

Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms- Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch E213 - Analyse von Z^0 -Zerfällen

Fortgeschrittenen Praktikum II

Sommersemester 1999

Von

Christian Funke, Torge Szczepanek

Gruppe α 8

Semesterzahl: 8

Hauptfach: Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	1. Teil: Charakterisierung von Z^0-Zerfällen mit Grope	4
2.1	Die Meßgrößen	4
2.1.1	Der OPAL-Detektor	4
2.1.2	Die Meßgrößen des OPAL-Detektors	5
2.2	Die Zerfälle	6
2.2.1	Der leptonische Zerfall	6
2.2.2	Der hadronische Zerfall	7
2.2.3	Zerfallshäufigkeiten	8
2.3	Datenanalyse an Musterdatensätzen und erstellen der Schnittbedingungen	8
2.4	Analyse eines unbekanntes Datensatzes	18
3	2. Teil Analyse realer OPAL-Daten mit PAW	21
3.1	Aufgaben	21
3.1.1	Berechnung der Zerfallsbreiten der verschiedenen Fermionpaare	21
3.1.2	Änderung der Z^0 - <i>Breite</i>	22
3.1.3	Theoretische Winkelverteilung	23
3.1.4	Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	24
3.2	Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen	25
3.2.1	Optimierung der Schnittbedingungen mit Monte-Carlo-Daten	26
3.2.2	Aufstellung der Efficiency-Matrix anhand der Monte-Carlo Daten	34
3.3	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	41
3.3.1	Anwendung der Schnitte auf Daten1	41
3.3.2	Berechnung der experimentellen Wirkungsquerschnitte	50
3.4	Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	53
3.5	Überprüfung der Lepton-Universalität	57
3.6	Der Breit-Wigner-Fit	58
3.6.1	Der Fit und seine Ergebnisse	58

<i>E213 - Analyse von Z^0-Zerfällen</i>	3
3.6.2 Bestimmung der einzelnen Partialbreiten	66
3.6.3 Anzahl der leichten Neutrino-generationen	67
4 Zusammenstellung möglicher Fehler	68
A Abbildungsverzeichnis	69
B Tabellenverzeichnis	70

1 Einleitung

Dieser Versuch ist eine Einführung in die modernen der Methoden der Elementarteilchenphysik. Es werden experimentelle Daten von Z^0 -Ereignissen ausgewertet die mit dem OPAL-Detektor am LEP-Speicherring bei CERN aus hochenergetischen Elektron-Positron Kollisionen gewonnen wurden. Die Analyse erfolgt am Computer mit den Programmen GROPE (1. Teil) und PAW (2. Teil).

2 1. Teil: Charakterisierung von Z^0 -Zerfällen mit Grope

In diesem Versuchsteil sollen mit dem Programm GROPE Charakteristika der verschiedenen Zerfallskanäle des intermediären Vektor-Bosons Z^0 gefunden werden mit denen sich die Ereignisklassen (e^-e^+ , $\mu^-\mu^+$, $\tau^-\tau^+$ und hadronische Ereignisse) trennen lassen.

2.1 Die Meßgrößen

Die uns zur Charakterisierung der Ereignisse zu Verfügung stehenden Größen sind die Auslese-daten der verschiedenen Detektoren des OPAL-Detektors.

2.1.1 Der OPAL-Detektor

Der OPAL-Detektor besteht aus mehreren einzelnen radialsymmetrisch zur Strahlachse angeordneten Detektoren (mit Ausnahme einzelner Vorwärtsdetektoren, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden soll.). Durch diese einzelnen Detektoren ist es möglich den Zerfallsereignissen den zugehörigen Zerfallskanal zuzuordnen. Da die Summe der Meßdaten für eine bestimmte Ereignisklasse eine spezifische Charakteristik aufweist.

Als erstes werden nun die für diesen Versuch relevanten Bauteile des OPAL-Detektors vorgestellt.

Die μ -Vertex-Kammer ist ein Halbleiterdetektor der eine präzise Auflösung des axialen Orts des Ereignissen liefert und so schon eine Preselektion der Ereignisse zuläßt, bei der z.B. bereits kosmische Ereignisse aussortiert werden können.

Um die Vertex-Kammer herum befindet sich eine Vieldrahtproportional-(Jet-)Kammer. In dieser Kammer befinden sich viele positiv geladene Zähldrähte und feldformende Kathodendrähte in axialer Richtung. Die Kammer ist mit einem Gasgemisch gefüllt. Wenn nun ein Teilchen durch diese Kammer fliegt ionisiert es auf seinem Weg Gasatome, deren Elektronen dann zu den Zähldrähten driften. unter Annahme einer konstanten Driftgeschwindigkeit der Elektronen läßt sich dadurch eine sehr gute radiale Ortsauflösung der Spuren erzielen, sowie durch Messung der Spannungsdifferenzen an den Enden der Drähten eine grobe axiale Auflösung gewinnen. Weiterhin ist eine Energieverlustmessung pro Längeneinheit einer geladenen Spur möglich.

Die um die Jet-Kammer angebrachte Z-Kammer erfüllt den gleichen Zweck wie die Jet-Kammer mit dem Unterschied, daß die Drähte hier radial verlaufen und somit eine gute Z-Auflösung liefern.

Um diese Kammern herum befinden sich hintereinander drei verschieden Kalorimeter. Das elektromagnetische Kalorimeter dient zur Energiemessung von Elektronereignissen, da diese aufgrund der Bauart des Kalorimeters hier ihre gesamte Energie abgeben. Bei hadronischen Ereignissen deponieren die Hadronen nur eine geringe Energie im em-Kalorimeter, werden aber dann im darauffolgenden hadronischen Kalorimeter vollkommen abgebremst. Das darauf folgende μ -Kalorimeter mißt nicht die Energie der hier durchfliegenden Myonen sondern dient nur als phänomenologischer Nachweis von Myonen, da nur diese dieses Kalorimeter erreichen können.

2.1.2 Die Meßgrößen des OPAL-Detektors

In diesem Versuchsteil stehen uns vier verschiedene Meßgrößen des OPAL-Detektors zu Verfügung.

- PCHARGED(Ctrk(SumP)): Dies ist die skalare Summe der Impulse aller geladenen Spuren eines Ereignisses die in Jet- und Z-Kammer gemessen wurden
- NCHARGED(Ctrk(N)): Dies ist die Anzahl aller geladenen Spuren die in Jet- und Z-Kammer detektiert wurden.
- E_Ecal(Ecal(SumE)): Dies ist die gesamte im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie eines Ereignisses.

- E_Hcal(Hcal(SumE)): Dies ist die gesamte im hadronischen Kalorimeter deponierte Energie eines Ereignisses.

Die in Klammern stehenden Ausdrücke beschreiben die Bezeichnungsweisen des Programms GROPE, wohingegen die anderen Ausdrücke vom im 2. Teil verwandten Programm PAW benutzt werden.

2.2 Die Zerfälle

Im folgenden werden die einzelnen Zerfallskanäle den folgenden Bezeichnungen zugeordnet:

- Elektron: $Z^0 \rightarrow e^-e^+$
- Myon: $Z^0 \rightarrow \mu^-\mu^+$
- Tau: $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$
- Hadron: $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

2.2.1 Der leptonische Zerfall

$Z^0 \rightarrow L\bar{L}$ (L steht für die Leptonen e, μ oder τ). Die leptonischen Zerfälle charakterisieren sich dadurch, daß zwei entgegengesetzt geladene Teilchen nahezu kollinear detektiert werden. Die Summe der gemessenen Impulse entspricht in etwa der Summe der Gesamtimpulse des LEP-Strahls. Die Elektron-Ereignisse zeichnet weiterhin aus, daß praktisch die gesamte Energie im Ecal deponiert wird. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß die geladenen Teilchen Bremsstrahlung emittieren können, die zum einen zu einer nicht mehr kollinearen Streuung und zum anderen zu einer Absenkung des gemessenen Teilchenimpulses führen können.

Die Spuren von myonischen Ereignissen zeigen eine geringe Deponierung von Energie in allen drei Kalorimetern insbesondere auch im μ -Kalorimeter dies geschieht aufgrund der geringen Wechselwirkung der hochenergetischen Myonen mit den Kalorimtermaterialien. Dies ist das Hauptunterscheidungsmerkmal von Elektronereignissen, die ja wie bereits erwähnt praktisch ihre gesamte Energie im Ecal deponieren.

Aufgrund der kurzen Lebensdauer von Tauonen können diese nicht direkt nachgewiesen werden. Daher erfolgt der Nachweis über die Zerfallsprodukte. Bei einem τ -Zerfall ergeben sich typischerweise 1 oder 3 geladene Zerfallsprodukte. Die Zerfallsereignisse werden auch n-prong Ereignisse genannt, wobei n die Anzahl der geladenen Teilchen ist. In Tabelle 1 sind die häufigsten Zerfallsarten eines τ^- -Leptons mit ihrer Häufigkeit und ihrer Prong-Zahl angegeben. Für τ^+ -Leptonen gilt analoges mit umgekehrten Ladungen.

N-Prong	Zerfallsprodukte	Häufigkeit [%]
1	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	24
1	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	18
1	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	18
1	$\pi^- \nu_\tau$	12
3	$\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	6
3	$\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	4
1	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	3

Tabelle 1: N-Prong Zerfälle des τ^-

Es gibt auch Zerfälle mit höheren N (5,7) aber aufgrund ihrer geringen Häufigkeit fallen sie hier nicht sonderlich ins Gewicht.

