

Elementarteilchen

Michael Prim, Tobias Volkenandt
Gruppe 37

26. November 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel des Versuchs	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Standardmodell	2
2.1.1	Quarks und Leptonen	2
2.1.2	Eichbosonen	3
2.1.3	elektromagnetische Wechselwirkung	3
2.1.4	schwache Wechselwirkung	3
2.1.5	starke Wechselwirkung	3
2.1.6	Offene Fragen	4
2.2	LEP und DELPHI	4
2.3	Z^0 -Produktion und Zerfall	5
2.3.1	$q\bar{q}$ -Zerfall	5
2.3.2	$l\bar{l}$ -Zerfälle	6
2.3.3	$\nu\bar{\nu}$ -Zerfälle	6
2.4	Theoretischer Hintergrund zur Auswertung	6
2.4.1	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses und der Anzahl der Farbladungen der starken Wechselwirkung	6
2.4.2	Abschätzung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung	8
2.4.3	Anzahl der Neutrinogenerationen	8
3	Versuchsdurchführung	9
4	Versuchsauswertung	9
4.1	Verzweigungsverhältnis und Leptonuniversalität	9
4.2	Anzahl der Farbladungen der starken Wechselwirkung	10
4.3	Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung	10
4.4	Anzahl der Neutrinogenerationen	10
4.5	Systematische Fehlerbetrachtung	11

1 Ziel des Versuchs

Bei diesem Versuch geht es darum, die Eigenschaften der Elementarteilchen anhand von Originaldaten aus dem DELPHI-Experiment zu untersuchen. Unter anderem werden die Farbladungen der starken Wechselwirkung, die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und die Zahl der Neutrino-Generationen bestimmt.

2 Theoretische Grundlagen

Hinweis: Im gesamten Versuchsprotokoll verwenden wir natürliche Einheiten: $\hbar = c = 1$.

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell (SM) ist das beste Modell zur Beschreibung elementarer Teilchen und deren Wechselwirkungen. Das heutige SM hat sich im Laufe der Historie stets fortentwickelt und ging mit den Fortschritten in der experimentellen Teilchenphysik einher. Da eine umfassende Erklärung des SM Stoff für eine komplette Vorlesung bietet, wollen wir im Folgenden nur kurz die wichtigsten Ergebnisse zusammenfassen.

Im SM werden elementare Teilchen durch Fermionen (Abbildung 1) beschrieben und deren Wechselwirkungen (Abbildung 3) durch Bosonen (Abbildung 2).

2.1.1 Quarks und Leptonen

Die elementaren Teilchen sind getrennt in Quarks, welche die Bestandteile von Hadronen (z.B. Proton, Neutron, Pion) bilden, und Leptonen (z.B. Elektron). Sowohl Quarks, als auch Leptonen, sind in 3 Generationen aufgeteilt, wobei nur die erste Generation stabil ist. Eine Ausnahme hiervon bilden die Neutrinos, welche zwar nicht zerfallen, aber in eine andere Generation oszillieren können. Zu jedem Quark und Lepton existiert ein zugehöriges Anti-Quark bzw. Anti-Lepton, der selben Masse aber entgegengesetzter Ladung. Man bezeichnet Bindungszustände von 2 Quarks als Mesonen und solche von 3 Quarks als Baryonen.

Leptons $\text{spin} = 1/2$			Quarks $\text{spin} = 1/2$		
Flavor	Mass GeV/c^2	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c^2	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ tau neutrino	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3

Abbildung 1: Fermionen im Standardmodell

2.1.2 Eichbosonen

Zur Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen wurden im Rahmen der Theorie verschiedene Eichbosonen eingeführt, welche als Austauscheteilchen der Wechselwirkung fungieren. Die Existenz dieser Teilchen konnte experimentell bestätigt werden. Eine Besonderheit bilden hierbei die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, da diese massive Austauscheteilchen sind. Im Gegensatz dazu sind Photon und Gluon masselos.

