

FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

HD-KIP-00-05

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
STEFAN CHRIST
aus Duisburg
Januar 2000

BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTES
DER REAKTION $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{l}\nu l\bar{\nu}$

Die Diplomarbeit wurde von Stefan Christ ausgeführt am
KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Alois Putzer

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wird der Wirkungsquerschnitt des Prozesses $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{\nu}l\nu\bar{\nu}$ bei zwei Schwerpunktenenergien bestimmt. Ein Schwerpunkt wird dabei auf die Untersuchung des sogenannten *random backgrounds* gelegt. Dies geschieht mit Daten, die vom Detektor ALEPH im Jahr 1998 bei einer Schwerpunktenenergie von 189 *GeV* und im Jahr 1999 bei einer Schwerpunktenenergie von 196 *GeV* aufgezeichnet wurden. Zur Selektion der Signalereignisse wird sowohl eine Schnittselektion, als auch eine Selektion mittels einer Linearen Diskriminante verwendet. Die Messung der Wirkungsquerschnitte ergibt:

$$\sigma_{cc03} = 1,78 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV, Schnittsel.})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,80 \pm 0,19 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 196 \text{ GeV, Schnittsel.})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,90 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV, LDA})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,95 \pm 0,20 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 196 \text{ GeV, LDA})$$

Abstract

In this diploma thesis the cross-section of the process $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{\nu}l\nu\bar{\nu}$ is determined at two centre of mass energies. A point of main effort is the investigation of the so called *random background*. This is done by using the data from the detector ALEPH collected at a centre of mass energy of 189 *GeV* in 1998 and 196 *GeV* in 1999. The signal events are selected by using a cut-selection as well as by using a linear discriminant method. The result of the cross-section measurement is:

$$\sigma_{cc03} = 1,78 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV, cut-sel.})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,80 \pm 0,19 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 196 \text{ GeV, cut-sel.})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,90 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV, LDA})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,95 \pm 0,20 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 196 \text{ GeV, LDA})$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlage	4
2.1	W^+W^- -Produktion in e^+e^- -Prozessen	4
2.2	W^+W^- -Wirkungsquerschnitt	5
2.3	$4f$ -Wirkungsquerschnitt	7
3	Experimentelles Umfeld	8
3.1	LEP-Speichering	8
3.2	Detektor ALEPH	9
3.3	Monte-Carlo-Simulation	14
4	Random Background	15
4.1	Definition und Einfluß des Random Backgrounds auf Analysen	15
4.2	Methoden zur Behandlung von Random Background	16
4.2.1	Analytische Methoden	16
4.2.2	Statistische Methoden	18
4.2.3	Bestimmung durch Binning	19
5	Wirkungsquerschnittsmessung mit Hilfe einer Schnittselektion	22
5.1	Selektion	22
5.1.1	Standardselektion	24
5.1.2	Alternative Selektion	24
5.2	Ergebnisse	26
5.3	Systematik und Stabilitätstest	28
6	Wirkungsquerschnittsmessung mit Hilfe einer LDA	35
6.1	Prinzip einer Linearen Diskriminante	35
6.2	Selektion	36
6.3	Ergebnisse	37
6.4	Stabilitätstest und Systematik	38
7	Zusammenfassung und Ergebnisse anderer LEP-Kollaborationen	42
7.1	Zusammenfassung	42
7.2	Ergebnisse der vier LEP-Kollaborationen	43
A	Bin-Grenzen	45

B Schnitt-Selektion	46
B.1 Schnitte der “ <i>Second Selection</i> ”	46
B.2 Ergebnisse der MC-Studien der einzelnen Selektionen	48
B.3 Stabilitätstest	49
C Lineare Diskriminante	52

Kapitel 1

Einleitung

*Daß ich erkenn, was die Welt
im Innersten zusammenhält.
“Faust I”, Johann Wolfgang von Goethe*

Am Anfang jeder Erkenntnis steht eine Frage. Die Fähigkeit, Fragen zu stellen, wurde im Laufe der Geschichte zur Kunstform entwickelt. Eine dieser Künste ist die moderne Wissenschaft. Schon im antiken Griechenland wurde wohl eine der bedeutendsten Fragen aufgeworfen. Die Frage, woraus unsere Welt besteht. Welches sind die elementaren Bausteine dieser Welt? Obwohl diese Frage bis heute noch nicht endgültig beantwortet worden ist, sind doch erhebliche Fortschritte auf dem Weg zur Antwort gemacht worden. Mit wachsendem Verständnis der Zusammenhänge der Natur ist zur ursprünglichen Frage eine weitere hinzugekommen. Wie wechselwirken elementare Bausteine miteinander? Diese beiden Fragen stehen im Mittelpunkt der modernen Hochenergiephysik. So wie die Griechen eine Vorstellung, ein Modell besaßen, um diese Bausteine zu beschreiben, so besitzt auch die Hochenergiephysik Modelle.

Eines der Modelle der Hochenergiephysik ist das Standardmodell (SM), wie zum Beispiel in [1] beschrieben. Das Standardmodell beschreibt drei der vier bisher bekannten elementaren Wechselwirkungen. Dabei handelt es sich um die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung können gemeinsam im Rahmen der elektroschwachen Vereinheitlichung von Glashow, Weinberg und Salam [2] beschrieben werden. Die vierte Wechselwirkung ist die Gravitation, die im Standardmodell nicht berücksichtigt wird. Alle vier Wechselwirkungen zu vereinheitlichen ist im Moment eines der bedeutendsten Ziele der Hochenergiephysik. Die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung führte zur Vorhersage des Z-Bosons. In der Vereinheitlichung sind drei der vier Eichbosonen, Vermittler der elektroschwachen Kraft, nicht masselos. Dabei handelt es sich um das neutrale Z-Boson und die beiden geladenen W-Bosonen. Dies war ohne Brechung der Eichinvarianz, ein zentrales Prinzip der modernen Physik, nur mit Hilfe einer Idee von Herrn Higgs möglich. Konsequenz dieser Idee ist, daß ein weiteres, beobachtbares Teilchen, das Higgs-Boson, im Rahmen des Standardmodells existieren muß.

Im Standardmodell unterscheidet man zwischen Teilchen mit halbzahligem Spin, den Fermionen, und solchen mit ganzzahligem Spin, den Bosonen. Die Fermionen lassen sich in zwei Gruppen aufteilen, die Leptonen und die Quarks. Auch die Bosonen kann man in Klassen unterteilen. Eine Klasse wird von den Bosonen gebildet, die in Zusammenhang mit der elektroschwachen Wechselwirkung stehen. Dies sind das Photon, das neutrale Z-Boson, das W^+ -

und das W^- -Boson, sowie das schon erwähnte Higgs-Boson. Eine weitere Klasse wird von den Gluonen gebildet, welche in Verbindung mit der starken Wechselwirkung stehen.

Eines der entscheidenden Konzepte moderner Wissenschaft ist es, vorhandene Theorien und Modelle durch Experimente zu überprüfen. Die Ergebnisse eines Experimentes können mit den Vorhersagen einer Theorie im Rahmen der theoretischen und experimentellen Unsicherheiten übereinstimmen oder ihnen widersprechen. Aber selbst wenn sich durch dieses Experiment kein Widerspruch ergibt, heißt dies nicht, daß die Theorie richtig ist, sondern nur, daß sie durch dieses Experiment nicht ausgeschlossen wird. Theorien und Modelle sind aus Prinzip nur falsifizierbar, jedoch nie verifizierbar. Mag eine Theorie oder ein Modell noch so elegant und bestechend sein, mag es mit noch so vielen Experimenten verträglich sein, versagt es an auch nur einem Punkt, so ist es durch ein verändertes Modell zu ersetzen.

Das Z-Boson und die W-Bosonen, die das Standardmodell voraussagte, wurden im Jahr 1983 am CERN¹ von der UA1- und UA2-Kollaboration [3, 4, 5, 6] entdeckt. Dies war ein wichtiger Test des Standardmodells. Das Higgs-Boson wurde bisher nicht gefunden.

Neben Vorhersagen über die Existenz von Teilchen macht das Standardmodell auch Vorhersagen über die Interaktion der verschiedenen Teilchen untereinander. Dies spiegelt sich unter anderem in den Wirkungsquerschnitten wieder. Dementsprechend kann auch die Messung von Wirkungsquerschnitten als Test des Standardmodells benutzt werden.

Im Jahre 1989 wurde am CERN der Elektron-Positron-Speicherring LEP² in Betrieb genommen. In einer ersten Phase wurden Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktenenergie von rund 90 GeV , was in etwa der Masse des Z-Bosons entspricht, zur Kollision gebracht. Dabei wurden die Eigenschaften, wie die Masse und der Wirkungsquerschnitt, des Z-Bosons untersucht. So wurde der hadronische Pol-Wirkungsquerschnitt der Resonanz auf $41,486 \pm 0,053 \text{ nb}$ bestimmt [7]. Bei diesem Wirkungsquerschnitt handelt es sich um die Prozesse, bei denen ein Elektron und ein Positron über ein Z in rein hadronische Endzustände übergeht, ohne Berücksichtigung elektroschwacher Korrekturen. In einer zweiten Phase wurde der Speicherring bei einer Schwerpunktenenergie von 161 GeV und mehr betrieben. Dies entspricht der Schwelle für W^+W^- -Paarproduktion. Ab dieser Energie sind Reaktionen möglich, bei denen ein W^+W^- -Paar produziert wird. Da W-Bosonen eine Lebensdauer von rund $2,0 \cdot 10^{-24} \text{ s}$ haben, zerfallen diese fast augenblicklich. Dabei gibt es für jedes W-Boson die Möglichkeiten in zwei Leptonen oder zwei Quarks zu zerfallen, so daß es für ein W^+W^- -Paar die Möglichkeit gibt rein hadronisch, semileptonisch oder rein leptonisch zu zerfallen.

Die Messung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung eines W^+W^- -Paares mit rein leptonischem Endzustand ist Kernpunkt dieser Diplomarbeit. Dabei erwies es sich als notwendig, eine Methode zu entwickeln den *Random Background* zu simulieren. Beim *Random Background* handelt es sich um Signale aus dem Detektor, die nicht direkt von e^+e^- -Reaktionen herrühren.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 soll ein kurzer Einblick in die Theorie gegeben werden. Es schließt sich ein Kapitel über das experimentelle Umfeld an mit Schwerpunkt auf dem verwendeten Detektor *ALEPH*³. Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem sogenannten *Random Background*. Die beiden folgenden Kapitel haben dann die Messung des Wirkungsquerschnittes zum Thema. Während eine Schnittselektion in Kapitel 5 verwendet wird, basiert die Selektion in Kapitel 6 auf einer Linearen-Diskriminanten-Analyse (LDA).

¹CERN steht für "Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire".

²LEP steht für "Large Electron Positron Collider".

³ALEPH steht für *Apparatus for LEP - PHysics*.

Das abschließende Kapitel 7 stellt eine Zusammenfassung der Ergebnisse dar und soll einen Ausblick auf mögliche Fortführungen geben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlage

*Alles Denkbare wird einmal gedacht werden.
“Die Physiker”, Friedrich Dürrenmatt*

Um die Messung eines Wirkungsquerschnittes als Test des Standardmodells einsetzen zu können, soll in diesem Kapitel eine Übersicht über die relevante Physik gegeben werden. Insbesondere soll die Frage behandelt werden, wie der Wirkungsquerschnitt der W^+W^- -Paarproduktion von der Schwerpunktenenergie \sqrt{s} abhängt.

2.1 W^+W^- -Produktion in e^+e^- -Prozessen

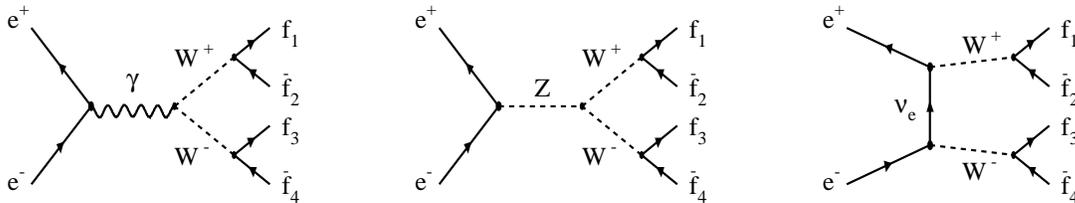


Abbildung 2.1: W^+W^- -Paarproduktion durch $cc03$ -Prozesse.

Zur Produktion von W^+W^- -Paaren tragen in niedrigster Ordnung drei Feynmann-Diagramme bei (Abb. 2.1). Diese Diagramme werden unter dem Begriff $cc03$ -Diagramme¹ zusammengefaßt. Der zugehörige Wirkungsquerschnitt wird als $cc03$ -Wirkungsquerschnitt σ_{cc03} bezeichnet. Beim ersten Diagramm handelt es sich um einen γ -Austausch im s-Kanal, während im zweiten Diagramm ein Z-Boson im s-Kanal ausgetauscht wird. Im dritten Diagramm wird im t-Kanal ein Neutrino ausgetauscht. Es existiert noch ein weiteres Diagramm, welches einen Higgs-Austausch im s-Kanal beinhaltet. Dieser Term ist jedoch um den Faktor m_e^2/m_W^2 unterdrückt. Der Beitrag dieses Terms ist für Energien in der Nähe der doppelten W-Masse

¹cc03: cc steht für *charged current* und 03 zeigt an, daß es drei solcher Diagramme gibt.

vernachlässigbar, wird mit zunehmender Schwerpunktennergie jedoch immer bedeutsamer. Insbesondere verhindert er die ansonsten auftretende Divergenz des Wirkungsquerschnittes für Schwerpunktennergien $\sqrt{s} \rightarrow \infty$. Aufgrund der nicht verschwindenden Breite des W-Bosons ist der Wirkungsquerschnitt für W^+W^- -Produktion schon unterhalb der doppelten W-Masse von etwa 161 GeV von Null verschieden.

Da die Lebensdauer eines W-Bosons extrem kurz ist – sie liegt bei etwa $2,0 \cdot 10^{-24}$ s – zerfallen beide W-Bosonen fast augenblicklich in jeweils ein Fermion-Antifermion-Paar. Hierbei kann es sich um ein geladenes Lepton plus zugehöriges Neutrino, oder um ein Quark-Antiquark-Paar handeln. Die theoretischen Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 2.1 angegeben. Somit kann das W^+W^- -Paar in 4 Quarks, also rein hadronisch, in 2 Quarks und 2 Leptonen, also semileptonisch, oder in 4 Leptonen, also rein leptonisch, zerfallen. Die jeweiligen Verzweigungsverhältnisse, auch diese sind in Tabelle 2.1 zu finden, ergeben sich direkt aus den Verzweigungsverhältnissen für ein einzelnes W-Boson.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$W \rightarrow e\nu_e$	10,83 %
$W \rightarrow \mu\nu_\mu$	10,83 %
$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	10,82 %
$W \rightarrow q\bar{q}$	67,51 %
$WW \rightarrow l\nu l\bar{\nu}$	10,56 %
$WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$	43,87 %
$WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	45,58 %

Tabelle 2.1: *Verzweigungsverhältnisse beim W-Zerfall [8]. Bei der Berechnung wurden die Fermionmassen und elektroschwache Korrekturen 1.Ordnung berücksichtigt.*

2.2 W^+W^- -Wirkungsquerschnitt

Zunächst soll der sogenannte “On-shell”-Wirkungsquerschnitt der W^+W^- -Paarproduktion, also unter Vernachlässigung der nicht verschwindenden Breite des W-Bosons, in niedrigster Ordnung berechnet werden. Dies ist analytisch möglich und führt zu folgendem Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [8] :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1}{4 \sin^4 \theta_W} \beta \left[1 + 4\beta \cos \theta \frac{3 \cos^2 \theta_W - 1}{4 \cos^2 \theta_W - 1} + \mathcal{O}(\beta^2) \right] \quad (2.1)$$

mit

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{s}} \quad (2.2)$$

Dabei ist θ_W der Weinbergwinkel. Der führende Term $\sim \beta$ stammt ausschließlich vom t-Kanal Diagramm. Erst in höheren Ordnungen in β finden sich Beiträge des s-Kanals und der

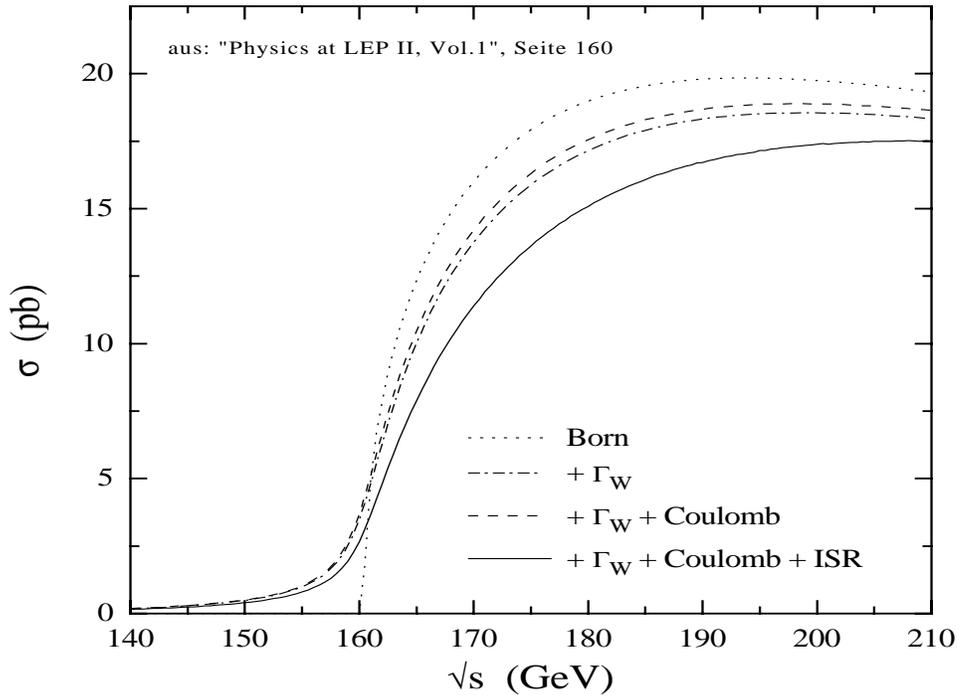


Abbildung 2.2:

Verlauf des theoretischen W^+W^- -Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung verschiedener Effekte (siehe auch Text)[9].

Interferenzen der verschiedenen Diagramme. Im totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{on-shell}^{cc03} = \frac{\pi\alpha^2}{s} \frac{1}{\sin^4 \theta_W} \beta + \mathcal{O}(\beta^3) \quad (2.3)$$

verschwinden auch die Terme $\sim \beta^2$, so daß die Beiträge des s-Kanals und der Interferenzen nur noch in dritter Ordnung in β auftauchen.

Andere Effekte, die den Wirkungsquerschnitt beeinflussen, sind unter anderem die zuvor vernachlässigte, nicht verschwindende Breite des W-Bosons und elektroschwache Korrekturen. Berücksichtigt man die Breite der W-Bosonen, so spricht man vom "Off-shell"-Wirkungsquerschnitt. Die nicht verschwindende Breite führt zu einer Aufweichung der scharfen Produktionsschwelle und ermöglicht die Produktion von W^+W^- -Paaren unterhalb der Schwelle. Oberhalb der Schwelle hingegen wird der Wirkungsquerschnitt abgesenkt.

Von den elektroschwachen Korrekturen seien hier nur zwei erwähnt. Eine ist die *Initial State Radiation* (ISR), bei der das Elektron-Positron-Paar ein (oder auch mehrere) Photon(en) im Anfangszustand emittiert. Dies führt dazu, daß die für die W^+W^- -Paarproduktion zur Verfügung stehende Energie herabgesetzt ist. Eine weitere elektroschwache Korrektur rührt von der Coulombwechselwirkung zwischen den beiden W-Bosonen her. Diese ist insbesondere in der Nähe der Schwelle von Bedeutung, da die W-Bosonen dort häufig nur über kleine Impulse verfügen und sich somit langsamer voneinander trennen als bei höheren Energien. Der Effekt der verschiedenen Korrekturen auf den $cc03$ -Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 2.2 dargestellt.

