichen will. Das Programm GOPAL [42] simuliert den OPAL-Detektor, indem es die wesentlichen Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten beschreibt, alle Teilchen in einem Monte-Carlo Ereignis durch den Detektor verfolgt und die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert. Dazu greift es auf eine detaillierte Beschreibung der Geometrie und der verwendeten Materialien jeder Detektorkomponente zurück. An Hand der Vierervektoren der Teilchen werden die erwarteten Meßgrößen bestimmt, die wie gemessene Daten analysiert werden können. Damit kann man auch die Nachweiswahrscheinlichkeit und das Auflösungsvermögen der einzelnen Detektorkomponenten bestimmen und gegebenenfalls auf Verzerrungen und systematische Meßfehler korrigieren.

Monte-Carlo Ereignisse, die die Detektorsimulation durchlaufen haben, kann man auf zwei Ebene betrachten. Einmal auf Generatorniveau, welches den zu Grunde liegenden physikalischen Prozeß beschreibt, und auf Detektorniveau, welches zusätzlich Detektoreffekte einbezieht.

4.3 Ereignisselektion

Für diese Analyse werden Daten, die im Jahre 1998 mit dem OPAL-Detektor am LEP-Speicherring bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ aufgezeichnet wurden, untersucht. In dieser Periode wurde eine integrierte Luminosität von $183.14 \pm 0.15 \pm 0.53\,\mathrm{pb}^{-1}$ [43] aufgezeichnet. Somit ergibt sich die luminositätsgewichtete Schwerpunktsenergie zu $\sqrt{s} = 188.64 \pm 0.04\,\mathrm{GeV}$.

Für die Ereignisselektion wird die Standard-OPAL-Selektion für semileptonische W-Paarzerfälle benutzt. Für Details wird auf Referenz [44] verwiesen. Die Standard-OPAL-Selektion besteht aus fünf Teilen:

- *Einfache Vorselektion*
  In der einfachen Vorselektion werden einfache Schnitte angewendet, um den Untergrund von 2-Photon-Prozessen und Prozessen mit geringer Multiplizität zu unterdrücken. Dafür fordert man fünf Spuren in der Jetkammer, fünf Spuren im elektromagnetischen Kalorimeter und eine sichtbare Energie von mindestens 20 % der Schwerpunktsenergie.

- *Identifikation des wahrscheinlichsten Leptonkandidaten*
  In diesem Schritt wird ein Leptonkandidat bestimmt. Im Fall von Elektronen oder Myonen wird nur vorausgesetzt, daß diese eindeutig als Elektron bzw. Myon aus einem W-Zerfall stammen. Für diese wird die Likelihood-Methode benutzt, in die die Leptonenergie, die Isolierung und andere typische Variablen eingehen. Im Falle des Taus ist dies schwieriger, da es innerhalb des Detektors weiter zerfällt. Somit sucht man nach einem Elektron oder Myon oder mehreren Pionen aus dem Tau-Zerfallsvertex. Auch dazu wird die Likelihood-Methode mit entsprechenden Variablen benutzt.

- *Vorselektion*
  In der Vorselektion werden weitere Schnitte angewandt, um den Untergrund von 2-Fermion Prozessen zu unterdrücken. Diese Schnitte variieren mit der Art des Leptons. Z. B. wird auf die Energie des Leptons, die sichtbare Energie und die Energie des Photons mit der höchsten Energie geschnitten.

- *Selektion mittels der Likelihood-Methode*
  Für jedes Ereignis werden zwei Likelihood-Funktionen $\mathcal{L}^{\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l}$ und $\mathcal{L}^U$ berechnet. Die Likelihood-Funktion $\mathcal{L}^{\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l}$ liefert eine Wahrscheinlichkeit für die Hypothese, daß das Ereignis ein $\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l$-Ereignis ist. Entsprechend liefert $\mathcal{L}^U$ eine Wahrscheinlichkeit für die Hypothese, daß das Ereignis ein Untergrundereignis darstellt. In jede Likelihood-Funktion gehen mehrere Variablen ein, die typisch für diese Ereignisklasse sind. Unter anderem ist das die Energie des Leptons, die Leptonidentifikationswahrscheinlichkeit und der Winkel zwischen dem Impuls des Leptons und des fehlenden Impulses für $\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l$-Ereignisse. Letztendlich werden Ereignisse selektiert, deren relative Likelihood-Funktion

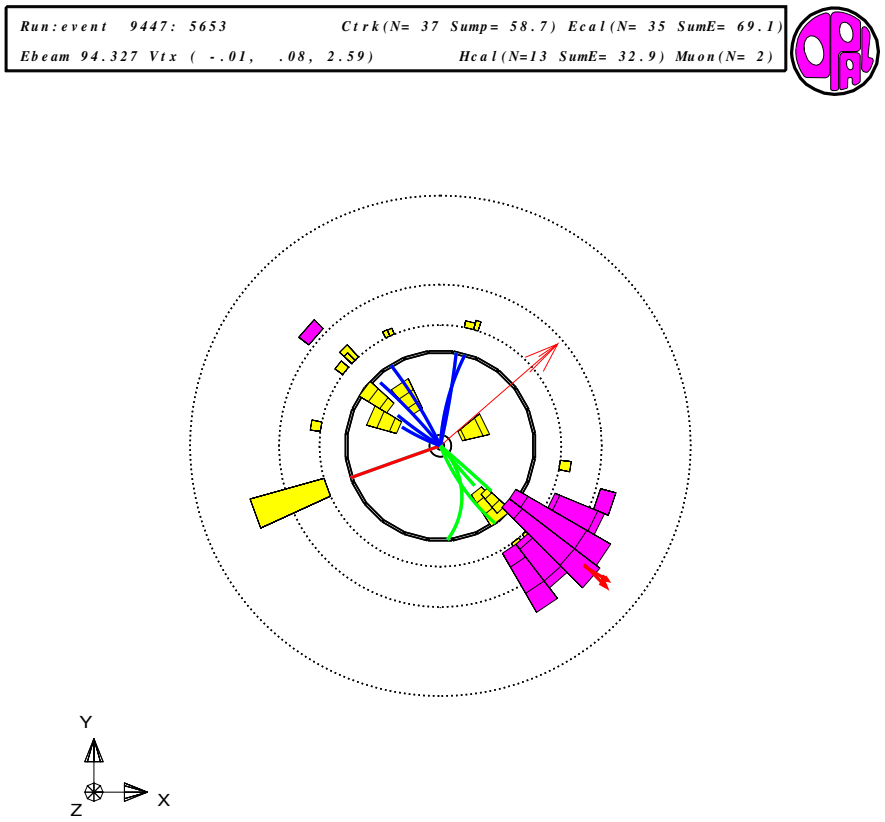
$$\mathcal{L}^{rel} = \frac{\mathcal{L}^{\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l}}{\mathcal{L}^{\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l} + \mathcal{L}^U} \tag{4.3}$$

  den Wert von 0.5 überschreitet.

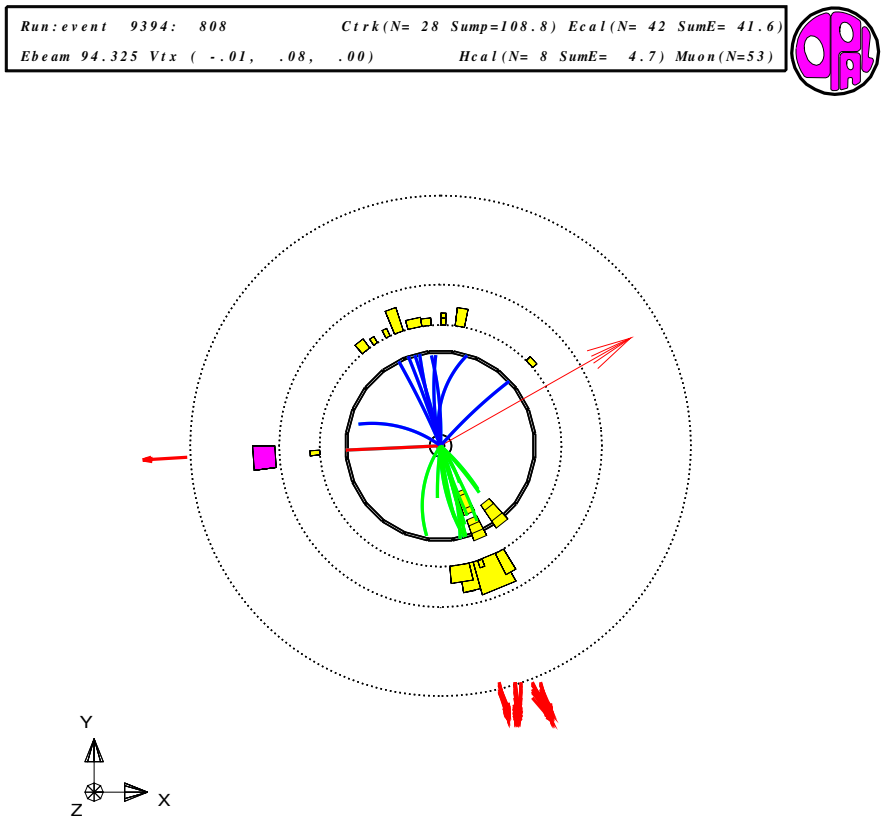
- *Reklassifikation der $q\bar{q}\tau\overline{\nu}_\tau$*
  Nach der Selektion stellt man fest, daß 25 % der Tau-Ereignisse als Elektron- oder Myon-Ereignisse selektiert und klassifiziert sind. Häufig sind dies Tau-Zerfälle in ein Elektron, Myon oder Hadron. Dieses Problem löst man, indem man nach der Selektion alle Elektron- und Myon-Zerfälle auf Tau-Zerfälle mit der Likelihood-Methode überprüft.

Mit Monte-Carlo Datensätzen kann man die Effizienz und die erwarteten Ereignisse für die Selektion bestimmen. Insgesamt erwartet man 1284.6 ± 28.9 Ereignisse bei einer Effizienz von 86.8 ± 1.1 % und einer Reinheit von 90.5 %. Im Elektron-Kanal erwartet man 423.8 ± 10.1 Ereignisse bei einer Effizienz von 89.3 ± 1.0 %, im Myon-Kanal 428.8 ± 9.5 bei einer Effizienz von 93.6 ± 0.9 % und im Tau-Kanal 432.0 ± 11.9 Ereignisse bei einer Effizienz von 77.4 ± 1.6 %. In den Daten wurden 1246 Ereignisse als Kandidaten für den Prozeß $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ selektiert. Das sind 389 für den Elektron-Kanal, 420 für den Myon-Kanal und 437 für den Tau-Kanal. Dies stimmt im Rahmen der Fehler mit den erwarteten Werten überein. In Abbildung 4.1 sind zwei typische Ereigniskandidaten im OPAL-Detektor dargestellt. Abbildung a) zeigt ein $\mathrm{q\overline{q}e\overline{\nu}_e}$- und Abbildung b) ein $\mathrm{q\overline{q}}\mu\overline{\nu}_\mu$-Ereignis. Beide Leptonen sind klar isoliert und durch ihre Spur und Energiedeponierung identifiziert. Das nicht gemessene Neutrino ist durch einen Pfeil angedeutet. Die verbleibenden Spuren und Kalorimetercluster wurden mit dem Durham-$k_\perp$-Algorithmus in zwei Jets eingeteilt.

Um die Auflösung der Zerfallswinkel zu verbessern und den Untergrund weiter zu reduzieren, führt man eine kinematische Anpassung der gemessenen Vierervektoren der zwei Jets und des Leptons mit Nebenbedingungen durch. Diese Nebenbedingungen können unterschiedlich stark sein:



(a) Elektronenkandidat



(b) Myonenkandidat

Abbildung 4.1: Ereigniskandidaten im OPAL-Detektor.

- A: Energie- und Impulserhaltung
- B: Energie- und Impulserhaltung und zusätzlich Gleichheit der beiden rekonstruierten W-Massen
- C: Energie- und Impulserhaltung und zusätzlich die beiden W-Massen auf den Wert $M_{\mathrm{W}} = 80.40\,\mathrm{GeV}/c^2$ beschränken[1]

Im Falle von $\mathrm{q\overline{q}e\overline{\nu}_e}$- und $\mathrm{q\overline{q}\mu\overline{\nu}_\mu}$-Ereignissen muß man den ungemessenen Impuls des Neutrinos berücksichtigen, so daß die Anzahl der Freiheitsgrade um drei niedriger als die Anzahl der Nebenbedingungen ist. Für die $\mathrm{q\overline{q}\tau\overline{\nu}_\tau}$-Ereignisse gilt dies nicht, da das Tau im Detektor weiter zerfällt und ein zweites Neutrino berücksichtigt werden muß. Zusammen sind es sechs unbekannte Größen und das System unterbestimmt. Man kann aber die Richtung des Taus durch die Richtung der Zerfallsprodukte approximieren. Dies ist eine gute Näherung, da auf Grund des hohen Boosts des Taus die Zerfallsprodukte fast parallel zur Taurichtung entstehen [47]. Da die Energie des Taus aber nicht bekannt ist, hat man eine weitere unbestimmte Größe. Erst die kinematische Anpassung mit den Nebenbedingungen (B) macht so Sinn.

Für $\mathrm{q\overline{q}e\overline{\nu}_e}$- und $\mathrm{q\overline{q}\mu\overline{\nu}_\mu}$-Ereignisse fordert man, daß die kinematische Anpassung im Fall C mit einer Wahrscheinlichkeit größer als 0.001 konvergiert. Konvergiert die kinematische Anpassung nicht, so fordert man für den Fall A eine Wahrscheinlichkeit größer 0.001. Dies trifft nur auf 4 % der Fälle zu. Damit verwirft man 2 % der Signal- und 4 % der Untergrundereignisse. Für $\mathrm{q\overline{q}\tau\overline{\nu}_\tau}$-Ereignisse fordert man, daß die kinematische Anpassung im Fall B mit einer Wahrscheinlichkeit größer als 0.025 konvergiert. Dieser Schnitt verwirft 14 % des Signals und 41 % des Untergrunds. Zusätzlich werden Tau-Kandidaten verworfen, deren Zerfallsprodukte schlecht gemessen wurden und somit eine schlechte Rekonstruktion der Tau-Richtung bewirken. Der Anteil dieser Ereignisse wird von 18 % auf 12 % gesenkt.

Insgesamt erhält man 1075 Kandidaten für den Zerfall $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l$, 368 $\mathrm{q\overline{q}e\overline{\nu}_e}$-, 387 $\mathrm{q\overline{q}\mu\overline{\nu}_\mu}$- und 320 $\mathrm{q\overline{q}\tau\overline{\nu}_\tau}$-Ereignisse auf. Man erwartet, daß die folgenden Untergrundprozesse Beiträge leisten: 4-Fermion-Prozesse (2.4 %), nachdem die Beiträge der CC03-Klasse subtrahiert wurden, $(\mathrm{Z^0}/\gamma)^* \to \mathrm{f\,f}$ (2.4 %), falsch identifizierte $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\overline{q}q'\overline{q}'}$ und $\mathrm{W^+W^-} \to l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ Ereignisse (0.2 %) und 2-Photon-Prozesse (0.1 %).

Den W-Produktionswinkel erhält man, indem man die Viererimpulse der zwei Jets nach der kinematischen Anpassung addiert. Die zwei Zerfallswinkel θ^*_{lep} und ϕ^*_{lep} des leptonisch zerfallenden W-Bosons berechnen sich aus dem 4er-Impuls des Leptons, nachdem dieser in das Ruhesystem des W-Bosons geboostet wurde. Die gleiche Vorgehensweise wird auf das hadronisch zerfallende W-Boson angewandt. Dies entspricht der Konvention aus Abschnitt 2.2. Experimentell kann man aber

[1] Da die Messung der W-Masse und der Drei-Eichboson-Kopplungen bei LEP auf derselben Ereignismenge beruht, wird die aktuelle Messung der W-Masse am Tevatron [45, 46] benutzt. Dieser Wert ist somit unabhängig von der Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen.

nicht ohne weiteren Aufwand zwischen Quark und Antiquark unterscheiden. Somit erhält man eine Zweideutigkeit in der Berechnung der Winkel:

$$\begin{aligned} \cos\theta^*_{jet} &\rightarrow -\cos\theta^*_{jet} \\ \phi^*_{jet} &\rightarrow \phi^*_{jet} + \pi, \end{aligned} \tag{4.4}$$

die in den Messungen berücksichtigt wird, indem der Jet genommen wird, dessen Polarwinkel ϕ^* zwischen Null und π liegt.

In Abbildung 4.2 sind die gemessenen Verteilungen für den W-Produktionswinkel und die W-Zerfallswinkel dargestellt. Zusätzlich sind die entsprechenden Verteilungen für das Standardmodell und den Kopplungsparameter $\Delta g_1^Z = \pm 0.5$ eingezeichnet. In Abbildung 4.3 sind die entsprechenden Winkelauflösungen dargestellt. Dazu wurde für jedes selektierte Ereignis der Winkel auf Generatorniveau von dem rekonstruierten Winkel auf Detektorniveau subtrahiert. Die Winkelauflösung ergibt sich aus der Breite einer Gauß-Funktion, die man an die gemessene Verteilung anpaßt. Es ergibt sich eine Winkelauflösung von 0.042 für $\cos\theta_W$. Die Auflösung für die hadronischen Zerfallswinkel ist etwas schlechter als für die leptonischen.

4.4 Messung der Spindichtematrixelemente

Betrachtet man Gleichung (2.28), die den 3-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^3\sigma/\mathrm{d}\cos\theta_W \mathrm{d}\cos\theta^* \mathrm{d}\phi^*$ durch die 1-Teilchen-Spindichtematrixelemente ausdrückt, so kann man dies benutzen, um die Matrixelemente zu bestimmen. Entweder benutzt man Projektionsoperatoren, um die entsprechenden Anteile der Spindichtematrix aus dem Wirkungsquerschnitt zu projizieren, oder man bestimmt die Spindichtematrix mittels der Likelihood-Methode [48], indem man die Spindichtematrix so wählt, daß sie am besten den gemessenen Wirkungsquerschnitt beschreibt.

In dieser Arbeit wird die Messung der Spindichtematrixelemente mittels Projektionsoperatoren beschrieben. Dazu integriert man das Produkt des 3-fach differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einem geeigneten Projektionsoperator über die zwei Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ und ϕ^*. Für den W^--Zerfall sieht dies wie folgt aus:

$$\begin{aligned} &\rho_{\tau\tau'}\left(\cos\theta_W\right)\frac{\mathrm{d}\sigma(\mathrm{e^+e^-}\rightarrow \mathrm{W^+W^-})}{\mathrm{d}\cos\theta_W} = \\ &\frac{1}{Br_{\mathrm{W}\rightarrow\mathrm{f\bar{f}}}}\int \frac{\mathrm{d}^3\sigma(\mathrm{e^+e^-}\rightarrow \mathrm{W^+f\bar{f}})}{\mathrm{d}\cos\theta_W \mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}-}}\Lambda_{\tau\tau'}(\theta^*,\phi^*)\mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}-}, \end{aligned} \tag{4.5}$$

wobei $\Lambda_{\tau\tau'}$ ein geeigneter Projektionsoperator für das Matrixelement $\rho_{\tau\tau'}$ ist. Die Projektionsoperatoren folgen direkt aus der V$-$A-Kopplung von W-Boson an zwei Fermionen im W-Zerfall. Diese kann man aus Gleichung (2.28) bestimmen, indem man über die beiden W-Zerfallswinkel θ^* und ϕ^* integriert und die Normierung der D-Funktionen (2.20) berücksichtigt. Eine explizite Darstellung der

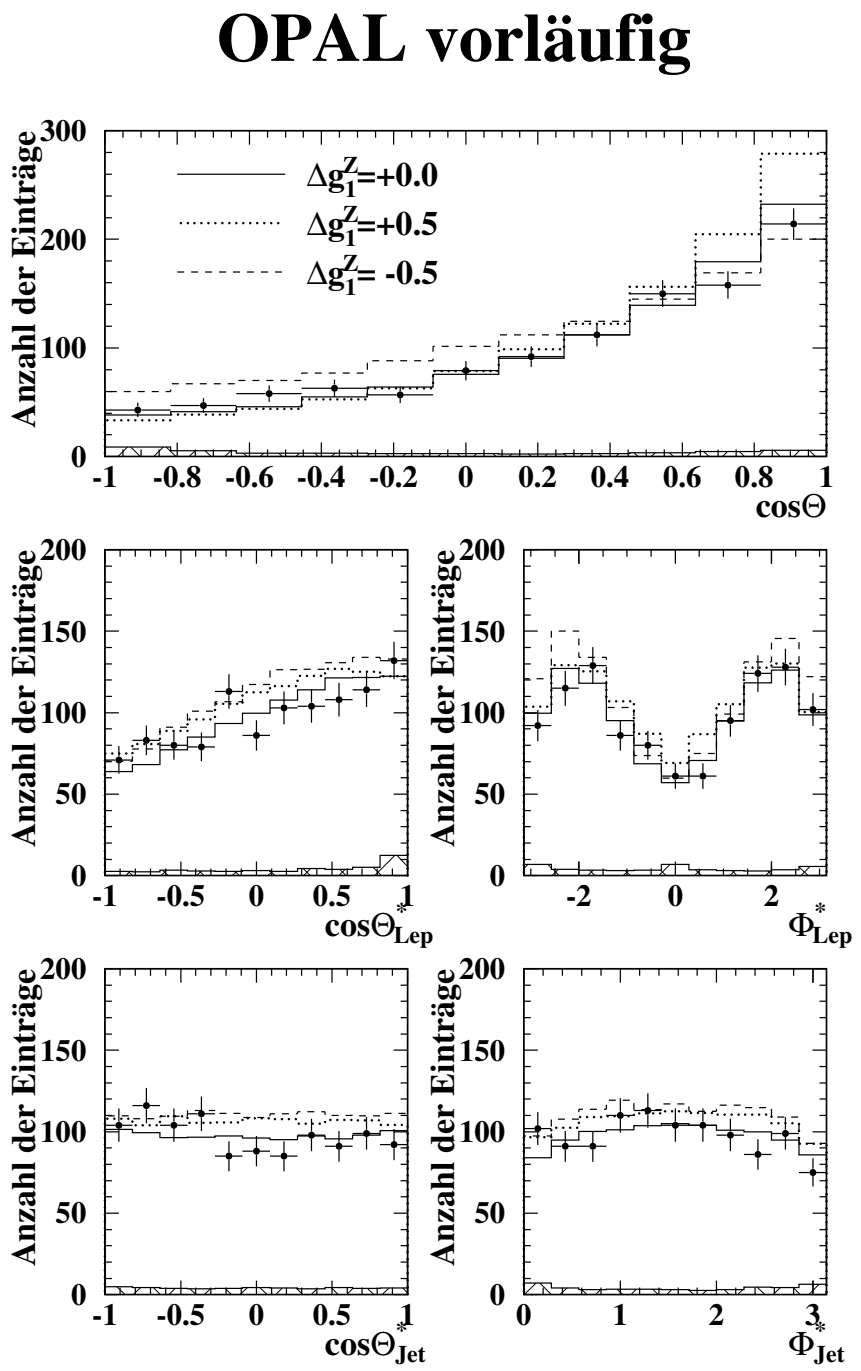


Abbildung 4.2: Dargestellt sind die gemessenen Verteilungen des W-Produktionswinkels und der W-Zerfallswinkel bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Zum Vergleich sind die Verteilungen von Monte-Carlo Datensätzen für das Standardmodell (durchgezogene Linie) und den Kopplungsparameter $\Delta g_1^Z = \pm 0.5$ (gepunktete bzw. gestrichelte Linie) eingezeichnet.