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W^-	80.4	-1			
W^+	80.4	+1			
Z^0	91.187	0			

Abbildung 2: Bosonen im Standardmodell

2.1.3 elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch Austausch von Photonen beschrieben. Sie koppelt an die elektrische Ladung der Teilchen und besitzt eine unendliche Reichweite. Es gibt 4 grundlegende Prozesse: Teilchen-Antiteilchen-Vernichtung und -Erzeugung, sowie Photon-Emission und -Absorption. Die Kopplungskonstante ist gegeben durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = 7.297352568 \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{137}$.

2.1.4 schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung wird durch Austausch der massiven Eichbosonen W^\pm und Z^0 beschrieben. Sie koppelt an den Flavor der Fermionen. Ihre Reichweite ist sehr kurz und wurde erstmals bei Kernzerfällen beobachtet. Eine Besonderheit stellt die Tatsache dar, dass es sowohl geladene Ströme wie auch neutrale Ströme gibt. Durch Emission und Absorption von W^\pm -Bosonen erfolgt ein Übergang vom Lepton zum zugehörigen Neutrino, sowie von up-type Quarks zu down-type Quarks. Die schwache Kopplungskonstante ist gegeben durch die Fermi-Konstante $G_F = 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen bricht die schwache Wechselwirkung diverse Symmetrien, was zu Phänomenen wie der CP-Verletzung führt. Im Rahmen dieses Versuches wird hierauf jedoch nicht näher eingegangen.

2.1.5 starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird durch Austausch von Gluonen beschrieben. Sie koppelt an die Farbladung der Quarks. Die Reichweite ist ebenfalls sehr kurz, jedoch deutlich stärker als die der anderen Wechselwirkungen. Die starke Wechselwirkung ist verantwortlich für den Zusammenhalt der Quarks im Hadron. Eine Besonderheit stellt die Selbstwechselwirkung der Gluonen dar. Dies führt zu einer enormen Komplexität, weshalb es bis heute noch nicht möglich ist, z.B. das Innenleben eines Protons genau zu berechnen. Des Weiteren ist die Kopplungskonstante α_S der starken

Wechselwirkung von der Energie abhängig. Man bezeichnet sie daher auch als laufende Koppelkonstante. Sie wird erst für große Energien hinreichend klein, um eine störungstheoretische Betrachtung durchzuführen.

Property	Interaction	Strong			
		Gravitational	Weak (Electroweak)	Electromagnetic	Fundamental Residual
Acts on:	Mass – Energy	Flavor	Electric Charge	Color Charge	See Residual Strong Interaction Note
Particles experiencing:	All	Quarks, Leptons	Electrically charged	Quarks, Gluons	Hadrons
Particles mediating:	Graviton (not yet observed)	W^+ W^- Z^0	γ	Gluons	Mesons
Strength relative to electromag for two u quarks at: for two protons in nucleus	10^{-18} m	0.8	1	25	Not applicable to quarks
	3×10^{-17} m	10^{-41}	10^{-4}	60	
		10^{-41}	10^{-7}	Not applicable to hadrons	20

Abbildung 3: Wechselwirkungen im Standardmodell

2.1.6 Offene Fragen

Das SM vermag jedoch nicht alle offenen Fragen zu beantworten. Es gibt verschiedene Erweiterungen des SM, sowie supersymmetrische und große vereinheitlichte Theorien, die versuchen Antworten auf diese Fragen zu geben. Beispielsweise steht die experimentelle Bestätigung des Higgs-Bosons noch aus, welches in einer gängigen Erweiterung des SM vorhergesagt wird.