2.3 4f-Wirkungsquerschnitt

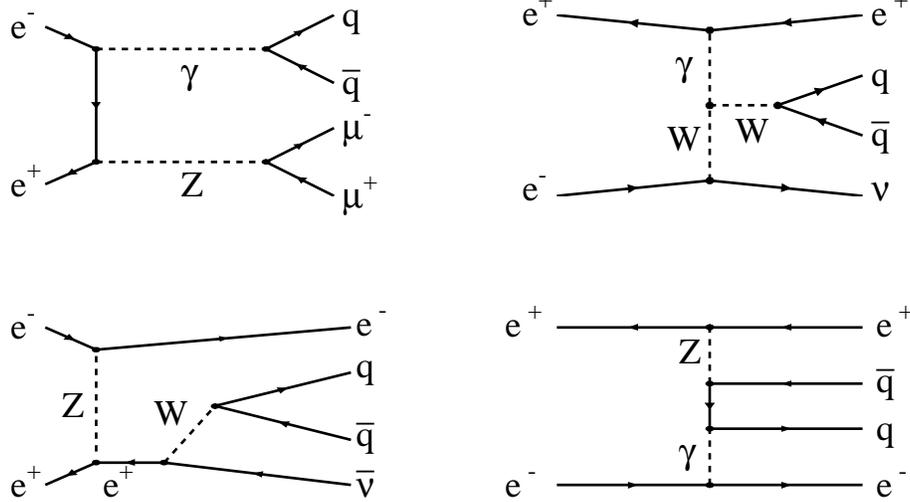


Abbildung 2.3: Beispiele für 4f-Diagramme.

Es stellt sich aber die Frage, ob die Definition des obigen Wirkungsquerschnittes Sinn macht. Dies ist im strengen Sinne nur der Fall, wenn die gesuchten Prozesse anhand der detektierbaren Endzustände identifiziert werden können. Da nicht nur die drei erwähnten Diagramme vier Fermionen im Endzustand haben, sondern noch viele weitere Vier-Fermion-Prozesse existieren (siehe Abb. 2.3) und es experimentell nicht möglich ist, W-Bosonen direkt zu detektieren, sondern nur ihre Zerfallsprodukte, kann anhand des Endzustandes nicht auf den intermediären Zustand geschlossen werden. Daher ist die Frage, ob nun ein W^+W^- -Prozess zu diesem oder jenem Endzustand geführt hat, unsinnig. Streng genommen ist somit die Messung des $cc03$ -Wirkungsquerschnittes selbst nicht möglich. Der wirklich meßbare Wirkungsquerschnitt ist der 4f-Wirkungsquerschnitt σ_{4f} , der Wirkungsquerschnitt aller Prozesse der Art $e^+e^- \rightarrow 4f$. Man kann schreiben :

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow 4f} = \sigma_{cc03} + \sigma_{noncc03} + \sigma_{inter}. \quad (2.4)$$

wobei σ_{cc03} und $\sigma_{noncc03}$ positiv sind, wohingegen $\sigma_{inter.}$ auch negativ sein kann. $\sigma_{noncc03}$ ist der Anteil des Gesamtwirkungsquerschnittes, der ausschließlich von nicht- $cc03$ -Diagrammen herrührt. Der Interferenzterm $\sigma_{inter.}$ rührt von der Interferenz zwischen $cc03$ - und nicht $cc03$ -Diagrammen her. Nun zeigen aber Berechnungen und Computer-Simulationen, daß der Interferenzterm vernachlässigbar klein, und $\sigma_{noncc03}$ um mehr als eine Faktor 10 kleiner ist als σ_{cc03} . Daher kann man den Unterschied zwischen dem meßbaren σ_{4f} und σ_{cc03} als Korrektur des $cc03$ -Wirkungsquerschnittes auffassen. Somit ergibt sich:

$$\sigma_{cc03} = \sigma_{4f} - \Delta_{4f,cc03} \quad (2.5)$$

Kapitel 3

Experimentelles Umfeld

Alles Wissen und alle Vermehrung unsres Wissens endet nicht mit einem Schlußpunkt, sondern mit einem Fragezeichen.

Hermann Hesse

3.1 LEP-Speichering

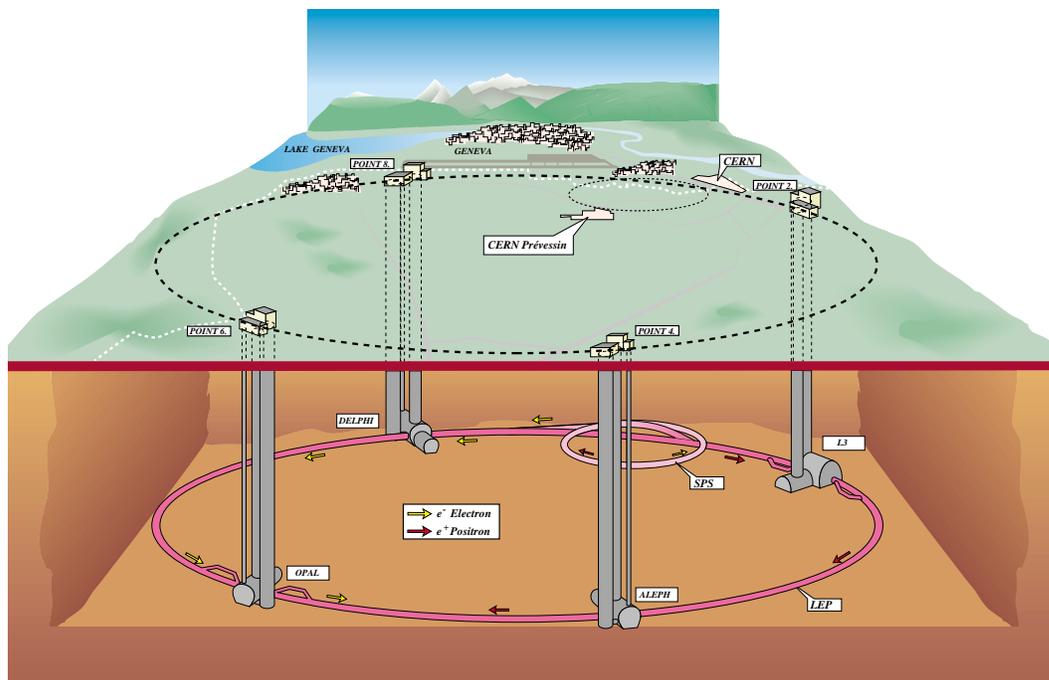


Abbildung 3.1: Der LEP-Speicherring.

Um Elektron-Positron-Kollisionen bei hoher Energie zu ermöglichen, wurde am CERN im Jahr 1989 der Elektron-Positron-Speichering LEP (Abb. 3.1) in Betrieb genommen. LEP dient sowohl als Elektron-Positron-Speicherring, als auch als letzte Stufe in einer ganzen

Reihe von Beschleunigern. Wenn Elektronen und Positronen in den Ring injiziert werden, sind sie bereits auf eine Energie von 22 GeV vorbeschleunigt. Sie umlaufen den Ring in entgegengesetzten Richtungen in je vier Gruppen von ca. 10^{12} Teilchen, den sogenannten *Bunches*. Im LEP-Ring werden diese auf ihre jeweilige finale Energie beschleunigt. LEP ist so konstruiert, daß diese *Bunches* sich an vier verschiedenen Punkten durchdringen. An diesen Punkten, den Wechselwirkungspunkten, befinden sich vier Detektoren, um die dort stattfindenden Ereignisse zu detektieren. Dies sind *ALEPH*, *DELPHI*, *L3* und *OPAL*.

Die Schwerpunktenenergie lag zu Beginn von LEP im Jahre 1989 bei rund 90 GeV um das *Z*-Boson zu untersuchen. Seit 1993 wird LEP mit neuen Kavitäten, diese dienen der Beschleunigung, ausgestattet, um die Energie oberhalb von 160 GeV zu erreichen. Diese Zeit wird als LEP2 bezeichnet. Bisher sind Schwerpunktenenergien von über 200 GeV erreicht worden.

3.2 Detektor ALEPH

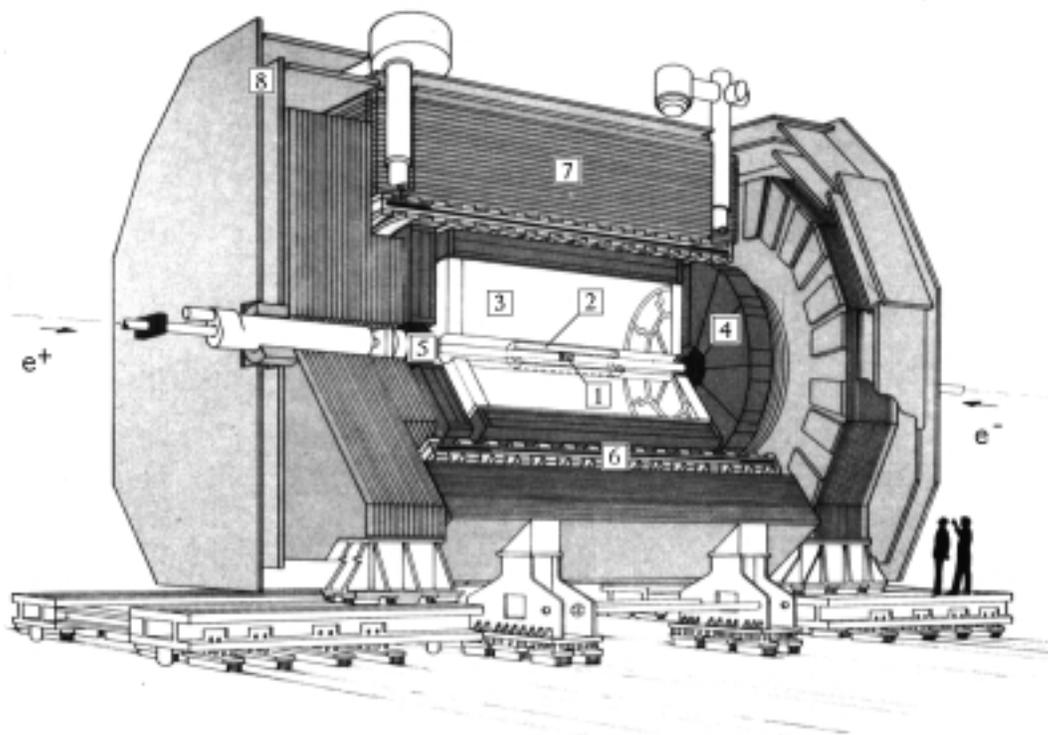


Abbildung 3.2:

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

Der Detektor ALEPH (Abb. 3.2) dient dem Nachweis und der möglichst vollständigen Rekonstruktion von e^+e^- -Ereignissen. Um dies zu ermöglichen, sind die einzelnen Detektor-

komponenten, aus denen ALEPH besteht, so angeordnet, daß ein Raumwinkel von nahezu 4π abdeckt wird. ALEPH ist in etwa zylindrisch aufgebaut, so daß sich ein zylindrisches Koordinatensystem zur Beschreibung anbietet. Die z-Achse zeigt in Richtung der Strahlröhre. Grob lassen sich die verschiedenen Komponenten in zwei Klassen aufteilen. Einerseits gibt es die Spur-Detektoren, die eine möglichst gute Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen erlauben sollen. Diese befinden sich, mit einer Ausnahme, nahe am Wechselwirkungspunkt. Andererseits gibt es die Kalorimeter, deren Hauptzweck die Bestimmung der Energie der Teilchen ist. Über die Verteilung der Energie eines Teilchen beim Durchgang durch verschiedene Detektorteile kann auch auf die Identität des Teilchens geschlossen werden. Von dieser Klassifikation ist eine Komponente des Detektors ausgenommen. Dies ist die supraleitende Spule, die ein 1,5 Tesla starkes Magnetfeld erzeugt. Bis auf die Myonkammern, das hadronische Kalorimeter und die Bhabha-Kalorimeter befinden sich alle Detektorkomponenten innerhalb der Spule. Dort verlaufen die Magnetfeldlinien parallel zur z-Achse.

Im folgenden soll ein Überblick über die wichtigsten Detektorkomponenten gegeben werden. Für weitere Informationen sei auf [11] verwiesen.

Spur-Detektoren

- Vertexdetektor

Der Vertexdetektor (VDET) befindet sich von allen Detektorkomponenten am nächsten am Wechselwirkungspunkt und bietet die höchste räumliche Auflösung von allen Detektorkomponenten. Er besteht aus zwei Gruppen von zylindrisch um das Strahlrohr angeordneten Silizium-Streifenzählern. Der innere Zylinder, der aus 54 Modulen aufgebaut ist, hat einen Radius von etwa 63 mm, der äußere, aus 90 Modulen bestehende, einen Radius von etwa 110 mm. Beide haben eine Länge von rund 401 mm. Dabei besteht jedes Modul aus 1024 Streifen, wobei jede Lage Streifen sowohl in z-, als auch in ϕ -Richtung ausgelesen wird, was eine Auflösung in ϕ - und z-Richtung ermöglicht. Die Winkelakzeptanz liegt bei rund $|\cos(\theta)| < 0,9$. Die Ortsauflösung in ϕ ist relativ unabhängig von $\cos(\theta)$ und liegt bei etwa $\sigma_\phi \approx 11 \mu\text{m}$. Die z-Auflösung hingegen ist von $\cos(\theta)$ abhängig. So ist zum Beispiel $\sigma_z(|\cos(\theta)| = 0,2) \approx 15 \mu\text{m}$ und $\sigma_z(|\cos(\theta)| = 0,7) \approx 31 \mu\text{m}$. Diese hohe Auflösung ermöglicht sowohl eine sehr genaue Rekonstruktion des primären Wechselwirkungspunktes, als auch die Bestimmung von sekundären Zerfallsvertices.

- Innere Spurkammer

Die Innere Spurkammer (ITC-*Inner Tracking Chamber*) ist eine zylindrische Driftkammer, die aus acht Lagen aufgebaut ist. Sie ist etwa 2 m lang und hat einen inneren Radius von 160 mm und einen äußeren von 260 mm. Jede Lage besteht ihrerseits aus Driftzellen. Die inneren vier Lagen besitzen je 96 und die vier äußeren je 144 Zellen. Jede Zelle ist mit einem Signaldraht, der auf einem Potential von rund +2 kV liegt, und 6 Felddrähten bestückt. Ein Teilchen, das die ITC durchquert kann in jeder Lage ein Signal, einen sogenannten *Hit*, hinterlassen, also insgesamt bis zu acht. Die Position eines *Hits* wird über die Lage des Drahtes und die Driftzeit - die Zeitdifferenz

zwischen e^+e^- -Reaktion und dem Zeitpunkt, zu dem das Signal des *Hits* die Elektronik erreicht - bestimmt. Somit wird eine Auflösung in $r-\phi$ -Ebene von $\sigma_{r-\phi} \approx 150 \mu m$ in z von $\sigma_z \approx 50 mm$ erreicht.

- Zeitprojektionskammer

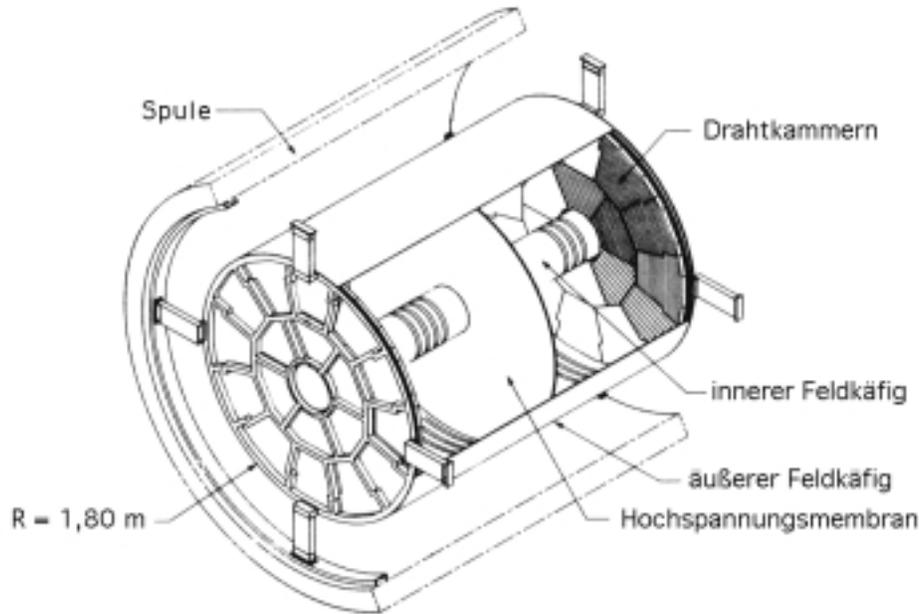


Abbildung 3.3: *Aufbau der Zeitprojektionskammer.*

Die Zeitprojektionskammer (TPC - *Time Projection Chamber*) (Abb. 3.3) dient einer guten Winkel- und Impulsaufösung und ermöglicht eine Teilchenunterscheidung, wie zum Beispiel zwischen Elektronen und Pionen. Auch die TPC ist zylindrisch gebaut. Der innere Radius beträgt 0,31 Meter, der äußere 1,5 Meter. Das umschlossene Volumen von $43 m^3$ ist mit einem Argon-Methan-Gemisch gefüllt. Die TPC wird von einer Membran, die auf einem Potential von $-21 kV$ liegt, in z -Richtung geteilt. So entsteht zwischen den zwei Endkappen und der Membran ein homogenes elektrisches Feld. Geladene Teilchen, die durch das Gas fliegen, ionisieren das Gas und erzeugen so weiter geladene Teilchen, die dann entlang des elektrischen Feldes auf die Endkappen bzw. auf die Membran zu driften. An den Endkappen werden diese dann von Proportionalkammern nachgewiesen. Aus der Verteilung der Energie über die Endkappen und der Driftzeit eines Signals kann auf den Ort, an dem dieses Signal vom Primärteilchen erzeugt wurde, geschlossen werden. Erwähnt sei noch, daß die Geschwindigkeitskomponente der erzeugten Teilchen in der $r-\phi$ -Ebene praktisch keine Rolle spielt, da derartige Geschwindigkeitskomponenten zu Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien, die in z -Richtung ausgerichtet sind, führen und somit die Ortsauflösung kaum be-

einträchtigen. Die Ortsauflösung beträgt in der $r - \phi$ -Ebene $\sigma_{r-\phi} \approx 170 \mu m$, während sie in z -Richtung $\sigma_z \approx 740 \mu m$ erreicht.

Diese drei Spurdetektoren erreichen gemeinsam eine Impulsauflösung von:

$$\Delta p/p^2 = 0,6 \cdot 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$$

- Myonkammern

Die Myonkammern stellen in der Klasse der Spur-Detektoren einen Sonderfall dar. Diese befinden sich nicht in der Nähe des Wechselwirkungspunktes, sondern sind von allen Spur-Detektoren am weitesten von ihm entfernt. Die Myonkammern sind in drei Bereiche unterteilt. Dies ist ein Zylinder, dessen z -Achse die Strahlröhre darstellt, und zwei Endkappen, die den Zylinder fast vollständig verschließen. Dabei besteht jeder Bereich aus zwei Schichten von Streamerröhren mit einem Abstand von rund 50 cm . Außer den Neutrinos, die praktisch im gesamten Detektor nicht wechselwirken, können nur Myonen die Myonkammern erreichen. Die Neutrinos passieren auch diese, ohne ein Signal zu erzeugen. Myon hingegen erzeugt in 92% aller Fälle in zumindest einer der beiden Schichten ein Signal.