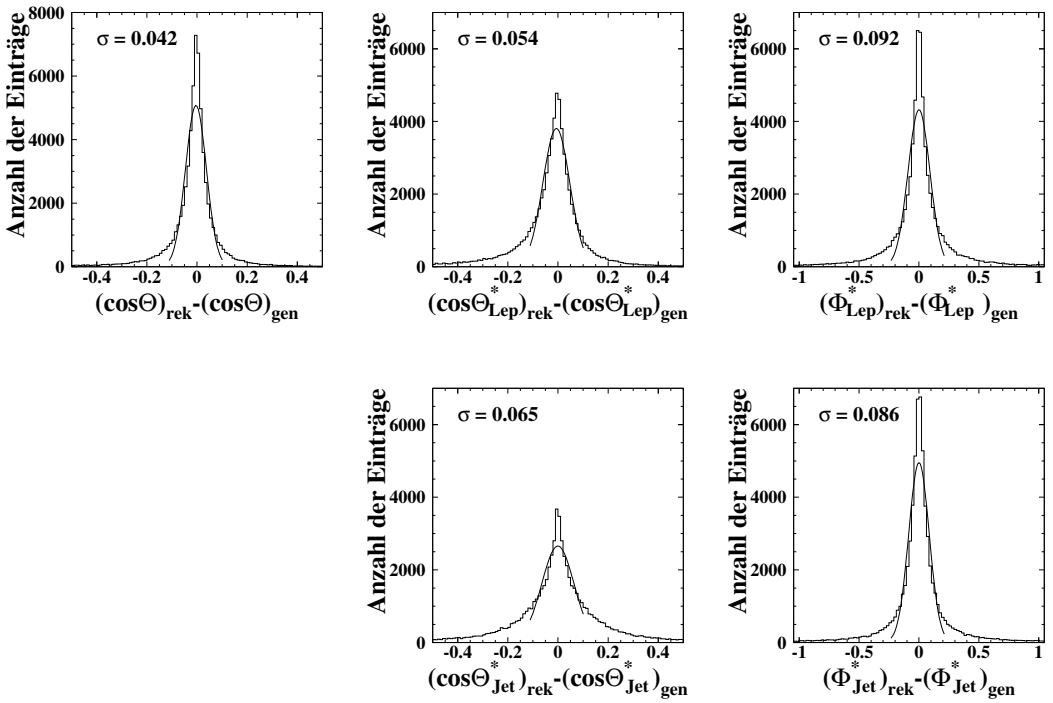


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die Winkelauflösung der W-Produktionswinkel und der -Zerfallswinkel bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Diese wurden an Hand eines Monte-Carlo Datensatzes bestimmt, der dem Standardmodell entspricht und mit EXCALIBUR generiert wurde.

Projektionsoperatoren [21] ist

$$\begin{array}{rcrcl} \Lambda^{W^+}_{\pm\pm} & = & \Lambda^{W^-}_{\mp\mp} & = & \frac{1}{2}(5\cos^2\theta^* \mp 2\cos\theta^* - 1) \\ \Lambda^{W^+}_{00} & = & \Lambda^{W^-}_{00} & = & 2 - 5\cos^2\theta^* \\ \Lambda^{W^+}_{+-} & = & \Lambda^{W^-}_{-+} & = & 2\exp(2i\phi^*) \\ \left(\Lambda^{W^+}_{\mp 0}\right)^* & = & -\Lambda^{W^-}_{\pm 0} & = & \frac{8}{3\pi\sqrt{2}}(1 \mp 4\cos\theta^*)\exp(\mp i\phi^*), \end{array} \qquad (4.6)$$

die in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Die Projektionsoperatoren der Diagonalelemente sind wie erwartet reell und hängen nur von dem Zerfallswinkel θ^* ab. Der Operator Λ_{00} ist symmetrisch um Null, wohingegen die Operatoren Λ_{++} und Λ_{--} in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung einen Anstieg haben. Die Projektionsoperatoren der Nebendiagonalelemente dagegen sind komplex und hängen von beiden Zerfallswinkeln ab.

Leider kann man experimentell keinen kontinuierlichen differentiellen Wirkungsquerschnitt messen und damit die Integration (4.5) durchführen. Jede Messung liefert ein diskretes Ereignis, das anschließend einem Intervall zugeteilt werden kann. In diesem Fall hat man für jedes Ereignis i eine Messung des W-Produktionswinkels $\cos\theta_i$ und der W-Zerfallswinkel θ_i^* und ϕ_i^*. Nach Gleichung (4.5) ist das Spindichtematrixelement $\rho^k_{\tau\tau'}$ im k-ten Intervall in $\cos\theta$ gleich

$$\rho^k_{\tau\tau'} = \frac{1}{N_k}\sum_{i=1}^{N_k}\Lambda_{\tau\tau'}(\theta_i^*, \phi_i^*), \qquad (4.7)$$

wobei N_k die Anzahl der Ereignisse in dem k-ten Intervall ist. Somit ist das Matrixelement $\rho^k_{\tau\tau'}$ der Mittelwert des Projektionsoperators $\Lambda_{\tau\tau'}(\theta^*_i, \phi^*_i)$:

$$\rho^k_{\tau\tau'} = \langle \Lambda_{\tau\tau'}(\theta^*_i, \phi^*_i) \rangle \tag{4.8}$$

Der Fehler des Spindichtematrixelements $\rho^k_{\tau\tau'}$ berechnet sich wie folgt:

$$\sigma(\rho^k_{\tau\tau'}) = \sqrt{\frac{1}{N_k(N_k-1)} \sum_{i=1}^{N_k} \left(\Lambda_{\tau\tau'}(\theta^*_i, \phi^*_i) - \rho^k_{\tau\tau'} \right)^2}. \tag{4.9}$$

Die verschiedenen Spindichtematrixelemente eines Intervalls in $\cos\theta_W$ sind untereinander korreliert, wohingegen die Matrixelemente verschiedener Intervalle in $\cos\theta_W$ nicht korreliert sind. Die Korrelation kann mit folgender Gleichung be-

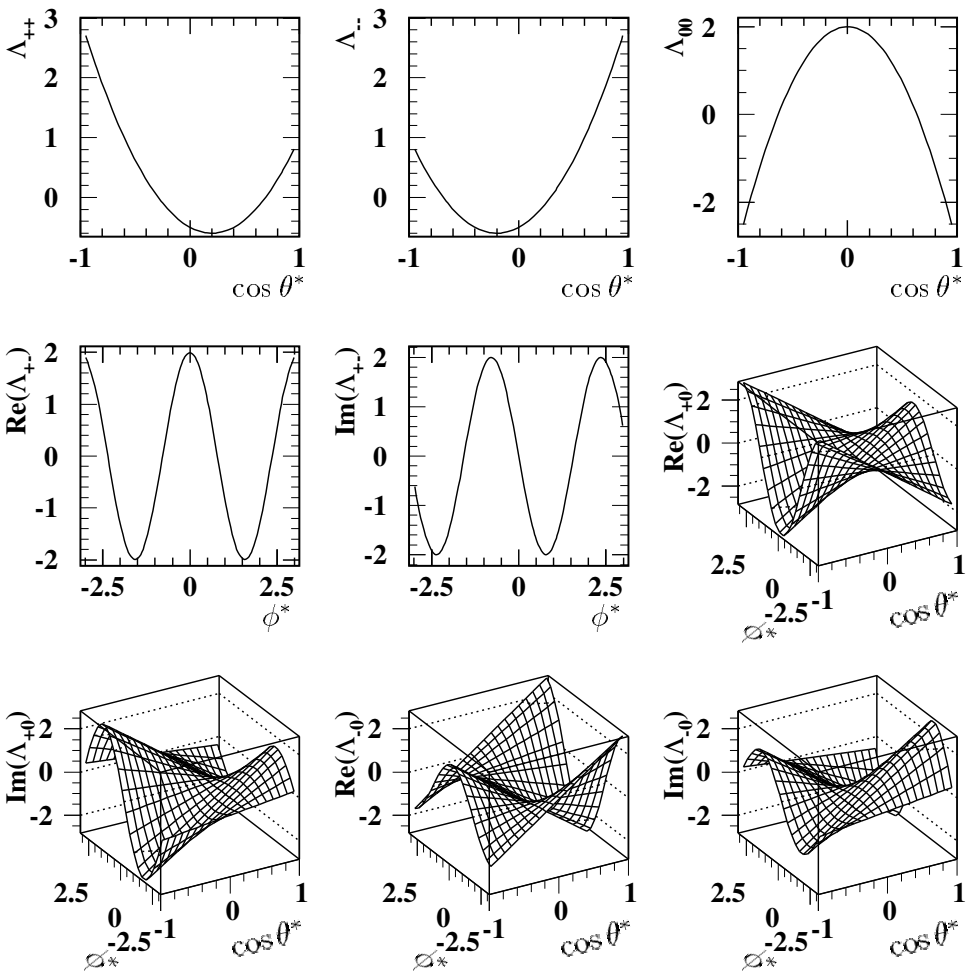


Abbildung 4.4: Darstellung der Projektionsoperatoren $\Lambda_{\tau\tau'}$ in Abhängigkeit der Zerfallswinkel θ^* und ϕ^*.

rechnet werden:

$$\begin{aligned} \mathrm{cov}(\rho^k_{\tau\tau'}, \rho^k_{\lambda\lambda'}) &= \frac{1}{N_k(N_k-1)} \\ &\left(\sum_{i=1}^{N_k} \left(\Lambda_{\tau\tau'}(\theta^*_i, \phi^*_i) - \rho^k_{\tau\tau'} \right) \left(\Lambda_{\lambda\lambda'}(\theta^*_i, \phi^*_i) - \rho^k_{\lambda\lambda'} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Nach Gleichung (4.6) können drei reelle Diagonalelemente und sechs Nebendiagonalelemente mit Real- und Imaginärteil der 1-Teilchen-Spindichtematrix für jedes W-Eichboson bestimmt werden. Da die Spindichtematrix aber hermitisch ist, gibt es nur drei unabhängige Nebendiagonalelemente.

	ρ_{++}	ρ_{--}	ρ_{00}	$\mathrm{Re}(\rho_{+-})$	$\mathrm{Re}(\rho_{+0})$	$\mathrm{Re}(\rho_{-0})$	$\mathrm{Im}(\rho_{+-})$	$\mathrm{Im}(\rho_{+0})$	$\mathrm{Im}(\rho_{-0})$
ρ_{++}	1.000	0.272	−0.760	0.033	0.113	−0.105	−0.003	−0.006	−0.005
ρ_{--}	0.272	1.000	−0.834	0.037	−0.095	−0.000	−0.001	−0.007	−0.007
ρ_{00}	−0.760	−0.834	1.000	−0.044	0.002	0.056	0.002	0.008	0.007
$\mathrm{Re}(\rho_{+-})$	0.033	0.037	−0.044	1.000	0.115	−0.001	0.002	0.001	0.001
$\mathrm{Re}(\rho_{+0})$	0.113	−0.095	0.002	0.115	1.000	−0.700	−0.001	0.000	0.000
$\mathrm{Re}(\rho_{-0})$	−0.105	0.000	0.056	−0.001	−0.700	1.000	−0.001	0.001	0.002
$\mathrm{Im}(\rho_{+-})$	−0.003	−0.001	0.002	0.002	−0.001	−0.001	1.000	−0.084	0.049
$\mathrm{Im}(\rho_{+0})$	−0.006	−0.007	0.008	0.001	0.000	0.001	−0.084	1.000	0.673
$\mathrm{Im}(\rho_{-0})$	−0.005	−0.007	0.007	0.001	0.000	0.002	0.049	0.673	1.000

Tabelle 4.1: Korrelationsmatrix der Spindichtematrixelemente, gemittel über den gesamten $\cos\theta_W$-Bereich.

Tabelle 4.1 zeigt die Korrelationsmatrix der Spindichtematrixelemente, gemittel über den ganzen $\cos\theta_W$-Bereich, die aus einem Monte-Carlo Datensatz für das Standardmodell berechnet wurde. Der statistische Fehler liegt bei 0.04. Die drei Diagonalelemente sind auf Grund ihrer Normierung stark miteinander korreliert. Weiter sind dies auch die Elemente $\mathrm{Re}(\rho_{+0})$ und $\mathrm{Re}(\rho_{-0})$ sowie $\mathrm{Im}(\rho_{+0})$ und $\mathrm{Im}(\rho_{-0})$, da die entsprechenden Projektionsoperatoren eine ähnliche Winkelabhängigkeit aufweisen.

Betrachtet man die Korrelationsmatrix für einzelne Intervalle in $\cos\theta_W$, so bleibt das generelle Verhalten der Matrixelemente erhalten und die einzelnen Elemente variieren um einige Prozent.

Vergleicht man die Korrelationsmatrix für das Standardmodell mit der Korrelationsmatrix für einen anomalen Kopplungsparameter, so zeigen sich keine großen Unterschiede. Diese liegen unter zwei Prozent für signifikante Korrelationen.

Wie schon in Abschnitt 4.3 gesagt, kann man die Zerfallswinkel des leptonisch zerfallenden W-Bosons genau messen. Aber im Falle des hadronisch zerfallenden W-Bosons kann nur eine gefaltete Verteilung der Zerfallswinkel θ^*_{Jet} und ϕ^*_{Jet} gemessen werden, da experimentell der Quark-Jet nicht vom Anti-Quark-Jet unterschieden wird. Benutzt man zur Messung der Spindichtematrixelemente nur die symmetrischen Anteile der Projektionsoperatoren bzgl. der Transformation

$$\begin{aligned} \cos\theta^* &\rightarrow -\cos\theta^* \\ \phi^* &\rightarrow \phi^* + \pi, \end{aligned} \quad (4.11)$$

so kann man zwar nicht alle Spindichtematrixelemente messen, aber noch drei Kombinationen aus diesen. Damit werden die zur Verfügung stehenden Winkelinformationen maximal ausgenutzt, da der symmetrische (anti-symmetrische) Anteil des Projektionsoperators nur auf die symmetrische (anti-symmetrische) Zerfallswinkelverteilung wirkt. Dies liegt daran, daß das Integral über eine ungerade Funktion verschwindet:

$$\begin{aligned}
\rho_{\tau\tau'}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta^*} = & \\
= & \frac{1}{Br}\int\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\Lambda\right)\mathrm{d}\cos\theta^* d\phi^* \\
= & \frac{1}{Br}\int\left(\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(s)}+\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(a)}\right)\left(\Lambda^{(s)}+\Lambda^{(a)}\right)\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^* \\
= & \frac{1}{Br}\int\left(\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(s)}\Lambda^{(s)}+\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(a)}\Lambda^{(s)}+\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(s)}\Lambda^{(a)}+\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(a)}\Lambda^{(a)}\right)\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^* \\
= & \frac{1}{Br}\int\left(\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(s)}\Lambda^{(s)}+\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(a)}\Lambda^{(a)}\right)\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^*, \qquad (4.12)
\end{aligned}$$

wobei Br als Abkürzung fü $Br_{\mathrm{W}\to\mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}}$ und $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}$ für den 3-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\cos\theta_W\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^*$ steht. Somit lassen sich die folgenden Kombinationen von Spindichtematrixelementen aus der gefalteten Winkelverteilung bestimmen, da die entsprechenden Kombinationen von Projektionsoperatoren nur aus symmetrischen Anteilen bestehen:

$$\begin{gathered}
\rho_{++}+\rho_{--},\rho_{00}, \\
\mathrm{Re}(\rho_{+-}),\mathrm{Re}(\rho_{+0}-\rho_{-0}), \\
\mathrm{Im}(\rho_{+-}),\mathrm{Im}(\rho_{+0}+\rho_{-0}),
\end{gathered}$$

wobei die Kombination $\rho_{++}+\rho_{--}$ und ρ_{00} auf Grund der Normierung (2.26) total anti-korreliert sind. Als ein Beispiel ist die Messung der Kombination $\mathrm{Re}(\rho_{+0}-\rho_{-0})$ aus der symmetrischen Winkelverteilung explizit dargestellt:

$$\begin{aligned}
\mathrm{Re}(\rho_{+0}-\rho_{-0})\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta} &= \frac{1}{Br}\int\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\left(\mathrm{Re}(\Lambda_{+0})-\mathrm{Re}(\Lambda_{-0})\right)\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^* \\
&= \frac{1}{Br}\int\left(\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(s)}+\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(a)}\right)2\,\mathrm{Re}(\Lambda^{(s)}_{-0})\,\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^* \\
&= \frac{1}{Br}\int\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}W}\right)^{(s)}2\,\mathrm{Re}(\Lambda^{(s)}_{-0})\,\mathrm{d}\cos\theta^*\mathrm{d}\phi^*. \qquad (4.13)
\end{aligned}$$

Um nicht die vier verschiedenen Spindichtematrizen $\rho^{\mathrm{W}^+_{lep}}, \rho^{\mathrm{W}^-_{lep}}, \rho^{\mathrm{W}^+_{had}}$ und $\rho^{\mathrm{W}^-_{had}}$ aus den Daten zu messen, kann man mit Gleichung (2.29) die Matrizen des W^+-Bosons mit denen des W^--Bosons kombinieren. So kann man die Spindichtematrix ρ^{lep} des leptonisch und ρ^{had} des hadronisch zerfallenden W-Bosons messen. Die benutzten Projektionsoperatoren sind in Tabelle 4.2 zur Vollständigkeit angegeben.

Spindichtematrixelement	Projektionsoperator		
ρ^{lep}_{++}	$\Lambda^{W^-}_{++}$	=	$\frac{1}{2}(5\cos^2\theta^* - 2\cos\theta^* - 1)$
ρ^{lep}_{--}	$\Lambda^{W^-}_{--}$	=	$\frac{1}{2}(5\cos^2\theta^* + 2\cos\theta^* - 1)$
ρ^{lep}_{00}	$\Lambda^{W^-}_{00}$	=	$2 - 5\cos^2\theta^*$
$\mathrm{Re}\rho^{lep}_{+-}$	$\mathrm{Re}(\Lambda^{W^-}_{+-})$	=	$2\cos(2\phi^*)$
$\mathrm{Im}\rho^{lep}_{+-}$	$\mathrm{Im}(\Lambda^{W^-}_{+-})$	=	$2\sin(2\phi^*)$
$\mathrm{Re}\rho^{lep}_{+0}$	$\mathrm{Re}(\Lambda^{W^-}_{+0})$	=	$\frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}(1 - 4\cos\theta^*)\cos(-\phi^*)$
$\mathrm{Im}\rho^{lep}_{+0}$	$\mathrm{Im}(\Lambda^{W^-}_{+0})$	=	$\frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}(1 - 4\cos\theta^*)\sin(-\phi^*)$
$\mathrm{Re}\rho^{lep}_{-0}$	$\mathrm{Re}(\Lambda^{W^-}_{-0})$	=	$\frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}(1 + 4\cos\theta^*)\cos(\phi^*)$
$\mathrm{Im}\rho^{lep}_{-0}$	$\mathrm{Im}(\Lambda^{W^-}_{-0})$	=	$\frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}(1 + 4\cos\theta^*)\sin(\phi^*)$
$\rho^{had}_{++} + \rho^{had}_{--}$	$\Lambda^{W^-}_{++}$	=	$\frac{1}{2}(5\cos^2\theta^* - 1)$
ρ^{had}_{00}	$\Lambda^{W^-}_{00}$	=	$2 - 5\cos^2\theta^*$
$\mathrm{Re}(\rho^{had}_{+-})$	$\mathrm{Re}(\Lambda^{W^-}_{+-})$	=	$2\cos(2\phi^*)$
$\mathrm{Im}(\rho^{had}_{+-})$	$\mathrm{Im}(\Lambda^{W^-}_{+-})$	=	$2\sin(2\phi^*)$
$\mathrm{Re}(\rho^{had}_{+0} - \rho^{had}_{-0})$	$\mathrm{Re}(\Lambda^{W^-}_{+0})$	=	$\frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}4\cos\theta^*\cos(-\phi^*)$
$\mathrm{Im}(\rho^{had}_{+0} + \rho^{had}_{-0})$	$\mathrm{Im}(\Lambda^{W^-}_{+0})$	=	$\frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}4\cos\theta^*\sin(-\phi^*)$

Tabelle 4.2: Verwendete Projektionsoperatoren $\Lambda_{\tau\tau'}$ für die Messung der leptonischen und hadronischen Spindichtematrixelemente.

Detektoreffekte

In Abbildung 4.5 sind exemplarisch an einigen Verteilungen die Effekte illustriert, die auf Grund des Detektors und der Selektion auftreten. Die Verteilungen wurden an Hand eines Monte-Carlo Datensatzes für das Standardmodell bestimmt. Die oberen zwei Abbildungen zeigen die Zerfallswinkelverteilungen $\cos\theta^*_{lep}$ und ϕ^*_{lep}, die unteren zwei zeigen die leptonischen Spindichtematrixelemente ρ_{--} und $\mathrm{Re}(\rho_{+-})$. Die durchgezogenen Linie stellt die Größe auf Generatorniveau dar, für die alle generierten Ereignisse herangezogen wurden. Die gestrichelte Linie zeigt ebenfalls die Größe auf Generatorniveau, es wurden aber lediglich rekonstruierte Ereignisse zu Grunde gelegt. Zum Vergleich ist die entsprechende Verteilung auf Detektorniveau mit Punkten eingezeichnet.

An den beiden Zerfallswinkelverteilungen erkennt man, daß der Unterschied zwischen der Verteilung auf Generatorniveau für alle und nur rekonstruierte Ereignisse groß ist. Ein Teil der Ereignisse wird nicht vollständig im Detektor nachgewiesen bzw. schlecht rekonstruierte Ereignisse werden verworfen. Damit sinkt nicht nur die absolute Zahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse, sondern es verändert sich auch die Form der Verteilung. Betrachtet man die beiden Spindichtematrixelemente, so zeigt sich ein etwas anderes Verhalten: Die Form des Diagonalelements ρ_{--}, welches nur von $\cos\theta^*_{lep}$ abhängt, ändert sich nur geringfügig,

dagegen die des Nebendiagonalelements $\mathrm{Re}(\rho_{+-})$, das nur von ϕ^*_{lep} abhängt, stark.

Der Vergleich der Verteilung auf Generator- und Detektorniveau für rekonstruierte Ereignisse zeigt, wie stark z. B. der Einfluß der Detektorauflösung ist, d. h. wie gut die entsprechende Größe gemessen werden kann. Der Zerfallswinkel $\cos\theta^*_{lep}$ zeigt im Vergleich von Detektor- zu Generatorniveau ein Defizit an Ereignissen im Vorwärtsbereich und ein Überschuß im Rückwärtsbereich auf, aber insgesamt ist der Unterschied für die Zerfallswinkelverteilungen eher gering. Betrachtet man dagegen die Spindichteelemente, so ergibt sich ein etwas anderes Bild. Für das Diagonalelement ρ_{--} ergeben sich größere Abweichungen, für das Nebendiagonalelement $\mathrm{Re}(\rho_{+-})$ nur geringe. Das Verhalten der anderen Elemente schwankt zwischen diesen beiden Extremen. Für die Spindichtematrixelemente kann man nicht sagen, daß der Unterschied zwischen Generator- und Detektorniveau für rekonstruierte Ereignisse nur gering ist.