2.2 LEP und DELPHI

Die Daten des Versuchs stammen vom Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN in Genf. Im Experiment wurden Elektronen und Positronen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie dieser Kollision ließ sich dabei genau einstellen. Mit 4 Detektoren wurden die Zerfallsprodukte der Elektron-Positron-Annihilation untersucht. Einer davon war DELPHI. DELPHI (Abbildung 4 und 5) bestand aus einer Spurkammer um die Spuren der Teilchen rekonstruieren zu können. Des weiteren war er mit elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern zur Teilchenidentifikation anhand der Energiedeposition ausgerüstet. Die äußerste Schicht bildeten Myonkammern zum Nachweis der energiereicheren Myonen. Zusätzlich war der Detektor von einem Magnetfeld durchsetzt. Die Bahnkrümmung geladener Teilchen in der Spurkammer erlaubte die Impulsbestimmung.

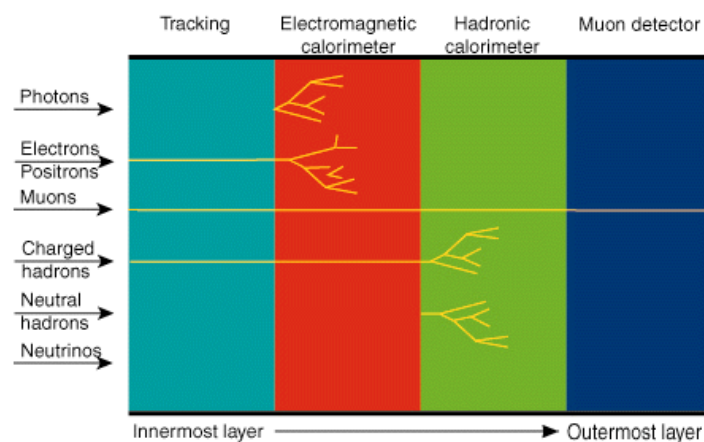


Abbildung 4: Schematischer Aufbau eines Detektors

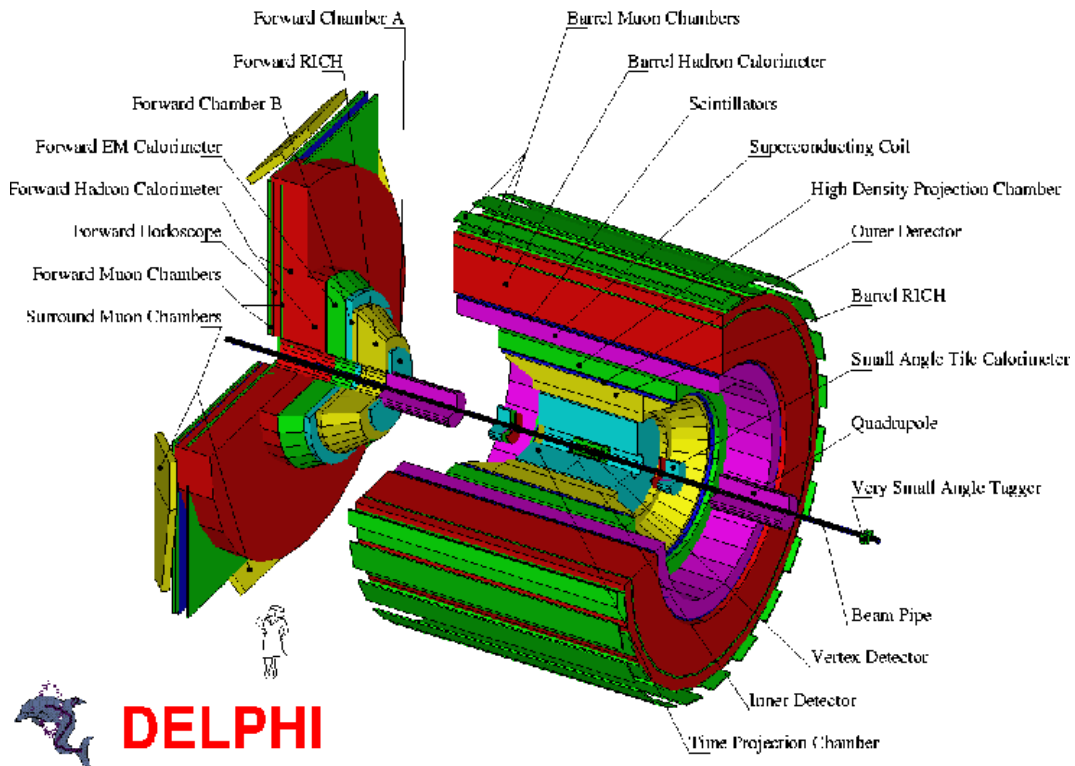


Abbildung 5: DELPHI Detektor

2.3 Z^0 -Produktion und Zerfall

Im Rahmen des Versuchs verwenden wir Messdaten des DELPHI-Detektors, die bei einer Schwerpunktsenergie aufgenommen wurden, die gerade der Z^0 -Resonanz entspricht. Hierbei kommt es zum in Abbildung 6 dargestellten Prozess. Elektron und Positron vernichten sich gegenseitig und erzeugen ein massives Z^0 -Boson, welches anschließend in $q\bar{q}$ -, $l\bar{l}$ - oder $\nu\bar{\nu}$ -Paare zerfällt. Der $t\bar{t}$ -Zerfall ist energetisch nicht erlaubt. Je nach Zerfallskanal beobachtet man im Detektor eine andere Signatur.

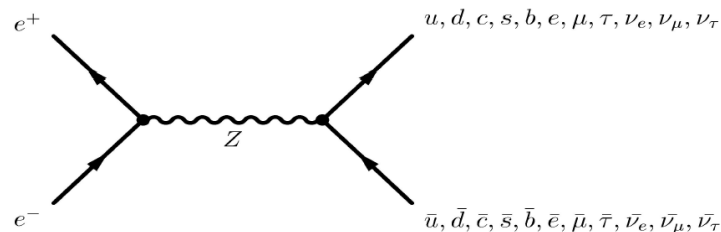


Abbildung 6: Produktion und Zerfall von Z^0 -Bosonen

2.3.1 $q\bar{q}$ -Zerfall

Beim Zerfall des Z^0 in zwei Quarks fliegen diese auseinander und bilden, sobald dies energetisch günstiger ist, weitere $q\bar{q}$ -Paare aus. Quark und Anti-Quark bilden Hadronen aus (vorzugsweise Me-