Kalorimeter

- Elektromagnetisches Kalorimeter

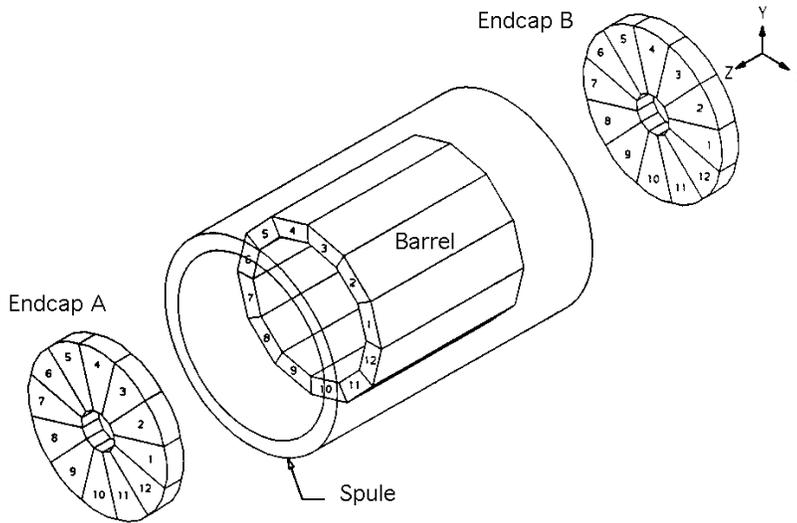


Abbildung 3.4: *Das elektromagnetische Kalorimeter.*

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) (Abb. 3.4) dient der Energiebestimmung der Teilchen. Auch das elektromagnetische Kalorimeter ist, wie

die Myonkammern, in drei Bereiche, einen Zylinder und zwei Endkappen aufgeteilt. Jeder dieser Bereich ist in 12 Module unterteilt, wobei jedes Modul seinerseits aus einzelnen Lagen besteht. Es wechseln sich Lagen aus Blei mit Vieldrahtkammern ab. Durchqueren Teilchen die Bleilage, so erzeugen sie dabei meist die sogenannten elektromagnetische Schauer, die ihrerseits durch sekundäre Ladungslawinen in den Vieldrahtkammern nachgewiesen werden. Aus der Signalstärke kann man auf die Energie des Primärteilchens schließen. Das sogenannte Schauerprofil, welches Informationen über die räumliche Verteilung der Energie enthält, kann zur Teilchenidentifikation herangezogen werden. Auch eine Ortsbestimmung ist mit dem elektromagnetischen Kalorimeter möglich. Für die Energieauflösung, die nicht an allen Stellen im Detektor gleich ist, gilt:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0,18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0,01$$

Für die Winkelauflösung gilt:

$$\Delta\phi \approx \frac{\Delta\theta}{\sin(\theta)} = \frac{2,7}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0,32 \text{ mrad}$$

- Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) ist ähnlich aufgebaut wie das elektromagnetische Kalorimeter. Es unterteilt sich auch in zwei Endkappen von je sechs zweiteiligen Modulen und einen Zylinderteil, der aus je 12 zweiteiligen Modulen besteht. Auch diese sind aus abwechselnden Lagen aufgebaut. Allerdings bestehen die Schauerlagen aus 5 cm dicken Eisenplatten anstelle von Blei, die so auch als Rückflußjoch für das Magnetfeld dienen. Die Vieldrahtkammern sind durch Streamerröhren ersetzt. Die Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,84}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

- Luminositätskalorimeter

Es gibt drei Typen von Kalorimetern zur Luminositätsbestimmung, die in ALEPH verwendet werden. Dieses sind die Si-Kalorimeter, die Luminositätskalorimeter und die Bhabha-Kalorimeter. Die beiden Si-Kalorimeter (SICAL) befinden sich im Abstand von $\pm 2,5 \text{ m}$ in z -Richtung vom Wechselwirkungspunkt. Jedes besteht aus 12 sich abwechselnden ringförmigen Silizium- und Wolframlagen, die um das Strahlrohr angebracht sind. Der innere aktive Radius beträgt $6,1 \text{ cm}$, der äußere $14,5 \text{ cm}$. Dies entspricht einer Winkelakzeptanz von 24 bis 58 mrad . Die Luminositätskalorimeter (LCAL) befinden sich in einem Abstand von $\pm 2,67 \text{ m}$ in z -Richtung vom Interaktionspunkt. Die Winkelakzeptanz reicht von 45 mrad bis 160 mrad . Auch diese Kalorimeter sind aus abwechselnden Lagen aufgebaut, die denen des elektromagnetischen Kalorimeters entsprechen. Das Bhabha-Kalorimeter (BCAL) befindet sich in einer Entfernung von $\pm 7,66 \text{ m}$ in z -Richtung vom Wechselwirkungspunkt. Es

hat einen inneren Radius von $6,4\text{ cm}$ und einen äusseren von $10,3\text{ cm}$. Die ersten drei Lagen bestehen aus Wolfram. Danach wechseln sich Szintillatorlagen mit Lagen aus Wolfram ab.

BCAL liefert die “*Online*”-Messung der Luminosität. Die “*Offline*”-Messung der Luminosität geschieht durch LCAL. SICAL dient in der LEP2-Phase hauptsächlich der Überprüfung des Ergebnisses von LCAL.

3.3 Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Ereignisse, wobei Monte-Carlo im weiteren als MC abgekürzt wird, sind von Computer auf der Basis von Zufallszahlen generierte Ereignisse, mit deren Hilfe zum Beispiel erwartete Verteilungen untersucht werden können. Je nach Ebene der simulierten Ereignisse sind auch Detektoreffekte, soweit sie bekannt sind, berücksichtigt. Effekte, wie die endliche Genauigkeit, die unter anderem zu einer Verschmierung der Impuls- und Energieverteilungen führt, sind von nicht unwesentlichem Einfluß auf Analysen realer Ereignisse. Das Übertragen von Ergebnissen von MC-Studien auf die realen Daten ist solange zulässig, solange alle Effekte, die im Rahmen der Unsicherheit einer MC-Studie eine Rolle spielen, in den MC-Ereignisse berücksichtigt sind. Ist dies nicht der Fall und sind keine weiteren Korrekturen gemacht worden, so wird das Ergebnis nicht mit der Realität übereinstimmen.

Kapitel 4

Random Background

*Es irrt der Mensch
so lang er strebt.
“Faust I”, Johann Wolfgang von Goethe*

4.1 Definition und Einfluß des Random Backgrounds auf Analysen

Was ist *Random Background*? Random Background ist all das, was ALEPH an Signalen aufzeichnet, die nicht von der e^+e^- -Interaktion herrühren. Derartige Signale können aus verschiedenen Quellen stammen. So kann es sich dabei zum Beispiel um elektronisches Rauschen in einer der Detektorkomponenten oder um “*Off – momentum*”-Teilchen¹ handeln. Random Background ereignet sich unabhängig von e^+e^- -Ereignissen. Dementsprechend können Random-Background-Ereignisse den e^+e^- -Ereignissen überlagert sein. Zum Beispiel kann man im Detektor zwei Myonen haben, die von einem $WW \rightarrow \bar{\mu}\nu\mu\bar{\nu}$ -Ereignis stammen. Im selben Moment kann Energie in einer der Detektorkomponenten deponiert sein, die nicht vom $\bar{\mu}\nu\mu\bar{\nu}$ -Ereignis selbst, sondern von elektronischem Rauschen herrührt.

Um ein Bild des Random Backgrounds, der im weiteren durch RB abgekürzt wird, zu gewinnen, kann man sich des “*Random Triggers*” bedienen. Dieser führt zu einer Aufzeichnung aller Signale des Detektors im Abstand von jeweils 16 Sekunden, unabhängig von den jeweiligen Strahlkonditionen, wie Strahlenergie und elektrische Ladung pro Bunch. Das Problem mit dieser Art von Untergrund ist, daß er zur Zeit fast gar nicht als solcher identifiziert und entfernt werden kann, wenn er e^+e^- -Ereignissen überlagert ist. Im Moment gibt es nur einen Algorithmus, der in der Lage ist, einen Teil des RB in SICAL zu identifizieren und zu entfernen [12].

Die vom RB zusätzlich erzeugten Signale führen dazu, daß viele Variablen, die aus Detektorsignalen gewonnen werden, verfälscht werden. Dieser Effekt wird von den MC-Ereignissen nicht simuliert. Daher müssen Ergebnisse, die aus MC-Studien gewonnen wurden, wie zum Beispiel die Effizienzen einer Selektion, korrigiert werden. Berechnet man zum Beispiel die Energie in Vorwärts-Rückwärts-Richtung E_{12} ², so wird zu dieser Energie des eigentlichen Er-

¹Mit “Off-momentum”-Teilchen sind in diesem Fall Elektronen oder Positronen gemeint, die vom Soll-Impuls im Beschleunigerring abweichen und sich daher auch nicht auf der selben Bahn bewegen, wie die restlichen Elektronen bzw. Positronen.

² E_{12} ist die gesamte Energie, die in einem Doppelkegel mit einem Halboffnungswinkel von 12° um die

eignisses alle Energie in einem Kegel von 12° Halböffnungswinkel, die von einem RB-Ereignis stammt, addiert. Wählt man als Kriterium einer Selektion einen Schnitt in die Variablen E_{12} , so werden einige Ereignisse dieses Kriterium auf Grund des RBs nicht erfüllen können. Verlangt man zum Beispiel $E_{12} = 0$, so wird eine aus MC-Studien gewonnene Selektionseffizienz zu hoch sein, da Verluste durch RB durch MC-Ereignisse nicht simuliert werden. Da 8,18% aller RB-Ereignisse in den Daten, gewichtet mit der jeweiligen Luminosität [13], zur Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ aus dem Jahre 1998 eine Energie E_{12} größer Null aufweisen, ist die Effizienz um eine Faktor $\frac{1}{1-0,0818}$ zu groß [14]. Ähnliches gilt auch für andere Variablen, wie zum Beispiel für den fehlenden Transversalimpuls \not{p}_\perp .

4.2 Methoden zur Behandlung von Random Background

Es existieren verschiedene Wege, Ergebnisse von MC-Studien um den Effekt des RB zu korrigieren. Im folgenden sind drei verschiedene Vorgehensweisen dargestellt.

4.2.1 Analytische Methoden

Die analytische Methode besteht darin, den RB nicht in einer MC-Studie zu berücksichtigen, sondern die Ergebnisse der Studie nachträglich zu korrigieren. Die Korrektur der Ergebnisse wird aus den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ω_{RB} für RB-Ereignisse und ω_{MC} für MC-Ereignisse berechnet. Ob und wie dies im einzelnen getan werden kann, hängt von der jeweiligen Studie ab. Im Folgenden wird geschildert, wie man die Effizienz einer Selektion korrigieren kann.

Man stelle sich vor, man habe eine Schnittselektion mit n Schnitten und man wüßte aus Vorbetrachtungen, daß der RB nur für einen dieser Schnitte eine wesentliche Rolle spielt. Dabei könnte es sich zum Beispiel um einen Schnitt in die Energie E_{12} handeln. Um nun den RB berücksichtigen zu können, genügt es nicht nur die Signaleffizienz bei einem festen Schnittwert zu ermitteln, sondern man benötigt die Effizienz in Abhängigkeit des Schnittwertes jener Variable, die durch den RB beeinflusst wird. In diesem Beispiel also E_{12} . Nimmt man an, daß all jene Ereignisse mit $E_{12} < E_0$ selektiert werden sollen, dann gilt folgender Zusammenhang zwischen Signaleffizienz $\epsilon_{MC}(E_0)$ und der Wahrscheinlichkeitsdichte³ $\omega_{MC}(E_{12})$ für das Signal nach Anwendung der $n - 1$ Schnitten selektiert zu werden:

$$\epsilon_{MC}(E_0) = \int_0^{E_0} \omega_{MC}(E_{12 \text{ MC}}) dE_{12 \text{ MC}} \quad (4.1)$$

Damit ist die Wahrscheinlichkeit P eines MC-Ereignisses selektiert zu werden:

$$P = \int \omega_{MC}(E_{12 \text{ MC}}) * \omega_{RB}(E_{12 \text{ RB}}) * \Theta(E_0 - E_{12 \text{ MC}} - E_{12 \text{ RB}}) dE_{12 \text{ MC}} dE_{12 \text{ RB}} \quad (4.2)$$

Dabei gelte für die Theta-Funktion : $\Theta(0) = 1$. Wählt man $E_0 = 0$ so vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$P = W_{MC}(0) * W_{RB}(0) \quad (4.3)$$

Strahlachse deponiert wurde. Der Kegel erstreckt sich vom Interaktionspunkt ausgehend in beide Richtungen der Strahlachse.

³Streng genommen ist $\omega(E_{12})$ keine Dichtefunktion. Vielmehr setzt sich $\omega(E_{12})$ aus aus einer gewöhnlichen Dichtefunktion ω' und einer Delta-Distribution zusammen. Es gilt: $\omega(E_{12}) = \omega'(E_{12}) + W(0) \cdot \delta(E_{12})$ Dabei ist $W(0)$ die Wahrscheinlichkeit eine Ereignis mit $E_{12} = 0 \text{ GeV}$ zu finden

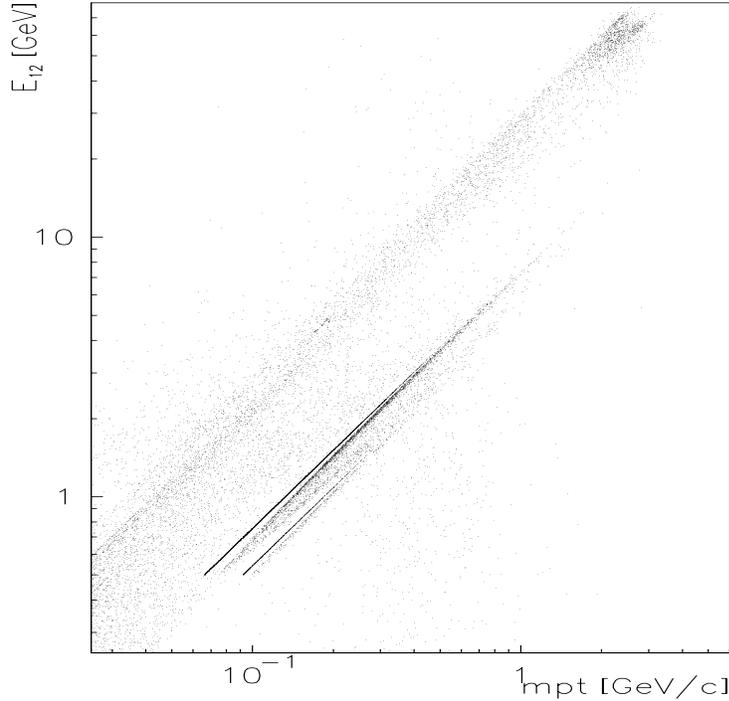


Abbildung 4.1: Jeder Punkt stellt ein RB-Ereignis dar. Ereignisse mit $E_{12} = 0$ GeV oder $p_{\perp} = 0$ GeV/c sind nicht dargestellt.

Dabei wird deutlich, daß im Fall $E_0 = 0$ die aus der MC-Studie gewonnene Effizienz global um einen Faktor $\omega_{RB}(0)$ korrigiert werden kann. Dieser kann unabhängig von der MC-Studie ermittelt werden und der E_{12} -Schnitt in der MC-Studie belassen werden. Die korrigierte Effizienz der Selektion ist dann genau $\omega_{MC}(0) \cdot \omega_{RB}$. Weiterhin bietet sich in diesem Fall der Vorteil, daß $\omega_{RB}(E_{12})$ nur am Punkt $E_{12} = 0$ berechnet werden muß. Liegt der Schnitt allerdings nicht bei Null, muß jeweils die gesamte Funktion ω_{MC} bzw. ω_{RB} bekannt sein. Insbesondere wird die Lage noch schwieriger, wenn man den Effekt des RB auf nicht nur eine, sondern mehrere Selektionsvariablen berechnen will. Dann müssen ω_{MC} und ω_{RB} in Abhängigkeit von allen zu berücksichtigenden Variablen bekannt sein bzw. ermittelt werden. Dies ist, wie man sich anhand von Abb. 4.1 klar machen kann, nicht ganz einfach. Davon abgesehen, daß es extrem schwierig sein mag ω_{RB} anzugeben, besitzt diese Methode noch einen weiteren gravierenden Nachteil. Die Wahrscheinlichkeit eines MC-Ereignisses in Abhängigkeit der durch den RB beeinflussten Variablen ω_{MC} selektiert zu werden, hängt trivialerweise von den angewandten Schnitten ab. Verändert man diese, so muß man wieder eine neue Funktion für ω_{MC} finden.

Diese Methode ist sehr praktikabel, solange die Schnitte einer Selektion in Variablen die vom RB-Ereignisse beeinflusst werden bei Null erfolgen, wie auch im obigen Beispiel. Will man aber beliebig in derartige Variablen schneiden, so ist diese Methode nicht mehr sinnvoll und man muß sich anderen Methoden zuwenden.

4.2.2 Statistische Methoden

Die statistischen Methoden beruhen auf der Idee, die RB-Ereignisse bereits in die MC-Studie einzubauen. Auch dies kann auf mehrere Arten und Weisen geschehen. Im folgenden sind zwei Extremvarianten dargestellt.

Ein RB-Ereignis pro MC-Ereignis

In der MC-Studie wird bei dieser Methode jedem MC-Ereignis ein zufällig ausgewähltes RB-Ereignis überlagert. So entstehen modifizierte MC-Ereignisse, die den Effekt des RB bereits in sich tragen. Vorteil dieser Methode ist, daß pro MC-Ereignis nur ein RB-Ereignis verwendet werden muß, was die Rechengeschwindigkeit der MC-Studie praktisch nicht beeinflusst. Allerdings ergibt sich ein Nachteil, wenn die Anzahl der MC-Ereignisse sehr gering ist. Dies kann zum Beispiel der Fall sein, wenn es sich um Untersuchungen des selektierten Untergrundes innerhalb einer Selektion handelt. So will man in einer Selektion für WW-Ereignisse keine Bhabha-Ereignisse⁴ selektieren. Dennoch gelingt es normalerweise nicht, kein Ereignis zu selektieren, sondern man selektiert einige wenige. Der simulierte Einfluß des RB auf diese wenigen Ereignisse kann dann starken statistischen Schwankungen unterworfen sein, da dieser von den wenigen zufällig ausgewählten RB-Ereignissen abhängt. Um solche Schwankungen zu reduzieren, liegt es nah, mehr als nur ein RB-Ereignis pro MC-Ereignis zu testen, was zur nächsten Methode führt.

Alle RB-Ereignis pro MC-Ereignis

Nun kann man natürlich beliebig viele RB-Ereignisse pro MC-Ereignis testen, aber um ein weiteres Extrem darzustellen, sollen hier alle zur Verfügung stehenden RB-Ereignisse benutzt werden. Das heißt, man überlagert einem MC-Ereignis zunächst das erste RB-Ereignis, führt die entsprechende Analyse aus und merkt sich das Resultat. Bei einer Selektion zum Beispiel merkt man sich, ob dieses MC-Ereignisse selektiert worden wäre, wenn jenes RB-Ereignis gleichzeitig aufgetaucht wäre. Dann nimmt man das gleiche MC-Ereignis und überlagert das nächste RB-Ereignis und merkt sich wieder das Resultat. Dies wiederholt man so lange, bis alle RB-Ereignisse verwendet wurden und geht dann zum nächsten MC-Ereignis über. So hat man am Schluß pro MC-Ereignis einen ganzen Satz von Ergebnissen. Für eine Selektion kann man dann die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis zu selektieren, wie folgt berechnen:

$$P = \frac{1}{N_{RB}} \sum_{j=1}^{N_{RB}} p_j \quad (4.4)$$

- P ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein gewisses MC-Ereignis selektiert wird.
- N_{RB} ist die Anzahl der verwendeten RB-Ereignisse.
- p_j ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein gewisses MC-Ereignis unter der Superposition des j -ten RB-Ereignisses selektiert würde, p_j kann also Null oder Eins sein.