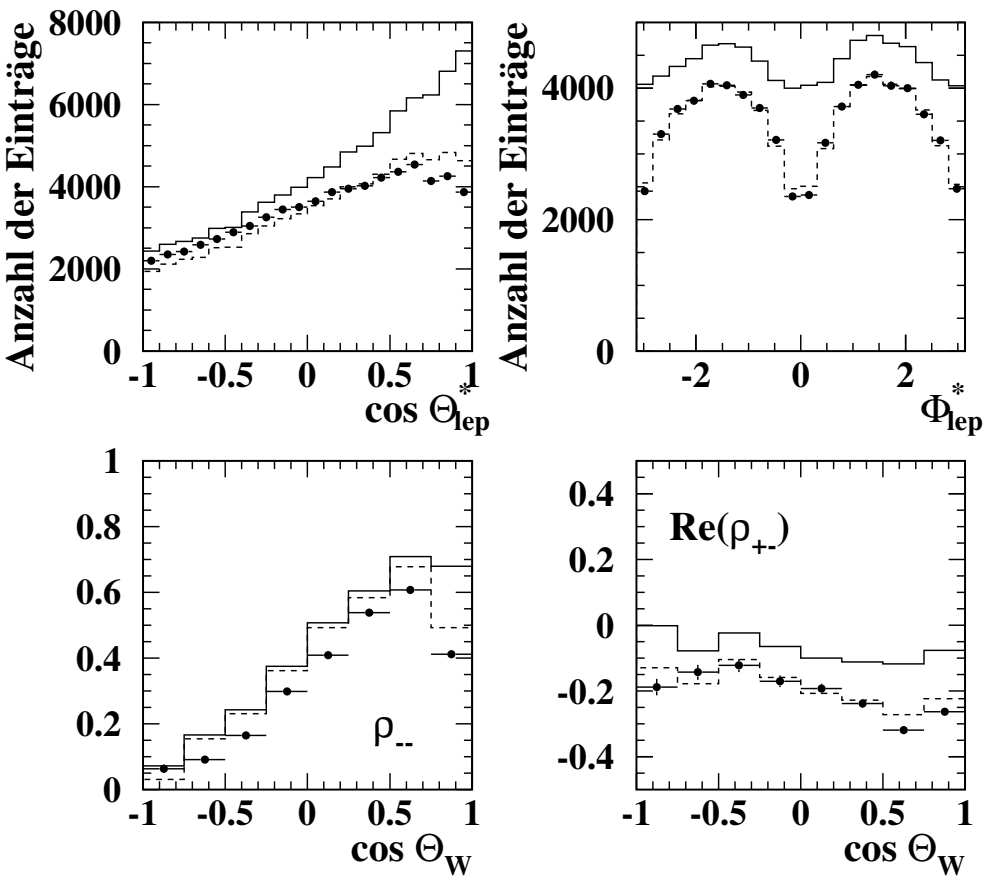


Abbildung 4.5: Einfluß von Detektor- und Selektionseffekten auf die Winkelverteilungen und Spindichtematrixelemente. Die Verteilung auf Generatorniveau wird jeweils durch die durchgezogene und gestrichelte Linie dargestellt. Im ersten Fall werden alle generierten Ereignisse verwendet, im zweiten nur rekonstruierte. Die Punkte zeigen die rekonstruierte Verteilung.

Untergrundbehandlung

Zusätzlich muß man den Untergrund(**U**) mit in die Messung einbeziehen. Untergrundbeiträge von falsch identifizierten $q\bar{q}q'\bar{q}'$- und $l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$-Ereignissen und von 4-Fermion-Prozessen wie $e^+e^- \to Z^0\nu_e\overline{\nu}_e$ sind auf anomale Kopplungsparameter sensitiv, und werden in den Daten belassen. Dagegen kann man die Untergrundbeiträge, die nicht von den anomalen Kopplungsparametern abhängen, auf einer statistischen Basis von den gemessenen Daten (**D**) subtrahieren. Dies sind die 4-Fermion-Prozesse, die von anomalen Kopplungen unabhängig sind, die $(Z^0/\gamma)^* \to f\,f$-Ereignisse und die 2-Photon-Prozesse. Die entsprechenden Winkelverteilungen erhält man aus Monte-Carlo Datensätzen mit Detektorsimulation. Es ergibt sich für die Bestimmung des Spindichtematrixelements ${\rho^k_{\tau\tau'}}^{\mathrm{D-U}}$

$$ {\rho^k_{\tau\tau'}}^{\mathrm{D-U}} = \frac{1}{N_k^{\mathrm{D}} - N_k^{\mathrm{U}}} \left(\sum_{i=1,N_k^{\mathrm{D}}} \Lambda_{\tau\tau'}(\theta_i^*,\phi_i^*) - \sum_{i=1,N_k^{\mathrm{U}}} \Lambda_{\tau\tau'}(\theta_i^*,\phi_i^*) \right) \tag{4.14} $$

und des Fehlers auf das Spindichtematrixelement ${\rho^k_{\tau\tau'}}^{\mathrm{D-U}}$

$$ \sigma({\rho^k_{\tau\tau'}}^{\mathrm{D-U}}) = \sqrt{\frac{\sqrt{(\sigma_\Lambda^{\mathrm{D}})^2 + (\sigma_\Lambda^{\mathrm{U}})^2}}{(N_k^{\mathrm{D}} - N_k^{\mathrm{U}})(N_k^{\mathrm{D}} - N_k^{\mathrm{U}} - 1)}}, \tag{4.15} $$

wobei σ_Λ wie folgt definiert ist:

$$ \sigma_\Lambda = \sum_{i=1}^{N_k} (\Lambda_{\tau\tau'}(\theta_i^*,\phi_i^*) - \rho^k_{\tau\tau'})^2. \tag{4.16} $$

Messung

In Abbildung 4.6 und 4.7 sind die gemessenen Spindichtematrixelemente für leptonisch bzw. hadronisch zerfallende W-Bosonen gezeigt. Zum Vergleich sind die Verteilungen für das Standardmodell und einen Kopplungsparameter aus voll simulierten Monte-Carlo Datensätzen dargestellt. Man erkennt deutlich, daß die einzelnen Matrixelemente unterschiedlich sensitiv auf die verschiedenen Kopplungen sind. Z. B. ist ρ_{00} in Abbildung 4.6 sehr sensitiv auf die dargestellte Kopplung. Dies gilt auch für $\mathrm{Re}(\rho_{+0} - \rho_{-0})$ in Abbildung 4.7. Weiter sieht man, daß die Imaginärteile mit Null verträglich sind, was für CP-erhaltende Theorien zu erwarten ist. Aus den Monte-Carlo Vergleichsverteilungen der Imaginärteile erkennt man die Detektor- und Selektionseffekte, die kleine Abweichungen von Null bewirken.

Die Differenzen der leptonischen Imaginärteile der Spindichtematrizen für W^- und W^+ sind in Abbildung 4.8 noch einmal explizit dargestellt. Zusätzlich sind die Erwartungen für das Standardmodell aus einem Monte-Carlo Datensatz mit Detektorsimulation eingezeichnet. Die gemessenen Daten sind im Rahmen der Fehler mit dem Standardmodell verträglich und lassen auf keine großen CP-verletzenden Kopplungen schließen. Ähnliches gilt für die hadronischen Imaginärteile, die in Abbildung 4.9 noch mal dargestellt sind. Auf Grund der gefalteten Zerfallswinkelverteilung ist nur die Summe von $\mathrm{Im}(\rho_{+0})$ und $\mathrm{Im}(\rho_{-0})$ meßbar.

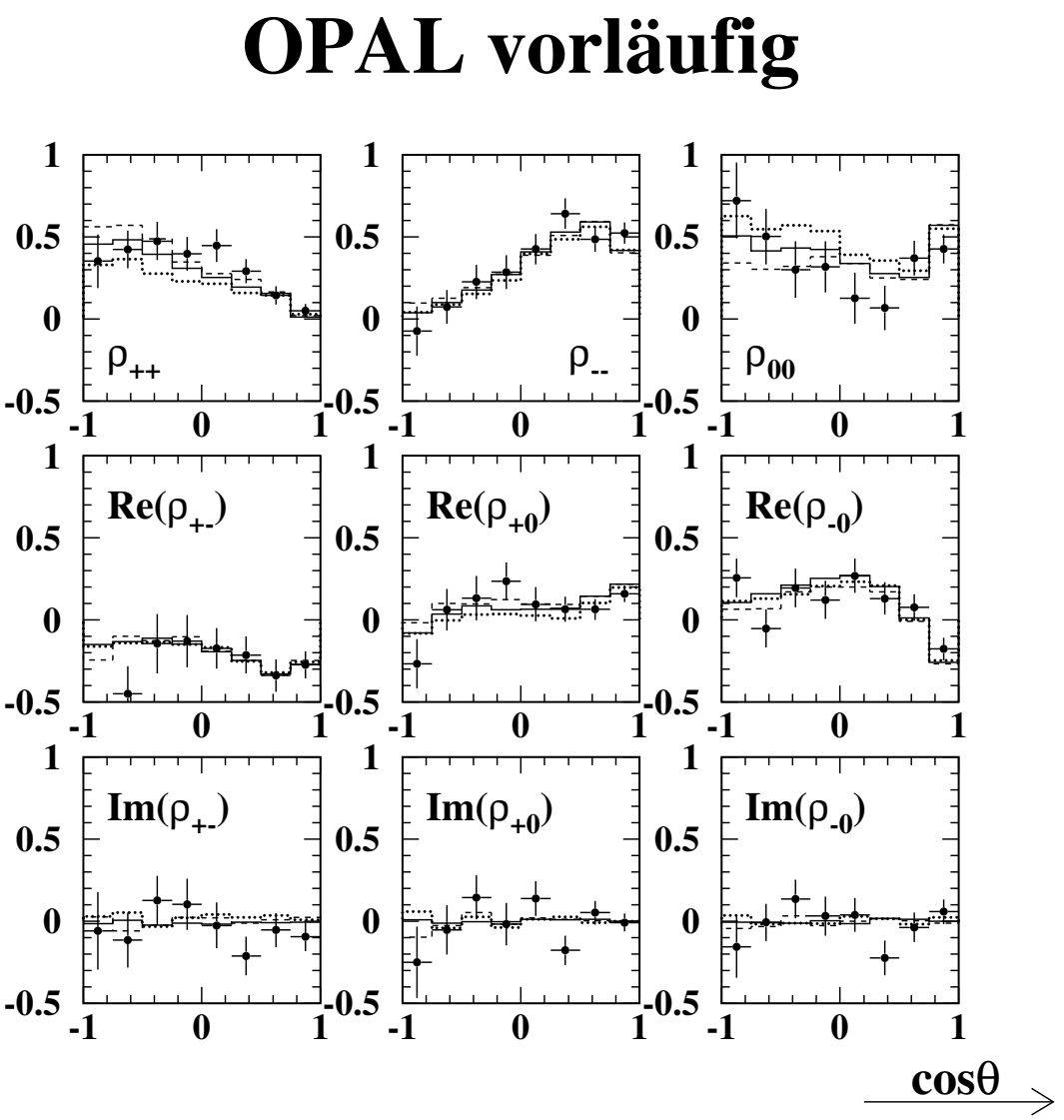


Abbildung 4.6: Dargestellt sind die leptonischen Spindichtematrixelemente in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Die Punkte stellen die gemessenen Daten dar, die auf den Untergrund korrigiert sind. Zum Vergleich sind die Verteilungen für das Standardmodell (durchgezogene Linie) und den Kopplungsparameter $\Delta\kappa_\gamma = +1.0$ (gestrichelte Linie) und $\Delta\kappa_\gamma = -1.0$ (gepunktete Linie) eingezeichnet.

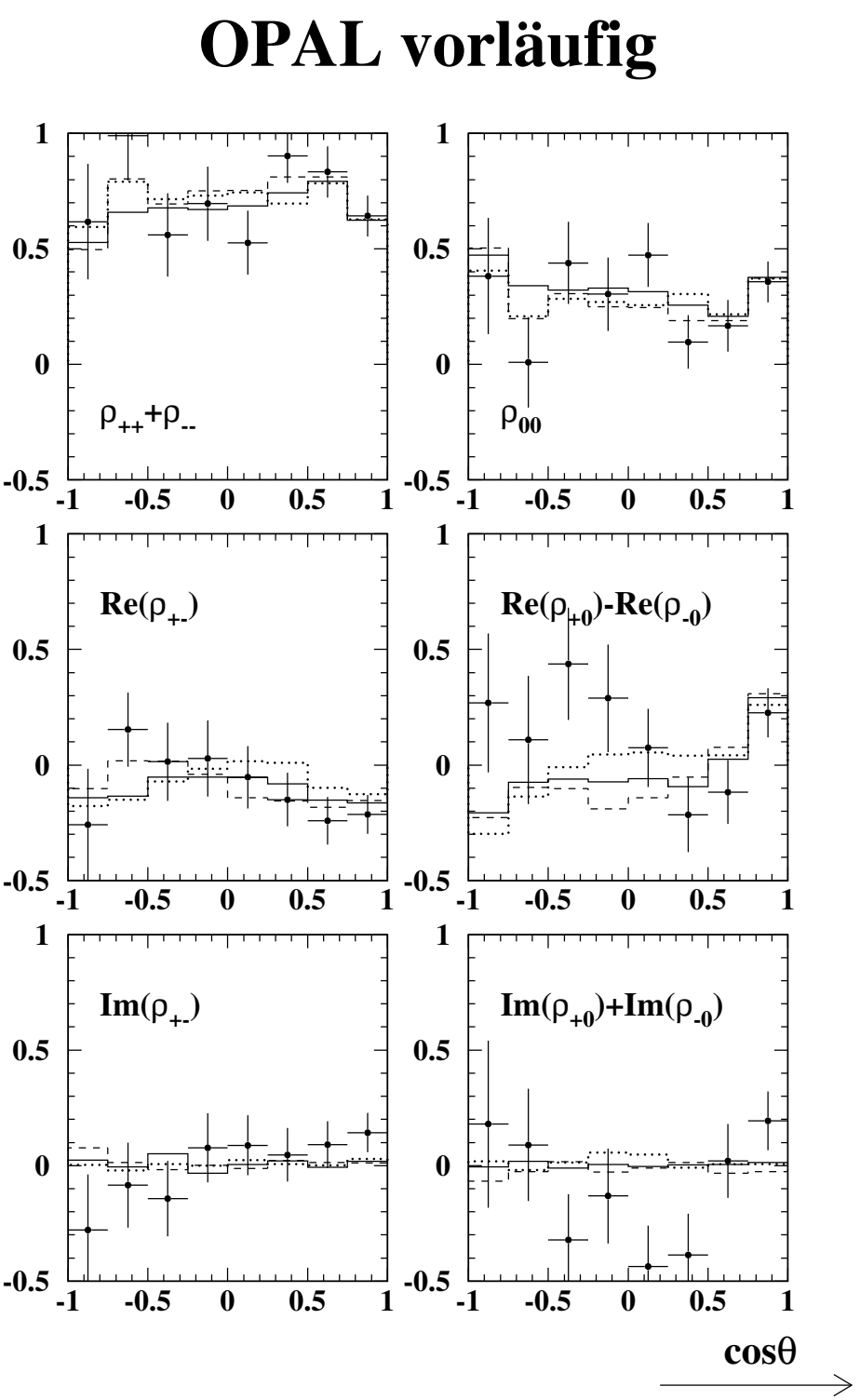


Abbildung 4.7: Gezeigt sind die symmetrischen Kombinationen der hadronischen Spindichtematrixelemente in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Die Punkte stellen die gemessenen Daten dar, die auf den Untergrund korrigiert sind. Zum Vergleich sind die Verteilungen für das Standardmodell (durchgezogene Linie) und den Kopplungsparameter $\lambda_\gamma = +1.0$ (gestrichelte Linie) und $\lambda_\gamma = -1.0$ (gepunktete Linie) eingezeichnet.

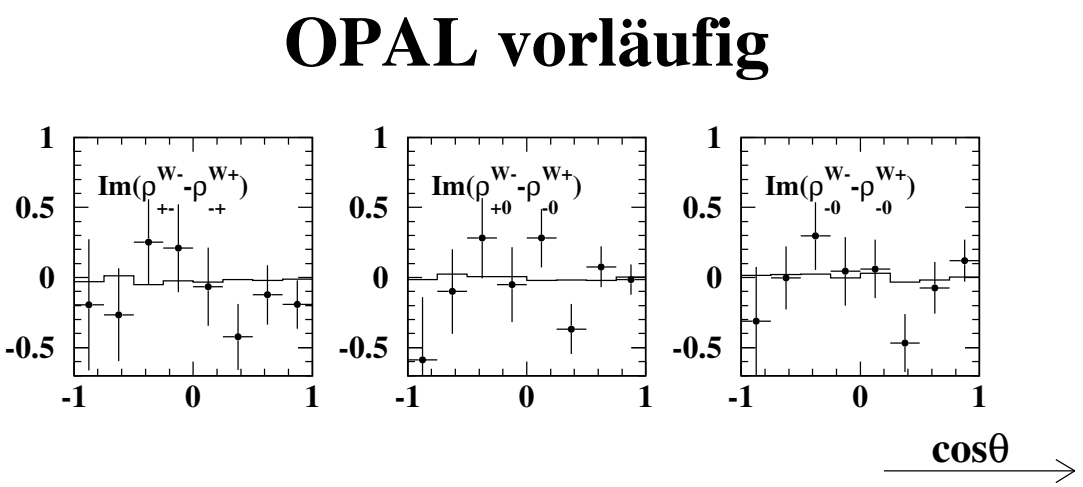


Abbildung 4.8: Dargestellt ist die Differenz zwischen den Imaginärteilen der leptonischen Spindichtematrix von W^- und W^+ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$. Die Punkte zeigen die gemessenen Daten, die auf Untergrund korrigiert sind. Die Erwartungen des Standardmodells sind als Linie eingezeichnet.

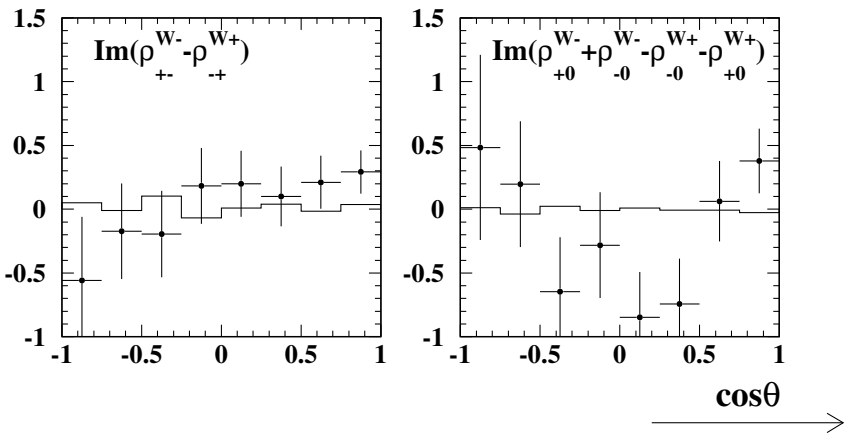


Abbildung 4.9: Dargestellt sind die Differenz zwischen den Imaginärteilen der hadronischen Spindichtematrix von W^- und W^+ in Abhängigkeit von $\cos\theta_W$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Die Punkte stellen die Daten dar, die auf Untergrund korrigiert sind. Die Erwartungen des Standardmodells sind als Linie eingezeichnet.

Kapitel 5

Extraktion der Kopplungsparameter

Die Spindichtematrizen und die $\cos\theta_W$-Verteilung enthalten die Drei-Eichboson-Kopplungen, die man durch den Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen extrahieren kann. Zwar gibt es analytische Vorhersagen für die Verteilung von $\cos\theta_W$ und die Spindichtematrizen, diese enthalten aber keine Detektoreffekte. Der Detektor beeinflußt die Messung der Spindichtematrixelemente und der $\cos\theta_W$-Verteilung unterschiedlich stark und kann nicht vernachläßigt werden. Um die Detektoreffekte zu berücksichtigen, werden Ereignisse mit einer Monte-Carlo Methode generiert und der Detektorsimulation unterzogen. Dies ermöglicht den Vergleich der Daten mit simulierten Ereignissen und der korrekten Berücksichtigung des Detektors.

Für den systematischen Vergleich wird für jeden Kopplungswert ein χ^2 ausgerechnet, der die Übereinstimmung der gemessenen Daten mit den simulierten Ereignissen charakterisiert. Das Minimum der so erhaltenen χ^2-Funktion gibt den Wert der Kopplung an, der die Daten am besten beschreibt. Diese Methode wurde in der OPAL-Kollaboration schon für die Analyse der Daten bei der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 183\,\mathrm{GeV}$ benutzt [49].

5.1 Prinzip der Extraktion

Die Übereinstimmung der gemessenen Daten mit den entsprechenden Verteilungen von simulierten Ereignissen für einen bestimmten Kopplungsparameter wird durch ein χ^2 angegeben, das wie folgt definiert ist:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{f_i^M - f_i^E(x)}{\sigma_i} \right)^2 , \tag{5.1}$$

wobei f_i^M die Messung mit dem Fehler σ_i und f_i^E den erwarteten Wert, der von dem Kopplungsparameter x abhängt, darstellt. Die Summe läuft über alle Intervalle der benutzten Verteilungen. Der χ^2-Wert hängt von dem gewählten Kopplungsparameter ab. Variiert man diesen Kopplungsparameter, so erhält man eine χ^2-Funktion, die diesen Kopplungsparameter als Variable hat.

Um den Wert des Kopplungsparameters zu finden, der die gemessenen Daten am besten beschreibt, bestimmt man das Minimum der χ^2-Funktion. Den Fehler für eine Standardabweichung erhält man, indem man den Kopplungsparameter bestimmt, für den $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{Min} = 1$ ist. Für einen Fehler von zwei Standardabweichungen, was einem Konfidenzintervall von 95 % entspricht, sucht man nach $\Delta\chi^2 = 3.84$. Dies gilt nur, wenn ein Parameter frei ist und die anderen den Standardmodellwerten entsprechen. Natürlich kann man auch zwei oder mehr Parameter gleichzeitig variieren und bestimmen. In diesem Fall erhöhen sich die $\Delta\chi^2$-Grenzen. Zusätzlich zu den Fehlergrenzen kann man auch Fehlerkonturen angeben, die z. B. bei zwei freien Parametern die volle Korrelation zwischen diesen beiden und deren Fehler zeigen.

Für die Berechnung der Minima, der Fehler und der Fehlerkonturen wird das Programmpaket Minuit [50] benutzt.