2.2.2 Der hadronische Zerfall

$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Die hadronische Zerfälle zeichnen sich durch eine große Anzahl geladener Spuren aus, was aus der kurzen Lebensdauer der Quark-Antiquark-Paare resultiert, so daß Zerfallskaskaden entstehen. Ein weiteres Merkmal sind die sowohl im Ecal als auch im Hcal deponierten hohen Energien. Eine genaue Bestimmung der $q\bar{q}$ -Paare (Flavours) ist im Rahmen dieses Versuchs nicht möglich, aber auch nicht erforderlich.

2.2.3 Zerfallshäufigkeiten

Die verschiedenen Zerfallskanäle treten nicht gleichberechtigt auf, sondern es ergeben sich folgende in Tabelle 2 aufgeführten Häufigkeiten. Dabei beschreibt $\gamma\gamma$ die e^-e^+ -Annihilation in zwei hochenergetische γ -Quanten da dieser Prozeß aber zur elektromagnetischen Wechselwirkung gehört ist er für diesen Versuch bei dem ein Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung untersucht wird ohne Bedeutung.

Zerfallsart	Häufigkeit [%]
$q\bar{q}$	70
$\gamma\gamma$	20
$L\bar{L}$	10

Tabelle 2: Zerfallshäufigkeiten

2.3 Datenanalyse an Musterdatensätzen und erstellen der Schnittbedingungen

Mit Hilfe des Programms GROPE (**G**raphical **R**econstruction of **OPAL** **E**vents) werden die Datensätze von vier Musterdateien, die jeweils nur eine Klasse von Zerfällen erhalten graphisch betrachtet und die in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Meßgrößen notiert. Für jede Ereignisklasse wurde ein typisches Beispiel ausgedruckt und befindet sich jeweils unter den Tabellen mit den jeweiligen Meßdaten. Anhand dieser Meßwerte sollte es uns nun möglich sein charakteristische Eigenschaften der einzelnen Zerfälle zu erkennen und Schnittkriterien zu finden mit denen sich die einzelnen Klassen trennen lassen. Von den uns zur Verfügung stehenden Meßgrößen wurde nur die Variable Hcal nicht zur Schnittbestimmung verwendet, da sie eine große Streuung aufweist und somit nicht zu eindeutigen Charakterisierung zu verwenden war.

Somit ist es anhand der Musterdateien möglich Schnittkriterien zu finden die Eindeutig und ohne Unsicherheit die gewünschten Ereignisse selektieren. Im zweiten Versuchsteil werden diese Kriterien dann noch einmal verfeinert, da dort Überschneidungen auftreten können und werden.

Es folgt nun eine tabellarische Aufführung der Werte der Musterdateien aus denen wir

dann die Schnittkriterien abgeleitet haben. In der Spalte Bemerkungen haben wir bei den e^-e^+ -Ereignissen versucht zwischen S- und T-Kanal Streuung zu unterscheiden und bei den τ -Ereignissen, da die Tauonen ja nicht direkt detektiert werden können die Zerfalls-prong zu bestimmen. Weiterhin werden hier noch Besonderheiten die uns auffielen angemerkt.

Run-Nr	Event-Nr.	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)	Bemerkungen
2566	163733	2	50,2	82,6	0	T
2566	165523	2	91,9	90,0	0	S
2566	165548	3	82,5	92,3	0	Det. Rauschen S
2566	165576	2	80,9	86,8	0	S
2566	166436	2	38,1	89,5	0	T
2566	167987	2	83,8	87,5	0	S
2566	168389	2	87,4	93,2	0	S
2566	170045	2	69,3	90,7	0	S
2566	170379	2	86,1	89,4	0,5	S
2566	197594	2	90,3	90,6	0	T
2566	197889	2	92,1	88,5	0,5	S
2570	28178	3	81,7	91,6	0	Auschl. eines p Aus Det.
2570	28499	2	89,6	92,5	0	S
2570	28743	2	61,1	89,2	0	S
2570	28777	3	88,4	89,1	0	gel. Teilch.
2570	88224	2	90,9	90,5	0,3	S
2570	90060	2	64,6	88,8	0	??
2570	91274	2	95,6	96,2	0	S
2571	418921	2	93,0	90,8	0	T
2571	420590	2	94,1	89,2	0	S

Tabelle 3: Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow e^-e^+$

Abbildung 1: Typischer $Z^0 \rightarrow e^-e^+$ Event

Run-Nr.	Event-Nr.	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)
2568	80617	2	90,1	1,6	7,0
2568	84297	2	93,0	1,6	8,7
2568	85398	2	96,8	2,0	0,0
2568	87693	2	89,1	2,3	8,5
2568	89929	2	90,5	1,5	7,2
2568	91048	2	91,8	1,8	4,3
2568	92681	2	86,3	3,7	3,3
2568	93199	2	99,2	1,3	2,9
2568	95202	2	88,2	1,6	3,0
2568	99962	2	90,9	1,3	6,7
2568	100566	2	95,6	2,5	6,1
2568	100721	2	75,3	3,1	6,8
2568	102167	2	85,2	5,8	4,4
2568	105726	2	98,6	3,6	5,7
2568	106346	2	86,6	1,9	7,9
2568	107030	2	98,0	1,9	2,0
2568	107720	2	108,3	2,0	8,5
2568	108553	2	92,4	3,6	6,7
2568	101610	2	92,0	1,9	22,6
2570	29023	2	92,6	3,6	5,7

Tabelle 4: Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$

Abbildung 2: Typischer $Z^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ Event

Run-Nr.	Event-Nr.	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)	τ -Zerfall
2566	170371	5	74,0	51,1	10,2	$\pi^\pm \pi^\pm \pi^0 e^- \nu_e \nu_\tau$
2566	170508	2	46,5	17,3	8,2	$\pi^\pm \pi^0 \pi^0 \pi^0 / \pi^\pm \nu_\tau$
2566	179750	2	30,8	1,6	6,3	μ/μ
2566	184010	2	29,5	10,2	4,1	$\mu/e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$
2566	184435	2	33,1	1,5	10,6	$\mu/\pi \text{ od. } \pi/\pi$
2566	189056	2	24,4	12,4	11,7	$e^-/\pi^- \pi^0$
2566	208314	4	36,0	16,1	5,7	$\mu/3\pi$
2566	212745	2	41,3	11,1	20,0	$e/\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$
2570	29664	2	49,7	5,2	20,3	$\mu/\pi^\pm \nu_\tau$
2570	30348	2	33,4	23,6	6,9	$e/\pi^\pm \pi^0$
2570	34612	2	14,1	3,3	6,3	μ/π^\pm
2570	39992	2	19,7	15,9	3,8	μ/π^\pm
2570	42200	2	26,8	16,5	3,4	e/μ
2570	45609	5	23,4	27,0	17,1	$e/\pi^\pm \pi^0$
2570	47033	2	23,8	29,4	3,6	$e/\pi^\pm \pi^0$
2572	98915	2	39,0	18,9	4,4	$\mu/\pi^\pm \pi^0$
2572	102412	2	24,1	46,5	7,3	$e/\pi^\pm \pi^0 \pi^0 \pi^0$
2572	102586	5	38,5	28,5	0,0	$e/\pi^\pm \pi^0 \pi^0$
2572	108411	2	35,3	51,8	2,3	$\pi^+ \pi^0 / \pi^- \pi^0$
2572	109621	2	17,8	2,5	5,0	π^+/π^-

Tabelle 5: Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow \tau^- \tau^+$

Abbildung 3: Typischer $Z^0 \rightarrow \tau^- \tau^+$ Event

Run-Nr.	Event-Nr.	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)
2566	164184	15	37,7	37,0	14,1
2566	195995	17	39,2	66,8	9,9
2566	196117	46	64,6	53,0	13,0
2566	196548	8	33,3	67,5	13,3
2568	78191	36	45,3	53,2	7,7
2568	78425	41	59,9	53,2	13,8
2568	78553	9	21,9	65,2	8,8
2568	78787	16	55,9	50,4	24,3
2568	79038	30	38,1	68,3	13,8
2568	79043	22	34,4	75,5	6,2
2568	79181	36	51,2	62,3	5,5
2568	79337	23	63,1	56,0	17,2
2568	79487	23	59,0	60,6	8,5
2568	79517	26	62,2	67,2	20,4
2568	79642	30	43,3	71,7	4,3
2570	88252	40	47,8	61,4	5,7
2570	88262	19	67,9	52,1	10,6
2570	88303	14	52,1	61,0	4,4
2570	88323	29	82,6	53,8	16,4

Tabelle 6: Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

Abbildung 4: Typischer $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ Event

Aufgrund dieser Daten wurden von uns die vorläufigen Schnittbedingungen festgelegt. In dem wir die einzelnen Spalten der Ereignisklassen analysierten und versuchten die charakteristischen Gemeinsamkeiten aller Events einer Klassen herauszufiltern. Wir kamen dabei zu folgendem vorläufigen Ergebnis:

Event-Typ	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)
Elektron	≤ 3		> 80	< 1
Myon	2	> 80	< 5	< 20
Tauon	≤ 7	$20 < x < 80$	< 60	
Hadron	≥ 8			

Tabelle 7: erste Schnittkriterien

2.4 Analyse eines unbekanntes Datensatzes

Unter Verwendung eines Testdatensatzes (TEST 2) wird nun überprüft, ob durch die oben gegebenen Schnittkriterien die Events wirklich eindeutig identifiziert werden können. Die Überprüfung findet durch den direkten Vergleich zwischen dem Ergebnis der Schnittkriterien und der visuellen Betrachtung des Events auf dem Computerbildschirm statt. Im Idealfall sollten beide Klassifizierungen dasselbe Ergebnis liefern.