In dieser Formel wurde aber nicht berücksichtigt, daß die RB-Ereignisse unabhängig von der jeweiligen Luminosität genommen wurden. RB, der zum Zeitpunkt hoher Luminosität

⁴Bhabha-Ereignisse sind Ereignisse der Art: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

aufgezeichnet wurde, muß aber stärker gewichtet sein, als solcher, der bei niedrigerer Luminosität aufgezeichnet wurde, da ja auch die Anzahl an detektierten e^+e^- -Ereignissen bei hoher Luminosität größer ist als bei niedrigerer. Theoretisch müßten die RB-Ereignisse mit der instantanen Luminosität gewichtet werden. Diese ist aber für Daten, die vor dem Jahr 1999 aufgezeichnet wurden, nicht ohne weiteres zugänglich. Was man aber tun kann, ist über die integrierte Luminosität einer Aufzeichnungsperiode, eines *Runs*, eine gemittelte Luminosität je *Run* zu berechnen. Die Anzahl der in einem *run* aufgezeichneten RB-Ereignisse N_{run} ist proportional zur Dauer des *Runs*. Gewichtet man die gewonnenen Ergebnisse mit $\frac{1}{\mathcal{L}_{tot}} \frac{\mathcal{L}_{run}}{N_{run}}$, so erhält man für die Wahrscheinlichkeit eines MC-Ereignisses selektiert zu werden:

$$P = \frac{1}{\mathcal{L}_{tot}} \sum_{i=1}^{N_{run}} \frac{\mathcal{L}_i}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} p_{i,j} \quad (4.5)$$

- P ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein gewisses MC-Ereignis selektiert würde.
- i identifiziert den jeweiligen *Run*.
- j identifiziert das jeweilige RB-Ereignis im i -ten *Run*.
- \mathcal{L} ist die über alle *Runs* integrierte Luminosität.
- \mathcal{L}_i ist die über *Run* i integrierte Luminosität.
- N_{run} ist die Anzahl der *Runs*.
- N_i ist die Anzahl an RB-Ereignissen im i -ten *run*.
- $p_{i,j}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein gewisses MC-Ereignis unter der Superposition des j -ten RB-Ereignisses des i -ten *Runs* selektiert würde. $p_{i,j}$ kann also Null oder Eins sein.

Diese Methode besitzt den Vorteil, daß die gesamte über den RB zu Verfügung stehende Information für jedes MC-Ereignis genutzt wird. Der große Nachteil dieses Extremfalles, alle RB-Ereignisse für jedes MC-Ereignis zu nutzen, besteht darin, daß die MC-Studie deutlich langsamer wird, da jedes MC-Ereignis nicht einmal, sondern viele Male getestet wird. Für die im Jahr 1998 gesammelten Daten stehen bei einer Schwerpunktennergie von 189 *GeV* mehr als 300.000 RB-Ereignisse zur Verfügung. Daher ist dieser Extremfall nicht praktikabel.

4.2.3 Bestimmung durch Binning

Grundgedanke dieser Methode ist es, soviel Information über den RB wie möglich zu nutzen, ohne jedes RB-Ereignis einzeln, sondern in Gruppen gleicher Eigenschaften zu verwenden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde der Effekt des RB im Rahmen einer Selektion auf die Energie in Vorwärts-Rückwärts-Richtung E_{12} sowie auf den Betrag des fehlenden Transversalimpuls \not{p}_\perp betrachtet. Somit wird im weiteren nur auf diese beiden Variablen und den Effekt des RB auf diese eingegangen, was eine Klassifizierung nach diesen beiden Variablen nahe legt. Das Ergebnis der Klassifizierung ist eine $n \times m$ Matrix M , deren Matrixelemente $m_{i,j}$ (i läuft von 0 bis $n - 1$ und j von 0 bis $m - 1$) die Wahrscheinlichkeit darstellen, daß eine RB-Ereignis mit gewissen Werten von E_{12} und \not{p}_\perp einem e^+e^- -Ereignis überlagert ist. Dabei wird verlangt, daß E_{12} und \not{p}_\perp des RB-Ereignisses in folgenden Bereichen liegen:

$$E_{12\ i} < E_{12} \leq E_{12\ i+1}$$

$$\hat{p}_{\perp\ j} < \hat{p}_{\perp} \leq \hat{p}_{\perp\ j+1}$$

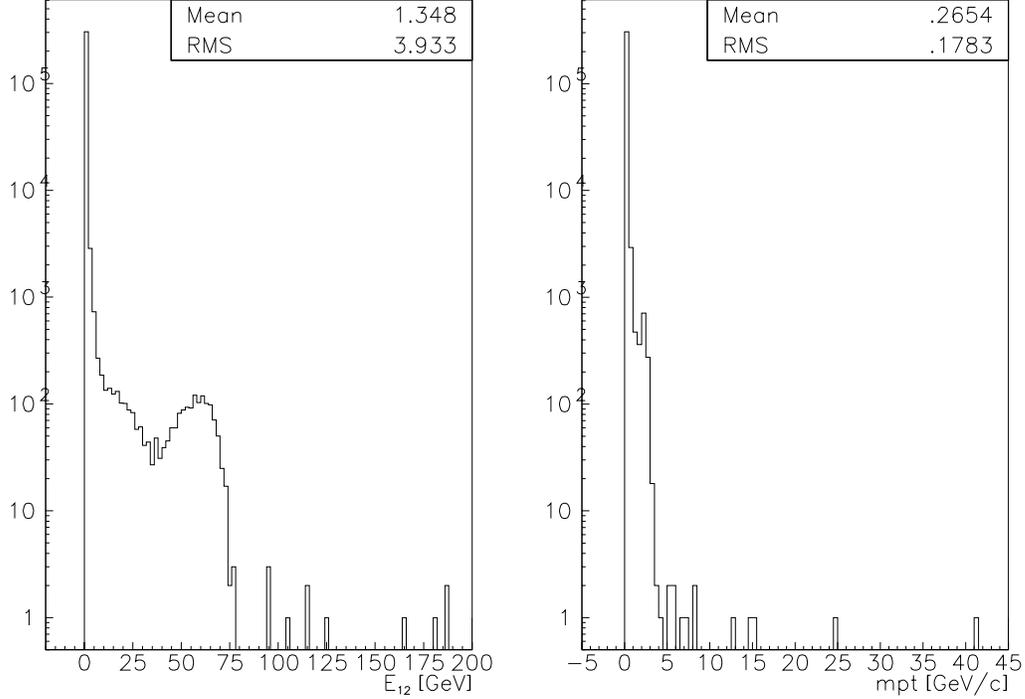


Abbildung 4.2: E_{12} - bzw. \hat{p}_{\perp} -Verteilung im Fall von RB-Ereignisse bei $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Hiervon gibt es allerdings eine Ausnahme. Da die allermeisten RB-Ereignisse bei $E_{12} = 0$ GeV oder $\hat{p}_{\perp} = 0$ GeV/c liegen, wie man in Abb. 4.2 sehen kann, wird für $i = 0$ $E_{12} = 0$ GeV und für $j = 0$ $\hat{p}_{\perp} = 0$ GeV/c verlangt. Daher stellt $m_{0,j}$ die Wahrscheinlichkeit dar, ein RB-Ereignis mit $E_{12} = 0$ GeV und einem gewissen \hat{p}_{\perp} zu finden, während $m_{i,0}$ die Wahrscheinlichkeit für ein RB-Ereignis mit $\hat{p}_{\perp} = 0$ GeV/c und einem gewissen E_{12} ist.

Die Wahl der Grenzen der einzelnen Bins $E_{12\ i}$ und $\hat{p}_{\perp\ j}$ besitzt einen Einfluß auf den Fehler des simulierten Effekts des RB. Je größer die einzelnen Bins gewählt werden, desto mehr Information über den RB geht verloren, da RB-Ereignisse, die demselben Bin angehören, immer größere Unterschiede in E_{12} und \hat{p}_{\perp} haben können. Auf der anderen Seite wird, je kleiner die Bins gewählt werden, die statistische Unsicherheit in den einzelnen Bins immer größer, da zu diesen immer weniger Ereignisse gehören. Daher muß die Anzahl der Bins und ihre Grenzen sorgfältig gewählt werden. Die Wahl, die für diese Diplomarbeit getroffen wurde, findet sich in Anhang A.

Stehen die Matrixelemente $m_{i,j}$ zur Verfügung, so kann man den Effekt des RB dadurch bestimmen, daß man jedes MC-Ereignis $n \cdot m$ testet. Man bestimmt den Effekt des RB auf ein MC-Ereignis dadurch, daß man prüft, mit welcher Wahrscheinlichkeit diese Ereignis selektiert

würde, wenn diesem ein RB-Ereignis mit $E_{12\ i} < E_{12} \leq E_{12\ i+1}$ und $\underline{p}_{\perp\ j} < \underline{p}_{\perp} \leq \underline{p}_{\perp\ j+1}$ überlagert wäre. Diese Wahrscheinlichkeit bestimmt man für alle i und j und addiert diese mit $m_{i,j}$ gewichtet. Das Resultat ist die Gesamtwahrscheinlichkeit P , daß das MC-Ereignis unter Berücksichtigung des RB selektiert würde. Es gilt dann:

$$P = \sum_{i,j} m_{i,j} \cdot p_{i,j} \tag{4.6}$$

- P ist die Wahrscheinlichkeit, daß das MC-Ereignis selektiert würde.
- i und j laufen über alle Matrixelemente von M .
- $m_{i,j}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein RB-Ereignis mit den entsprechenden Eigenschaften in den realen Daten auftauchen würde.
- $p_{i,j}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß das MC-Ereignis selektiert würde, wenn diesem ein entsprechendes RB-Ereignis überlagert wäre.

Die hier beschriebene Methode wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendet werden, um dem Effekt von RB auf Schnitte in E_{12} und \underline{p}_{\perp} innerhalb einer Selektion Rechnung zu tragen. Dazu wurden Programme entwickelt, welche sich zusammen mit technischen Hinweise zur Benutzung dieser Programme in [15] finden.

Kapitel 5

Wirkungsquerschnittsmessung mit Hilfe einer Schnittselektion

*Die Guten ins Töpfchen,
die Schlechten ins Kröpfchen.
“Aschenputtel”, Deutsches Märchen*

Der Wirkungsquerschnitt σ_{cc03} der $cc03$ -Prozesse mit rein leptonischen Endzuständen soll direkt aus der Anzahl derartiger Ereignisse bestimmt werden. Die geschieht über folgenden Zusammenhang zwischen integrierter Luminosität \mathcal{L} , Wirkungsquerschnitt σ und Anzahl an zugehörigen Ereignissen N :

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \tag{5.1}$$

Über die Anzahl der beobachteten Ereignisse und die integrierte Luminosität kann dementsprechend der Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Die Bestimmung der Luminosität war nicht Thema dieser Arbeit und soll daher auch nicht näher erläutert werden. Hierfür sei auf [16] verwiesen. Um die Luminosität zu bestimmen, bedient man sich des bekannten Bhabha-Wirkungsquerschnittes. Kennt man die Anzahl an Bhabha-Ereignissen, so kann man aus obiger Formel die Luminosität ermitteln.

Es bleibt die Anzahl an $cc03$ -Ereignissen mit rein leptonischem Endzustand, die im folgenden als Signal oder Signalereignisse bezeichnet werden, zu ermitteln. Dies soll im weiteren Verlauf dieses Kapitels mit Hilfe einer sogenannten Schnitt-Selektion geschehen. Bei einer Schnitt-Selektion werden verschiedene Anforderungen an jedes einzelne Ereignis gestellt. Nur wenn es alle Anforderungen erfüllt, wird es selektiert. So können zum Beispiel Forderungen an die Anzahl der geladenen Spuren oder an die gesamte detektierte Energie gestellt werden. Auf diese Weise kann man versuchen, so viele Signalereignisse wie möglich zu selektieren und möglichst wenige Ereignisse anderen Typs. Solche Ereignisse, die eben keine Signalereignisse sind, werden als Untergrund oder Untergrundeignisse bezeichnet.

5.1 Selektion

Wesentliche Eigenschaften von rein leptonisch zerfallenden W^+W^- -Paaren sind:

- Man erwartet zwei, in wenigen Fällen auch vier oder sechs, geladene Spuren ¹.

¹Zerfällt ein W in ein τ und das zugehörige Neutrino, so zerfällt auch das τ wieder. Dieses kann dann z.B. in $\pi^+\pi^+\pi^-\nu_\tau$ zerfallen. Auch Konversionen von Photonen können Quellen geladener Spuren sein.

- Ebenfalls erwartet man mindestens zwei Neutrinos. Dies führt dazu, daß die detektierte Energie kleiner ist als die Schwerpunktsenergie. Die Differenz wird als fehlende Energie bezeichnet.
- Da die Neutrinos Impuls tragen, wird die Vektorsumme aller detektierten Impulse von Null verschieden sein.
- Da pro W-Boson mindestens ein Neutrino erzeugt wird, erwartet man kaum planare bzw. colineare Ereignisse.

Diese Eigenschaften geben Hinweis darauf, wie die Selektion aufgebaut werden sollte, welche Variablen Signal und Untergrund zu separieren vermögen. Nun stellt sich die Frage nach möglichst optimalen Schnitten. Hierbei ist man auf die MC-Ereignisse angewiesen. Im wesentlichen betrachtet man die Verteilungen verschiedener charakteristischer Variablen von Signal und Untergrund und überlegt an welcher Stelle man günstig in eine Verteilung schneiden kann, um Signal und Untergrund zu trennen. Sobald man einen Schnitt in einer Variablen gemacht hat, haben sich natürlich die restlichen Verteilungen geändert, da die einzelnen Verteilungen miteinander korreliert sind.

Die Güte einer Selektion kann durch drei Größen beschrieben werden. Dies sind die Effizienz ϵ , die Reinheit ρ und die Qualität Q . Diese sind wie folgt definiert:

$$\epsilon := \frac{N_{sig}^{sel}}{N_{sig}^{tot}} \quad (5.2)$$

$$\rho := \frac{N_{sig}^{sel}}{N_{sig}^{sel} + N_{bkg}^{sel}} \quad (5.3)$$

$$Q := \sqrt{\rho \cdot \epsilon} \quad (5.4)$$

- N_{sig}^{sel} ist die Anzahl der selektierten Signalereignisse.
- N_{sig}^{tot} ist die Anzahl aller Signalereignisse.
- N_{bkg}^{sel} ist die Anzahl der selektierten Untergrundereignisse.

Wieviele Ereignisse erwartet man bei gegebener Selektion und Luminosität? Auf der einen Seite erwartet man einen gewissen Anteil an Signalereignissen. Diese tragen entsprechend der Effizienz der Selektion bei:

$$N_{sig}^{exp} = \mathcal{L} \cdot \epsilon_{sig} \cdot \sigma_{sig}^{mes} \quad (5.5)$$

Auf der anderen Seite erwartet man natürlich auch Untergrundereignisse. Ihr Beitrag ist:

$$N_{bkg}^{exp} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{bkg}^{eff} \quad (5.6)$$

mit

$$\sigma_{bkg}^{eff} := \sum_i \epsilon_i \cdot \sigma_i \quad (5.7)$$

Dabei läuft i über alle Sorten von Prozessen, die nicht als Signal gelten. Dabei müssen die Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse σ_i hinreichend genau bekannt sein. Die Effizienz zur Selektion eines spezifischen Untergrundprozesses ist mit ϵ_i bezeichnet. Je kleiner ϵ_i , desto höher ist die Reinheit einer Selektion.

Somit ist die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse N^{exp} :

$$N^{exp} = \mathcal{L} \cdot (\epsilon_{sig} \cdot \sigma_{sig}^{mes} + \sigma_{bkg}^{eff}) \quad (5.8)$$

Da es sich beim Signal um $cc03$ -Prozesse handelt und, wie in Kapitel 2 beschrieben, $cc03$ -Prozessen mit $4f$ -Prozessen interferieren, muß eine Korrektur $\Delta_{cc03,4f}$ angebracht werden. Dabei gilt:

$$\Delta_{cc03,4f} \approx \epsilon_{4f} \cdot \sigma_{4f}^{MC} - \epsilon_{cc03} \cdot \sigma_{cc03}^{MC} \quad (5.9)$$

Somit ergibt sich schließlich:

$$N_{cc03}^{exp} = \mathcal{L} \cdot (\epsilon_{cc03} \cdot \sigma_{cc03}^{mes} + \sigma_{bkg}^{eff} + \Delta_{cc03,4f}) \quad (5.10)$$

Aus MC-Studien werden gewonnen ϵ_{cc03} , σ_{bkg}^{eff} und $\Delta_{cc03,4f}$, während den Daten \mathcal{L} und N_{cc03}^{exp} entnommen werden.

Hierbei sei noch angemerkt, daß alle auftretenden Größen auf der eine Seite Skalare sein können. In diesem Fall werden die sechs verschiedenen, rein leptonischen Zerfallskanäle eines W^+W^- -Paares nicht voneinander separiert. Will man die Wirkungsquerschnitte der Zerfallskanäle einzeln betrachten, so sind N_{cc03}^{exp} und die verschiedenen Wirkungsquerschnitte sowie die $4f$, $cc03$ -Korrektur sechskomponentige Vektoren, bei denen die einzelnen Komponenten die verschiedenen Kanäle darstellen. Die verschiedenen Effizienzen sind dann 6×6 -Matrizen.

5.1.1 Standardselektion

Derzeit wird in der ALEPH-Kollaboration eine Selektion verwendet, – sie sei im weiteren als Standardselektion bezeichnet – die sich aus zwei unabhängigen Schnittselektionen zusammensetzt. Diese sind in [13, 17, 18] dargestellt und werden als *first selection* bzw. *second selection* bezeichnet. Ein Ereignis wird selektiert, wenn es von einer der beiden Selektion selektiert wird. In beiden Selektionen findet sich der Schnitt:

$$E_{12} = 0 \text{ GeV}$$

Dieser Schnitt dient vor allem zur Unterdrückung von Untergrundprozessen, die häufig Energie in Vorwärtsrichtung deponieren, wie zum Beispiel Bhabha-Ereignisse. Unglücklicherweise verliert man durch diesen Schnitt Signalereignisse auf zwei Wegen. Man verliert alle Signalereignisse, die von sich aus $E_{12} > 0 \text{ GeV}$ aufweisen. Weiterhin verliert man solche, denen ein RB-Ereignis mit $E_{12} > 0 \text{ GeV}$ überlagert ist. Dieser Effekt ist in Tabelle 5.1 für die Daten bei $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ aus dem Jahr 1998 dargestellt. Diese Tatsache motivierte die Suche nach einer Selektion, bei der solche Verluste an Effizienz geringer ausfallen, die Reinheit aber gleich hoch ist.

5.1.2 Alternative Selektion

Zwei Ideen dienten als Leitfaden bei der Suche nach einer neuen Selektion. Beginnt man bei der Entwicklung einer Selektion von Null an, so ist nicht klar, was man am Ende erreichen wird. Daher war eine Prämisse, die Standardselektion als Ausgangspunkt zu verwenden. Da die Kombination aus *first selection* und *second selection* nur eine geringe Verbesserung im Vergleich zur *second selection* alleine bringt, wurde die *second selection* allein als Ausgangspunkt gewählt. Alle Ereignisse, die alle Bedingungen dieser Selektion erfüllen, werden

	ohne E_{12} -Schnitt	mit E_{12} -Schnitt	
		ohne RB	mit RB
Effizienz ϵ_{cc03}	74%	70%	64%
Reinheit ρ	69%	89%	89%
Qualität Q	71%	79%	76%

Tabelle 5.1: *Wirkung des E_{12} -Schnittes auf die Effizienz, Reinheit und Qualität der Standardselektion am Beispiel der Daten bei $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.*

weiterhin selektiert. Damit ist sichergestellt, daß die Effizienz der alternativen Selektion nicht unter der der Standardselektion liegt.

Alle Ereignisse, die zwar nicht den Schnitt $E_{12} = 0 \text{ GeV}$, ansonsten aber alle Kriterien der Standardselektion erfüllen, werden zur weiteren Untersuchung behalten. Alle anderen Ereignisse werden nicht selektiert. Gelingt es, aus der Gruppe der noch weiter zu untersuchenden Ereignisse möglichst nur Signalereignisse auszuwählen, so verbessert sich die Selektion immer. Man gewinnt an Effizienz, während die Reinheit gleich bleibt. Also muß eine Selektion gefunden werden, die nahezu keine Untergrundereignisse selektiert. Wieviele Signalereignisse dadurch gewonnen werden ist dann zweitrangig. Dies ist die zweite Prämisse der alternativen Selektion.