5.2 Monte-Carlo Ereignisse für anomale Kopplungen

Wichtig für die Analyse ist die richtige Behandlung der Detektoreffekte. Die Auflösung, mit der z. B. die Teilchenimpulse gemessen werden können, variiert über den Raumwinkel. Der Impuls eines Teilchens, das die ganze Spurkammer passiert, kann besser gemessen werden, als der Impuls eines Teilchens, das in Vorwärtsrichtung fliegt und nur einen kleinen Teil der Spurkammer passiert. Außerdem kann die Auflösung der Winkel, die für diese Analyse benutzt werden, mit den Kopplungsparametern variieren, da anomale Kopplungen die Zerfallswinkelverteilungen verändern und damit Teilchen vermehrt einen anderen Detektorbereich durchfliegen. Um all dies zu berücksichtigen, durchlaufen die Monte-Carlo Ereignisse die Detektorsimulation. Für die Extraktion der Kopplungsparameter benötigt man aber ein große Anzahl von simulierten Ereignissen für verschiedene Kopplungsparameter, damit man die χ^2-Funktion berechnen kann. Der damit verbundene Rechenaufwand kann umgangen werden, indem man aus einem Referenzdatensatz, der die Detektorsimulation beinhaltet, durch Umgewichten einen Datensatz für eine bestimmte Kopplung erzeugt. Dies bedeutet, das jedes Ereignis mit einem Faktor, der von dem gewählten Kopplungswert abhängt, gewichtet wird.

Für das Umgewichten werden Monte-Carlo Ereignisse für das Standardmodell mit voller Detektorsimulation benutzt. Für jedes Ereignis berechnet man ein Gewicht aus dem Quotienten des 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitts für eine bestimmte anomale Kopplung und für die Standardmodellkopplungen:

$$w_i = \frac{\mathrm{d}\sigma^{ano}}{\mathrm{d}W} / \frac{\mathrm{d}\sigma^{SM}}{\mathrm{d}W}, \tag{5.2}$$

wobei $\mathrm{d}W$ für $\mathrm{d}\cos\theta_W \mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}-}\mathrm{d}\cos\theta^*_{\mathrm{W}+}\mathrm{d}\phi^*_{\mathrm{W}+}$ steht. Dies Gewicht w_i hängt zum einen von der Kinematik des Ereignisses ab, was durch die fünf Zerfallswinkel auf Generatorniveau ausgedrückt wird, und zum anderen von dem gewählten Kopplungsparameter.

Aus den Gewichten w_i und den Winkelverteilungen auf Detektorniveau für das Standardmodell kann man die entsprechenden Verteilungen für den gewählten Kopplungsparameter erhalten. Für eine Winkelverteilung werden die Gewichte der einzelnen Ereignisse, die im Intervall liegen, aufsummiert. Im ungewichteten Fall summiert man das Gewicht Eins für jedes Ereignis auf. Für die Spindichtematrixelemente ergeben sich etwas komplexere Ausdrücke:

$$\rho_{\tau\tau'} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \Lambda_{\tau\tau'}(\theta_i^*, \phi_i^*)\, w_i}{\sum_{i=1}^{N} w_i} \tag{5.3}$$

Für jedes Ereignis wird der Projektionsoperator $\Lambda(\theta_i^*, \phi_i^*)$ mit dem entsprechenden Gewicht w_i multipliziert. Die Summe über die Projektionsoperatoren wird auf die Summe der Gewichte normiert. Ein ähnlicher Ausdruck ergibt sich für die Berechnung der Fehler der Matrixelemente.

Das Umgewichten erlaubt sogar die korrekte Behandlung der Untergrundbeiträge, die von anomalen Kopplungen abhängen und nicht auf statistischer Basis subtrahiert werden können. Berechnet man für ein Untergrundereignis das Gewicht bezüglich des zugrunde liegenden Prozesses, so ist der Untergrundbeitrag in der umgewichteten Verteilung richtig enthalten.

Das Umgewichten kann auch umgangen werden, indem man erst die Winkelverteilungen auf Detektor- und Selektionseffekte korrigiert und dann diese mit theoretischen Vorhersagen vergleicht und dadurch die Kopplungsparameter bestimmt. Damit vernachläßigt man aber, daß die Detektor- und Selektionseffekte mit den gewählten Kopplungsparametern variieren können.

5.3 CP-erhaltende Kopplungen

Für die Messung der drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ werden die $\cos\theta_W$-Verteilung und die leptonischen und hadronischen Spindichtematrixelemente verwendet. Die Korrelationsmatrix wird aus Monte-Carlo Ereignissen berechnet, da die Anzahl der simulierten Ereignisse sehr viel größer ist als für die erwarteten Daten und damit der Fehler der Korrelationsmatrix verkelinert wird. Untersuchungen haben ergeben, daß die Korrelationsmatrix nur gering mit den anomalen Kopplungsparametern variiert, so daß die Vernachläßigung dieser Variation keinen Einfluß auf die Messung haben wird. Die Messung der Verteilungen wurde in Kapitel 4 vorgestellt. Für die Berechnung der Gewichte werden Routinen des Monte-Carlo Generators WOPPER verwendet.

Um zu sehen, ob die Meßmethode funktioniert und wie die erwarteten Fehler sind, wurden mehrere Testszenarien untersucht. Dazu wurden mit EXCALIBUR Monte-Carlo Ereignisse für verschiedene Kopplungsparameter generiert, die anschließend der Detektorsimulation unterzogen wurden. Diese sind in Tabelle A.3 zusammengefaßt. Aus diesen wurden die verwendeten Verteilungen gemessen und als simulierte Daten benutzt. Der entsprechende Monte-Carlo Datensatz für das

Standardmodell wurde ebenso mit EXCALIBUR generiert und zum Umgewichten benutzt.

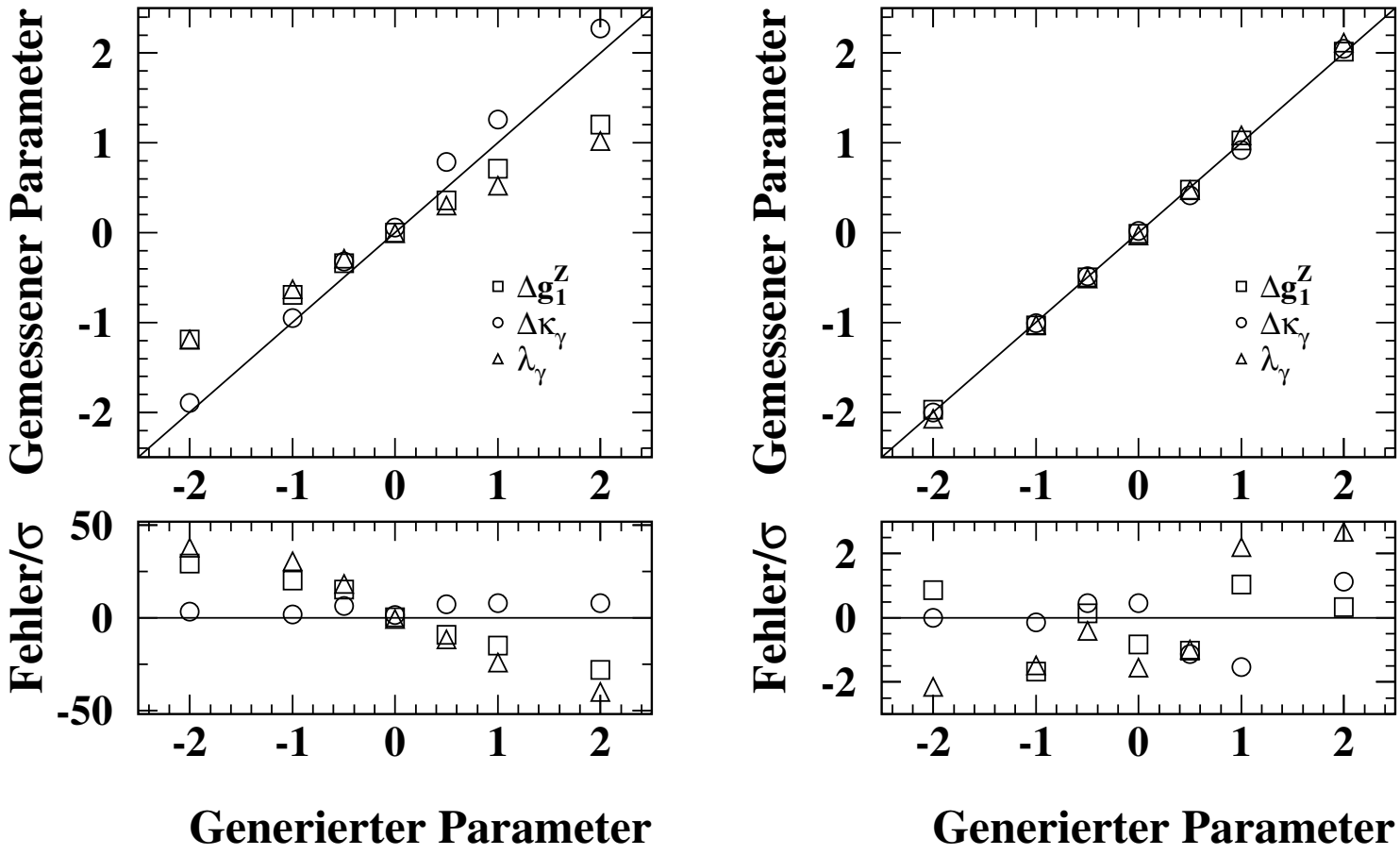
Zuerst wurde die Methode auf Generatorniveau getestet, d. h. alle generierten Signalereignisse wurden verwendet. Die Statistik der simulierten Daten ist ungefähr dreißigmal größer als die verfügbare Datenluminosität bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Dabei ergeben sich signifikante Abweichungen zwischen den generierten und den gemessenen Kopplungsparametern, die mit deren Größe zunehmen. Dies ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Der Unterschied beruht darauf, daß WOPPER nur Gewichte bzgl. der Diagrammklasse CC11 berechnet, die zum Umgewichten verwendeten Standardmodell-Ereignisse aber im Falle von Elektronen auf der Diagrammklasse CC20 beruhen. Diese zusätzlichen Diagramme sind zwar nur in einem kleinen Teil des Phasenraums dominant, haben aber einen starken Einfluß auf die Spindichtematrixelemente. Betrachtet man nur semileptonische Ereignisse mit Myonen und Taus, verschwinden die Unterschiede zwischen generierten und gemessenen Parametern fast vollständig. Da die Selektion der Ereignisse auf W-Paare und nicht speziell auf eνW-Ereignisse ausgelegt ist, ist anzunehmen, daß dieser Effekt keinen Einfluß auf die Messung hat.

Der gleiche Test wurde mit den entsprechenden Verteilungen auf Detektorniveau durchgeführt. Dazu werden diejenigen Monte-Carlo Ereignisse benutzt, die die in Abschnitt 4.3 dargestellten Selektionskriterien erfüllen. In Abbildung 5.2(a) sind die generierten gegen die gemessenen Kopplungen für die drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter aufgetragen. Nennenswerte Abweichungen von den generierten Parametern treten nur bei einigen großen Parameterwerten auf.

Somit ist gezeigt, daß die Methode prinzipiell funktioniert. Zwar ergeben sich kleinere Abweichungen für große Kopplungsparameter, aber die zu messenden Kopplungen sollen in der Nähe von Null liegen, so daß der Einfluß auf die Messung zu vernachlässigen sein wird.

Als nächstes wurde das Verhalten für eine Anzahl von Ereignissen untersucht, die der erwarteten Datenluminosität bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ entspricht. Dazu werden die Monte-Carlo Datensätze für die verschiedenen Kopplungsparameter jeweils in 33 Datensätze unterteilt. In Abbildung 5.2(b) sind die gemessenen gegen die generierten Kopplungsparameter für die drei CP-erhaltenden Parameter dargestellt. Der Wert für einen Kopplungsparameter ergibt sich aus dem Mittelwert der 33 Einzelmessungen, der Fehler stellt den erwarteten Fehler bzgl. dieser Anzahl von Ereignissen dar. Die Werte für die Kopplung $\Delta\kappa_\gamma$ liegen fast alle auf der erwarteten Gerade, d. h. die generierte Kopplung wurde fast exakt gemessen. Die anderen zwei Kopplungen zeigen signifikante Unterschiede zwischen gemessenen und generierten Werten auf, die mit dem Kopplungsparameter zunehmen. Dieser Effekt läßt sich nicht ganz erklären. Betrachtet man semileptonische Ereignisse mit Myonen und Taus, so treten diese Unterschiede auf Generatorniveau nicht auf. Auf Detektorniveau sind sie aber in gleicher Größe vorhanden, d. h. die zusätzlichen Diagramme aus der CC20-Klasse sind kein Problem. Betrachtet man die $\cos\theta_W$-Verteilung und die leptonischen und hadronischen Spindichtematrixelemente einzeln, so zeigen alle drei Einzeltests ein ähnlich problematisches Verhalten, wie oben beschrieben.

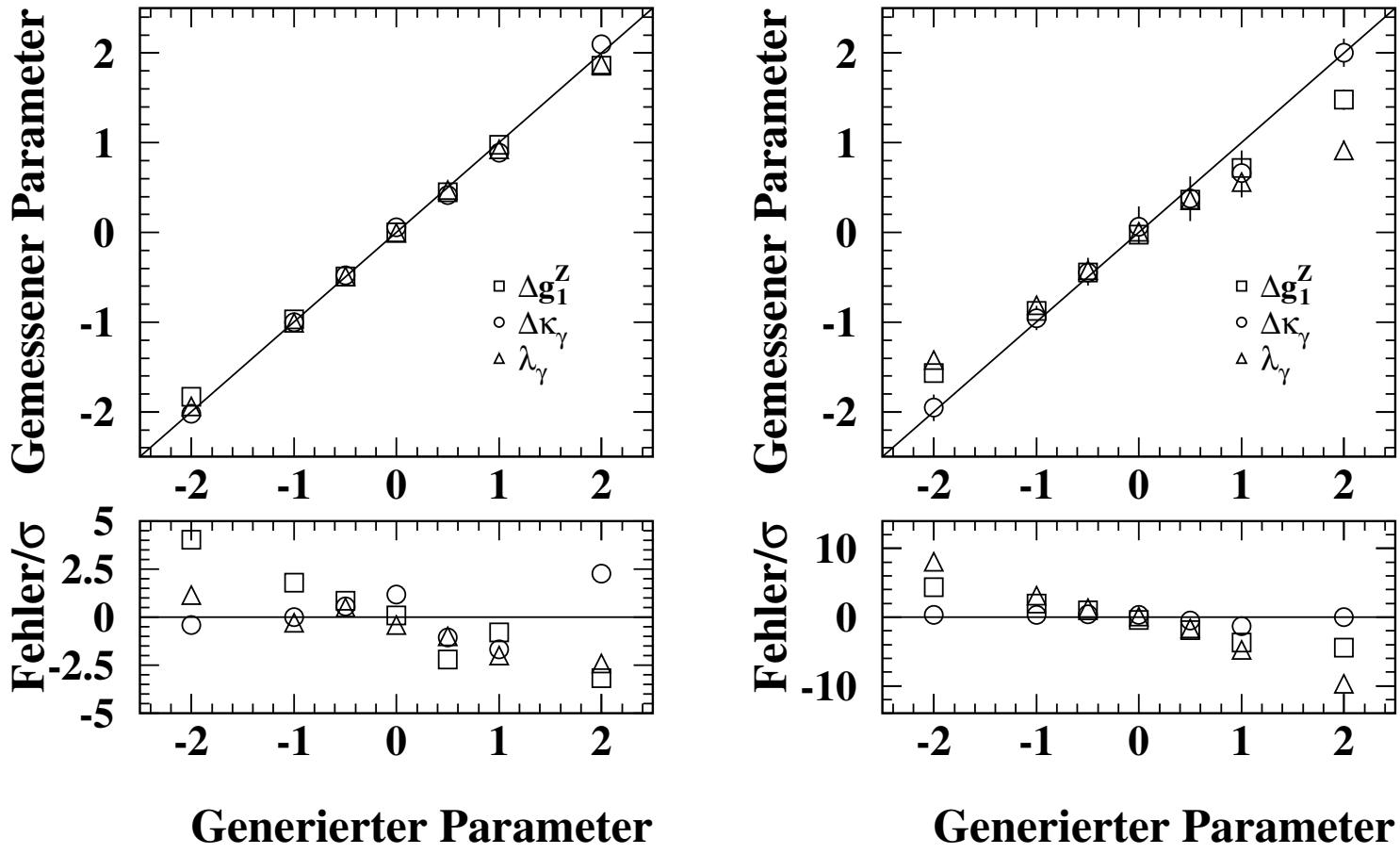
Betrachtet man nur Kopplungswerte in der Nähe der Standardmodellwerte



(a) Alle drei Ereignisklassen ($q\bar{q}e\bar{\nu}_e$,$q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$,$q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$) wurden verwendet. Diese werden durch die Diagrammklasse CC20 vollständig beschrieben.

(b) Nur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$- und $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$-Ereignisse wurden verwendet, die durch die Diagrammklasse CC11 beschrieben werden.

Abbildung 5.1: Für verschiedene Kopplungsparameter sind die gemessenen (auf Generatorniveau) gegen die generierten Parameter aufgetragen.



(a) Der Testdatensatz entspricht ungefähr dreißigmal der erwarteten Datenluminosität.

(b) Aus 33 Testdatensätzen, die der erwarteten Datenluminosität entsprechen, wird der Mittelwert und der erwartete Fehler dargestellt.

Abbildung 5.2: Für verschiedene Kopplungsparameter sind die gemessenen (auf Detektorniveau) gegen die generierten Parameter aufgetragen.

zwischen minus Eins und Eins, so ist der Verlauf fast linear und die Verzerrung zwischen generiertem und gemessenem Wert klein. Da die zu messenden Kopplungen klein sind und in der Nähe des Standardmodells liegen, haben diese Unterschiede keinen bzw. nur einen geringen Einfluß auf die Messung.

Ergebnisse

Mit dieser Methode können also die drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ gemessen werden. Es ergeben sich die folgenden Werte, wobei nur ein Kopplungsparameter variiert wurde und die anderen den Standardmodellwerten entsprechen:

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= -0.076^{+0.089}_{-0.082} \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.366^{+0.197}_{-0.174} \\ \lambda_\gamma &= -0.159^{+0.086}_{-0.080}. \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler sind rein statistisch und stimmen gut mit den erwarteten Fehlern von ± 0.070, ± 0.195 und ± 0.087 für Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ überein. Diese bestimmt man aus der Messung von über einhundert Datensätzen mit Monte-Carlo Ereignissen, deren Anzahl den erwarteten Daten entspricht. In Abbildung 5.3 sind die χ^2-Kurven für die drei Kopplungen dargestellt. Zusätzlich sind die Beiträge der $\cos\theta_W$-Verteilung und der leptonischen und hadronischen Spindichtematrixelemente eingezeichnet. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse für einen, zwei und drei freie Parameter mit einer Standardabweichung angegeben. Für zwei und drei freie Parameter ist auch die Korrelation der Parameter angegeben. Dagegen zeigt Tabelle 5.2 die entsprechenden Ergebnisse in einem Konfidenzintervall von 95 %. In Abbildung 5.4 sind für jeweils zwei freie Kopplungsparameter die Fehlerkonturen für verschiedene Konfidenzintervalle dargestellt. In Abbildung 5.4 b) erkennt man eindeutig die Korrelation zwischen den Kopplungsparametern Δg_1^Z und λ_γ. In Abbildung 5.4 a) und c) sieht man auch die Korrelation der dargestellten Parameter. Es ergeben sich aber keine Ellipsen als Fehlerkonturen, da $\Delta\kappa_\gamma$ in der Nähe von Eins ein weiteres Minimum hat, das durch die verwendeten Daten nicht ausgeschlossen werden kann. Die Kombination der Messung von $\Delta\kappa_\gamma$ in allen drei Zerfallskanälen der W-Paarproduktion und aus dem totalen Wirkungsquerschnitt schließt dieses Nebenminimum als Lösung eindeutig aus.

5.4 CP-verletzende Kopplungen

Für die Messung der drei CP-verletzenden Kopplungsparameter g_4^Z, $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$ wird die gleiche Methode verwendet wie für die CP-erhaltenden Kopplungen (siehe Abschnitt 5.3). Im Gegensatz zu den CP-erhaltenden Kopplungen erwartet man für CP-verletzenden Kopplungen, daß die Imaginärteile der Spindichtematrizen von Null verschieden sind.

Um zu sehen, ob die Methode für diese Kopplungen funktioniert, und wie die Imaginärteile der Spindichtematrixelemente die Messung beeinflussen, wurden mehrere Testszenarien untersucht. Dazu wurden mit WOPPER Monte-Carlo

Freie Parameter	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
1	$-0.076^{+0.089}_{-0.082}$		
1		$-0.366^{+0.197}_{-0.174}$	
1			$-0.159^{+0.086}_{-0.080}$
2	$+0.026^{+0.119}_{-0.134}$	$-0.383^{+0.373}_{-0.248}$	
	-0.224	-0.224	
2	$+0.172^{+0.167}_{-0.204}$		$-0.298^{+0.205}_{-0.159}$
	-0.741		-0.741
2		$-0.251^{+1.675}_{-0.335}$	$-0.093^{+0.180}_{-0.329}$
		-0.648	-0.648
3	$+0.160^{+0.198}_{-0.223}$	$-0.206^{+1.604}_{-0.377}$	$-0.240^{+0.296}_{-0.234}$
	$+0.269$	$+0.269$	
	-0.710		-0.710
		-0.551	-0.551

Tabelle 5.1: Messung der CP-erhaltenden Drei-Eichboson-Kopplungen mit einem Fehler von einer Standardabweichung. Im Fall von zwei und drei freien Parametern ist die Korrelation der Parametern unter der Messung angegeben.

Freie Parameter	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
1	$[-0.191; 0.052]$		
1		$[-0.607; -0.077]$	
1			$[-0.270; -0.034]$
2	$[-0.394; +0.220]$	$[-0.772; +2.199]$	
2	$[-0.198; +0.542]$		$[-0.547; +0.103]$
2		$[-0.752; +1.578]$	$[-0.481; +0.212]$
3	$[-0.442; +0.453]$	$[-0.752; +1.574]$	$[-0.576; +0.252]$

Tabelle 5.2: 95 %iges Konfidenzintervall der CP-erhaltenden Drei-Eichboson-Kopplungen.

