

**Messung der  $\tau$ -Polarisation  
mit dem DELPHI Detektor  
bei LEP**

Andreas Daum

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN**  
von der Fakultät für Physik der Universität (TH)  
Karlsruhe  
genehmigte

**DISSERTATION**

von

Dipl. Phys. Andreas Daum  
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 04.02.1994

Referent: Prof. Dr. D. C. Fries  
Korreferent: Prof. Dr. W. de Boer



# Inhalt

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Das Standardmodell</b>	<b>4</b>
2.1 Grundlegende Aspekte . . . . .	4
2.1.1 Relativistische Feldtheorie im Lagrangeformalismus . . . . .	4
2.1.2 Innere Symmetrien . . . . .	5
2.1.3 Der Higgs Mechanismus . . . . .	7
2.2 Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung . . . . .	8
<b>3 Das <math>\tau</math>-Lepton im Standardmodell</b>	<b>12</b>
3.1 Eigenschaften des $\tau$ -Leptons . . . . .	12
3.2 Der Prozess $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ . . . . .	13
3.3 Exklusive Zerfälle des $\tau$ Leptons . . . . .	16
3.3.1 Die Zerfälle $\tau \rightarrow \pi\nu$ und $\tau \rightarrow K\nu$ . . . . .	17
3.3.2 Die leptonischen Zerfälle $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ und $\tau \rightarrow e\nu\nu$ . . . . .	20
<b>4 Grundlagen zur Messung der <math>\tau</math>-Polarisation bei LEP</b>	<b>22</b>
4.1 Meßmethode und Sensitivität der verschiedenen Zerfallskanäle . . . . .	22
4.2 Diskussion der QED Bremsstrahlungseffekte . . . . .	24
4.2.1 Quantitative Berechnung der Bremsstrahlungseffekte . . . . .	24
4.2.2 Graphische Darstellung der QED Strahlungseffekte . . . . .	28
<b>5 Das experimentelle Instrumentarium</b>	<b>33</b>
5.1 Der LEP Speicherring . . . . .	33
5.2 Der DELPHI Detektor . . . . .	36
5.2.1 Die Spurkammern . . . . .	38
5.2.2 Die Kalorimeter . . . . .	41
5.2.3 Die Szintillationszähler TOF . . . . .	44
5.2.4 Die Münzkammern . . . . .	45
5.2.5 Die Luminositätsmonitore SAT und VSAT . . . . .	45

5.3	DELPHI online Systeme . . . . .	45
5.3.1	Der Trigger . . . . .	46
5.3.2	Die Datenverarbeitung . . . . .	47
5.4	DELPHI offline Systeme . . . . .	48
5.4.1	Das DELSIM Programmpaket . . . . .	49
5.4.2	Das DELANA Programmpaket . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Die Messungen</b>	<b>53</b>
6.1	Allgemeine Bemerkungen . . . . .	53
6.2	Meßmethode und daraus resultierende experimentelle Anforderungen	54
6.3	Qualitätsforderungen an die experimentellen Daten . . . . .	57
6.4	Vorselektion der experimentellen Daten . . . . .	58
6.5	Der Taufilter . . . . .	60
6.6	Auswahl von Vergleichsdaten . . . . .	66
6.6.1	Auswahl isolierter Müonen . . . . .	67
6.6.2	Auswahl isolierter Hadronen . . . . .	69
6.6.3	Auswahl isolierter Elektronen . . . . .	71
6.7	Korrektur der Simulation . . . . .	75
6.8	Der Kanal $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$ . . . . .	76
6.8.1	Identifikation geladener Hadronen . . . . .	76
6.8.2	Unterdrückung der $h^\pm + n\pi^0 + \nu$ Endzustände . . . . .	80
6.8.3	Akzeptanzen und Untergrund . . . . .	82
6.8.4	Meßergebnisse aus den Anpassungsrechnungen . . . . .	84
6.8.5	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses aus dem Normierungsparameter $R$ . . . . .	86
6.8.6	Untersuchung der systematischen Fehler . . . . .	87
6.8.7	Übersicht der Meßergebnisse des Kanals $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$ . . . . .	94
6.9	Der Kanal $\tau \rightarrow e\nu\nu$ . . . . .	95
6.9.1	Die Identifikationskriterien . . . . .	95
6.9.2	Akzeptanzen und Untergrund . . . . .	99
6.9.3	Bestimmung der Identifikationsakzeptanz aus den Vergleichsdaten . . . . .	101
6.9.4	Meßergebnisse aus den Anpassungsrechnungen . . . . .	103
6.9.5	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses . . . . .	105
6.9.6	Untersuchung der systematischen Fehler . . . . .	106
6.9.7	Übersicht der Meßergebnisse des Kanals $\tau \rightarrow e\nu\nu$ . . . . .	107
6.10	Der Kanal $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ . . . . .	108
6.10.1	Die Identifikationskriterien . . . . .	108