Die Bezeichnungen zur Charakterisierung der Ereignisse in der nun folgenden Tabelle sind folgendermaßen definiert:

- E: Elektron-Ereignis
- M: Myon-Ereignis
- T: Tauon-Ereignis
- H: Hadron-Ereignis
- ?: nicht durch Schnittkriterien erfaßt
- *: Erläuterung im Anschluß an Tabelle

Anmerkung: Auf einen Ausdruck der Testdatei wurde nach Absprache mit dem Tutor verzichtet!

Run-Nr.	Event-Nr.	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)	Schnitt	Vis.
4353	5960	45	65,1	51,3	2,4	H	H
4353	6317	44	25,5	47,3	5,2	H	H
4353	7137	2	96,1	2,2	8,9	M	M
4353	7635	33	24,4	43,4	14,8	H	H
4353	9149	2	95,6	1,3	7,9	M	M
4353	9289	2	22,7	34,4	0,0	T	E
4353	9422	28	44,0	61,8	12,1	H	H
4353	9595	26	54,6	72,4	1,2	H	H
4353	12071	4	1,6	2,3	0,0	?	*1
4353	20330	2	76,9	90,5	0,0	E	E
4353	21251	2	107,2	2,6	3,6	M	M
4353	22997	2	89,3	93,2	0,0	E	E
4353	23669	6	35,3	16,0	20,1	?1	T
4353	24086	2	90,6	92,9	0,6	E	E
4353	24128	2	93,8	1,9	9,4	M	M
4353	27237	2	29,0	21,6	3,8	T	T
4353	27314	4	93,6	92,9	0,0	?	*2
4353	28367	2	97,6	2,5	3,6	M	M
4353	30444	2	3,9	4,2	0,0	?	*3
4353	33656	2	69,0	92,9	0,2	E	E

Tabelle 8: Analyse des Datensatzes TEST2

Von den 20 Testereignissen fielen 4 durch die vorläufigen Schnittkriterien diese Events werden nun noch im Einzelnen untersucht und auf ihre Relevanz für die Bestimmung der Schnittkriterien analysiert.

- ?1 : Bei diesem Event handelt es sich visuell definitiv um ein Tau-Ereignis. Der Grund warum es nicht als solches identifiziert wird liegt in der zu niedrigen Energiedeposition im Ecal darum wird das Schnittkriterium bzgl. Ecal(SumE) auf $15 < x < 80$ korrigiert.
- *1: Hierbei handelt es sich offensichtlich um einen Zwei-Photonen-Zerfall bei dem die gestreuten Elektronen jeweils ein Photon abstrahlen, was die geringen Energiedepositionen in den Kalorimetern und die zwei zusätzlichen Teilchen (Ionisation ?) erklärt.
- *2: Hierbei handelt es offensichtlich auch um einen Zwei-Photonen-Zerfall. Ein Elektron erzeugt ein Photon was dann wiederum in Elektron und Positron zerfällt
- *3: Hierbei handelt es sich ebenfalls um einen Zwei-Photonen-Zerfall analog zu *1 hierbei entstehen jedoch keine weiteren Teilchen durch Ionisation

Diese letzten drei Ereignisse lassen sich leider nicht effektiv durch Schnittkriterien einer Ereignisklasse zuteilen. Allerdings werden sie auch durch die Schnittkriterien nicht berücksichtigt so, daß zumindest keine falsche Zuordnung stattfindet. Dies ist ein Fehler der in Kauf genommen werden muß.

Somit ergeben sich nach Teil 1 die Schnittkriterien:

Event-Typ	Ctrk(N)	Ctrk(SumP)	Ecal(SumE)	Hcal(SumE)
Elektron	≤ 3		> 80	< 1
Myon	2	> 80	< 5	< 20
Tauon	≤ 7	$15 < x < 80$	< 60	
Hadron	≥ 8			

Tabelle 9: vorläufige Schnittkriterien nach Abschluß von Teil 1

3 2. Teil Analyse realer OPAL-Daten mit PAW

3.1 Aufgaben

3.1.1 Berechnung der Zerfallsbreiten der verschiedenen Fermionpaare

Die Zerfallsbreiten der verschiedenen Fermionenpaare berechnen sich über folgende Formel:

$$\Gamma_f = \frac{N_C^f \cdot \sqrt{2}}{12\pi} \cdot G_f \cdot M_Z^3 \cdot (g_v^{f2} + g_a^{f2}) \quad (1)$$

Hierbei sind im einzelnen:

- N_C^f : Farbfaktor (1 für Leptonen; 3 für Quarks)
- G_f : Fermi-Konstante ($=1,16639 \cdot 10^{-5} GeV^2$)
- M_Z : Masse des Z^0 -Mesons ($=91,182 GeV$)
- g_v^{f2} : Stärke der Vektorkopplung ($=I_3^f - 2Q_f \sin^2 \Theta_w$)
- g_a^{f2} : Stärke der Axialkopplung ($=I_3^f$)
- I_3^f : z-Komponente des schwachen Isospins
- Q_f : elektrische Ladung
- $\sin^2 \Theta_w$: Weinberg-Winkel ($=0,2319$)

Hiermit ergibt sich folgendes Bild: In dieser Tabelle nicht aufgeführt ist das Top-Quark da dieses wegen seiner großen Masse ($173,3 \pm 5,4 GeV$) bei der hier beobachteten Z^0 -Resonanz nicht erzeugt werden kann und somit nicht berücksichtigt werden muß. Die berechneten Werte für die Zerfallsbreiten liegen alle unter den im Skript angegebenen. Dies liegt vermutlich daran das bei der hier verwendeten Formel nur der Z^0 -Austauschterm berücksichtigt wurde und der γ -Term vernachlässigt wurde. Weiterhin könnten noch Prozesse höher Ordnung für dieses Ergebnis verantwortlich sein.

Nun läßt sich die Gesamtbreite des Z^0 -Zerfalls berechnen:

$$\Gamma_{Z^0} = 3\Gamma_\nu + 3\Gamma_{lepton} + 2\Gamma_{u,c} + 3\Gamma_{d,s,b} + n \cdot \Gamma_{unbekannt} = 2422,33 MeV \quad (2)$$

	ν_e, ν_μ, ν_τ	e, μ, τ	d,s,b	u,c
Q_f	0	-1	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
I_3^f	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
N_C^f	1	1	3	3
Γ_f ber. [MeV]	165,88	83,51	367,88	285,41
Γ_f Skript [MeV]	167,6	83,8	378	299

Tabelle 10: theoretische Zerfallsbreiten der Fermionen

Die Partialbreite und Multiplizität von unbekanntem Teilchen wurde hier gleich Null gesetzt.

Damit folgt für die hadronische, die geladen leptonische und die neutral leptonische Breite:

- $\Gamma_{hadronisch} = 2\Gamma_{u,c} + 3\Gamma_{d,s,b} = 1674,46 \text{ MeV}$
- $\Gamma_{geladen} = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau = 250,23 \text{ MeV}$
- $\Gamma_{neutral} = \Gamma_{\nu_e} + \Gamma_{\nu_\mu} + \Gamma_{\nu_\tau} = 497,64 \text{ MeV}$

Mit diesen Werten lassen sich nun die Wirkungsquerschnitte am Resonanzmaximum mit Hilfe der folgenden Formel bestimmen:

$$\sigma_f^{peak} = \frac{12\pi \cdot \Gamma_e \Gamma_f}{M_{Z^0}^2 \cdot \Gamma_{Z^0}^2} \quad (3)$$

Es ergeben sich folgende Werte:

	Neutrino	gel. Leptonen	u,c Quark	d,s,b Quark
$\sigma_f^{peak} [10^{-6} \text{GeV}^{-2}]$	10,118	5,087	17,408	22,438
$\sigma_f^{peak} [\text{nbarn}]$	3,939	1,980	6,776	8,735

Tabelle 11: theoretische Wirkungsquerschnitte am Resonanzmaximum

3.1.2 Änderung der Z^0 - Breite

Wenn der Zerfall in ein weiteres (unbekanntes) leichtes Fermionenpaar möglich wäre würden sich die entsprechenden Multiplizitäten der Zerfallsbreiten ändern (siehe Gl.[2]). Man erhielte:

Fermionpaar	$\Gamma_{Z^0}{}^{neu}$ [GeV]	+%
u	2,789	12,01
d	2,868	15,18
e	2,498	3,4
ν	2,580	6,9

Tabelle 12: Zunahme der Zerfallsbreite bei höherer Fermionmultiplizität

3.1.3 Theoretische Winkelverteilung

Nun sollen die theoretischen Winkelverteilungen der Wirkungsquerschnitte der beiden Prozesse

$$e^- e^+ \rightarrow e^- e^+$$

$$e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$$

graphisch dargestellt werden. Für den ersten Prozeß gibt es zwei Zerfallskanäle, den s- und den t-Kanal, für den Zweiten nur den s-Kanal. Die diff. Wirkungsquerschnitte zeigen für die einzelnen Kanäle die folgende Winkelabhängigkeit:

$$s - Kanal : \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 + \cos^2 \Theta$$

$$t - Kanal : \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{(1 - \cos \Theta)^2}$$

Somit ergibt sich das in Abb. 5 gezeigte Bild. Es wurden sowohl der s-Kanal, der t-Kanal als auch die Addition dieser beiden Kanäle geplottet. Man erkennt deutlich die Dominanz des t-Kanals in Vorwärtsrichtung, wobei er in Rückwärtsrichtung praktisch keinen Beitrag liefert.