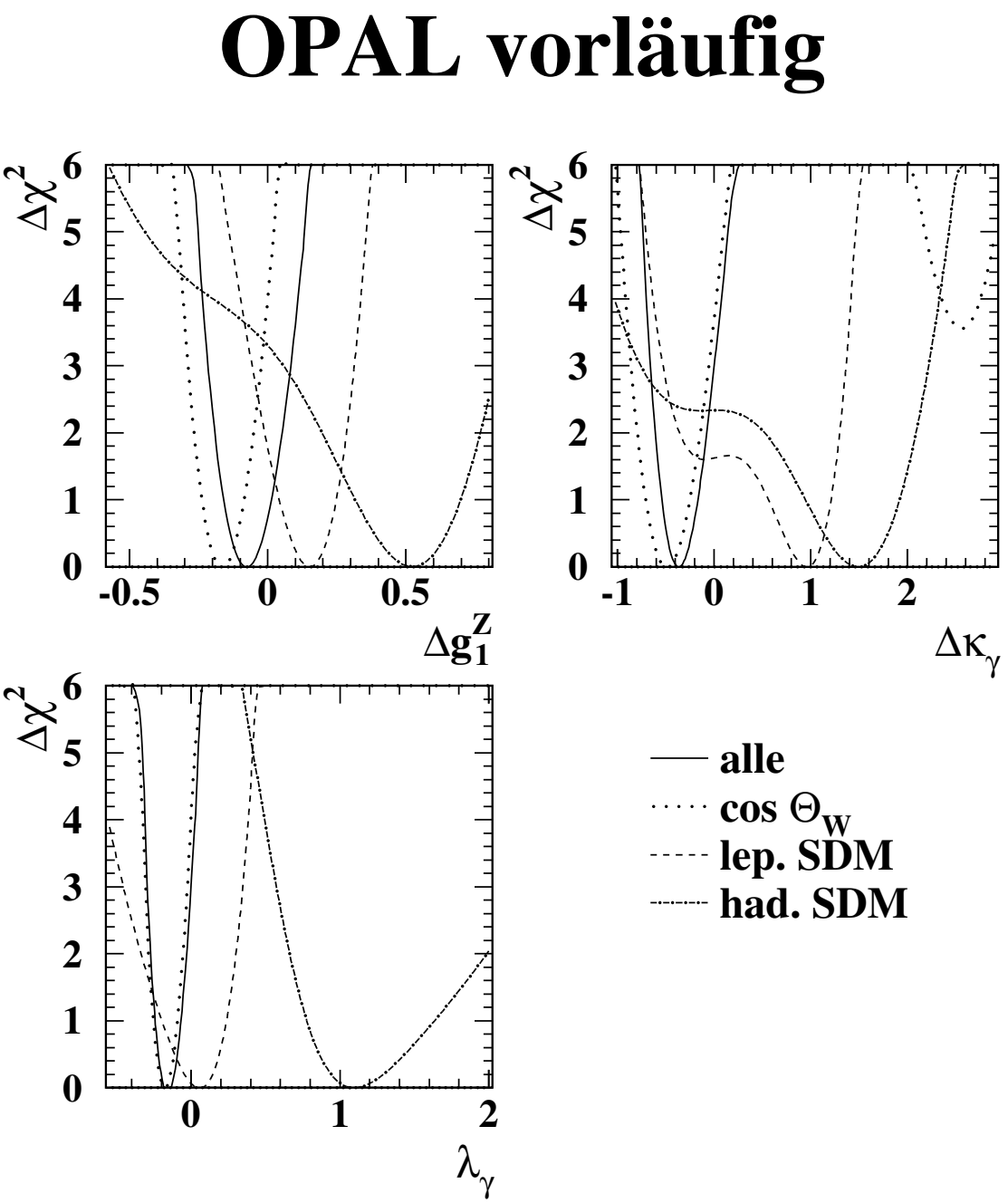


Abbildung 5.3: χ^2-Kurven für die drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter.

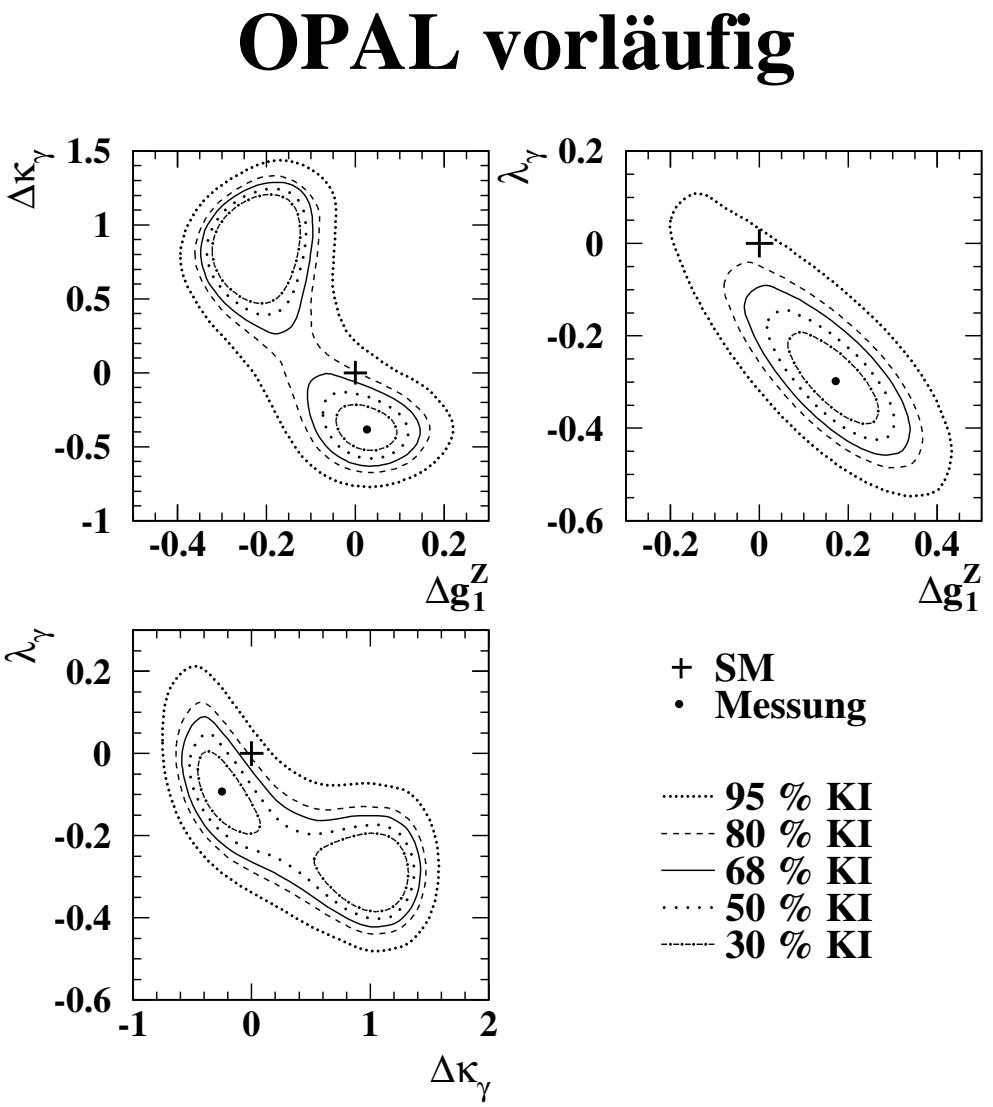


Abbildung 5.4: Fehlerkonturen für zwei freie Parameter für verschiedene Konfidenzintervalle (KI).

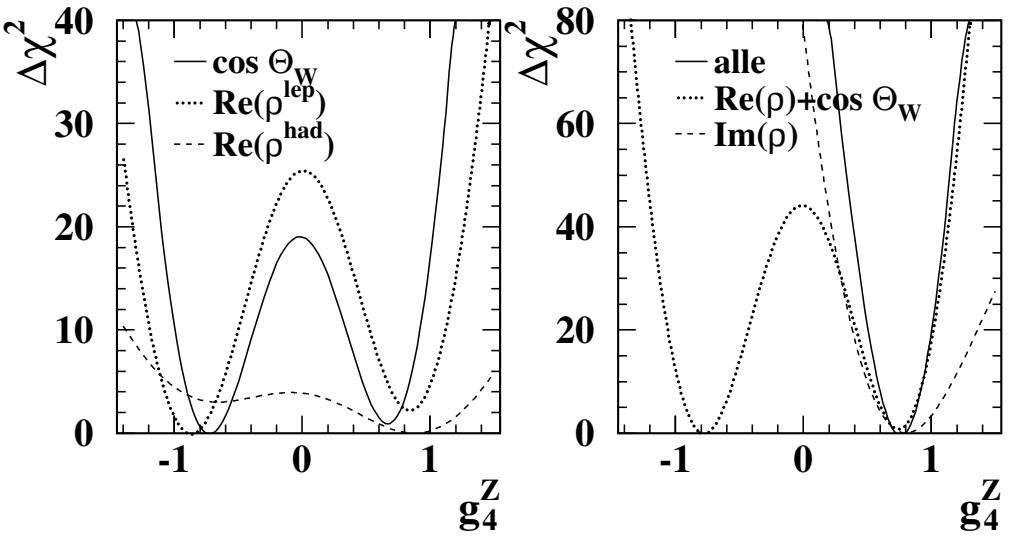


Abbildung 5.5: $\Delta\chi^2$-Verteilungen für den Kopplungsparameter $g_4^Z = 0.75$.

Ereignisse für verschiedene Kopplungsparameter generiert. In diesem Fall wurde nicht der Generator EXCALIBUR benutzt, da dieser CP-verletzende Kopplungen nicht unterstützt. Für die WOPPER-Ereignisse wurde keine Detektorsimulation durchgeführt, so daß die Methode nur auf Generatorniveau getestet werden kann.

In einem ersten Schritt werden die simulierten Ereignisse als Daten verwendet, um zu sehen, ob der generierte Kopplungswert auch gemessen werden kann. Die Anzahl der verwendeten Ereignisse ist ungefähr dreißigmal größer als die erwartete Datenmenge bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$. Dabei ergeben sich keine signifikanten Abweichungen zwischen den generierten und den gemessenen Kopplungswerten, die in Abbildung 5.6 gegeneinander aufgetragen sind.

Mit diesem Test kann man auch den Einfluß der Imaginärteile auf die Messung betrachten. Für alle drei CP-verletzenden Kopplungsparameter ergeben sich Doppelminima symmetrisch um Null in der χ^2-Funktion, wenn man nur die $\cos\theta_W$-Verteilung oder die Realteile der leptonischen oder hadronischen Spindichtematrizen für die Messung benutzt. Abbildung 5.5 links zeigt die entsprechenden $\Delta\chi^2$-Verteilungen für $g_4^Z = 0.75$. Für die $\cos\theta_W$-Verteilung liegt bei 0.75 nur ein Nebenminimum. Das Hauptminimum liegt bei -0.75. In Abbildung 5.5 rechts ist zusätzlich die $\Delta\chi^2$-Kurve für die Imaginärteile der Spindichtematrizen eingezeichnet. Diese hat ein breites Minimum um 0.75 und zwingt so die Messung des Kopplungsparameters in das richtige Minimum.

Dieses Verhalten ist typisch für alle CP-verletzenden Kopplungen. Die $\cos\theta_W$-Verteilung und die Realteile der Spindichtematrizen ergeben ein Minimum für den generierten Kopplungswert und ein Minimum für den negativen Kopplungswert, da die entsprechenden Größen quadratisch von den Kopplungsparametern abhängen. Die Imaginärteile der Spindichtematrizen hängen dagegen nur linear von den Kopplungsparametern ab und lassen so eine Unterscheidung des Vorzei-

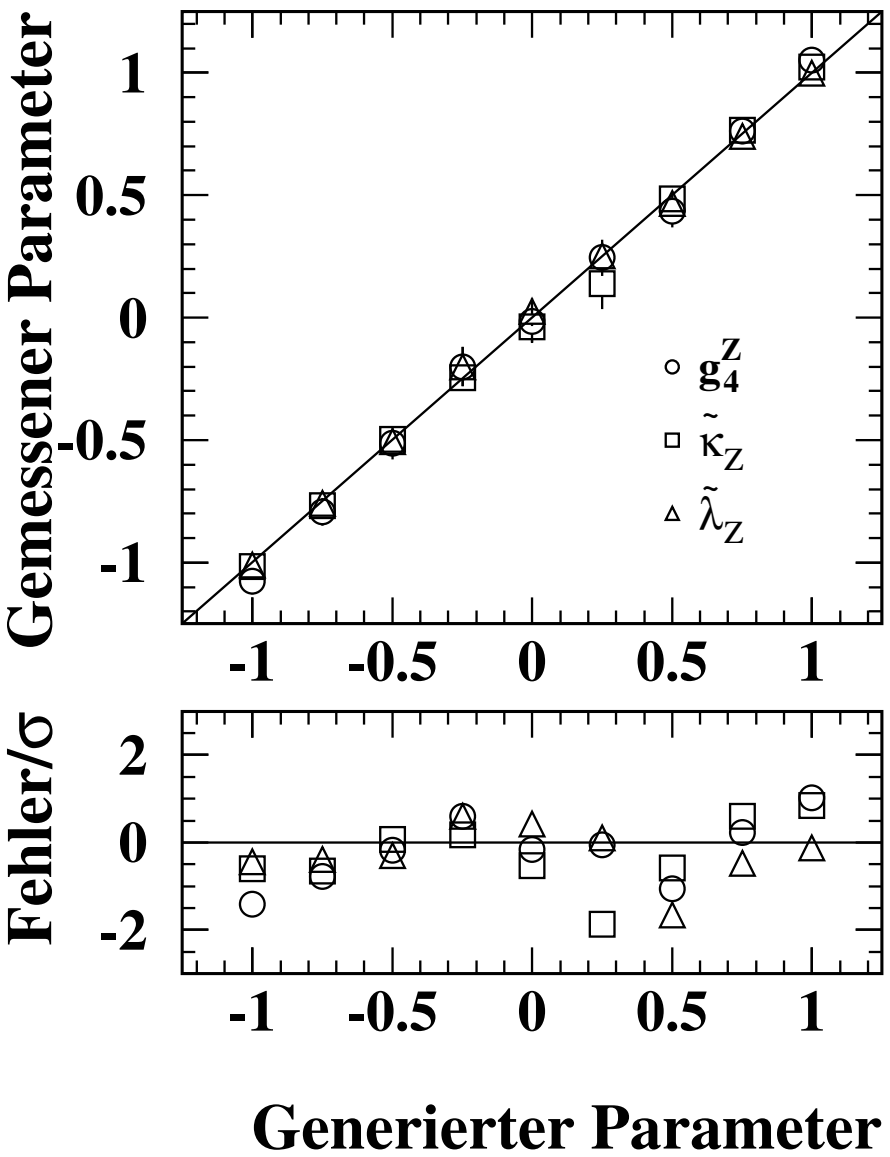


Abbildung 5.6: Für verschiedene Kopplungsparameter sind die gemessenen (auf Generatorniveau) gegen die generierten Parameter aufgetragen. Der Testdatensatz entspricht ungefähr dreißigmal der erwarteten Datenluminosität.

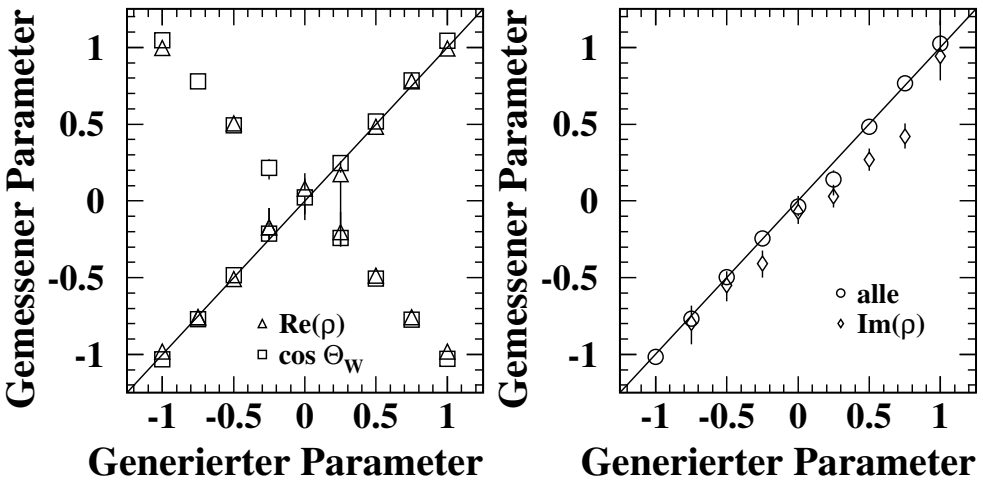


Abbildung 5.7: Für den Kopplungsparameter $\tilde{\kappa}_Z$ sind die gemessenen gegen die generierten Kopplungswerte aufgetragen. Die linken Abbildung zeigt die Messungen mit nur der $\cos\theta_W$-Verteilung oder den Realteilen der Spindichtematrizen. Da häufig Doppelminima in der χ^2-Funktion auftreten, sind beide Minima eingezeichnet. Die rechte Abbildung zeigt dageben die Messungen mit nur den Imaginaärteilen der Spindichtematrizen oder allen drei Verteilungen zusammen.

chens zu. Zwar ist das Minimum der χ^2-Verteilung meist breit und auch etwas von dem generierten Wert entfernt, aber es läßt trotzdem die Ausschließung des falschen Minimums zu, was Abbildung 5.7 veranschaulicht. Aufgetragen sind die gemessenen gegen die generierten Kopplungswerte für die Kopplung $\tilde{\kappa}_Z$. Die linke Abbildung zeigt die Ergebnisse, wenn nur die $\cos\theta_W$-Verteilung oder die Realteile der Spindichtematrizen benutzt werden. Fast alle generierten Kopplungswerte haben Doppelminima. Die rechte Abbildung zeigt die Ergebnisse, wenn man lediglich die Imaginärteile oder alles zusammen benutzt. Die gemessenen Kopplungswerte, unter Verwendung der Imaginärteile, weichen zwar von den generierten teilweise ab, zeigen aber das richtige Vorzeichen der Kopplungswerte auf. Benutzt man alle Größen zusammen, so erhält man eine genaue Messung des generierten Kopplungswertes mit dem richtigen Vorzeichen.

Ergebnisse

Mit dieser Methode kann man die drei CP-verletzenden Kopplungsparameter g_4^Z, $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$ messen. Es ergeben sich die folgenden Werte, wobei nur ein Parameter variiert und die anderen auf die Standardmodellwerte fixiert wurden:

$$\begin{aligned} g_4^Z &= -0.94^{+0.42}_{-0.31} \\ \tilde{\kappa}_Z &= -0.58^{+0.15}_{-0.13} \\ \tilde{\lambda}_Z &= +0.48^{+0.10}_{-0.12} \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler sind rein statistisch. Man erwartet aus Messungen mit simulierten Ereignissen einen Fehler von ± 0.14, ± 0.13 und ± 0.11 für g_4^Z, $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$. Die Diskrepanz zwischen gemessenem und erwartetem Fehler für den Kopplungsparameter g_4^Z kann dadurch erklärt werden, daß der Fehler mit der Kopplung variiert und die Messung für g_4^Z weit vom Standardmodellwert entfernt ist. Abbildung 5.8 zeigt die χ^2-Kurven für die drei Kopplungen. Zusätzlich sind die Beiträge der $\cos\theta_W$-Verteilung und der Real- und Imaginärteile der Spindichtematrizen dargestellt. Jede dieser drei Kurven zeigt ein Doppelminimum, das symmetrisch um Null liegt. Im Falle des Kopplungsparameters g_4^Z liegt das Nebenminimum noch im Bereich von zwei Standardabweichungen um den gemessenen Wert. In den beiden anderen Fällen werden das Haupt- und das Nebenminimum durch ein lokales Maximum in der Nähe von Null getrennt. Tabelle 5.3 zeigt die Ergebnisse für einen, zwei und drei freie Parameter mit einem Fehler von einer Standardabweichung und die Korrelation der Parameter für zwei und drei freie Parameter. Dagegen zeigt Tabelle 5.4 die entsprechenden Ergebnisse in einem Konfidenzintervall von 95 %. Abbildung 5.9 zeigt die Fehlerkonturen für jeweils zwei freie Parameter. Die Nebenminima, die in den Messungen mit einem freien Parameter auftreten, sind auch hier zu sehen.

Auffällig ist die signifikante Abweichung der Kopplungen $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$ von den Standardmodellwerten, die bei ungefähr vier Standardabweichungen liegt. Die Messung mit zwei und drei freien Parametern zeigt eindeutig, daß die beiden Kopplungen stark korreliert sind, so daß die Messungen mit einem freien Parameter in sich schlüßig sind. Da keine Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation vorhanden sind, ist das Verhalten der Meßmethode auf Detektoreffekte nicht ohne weiteres vorherzusagen und man muß sich an den CP-erhaltenden Kopplungen orientieren. Dort gibt es keine prinzipiellen Probleme. Trotzdem sollte dies für weitere Messungen untersucht werden.

5.5 Systematische Fehler

Die folgenden Quellen wurden auf systematische Einflüsse auf die Analyse untersucht. Tabelle A.4 zeigt die dafür verwendeten Monte-Carlo Datensätze.

- **Ereignisrekonstruktion**
  Unsicherheiten in der Rekonstruktion von Jets und Leptonen wurden untersucht, indem geeignete Rekonstruktionsparameter in Monte-Carlo Datensätzen variiert wurden. Die Auflösung der Jetenergie und der Winkel $\cos\theta$ und ϕ wurde um 10 %, 5 % bzw. 3 % variiert. Des weiteren wurde die Jetenergie um 0.05 % und $\cos\theta$ um 0.0003 verändert. Dieselben Rekonstruktionsunsicherheiten wurden für die Taujets in $q\overline{q}\tau\overline{\nu}_\tau$-Ereignissen verwendet. Im Vergleich dazu sind die Rekonstruktionsunsicherheiten für Elektronen und Myonen gering und zu vernachlßigen. Diese Werte ergeben sich aus umfangreichen Jetstudien mit Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie gleich der Z^0-Masse aufgenommen worden sind.

  Die Analyse wurde mit den geänderten Monte-Carlo Datensätzen wiederholt

Freie Parameter	g_4^Z	$\tilde{\kappa}_Z$	$\tilde{\lambda}_Z$
1	$-0.94^{+0.42}_{-0.31}$		
1		$-0.581^{+0.148}_{-0.130}$	
1			$+0.476^{+0.101}_{-0.115}$
2	$+0.066^{+0.608}_{-0.621}$	$-0.578^{+0.243}_{-0.195}$	
	0.182	0.182	
2	$-0.096^{+0.662}_{-0.700}$		$+0.476^{+0.151}_{-0.186}$
	-0.114		-0.114
2		$-0.302^{+0.936}_{1.866}$	$+0.242^{+0.691}_{-1.960}$
		$+0.980$	$+0.980$
3	$-0.158^{+1.125}_{-0.976}$	$-1.050^{+1.207}_{-1.126}$	$-1.112^{+0.824}_{-0.612}$
	-0.560	-0.560	
	-0.558		-0.558
		$+0.957$	$+0.957$

Tabelle 5.3: Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen mit einem Fehler von einer Standardabweichung. Im Fall von zwei und drei freien Parametern ist die Korrelation der Parametern unter der Messung angegeben.

Freie Parameter	g_4^Z	$\tilde{\kappa}_Z$	$\tilde{\lambda}_Z$
1	$[-1.57; 1.12]$		
1		$[-0.827; -0.246]$	
1			$[+0.216; +0.687]$
2	$[-1.480; +1.095]$		$[-0.885; -0.064]$
2	$[-1.342; +0.985]$	$[+0.069; +0.715]$	
2		$[-2.448; +1.198]$	$[-1.917; +1.277]$
3	$[-1.463; +1.309]$	$[-2.487; +1.361]$	$[-1.945; +1.346]$

Tabelle 5.4: 95 %iges Konfidenzintervall der Drei-Eichboson-Kopplungen.