Das Ergebnis dieser Bemühungen sind zwei Gruppen von Schnitten. Ein Ereignis aus der Gruppe der weiter zu untersuchenden Ereignisse wird selektiert, wenn es mindestens die Bedingungen einer der beiden Gruppen von Schnitten erfüllt. Diese Gruppen sind mit I und II bezeichnet.

Schnitte der Gruppe I:

- p_{\perp} muß größer als $0,18 \cdot \sqrt{s}/c$ sein.
- $\Delta\phi$ zwischen den beiden energiereichsten Jets muß kleiner als 150° sein.
- Die Acolinearität zwischen den beiden energiereichsten Jets muß größer als 30° sein.

Schnitte der Gruppe II:

- p_{\perp} muß größer als $0,106 \cdot \sqrt{s}/c$ sein.
- p_{\perp} muß kleiner als $0,212 \cdot \sqrt{s}/c$ sein.
- $\Delta\phi$ zwischen den beiden energiereichsten Jets muß kleiner als 160° sein.
- Die Acolinearität zwischen den beide energiereichsten Jets muß größer als 40° sein.
- E_{12} muß kleiner als $0,156 \cdot \sqrt{s}$ sein.
- Das Ereignis darf nicht als $\tau\tau$ -Ereignis identifiziert² worden sein.

Somit kann ein Ereignis auf drei Weisen selektiert werden:

1. Es erfüllt alle Kriterien der *second selection*.

²Teilchen werden identifiziert, wie in [13, 18] angegeben

Ereignis-Typ	189 GeV	196 GeV	Generator
$cc03$	149.994	149.992	KoralW 1.21 [19]
davon rein leptonisch	15.883	15.863	
$4f$	199.997	99.998	KoralW 1.21
davon rein leptonisch	21.945	11.107	
ee	2.987.654	1.907.247	Bhwide 1.01 [20]
$\mu\mu$	150.000	50.000	KoralZ 4.2 [21]
$\tau\tau$	150.000	50.000	KoralZ 4.2
$\gamma\gamma ee$	3.400.000	2.000.000	Photo 2 [22]
$\gamma\gamma\mu\mu$	3.199.985	2.000.000	Photo 2
$\gamma\gamma\tau\tau$	499.909	300.000	Photo 2
ZZ	99.997	49.998	Pythia 5.7 [23]
Zee	199.997	249.998	Pythia 5.7
$We\nu$	15.000	20.000	Pythia 5.7

Tabelle 5.2: Anzahl der verwendeten MC-Ereignisse.

2. Es erfüllt alle Kriterien der *second selection*, bis auf den E_{12} -Schnitt, und erfüllt alle Kriterien der Gruppe I.
3. Es erfüllt alle Kriterien der *second selection*, bis auf den E_{12} -Schnitt, und erfüllt alle Kriterien der Gruppe II.

5.2 Ergebnisse

Die Eigenschaften der alternativen Selektion wurden an Hand von MC-Ereignissen bestimmt. Dabei wurde der RB, wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, berücksichtigt. In Tabelle 5.2 ist die Anzahl der verwendeten MC-Ereignisse aufgelistet³. In Tabelle 5.3 finden sich die Resultate der MC-Studie. Diese sind die Effizienz, der zu erwartende Untergrund, die Reinheit und die Qualität. Die Resultate der Standardselektion sind [14] und [24] entnommen. Wie man sehen kann, ist es tatsächlich gelungen, die Standardselektion so zu ändern, daß eine höhere Effizienz bei gleicher Reinheit erzielt wurde. Dies spiegelt sich auch in der um absolut 0,03 bzw. 4% höheren Qualität Q wider. Außerdem sind in dieser Tabelle auch die integrierte Luminosität, die Anzahl der selektierten Ereignisse der verwendeten Daten und die gemessenen Wirkungsquerschnitte angegeben. Wie bereits erwähnt, kann man den Wirkungsquerschnitt auch nach den verschiedenen Zerfallskanälen aufspalten. Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Kanäle sind in Tabelle 5.4 für die alternative Selektion angegeben. Die zugehörige Effizienzmatrix und der Untergrundvektor sind im Anhang B.2 zu finden.

In Abbildung 5.1 ist die Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Vorhersage dargestellt. Aufgetragen ist die Anzahl an selektierten Ereignissen gegen den Betrag des fehlenden Transversalimpulses bzw. gegen die Energie des energiereichsten Jets. Die durchgezogenen Linien entsprechen der MC-Vorhersage, während die Kreuze die Daten darstellen. Der eingetragene

³Auch Ereignisse mit einem Quark-Antiquark-Paar als Endzustand wurden untersucht. Von diesen wurden keines selektiert. Daher wurde dieser Ereignistyp nicht weiter berücksichtigt.

	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$		$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$	
	Standard	Alternativ	Standard	Alternativ
Effizienz ϵ_{cc03}	64,2 %	69,3 %	63,0%	67,7%
Untergrund	0,131 pb	0,137 pb	0,100 pb	0,109 pb
Reinheit ρ	0,90	0,90	0,92	0,92
Qualität Q	0,76	0,79	0,76	0,79
integrierte Luminosität L	174 nb ⁻¹		83 nb ⁻¹	
selektierte Ereignisse	220	243	99	111
σ_{cc03}	1,78 ± 0,13 pb	1,78 ± 0,13 pb	1,78 ± 0,20 pb	1.80 ± 0,19 pb

Tabelle 5.3: *Ergebnisse der MC-Studie und Daten für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$. Zum Vergleich sind dieselben Kennzahlen auch für die Standardselektion angegeben. Der angegebene Fehler auf den Wirkungsquerschnitt ist der rein statistische Fehler.*

	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$
ee	0,184 ± 0,048	0,188 ± 0,077
$\mu\mu$	0,194 ± 0,044	0,189 ± 0,067
$\tau\tau$	0,333 ± 0,095	0,202 ± 0,102
$e\mu$	0,390 ± 0,064	0,401 ± 0,093
$e\tau$	0,349 ± 0,081	0,395 ± 0,121
$\mu\tau$	0,363 ± 0,071	0,429 ± 0,110

Tabelle 5.4: *Die cc03-Wirkungsquerschnitte (in pb) der einzelnen Zerfallskanäle für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$. Der angegebene Fehler ist der rein statistische Fehler.*

Fehler ist der statistische Fehler der Daten. Daten und MC-Vorhersage stimmen im Rahmen des statistischen Fehlers gut überein.

5.3 Systematik und Stabilitätstest

In diesem Abschnitt sollen verschiedene Quellen für systematische Fehler dargestellt werden.

Begrenzte MC-Statistik

Für die MC-Studie stand nur eine begrenzte Anzahl an MC-Ereignissen zur Verfügung. Dies führt dazu, daß die Ergebnisse der Studie mit einem statistischen Fehler behaftet sind. Werden aus N Ereignissen n Stück selektiert, so ist der Fehler Δn auf n :

$$\Delta n = \sqrt{\frac{n \cdot (N - n)}{N}} \quad (5.11)$$

Alle Ergebnisse der MC-Studie lassen sich als Funktionen von unabhängigen n_i aus N_i selektierten Ereignissen darstellen. Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt ist dann:

$$\Delta\sigma_{cc03}^{MC-stat.} = \sum_i \left(\frac{d}{dn_i} \sigma_{cc03} \cdot \Delta n_i \right)^2 \quad (5.12)$$

Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt auf Grund eines Fehlers der $cc03$ -Effizienz ergibt sich, wenn man die Summe über all jene i laufen läßt, die diejenigen n_i indizieren, von den die Effizienz abhängt. Gleiches gilt für die 4f-Effizienz und den Untergrund.

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Tabelle 5.5 zu finden.

Untergrundnormalisierung

In die Berechnung des $cc03$ -Wirkungsquerschnittes gehen auch Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse ein. Um Unsicherheiten in diesen Rechnung zu tragen, wurden die Wirkungsquerschnitte um 10% auf und ab variiert. Variiert wurden die Wirkungsquerschnitte gruppenweise. Diese Gruppen sind:

- $ee, \mu\mu, \tau\tau$
- $\gamma\gamma ee, \gamma\gamma\mu\mu, \gamma\gamma\tau\tau$
- $ZZ, Zee, We\nu$

Die Wirkungsquerschnitte aller Prozesse einer Gruppe wurden gleichzeitig variiert. Die Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnittes wurde jeweils als systematischer Fehler betrachtet. Somit hat man drei systematische Fehler, einen je Gruppe. Nimmt man an, daß alle Untergrundwirkungsquerschnitte vollständig korreliert sind, so muß man die drei Fehler linear addieren. Nimmt man hingegen an, daß die Wirkungsquerschnitte vollständig unkorreliert sind, so muß man die drei Fehler quadratisch addieren. Da vermutlich weder das eine, noch das andere Extrem richtig ist, wurde in dieser Arbeit der Mittelwert zwischen den beiden

möglichen Kombinationen benutzt. Damit wurde der gleiche Weg wie in der Standardselektion gewählt [14]. Der Wirkungsquerschnitt für qq -Prozesse muß nicht variiert werden, da diese nicht zum Untergrund beitragen.

$$\Delta\sigma_{cc03}^{norm.} = \frac{(\Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2 + \Delta\sigma_3) + \sqrt{\Delta\sigma_1^2 + \Delta\sigma_2^2 + \Delta\sigma_3^2}}{2} \quad (5.13)$$

Random Background

Der Fehler durch die RB-Simulation setzt sich aus zwei Effekten zusammen. Auf der einen Seite steht die endliche Anzahl an RB-Ereignissen. Auf der anderen Seite steht der Fehler, der dadurch gemacht wurde, daß nicht die instantane Luminosität zum Gewichten der RB-Ereignisse genutzt wurde, sondern eine über einen *Run* gemittelte Luminosität. Eine entsprechende Untersuchung zu letzterem Effekt findet sich in [14]. Das Ergebnis der Untersuchung wurde in dieser Arbeit weiter verwendet. Es ist anzumerken, daß der Effekt durch die Luminosität um mehr als einen Faktor 10 größer ist als der durch die endliche Statistik. Nun beschäftigt sich die Studie aber ausschließlich mit dem Effekt auf einen Schnitt bei $E_{12} = 0 \text{ GeV}$. Da aber zur Berechnung des Fehlers der Simulation des RB der Fehler auf jedes Element der Matrix M aus Kapitel 3 benötigt wird, wurde der statistische Fehler auf die einzelnen Matrixelemente skaliert. Dies geschah derart, daß das Ergebnis der Studie mit dem der Berechnung des Effekts auf einen $E_{12} = 0 \text{ GeV}$ Schnitt mit Hilfe der Matrixelemente übereinstimmt.

Integrierte Luminosität

Der Fehler der integrierten Luminosität setzt sich aus einem statistischen und einem systematischen Teil zusammen. Der statistische Fehler rührt von der Tatsache her, daß die Luminosität aus der Anzahl der Bhabha-Ereignisse bestimmt wird. Der systematische Fehler stammt aus theoretischen Unsicherheiten des Bhabha-Wirkungsquerschnittes und Detektoreffekten. Für Details sei auf [16] verwiesen.

Lepton Identifikation

Die verwendete Selektion macht von Lepton-Identifikation Gebrauch. Eventuellen Abweichungen zwischen Identifikation innerhalb von MC-Ereignisse und Daten wird mit diesem Fehler Rechnung getragen. Die entsprechende Untersuchung findet sich in [14].

Die Zahlenwerte für die systematischen Fehler finden sich in Tabelle 5.5.

Stabilitätstest

Der Stabilitätstest soll die Antwort auf die Frage liefern, inwieweit das Ergebnis der Wirkungsquerschnittsmessung von den Werten der einzelnen Schnitte abhängt. Würden die MC-Ereignisse die Realität exakt beschreiben, so wäre das Ergebnis von den Schnittwerten unabhängig. Dies gilt nicht für den erwarteten Fehler auf das Ergebnis.

Um nun die Stabilität zu testen, wurden nahezu alle verwendeten Schnitte in einem gewissen Rahmen variiert. Während ein Schnittwert variiert wurde, wurden alle anderen Schnittwerte beibehalten. So wurde zum Beispiel der aus der Standardselektion stammende Schnitt

Quelle	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$		$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$	
	Standard	Alternativ	Standard ²	Alternativ
MC-Statistik ϵ_{cc03}	0,7 ³	0,1	0,7	0,2
MC-Statistik ϵ_{4f}	8,4	8,4	8,4	12,8
MC-Statistik Untergrund	10,5	10,9	10,5	10,9
Untergrundnormalisierung	15,4	15,9	15,4	13,3
Random Background	10,6	9,9	10,6	9,9
Luminosität	9,4	9,7	9,4	9,2
Lepton ID	2,2	2,2	2,2	2,2
Total	25,0	25,3	25,0	25,1

Tabelle 5.5: Hier sind die untersuchten systematischen Fehler in pb für die verschiedenen Quellen, Analysen und Schwerpunktsenergien angegeben.

in den fehlenden Transversalimpuls zwischen $0,01 \cdot \sqrt{s}/c$ und $0,06 \cdot \sqrt{s}/c$ in $0,005 \cdot \sqrt{s}/c$ Schritten variiert. Der Nominalwert ist $0,025 \cdot \sqrt{s}/c$. Es wurden also 11 Selektionen durchgeführt, die jeweils einen gemessenen $cc03$ -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{cc03,i}$ lieferten. Diese Wirkungsquerschnitte kann man nun gegen die jeweiligen Schnittwerte auftragen. Im nächsten Schritt fittet man an diese Punkte unter Berücksichtigung ihrer Korrelation untereinander eine Gerade. Teilt man die so gewonnene Steigung der Geraden m durch die Unsicherheit der Steigung Δm so erhält man eine Größe, die ein Maß für die Stabilität ist. Exemplarisch sind die Ergebnisse der Variation und des Fits in Abbildung 5.2 dargestellt. Die erste Abbildung stellt die Ergebnisse bezüglich des maximal zulässigen $\cos\theta$ bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV dar. Die zweite Abbildung zeigt die Ergebnisse bezüglich des fehlenden Transversalimpulses \underline{p}_\perp bei einer Schwerpunktsenergie von 196 GeV . Die Variation der Schnitte und die Ergebnisse der einzelnen Variationen finden in Anhang B.3.

Die Größe $\frac{m}{\Delta m}$ sollte, wenn man alle Schnittvariationen zusammennimmt, gaußisch um 0 mit einer Breite von 1 verteilt sein. Diese Verteilungen sind in Abbildung 5.3 für die Daten bei $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ bzw. für $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ getrennt dargestellt. Außerdem wurde eine Gaußkurve an die Ergebnisse gefittet. Auch das Resultat des Fits ist in derselben Abbildung zu sehen. Abbildung 5.4 zeigt die Kombination der Ergebnisse beider Energien.

In allen drei Fällen werden die Erwartung erfüllt, wenngleich für $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ eine Variable, der maximal zulässige $\cos\theta$ eines Jets, eine Steigung der gefitteten Geraden aufweist die um 5,9 Standardabweichungen von Null verschieden ist.

Um die Korrelation beim Fitten zu berücksichtigen, wurde die Kovarianzmatrix verwendet. Da die Korrelation zwischen den Punkten groß ist, fast immer größer als 90%, gelingt es dem Fit-Programm nicht, ein Minimum der χ^2 -Verteilung zu finden. Daher wurden alle Nicht-Diagonalelemente der Kovarianzmatrix zunächst auf Null gesetzt und der Fit durchgeführt. Dann wurden die Nicht-Diagonalelemente auf 2% ihres wahren Wertes gesetzt und dem Fit als Startwert das Ergebnis des vorherigen Fits gegeben. Im nächsten Schritt wurden

²Die systematischen Fehler der Standardselektion war zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit noch nicht verfügbar. Da allerdings keine prinzipiellen Änderungen gegenüber der Messung bei $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ zu erwarten sind, wurden die Fehler bei $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ mit dem Wirkungsquerschnitt skaliert um so eine Anhaltspunkt für die Fehler bei $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ zu gewinnen.

³In der Standardselektion wurde der Fehler durch die $cc03$ -Effizienz konservativ abgeschätzt.

die Nicht-Diagonalelemente um weitere 2% ihrem wahren Wert angenähert und der Fit erneut durchgeführt. Diese Prozedur wurde solange wiederholt, bis der Fit nicht mehr konvergierte.

Für obigen Fall brach der Fit bereits bei 75% der realen Korrelation ab. Dies ist ein Anzeichen dafür, daß das Fit-Resultat nicht unbedingt verläßlich ist. Außerdem zeigt die selbe Variable für $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ keine Auffälligkeit. Die Steigung ist mit 0,8 Standardabweichungen mit Null verträglich. Wäre die Messung systematisch von der Wahl des Schnitts in $\cos\theta$ abhängig, so würde man ein systematisches Verhalten bei beiden Schwerpunktsenergien erwarten. Es wäre erstaunlich, wenn die MC-Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie systematisch von den Daten abwichen, dies aber bei einer anderen Energie nicht täten, obwohl die MC-Generatoren nicht wesentlich geändert wurden. Die Korrelationen wurden aus den Daten entnommen. Der Fehler auf die Korrelation selbst wurde beim Fit jedoch nicht berücksichtigt, so daß es durchaus möglich ist, daß die gewonnenen Fehler der Steigung zu klein sind.

Insgesamt kann man sagen, daß es keine klaren Hinweise auf eine Instabilität der Messung des Wirkungsquerschnittes in Bezug auf die Wahl der einzelnen Schnittwerte gibt. Daher wurde aus dieser Studie kein weiterer systematischer Fehler extrahiert.

Somit ergibt sich als Gesamtergebnis der Messung:

$$\sigma_{cc03} = 1,78 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,80 \pm 0,19 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 196 \text{ GeV})$$

Das Standardmodell sagt bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ einen $cc03$ -Wirkungsquerschnitt von $1,75 \text{ pb}$ voraus, bei $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ von $1,83 \text{ pb}$ ⁴. Dies stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit gut mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten überein. Die Meßgenauigkeit wird bei beiden Energien durch den statistischen Fehler dominiert.

⁴Die Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Programm GENTEL[25] bestimmt.

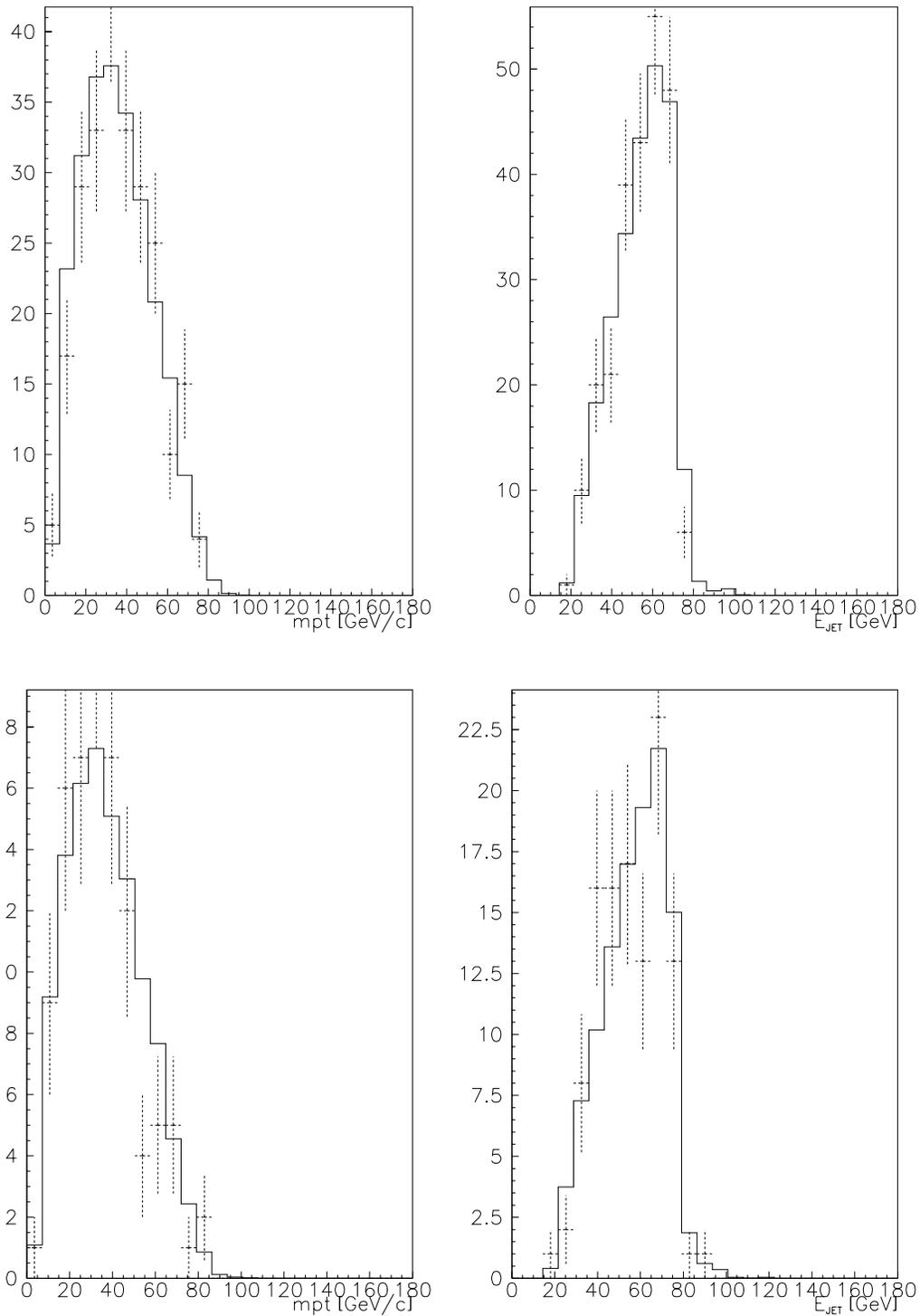


Abbildung 5.1: Vergleich von MC-Vorhersage und Daten anhand der Verteilung des fehlenden Transversalimpulses und der Energie des energiereichsten Jets für $\sqrt{s} = 189$ GeV (oben) bzw. $\sqrt{s} = 196$ GeV (unten). Die durchgezogene Linie entspricht dem MC-Resultat, während die Kreuze die Daten darstellen. Der dargestellte Fehler der Daten ist der statistische Fehler.