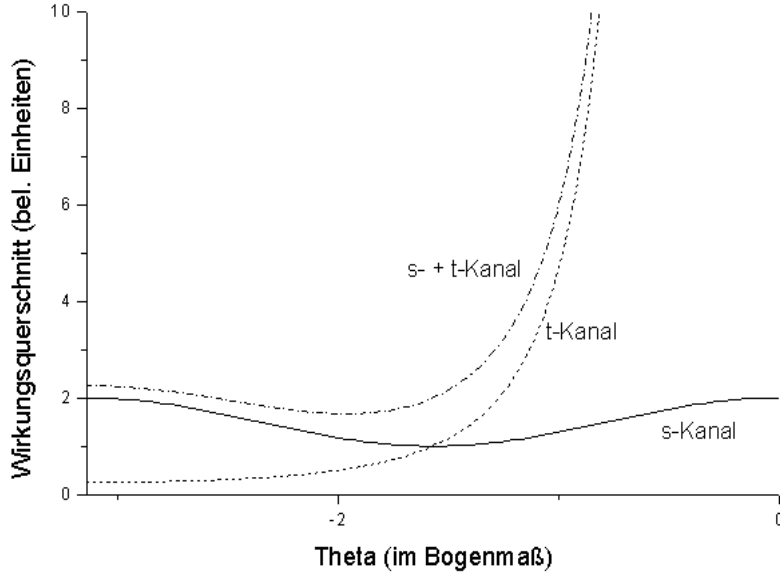


Abbildung 5: theoretische Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte der Zerfallskanäle

3.1.4 Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Die QED sagt eigentlich eine symmetrische Winkelverteilung voraus, daß trotzdem eine Asymmetrie auftritt ist ein Zeichen für den Austausch eines Z -Bosons. Es soll nun die Asymmetrie für verschiedene Werte von \sqrt{s} und $\sin \Theta_w$ bei der Reaktion $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$ berechnet werden. Dies geschieht über folgende Formel:

$$A_{fb} = \frac{3}{4} \cdot \frac{F_2(s)}{F_1(s)} \quad (4)$$

Hierbei sind:

- $F_1(s) : Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re}(\chi) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) \cdot |\chi|^2$
- $F_2(s) : -2a_e a_f Q_f \operatorname{Re}(\chi) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi|^2$
- $\chi(s) : \frac{s}{(s - M_{Z^0}^2) + i s \frac{\Gamma_{Z^0}}{M_{Z^0}}}$
- $v_f : \frac{g_V^f}{2 \sin \Theta_w \cos \Theta_w}$

- $a_f : \frac{g_A^f}{2 \sin \Theta_w \cos \Theta_w}$
- s : Quadrat der Schwerpunktsenergie
- Q_f : Elektrische Ladung

Hieraus erhält man als Resultat:

$\sin \Theta_w$	\sqrt{s} [GeV]	\sqrt{s} [GeV]	\sqrt{s} [GeV]
	89,225	91,225	93,225
0,21	-0,094	0,076	0,231
0,23	-0,164	0,022	0,196
0,25	-0,195	0,004	0,190

Tabelle 13: theoretische Asymmetrie bei versch. Energien

3.2 Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen

Am zweiten Versuchstag wird ein größerer Datensatz (ca. 100000 Ereignisse) ausgewertet. Dies gliedert sich in folgende Arbeitsschritte die im Folgenden in diesem Protokoll abgearbeitet werden.

1. Vorbereitende Berechnungen
2. Optimierung der Schnittbedingungen mit Monte-Carlo-Daten
3. Aufstellung der Efficiency-Matrix anhand der Monte-Carlo-Daten
4. Berechnung der Wirkungsquerschnitte
5. Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie bei Myonen
6. Überprüfung der Lepton-Universalität
7. Breit-Wigner-Fit für die Wirkungsquerschnitte
8. Bestimmung der Z^0 -Masse und Zerfallsbreite

9. Bestimmung der Partialbreiten der einzelnen Zerfallskanäle
10. Bestimmung der Anzahl der leichten Neutrino-Generationen

3.2.1 Optimierung der Schnittbedingungen mit Monte-Carlo-Daten

Die Monte-Carlo-Methode ist eine Rechnersimulation von realen Events, die alle Eigenschaften des Detektors mit in die Berechnung einbezieht. Damit diese Simulation eine signifikante Aussagekraft erhält müssen die Reaktionen, aber auch alle Komponenten des Detektors sehr gut verstanden sein. Sind diese Voraussetzungen erfüllt, kann die Simulation einen Datensatz erzeugen, der einem „gemessenen“ sehr ähnlich ist. Im Unterschied zur realen Messung weiß man jedoch bei den Monte-Carlo Daten genau welches Ereignis stattgefunden hat. Mit diesem Wissen lassen sich nun Bedingungen aufstellen, um die Ereignisklassen möglichst gut zu trennen. Für diesen Versuchsteil steht uns jeweils ein Datensatz pro Ereignisklasse mit jeweils 100000 Events zur Verfügung. Die bereits aus dem ersten Versuchsteil bekannten Meßgrößen (ncharged, pcharged, E_Ecal und E_Hcal) werden noch um zwei weitere Größen ergänzt, die allerdings nur für Elektron-Ereignisse, respektive Tauon-Ereignisse relevant sind, nämlich:

cos_thet: Wie bereits in Abschnitt 3.1.3 gezeigt überlagern sich bei Elektron-Ereignissen der s- und der t-Kanal. Wie oben gezeigt wurde überwiegen die t-Kanal-Ereignisse in Vorwärtsrichtung. Da es sich aber bei diesen nicht um einen Prozeß der schwachen Wechselwirkung handelt müssen die Events möglichst gut heraus gefiltert werden. Dazu dient die Variable `cos_thet`. Diese beschreibt den Winkel zwischen Strahlrichtung des einlaufenden Positrons und des gestreuten Positrons. Durch einen Schnitt, der die stark vorwärts gestreuten Elektronen entfernt, kann so der Anteil der t-Kanal Elektronen zu einem großen Teil entfernt werden. Wir wählten für `cos_thet` die Schnittbedingungen: $-0,9 < \text{cos_thet} < 0,65$. Einen Plot von `cos_thet` vor und nach dem Schnitt befindet sich auf der nächsten Seite.

cos_thru: Da die tauonischen Events, aufgrund ihrer sehr kurzen Lebensdauer, nur anhand ihrer Zerfallsprodukte nachgewiesen werden können besteht eine gewisse Gefahr, daß t-Kanal Elektronenstreuung als tauonisches Ereignis interpretiert wird um dies zu vermeiden wird der

Parameter cos_thru betrachtet. Er ist definiert als:

$$\text{cos_thru} = \max_{\vec{n}} \frac{|\sum_i \vec{p}_i \vec{n}|}{|\sum_i \vec{p}_i|} \quad (5)$$

Es handelt sich also um eine Mittelung der geladenen Spuren, die den Winkel zwischen Strahlrohr und Hauptimpulsrichtung beschreibt. Da der Wirkungsquerschnitt der t-Kanal Elektronen aber gerade für kleine Winkel sehr groß ist empfiehlt es sich hier einen Schnitt an den beiden Enden der Winkelverteilung vorzunehmen. Ein weiterer Grund ist die Abnahme der Detektorauflösung in dieser Richtung, die in der Abbildung deutlich gesehen werden kann. Aufgrund dessen haben wir die Schnittparameter auf $-0,8 \leq \text{cos_thru} \leq 0,8$ festgelegt.

Nach diesen vorbereitenden Schritten wurden nun die einzelnen Ereignisklassen bezüglich ihrer Parameter untersucht und ausgedrückt. Wir erhielten dann damit unsere abschließenden Schnittkriterien für den realen Datensatz. Die Ausdrücke anhand der diese Schnittbedingungen

	Elektronen	Myonen	Tauonen	Hadronen
ncharged	< 4	< 5	< 7	> 7
pcharged	-	> 70	< 80	-
E_Ecal	> 78	< 20	-	-
E_Hcal	< 4	< 25	-	-
cos_thet	-0,9 - 0,5	-	-	-
cos_thru	-	-	-0,8 - 0,8	-

Tabelle 14: Endgültige Schnittbedingungen

aufgestellt wurden befinden sich auf den folgenden Seiten.

Abbildung 6: \cos_{thet} vor und nach Schnitt

Abbildung 7: cos_thru vor und nach Schnitt

Abbildung 8: ncharged Verteilung (Monte-Carlo)

Abbildung 9: pcharged Verteilung (Monte-Carlo)

Abbildung 10: Ecal Verteilung (Monte-Carlo)

Abbildung 11: E_Hcal Verteilung (Monte-Carlo)

3.2.2 Aufstellung der Efficiency-Matrix anhand der Monte-Carlo Daten

Zur quantitativen Auswertung der OPAL-Daten benötigen wir Kenntnis über den Untergrund (die Ereignisse, die von den Schnittkriterien in eine falsche Kategorie eingeteilt werden.) um die „reale“ Verteilung der Ereignisse berechnen zu können. Im folgenden werde die Ereignisse aus den verschiedenen Monte-Carlo Datensätzen aufgetragen, die den Schnittkriterien genügen. Bevor

Cut	Elektronen	Myonen	Tauonen	Hadronen
Elektronen	23077	0	3759	0
Myonen	0	85711	4001	0
Tauonen	118	275	64507	544
Hadronen	1	0	145	97548
Gesamt	93802	94381	79214	98565

Tabelle 15: Cut-Ergebnisse (Monte-Carlo)

nun die Efficiency-Matrix aufgestellt werden kann, muß zuvor noch die Anzahl der Elektronen-Ereignisse im Monte-Carlo Datensatz korrigieren. Es sind zwar, wie bei den anderen Datensätzen, 100000 Ereignisse enthalten, diese verteilen sich jedoch auf den s-Kanal und den t-Kanal. Die t-Kanal Elektronen sind für uns nicht von Interesse und wurden ja auch bereits durch den Schnitt in \cos_{thet} entfernt. Dennoch muß nun noch die Gesamtzahl an s-Kanal Ereignissen ermittelt werden. Diese kann Folgendermaßen abgeschätzt werden. Man vergleicht die Fläche der geschnittenen Kurve mit der gesamten Fläche für die Funktion $f(x) = 1 + x^2$ und erhält damit einen Korrekturfaktor m :

$$m = \frac{\int_{-1}^1 1 + x^2 dx}{\int_{-0,9}^{0,6} 1 + x^2 dx} = 1.469237833 \quad (6)$$