6.10.2	Akzeptanzen und Untergrund . . . . .	112
6.10.3	Bestimmung der Identifikationsakzeptanz aus den Vergleichsdaten . . . . .	113
6.10.4	Meßergebnisse aus den Anpassungsrechnungen . . . . .	115
6.10.5	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses . . . . .	118
6.10.6	Untersuchung der systematischen Fehler . . . . .	118
6.10.7	Übersicht der Meßergebnisse des Kanals $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$ . . . . .	118
6.11	Alternative Münionanalyse . . . . .	119
6.12	Erste Messungen $P_\tau(\cos \Theta)$ . . . . .	121
6.13	Zusammenfassung der Polarisationsmeßergebnisse . . . . .	122
<b>7</b>	<b>Diskussion der Meßergebnisse</b>	<b>123</b>
7.1	Vergleich mit anderen Messungen . . . . .	123
7.2	Ableitung und Test von Standardmodellaussagen . . . . .	127
7.2.1	Der effektive schwache Mischungswinkel . . . . .	127
7.2.2	Test der Leptonuniversalität in der Fermikonstante . . . . .	128
7.2.3	Bestimmung der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s$ . . . . .	129
7.2.4	Vergleich des experimentellen Verhältnisses $BR^{\pi(K)}/BR^e$ mit Standardmodellrechnungen . . . . .	130
7.3	Test der W-Lepton Kopplung . . . . .	131
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>The Members of the DELPHI Collaboration</b>	<b>139</b>



# Abbildungsverzeichnis

3.1	Graph niedrigster Ordnung des Prozesses $e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ . . . . .	13
3.2	$\tau$ -Polarisation in $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ abhängig von der Schwerpunktsenergie der Reaktion . . . . .	15
3.3	Phänomenologischer Feynmangraph niedrigster Ordnung der Zerfälle $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$ . . . . .	17
3.4	$\tau$ -Zerfall in ein Pion und Tauneutrino . . . . .	19
3.5	Feynmangraph niedrigster Ordnung des leptonischen $\tau$ -Zerfalls . . . . .	20
4.1	Energieverteilung im leptonischen Tauzerfall . . . . .	22
4.2	Energieverteilung im semileptonischen Tauzerfall in Spin 0 Mesonen . . . . .	22
4.3	Fragmentationskette der QED initial und final state Bremsstrahlung . . . . .	25
4.4	Auswirkung von „initial state radiation“ Effekten auf die $\tau$ -Polarisation und Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie abhängig von der Schwerpunktsenergie . . . . .	26
4.5	Auswirkung der Bremsstrahlungseffekte auf das Energiespektrum der Elektronen. . . . .	29
4.6	Auswirkung der Bremsstrahlungseffekte auf das Energiespektrum der Münonen. . . . .	29
4.7	Auswirkung der Bremsstrahlungseffekte auf das Energiespektrum der Pionen. . . . .	30
4.8	Verzerrung des Elektronenergiespektrums durch iterative Abstrahlung . . . . .	31
4.9	Verzerrung des Munonenenergiespektrums durch iterative Abstrahlung . . . . .	31
4.10	Verzerrung des Pionenergiespektrums durch iterative Abstrahlung . . . . .	32
5.1	Schematische Darstellung des LEP Injektionssystems . . . . .	34
5.2	Perspektivische Aufrizeichnung des DELPHI Detektors. . . . .	37
5.3	Querschnitt durch den DELPHI Detektor . . . . .	38
5.4	Längsschnitt durch den DELPHI Detektor . . . . .	39
5.5	Konstruktionsubersicht des elektromagnetischen Kalorimeters HPC . . . . .	42
5.6	Padstruktur und Bleiverteilung eines einzelnen HPC Moduls . . . . .	43