sonen). Die so entstandenen Hadronen folgen der ursprünglichen Richtung des Quarks. Durch weitere $q\bar{q}$ -Paarbildungen und Zerfälle der Hadronen kommt es zur Ausbildung eines Spurenbündels, welches man als Jet bezeichnet. Da die Spurenbündel auf das ursprüngliche Quark-Anti-Quark-Paar zurückgeht spricht man von einem 2-Jet-Ereignis.

Die starke Wechselwirkung erlaubt die Abstrahlung eines Gluons. Sofern dies unter einem hinreichend großen Winkel zur ursprünglichen Bewegungsrichtung des Quarks geschieht, kann der sich ausbildende Jet vom Jet des Quarks unterschieden werden. Tritt eine solche Gluon-Abstrahlung nur bei einem Quark auf, spricht man bei der sich bildenden Signatur von einem 3-Jet-Ereignis. Ebenso sind natürlich auch 4- oder 5-Jet-Ereignisse möglich. Im Rahmen des Versuchs nehmen wir nur eine optische Unterscheidung zwischen 2- und mehr-Jet-Ereignissen vor.

2.3.2 $l\bar{l}$ -Zerfälle

Beim Zerfall des Z^0 in zwei Leptonen hängt die beobachtete Signatur von der Art des Leptons ab. Beim $e\bar{e}$ -Zerfall können wir zwei in entgegengesetzte Richtung fliegende hochenergetische Teilchen beobachten, die ihre Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Beim $\mu\bar{\mu}$ -Zerfall können wir ebenfalls zwei in entgegengesetzte Richtung fliegende hochenergetische Teilchen beobachten, welche jedoch erst in den Myonkammern detektiert werden. Der $\tau\bar{\tau}$ -Zerfall ist komplizierter, da die Tauonen noch in der Spurkammer zerfallen. Die dabei entstehenden Neutrinos besitzen eine große Energie, weshalb wir einen entsprechend hohen, fehlenden Transversalimpuls beobachten können. Je nach Zerfall des Tauons können wir ein Elektron im elektromagnetischen Kalorimeter, ein Myon in der Myonkammer oder einen hadronischen Zerfall mit wenigen Spuren beobachten.