Multipliziert man nun die s-Elektronenzahl aus dem Cut mit m , so erhält man die Gesamtanzahl der nach dem Precut im Datensatz erhaltenen s-Elektronen. Nun ist noch zu Überlegen, welche Ereignisse im Precut herausgefiltert wurden. Es ist zu vermuten, daß dies an beiden Enden bei sehr kleinen Winkeln geschah, da dort der Detektor keine genaue Auflösung mehr liefert und weiterhin in Vorwärtsrichtung ohnehin die s-Elektronen dominieren. Da allerdings

die genaue Verteilung nicht bekannt ist haben wir angenommen, daß sich die durch den Precut herausgefilterten Elektronen linear hoch skalieren lassen. Daraus folgt:

$$N_{Gesamt} = N_{Cut} \cdot m \cdot \frac{100000}{N_{Precut}} = 36146 \quad (7)$$

Für den Tau-Kanal ist kein Korrekturverfahren nötig, da der `cos_thru` Schnitt nur dazu dient den Einfluß der t-Kanal Elektronen herauszufiltern, die den Tau-Kriterien entsprechen. Somit ist die Gesamtzahl der Tau-Ereignisse bekannt.

Auf den nächsten Seiten folgen nun die Ausdrücke der geschnittenen Datensätze

Abbildung 12: Elektron-Cut (Monte-Carlo)

Abbildung 13: Myon-Cut (Monte-Carlo)

Abbildung 14: Tauon-Cut (Monte-Carlo)

Abbildung 15: Hadron-Cut (Monte-Carlo)

Nun wird Anzahl der Ereignisse für jeden Cut durch die Gesamtzahl der Ereignisse dieser Klasse geteilt (für Myonen, Tauonen und Hadronen durch 100000, für die Gesamtzahl der s-Elektronen durch 36146). Diese Werte in Matrixform ergeben die Efficiency-Matrix:

$$K := \begin{pmatrix} 0,6253 & 0 & 0,03759 & 0 \\ 0 & 0,8751 & 0,04001 & 0 \\ 0,00118 & 0,00275 & 0,6451 & 0,00544 \\ 0,00001 & 0 & 0,00145 & 0,9755 \end{pmatrix}$$

Diese Matrix ordnet den „wahren“ Anzahlen der Zerfälle die durch die Schnittbedingungen gemessenen Anzahlen zu. Es folgt also eine lineare Abbildung:

$$X_{gem}^{\vec{}} = K \cdot X_{real}^{\vec{}} \quad (8)$$

Bei der Bestimmung der Fehler ergibt sich das Problem, daß die Spalteneinträge mit der Gesamtzahl korreliert sind und man somit das Gauss'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz eigentlich nicht anwenden dürfte. Dieses Problem läßt sich jedoch durch geschickte Umformulierung umgehen:

$$K_{ij} = \frac{n_{ij}}{N} = \frac{n_{ij}}{n_{ij} + (N - n_{ij})} = \frac{n_{ij}}{n_{ij} + \bar{n}_{ij}}$$

Da nun die beiden im Nenner stehenden Größen unkorreliert sind läßt sich das Gauss'sche FFG anwenden:

$$\Delta K_{ij} = \sqrt{\left(\Delta n_{ij} \frac{dK_{ij}}{dn_{ij}}\right)^2 + \left(\Delta \bar{n}_{ij} \frac{dK_{ij}}{d\bar{n}_{ij}}\right)^2}$$

mit

$$\begin{aligned} \Delta n_{ij} &= \sqrt{n_{ij}} \\ \wedge \Delta \bar{n}_{ij} &= \sqrt{N - n_{ij}} \end{aligned}$$

Daraus folgt nach einigem Umformen:

$$\Rightarrow \Delta K_{ij} = \sqrt{\frac{n_{ij}N - n_{ij}^2}{N^3}} \quad (9)$$

Somit läßt sich nun die Fehlermatrix bestimmen sie ergibt sich zu:

$$\Delta K = \begin{pmatrix} 2,52 \cdot 10^{-3} & 0 & 1,574 \cdot 10^{-3} & 0 \\ 0 & 1,107 \cdot 10^{-3} & 6,198 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 1,086 \cdot 10^{-4} & 1,656 \cdot 10^{-4} & 1,513 \cdot 10^{-3} & 2,326 \cdot 10^{-4} \\ 1 \cdot 10^{-5} & 0 & 1,203 \cdot 10^{-4} & 4,891 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix} \quad (10)$$

3.3 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

3.3.1 Anwendung der Schnitte auf Daten1

Im folgenden ist es unsere Aufgabe aus dem Datensatz Daten1 die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Zerfallskanäle bei unterschiedlichen Energien zu bestimmen. Der Datensatz Daten1 enthält 7 unterschiedliche Energiebereiche. Im folgenden werden nun unsere Schnittkriterien auf die einzelnen Energiebereiche angewandt. Es ergibt sich:

E_{LEP} [GeV]	Elektronen	Myonen	Tauonen	Hadronen
88,48021	178	135	289	3528
89,47158	254	253	369	5284
90,22720	267	338	388	7508
91,23223	2773	3930	4731	92327
91,97109	420	689	740	15227
92,97091	168	274	331	6616
93,71841	223	331	392	7383

Tabelle 16: Der geschnittene OPAL-Datensatz

Die Fehler der einzelnen Daten ist der statistische Fehler:

$$\Delta N = \sqrt{N} \quad (11)$$

Im weiteren folgen die Ausdrücke des geschnittenen OPAL-Datensatzes in aufsteigender Reihenfolge.

Abbildung 16: Daten1: Energieverteilung

Abbildung 17: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=88,48021$ GeV

Abbildung 18: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=89,47158$ GeV

Abbildung 19: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=90,22720$ GeV

Abbildung 20: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=91,23223$ GeV

Abbildung 21: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=91,97109$ GeV

Abbildung 22: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=92,97091$ GeV

Abbildung 23: Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=93,71841$ GeV

3.3.2 Berechnung der experimentellen Wirkungsquerschnitte

Über die im Skript angegebene Formel

$$N = \sigma \cdot \int L dt \Rightarrow \sigma = \frac{N}{\int L dt} \quad (12)$$

lassen sich die Wirkungsquerschnitte bestimmen.

Im vorherigen Teil wurde die Anzahl der Ereignisse bestimmt, die die Schnittkriterien erfüllen. Nun muß noch der noch vorhandene Untergrund aus den Daten entfernt werden. Dies geschieht auf folgende Weise:

$$X_{gem}^{\vec{}} = K \cdot X_{real}^{\vec{}} \Rightarrow X_{real}^{\vec{}} = K^{-1} \cdot X_{gem}^{\vec{}} \quad (13)$$

Mit Hilfe eines Computeralgebra-Programms wurde die Efficiency-Matrix invertiert:

$$K^{-1} = \begin{pmatrix} 1,599 & 2,991 \cdot 10^{-4} & -9,322 \cdot 10^{-2} & 5,199 \cdot 10^{-4} \\ 1,366 \cdot 10^{-4} & 1,167 & -7,239 \cdot 10^{-2} & 4,037 \cdot 10^{-4} \\ -2,926 \cdot 10^{-3} & -4,975 \cdot 10^{-3} & 1,551 & -8,648 \cdot 10^{-4} \\ -1,205 \cdot 10^{-5} & 7,393 \cdot 10^{-6} & -2,304 \cdot 10^{-3} & 1,025 \end{pmatrix} \quad (14)$$

Man erhält nun die wahren Zählraten, indem man aus den jeweiligen Zählraten zu jeder Energie ein 4-Tupel aus den Zählraten bildet und dies mit der invertierten Efficiency-Matrix multipliziert.

Die Wirkungsquerschnitte erhält man nun indem man die auf oben beschriebene Weise erhaltenen Einträge der 4-Tupel durch die zu dieser Energie gehörige Luminosität L teilt. Die Luminositäten sind:

E_{LEP} [GeV]	88,48021	89,47158	90,2272	91,23223
Luminosität $nbarn^{-1}$	675,859±5,72	543,627±4,83	419,776±3,97	3122,204±22,32

Tabelle 17: LEP-Luminositäten 1

E_{LEP} [GeV]	91,97109	92,97091	93,71841
Luminosität $nbarn^{-1}$	$639,838 \pm 5,58$	$479,24 \pm 4,48$	$766,838 \pm 6,5$

Tabelle 18: LEP-Luminositäten 2

Die Berechnung erfolgt also über folgende Formel:

$$\sigma = (K^{-1} \cdot X_{gem.}) \cdot \frac{1}{L_{LEP}} \quad (15)$$

Da die beteiligten Teilchen auch Energie in Form von Photonen abstrahlen können müssen noch Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Da diese Werte nicht zu berechnen sind, sind sie im Skript angegeben:

Anmerkung: Im weiteren werde ich die LEP-Energiebereiche mit 1 bis 7 mit aufsteigender Energie durchnummerieren !