5.7	Schematische Sicht der Lagenstruktur des Signals in der HPC . . . . .	44
5.8	Ein mit dem DELPHI Detektor aufgenommenes Tauereignis dargestellt mit dem DELGRA Graphikprogramm . . . . .	48
5.9	Schematische Darstellung der TANAGRA Bankstruktur innerhalb des DELANA Programm paketes. . . . .	51
6.1	Ereignisvariablen der leptonischen Selektion . . . . .	62
6.2	Ereignisvariablen des Taufilters nach der leptonischen Selektion . . . . .	63
6.3	Ereignisvariablen des Taufilters nach der leptonischen Selektion . . . . .	64
6.4	Ereignisvariablen des Taufilters nach der $\tau\tau$ Selektion . . . . .	65
6.5	Ereignisvariablen des Taufilters nach der $\tau\tau$ Selektion . . . . .	65
6.6	Anzahl der guten Spuren . . . . .	66
6.7	Vergleichsdaten isolierter Müonen . . . . .	68
6.8	Zahl der angesprochenen Müonkammerlagen für Müonen und hochenergetische Hadronen aus dem Tauzerfall . . . . .	68
6.9	Verteilung der assoziierten hadronischen Energie für isolierte Müonen und Hadronen . . . . .	70
6.10	Verteilung der neutralen elektromagnetischen Energie der niederengetischen Testhadronen . . . . .	70
6.11	Vergleichsdaten isolierter Hadronen . . . . .	71
6.12	Vergleichsdaten isolierter Elektronen mit $dE/dx$ ausgewählt . . . . .	72
6.13	Vergleichsdaten isolierter Bhabha-Elektronen . . . . .	73
6.14	Vergleichsdaten isolierter Elektronen aus Comptonereignissen und Paarbildung . . . . .	74
6.15	Verteilung der Energie pro Lage in der HPC . . . . .	75
6.16	Verteilung der HR Variable für Müonen und Hadronen. . . . .	77
6.17	HPC Signal isolierter geladener Hadronen . . . . .	78
6.18	Spezifischer Energieverlust $dE/dx$ in der TPC . . . . .	79
6.19	Spezifischer Energieverlust $dE/dx$ geladener Hadronen in Abhängigkeit vom Impuls . . . . .	80
6.20	Winkel zwischen isolierten geladenen Hadronen aus dem $\tau$ -Zerfall und umgebenden elektromagnetischen Schauern . . . . .	80
6.21	Energieverteilung der Photonen innerhalb 15 Grad zur isolierten hadronischen Spur . . . . .	81
6.22	Akzeptanz der Pion(Kaon) Ereignisselektion (Vorselektion + $\tau$ Filter)	82
6.23	Akzeptanz der Pion(Kaon) Identifikation . . . . .	83
6.24	Pion(Kaon) Spektren unkorrigiert . . . . .	84
6.25	Korrigierte Pion(Kaon) Spektren . . . . .	85
6.26	Impulsauflösung der $\mu^+\mu^-$ Testdaten . . . . .	88

---

6.27	Mittlere Standardabweichung des Parameters $P_\tau$ in Abhängigkeit von der Zahl der verwendeten $\tau^+\tau^-$ Simulationsereignisse . . . . .	89
6.28	Verhältnis der Akzeptanzen der Pionidentifikation experimentelle Daten/simulierte Daten. . . . .	91
6.29	Verteilung der Variable $\chi^2_{HPC}$ für Elektronen und Hadronen. . . . .	96
6.30	Winkelverteilung der Bhabha Vergleichsdaten . . . . .	98
6.31	Winkelverteilung der hochenergetischen hadronischen Vergleichsdaten	98
6.32	Akzeptanz der speziellen $\tau$ -Ereignisselektion für den Elektronkanal .	99
6.33	Akzeptanz der Elektronidentifikation . . . . .	99
6.34	Akzeptanz der Bhabha Unterdrückungsroutine . . . . .	100
6.35	Vergleich der Identifikationsakzeptanz experimentelle - simulierte Vergleichsdaten . . . . .	102
6.36	Vergleich der HPC Sensitivität experimentelle - simulierte Daten. . . . .	102
6.37	Unkorrigierte Elektronspektren der Daten der Jahre a) 1991 und b) 1992. . . . .	103
6.38	Korrigierte Elektronspektren der Daten der Jahre a) 1991 und b) 1992. . . . .	104
6.39	Verteilung der Differenz der z-Impaktparameter in (1-1) Ereignissen. . . . .	109
6.40	Verteilung der Energiedeposition im Hadronkalorimeter für Müonen und Hadronen . . . . .	110
6.41	Verteilung der elektromagnetischen Energie für Müonen und Elektronen	110
6.42	Akzeptanz der speziellen $\tau$ Ereignisselektion für den Münkanal . . . . .	112
6.43	Akzeptanz der Münidentifikation . . . . .	112
6.44	Akzeptanz der $\mu\mu$ Unterdrückungsroutine . . . . .	113
6.45	Vergleich der Identifikationsakzeptanz experimentelle - simulierte Daten	115
6.46	Unkorrigierte Müonspektren . . . . .	116
6.47	Korrigierte Müonspektren . . . . .	117
6.48	Alternative Münanalyse . . . . .	120
6.49	Winkelabhängige Taupolarisation . . . . .	122
7.1	Polarisationsmeßwerte der verschiedenen LEP Experimente . . . . .	124
7.2	Übersicht des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau \rightarrow \pi(K)\nu)$ . . . . .	125
7.3	Übersicht des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau \rightarrow e\nu\nu)$ . . . . .	125
7.4	Übersicht des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau \rightarrow \mu\nu\nu)$ . . . . .	126
7.5	Übersicht der Messungen der Elektron-Asymmetrie $A_e$ . . . . .	126