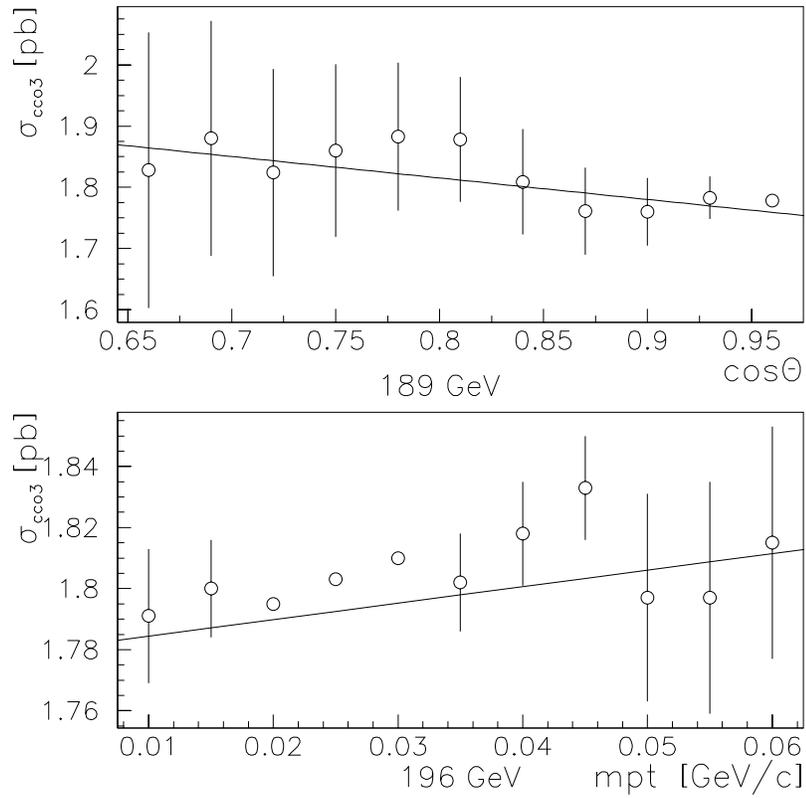


Abbildung 5.2: Beispiele für das Ergebnisse der Variation von Schnittwerten und des Fits einer Geraden. Dargestellt ist dies für $\cos\theta$ bei $\sqrt{s} = 189$ GeV und für den fehlenden Transversalimpuls bei $\sqrt{s} = 196$ GeV. Der dargestellte Fehler ist bezüglich des Nominalwertes von 0,96 im Fall von $\cos\theta$ und $0,025 \cdot \sqrt{s}$ im Fall des fehlenden Transversalimpulses.

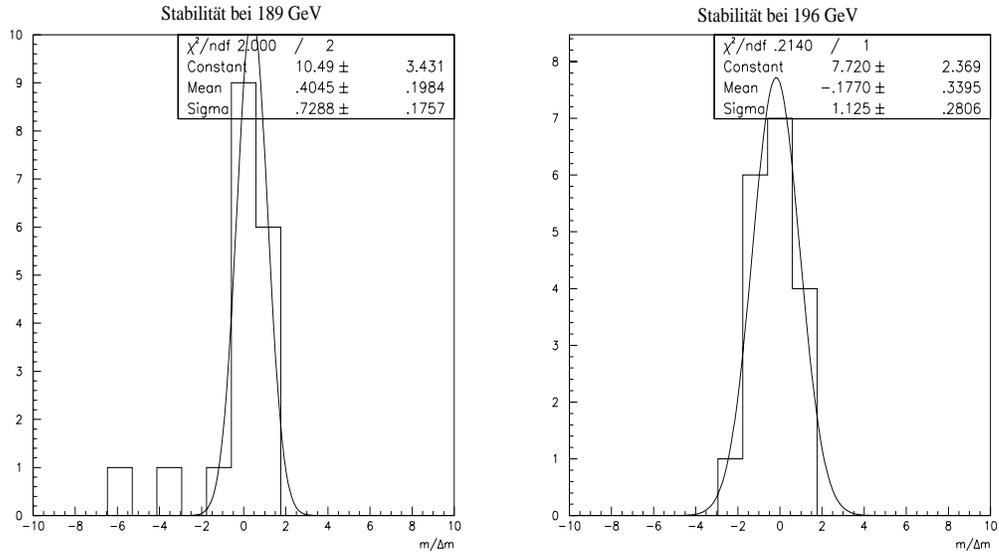


Abbildung 5.3: *Ergebnisse der Stabilitätstest für $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ bzw. $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$.*

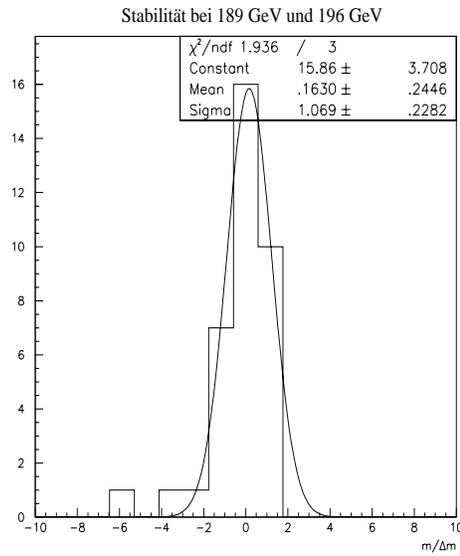


Abbildung 5.4: *Ergebnisse der Stabilitätstest für $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ gemeinsam.*

Kapitel 6

Wirkungsquerschnittsmessung mit Hilfe einer LDA

*Die Wissenschaft fängt eigentlich da an
interessant zu werden, wo sie aufhört.
Justus von Liebig*

In diesem Kapitel soll eine weitere Wirkungsquerschnittsmessung dargestellt werden. Dabei werden die Ereignisse nicht über eine einfache Schnittselektion selektiert, sondern mit Hilfe einer *Linearen Diskriminante*. Der Unterschied der beiden Wirkungsquerschnittsmessungen liegt ausschließlich in der Art, wie ein Ereignis selektiert wird. Alle anderen Vorgehensweisen und insbesondere alle Formeln bleiben gleich. Dementsprechend wird in der Beschreibung der Methode nur auf die Selektion selbst eingegangen.

6.1 Prinzip einer Linearen Diskriminante

Während in einer Schnittselektion mehrere Schnitte auf verschiedene Variablen angewendet werden, wird bei einer Selektion mit einer linearen Diskriminante nur in eine einzige Variable U geschnitten. Diese ist eine Linearkombination mehrerer Variablen x_i .

$$U = \sum_{i=1}^N c_i x_i \quad (6.1)$$

Schneidet man in die Variable U , so geschieht anschaulich folgendes: Denkt man sich einen n -dimensionalen Raum von den n Variablen x_i aufgespannt, so entspricht einem Schnitt in U das Legen einer $n - 1$ -dimensionalen Hyperebene, die beliebig im Raum liegen kann. Die konkrete Lage wird ausschließlich von den Koeffizienten c_i bestimmt. Alle Ereignisse, die in einem Halbraum liegt, werden dann selektiert. Alle anderen Ereignisse, werden nicht selektiert. Die Bestimmung dieser Variable U stellt die eigentliche Aufgabe dar, was bedeutet, daß die Variable x_i ausgewählt und die Koeffizienten c_i bestimmt werden müssen. Ziel ist es, mit so wenig Variablen wie möglich, eine bestmögliche Trennung von Signal und Untergrund zu erreichen. Die optimalen Koeffizienten können, so man sich einmal für die Variablen x_i entschieden hat, unter gewissen Annahmen berechnet werden. Um einen Eindruck der Mathematik der LDA zu gewinnen sei auf [26] verwiesen.

6.2 Selektion

Um eine möglichst gute Wahl der Variablen zu treffen und die zugehörigen Koeffizienten zu bestimmen wurde ein Software-Paket [26] verwendet. Diesem kann man eine Liste von Variablen übergeben und bestimmt daraus einen möglichst guten Satz. Zunächst wurden die Signal- und Untergrundeignisse ohne Vorselektion verwendet. Dies führte zu schlechteren Ergebnissen als sie mit der Schnitt-Selektion erreicht wurden. Grund hierfür ist die Tatsache, daß die lineare Diskriminante U über die Schwerpunkte und Kovarianzmatrix der einzelnen Variablen berechnet wird. Fallen Signal- und Untergrundschwerpunkt einer Variablen x_i zusammen, so besitzt diese aus Sicht der LDA keine nutzbare Information. Mit Hilfe einer Vorselektion können die Schwerpunkte in manchen Fällen getrennt werden.

Folgende Vorselektion wurde verwendet:

- Alle Spuren und Energiedepositionen in Kalorimetern, die keiner Spur zugeordnet wurden, werden mit JADE-Algorithmus [27] bei einem $Y_{cut} = 0,002$ zu Jets zusammengefaßt. Dadurch müssen mindestens zwei Jets gebildet worden sein.
- Die fehlende Energie – Schwerpunktsenergie minus detektierte Energie – muß mindestens 20 GeV betragen.
- Die Energie des energiereichsten Jets darf maximal 93 GeV betragen.
- Die Energie des Jets mit der drittgrößten Energie darf maximal 20 GeV betragen und nur aus ungeladenen Teilchen bestehen.
- Die Energie E_{12} darf maximal 20 GeV betragen.
- Die Acoplanarität muß kleiner als $179,5^\circ$ sein.
- Der Kosinus des Winkels zwischen den beiden energiereichsten Jets muß größer als $-0,995$ sein.
- Falls ein Ereignis als $\tau\tau$ -Ereignis klassifiziert wird, werden an dieses weitere Bedingungen gestellt:
 - Der fehlende Transversalimpuls muß größer als $15\text{ GeV}/c$ sein.
 - Die Acoplanarität muß kleiner als $170,0^\circ$ und größer als 10° sein.

Nach dieser Vorselektion wurde das in [26] beschriebene Software-Paket auf die einzelnen 6 Zerfallskanäle angewendet. Dabei wurden pro Kanal sechs Variablen genutzt. Durch den Einsatz weiterer Variablen wurde keine signifikante Verbesserung der Selektion erzielt. Die Details der 6 linearen Diskriminanten – eine pro Zerfallskanal – finden sich in Anhang C. Diese Diskriminanten wurden anhand der MC-Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 189\text{ GeV}$ ermittelt. Diese wurden dann auch für die Selektion bei $\sqrt{s} = 196\text{ GeV}$ verwendet. Dementsprechend ist zu erwarten, daß das Ergebnis nicht optimal ist und eine Verbesserung dadurch erreicht werden kann, daß die linearen Diskriminanten anhand der MC-Ereignisse bei $\sqrt{s} = 196\text{ GeV}$ neu optimiert werden.

	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$
Effizienz ϵ_{cc03}	70,6 %	68,0 %
Untergrund	0,170 pb	0,151 pb
Reinheit ρ	0,88	0,89
Qualität Q	0,79	0,78
integrierte Luminosität L	174 nb ⁻¹	83 nb ⁻¹
selektierte Ereignisse	269	124
σ_{cc03}	1,90 ± 0,13 pb	1,95 ± 0,20 pb

Tabelle 6.1: *Ergebnisse der MC-Studie und Daten für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$. Der angegebene Fehler auf den Wirkungsquerschnitt ist der rein statistische Fehler.*

	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$
ee	0,211 ± 0,052	0,211 ± 0,081
$e\mu$	0,408 ± 0,065	0,321 ± 0,085
$e\tau$	0,375 ± 0,084	0,371 ± 0,129
$\mu\mu$	0,244 ± 0,048	0,224 ± 0,071
$\mu\tau$	0,357 ± 0,074	0,392 ± 0,111
$\tau\tau$	0,345 ± 0,103	0,530 ± 0,171

Tabelle 6.2: *Die cc03-Wirkungsquerschnitte (in pb) der einzelnen Zerfallskanäle für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$.*

6.3 Ergebnisse

Genau wie im Falle der Schnittsektion wurden die Eigenschaften der Selektion mittels einer linearen Diskriminate anhand von MC-Ereignissen bestimmt. Es wurden die gleichen MC-Ereignisse wie im Fall der Schnittsektion (siehe Tabelle 5.2) verwendet. In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse der MC-Studie zu finden. Diese sind die Effizienz, der zu erwartende Untergrund, die Reinheit und die Qualität. Außerdem sind die integrierte Luminosität, die Anzahl der selektierten Ereignisse der verwendeten Daten, sowie auch der so gemessene Wirkungsquerschnitt angegeben. In Tabelle 6.2 sind die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kanäle angegeben. Die zugehörigen Effizienzmatrizen und Untergrundvektoren finden sich in Anhang B.2.

In Abbildung 6.1 ist die Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Vorhersage dargestellt. Aufgetragen ist die Anzahl an selektierten Ereignissen gegen den Betrag des fehlenden Transversalimpulses bzw. gegen die Energie des energiereichsten Jets. Die durchgezogenen Line ist die MC-Vorhersage, während die Kreuze die Daten darstellen. Der eingetragene Fehler ist der statistische Fehler der Daten. Daten und MC-Vorherage stimmen im Rahmen des statistischen Fehlers gut überein.

Quelle	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$
MC-Statistik ϵ_{cc03}	0,4	0,3
MC-Statistik ϵ_{4f}	8,4	13,1
MC-Statistik Untergrund	11,9	14,0
Untergrundnormalisierung	17,8	17,9
Random Background	9,3	9,0
Luminosität	10,6	10,2
Lepton ID	2,2	2,2
Total	27,1	29,6

Tabelle 6.3: Hier sind die untersuchten systematischen Fehler in pb für die verschiedenen Quellen und Schwerpunktsenergien angegeben.

6.4 Stabilitätstest und Systematik

Die Systematik ist die gleiche, wie im vorangegangenen Kapitel. Die systematischen Fehler im Falle der linearen Diskriminante sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Stabilitätstest

Der Stabilitätstest ist dergestalt, daß die Schnittwerte in die sechs linearen Diskriminanten gleichzeitig variiert wurden. Variiert wurden diese in 0,1 Schritten von -0,5 bis 0,5 bei einem Nominalwert von 0,0. Somit wurden zu beiden Schwerpunktsenergien jeweils 11 Wirkungsquerschnitte gemessen. Diese sind in Abbildung 6.2 gegen die Variation des Schnittwertes aufgetragen. Die eingetragenen Fehler entsprechen den dekorrelierten Fehlern bezüglich des Nominalpunktes bei einem Schnittwert 0,0.

	Steigung	Standardabweichungen	Offset
Variation bei $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	-0,023 \pm 0,148	-0,2	1,913 \pm 0,139
Variation bei $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$	-0,084 \pm 0,174	-0,5	1,986 \pm 0,186

Tabelle 6.4: Ergebnis des Stabilitätstest für die Daten bei 189 GeV. Hierbei sind sowohl die Steigung als auch die Wirkungsquerschnitte in pb angegeben.

An diese Punkte wurde unter Berücksichtigung der Korrelation der Punkte untereinander jeweils eine Gerade gefittet. Das Resultat des Fits ist auch in Abbildung 6.2 zu sehen. Die numerischen Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 6.4 angegeben. In beiden Fällen ist die Steigung der ermittelten Gerade im Rahmen des Fehlers gut mit Null verträglich. Dementsprechend sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte im Rahmen dieses Test stabil.

Somit ergibt sich als Gesamtergebnis der Messung:

$$\sigma_{cc03} = 1,90 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 189 \text{ GeV})$$

$$\sigma_{cc03} = 1,95 \pm 0,20 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.) pb } (\sqrt{s} = 196 \text{ GeV})$$

Auch diese Ergebnisse stimmen im Rahmen der Meßungenauigkeit gut mit den Vorhersagen des Standardmodells von $\sigma_{cc03}(189 \text{ GeV}) = 1,75 \text{ pb}$ bzw. $\sigma_{cc03}(196 \text{ GeV}) = 1,83 \text{ pb}$ überein. Die Meßungenauigkeit wird auch in diesem Fall bei beiden Energie durch den statistisch Fehler dominiert.