2.3.3 $\nu\bar{\nu}$ -Zerfälle

Der Zerfall in zwei Neutronen ist unsichtbar, da Neutrinos einen verschwindend geringen Wirkungsquerschnitt mit Materie besitzen. Die Zerfallsbreite kann nur indirekt rekonstruiert werden.

2.4 Theoretischer Hintergrund zur Auswertung

2.4.1 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses und der Anzahl der Farbladungen der starken Wechselwirkung

Das Verzweigungsverhältnis R zwischen hadronischen und leptonischen Zerfällen ist gegeben durch das Verhältnis der Zerfallsbreiten, welche proportional zur Anzahl der Ereignisse sind:

$$R = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{l\bar{l}}} = \frac{N_{had}}{N_{l\bar{l}}}$$

N_{had} ist die Gesamtzahl aller Jet-Ereignisse. Es gibt drei Leptongenerationen, weshalb nicht eindeutig ist, wie sich die mittlere leptonische Zerfallsbreite zusammensetzt. Es wird daher Leptonuniversalität angenommen, wonach die mittlere Zerfallsbreite als der Mittelwert der Zerfallsbreiten der drei Generationen gegeben ist:

$$\Gamma_{l\bar{l}} = \frac{\Gamma_{e\bar{e}} + \Gamma_{\mu\bar{\mu}} + \Gamma_{\tau\bar{\tau}}}{3} \quad bzw. \quad N_{l\bar{l}} = \frac{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}}{3}$$

Wir können die Leptonuniversalität im Rahmen des Versuchs überprüfen, indem wir die Zählraten für die verschiedenen leptonischen Zerfälle vergleichen. Diese sollten näherungsweise gleich sein.

$$\Gamma_{e\bar{e}} = \Gamma_{\mu\bar{\mu}} = \Gamma_{\tau\bar{\tau}} \quad bzw. \quad N_{e\bar{e}} = N_{\mu\bar{\mu}} = N_{\tau\bar{\tau}}$$

Aus der Vorbereitung ist der Zusammenhang zwischen hadronischer Zerfallsbreite und Anzahl der Farbladungen gegeben durch:

$$\Gamma_{had} = N_C (N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM})$$

Verwendet man das Verzweigungsverhältnis, kann man diesen Zusammenhang nach der Anzahl der Farbladungen N_C auflösen:

$$N_C = \frac{R \cdot \Gamma_{l\bar{l}}^{SM}}{(N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM})}$$

Wir erwarten $N_C = 3$, was rot, grün und blau entspricht. Hierbei sind:

- $\Gamma_{l\bar{l}}^{SM} = 83.83 MeV$: Breite einer sichtbaren Leptongeneration
- $\Gamma_{u\bar{u}}^{SM} = 98.88 MeV$: partielle Breite für up-type Quarks
- $\Gamma_{d\bar{d}}^{SM} = 127.48 MeV$: partielle Breite für up-type Quarks
- $N_u = 2$: Anzahl der up-type Quarks, in die ein Zerfall möglich ist
- $N_d = 3$: Anzahl der down-type Quarks, in die ein Zerfall möglich ist

Zur Fehlerabschätzung des Verzweigungsverhältnisses R verwenden wir die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung:

$$R = \frac{N_{had} \cdot 3}{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}}$$