Energiebereich	1	2	3	4	4	6	7
$S_{Elektron}$	0,09	0,2	0,36	0,52	0,22	-0,01	-0,08
S_{Myon}	0,09	0,2	0,36	0,52	0,22	-0,01	-0,08
S_{Tauon}	0,09	0,2	0,36	0,52	0,22	-0,0	-0,08
S_{Hadron}	2,0	4,3	7,7	10,8	4,7	-0,2	-1,6

Tabelle 19: LEP-Strahlungskorrekturen

Somit berechnen sich die finalen Wirkungsquerschnitte über:

$$\sigma = (K^{-1} \cdot X_{gem.}) \cdot \frac{1}{L_{LEP}} + S \quad (16)$$

Somit folgt schließlich (alles in nbarn):

Energiebereich	1	2	3	4	4	6	7
$\sigma_{Elektron}$	0,47421	0,88907	1,31161	1,81376	1,17484	0,4938	0,34263
σ_{Myon}	0,29439	0,69782	1,24849	1,88992	1,40272	0,60744	0,3961
σ_{Tauon}	0,70642	1,16492	1,4481	2,4032	1,60019	0,93792	0,62638
σ_{Hadron}	7,35168	14,26002	26,03187	41,0848	29,09843	13,95403	8,26876

Tabelle 20: Wirkungsquerschnitte

Eine größere Herausforderung ist die Berechnung des Fehlers der invertierten Efficiency-Matrix, da sich $\Delta(K^{-1})$ nicht einfach durch invertieren der Fehler-Matrix von K ergibt ($\Delta(K^{-1}) \neq (\Delta K)^{-1}$) Wir machen folgenden Ansatz:

In erster Näherung gilt:

$$(K + \Delta K) \cdot (K^{-1} + \Delta K^{-1}) \approx 1$$

$$\Rightarrow \Delta K^{-1} = K^{-1} \cdot \Delta K \cdot K^{-1}$$

Hiermit lassen sich die Fehler der invertierten Efficiency-Matrix leicht berechnen. Sie lauten:

$$\Delta K^{-1} = \begin{pmatrix} 6,422 \cdot 10^{-3} & 2,825 \cdot 10^{-5} & 3,312 \cdot 10^{-3} & 4,044 \cdot 10^{-5} \\ 1,363 \cdot 10^{-5} & 1,490 \cdot 10^{-3} & 8,602 \cdot 10^{-4} & 2,186 \cdot 10^{-5} \\ 2,505 \cdot 10^{-4} & 2,817 \cdot 10^{-4} & 3,591 \cdot 10^{-3} & 3,454 \cdot 10^{-4} \\ 1,559 \cdot 10^{-5} & 1,025 \cdot 10^{-6} & 1,838 \cdot 10^{-4} & 5,124 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}$$

Die Fehler der Luminositäten sind bekannt und die Strahlungskorrekturen werden als fehlerfrei angenommen. Somit ergibt sich als Fehler für den Wirkungsquerschnitt nach dem Gauss'schen FFT:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\left(\Delta K^{-1} \cdot X_{gem.}^{\vec{}} \cdot \frac{1}{L}\right)^2 + \left(K^{-1} \cdot \Delta X_{gem.}^{\vec{}} \cdot \frac{1}{L}\right)^2 + \left(K^{-1} \cdot X_{gem.}^{\vec{}} \cdot \frac{\Delta L}{L^2}\right)^2}$$

Somit erhält man für die Wirkungsquerschnitte folgendes Endresultat:

E_{LEP}	Elektronen	Myonen	Tauonen	Hadronen
88,48021	0,47421±0,02962	0,29439±0,01837	0,70642±0,03865	7,35168±0,10163
89,47158	0,88907±0,04433	0,69782±0,03194	1,16492±0,05438	14,26002±0,16214
90,22720	1,31161±0,05935	1,24849±0,04881	1,4481±0,06735	26,03187±0,27595
91,23223	1,81376±0,02787	1,88992±0,02361	2,4032±0,03914	41,0848±0,21445
91,97109	1,17484±0,04865	1,40272±0,04615	1,60019±0,06677	29,09843±0,29486
92,97091	0,4938±0,04031	0,60744±0,03811	0,93792±0,05836	13,95403±0,22069
93,71841	0,34263±0,0292	0,3961±0,02618	0,62638±0,03971	8,26876±0,1419

Tabelle 21: Endgültige Wirkungsquerschnitte mit Fehlern [nbarn]

3.4 Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

In diesem Abschnitt untersuchen wir die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bei Myonen, bei einer Energie nahe der Peak-Energie. Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{fb} ist gegeben durch:

$$A_{fb} = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b}$$

Der Fehler berechnet sich über die statistischen Fehler von $N_{f/b}$ ($\Delta N_{f/b} = \sqrt{N_{f/b}}$). Der Gesamtfehler folgt aus dem Gauss'sche FFG und ergibt sich zu:

$$\Delta A_{fb} = \sqrt{4 \frac{N_f N_b}{(N_f + N_b)^3}}$$

Es wurde der OPAL-Datensatz Daten1 an der Energie $E=91,23223$ GeV und der Monte-Carlo-Datensatz ausgewertet (Energie unbekannt). Es ergibt sich: Der Literaturwert für die Peak-

Datensatz	N_f	N_b	A_{fb}
Monte-Carlo	41231±203,1	40782±201,9	0,005475±0,003492
OPAL	1497±38,69	1483±38,51	0,004698±0,01832

Tabelle 22: Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Asymmetrie ist mit $A_{fb} = 0,017$. Unsere Daten weichen deutlich von diesem Richtwert ab. Dies

mag bei den OPAL-Daten an unseren nicht perfekten Schnittbedingungen liegen. Ebenso zeigen die großen Fehler daß dieser Wert keine präzise Überprüfung der V-F-Asymmetrie darstellt. Da bei den Monte-Carlo-Daten keine LEP-Energie angegeben war kann man keine Aussage über deren Präzision respektive keine quantitativen Schlüsse ziehen. Allerdings läßt sich, unter der Annahme, daß die Monte-Carlo Simulation perfekt ist, eindeutig auf eine Asymmetrie schließen.

Aus diesen Werten läßt sich der Weinbergwinkel am Peak der Z^0 -Resonanz über folgende Formel bestimmen:

$$A_{fb}^{peak} \approx 3(1 - 4 \sin^2 \Theta_w)^2$$

$$\Rightarrow \sin^2 \Theta_w = \frac{1}{4} \left(1 - \sqrt{\frac{A_{fb}^{peak}}{3}} \right)$$

Der Fehler bestimmt sich über:

$$\Delta \sin^2 \Theta_w = \frac{1}{8\sqrt{3}} \cdot \frac{\Delta A_{fb}^{peak}}{\sqrt{A_{fb}^{peak}}}$$

Wir erhielten hiermit aus den OPAL-Daten:

$$\sin^2 \Theta_w = 0,2401 \pm 0,01929$$

Aus den Monte-Carlo-Daten folgte:

$$\sin^2 \Theta_w = 0,2393 \pm 0,003406$$

Der Literaturwert für den Weinbergwinkel beträgt $\sin^2 \Theta_w = 0,2312$. Wie man sieht liegt der Literaturwert für die OPAL-Daten innerhalb der Fehlergrenzen, die aber auch bedingt durch die sehr geringe Asymmetrie recht groß ausfallen. Allerdings beträgt hier unsere Abweichung auch nur 3,85% , was bei den Unsicherheiten und Fehlern, die durch die Schnitte entstehen ein sehr zufriedenstellender Wert ist. Für die Monte-Carlo-Daten gilt das gleiche wie das oben zu A_{fb} gesagte.

Abschließend läßt sich sagen, daß aus diesen Daten ein starker Hinweis auf die Existenz der Asymmetrie gezogen werden kann. Für eine Überprüfung reichen sie aber bei weitem nicht aus, unter anderem auch wegen der rel. geringen Statistik.

Abbildung 24: Asymmetrie: Myonen \cos_{thet} -Plot (Monte-Carlo)

Abbildung 25: Asymmetrie: Myonen \cos_{thet} -Plot (OPAL: Daten1)

3.5 Überprüfung der Lepton-Universalität

In diesem Abschnitt soll die Lepton-Universalität anhand der totalen Wirkungsquerschnitte im Peak der Z^0 -Resonanz überprüft werden.

Anmerkung: Ich werde hier sowohl die Peak-Daten aus dem Vorherigen Teil, als auch die Peak-Daten aus dem folgenden Breit-Wigner-Fit verwenden und einen Vergleich ziehen.

Zum Vergleich hier noch einmal die einzelnen Wirkungsquerschnitte

	Elektronen	Myonen	Tauonen	Hadronen
$\sigma_{fermionberechnet}$ [nbarn]	$1,81376 \pm 0,02787$	$1,88992 \pm 0,02361$	$2,4032 \pm 0,03914$	$41,0848 \pm 0,21445$
$\sigma_{fermionfit}$ [nbarn]	$1,883 \pm 0,0323$	$1,901 \pm 0,02355$	$2,333 \pm 0,03870$	$41,027 \pm 0,20263$

Tabelle 23: Wirkungsquerschnitte an der Z^0 -Resonanz

Der am Anfang dieser Sektion theoretisch bestimmte Wert für Leptonen liegt bei $\sigma_{peak_{lepton}} = 1,98 \text{ nbarn}$ und für Hadronen bei $\sigma_{peak_{hadron}} = 39,85 \text{ nbarn}$. Wie man sieht liegen die theoretischen Werte alle außerhalb der Fehlergrenzen der einzelnen Meßwerte. Bei den Elektronen ist die auf die wahrscheinlich zu ungenaue Extrapolation der durch den \cos_{θ} Schnitt weggefallenen s-Kanal Elektronen zurückzuführen. Der Wert für Myonen ist noch der Beste der leptonicen Werte, aber auch er liegt zu tief. Der Wert für Tauonen ist deutlich zu hoch. Dies kann ich mir nur durch eine unglückliche Wahl der Schnittkriterien für diesen Zerfallskanal erklären, da ich die Werte mehrmals nachgerechnet habe. Das hadronische Ergebnis ist als sehr gut anzusehen. Die mag unter anderem auch an der Statistik liegen, die für die Hadronen bei weitem am Besten ist. Zu den Ergebnissen der Fits kann man sagen, daß sie die vorherigen Meßwerte in die richtige Richtung korrigieren, aber trotzdem noch erheblich Abweichungen zeigen. Man kann also schließen, daß eine Lepton-Universalität zu vermuten ist, auch wenn hier mit Sicherheit die Statistik zu klein ist um signifikante Aussagen zu machen und Fehler unsererseits die Ergebnisse verfälschen, zeigen doch die Fits, daß die Werte in Richtung des theoretischen Wert konvergieren.