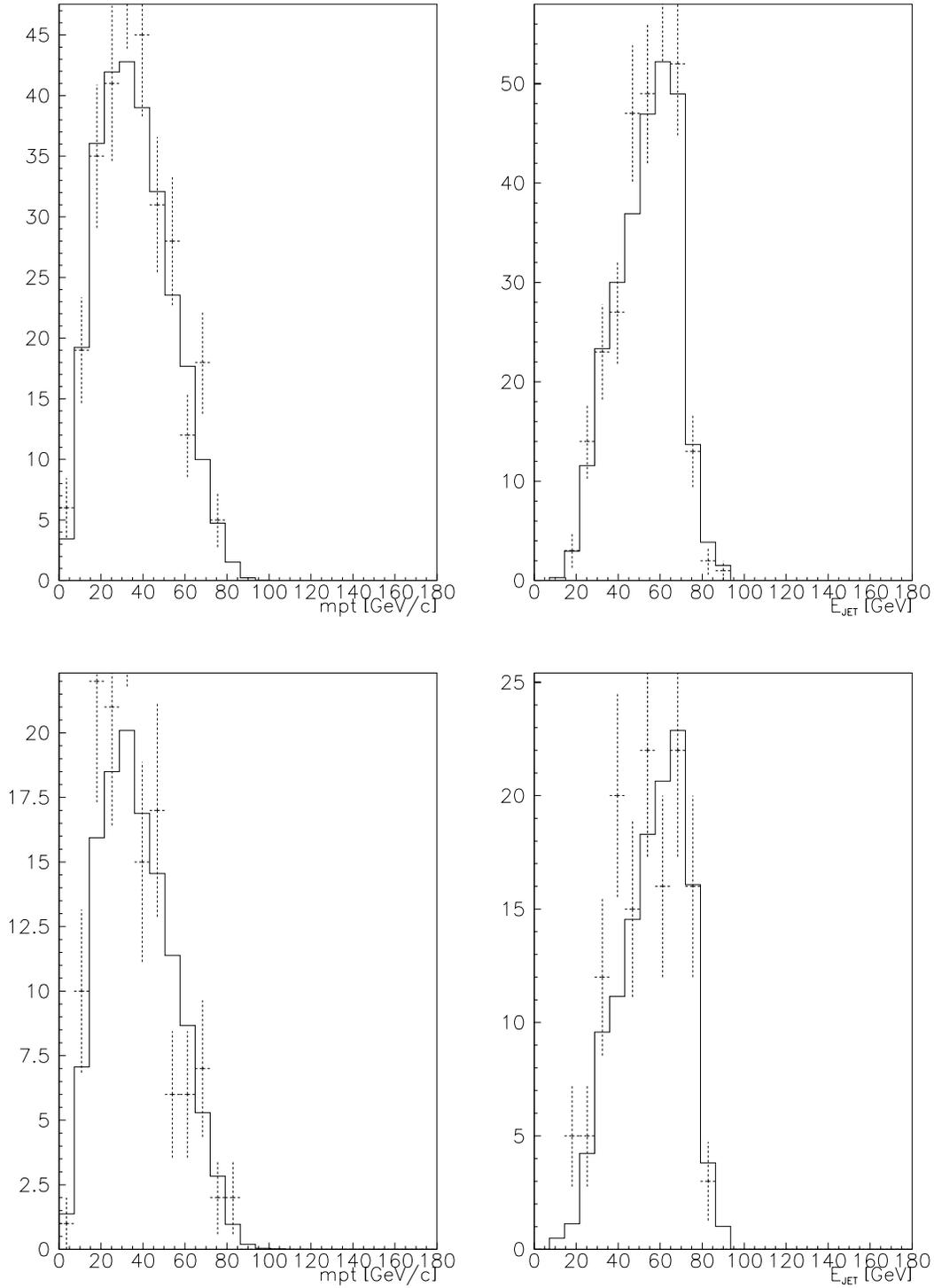


Abbildung 6.1: Vergleich von MC-Vorhersage und Daten anhand der Verteilung des fehlenden Transversalimpulses und der Energie des energischsten Jets für $\sqrt{s} = 189$ GeV (oben) bzw. $\sqrt{s} = 196$ GeV (unten). Die durchgezogene Linie entspricht dem MC-Resultat, während die Kreuze die Daten darstellen. Der dargestellte Fehler auf die Daten ist der statistische Fehler.

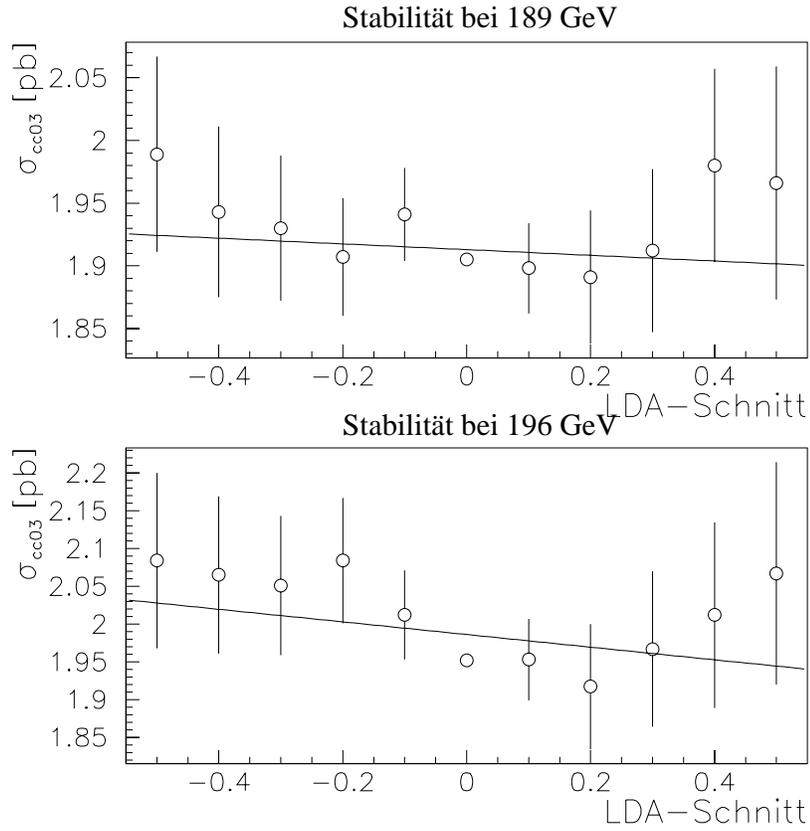


Abbildung 6.2: Ergebnisse der Stabilitätstest für $\sqrt{s} = 189$ GeV bzw. $\sqrt{s} = 196$ GeV. Es sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte gegen den Schnittwert der LDA aufgetragen. Die dargestellten Fehler sind bezüglich des Wirkungsquerschnittes bei einem LDA-Schnittwert von 0,0 dekorreliert.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ergebnisse anderer LEP-Kollaborationen

*Wer immer strebend sich bemüht,
den können wir erlösen.
“Faust II”, Johann Wolfgang von Goethe*

In diesem Abschnitt sollen zunächst die Ergebnisse der drei vorgestellten Selektionen – die Standardselektion, die alternative Schnittselektion und die Selektion mit Hilfe einer LDA – noch einmal kurz dargestellt werden. Einige wichtige Kenngrößen sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Es schließt sich ein Vergleich mit den Ergebnissen der anderen drei LEP-Kollaborationen DELPHI, L3 und OPAL an.

7.1 Zusammenfassung

Das Ziel, eine Selektion mit einer höheren Güte als die der Standardselektion zu entwickeln, wurde erreicht. Der Versuch durch die Verwendung einer Linearen Diskriminante eine noch höhere Güte als mit der alternativen Schnittselektion zu erreichen, war nicht erfolgreich. Für eine Schwerpunktsenergie von 189 GeV liefert die LDA-Selektion die gleiche Güte, während die Güte für eine Schwerpunktsenergie von 196 GeV geringer als die der alternativen Schnittselektion ist. Die ist allerdings darauf zurückzuführen, daß die Koeffizienten der LDA nicht für die höhere Schwerpunktsenergie optimiert wurden. Da der statistische Fehler der Wirkungsquerschnittsmessung in etwa proportional zu $\frac{1}{Q}$ ist, sollte der statistische Fehler der alternativen Schnittselektion kleiner als der der Standardselektion sein. Für $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ ist dies in Tabelle 7.1 zu sehen. Auch im Fall von $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ ist dies der Fall. Allerdings ist der Effekt in der gerundeten Darstellung der Ergebnisse nicht mehr sichtbar. Der Unterschied beträgt in diesem Fall rund $0,005 \text{ pb}$.

Unabhängig von Energie und Wahl der Methode wird der Fehler der Messung durch den statistischen Fehler dominiert. Der systematische Fehler ist im Fall von $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ etwa um den Faktor vier, im Fall von $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$ um den Faktor sechs kleiner. Daher macht es im Rahmen einer ALEPH-Messung durchaus Sinn, eine weitere Erhöhung der Effizienz anzustreben, selbst wenn dadurch der systematische Fehler anwächst. Dies könnte vielleicht durch ein Neuronales Netz geschehen. Auch eine Weiterentwicklung der Schnittselektion ist denkbar. So könnte man versuchen, einzelne Schnitte in Abhängigkeit des fehlenden Transversalimpulses zu gestalten. Je höher der fehlende Transversalimpuls eines Ereignisses ist,

$\sqrt{s} = 189 GeV$			
	standard	alternativ	LDA
ϵ	64,2 %	69,3 %	70,6 %
ρ	0,90	0,90	0,88
Q	0,76	0,79	0,79
σ_{cc03}	1,78 pb	1,78 pb	1,90 pb
$\Delta\sigma_{cc03,stat.}$	0,13 pb	0,13 pb	0,13 pb
$\Delta\sigma_{cc03,sys.}$	0,03 pb	0,03 pb	0,03 pb
$\sqrt{s} = 196 GeV$			
	standard	alternativ	LDA
ϵ	63,0 %	67,7 %	68,0 %
ρ	0,92	0,92	0,89
Q	0,76	0,79	0,78
σ_{cc03}	1,78 pb	1,80 pb	1,95 pb
$\Delta\sigma_{cc03,stat.}$	0,20 pb	0,19 pb	0,20 pb
$\Delta\sigma_{cc03,sys.}$	0,03 pb	0,03 pb	0,03 pb

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der drei Messungen des $cc03$ -Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV und 196 GeV. Dargestellt sind jeweils die Effizienz ϵ , die Reinheit ρ , sowie die Qualität Q . Desweiteren sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte samt ihrer statistischen und systematischen Fehler angegeben.

desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß es sich bei diesem um ein Untergrundereignisse handelt. Dementsprechend könnten einige Selektionskriterien für hohe fehlende Transversalimpulse aufgeweicht, für kleine hingegen strenger gewählt werden.

OPAL zum Beispiel erreicht bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV eine Effizienz von $(81,5 \pm 1,6)\%$ bei ähnlicher Reinheit [28]. Ein Teil der höheren Effizienz rührt von einer besseren Akzeptanz des Detektors OPAL bei sehr kleinen Winkel her [28]. Dies allein wird die höhere Effizienz vermutlich nicht erklären können, so daß es durch aus sinnvoll erscheint, weiteren Aufwand in die Verbesserung der Selektion zu investieren. Zumal die so selektierten Ereignisse nicht zur Wirkungsquerschnittsmessung heran gezogen werden können, sondern zum Beispiel auch zur Bestimmung der W-Masse aus dem Impulsspektrum der Leptonen [30, 29].

7.2 Ergebnisse der vier LEP-Kollaborationen

In Tabelle 7.2 sind für die vier LEP-Experimente die vorläufigen, veröffentlichten Resultate der Daten des Jahres 1998 aufgelistet. Die Resultate sind [14, 31, 32, 28] entnommen. Das Resultat der alternative Schnittselektion der Daten des selben Jahres, ist ebenfalls angegeben.

Kombiniert man die Messung der vier LEP-Kollaborationen, so erhöht sich die Statistik in etwa um einen Faktor vier, was grob zu einer Halbierung des statistischen Fehler führt. Ein Teil des systematischen Fehlers, wie der Fehler auf die integrierte Lumiosität und Fehler durch begrenzte MC-Statistik, sind zwischen die vier Messung unkorreliert, so daß zu erwarten ist, daß auch diese etwa um den Faktor zwei kleiner werden. Andere Fehler, wie die Unsicherheiten

Experiment	integrierte Luminosität [pb^{-1}]	σ_{cc03} [pb]	$\Delta\sigma_{stat.}$ [pb]	$\Delta\sigma_{sys.}$ [pb]	$\frac{\Delta\sigma_{tot.}}{\sigma_{cc03}}$ [%]
ALEPH (standard)	174	1, 78	0, 13	0, 03	7, 5
ALEPH (alternativ) ¹	174	1, 78	0, 13	0, 03	7, 3
DELPHI	154	1, 68	0, 14	0, 07	9, 3
L3	176	1, 56	0, 13	0, 04	8, 7
OPAL	183	1, 68	0, 11	0, 05	7, 2

Tabelle 7.2: Vergleich der vorläufigen Resultate der gemessenen rein leptonischen WW -Wirkungsquerschnitte der vier LEP-Kollaborationen des bei $\sqrt{s} = 189$ GeV. Es sind dargestellt die verwendete integrierte Luminosität, der gemessene $cc03$ -Wirkungsquerschnitt, der statistische und systematische Fehler, sowie der relative Gesamtfehler. Im Fall von ALEPH sind die Standard- und die in dieser Arbeit vorgestellte alternative Schnittselektion aufgeführt.

der Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse, sind zwischen den LEP-Kollaborationen vollständig korreliert, so daß sich diese nicht reduzieren werden. In der Standardmessung bei ALEPH beträgt der unkorrelierte systematische Fehler etwa $0,016$ pb , der korrelierte etwa $0,019$ pb . Nimmt man an, daß das Verhältnis bei den anderen drei LEP-Experimenten ähnlich ist, so erwartet man nach der Kombination (alle Ergebnisse gleich gewichtet) einen systematischen Fehler aus dem unkorrelierten Anteil von $0,0016$ pb und aus dem korrelierten Anteil von etwa $0,035$ pb . Somit erhält man aus der Kombination bei gleicher Gewichtung aller Resultate:

$$\sigma_{cc03}^{kombi.} = 1,68 \pm 0,07 (stat.) \pm 0,04 (sys.) pb$$

Auch das Ergebnis der Kombination ist gut mit dem Wert des Standardmodells von $1,75$ pb verträglich. Nach der Kombination spielt der systematische Fehler im Vergleich zum statistischen Fehler erwartungsgemäß eine größere Rolle, als für die vier Einzelresultate. Dennoch ist die Genauigkeit der kombinierten Messung vor allem statistisch limitiert, auch wenn der systematische Fehler nicht vernachlässigbar ist.

¹Mit "alternativ" ist die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte alternative Schnittselektion gemeint.

Anhang A

Bin-Grenzen

In Tabelle A.1 sind die Grenzen der einzelnen Bins dargestellt.

E_{12}		
	untere Grenze in GeV	obere Grenze in GeV
Bin 0 ¹	0	0
Bin 1	0,0	1,0
Bin 2	1,0	2,0
Bin 3	2,0	5,0
Bin 4	5,0	10,0
Bin 5	10,0	20,0
Bin 6	20,0	40,0
Bin 7	40,0	80,0
Bin 8	80,0	200,0

p_{\perp}		
	untere Grenze in GeV/c	obere Grenze in GeV/c
Bin 0 ¹	0	0
Bin 1	0,0	0,2
Bin 2	0,2	0,6
Bin 3	0,6	1,0
Bin 4	1,0	2,0
Bin 5	2,0	3,0
Bin 6	3,0	180,0

Tabelle A.1: Für das Binning verwendete Bingrenzen für E_{12} und p_{\perp} .

¹Bin 0 stellt eine Ausnahme im Vergleich zu den anderen Bins dar, da für dieses Bin ein exakter Wert von 0 GeV verlangt wird.

Anhang B

Schnitt-Selektion

B.1 Schnitte der “*Second Selection*”

Die als *Second Selection* bezeichnete Selektion macht von folgenden Schnitten Gebrauch:

- 2 oder 4 gute geladene Spuren [13, 18].
- Alle Spuren und Energiedepositionen in Kalorimetern, die keiner Spur zugeordnet wurden, werden mit JADE-Algorithmus bei einem $Y_{cut} = 0,002$ geclustert. Dadurch müssen zwei oder drei Jets gebildet worden sein.
- Für die beiden energiereichsten Jets muß gelten: $E > 1 \text{ GeV}$ und $|\cos(\theta)| < 0.96$.
- Für die invariante Masse des gesamten Ereignisses m_{vis} muß gelten: $m_{vis} > 0,075\sqrt{s}/c^2$.
- Der Jet mit der niedrigsten Energie darf nur aus neutralen Teilchen bestehen und muß eine Energie $< 15 \text{ GeV}$ besitzen.
- $E_{12} = 0 \text{ GeV}$.
- Die zur *Thrust*-Achse senkrecht stehende Komponente des fehlenden Transversalimpulses p_T^{out} muß größer als $0,0125 \cdot \sqrt{s}/c$ sein oder die Acolinearität zwischen den beiden energiereichsten Jets muß kleiner als 90° sein.
- Die Energie des energiereichsten Jets muß größer als $0,1 \cdot \sqrt{s}$ sein.

Diese Schnitte gelten für alle Klassen von Ereignissen. Die weiteren Schnitte machen von der Leptonidentifikation gebrauch, wie sie in [13, 18] beschrieben ist. Dabei können Ereignisse als ee , $e\mu^-$, $e\tau^-$, $\mu\mu^-$, $\mu\tau^-$ oder als $\tau\tau^-$ -Ereignisse klassifiziert werden. Auf verschiedene Ereignistypen werden verschiedene Schnitte angewandt:

1. $e\mu$, $\mu\mu$ oder $\mu\tau$

- Der energiereichsten Jet darf nur aus einem Lepton und maximal einem konvertierten Photon bestehen.
- Die Acoplanarität zwischen den beiden energiereichsten Jets muß kleiner als 174° sein.
- Der fehlende Transversalimpuls \not{p}_\perp muß größer als $0,025 \cdot \sqrt{s}/c$ sein.

2. ee oder $e\tau$

- Dieselben Schnitte wie in Punkt $e\mu$, $\mu\mu$ und $\mu\tau$.
- Die Energie des energiereichsten Jets muß kleiner als $0,4 \cdot \sqrt{s}$ sein.

3. $\tau\tau$

- Die Acoplanarität zwischen den beiden höchstenergetischen Jets muß kleiner als 170° sein.
- Der fehlende Transversalimpuls \cancel{p}_\perp muß größer als $0,05 \cdot \sqrt{s}/c$ sein.
- Die Energie des höchstenergetischen Jets muß kleiner als $0,4 \cdot \sqrt{s}$ sein.

B.2 Ergebnisse der MC-Studien der einzelnen Selektionen

In diesem Anhang sollen die Details der MC-Studien der einzelnen Selektionen dargestellt werden. Dies sind die jeweiligen Effizienzmatrizen und Untergrundvektoren. Die Elemente der Effizienzmatrizen sind in Prozent angegeben, die Komponenten der Untergrundvektoren in f .