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \sqrt{\sigma_{N_{had}}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial N_{had}} \right)^2 + \sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial N_{e\bar{e}}} \right)^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial N_{\mu\bar{\mu}}} \right)^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial N_{\tau\bar{\tau}}} \right)^2} \\ &= \sqrt{\sigma_{N_{had}}^2 \left(\frac{3}{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}} \right)^2 + (\sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2) \cdot \left(\frac{N_{had} \cdot 3}{(N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}})^2} \right)^2} \\ &\approx \sqrt{\sigma_{N_{e\bar{e}}}^2 + \sigma_{N_{\mu\bar{\mu}}}^2 + \sigma_{N_{\tau\bar{\tau}}}^2} \cdot \left(\frac{N_{had} \cdot 3}{(N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}})^2} \right) \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde hierbei die Näherung gemacht, dass $\sigma_{N_{had}} \ll \sigma_{N_{l\bar{l}}}$ ist. Diese Näherung ist insofern gerechtfertigt, als dass wir bedeutend mehr hadronische Zerfälle beobachten werden. Weiterhin gilt, dass der Fehler der leptonenischen Zerfälle aufgrund der Poisson-Statistik durch $\sigma_{N_{l\bar{l}}} = \sqrt{N_{l\bar{l}}}$ gegeben ist. Bildet man nun den relativen Fehler und setzt ihn kleiner 15% so erhält man eine Bedingung für die Zählrate:

$$15\% \geq \frac{\sigma_R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}}}} \Rightarrow N_{e\bar{e}} + N_{\mu\bar{\mu}} + N_{\tau\bar{\tau}} \geq 45$$

2.4.2 Abschätzung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung

Zur Bestimmung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s verwenden wir alle Ereignisse N_3 mit mehr als 2 Jets. Aus der Vorbereitung ist folgende Formel gegeben:

$$R_3 = \frac{N_3(y > y_{cut})}{N_{had}} \approx C(y > y_{cut}) \cdot \alpha_s(m_Z)$$

Im Rahmen des DELPHI-Experiment hat sich ein Wert von $y_{cut} = 0.02$ als geeignet erwiesen. Damit ergibt sich eine Konstante $C = 2.72$ und als Beziehung für die Kopplungskonstante:

$$\alpha_s(m_Z) \approx \frac{N_3}{2.72 \cdot N_{had}}$$

Der Literaturwert beträgt $\alpha_s(m_Z) = 0.1176$.

2.4.3 Anzahl der Neutrinogenerationen

Die Anzahl der Neutrinogeneration N_ν kann wie bereits erwähnt nur indirekt bestimmt werden. Dazu bestimmen wir zunächst die totale Breite Γ_{tot} der Z^0 -Resonanz aus dem Wirkungsquerschnitt. Dieser ist gegeben durch Zählrate und Luminosität, sowie die Formel aus der Vorbereitung:

$$\sigma_{had} = \frac{N_{had}}{K_{QED} \cdot L} = \frac{12\pi \cdot \Gamma_{ll}^{SM} \cdot \Gamma_{had}}{m_Z^2 \cdot \Gamma_{tot}^2}$$

Dabei ist:

- $\Gamma_{ll}^{SM} = 83.83 \text{ MeV}$: wie oben die Breite einer sichtbaren Leptongeneration
- $\Gamma_{had} = R \cdot \Gamma_{ll}^{SM}$: unter Verwendung des eingangs bestimmten Verzweungsverhältnisses R
- $m_Z = 91.1876 \text{ GeV}$: Masse des Z^0 -Bosons
- $L = 28.48 \text{ nb}^{-1}$: Luminosität von LEP (für 1000 Ereignisse)
- $K_{QED} = 0.737$: Korrektur des Wirkungsquerschnittes um 26,3% aus QED-Rechnungen durch Photon-Emissionen

Damit ergibt sich für die totale Breite:

$$\Gamma_{tot} = \sqrt{\frac{12\pi \cdot (\Gamma_{ll}^{SM})^2 \cdot R \cdot K_{QED} \cdot L}{m_Z^2 \cdot N_{had}}}$$

Gleichzeitig ist die totale Breite gegeben durch die Summe der einzelnen Zerfallsbreiten:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + 3 \cdot \Gamma_{ll}^{SM} + N_\nu \cdot \Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}$$

Somit ergibt sich, anhand der Zerfallsbreite Γ_{inv} für die unsichtbaren Neutrinozerfälle, für die Zahl der Neutrinogenerationen:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}} = \frac{\Gamma_{tot} - \Gamma_{had} - 3 \cdot \Gamma_{ll}^{SM}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}}$$

Dabei ist neben den von oben bekannten Größen:

- $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{SM} = 166.1 \text{ MeV}$: Breite einer Neutrinogeneration

Wir erwarten $N_\nu = 3$ Neutrinogenerationen.