Nun zu den Wirkungsquerschnittverhältnissen. Sie ergeben sich zu:

$$\frac{\sigma_{hadronberechnet}}{\sigma_{elektronberechnet}} = 22,65 \pm 0,3676 \quad \frac{\sigma_{hadronberechnet}}{\sigma_{myonberechnet}} = 21,74 \pm 0,2943 \quad \frac{\sigma_{hadronberechnet}}{\sigma_{tauberechnet}} = 17,1 \pm 0,2942$$

$$\frac{\sigma_{hadronfit}}{\sigma_{elektronfit}} = 21,79 \pm 0,3889 \quad \frac{\sigma_{hadronfit}}{\sigma_{myonfit}} = 21,058 \pm 0,2878 \quad \frac{\sigma_{hadronfit}}{\sigma_{taufit}} = 17,59 \pm 0,3044$$

Aus dem Particle Data Booklet erhält man als Referenzwert:

$$\frac{\sigma_{theorfit}}{\sigma_{leptontheor}} = 20,762 \pm 0,097$$

Man sieht hier wie sich der eben angesprochene Trend fortsetzt (logischerweise). In den durch die Fits bestimmten Werten liegt bei den Myonen der Referenzwert sogar schon innerhalb der Fehlergrenzen. Ansonsten muß leider geschlossen werden, daß unsere Werte leider nicht präzise genug sind um einen eindeutigen Schluß zuzulassen.

3.6 Der Breit-Wigner-Fit

Nachdem aus den Ergebnissen des zweiten Versuchstages die totalen Wirkungsquerschnitte berechnet worden waren, konnte an die Wirkungsquerschnitte eine Breit-Wigner-Funktion angefitet werden. Die Wirkungsquerschnitte folgen der Funktion:

$$\sigma_{fermion} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s\Gamma_e\Gamma_f}{(s - M_Z^2) + s^2 \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \quad (17)$$

3.6.1 Der Fit und seine Ergebnisse

Zum fitten wurden die in Tabelle 21 aufgeführten sieben Wirkungsquerschnitte, samt ihrer Fehler, für jeden Zerfallskanal beim Assistenten in ein Fit-Programm eingegeben. Als Ergebnis erhielten wir den angefiteten Graphen mit den OPAL-Werten zum Vergleich und außerdem die Höhe(P1), die Breite(P2) und den Maximumsposition (P3) inklusive ihrer Fehler.

Aus dem Fit erhält man folgende Informationen:

1. Die Lage der Maxima ist identisch mit der Ruhemasse des Z^0 .
2. Aus der Breite der Kurven läßt sich die Zerfallsbreite des Z^0 bestimmen.

3. Die Angabe der Höhe ist der Wirkungsquerschnitt am Peak.

Wir erhielten folgende Werte: Wie man an den Werten für χ^2 sieht ist nur der hadronische Fit

	Masse [GeV]	Breite [GeV]	σ [nbarn]
Elektronen	$90,92 \pm 0,02001$	$2,625 \pm 0,07507$	$1,883 \pm 0,0328$
Myonen	$91,18 \pm 0,01412$	$2,506 \pm 0,05678$	$1,901 \pm 0,02335$
Tauonen	$91,11 \pm 0,02561$	$3,102 \pm 0,08737$	$2,333 \pm 0,0387$
Hadronen	$91,18 \pm 0,00714$	$2,53 \pm 0,01551$	$41,01 \pm 0,0155$
Mittelwert	$91,15363 \pm 0,04264$	$2,54766 \pm 0,05488$	

Tabelle 24: Ergebnisse der Breit-Wigner-Fits

genau auf den OPAL-Werten. Der myonische Fit weist einen zu niedrigen Wirkungsquerschnitt auf, ebenso wie der elektronische, wobei der elektronische auch noch etwas nach links verschoben ist, was sich natürlich in den Werten widerspiegelt. Dies mag wiederum an der ungenauen Extrapolation der geschnittenen s-Kanal Elektronen liegen. Die Werte des tauonischen Fits liegen deutlich zu hoch, und dies in allen Punkten. Dies läßt darauf schließen, daß die Schnittbedingungen nicht optimal gewählt wurden.

Die gewichteten Mittelwerte wurden über folgende Formeln bestimmt:

$$\bar{X} = \frac{\sum X_i}{\sum \frac{1}{\Delta X_i^2}} \quad \Delta \bar{X} = \sqrt{\frac{1}{\sum \Delta X_i^2}}$$

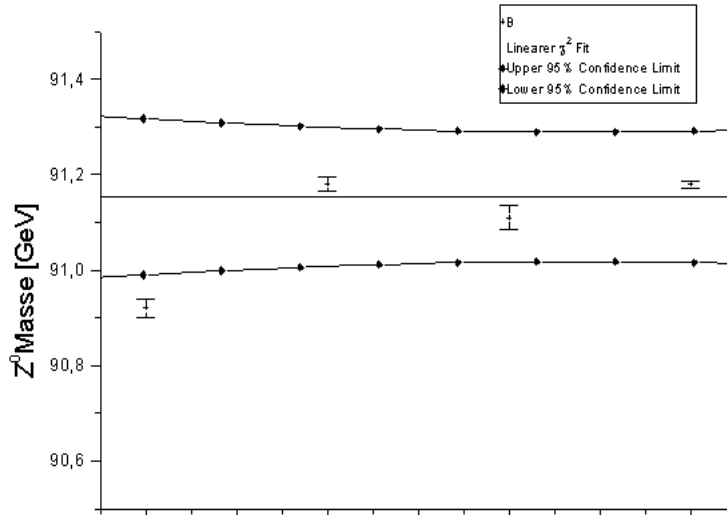
Aus der Lage der Maxima der Resonanzkurven haben wir die Z^0 -Massen für die einzelnen Kanäle bestimmt und die Z^0 -Masse gemäß obiger Formel errechnet zu:

$$M_{Z^0} = 91,15363 \pm 0,04264 \text{ GeV}$$

Der Literaturwert lautet:

$$M_{Z^0}^{lit} = 91,187 \pm 0,007 \text{ GeV}$$

Für die Abweichung vom Literaturwert ergibt sich:



htb

Abbildung 26: Graphische Darstellung der Massen-Mittelwertbildung

$$\frac{|M_{Z^0} - M_{Z^0}^{lit}|}{\sqrt{\Delta M_{Z^0}^2 + \Delta M_{Z^0}^{lit2}}} = 0,7723$$

Die relative große Abweichung unseres Wertes liegt primär an dem Elektronen-Anteil, bei dem ja wie bereits häufig bemerkt einige Schwierigkeiten bestehen, allerdings liegt der Literaturwert noch innerhalb unserer Fehlergrenzen.

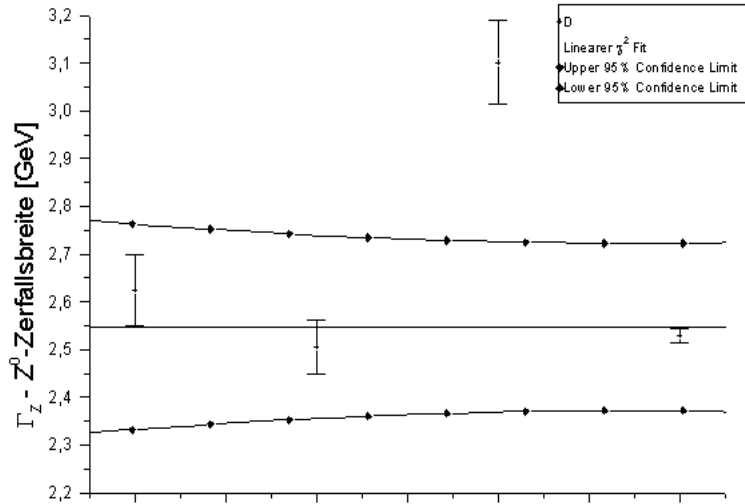
Die Breite der Resonanzkurve ist identisch mit der Zerfallsbreite des Z^0 . Aus der gewichteten Mittelung erhält man hier:

$$\Gamma_{Z^0} = 2,54766 \pm 0,05488 GeV$$

Der Literaturwert lautet:

$$\Gamma_{Z^0}^{lit} = 2,490 \pm 0,007 GeV$$

Die ermittelte Partialbreite stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert überein.



htb

Abbildung 27: Graphische Darstellung der Zerfallsbreiten-Mittelwertbildung

Die Abweichung beträgt:

$$\frac{|\Gamma_{Z^0} - \Gamma_{Z^0}^{lit}|}{\sqrt{\Delta\Gamma_{Z^0}^2 + \Delta\Gamma_{Z^0}^{lit2}}} = 1,042$$

Hier erwies sich besonders der Tauon-Fit als besonders fehlerträchtig. Abschließend läßt sich sagen, daß wir mit den Hadron- und Myon-Fits sehr zufrieden sind. Die Abweichungen der anderen beiden Fits sind mit der bereits schon häufig erwähnten s-Kanal Elektronen Problematik, bzw. mit unzureichenden Schnittkriterien zu begründen.