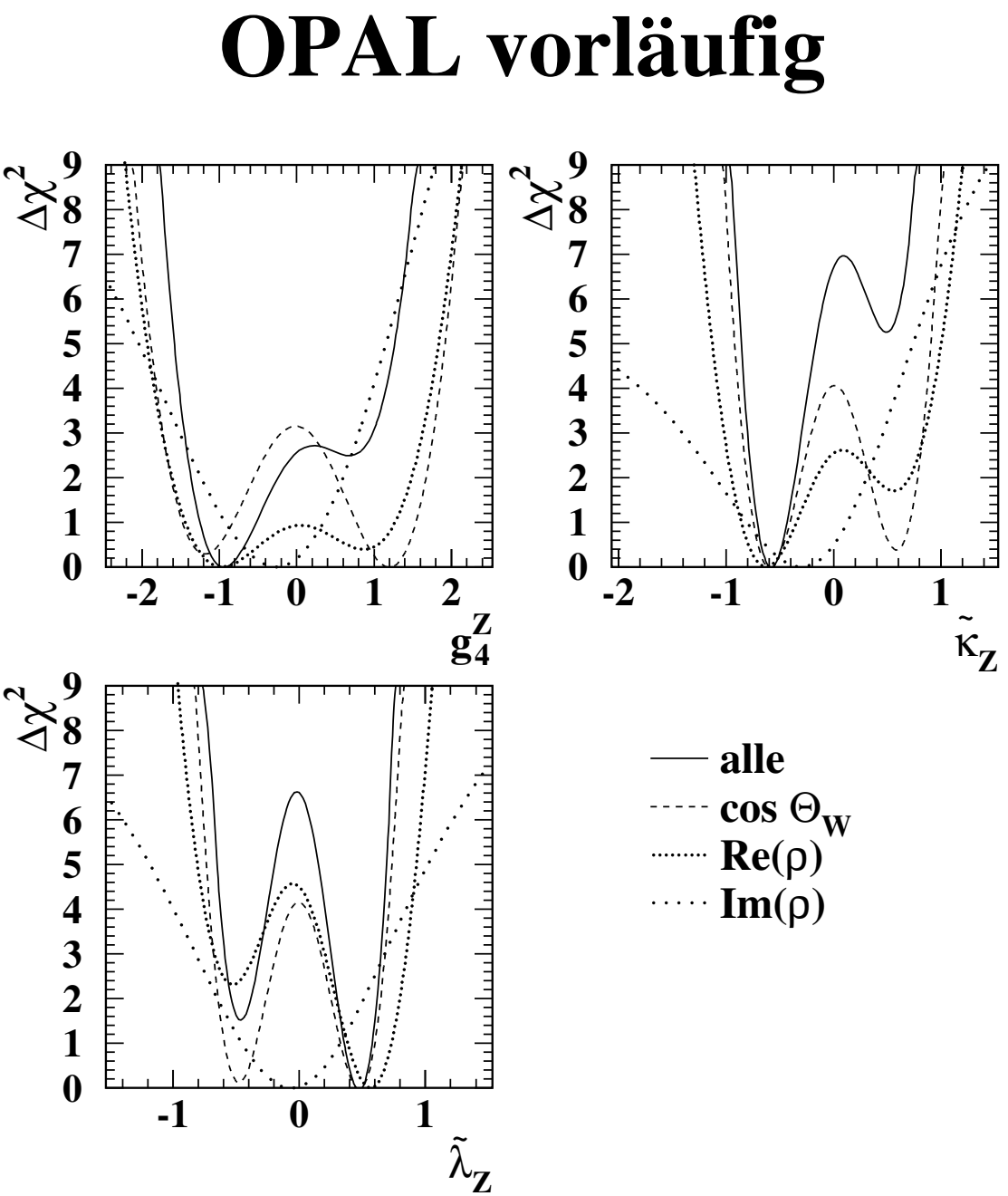


Abbildung 5.8: χ^2-Kurven für die drei CP-verletzenden Kopplungsparameter.

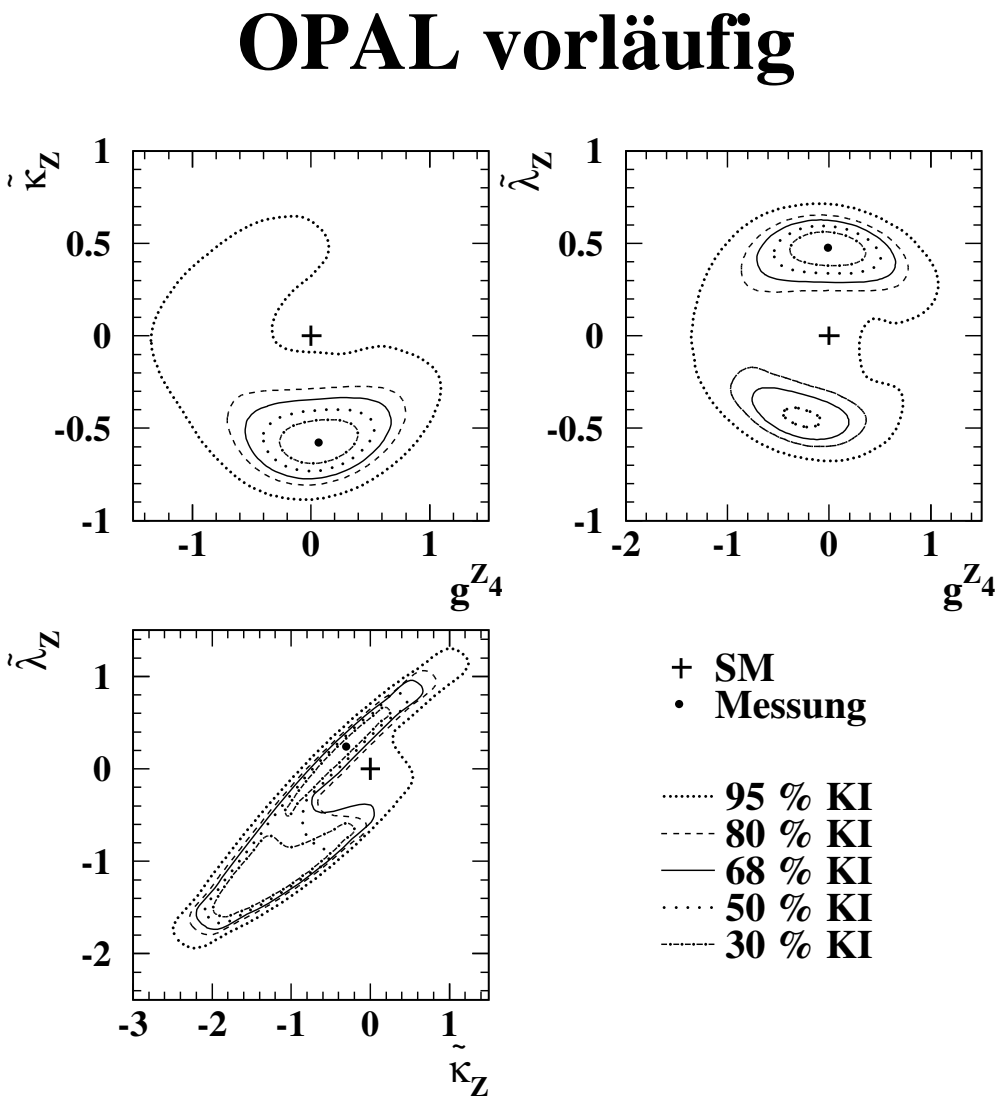


Abbildung 5.9: Fehlerkonturen für zwei freie Parameter für verschiedene Konfidenzintervalle (KI).

und die Differenzen zwischen diesen und dem Referenzdatensatz wurden quadratisch addiert.

- **Untergrund**
  Systematische Unsicherheiten bzgl. des Untergrundes wurden abgeschätzt, indem die einzelnen Untergrundverteilungen variiert wurden. Der dominante Anteil mit 2.4 % am Untergrund sind $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignisse, die mit PYTHIA simuliert werden; Für diese Studien wurde der Z^0/γ-Untergrund durch HERWIG simuliert. Außerdem wurde der 2-Photon-Untergrund, der bei 0.1 % liegt, um ±100 % geändert.

- **W-Masse und Strahlenergie**
  Die Schwerpunktsenergie der benutzten Monte-Carlo Datensätze liegt um 360 MeV über der gemittelten Schwerpunktsenergie der aufgezeichneten Daten. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Strahlenergie beträgt 40 MeV. Um Auswirkungen auf die Analyse abzuschätzen, wurde die Analyse auf Monte-Carlo Ereignisse mit Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s}$ = 188, 189 und 190 GeV angewandt. Aus diesen drei Messungen wurde linear die erwartete Kopplung für 188, 4 GeV interpoliert. Diesen Wert erhält man, indem der Fehler von 40 MeV und die Abweichung von 360 MeV linear addiert werden. Der Unterschied zur Messung bei 189 GeV wurde als Schätzung der Unsicherheit bzgl. der Strahlenergie verwendet.

  Die Auswirkung der Unsicherheit in der W-Masse wurde mit Monte-Carlo Datensätzen untersucht, die mit M_W = 79.83, 80.33 und 80.83 GeV generiert wurden. Der Unterschied der in den Monte-Carlo Datensätzen verwendeten W-Masse von 80.33 GeV und der aktuellen Messung von 80.40 GeV beträgt 70 MeV und die Unsicherheit der aktuellen Messung 90 MeV. Die Analyse wird mit den drei oben genannten Datensätzen durchgeführt und aus diesen Messungen wird der erwartete Wert für eine W-Masse von 80.49 GeV abgeleitet. Dies entspricht der linearen Addition von dem Fehler von 90 MeV und der Abweichung von 70 MeV. Die Differenz zur Referenzmessung bei M_W = 80.33GeV wird als systematischer Fehler verwendet.

- **Fragmentation**
  Der mögliche Einfluß verschiedener Fragmentationsmodelle wurde untersucht, indem die Analyse mit Datensätzen des Monte-Carlo Generators grc4f durchgeführt wurde, die entweder mit JETSET oder HERWIG fragmentiert wurden. Die beiden Programme benutzen zwei unterschiedliche Ansätze zur Fragmentation. Um nur die Unsicherheit in der Fragmentation zu untersuchen, wurden für beide Datensätze die gleichen Ereignisse zu Grunde gelegt, die dann mit den unterschiedlichen Methoden fragmentiert wurden.

- **Monte-Carlo Generatoren**
  Das Verhalten der Spindichtematrizen und der Analysemethode wurde mit EXCALIBUR-Datensätzen untersucht. Die Generatoren grc4f und KORALW berechnen die Matrixelemente auf unterschiedliche Weise und behandeln auch die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand unterschiedlich. Die Unsicherheit in der Modellierung durch verschiedene Monte-Carlo Generatoren

wurde bestimmt, indem die Analyse mit Datensätzen für das Standardmodell der verschiedenen Generatoren durchgeführt wurde und die Abweichungen in der Messung der Kopplungsparameter vom EXCALIBUR-Datensatz, quadratisch addiert, als Unsicherheit verwendet wurden.

- **Monte-Carlo Statistik**
  Der Effekt der begrenzten Monte-Carlo Statistik im Umgewichtungsprozeß wurde abgeschätzt, indem der statistische Fehler des Datensatzes, der zum Umgewichten benutzt wurde, mit in die Analyse einbezogen wurde. Die Differenz zwischen dem Fehler mit diesem statistischen Fehler und ohne wurde als Schätzung des systematischen Fehlers bzgl. der begrenzten Monte-Carlo Statistik verwendet.

- **Meßmethode**
  Da der Test der Meßmethode mit Datensätzen entsprechend der erwarteten Datenmenge nicht vollständig erfolgreich war, wurde dieser Test benutzt, um die Unsicherheit bzgl. der Meßmethode abzuschätzen. Aus den sieben Messungen pro Kopplungsparameter wurde die Differenz zwischen gemessenem und generiertem Kopplungswert durch eine Funktion parametrisiert. Diese Funktion wurde in einem Bereich von einer Standardabweichung um den gemessenen Wert ausgewertet, und als Unsicherheit wurde die größte Abweichung zwischen gemessenem und generiertem Kopplungswert angegeben.

  Für die CP-verletzenden Kopplungen stehen keine Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation zur Verfügung, so daß die oben beschriebene Methode nicht verwendet werden kann. Aus den Abschätzungen für die CP-erhaltenden Kopplungen ergibt sich, daß diese Unsicherheit ungefähr 26 % des statistischen Fehlers ausmacht. Dies wird als Abschätzung für die Unsicherheit bzgl. der Meßmethode für die CP-verletzenden Kopplungen verwendet.

Quelle	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ	g_4^Z	$\tilde{\kappa}_Z$	$\tilde{\lambda}_Z$
Ereignisrekonstruktion	0.003	0.069	0.004	0.049	0.033	0.047
Untergrund	0.006	0.007	0.007	0.041	0.015	0.010
W-Masse und Strahlenergie	0.018	0.031	0.017	0.206	0.089	0.045
Fragmentation	0.002	0.063	0.004	0.042	0.022	0.016
Monte-Carlo Generatoren	0.017	0.034	0.004	0.162	0.283	0.056
Monte-Carlo Statistik	0.008	0.020	0.008	0.029	0.016	0.012
Meßmethode	0.020	0.057	0.021	0.095	0.036	0.028
Kombination	0.033	0.119	0.029	0.291	0.302	0.093

Tabelle 5.5: Systematische Fehler für die CP-erhaltenden und CP-verletzenden Kopplungsparameter. Die Kombination erfolgt mittels quadratischer Addition.

In Tabelle 5.5 sind die Resultate der einzelnen Fehlerquellen aufgeführt. Diese werden quadratisch mit dem statistischen Fehler der Messung addiert und ergeben

die folgenden Ergebnisse für die drei CP-erhaltenden Drei-Eichboson-Kopplungen

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= -0.076^{+0.095}_{-0.088} \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.366^{+0.230}_{-0.211} \\ \lambda_\gamma &= -0.159^{+0.091}_{-0.085} \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} g_4^Z &= -0.94^{+0.51}_{-0.43} \\ \tilde{\kappa}_Z &= -0.581^{+0.336}_{-0.329} \\ \tilde{\lambda}_Z &= +0.476^{+0.137}_{-0.148} \end{aligned}$$

für die drei CP-verletzenden Drei-Eichboson-Kopplungen.

Kapitel 6

Interpretation der Messung

Die vorgestellte Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen wird im folgenden mit anderen Methoden und Messungen verglichen. Anschließend werden exemplarisch einige Modelle jenseits des Standardmodells betrachtet, die Drei-Eichboson-Kopplungen generieren. Als erstes wird aber auf allgemeine Einschränkungen der Kopplungen, die aus der Erhaltung der Wahrscheinlichkeit folgen, eingegangen.

6.1 Betrachtung der Unitaritätsgrenze

Mittels des Partialwellenformalismus kann man allgemein das Hochenergieverhalten des Streuwirkungsquerschnitts ableiten. Aus der Erhaltung der Wahrscheinlichkeit erhält man ein Verhalten proportional zu $^1/_{E^2}$ für hohe Energien E. Die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit bedeutet anschaulich, daß nicht mehr Teilchen aus dem Streuzentrum heraus laufen als hinein. Formal bedeutet es, daß der Betrag der komplexen Streuzahl η kleiner gleich eins ist, entsprechend liegt η innerhalb eines Kreises um Null mit dem Radius Eins. Diese Grenze bezeichnet man deshalb auch als Unitaritätsgrenze.

Dieses Prinzip kann man heranziehen, um aus dem Hochenergieverhalten der Helizitätsamplituden, die durch einen Operator erzeugt werden, die folgenden oberen Schranken (6.1) für die zu diesem Operator gehörende Kopplungskonstante zu berechnen [51, 52, 53]. Die absoluten Zahlen gelten für ein Szenario, bei dem davon ausgegangen wird, daß neue Physik ab einer Skala von $\Delta = 1\,\mathrm{TeV}$ eine Rolle spielt. Außerdem ist immer nur ein Kopplungsparameter ungleich Null.

$$\begin{aligned} |\alpha_W| &\leq 19\,\tfrac{m_W^2}{\Delta^2} = 0.12 \\ |\alpha_{W\Phi}| &\leq 15.5\,\tfrac{m_W^2}{\Delta^2} = 0.1 \\ |\alpha_{B\Phi}| &\leq 49\,\tfrac{m_W^2}{\Delta^2} = 0.3 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Leider kann man die Einschränkungen für die α-Parameter nicht ohne weiteres auf die Standardparameter umrechnen. Für α_W ist das kein Problem, da λ_γ gleich α_W ist. Aber $\Delta\kappa_\gamma$ hängt von $\alpha_{B\Phi}$ und $\alpha_{W\Phi}$ ab, womit das der Annahme widerspricht, daß nur ein α-Parameter von Null verschieden ist. Eine konservative Abschätzung ergibt $|\Delta g_1^Z| < 0.13$, $|\Delta\kappa_\gamma| < 0.4$ und $|\lambda_\gamma| < 0.12$.

6.2 Direkte Messungen

Weitere Methoden im $q\bar{q}l\bar{\nu}_l$ Zerfallskanal bei OPAL

Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, werden mehrere Methoden im $q\bar{q}l\bar{\nu}_l$-Zerfallskanal in der OPAL-Kollaboration behandelt. Dies sind die Methode der *Optimalen Observablen* und die Methode der *Maximum Likelihood* Analyse. Diese kann man an Hand der Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ mit der Analyse basierend auf Spindichtematrizen vergleichen. In Tabelle 6.1 sind die Messungen und die erwarteten Fehler der drei CP-erhaltenden Kopplungen[1] Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ für die verschiedenen Methoden zusammengefaßt. Leider stehen für die Maximum Likelihood Analyse nur die erwarteten Fehler zur Verfügung.

An Hand der erwarteten Fehler sieht man, daß alle drei Methoden ungefähr die gleiche statistische Sensitivität aufweisen. Die erwartete Genauigkeit für die Bestimmung der beiden Parameter Δg_1^Z und λ_γ liegt bei ungefähr 0.07, dagegen ist der erwartete Fehler für den Parameter $\Delta\kappa_\gamma$ ungefähr viermal größer. Vergleicht man die drei Methoden, so zeigt sich, daß die Methoden nicht alle gleich sensitiv auf die Kopplungen sind. Z. B. ist der erwartete Fehler für Δg_1^Z für die Methode der Optimalen Observablen kleiner als für die Spindichtematrixanalyse. Für $\Delta\kappa_\gamma$ ist dies umgekehrt. Die Maximum Likelihood Methode ergibt etwas größere Fehler als die Optimale Observablen Methode. Betrachtet man die Messung der Kopplungsparameter, so stimmen die gemessene Fehler ungefähr mit den erwarteten Fehlern überein. Insgesamt liegt die Messung mit der Methode der Optimalen Observablen näher an den Standardmodellwerten.

Weitere Zerfallskanäle bei OPAL

Die Zerfallskanäle $q\bar{q}q'\bar{q}'$ und $l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ werden auch zur Bestimmung der drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter benutzt. In beiden kommt die Methode der Optimalen Observablen zur Anwendung. In Tabelle 6.2 sind die gemessenen Kopplungsparameter der drei Zerfallskanäle dargestellt [54]. Vergleicht man die erwarteten und gemessenen Fehler der einzelnen Kanäle, so haben der $l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ und der $q\bar{q}q'\bar{q}'$ Kanal ungefähr die gleiche Sensitivität für die Kopplungsparameter $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ. Obwohl die Zerfallswahrscheinlichkeit für den $l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ Kanal (10.5 %) im Vergleich zum $q\bar{q}q'\bar{q}'$ Kanal (45.6 %) um ungefähr den Faktor vier kleiner ist, gleicht die hohe Meßgenauigkeit der Winkel und die bessere Zerfallswinkelrekonstruktion dies aus. Für den Parameter Δg_1^Z ist der hadronische Zerfallskanal sehr viel sensitiver. In diesen beiden Zerfallskanälen ist wiederum $\Delta\kappa_\gamma$ am schlechtesten zu messen. Im leptonischen Kanal sind die Fehler sogar sehr stark asymmetrisch. Die Fehler im $q\bar{q}l\bar{\nu}_l$ Kanal sind im Vergleich zu den anderen Zerfallskanälen um den Faktor zwei kleiner. Dies liegt an der Kombination von hoher Statistik (43.9 %) und guter Rekonstruktion der Zerfallswinkel. Betrachtet man alle drei Zerfallskanäle zusammen, so stimmen die Messungen der Drei-Eichboson-Kopplungen mit dem Standardmodell im Rahmen der Fehler gut

[1] Es gelten die Relationen (2.6) und (2.7) für die Einbettung in eine $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariante Theorie.

überein, obwohl die Messung für λ_γ im semileptonischen Kanal um fast zwei Standardabweichungen vom Standardmodell entfernt ist.

Trotzdem kann man alle drei Zerfallskanäle zu einem Ergebnis kombinieren und somit den Fehler senken. Zusätzlich werden die Messungen der Kopplungsparameter bei einer Schwerpunktsenergie zwischen $\sqrt{s} = 161\,\mathrm{GeV}$ und $183\,\mathrm{GeV}$ mit den neuen Messungen kombiniert. Es wird erwartet, daß die Messung nicht sehr viel genauer wird, da die integrierte Luminosität für die Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ ungefähr um den Faktor drei höher ist als bei den anderen Schwerpunktsenergien.

In der OPAL-Kollaboration wird der totale Wirkungsquerschnitt auch zur Bestimmung der Drei-Eichboson-Kopplungen benutzt. Damit diese Messung mit den anderen Messungen kombiniert werden kann, darf nur die Form der Winkelverteilungen und nicht die absoluten Raten benutzt werden. Dies erfüllen die Methoden der Optimalen Oberservablen und Spindichtematrizen. Damit wird die Messung der Kopplungsparameter weiter verbessert. Die Kombination aller Messungen der Kopplungsparameter sind in Tabelle 6.3 dargestellt.

Weiterhin gibt es zwei Prozesse, die ebenfalls auf Drei-Eichboson-Kopplungen sensitiv sind. Das sind die W- ($e^+e^- \to e\nu_e W$) und die γ-Produktion ($e^+e^- \to \gamma\nu\bar{\nu}$). Im ersten Fall wird von dem einlaufenden Elektron ein Photon abgestrahlt, das an ein W-Boson koppelt, welches von dem anderen einlaufenden Strahlelektron abgestrahlt wurde. An die Stelle des Photons kann auch ein Z^0-Boson treten, das aber durch seine hohe Masse stark unterdrückt ist. Dieser Endzustand ist eine spezielle Unterklasse der semileptonischen W-Paarerzeugung. Die dazugehörigen Diagramme lassen sich aber durch Phasenraumschnitte von der W-Paarproduktion trennen. Im zweiten Fall strahlen beide einlaufenden Elektronen ein W-Boson ab, die zu einem Photon fusionieren. Das Besondere an diesem Endzustand ist, daß nur der WWγ-Vertex beiträgt und dieser Prozess dadurch unabhängig von der Realisierung der WWZ-Kopplungen und der Relationen zwischen WWZ- und WWγ-Kopplungen ist. Abgesehen von dieser Eigenschaft ist die Anzahl der Ereignisse nicht sehr hoch, und die resultierenden Fehler auf die Kopplungen sind größer als in der W-Paarproduktion. Beide Prozesse sind somit nur von geringer statistischer Signifikanz, zeigen aber, ob die Messungen in sich konsistent sind.

Die vier LEP-Experimente

Die Messungen aller vier LEP-Experimente werden kombiniert, um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen. Jedes Experiment liefert eine Likelihood-Funktion, die die Messung beschreibt und die systematischen Fehler beinhaltet. Diese werden dann addiert, und aus dem Minimum der so erhaltenen Funktion ergibt sich das kombinierte Ergebnis [55]. Die Korrelation der gemeinsamen systematischen Fehler wie Unsicherheit in der W-Masse und der LEP-Energie wurde untersucht und ist für diese Messungen nicht von Bedeutung. Es ergeben sich die folgenden Meßwerte [56]:

$$\Delta g_1^Z \quad = \quad -0.024^{+0.024}_{-0.024}$$

$$\begin{aligned} \Delta\kappa_\gamma &= +0.021^{+0.063}_{-0.059} \\ \lambda_\gamma &= -0.016^{+0.026}_{-0.026} \end{aligned}$$

Diese Messungen stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut mit den Erwartungen des Standardmodells überein. In Abbildung 6.1 sind die Likelihood-Funktionen der drei Kopplungsparameter dargestellt. Diese umfassen die Funktion der einzelnen Experimente und die Kombination dieser.