3 Versuchsdurchführung

Nach einer kurzen Einweisung in die Darstellungssoftware untersuchten wir 600 der 1000 zur Verfügung stehenden Ereignisse. Das Messprotokoll findet sich im Anhang des Protokolls. In Tabelle 3 sind die Zählraten der verschiedenen Zerfallsmodi zusammengefasst dargestellt. Darüber hinaus sind die Fehler angegeben, die sich aus der Poissonstatistik der Zählraten ergeben.

Events	N_{2-jet}	N_{3-jet}	$N_{e\bar{e}}$	$N_{\mu\bar{\mu}}$	$N_{\tau\bar{\tau}}$
001-100	43	43	7	5	2
101-200	34	59	1	3	3
201-300	35	61	2	2	0
301-400	29	58	7	5	1
401-500	26	62	5	3	4
501-600	30	53	6	8	3
Σ	197	336	28	26	13
$\sigma_{N\dots}$	± 0.071	± 0.055	± 0.189	± 0.196	± 0.277

Tabelle 1: Zählraten der verschiedenen Zerfallsmodi und zugehörige Fehler

4 Versuchsauswertung

Im Rahmen der Versuchsauswertung wurden, soweit nichts anderes erwähnt, ROOT¹ und MATHEMATICA² zur Fehlerrechnung und grafischen Darstellung der Messergebnisse verwendet. Darüber hinaus wurden die gängigen Formeln für Stichprobenmittelwert, Stichprobenvarianz und Gauß'scher Fehlerfortpflanzung verwendet. Bei korrelierten Fehlern wird ggf. die Größtfehlerabschätzung anstelle der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung verwendet, sofern nicht alle Elemente der Kovarianzmatrix bekannt sind. Darauf wird jedoch im Text explizit hingewiesen.

4.1 Verzweigungsverhältnis und Leptonuniversalität

Das Verzweigungsverhältnis bestimmt sich wie in Abschnitt 2.4.1 gezeigt zu:

$$R = \frac{N_{had}}{N_{l\bar{l}}} = 23.866 \pm 2.916$$

Ein Vergleich der Zählraten der verschiedenen leptonischen Zerfälle offenbart jedoch eine gewisse Asymmetrie zwischen den einzelnen Leptongenerationen:

$$N_{e\bar{e}} : N_{\mu\bar{\mu}} : N_{\tau\bar{\tau}} \iff 28 : 26 : 13$$

Der sich hieraus ergebende Wert für $N_{l\bar{l}}$ wird aufgrund der Mittelwertbildung aus den drei leptonischen Zerfallsraten stark nach unten verzerrt. Dieser systematische Fehler bei der Zuordnung der Events ist ausschlaggebend für alle weiteren Ergebnisse. Wir haben bei der Zuordnung wohl viele Ereignisse mit 2 Jets und wenigen Spuren fälschlich als 2-jet Ereignisse gezählt, wohingegen es sich möglicherweise auch um Zerfälle eines $\tau\bar{\tau}$ -Paares gehandelt haben könnte. In Abschnitt 4.5

¹<http://root.cern.ch>

²<http://www.wolfram.com>

wird eine kurze Betrachtung der Ergebnisse unter Berücksichtigung dieses systematischen Fehlers durchgeführt.