Abbildung 28: Daten1: Elektron Breit-Wigner-Fit

Abbildung 29: Daten1: Myon Breit-Wigner-Fit

Abbildung 30: Daten1: Tauon Breit-Wigner-Fit

Abbildung 31: Daten1: Hadron Breit-Wigner-Fit

3.6.2 Bestimmung der einzelnen Partialbreiten

Die Gesamtzerfallsbreite des Z^0 -Mesons setzt sich aus den Partialbreiten der einzelnen Zerfallsprodukte zusammen:

$$\Gamma_{Z^0} = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_{had} + \Gamma_\nu + \Gamma_{unbek}$$

Hierbei werden mit Γ_{unbek} Zerfälle berücksichtigt die nicht durch das Standardmodell vorhergesagt werden. Der Wirkungsquerschnitt hängt mit den Partialbreiten über folgende Formel zusammen:

$$\sigma_{fermion} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s\Gamma_e\Gamma_f}{(s - M_Z^2) + s^2 \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}}$$

Γ_e steht dabei für das Γ der Projektile, die in unserem Fall Elektronen und Positronen sind. Im Resonanzmaximum vereinfacht sich die Formel zu:

$$\sigma_f^{peak} = \frac{12\pi}{M_{Z^0}^2} \frac{\Gamma_e\Gamma_f}{\Gamma_Z^2}$$

Um aus dieser Formel die Partialbreite eines beliebigen Fermions bestimmen zu können muß man die Partialbreite des Elektrons kennen. Aus diesem Grund bestimmt man diese zuerst.

$$\Gamma_e = \sqrt{\frac{\sigma_e^{peak}}{12\pi}} M_{Z^0} \Gamma_{Z^0}$$

$$\Delta\Gamma_e = \Gamma_e \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{Z^0}}{M_{Z^0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Gamma_{Z^0}}{\Gamma_{Z^0}}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\Delta\sigma_e^{peak}}{\sigma_e^{peak}}\right)^2}$$

Setzt man das nun bekannte Γ_e in die Gleichung für die Wirkungsquerschnitte ein und löst nach Γ_f auf, so erhält man die restlichen Partialbreiten. Obwohl unser Wert für den Elektronen Wirkungsquerschnitt nicht besonders gut ist haben wir ihn für die weiteren Berechnungen verwendet, da leider auch die anderen leptonischen Wirkungsquerschnitte nicht sehr präzise waren.

$$\Gamma_f = \frac{\sigma_f^{peak}}{12\pi \cdot \Gamma_e} M_{Z^0}^2 \Gamma_{Z^0}^2$$

$$\Delta\Gamma_f = \Gamma_f \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{Z^0}}{M_{Z^0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Gamma_{Z^0}}{\Gamma_{Z^0}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Gamma_e}{\Gamma_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma_f^{peak}}{\sigma_f^{peak}}\right)^2}$$

Für die Zerfallsbreiten ergeben sich mit der Konversionskonstanten $(\hbar c)^2 = 389379,66 \text{ GeV}^2 \text{ nbarn}$ die in der folgenden Tabelle aufgeführten Werte: Wie man sieht verfälschen die schlechten Elek-

	Γ_{part} [GeV]	Γ_{part}^{theor} [GeV]
Elektronen	$0,08390 \pm 0,001935$	0,08351
Myonen	$0,08407 \pm 0,002857$	0,08351
Tauonen	$0,1032 \pm 0,003690$	0,08351
Hadronen	$1,813 \pm 0,05745$	1,732

Tabelle 25: Partialbreiten der Zerfallskanäle

tronenwerte das Gesamtergebnis, da dieser Wert in alle subsequenten Berechnungen einfließt. Dies macht sich besonders beim hadronischen Wert bemerkbar. Der tauonische Wert zeigt die zu erwartende zu hohe Lage. Beim Myon-Wert egalisieren sich die Abweichungen, so daß es ein sehr zufriedenstellendes Ergebnis gibt.

3.6.3 Anzahl der leichten Neutrinogenerationen

Aus den bisher ermittelten Größen läßt sich die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen bestimmen. Leicht bedeutet in diesem Fall: leicht genug um bei der Z^0 -Resonanz erzeugt werden zu können.

Die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen läßt sich aus der Formel für die gesamte Zerfallsbreite des Z^0 berechnen:

$$\Gamma_{Z^0} = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_{had} + n \cdot \Gamma_\nu$$

$$\Rightarrow n = \frac{\Gamma_{Z^0} - \Gamma_e - \Gamma_\mu - \Gamma_\tau - \Gamma_{had}}{\Gamma_\nu}$$

Die unbekannt Partialbreite der Neutrinos entnehmen wir dem Praktikumsskript:

$$\Gamma_\nu = 0,1676 \text{ GeV}$$

Unter der Voraussetzung, daß eine eventuelle neue Neutrinogeneration dieselbe Partialbreite

besitzt ergibt sich für n :

$$n = 2,765 \pm 0,10$$

Damit haben wir die Existenz dreier leichter Neutrino-Generationen nachgewiesen.

4 Zusammenstellung möglicher Fehler

In diesem letzten Teil wollen wir mögliche systematische Fehler auflisten.

- Es ist unklar, ob die Schnittbedingungen für \cos_{thet} richtig gewählt wurden. Möglicherweise ist der Anteil der t-Kanal Elektronen in diesem Intervall doch größer als angenommen. Weiterhin wissen wir nicht, ob man bei der Erweiterung auf den gesamten Winkelbereich den s-Elektronenanteil einfach linear hochskalieren darf.
- Da wir den Precut nicht kennen, können sich daraus Ungenauigkeiten in der Gesamtzahl der s-Kanal Elektronen ergeben.
- Der Monte-Carlo-Datensatz war die Grundlage zur Bestimmung unserer Schnittbedingungen. Ist die Monte-Carlo-Simulation fehlerhaft, so erhält man eine fehlerhafte Efficiency-Matrix, und somit falsche Werte.
- Es ist nicht klar, ob die Schnittbedingungen energieunabhängig sind, oder ob man für jede Energie hätte Schnitte definieren müssen.
- Möglicherweise befanden sich in diesem Datensatz noch Ereignisse bei denen kein Z^0 ausgetauscht wurde, sondern ein Photon
- Elektron-Ereignisse können noch ein Photon abstrahlen, was nicht notwendigerweise detektiert wird und somit ihre Energie verfälschen.

A Abbildungsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1	Typischer $Z^0 \rightarrow e^-e^+$ Event	11
2	Typischer $Z^0 \rightarrow \mu^-\mu^+$ Event	13
3	Typischer $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$ Event	15
4	Typischer $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ Event	17
5	theoretische Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte der Zerfallskanäle	24
6	cos_thet vor und nach Schnitt	28
7	cos_thru vor und nach Schnitt	29
8	ncharged Verteilung (Monte-Carlo)	30
9	pcharged Verteilung (Monte-Carlo)	31
10	E_Ecal Verteilung (Monte-Carlo)	32
11	E_Hcal Verteilung (Monte-Carlo)	33
12	Elektron-Cut (Monte-Carlo)	36
13	Myon-Cut (Monte-Carlo)	37
14	Tauon-Cut (Monte-Carlo)	38
15	Hadron-Cut (Monte-Carlo)	39
16	Daten1: Energieverteilung	42
17	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=88,48021$ GeV	43
18	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=89,47158$ GeV	44
19	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=90,22720$ GeV	45
20	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=91,23223$ GeV	46
21	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=91,97109$ GeV	47
22	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=92,97091$ GeV	48
23	Daten1: Schnittergebnisse $E_{LEP}=93,71841$ GeV	49
24	Asymmetrie: Myonen cos_thet-Plot (Monte-Carlo)	55
25	Asymmetrie: Myonen cos_thet-Plot (OPAL: Daten1)	56
26	Graphische Darstellung der Massen-Mittelwertbildung	60

27	Graphische Darstellung der Zerfallsbreiten-Mittelwertbildung	61
28	Daten1: Elektron Breit-Wigner-Fit	62
29	Daten1: Myon Breit-Wigner-Fit	63
30	Daten1: Tauon Breit-Wigner-Fit	64
31	Daten1: Hadron Breit-Wigner-Fit	65

B Tabellenverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1	N-Prong Zerfälle des τ^-	7
2	Zerfallshäufigkeiten	8
3	Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow e^- e^+$	10
4	Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$	12
5	Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow \tau^- \tau^+$	14
6	Testdatensatz: $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	16
7	erste Schnittkriterien	18
8	Analyse des Datensatzes TEST2	19
9	vorläufige Schnittkriterien nach Abschluß von Teil 1	20
10	theoretische Zerfallsbreiten der Fermionen	22
11	theoretische Wirkungsquerschnitte am Resonanzmaximum	22
12	Zunahme der Zerfallsbreite bei höherer Fermionmultiplizität	23
13	theoretische Asymmetrie bei versch. Energien	25
14	Endgültige Schnittbedingungen	27
15	Cut-Ergebnisse (Monte-Carlo)	34
16	Der geschnittene OPAL-Datensatz	41
17	LEP-Luminositäten 1	50
18	LEP-Luminositäten 2	51
19	LEP-Strahlungskorrekturen	51
20	Wirkungsquerschnitte	52

<i>E213 - Analyse von Z^0-Zerfällen</i>	71
21 Endgültige Wirkungsquerschnitte mit Fehlern [nbarn]	53
22 Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	53
23 Wirkungsquerschnitte an der Z^0 -Resonanz	57
24 Ergebnisse der Breit-Wigner-Fits	59
25 Partialbreiten der Zerfallskanäle	67