Das Experiment DELPHI hat neben den CP-erhaltenden Kopplungsparametern auch die beiden CP-verletzenden Parameter [57] $\tilde{\alpha}_{BW}$ und $\tilde{\alpha}_W$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 161$ und $172\,\mathrm{GeV}$ untersucht. Die Kombination der Messung bei beiden Energien ergibt

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_{BW} &= 0.11^{+0.71}_{-0.88} \pm 0.09 \\ \tilde{\alpha}_W &= 0.19^{+0.28}_{-0.41} \pm 0.11, \end{aligned}$$

wobei der erste Fehler rein statistisch ist und der zweite den systematischen Fehler angibt. Beide Werte stimmen gut mit dem Standardmodell überein und die Sensitivität liegt in der gleichen Größenordnung wie die CP-erhaltenden Parameter bei der gleichen Energie.

Eigentlich kann man diese Messung nicht mit der vorgestellten Messung der CP-verletzenden Kopplungen vergleichen, da in der DELPHI-Messung die WWZ- und die WWγ-Kopplungen gemäß Gleichung (2.6) und (2.7) verknüpft sind, in der vorgestellten Messung aber die WWγ-Kopplungen gleich Null gesetzt und nur die WWZ-Kopplungen betrachtet wurden. Abgesehen davon ist die vorgestellte Messung sensitiver, da sie auf mehr Daten beruht und somit der Fehler auf die Kopplungen kleiner ist.

$p\bar{p}$ - Speicherringexperimente

An $p\bar{p}$-Speicherringen wie dem SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) am CERN oder dem Tevatron am Fermilab (**F**ermi **N**ational **A**ccelerator **L**aboratory) können anomale Kopplungen im WWZ- und WWγ-Vertex untersucht werden. Im Gegensatz zu einem e^+e^--Speicherring kann auch ein W-Boson im s-Kanal ausgetauscht werden, so daß drei verschiedene Endzustände mit zwei Eichbosonen möglich sind, die auf Drei-Eichboson-Kopplungen mit W-Boson sensitiv sind. Dies sind die W-Paarproduktion und die Wγ- und WZ-Produktion.

In Abbildung 6.2 sind die drei dominanten Diagramme für die genannten Endzustände dargestellt. Das erste Diagramm beschreibt den Drei-Eichboson-Vertex, die beiden anderen allgemeine Bremsstrahlprozesse. Dies kann im einfachsten Fall ein Photon im Anfangszustand sein, aber auch ein W- oder Z-Boson.

Schon das UA2-Experiment am SPS hat die el.-mag. Kopplungsparameter untersucht. Betrachtet wurde der Endzustand $e\nu_e\gamma + X$ der $W\gamma$-Produktion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 630\,\mathrm{GeV}$. Aus dem absoluten Wirkungsquerschnitt und der differentiellen Energieverteilung E_γ des Photons wurden die Kopplungsparameter κ_γ und λ_γ gemessen [58]:

$$\begin{aligned} \kappa_\gamma &= 1^{+2.6}_{-2.2} \\ \lambda_\gamma &= 0^{+1.7}_{-1.8} \end{aligned} \qquad (6.2)$$

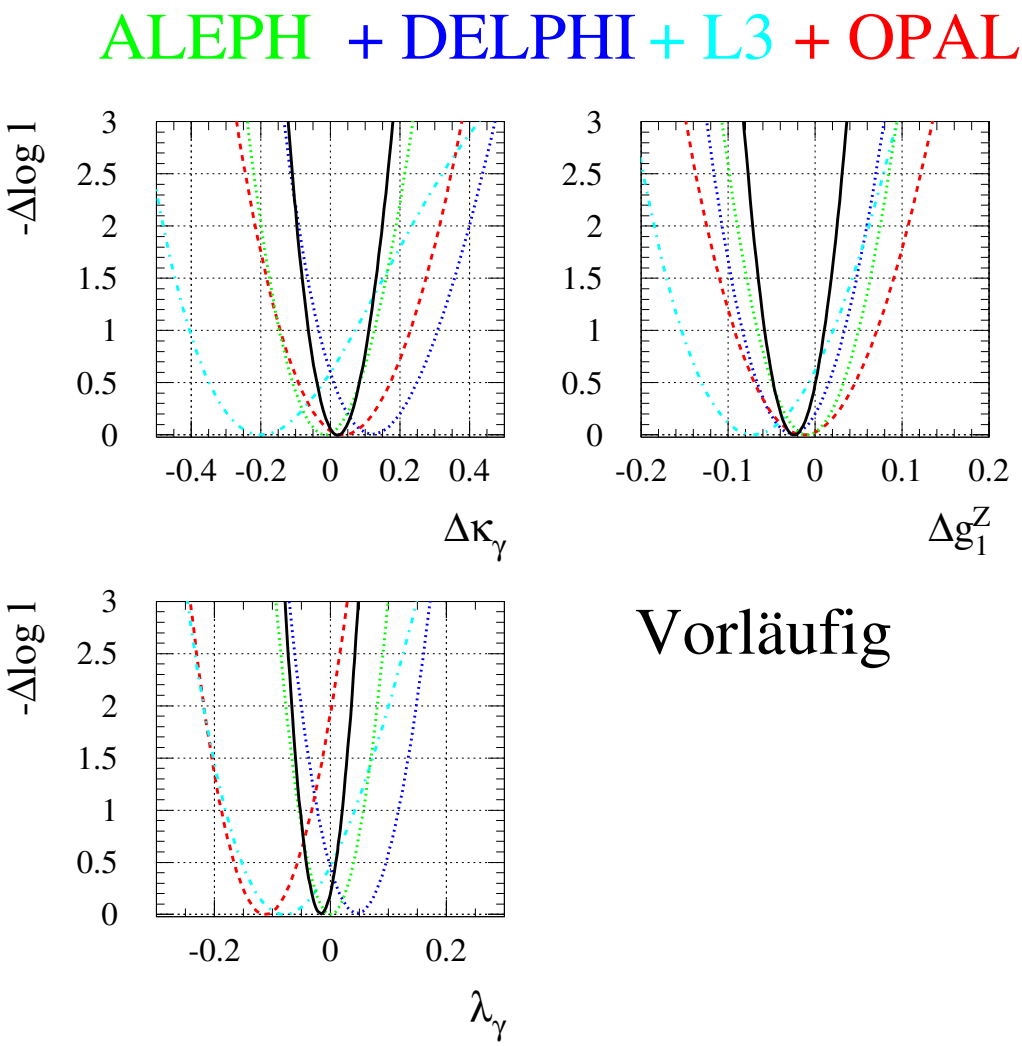


Abbildung 6.1: Likelihood-Funktionen der drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter für die vier LEP-Experimente. Die gestrichelten Linien zeigen die Funktionen der vier Experimente, die durchgezogene Linie die kombinierte Likelihood-Funktion.

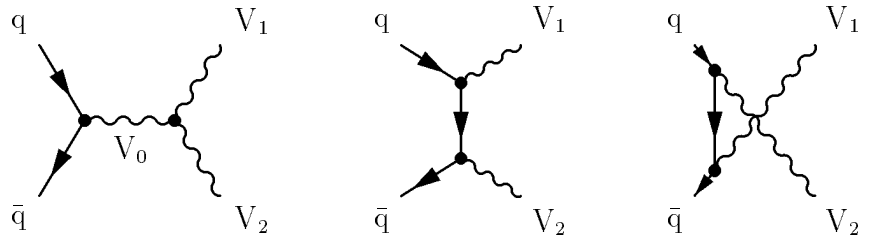


Abbildung 6.2: Dominante Diagramme für die Eichboson-Paarproduktion bei einem $p\bar{p}$-Speichering. Für die Wγ-Produktion gilt $V_0 = V_1 = W$ und $V_2 = \gamma$, für die WW-Produktion $V_0 = \gamma, Z^0$ und $V_1 = V_2 = W$ und für die WZ-Produktion $V_0 = V_1 = W$ und $V_2 = Z^0$.

Aus diesen lassen sich eine obere und eine untere Grenze für die Kopplungsparameter mit einem Konfidenzintervall von 95 % angeben:

$$\begin{aligned} -3.5 &< \kappa_\gamma < 5.9 \\ -3.6 &< \lambda_\gamma < 3.5 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Dies ist die erste, direkte Messung, die relativ genaue Werte gibt. Die Sensitivität der ersten Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen bei OPAL bei einer Schwerpunktserngie von $\sqrt{s} = 161$ GeV liegt in der gleichen Größenordnung.

Eine sehr viel höhere Meßgenauigkeit erreichen die Experimente CDF und D0 am Tevatron. Beide Experimente untersuchen die folgenden Produktionsprozesse von zwei Eichbosonen, die durch entsprechende Zerfallskanäle beobachtet werden. Sensitive Größen sind der Wirkungsquerschnitt, d. h. die Anzahl der produzierten Teilchen, und das p_t-Spektrum der Eichbosonen. Experimentell wird das davon abhängige p_t^l-Spektrum des leptonisch zerfallenden Eichbosons benutzt.

- **Wγ**: Zu dieser Paarproduktion trägt nur der WWγ-Vertex bei, so daß diese Messung unabhängig von Annahmen über den WWZ-Vertex ist. Untersucht wird der Zerfall in $l\nu\gamma$, wobei $l = e, \mu$ gilt. Dieser hat durch das Photon eine klare Signatur. Außerdem ist das p_t^γ-Spektrum des Photons sehr sensitiv auf anomale Kopplungsparameter.

- **WZ**: Dieser Paarproduktionsprozeß enthält nur den WWZ-Vertex und ist somit unabhängig von der Realisierung der WWγ-Kopplung. Untersucht wird der $q\bar{q}l^+l^-$ Zerfall, wobei $l = e, \mu$ ist. An Hand der geladenen Leptonen kann man das Z-Boson eindeutig identifizieren und rekonstruieren. Weitere Zerfallskanäle kann man experimentell nicht von der W-Paarproduktion unterscheiden.

- **WW**: Die W-Paarproduktion ist wie bei e^+e^--Speicherringen sowohl von den WWγ- als auch von den WWZ-Kopplungen abhängig. Somit ist entscheidend, wie beide Kopplungen berücksichtigt werden. Am Tevatron werden dazu drei Szenarien betrachtet: Entweder werden die WWγ-Kopplungen auf die Standardmodellwerte gesetzt und die WWZ-Kopplungen gemessen oder anders herum. Des weiteren werden die Kopplungsparameter unter der Annahme,

daß die WWZ-Kopplungen gleich den WWγ-Kopplungen sind, bestimmt. Dies steht ganz im Gegensatz zu der Annahme von Eichinvarianz bzgl. der Drei-Eichboson-Kopplungen, die von den vier LEP-Experimenten gefordert wird. Untersucht wird der Zerfall in $l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$, wobei $l = \mathrm{e}, \mu$ gilt.

- **WW/WZ**: In dem Zerfallskanal $\mathrm{q\overline{q}}l\bar{\nu}_l$ kann man experimentell nicht unterscheiden, ob die zwei Jets von einem Z- oder W-Boson stammen. Somit werden beide Paarprozesse in diesem Zerfallskanal gemeinsam untersucht, die sowohl WWZ- als auch WWγ-Kopplungen enthalten.

In Tabelle 6.4 sind die Messungen der Drei-Eichboson-Kopplungen des D0-Experiments [60, 61, 62, 63] am Tevatron dargestellt, die auf den aufgezeichneten Daten des Runs 1a und 1b beruhen. Die Messungen des CDF-Experiments [64, 65, 66] haben ungefähr die gleiche Sensitivität und ergeben ähnliche Ergebnisse, soweit sie veröffentlicht sind. Für diese Messungen bei D0 wurde die Skala $\Lambda = 1.5\,\mathrm{TeV}$ gewählt. Vergleicht man die Ergebnisse von D0 mit denen von OPAL bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$, so ist die Sensitivität bei beiden Messungen ungefähr gleich. Zu beachten ist, daß D0 die Messungen für ein 95 % Konfidenzintervall angibt.

Das D0-Experiment hat auch die CP-verletzenden Kopplungen $\tilde{\kappa}_\gamma$ und $\tilde{\lambda}_\gamma$ im Zerfallskanal $\mathrm{W}\gamma \to l\nu\gamma$ gemessen.

$$\begin{aligned} -0.92 &< \tilde{\kappa}_\gamma < 0.92 \\ -0.31 &< \tilde{\lambda}_\gamma < 0.30 \end{aligned}$$

6.3 Indirekte Messungen

Das anomale elektrische Dipolmoment des Neutrons ist sensitiv auf anomale, CP-verletzende Kopplungsparameter im WWγ-Vertex. Das elektromagnetische Feld koppelt über die Feldquanten (γ) an die Quarks im Neutron über den Austausch von W-Bosonen. Aus der Messung des elektrischen Dipolmoments

$$\begin{aligned} d_n &= -1.0 \pm 3.6 \times 10^{-26} e\mathrm{cm} \\ |d_n| &< 6.3 \times 10^{-26} e\,\mathrm{cm} (90\,\%\,\mathrm{C.L.}) \end{aligned} \tag{6.4}$$

des Neutrons [67, 68] kann man Grenzen für die folgenden anomalen WWγ-Kopplungsparameter ableiten [69, 70]:

$$\begin{aligned} |d_n| &\leq 0.252\,|\tilde{\kappa}_\gamma|\, M_\mathrm{N} \frac{G_F e}{8\sqrt{2}\pi^2} \ln \frac{m_W^2}{s} \\ |\tilde{\kappa}_\gamma| &= 1.1 \times 10^{-4} \\ |d_n| &\leq 0.252\,|\tilde{\lambda}_\gamma|\, M_\mathrm{N} \frac{G_F e}{8\sqrt{2}\pi^2} \\ |\tilde{\lambda}_\gamma| &= 1.3 \times 10^{-4} \end{aligned} \tag{6.5}$$

	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Spindichtematrizen			
Messung	$-0.076^{+0.089}_{-0.082}$	$-0.37^{+0.20}_{-0.17}$	$-0.159^{+0.086}_{-0.080}$
Erwarteter Fehler	± 0.087	± 0.20	± 0.087
Optimale Observablen [54]			
Messung	$-0.029^{+0.074}_{-0.071}$	$-0.12^{+0.28}_{-0.21}$	$-0.129^{+0.075}_{-0.073}$
Erwarteter Fehler	± 0.068	± 0.26	± 0.073
Maximum Likelihood [59]			
Erwarteter Fehler	± 0.073	± 0.28	± 0.078

Tabelle 6.1: Gemessene Kopplungsparameter und erwartete Fehler der drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter für verschiedene Analysemethoden im semileptonischen Zerfallskanal bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ bei OPAL.

	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
$q\bar{q}l\bar{\nu}_l$			
Erwarteter Fehler	± 0.068	± 0.26	± 0.073
Messung	$-0.029^{+0.074}_{-0.071}$	$-0.12^{+0.28}_{-0.21}$	$-0.129^{+0.075}_{-0.073}$
Messung mit Systematik	$-0.033^{+0.077}_{-0.073}$	$-0.11^{+0.29}_{-0.22}$	$-0.125^{+0.078}_{-0.076}$
$q\bar{q}q'\bar{q}'$			
Erwarteter Fehler	± 0.15	± 0.57	± 0.19
Messung	$0.07^{+0.17}_{-0.13}$	$0.36^{+0.68}_{-0.45}$	$0.02^{+0.20}_{-0.15}$
Messung mit Systematik	$0.05^{+0.22}_{-0.18}$	$0.39^{+1.00}_{-0.60}$	$0.03^{+0.31}_{-0.21}$
$l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$			
Erwarteter Fehler	± 0.27	± 0.50	± 0.17
Messung	$-0.04^{+0.25}_{-0.35}$	$-0.10^{+1.32}_{-0.37}$	$-0.19^{+0.15}_{-0.15}$
Messung mit Systematik	$-0.04^{+0.25}_{-0.35}$	$-0.10^{+1.33}_{-0.37}$	$-0.19^{+0.15}_{-0.15}$

Tabelle 6.2: Gemessene Kopplungsparameter und erwartete Fehler der drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter für die drei Zerfallskanäle der W-Paarproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ bei OPAL. Zur Bestimmung der Kopplungsparameter wurde die Methode der Optimalen Observablen benutzt.

alle drei Zerfallskanäle	Δg_1^{Z}	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Messung mit Systematik	$-0.022^{+0.069}_{-0.066}$	$-0.05^{+0.26}_{-0.19}$	$-0.122^{+0.066}_{-0.064}$
einschließlich vorheriger Messungen	$-0.016^{+0.061}_{-0.060}$	$-0.04^{+0.23}_{-0.18}$	$-0.122^{+0.059}_{-0.057}$
einschließlich Ereignisrate	$-0.013^{+0.059}_{-0.057}$	$+0.01^{+0.21}_{-0.16}$	$-0.107^{+0.056}_{-0.054}$

Tabelle 6.3: Kombination der gemessenen CP-erhaltenden Kopplungsparameter aus den drei Zerfallskanälen bei OPAL. Für die mittlere Zeile wurde die Messung bei einer Schwerpunktsenergie von $sqrts = 189\,\mathrm{GeV}$ mit den Messungen von $sqrts = 161 - 183\,\mathrm{GeV}$ kombiniert.

	D0
$\mathrm{W}\gamma \to l\nu\gamma$	$-0.93 < \Delta\kappa_\gamma < 0.94$
	$-0.31 < \lambda_\gamma < 0.29$
$\mathrm{WZ} \to l\nu\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$	$-1.63 < \Delta g_1^{\mathrm{Z}} < 1.63$
	$-1.42 < \lambda_Z < 1.42$
$\mathrm{WW} \to l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$	$-0.62 < \Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_{\mathrm{Z}} < 0.77$
	$-0.53 < \lambda_\gamma = \lambda_Z < 0.56$
$\mathrm{WZ/WW} \to \mathrm{q\overline{q}e\overline{\nu}_e}$	$-0.47 < \Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_{\mathrm{Z}} < 0.63$
	$-0.36 < \lambda_\gamma = \lambda_Z < 0.39$
$\mathrm{WZ/WW} \to \mathrm{q\overline{q}}\mu\overline{\nu}_\mu$	$-0.62 < \Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_{\mathrm{Z}} < 0.78$
	$-0.45 < \lambda_\gamma = \lambda_Z < 0.46$
Simultanmessung	$-0.27 < \Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_{\mathrm{Z}} < 0.42$
	$-0.20 < \lambda_\gamma = \lambda_Z < 0.20$

Tabelle 6.4: Messungen der Drei-Eichboson-Kopplungen des Experiments D0 für verschiedene Zerfallskanäle der Zwei-Boson-Produktion. Die Skala Λ wurde zu $1.5\,\mathrm{TeV}$ gewählt und es gilt $l = \mathrm{e}, \mu$. Die Ergebnisse werden in einem 95 % Konfidenzintervall angegeben.

Die Beiträge des Standardmodells [71] für diese Kopplungsparameter sind viel kleiner. Aus Berechnungen ergibt sich, daß das elektrische Dipolmoment des Neutrons d_n, das sich aus den Dipolmomenten von u- und d-Quarks zusammensetzt ($d_n = \frac{4}{3}d_d - \frac{1}{3}d_u$), in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-33})$ liegt.

Auch andere Hochpräzisionsmessungen wie z.B. die Messung des anomalen magnetischen Moments oder des elektrischen Dipolmoments des Elektrons oder Myons können dazu benutzt werden, Schranken auf die Drei-Eichboson-Kopplungen zu bestimmen. Diese Messungen lassen aber immer noch Kopplungsparameter in der Größenordnung von eins zu.

Bessere Einschränkungen auf anomale Drei-Eichboson-Kopplungen erhält man, wenn alle Niedrigenergiedaten, die Präzisionsmessungen von LEP1 und die Messungen der ν-Streuexperimente herangezogen werden [72, 73, 74]. Dazu wählt man sich einen geeigneten Satz von Parametern (g_Z^2, g_W^2, $\sin^2\theta_W^{eff}$) [75], die man aus den gesamten Daten bestimmt. Die Beiträge des Standardmodells und der anomalen Drei-Eichbson-Kopplungen zu diesen Parametern werden so angepaßt, daß diese am besten beschrieben werden. Diese Anpassung ergibt, daß die Drei-Eichboson-Kopplungen nur in der Größenordnung von 10^{-2} von den Standardmodellwerten entfernt sind.

6.4 Neue Physik jenseits des Standardmodells

Das Standardmodell beschreibt die bis jetzt gemessenen Daten sehr gut. Nichtsdestotrotz kann man sich Erweiterungen vorstellen, die neue Physik jenseits des Standardmodells beschreiben. Dies können Erweiterungen der Struktur des Standardmodells, wie weitere Eichbosonen oder Fermionen, oder neue Theorien wie Supersymmetrie, die das Standardmodell als Grenzfall beinhalten, sein. Ist die Energieskala Λ der neuen Physik groß im Vergleich zu der zu untersuchenden Energieskala, so kann die neue Physik nicht direkt nachgewiesen werden. Trotzdem werden die beobachtbaren Daten durch Schleifenbeiträge beeinflußt. Manche dieser Erweiterungen generieren Drei-Eichboson-Kopplungen, die nun im folgenden kurz vorgestellt werden.

Vektor-Quark-Modell

Erweitert man die drei derzeitig bekannten Quark-Generationen durch eine weitere Quark-Generation [76], die zwei schwere Quarks umfaßt, so generieren diese anomale WWZ-Kopplungen. Diese treten durch 1-Schleifenprozesse auf und können wie folgt abgeschätzt werden:

$$|g_4^Z|, |\tilde{\kappa}_Z| \quad < \quad 10^{-5}$$

Vierte Generation von Leptonen

Ähnlich einer vierten Quark-Generation kann man das Standardmodell mit einer weiteren Lepton-Generation [77] erweitern. Das geladene Lepton muß ent-

sprechend schwer und das dazugehörige Neutrino steril sein, damit die existierenden Messungen, wie z. B. die Anzahl leichter Leptongenerationen, nicht beeinflußt werden. Über die Abschätzung der Schleifeneffekte erhält man z. B. die folgende Einschränkung für die CP-verletzende Kopplung $\tilde{\kappa}_\gamma$:

$$|\tilde{\kappa}_\gamma| \;<\; 5 \times 10^{-3}$$

Supersymmetrie

Die Supersymmetrie umfaßt eine ganze Klasse von Theorien, die auf der Idee beruhen, daß jedes Fermion einen bosonischen und jedes Boson einen fermionischen Partner hat, so daß es eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen gibt. Das minimal supersymmetrische Standardmodell (MSSM) beschreibt die einfachste Erweiterung des Standardmodells nach diesem Prinzip. Zu jedem Teilchen existiert ein supersymmetrisches Teilchen, und der Higgs-Sektor wird durch zwei Higgs-Dubletts beschrieben, die fünf physikalische Higgs-Bosonen ergeben. Die Berechnung von Schleifeneffekten [78, 79, 80] liefert die folgenden Abschätzungen für CP-erhaltende und CP-verletzende Kopplungsparameter:

$$\begin{array}{rcl@{\qquad}rcl} |\Delta\kappa_\gamma| & < & 2 \times 10^{-2} & |g_4^Z| & < & 2 \times 10^{-5} \\ |\Delta\kappa_{\mathrm{Z}}| & < & 2 \times 10^{-2} & |\tilde{\kappa}_\gamma| & < & 5 \times 10^{-4} \\ |\lambda_\gamma| & < & 6 \times 10^{-3} & |\tilde{\kappa}_Z| & < & 5 \times 10^{-4} \\ |\lambda_Z| & < & 6 \times 10^{-3} & & & \end{array}$$

Hierbei ist zu beachten, daß viele, theoretisch motivierte Annahmen über den Parameterraum der Theorie eingehen. Z. B. können ganz spezielle Kombinationen bewirken, daß der Kopplungsparameter $\tilde{\kappa}_Z$ größer als 10^{-4} wird.