4.2 Anzahl der Farbladungen der starken Wechselwirkung

Die Anzahl der Farbladungen bestimmt sich wie ebenfalls in Abschnitt 2.4.1 gezeigt zu:

$$N_C = \frac{R \cdot \Gamma_{ll}^{SM}}{(N_u \cdot \Gamma_{u\bar{u}}^{SM} + N_d \cdot \Gamma_{d\bar{d}}^{SM})} = 3.448 \pm 0.421$$

Dieses Ergebnis ist im Rahmen von 2 Standardabweichungen noch mit den drei Farbladungen vereinbar.

4.3 Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bestimmt sich wie in Abschnitt 2.4.2 gezeigt zu:

$$\alpha_s(m_Z) \approx \frac{N_3}{2.72 \cdot N_{had}} = 0.232 \pm 0.000$$

Der verschwindend geringe statistische Fehler erklärt sich aus der hohen Zählrate von hadronischen bzw. 3-jet Ereignissen und den daraus resultierenden sehr kleinen Fehlern. Dennoch besteht etwa ein Faktor 2 Differenz zum Literaturwert von $\alpha_s(m_Z) = 0.1176$.

Da nicht alle Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von m_Z stattgefunden haben, sondern wir viele darüber und darunter beobachten konnten, könnte es sein, dass das Mittel der hier beobachteten Ereignisse einige GeV unterhalb der Z^0 -Resonanz liegt. Da wir die Schwerpunktsenergien der einzelnen Ereignisse jedoch nicht notiert haben, können wir nur Vermutungen anstellen. Dies wäre jedoch eine mögliche Erklärung für eine tendenziell zu hohe Kopplungskonstante, da diese bekanntlich für kleine Energien ansteigt und zu einem Zusammenbruch der Störungstheorie führt. Der Faktor 2 lässt sich jedoch damit nicht umfassend klären, da unsere gemessene Kopplungskonstante etwa im Bereich einer Schwerpunktsenergie von $10GeV$ liegen würde.

4.4 Anzahl der Neutrinogenerationen

Zunächst wird die totale Zerfallsbreite gemäß Abschnitt 2.4.3 bestimmt. Hierbei ist zu beachten, dass die im blauen Buch angegebene Luminosität für 1000 Ereignisse gilt und wir daher einen entsprechenden Korrekturfaktor von 0.6 einführen müssen um unsere totale Zählrate von nur 600 Ereignissen zu berücksichtigen. Weiterhin gilt für die Dimension der Luminosität in natürlichen Einheiten $1nb = \frac{10^{-7}}{(197.5GeV)^2}$

$$\Gamma_{tot} = \sqrt{\frac{12\pi \cdot (\Gamma_{ll}^{SM})^2 \cdot R \cdot K_{QED} \cdot L \cdot 0.6}{m_Z^2 \cdot N_{had}}} = 2647.115GeV \pm 161.98GeV$$

Somit ergibt sich für die Zahl der Neutrinogenerationen:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}} = \frac{\Gamma_{tot} - \Gamma_{had} - 3 \cdot \Gamma_{ll}^{SM}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}} = 2.378 \pm 1.764$$

Dieses ist im Rahmen des Fehler mit den 3 Neutrinogenerationen vereinbar.

4.5 Systematische Fehlerbetrachtung

Wie bereits erwähnt, ist der dominante systematische Fehler die Falschzuordnung von 2-jet bzw. $\tau\bar{\tau}$ -Zerfällen. Führen wir hier eine Korrektur durch, indem wir die Zählrate der $\tau\bar{\tau}$ -Zerfälle um 10 erhöhen und die der 2-jet Ereignisse um 10 erniedrigen, was unter Annahme gültiger Leptonuniversalität vernünftig erscheint, ergeben sich die folgenden Ergebnisse:

$$R = 20.377 \pm 2.322$$

$$N_C = 2.944 \pm 0.336$$

$$\alpha_s(m_Z) = 0.236 \pm 0.000$$

$$N_\nu = 3.068 \pm 1.446$$

Die Fehler sind zwar nicht viel kleiner geworden aber die Verzerrung von N_{ll} ist kompensiert und führt zu besser mit den Literaturwerten vereinbaren Messergebnissen.