Effizienzmatrix und Untergrundvektor der alternativen Selektion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$:

$$\epsilon_{cc03} = \begin{pmatrix} 62,6 & 0,0 & 3,3 & 0,0 & 0,0 & 0,2 \\ 0,0 & 66,7 & 4,6 & 0,1 & 4,6 & 0,4 \\ 8,6 & 3,8 & 54,8 & 0,0 & 0,2 & 8,1 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 71,8 & 4,0 & 0,4 \\ 0,0 & 4,8 & 0,3 & 6,3 & 59,9 & 6,9 \\ 0,4 & 0,2 & 3,9 & 0,1 & 2,2 & 32,3 \end{pmatrix} \quad \sigma_{bkg} = \begin{pmatrix} 18,0 \\ 8,1 \\ 53,6 \\ 12,6 \\ 19,4 \\ 25,6 \end{pmatrix}$$

Effizienzmatrix und Untergrundvektor der Linearen-Diskriminanten-Selektion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$:

$$\epsilon_{cc03} = \begin{pmatrix} 60,8 & 0,0 & 3,4 & 0,0 & 0,0 & 0,2 \\ 0,0 & 68,6 & 4,5 & 0,0 & 5,0 & 0,5 \\ 9,8 & 3,6 & 56,3 & 0,0 & 0,2 & 7,7 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 75,7 & 4,5 & 0,5 \\ 0,0 & 5,1 & 0,3 & 6,6 & 59,6 & 6,4 \\ 0,4 & 0,3 & 4,4 & 0,1 & 2,3 & 31,0 \end{pmatrix} \quad \sigma_{bkg} = \begin{pmatrix} 16,9 \\ 8,4 \\ 61,1 \\ 19,2 \\ 34,9 \\ 29,4 \end{pmatrix}$$

Effizienzmatrix und Untergrundvektor der alternativen Selektion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$:

$$\epsilon_{cc03} = \begin{pmatrix} 57,6 & 0,0 & 4,3 & 0,0 & 0,0 & 0,5 \\ 0,0 & 64,9 & 3,9 & 0,1 & 4,7 & 0,7 \\ 9,6 & 4,2 & 52,5 & 0,0 & 0,2 & 6,9 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 65,9 & 4,1 & 0,2 \\ 0,0 & 5,1 & 0,3 & 8,1 & 58,1 & 6,5 \\ 0,7 & 0,6 & 4,2 & 0,5 & 2,7 & 32,9 \end{pmatrix} \quad \sigma_{bkg} = \begin{pmatrix} 24,6 \\ 5,7 \\ 30,6 \\ 9,6 \\ 13,3 \\ 25,2 \end{pmatrix}$$

Effizienzmatrix und Untergrundvektor der Linearen-Diskriminanten-Selektion bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$:

$$\epsilon_{cc03} = \begin{pmatrix} 50,2 & 0,0 & 4,3 & 0,0 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 60,0 & 4,1 & 0,1 & 4,1 & 0,1 \\ 10,8 & 4,0 & 52,6 & 0,0 & 0,3 & 8,7 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 61,2 & 3,8 & 0,5 \\ 0,0 & 5,8 & 0,2 & 8,4 & 56,0 & 5,8 \\ 0,8 & 0,6 & 4,5 & 0,8 & 3,1 & 27,7 \end{pmatrix} \quad \sigma_{bkg} = \begin{pmatrix} 21,5 \\ 6,2 \\ 51,0 \\ 18,4 \\ 23,1 \\ 31,3 \end{pmatrix}$$

B.3 Stabilitätstest

Schnittvariable	in	von	bis	nominal	Schrittweite
Standardselektion					
minimale Energie E_{Jet1}	\sqrt{s}	0,04	0,24	0,10	0,02
maximale Energie E_{Jet1}	\sqrt{s}	0,30	0,50	0,02	0,40
maximale Energie E_{Jet3}	\sqrt{s}	0,032	0,282	0,082	0,025
maximale Acoplanarität	°	147	177	174	3
maximale Acolinearität	°	65	115	90	5
maximaler $\cos\theta$	1	0,66	0,96	0,96	0,03
minimale Energie $E_{Lepton1}$	GeV	1,0	6,0	3,0	0,5
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	\sqrt{s}	0,010	0,060	0,025	0,005
min. \not{p}_\perp senkrecht zur Thrust-Achse	\sqrt{s}	0,0050	0,0300	0,0125	0,0025
maximale Energie E_{12}	GeV	0,00	2,50	0,0	0,25
Zusatz Schnittgruppe I					
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	\sqrt{s}	0,10	0,30	0,18	0,02
maximale Acoplanarität	°	125	175	150	5
minimale Acolinearität	°	15	65	30	5
Zusatz Schnittgruppe II					
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	\sqrt{s}	0,001	0,196	0,106	0,015
max. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	\sqrt{s}	0,0921	0,3921	0,2121	0,0300
maximale Energie E_{12}	GeV	0,0591	0,2591	0,1591	0,0200
maximale Acoplanarität	°	125	175	150	5
minimale Acolinearität	°	15	65	30	5

Tabelle B.1: *Variation der einzelnen Schritte*

189 GeV			
Schnittvariable	Steigung	Standardabweichungen	Offset
minimale Energie E_{Jet1}	-0,057 \pm 0,412	-0,1	1,771 \pm 0,129
maximale Energie E_{Jet1}	0,208 \pm 0,195	1,0	1,680 \pm 0,123
maximale Energie E_{Jet3}	-0,103 \pm 0,220	-0,5	1,788 \pm 0,115
maximale Acoplanarität	-2,585 \pm 0,736 $\cdot 10^{-3}$	-3,5	2,096 \pm 0,048
maximale Acolinearität	5,445 \pm 4,907 $\cdot 10^{-4}$	1,1	1,776 \pm 0,093
maximaler $\cos\theta$	-0,351 \pm 0,059	-5,9	2,096 \pm 0,047
minimale Energie $E_{Lepton1}$	-1,130 \pm 5,148 $\cdot 10^{-3}$	-0,2	1,779 \pm 0,115
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	-0,505 \pm 1,075	-0,5	1,796 \pm 0,016
min. \not{p}_\perp senkrecht zur Thrust-Achse	-0,595 \pm 1,543	-0,4	1,792 \pm 0,104
maximale Energie E_{12}	0,066 \pm 0,113	0,6	1,767 \pm 0,091
Zusatz Schnittgruppe I			
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	-0,016 \pm 0,212	0,1	1,767 \pm 0,114
maximale Acoplanarität	-0,700 \pm 6,679 $\cdot 10^{-4}$	0,1	1,788 \pm 0,153
minimale Acolinearität	-6,774 \pm 6,195 $\cdot 10^{-4}$	1,1	1,796 \pm 0,107
Zusatz Schnittgruppe II			
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	0,214 \pm 0,134	1,6	1,735 \pm 0,076
max. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	-0,022 \pm 0,108	-0,2	1,781 \pm 0,114
maximale Energie E_{12}	0,074 \pm 0,121	0,3	1,756 \pm 0,139
maximale Acoplanarität	0,675 \pm 1,010 $\cdot 10^{-3}$	0,7	1,673 \pm 0,193
minimale Acolinearität	2,185 \pm 4,932 $\cdot 10^{-4}$	0,4	1,770 \pm 0,108

Tabelle B.2: *Ergebnis des Stabilitätstest für die Daten bei 189 GeV. Hierbei ist die Steigung angeben in $\frac{pb}{\sqrt{s}}$ bzw. in $\frac{pb}{Grad}$ bzw. in $\frac{pb}{GeV}$ angegeben. Die Wirkungsquerschnitte sind in pb angegeben.*

196 GeV			
Schnittvariable	Steigung	Standard- -abweichungen	Offset
minimale Energie E_{Jet1}	-0,408 \pm 0,469	-0,9	1,826 \pm 0,150
maximale Energie E_{Jet1}	-0,496 \pm 0,246	-2,0	2,005 \pm 0,184
maximale Energie E_{Jet3}	-0,018 \pm 0,165	-0,1	1,794 \pm 0,159
maximale Acoplanarität	-7,680 \pm 8,479 $\cdot 10^{-4}$	-0,9	1,890 \pm 0,121
maximale Acolinearität	-4,637 \pm 7,258 $\cdot 10^{-4}$	-0,6	1,847 \pm 0,165
maximaler $\cos\theta$	0,150 \pm 0,183	0,8	1,634 \pm 0,160
minimale Energie $E_{Lepton1}$	0,513 \pm 7,298 $\cdot 10^{-3}$	0,1	1,802 \pm 0,196
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	0,541 \pm 0,854	0,6	1,779 \pm 0,161
min. \not{p}_\perp senkrecht zur Thrust-Achse	-1,905 \pm 3,192	-0,6	1,818 \pm 0,171
maximale Energie E_{12}	1,805 \pm 1,109 $\cdot 10^{-4}$	1,6	1,768 \pm 0,170
Zusatz Schnittgruppe I			
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	0,088 \pm 0,187	0,4	1,799 \pm 0,165
maximale Acoplanarität	-9,238 \pm 8,868 $\cdot 10^{-4}$	-1,0	1,939 \pm 0,215
minimale Acolinearität	-2,596 \pm 8,936 $\cdot 10^{-4}$	-0,3	1,822 \pm 0,170
Zusatz Schnittgruppe II			
min. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	0,021 \pm 0,406	0,1	1,800 \pm 0,168
max. fehlender Transversalimpuls \not{p}_\perp	0,086 \pm 0,138	0,6	1,760 \pm 0,038
maximale Energie E_{12}	-0,017 \pm 0,182	-0,1	1,807 \pm 0,171
maximale Acoplanarität	-5,987 \pm 4,053 $\cdot 10^{-4}$	-1,5	1,873 \pm 0,156
minimale Acolinearität	-3,571 \pm 7,513 $\cdot 10^{-4}$	-0,5	1,818 \pm 0,158

Tabelle B.3: *Ergebnis des Stabilitätstest für die Daten bei 196 GeV. Hierbei ist die Steigung angeben in $\frac{pb}{\sqrt{s}}$ bzw. in $\frac{pb}{Grad}$ bzw. in $\frac{pb}{GeV}$ angegeben. Die Wirkungsquerschnitte sind in pb angegeben.*

Anhang C

Lineare Diskriminante

Die Einheiten der Koeffizienten sind immer so gewählt, daß $c_i \cdot x_i$ einheitenlos ist. In den folgenden Tabellen sind die Einheiten der Koeffizienten der Einfachheit halber nicht aufgeführt.

$$U_{ee} = \sum_{i=1}^6 c_i \cdot x_i$$

x_1	\not{p}_\perp	c_1	$2,097 \cdot 10^{-2}$
x_2	$mpto$	c_2	$2,883 \cdot 10^{-2}$
x_3	mm^2	c_3	$4,111 \cdot 10^{-5}$
x_4	$\cos\theta_{Jet1}$	c_4	$-7,249 \cdot 10^{-1}$
x_5	E_{Jet3}	c_5	$-1,187 \cdot 10^{-2}$
x_6	Acoplanarität	c_6	$-5,116 \cdot 10^{-3}$

Tabelle C.1: Details der Linearen Diskriminante U_{ee} für den ee -Kanal

$$U_{e\mu} = \sum_{i=1}^6 c_i \cdot x_i$$

x_1	\not{p}_\perp	c_1	$2,853 \cdot 10^{-2}$
x_2	$\cos(Jet1, Jet2)$	c_2	$-7,501 \cdot 10^{-1}$
x_3	E_{Jet1}^2	c_3	$-3,555 \cdot 10^{-4}$
x_4	$ p_{z,Jet3} $	c_4	$-9,303 \cdot 10^{-2}$
x_5	E_{miss}	c_5	$-1,821 \cdot 10^{-2}$
x_6	$ \cos\theta_{Jet2} $	c_6	$-4,743 \cdot 10^{-1}$

Tabelle C.2: Details der Linearen Diskriminante $U_{e\mu}$ für den $e\mu$ -Kanal

Hier nun eine Liste der genutzten Variablen und ihre Bedeutung. Der energiereichste Jet ist immer mit $Jet1$ gekennzeichnet. Der Jet mit der zweithöchsten Energie ist $Jet2$. Der nächste ist dann $Jet3$.

- Die Acoplanarität ist die Winkeldifferenz zwischen $Jet1$ und $Jet2$ in der ϕ -Ebene¹.
- Die Acolinearität ist die Winkeldifferenz zwischen $Jet1$ und $Jet2$.
- $\cos(Jet1, Jet2)$ ist der Kosinus der Winkeldifferenz zwischen $Jet1$ und $Jet2$.

¹Die z-Achse steht senkrecht auf der ϕ -Ebene.

$$U_{e\tau} = \sum_{i=1}^6 c_i \cdot x_i$$

x_1	\not{p}_\perp	c_1	$6,995 \cdot 10^{-3}$
x_2	$mpto$	c_2	$3,393 \cdot 10^{-2}$
x_3	Acoplanarität	c_3	$-1,030 \cdot 10^{-2}$
x_4	$ \cos\theta_{Jet1} $	c_4	$-8,378 \cdot 10^{-1}$
x_5	$ p_{z,Jet3} $	c_5	$-4,274 \cdot 10^{-2}$
x_6	$\cos(Jet1, Jet2)$	c_6	$-1,850 \cdot 10^{-1}$

Tabelle C.3: Details der Linearen Diskriminante $U_{e\tau}$ für den $e\tau$ -Kanal

- \not{p}_\perp ist der Betrag des fehlenden Transversalimpulses.
- $mpto$ ist der Betrag des Anteils des fehlenden Transversalimpulses der senkrecht zur sogenannten *Thrust*-Achse steht. Diese ist so im Raum ausgerichtet, daß die Summe aller zu ihr senkrecht stehenden Impulskomponenten aller Teilchen minimiert ist.
- $mm2 = (\sqrt{s} - E_{ges}) \cdot |\sqrt{s} - E_{ges}| - \not{p}^2$. Dies entspricht im Fall $\sqrt{s} > E_{ges}$ gerade dem invarianten Massenquadrat des fehlenden Vierer-Impulses. Ist $mm2$ negativ, so wurde mehr Energie im Detektor registriert als die Schwerpunktsenergie zuläßt. Ursache hierfür können schlecht rekonstruierte Ereignisse sein oder Ereignisse, denen zusätzliche Teilchen überlagert sind.
- E_{Jeti} ist die Energie des Jets i .
- θ_{Jeti} ist der Winkel zwischen Strahlachse und Jet i .
- $p_{z,Jeti}$ ist die Impulskomponente parallel zur z-Achse.
- E_{12} ist die Summe der Energien aller Teilchen, deren Winkel zwischen Bahn und Strahlachse weniger als 12° beträgt.

$$U_{\mu\mu} = \sum_{i=1}^6 c_i \cdot x_i$$

x_1	\cancel{p}_\perp	c_1	$3,364 \cdot 10^{-2}$
x_2	Acolinearität	c_2	$8,891 \cdot 10^{-3}$
x_3	E_{Jet1}^2	c_3	$-1,430 \cdot 10^{-4}$
x_4	E_{Jet3}	c_4	$-1,877 \cdot 10^{-2}$
x_5	E_{12}	c_5	$-2,596 \cdot 10^{-2}$
x_6	E_{Jet2}	c_6	$7,648 \cdot 10^{-3}$

Tabelle C.4: *Details der Linearen Diskriminante $U_{\mu\mu}$ für den $\mu\mu$ -Kanal*

$$U_{\mu\tau} = \sum_{i=1}^6 c_i \cdot x_i$$

x_1	\cancel{p}_\perp	c_1	$8,591 \cdot 10^{-3}$
x_2	$mpto$	c_2	$2,428 \cdot 10^{-2}$
x_3	Acoplanarität	c_3	$-1,023 \cdot 10^{-2}$
x_4	$\cos(Jet1, Jet2)$	c_4	$-2,933 \cdot 10^{-1}$
x_5	$\cos\theta_{Jet1}$	c_5	$-5,098 \cdot 10^{-1}$
x_6	E_{12}	c_6	$-3,674 \cdot 10^{-2}$

Tabelle C.5: *Details der Linearen Diskriminante $U_{\mu\tau}$ für den $\mu\tau$ -Kanal*

$$U_{\tau\tau} = \sum_{i=1}^6 c_i \cdot x_i$$

x_1	$mpto$	c_1	$1,991 \cdot 10^{-2}$
x_2	$ p_{z,Jet1} $	c_2	$-1,164 \cdot 10^{-2}$
x_3	$ p_{z,Jet3} $	c_3	$-8,839 \cdot 10^{-2}$
x_4	Acoplanarität	c_4	$-8,460 \cdot 10^{-3}$
x_5	E_{Jet2}	c_5	$1,905 \cdot 10^{-2}$
x_6	$\cos(Jet1, Jet2)$	c_6	$-4,482 \cdot 10^{-1}$

Tabelle C.6: *Details der Linearen Diskriminante $U_{\tau\tau}$ für den $\tau\tau$ -Kanal*

Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche, "Teilchen und Kerne", Springer-Verlag (1994)
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam, Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm 367 (Almqvist and Wiksells) Stockholm, 1969
S.L. Glashow, Ph. D. Thesis, Harvard University, 1956
- [3] G. Arnison et al., UA1 Kollaboration, Phys. Lett. B122, 103 (1983).
- [4] M. Banner et al., UA2 Kollaboration, Phys. Lett. B122, 476 (1983).
- [5] G. Arnison et al., UA1 Kollaboration, Phys. Lett. B126, 398 (1983).
- [6] P. Bagnaia et al., UA2 Kollaboration, Phys. Lett. B129, 130 (1983).
- [7] D. Abbaneo et al, "A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model", ALEPH Note 98-037
- [8] W. Beenakker, et al., "WW cross-sections and distributions" in "Physics at LEP2", CERN report 96-01.
- [9] Z. Kunszt, et al., "Determination of the mass of the W boson" in "Physics at LEP2", CERN report 96-01.
- [10] S. Myers et al., "Large Electron-Positron Storage Ring", Technical Notebook, CERN (1988).
- [11] C. Bowdery (Editor), "ALEPH Handbook", Vol. 1 & 2, CERN (1997)
- [12] B. Bloch, "Sical energies in Physics events", Presentiert im W-Treffen, Genf, 21.04.1999
- [13] P. Azzurri, et al., "WW cross section and W branching ratios at $\sqrt{s} = 183$ GeV", ALEPH 98-078
- [14] M. Girone, "WW fully leptonic cross section measurement at 189 GeV", Presentiert im W-Treffen, Genf, 21.06.1999
- [15] S. Christ, "Effect of random background on a cut selection and an alternative selection for $WW \rightarrow l\nu l\nu$ final states at $\sqrt{s} = 189$ GeV", ALEPH Note 99-095
"http://alephwww.cern.ch/USER/CHRISTS/", 24.09.1999
- [16] B. Bloch-Devaux und P. Hansen, "The luminosity at 189 GeV", ALEPH Note 99-029

- [17] ALEPH Kollaboration, “Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at production threshold”, Phys. Lett. B401 (1997) 347
- [18] ALEPH Kollaboration, “Measurement of W -pair cross section in e^+e^- collisions at 172 GeV”, Phys. Lett. B415 (1997) 435
- [19] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek und Z. Was, Comp. Phys. Commun. 94 (1996) 216
- [20] S. Jadach et al., Phys. Lett B390 (1997) 298.
- [21] S. Jadach, B.F.L. Ward und Z. Was, Comp Phys. Comm. 79 (1994) 503
- [22] ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B 313 (1993) 509
- [23] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 281
- [24] M. Girone, “Update on the WW fully leptonic cross section @ 196 and 200 GeV”, presentiert im W -Wirkungsquerschnitts-Treffen, Genf, 14.09.1999
- [25] D. Bardin et al., GENTEL , DESY 96 233, hep-ph/9612409
- [26] B. Fabbro, “Linear discriminant analysis with stepwise method. Application for MSSM Higgs boson search in the $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ channel at LEP2”, ALEPH Note 97-012
- [27] H. Albrecht et al., “ALPHA User’s Guide”, ALEPH Note 99-087
- [28] OPAL Kollaboration, “ W^+W^- production in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV”, OPAL Physics Note PN378, Beitrag zur *International Europhysics Conference High Energy Physics 99*
- [29] ALEPH Collaboration, “Measurement of the W mass from $W \rightarrow l\nu$ decays at 183 GeV”, ALEPH Note 99-015
- [30] C. Rittger, “Bestimmung der “ W -Masse aus dem Leptonenergiespektrum mit dem Detektor ALEPH”, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, HD-IHEP 99-06
- [31] P. Buschmann et al., DELPHI Kollaboration, “Measurement of the W -pair Production Cross-section and W Branching Ratios at $\sqrt{s} = 189$ GeV”, DELPHI Note 99-61 Conf 248, Beitrag zur *International Europhysics Conference High Energy Physics 99*
- [32] L3 Kollaboration, “Preliminary Results on the Measurement of W -Pair Cross Sections in e^+e^- Interactions at $\sqrt{s} = 189$ GeV and W -Decay Branching Fractions”, L3 Note 2376, Beitrag zur *International Europhysics Conference High Energy Physics 99*

Danksagung

Nun zum vielleicht schwierigsten Teil dieser Arbeit, der Danksagung. Es ist wirklich an der Zeit den Menschen zu danken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Zunächst möchte ich zwei Menschen danken, ohne die ich diese Arbeit nicht einmal hätte beginnen können. Dies sind Herr Prof. Dr. Putzer und Herr Dr. Schlatter. Herr Putzer ermöglichte mir die Durchführung meiner Diplomarbeit am Kirchhoff-Institut für Physik, Herr Schlatter den angenehmen und lehrreichen Aufenthalt am CERN. Beiden danke ich auch für viele anregende Gespräche und ihr Interesse an dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Tittel danke ich für seine Tätigkeit als Zweitgutachter.

Weiterer Dank gilt meinen Kollegen. Dr. Oliver Buchmüller danke ich für die vielen Hilfestellungen in der Einarbeitungsphase und Dr. Ann Moutoussi für die herzliche Betreuung am CERN. Dr. Brigitte Bloch-Devaux, die immer Zeit für meine Fragen und Probleme hatte, möchte ich ganz besonders danken. Für die fruchtbaren Diskussionen und Ideen in der Schlußphase dieser Arbeit sowie für Nachrichten aus Mittelerde danke ich Dr. Selvam Dhamotharan.

Claus C. Beier, Selvam Dhamotharan und Andreas Friedrich danke ich für ihren Mut und ihre Ausdauer. Sie nahmen das harte Los auf sich und lasen die Arbeit Korrektur.

Ebenfalls danken möchte ich Dr. Richard Cavanaugh, Dr. Maria Girone und Guillaume Leibenguth für die gute Zusammenarbeit.

Ebenso danke ich meiner Familie und meinen Freunden, die immer für mich da waren, wenn es nötig war.

Weiterhin sei all jenen gedankt, die hier nicht namentlich erwähnt wurden und dennoch zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zu guter Letzt wünsche ich allen, die mir im letzten Jahr auf welche Weise auch immer behilflich waren, von Herzen alles Gute für ihre Zukunft.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

(Unterschrift)