Standardmodell

Auch Standardmodellprozesse tragen durch Schleifeneffekte zu anomalen Drei-Eichboson-Kopplungen bei. Diese variieren leicht mit der Masse des Higgs-Bosons und liegen für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ in der Größenordnung von 10^{-3} [78]:

$$\begin{array}{rcl} |\Delta\kappa_\gamma| & \simeq & -4.1 \times 10^{-3} \\ |\Delta\kappa_{\mathrm{Z}}| & \simeq & -3.2 \times 10^{-3} \\ |\lambda_\gamma| & \simeq & -0.8 \times 10^{-3} \\ |\lambda_Z| & \simeq & -0.8 \times 10^{-3} \end{array}$$

6.5 Zusammenfassender Überblick

Die Sensitivität eines einzelnen Experiments ist nicht groß genug, um Beiträge des Standardmodells oder neuer Physik zu sehen. Um diese zu steigern, können z. B. die Messungen aller vier LEP-Experimente kombiniert werden. Weiterhin

werden Daten bei höheren Energien aufgezeichnet. Bei der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ beträgt die Luminosität $183\,\mathrm{pb}^{-1}$. Dies ist ungefähr ein Drittel der erwarteten Luminosität für den gesamten LEP2-Lauf, so daß eine deutliche Verbesserung der Sensitivität zu erwarten ist. Damit kommt man langsam an den Bereich heran, wo das Standardmodell beiträgt bzw. Effekte von neuer Physik erwartet werden. Diese Effekte sind aber zum Teil sehr klein und somit schwierig nachzuweisen. Außerdem können sich auch die Beiträge von mehreren Prozessen gegenseitig aufheben. Nichtsdestotrotz wird das Standardmodell bei jeder Messung überprüft, wenn auch zur Zeit nicht mit sehr großer Präzision, aber jede meßbare Abweichung vom Standardmodell wäre ein eindeutiges Indiz auf neue Physik, wie auch immer diese aussehen mag.

Speziell die CP-verletzenden Kopplungsparameter sind interessant, da sie bis jetzt nicht sehr häufig untersucht wurden. Aus der Messung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons wurden starke Einschränkungen für die entsprechenden Kopplungsparameter abgeleitet. Die direkten Messungen von DELPHI und D0 kommen nicht an diese Genauigkeit heran. Auch die hier vorgestellte Messung schafft dies nicht. Anzumerken ist aber, daß sich die indirekte und die direkte Messung von D0 nur auf WWγ-Kopplungen beziehen. Der DELPHI-Messung liegt das α-Modell zugrunde, welches die WWZ- mit den WWγ-Kopplungen verknüpft. Die CP-verletzenden WWZ-Kopplungen wurden bis jetzt noch nicht unabhängig von den WWγ-Kopplungen untersucht. Zwar sprechen theoretische Gründe dafür, daß die WWZ-Kopplungen in derselben Größenordnung wie die WWγ-Kopplungen liegen sollen, die man zur Zeit nicht erreichen kann, trotzdem muß dies experimentell bestätigt werden. Ein erster Schritt dahin ist die Untersuchung dieser Kopplungen bei LEP, auch wenn die Sensitivität noch nicht sehr groß ist.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Vorgestellt wurde die Untersuchung der Drei-Eichboson-Kopplungen in semileptonischen Zerfällen der W-Paarproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$, die mit dem OPAL-Detektor am Speicherring LEP aufgezeichnet wurden. Die Analyse stützt sich auf die Abhängigkeit der Spindichtematrizen des W-Bosons von den Drei-Eichboson-Kopplungen. Die Spindichtematrizen beschreiben die Produktion eines W-Bosons mit einer gegebenen Helizität, die von $\cos\theta_W$ abhängt, wobei θ_W den Produktionswinkel des W-Bosons bezeichnet.

Aus den Daten wurden die $\cos\theta_W$-Verteilung und die Zerfallswinkel der beiden W-Bosonen gemessen. Die leptonischen und hadronischen Spindichtematrizen des W-Bosons wurden mit Projektionsoperatoren bestimmt, die von den Zerfallswinkeln abhängen.

Die Abhängigkeit der $\cos\theta_W$-Verteilung und der Spindichtematrizen von anomalen Drei-Eichboson-Kopplungen, d. h. die von den Standardmodellwerten abweichen, wurde untersucht und dazu verwendet, die drei CP-erhaltenden Kopplungsparameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ und die drei CP-verletzenden Kopplungsparameter g_4^Z, $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$ zu messen. Tests mit Monte-Carlo Ereignissen zeigten, daß die Methode prinzipiell funktioniert. Diese Messung ergab die folgenden Werte:

$$\begin{array}{rclrcl} \Delta g_1^Z & = & -0.076^{+0.095}_{-0.088} & g_4^Z & = & -0.94^{+0.51}_{-0.43} \\ \Delta\kappa_\gamma & = & -0.366^{+0.230}_{-0.211} & \tilde{\kappa}_Z & = & -0.581^{+0.336}_{-0.329} \\ \lambda_\gamma & = & -0.159^{+0.091}_{-0.085} & \tilde{\lambda}_Z & = & +0.476^{+0.137}_{-0.148} \end{array}$$

wobei der Fehler sowohl den statistischen als auch den systematischen beinhaltet.

Die Messung der CP-erhaltenden Kopplungsparameter stimmt mit den erwarteten Fehlern überein und weicht auch nicht zu stark von der Messung der Parameter mit der Methode der optimalen Observablen im gleichen Kanal ab. Die Fehler der CP-verletzenden Kopplungsparameter stimmen bis auf die Kopplung g_4^Z mit den erwarteten Fehlern gut überein. Diese Abweichung kann damit erklärt werden, daß die Fehler mit den Kopplungsparametern variieren. Die Kopplungswerte weichen aber im Fall von $\tilde{\kappa}_Z$ und $\tilde{\lambda}_Z$ signifikant von den Standardmodellwerten ab. Eine mögliche Erklärung ist der Einfluß von Detektoreffekten, die leider nicht untersucht wurden. Dies sollte für spätere Messungen nachgeholt werden.

Anhang A

Verwendete Monte-Carlo Datensätze

Run	Anzahl	Prozeß	Generator
8263	200k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	EXCALIBUR
8100	460k	$e^+e^- \to 4f$[1]	EXCALIBUR
8101	54k	$e^+e^- \to 4f$[2]	EXCALIBUR
8626	100k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	KORALW

Tabelle A.1: Verwendete Monte-Carlo Datensätze für Standardmodell-Prozesse bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ mit Simulation des OPAL-Detektors.

Run	Anzahl	Prozeß	Generator
5078	500k	$e^+e^- \to (Z^0/\gamma)^* \to f\,f$	PYTHIA
5080	100k	$e^+e^- \to (Z^0/\gamma)^* \to f\,f$	HERWIG
1049	150k	$\gamma\gamma \to q\overline{q}$ (tagged)	HERWIG
8101	52.3k	$e^+e^- \to 4f$[2]	EXCALIBUR
8230	41.4k	$e^+e^- \to e^+e^-f\,f$ (s-Kanal)	grc4f
8231	289.9k	$e^+e^- \to e^+e^-f\,f$ (t-Kanal)	grc4f

Tabelle A.2: Verwendete Monte-Carlo Datensätze mit voller OPAL-Detektorsimulation bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ für die Abschätzung der Untergrundprozesse.

[1] Endzustände, die einen Drei-Eichboson-Vertex beinhalten.

[2] Endzustände, die keinen Drei-Eichboson-Vertex beinhalten.

Run	Anzahl	anomale Kopplungen
8251	100k	$\Delta\kappa_\gamma = +2.0$
8105	100k	$\Delta\kappa_\gamma = +1.0$
8252	100k	$\Delta\kappa_\gamma = +0.5$
8253	100k	$\Delta\kappa_\gamma = -0.5$
8106	100k	$\Delta\kappa_\gamma = -1.0$
8254	100k	$\Delta\kappa_\gamma = -2.0$
8255	100k	$\Delta g_1^Z = +2.0$
8107	100k	$\Delta g_1^Z = +1.0$
8256	100k	$\Delta g_1^Z = +0.5$
8258	100k	$\Delta g_1^Z = -0.5$
8106	100k	$\Delta g_1^Z = -1.0$
8258	100k	$\Delta g_1^Z = -2.0$
8259	100k	$\lambda_\gamma = +2.0$
8109	100k	$\lambda_\gamma = +1.0$
8260	100k	$\lambda_\gamma = +0.5$
8261	100k	$\lambda_\gamma = -0.5$
8110	100k	$\lambda_\gamma = -1.0$
8262	100k	$\lambda_\gamma = -2.0$

Tabelle A.3: Verwendete Monte-Carlo Datensätze des EXCALIBUR-Generators für den Prozeß $e^+e^- \to 4f$ mit anomalen Kopplungsparametern und der vollen OPAL-Detektorsimulation bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$.

Run	Anzahl	Prozeß	Generator	
8438	82k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	grc4f+ JETSET	
8442	82k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	grc4f+ HERWIG	
8263	200k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	EXCALIBUR	
8100	460k	$e^+e^- \to 4f$[1]	EXCALIBUR	
8101	52.3k	$e^+e^- \to 4f$[2]	EXCALIBUR	
8055	44k	$e^+e^- \to q\overline{q}l\bar{\nu}_l$ (4f)	grc4f	
8637	44k	$e^+e^- \to q\overline{q}l\bar{\nu}_l$ (4f)	KORALW+ grc4f	
8058	50k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	KORALW	Standard
8060	50k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	KORALW	$M_W = 79.83\,\mathrm{GeV}$
8061	50k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	KORALW	$M_W = 80.33\,\mathrm{GeV}$
8063	50k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	KORALW	$E_{cm} = 188\,\mathrm{GeV}$
8064	50k	$e^+e^- \to W^+W^-$ (CC03)	KORALW	$E_{cm} = 190\,\mathrm{GeV}$

Tabelle A.4: Monte-Carlo Datensätze für Studien zu systematischen Fehlern

Literaturverzeichnis

[1] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.

[2] S. L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.

[3] A. Salam. Weak and electromagnetic interactions. pages 367–377, 1968. Originally printed in *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*.

[4] C. Caso et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C3:1–794, 1998.

[5] F. Abe et al. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631, 1995.

[6] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637, 1995.

[7] M. Nakamura. Result from DONUT: Direct observation of ν_τ interaction. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 77:259, 1999.

[8] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL. Searches for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV. 25. April 2000.

[9] Arno Straessner. Measurement of the mass of the W-boson at LEP and determination of elektroweak parameters. 2000. Vortrag auf der Konferenz Electroweak Interactions and Unified Theories in Moriond.

[10] N. Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531, 1963.

[11] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652, 1973.

[12] K. J. F. Gaemers and G. J. Gounaris. Polarization amplitudes for $e^+e^- \to W^+W^-$ and $e^+e^- \to ZZ$. *Zeit. Phys.*, C1:259, 1979.

[13] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa. Probing the weak boson sector in $e^+e^- \to W^+W^-$. *Nucl. Phys.*, B282:253, 1987.

[14] H. Aronson. *Phys. Rev.*, 186:1434, 1969.

[15] M. Bilenky, J. L. Kneur, F. M. Renard, and D. Schildknecht. Trilinear couplings among the electroweak vector bosons and their determination at LEP200. *Nucl. Phys.*, B409:22, 1993.

[16] M. Bilenky, J. L. Kneur, F. M. Renard, and D. Schildknecht. The potential of a new linear collider for the measurement of the trilinear couplings among the electroweak vector bosons. *Nucl. Phys.*, B419:240–253, 1994.

[17] M. Kuroda, J. Maalampi, K. H. Schwarzer, and D. Schildknecht. Nonstandard selfinteractions of the weak vector bosons and their phenomenological implications. *Nucl. Phys.*, B284:271, 1987.

[18] M. Kuroda, F. M. Renard, and D. Schildknecht. A unique lagrangian for $W^{\pm}, Z^0$ selfinteractions containing quadrupole terms. tests in $e^+e^- \to W^+W^-$. *Phys. Lett.*, B183:366, 1987.

[19] G. J. Gounaris and Costas G. Papadopoulos. Studying trilinear gauge couplings at next linear collider. *Eur. Phys. J.*, C2:365, 1998.

[20] G. Gounaris, D. Schildknecht, and F. M. Renard. Genuine tests of CP invariance in $e^+e^- \to W^+W^-$. *Phys. Lett.*, B263:291–297, 1991.

[21] G. Gounaris, J. Layssac, G. Moultaka, and F. M. Renard. Analytic expressions of cross-sections, asymmetries and W density matrices for $e^+e^- \to W^+W^-$ with general three boson couplings. *Int. J. Mod. Phys.*, A8:3285–3320, 1993.

[22] M. Diehl and O. Nachtmann. Optimal observables for the measurement of three gauge boson couplings in $e^+e^- \to W^+W^-$. *Z. Phys.*, C62:397–412, 1994.

[23] K. Ahmet et al. The OPAL detector at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A305:275–319, 1991.

[24] P. P. Allport et al. The OPAL silicon microvertex detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A324:34, 1993.

[25] P. P. Allport et al. The OPAL silicon strip microvertex detector with two coordinate readout. *Nucl. Instrum. Meth.*, A346:476–495, 1994.

[26] S. Anderson et al. The extended OPAL silicon strip microvertex detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A403:326, 1998.

[27] R. D. Heuer and A. Wagner. The OPAL jet chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A265:11, 1988.

[28] O. Biebel et al. Performance of the OPAL jet chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A323:169, 1992.

[29] M. Hauschild et al. Particle identification with the OPAL jet chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A314:74–85, 1992.

[30] D. Schaile. Tests of the electroweak theory at LEP. *Fortsch. Phys.*, 42:429–484, 1994.

[31] F. A. Berends, R. Pittau, and R. Kleiss. Excalibur: A Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP-200 and beyond. *Comput. Phys. Commun.*, 85:437–452, 1995.

[32] F. A. Berends and A. I. van Sighem. Anomalous four fermion processes in electron - positron collisions. *Nucl. Phys.*, B454:467–484, 1995.

[33] Harald Anlauf, Panagiotis Manakos, Thorsten Ohl, and Hans Dieter Dahmen. WOPPER, version 1.5: A Monte Carlo event generator for $e^+e^- \to W^+W^- \to 4f + (n)\gamma$ at LEP2 and beyond. 1996.

[34] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek, and Z. Was. Monte Carlo program KORALW-1.02 for W pair production at LEP-2/NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation. *Comput. Phys. Commun.*, 94:216, 1996.

[35] M. Skrzypek, S. Jadach, M. Martinez, W. Placzek, and Z. Was. Initial state QED corrections to W pair production at LEP-2/NLC: Monte Carlo versus semianalytical approach. *Phys. Lett.*, B372:289–298, 1996.

[36] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, and Z. Was. Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in e^+e^- collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 119:272–311, 1999.

[37] T. Ishikawa et al. GRACE manual: Automatic generation of tree amplitudes in Standard Models: Version 1.0. KEK-92-19.

[38] J. Fujimoto et al. grc4f v1.1: a Four-fermion Event Generator for e^+e^- Collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 100:128–156, 1997.

[39] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, 82:74–90, 1994.

[40] G. Marchesini et al. HERWIG: A monte carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991. *Comput. Phys. Commun.*, 67:465–508, 1992.

[41] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and J. H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA: Version 2.4. *Comput. Phys. Commun.*, 76:361–380, 1993.

[42] D. R. Ward. The OPAL Monte Carlo program: GOPAL. In *Amsterdam 1991, Proceedings, MC 91: Detector and event simulation in high energy physics* 204-226. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 3237).

[43] G. Abbiendi et al. Tests of the standard model and constraints on new physics from measurements of fermion pair production at 189 GeV at LEP. 1999.

[44] M. A. Thomson. The OPAL $W^+W^- \to q\overline{q}l\bar{\nu}_l$ Event Selection. 2000.

[45] B. Abbott et al. A measurement of the W boson mass. *Phys. Rev. Lett.*, 80:3008, 1998.

[46] F. Abe et al. Measurement of the W boson mass. *Phys. Rev. Lett.*, 75:11–16, 1995.

[47] R.L. Coxe and D.A. Glenzinski. A 1-C Kinematic Fit for $W^+W^- \to q\overline{q}\tau\overline{\nu}_\tau$ events. 1998.

[48] G. Gounaris et al. Triple gauge boson couplings. *Physics at LEP2*, 1:525–576, 1995.

[49] Silke Petzold. Measurement of the heavy flavour and trilinear gauge boson couplings at LEP. DESY-THESIS-1999-002.

[50] F. James and M. Roos. 'MINUIT' A system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Comput. Phys. Commun.*, 10:343, 1975.

[51] G. J. Gounaris, J. Layssac, J. E. Paschalis, and F. M. Renard. Unitarity constraints for new physics induced by dim-6 operators. *Z. Phys.*, C66:619–632, 1995.

[52] G. J. Gounaris, J. Layssac, and F. M. Renard. Unitarity constraints for transverse gauge bosons at LEP and supercolliders. *Phys. Lett.*, B332:146–152, 1994.

[53] G. J. Gounaris, F. M. Renard, and G. Tsirigoti. Anomalous weak boson couplings: Suggestions from unitarity and dynamics. *Phys. Lett.*, B350:212–217, 1995.

[54] The TGC working group. Measurements of triple gauge boson couplings from W^+W^- produktion at LEP energies up to 189 GeV. *OPAL Physics Note PN 425*, February 2000.

[55] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, D0, and the TGC Combination Group. A Combination of preliminary measurements of triple gauge boson coupling parameters measured by the LEP and D0 experiments. October 1998.

[56] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP TGC Working Group. A Combination of Preliminary Results on Triple Gauge Boson Couplings Measured by the LEP Experiments. March 2000.

[57] P. Abreu et al. Measurement of trilinear gauge couplings in e^+e^- collisions at 161 GeV and 172 GeV. *Phys. Lett.*, B423:194–206, 1998.

[58] J. Alitti et al. Direct measurement of the $W - \gamma$ coupling at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.*, B277:194–202, 1992.

[59] The TGC working group. Measurements of triple gauge boson couplings from W^+W^- production at LEP energies up to 189 GeV. *OPAL Physics Note PN 375*, March 1999.

[60] S. Abachi et al. Limits on anomalous WWγ couplings from $p\bar{p} \to W\gamma + X$ events at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 78:3634–3639, 1997.

[61] B. Abbott et al. Studies of WW and WZ production and limits on anomalous WWγ and WWZ couplings. *Phys. Rev.*, D60:072002, 1999.

[62] B. Abbott et al. Limits on WWγ and WWZ couplings from W boson pair production. *Phys. Rev.*, D58:051101, 1998.

[63] B. Abbott et al. Limits on WWZ and WWγ couplings from $p\bar{p} \to e\nu$jjX events at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 79:1441–1446, 1997.

[64] F. Abe et al. Limits on WWZ and WWγ couplings from WW and WZ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 75:1017–1022, 1995.

[65] F. Abe et al. Measurement of $W - \gamma$ couplings with CDF in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 74:1936–1940, 1995.

[66] F. Abe et al. Observation of W^+W^- production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4536–4540, 1997.

[67] K. F. Smith et al. A search for the electric dipole moment of the neutron. *Phys. Lett.*, B234:191, 1990.

[68] P. G. Harris et al. New experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 82:904, 1999.

[69] William J. Marciano and Alfonso Queijeiro. Bound on the W boson electric dipole moment. *Phys. Rev.*, D33:3449, 1986.

[70] F. Boudjema, K. Hagiwara, C. Hamzaoui, and K. Numata. Anomalous moments of quarks and leptons from nonstandard $WW\gamma$ couplings. *Phys. Rev.*, D43:2223–2232, 1991.

[71] Andrzej Czarnecki and Bernd Krause. Neutron electric dipole moment in the Standard Model: Valence quark contributions. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4339–4342, 1997.

[72] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld. Low-energy constraints on electroweak three gauge boson couplings. *Phys. Lett.*, B283:353–359, 1992.

[73] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld. Low-energy effects of new interactions in the electroweak boson sector. *Phys. Rev.*, D48:2182–2203, 1993.

[74] H. Aihara et al. Anomalous gauge boson interactions. 1995.

[75] K. Hagiwara, S. Matsumoto, D. Haidt, and C. S. Kim. A Novel approach to confront electroweak data and theory. *Z. Phys.*, C64:559–620, 1994.

[76] Eri Asakawa, Miho Marui, Noriyuki Oshimo, Tomomi Saito, and Akio Sugamoto. CP-odd WWZ couplings induced by vector-like quarks. *Eur. Phys. J.*, C10:327, 1999.

[77] C. P. Burgess and A. Pilaftsis. Anomalous vector boson couplings in Majorana neutrino models. *Phys. Lett.*, B333:427–433, 1994.

[78] E. N. Argyres, A. B. Lahanas, C. G. Papadopoulos, and V. C. Spanos. Trilinear gauge boson couplings in the MSSM. *Phys. Lett.*, B383:63–77, 1996.

[79] Minako Kitahara, Miho Marui, Noriyuki Oshimo, Tomomi Saito, and Akio Sugamoto. CP-odd anomalous W boson couplings from supersymmetry. *Eur. Phys. J.*, C4:661, 1998.

[80] Tomoko Kadoyoshi and Noriyuki Oshimo. Neutron electric dipole moment from supersymmetric anomalous W-boson coupling. *Phys. Rev.*, D55:1481–1486, 1997.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich herzlich bei all denen bedanken, die mir bei der Anfertigung dieser Diplomarbeit geholfen haben. Sei es nun mit Rat und Tat oder mit seelischer Unterstützung.

Besonders danke ich meinen Betreuern Prof. Dr. Rolf Heuer, Dr. Ties Behnke und Dr. Silke Petzold für die gute Betreuung meiner Arbeit. Weiter der ganzen Hamburg-OPAL-Gruppe für die gute Arbeitsatmosphäre und die vielen hilfreichen Tips. Dr. Gideon Bella und Dr. Helge Voss von der OPAL-TGC-Gruppe haben durch viele fachliche Diskussionen am Gelingen dieser Arbeit mitgewirkt.

Auch möchte ich mich bei Kai und Sören bedanken, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben, und als Theoretiker meine Arbeit teilweise verständlich fanden.

Abschließend bedanke ich mich für die Hilfe und Unterstützung meiner Eltern und meiner Freundin Andrea, die mich immer wieder motiviert haben, weiter zu machen.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig unter Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt zu haben.

Hamburg, im Mai 2000

Wolfgang Menges