# Tabellenverzeichnis

2.1	Masse und Ladung der elektroschwachen Eichbosonen . . . . .	10
2.2	Die Fermionen der elektroschwachen Standardtheorie . . . . .	10
3.1	Kopplungen des $\tau$ -Leptons an die elektroschwachen Austauschbosonen	13
3.2	Exklusive Verzweigungsverhältnisse des $\tau$ -Leptons . . . . .	16
4.1	Sensitivität, Verzweigungsverhältnis und relatives Gewicht verschiedener $\tau$ -Zerfälle bei der Messung von $P_\tau$ . . . . .	23
6.1	Verzweigungsverhältnisse des $Z^0$ Bosons . . . . .	58
6.2	Akzeptanzen und Untergrund des Pion bzw. Kaon Kanals . . . . .	83
6.3	Ergebnis der Anpassungsrechnungen im Pion(Kaon) Kanal . . . . .	85
6.4	Korrekturfaktoren in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$ . . . . .	86
6.5	Systematische Fehler aufgrund der Diskrepanz in der Impulsauflösung	88
6.6	Systematische Fehler aufgrund der limitierten Zahl der $\tau^+\tau^-$ Simulationsereignisse . . . . .	90
6.7	Parametrisierung des Verhältnisses der Identifikationsakzeptanz . . . . .	91
6.8	Systematische Fehler der Pionidentifikation . . . . .	92
6.9	Systematische Fehler aufgrund externen Untergrundes . . . . .	93
6.10	Übersicht der systematischen Fehler der Pion(Kaon) Analyse.	94
6.11	Ergebnisse der Analyse des Pion(Kaon) Kanals . . . . .	94
6.12	Akzeptanzen und Untergrund des Elektronkanals . . . . .	100
6.13	Parametrisierung der relativen Identifikationsakzeptanz . . . . .	101
6.14	Ergebnis der Anpassungsrechnungen im Elektronkanal . . . . .	105
6.15	Korrekturfaktoren in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\tau \rightarrow e\nu\nu$ . . . . .	105
6.16	Übersicht der systematischen Fehler der Elektronanalyse.	107
6.17	Ergebnisse der Analyse des Elektronkanals . . . . .	108
6.18	Akzeptanzen und Untergrund des Müonkanals . . . . .	114
6.19	Parametrisierung der relativen Identifikationsakzeptanz . . . . .	114

6.20	Ergebnis der Anpassungsrechnungen im Müonkanal . . . . .	115
6.21	Korrekturfaktoren in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$ . . . . .	118
6.22	Ergebnisse der Analyse des Müonkanals . . . . .	118
6.23	Übersicht der systematischen Fehler der Müonanalyse. . . . .	119
6.24	Ergebnisse der alternativen Analyse des Müonkanals . . . . .	120
6.25	Zusammenfassung der Polarisationswerte mehrerer Jahre . . . . .	122
7.1	Offizielle DELPHI Meßergebnisse der Taupolarisation . . . . .	123
7.2	Ausgewählte Polarisationsmeßergebnisse dieser Arbeit . . . . .	123
7.3	Offizielle DELPHI Meßergebnisse der Verzweigungsverhältnisse . . . . .	124
7.4	Meßergebnisse der Verzweigungsverhältnisse in dieser Arbeit . . . . .	124

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Ziel menschlichen Denkens war von alters her, die uns umgebende Welt zu erfassen und zu begreifen. Einerseits wurden Anstrengungen philosophischer Art unternommen, um Fragen nach dem Grunde unserer Existenz zu stellen und eventuell Antworten bereitzustellen. Andererseits wurde der naturwissenschaftliche Zugang ergriffen, der sich darauf beschränkt, einen möglichst umfassenden Katalog der objektiv meßbaren Phänomene zu erstellen und auf das Ziel einer alle Phänomene (i.a. Messungen) gleichermaßen beschreibenden Theorie zusteuert. Der entscheidende Aspekt dieser Vorgehensweise ist die mathematische Basis, die für die theoretische Beschreibung gefordert ist, um Ergebnisse bzw. Vorhersagen der Theorie mit Meßergebnissen (i.a. Zahlenwerte) vergleichen zu können und nach unserem heutigen Verständnis objektive Aussagen über die Übereinstimmung zwischen Theorie und realer Welt treffen zu können.

Die Geschichte der Physik ist geprägt von wichtigen Schritten hin zu einer globalen Beschreibung der jeweils erfaßbaren und meßbaren Phänomene. Beginnend mit der Newton'schen Mechanik, der Zusammenführung von magnetischen und elektrischen Phänomenen in Form der Maxwell'schen Theorie bis hin zur heutigen Theorie der elektroschwachen und starken Wechselwirkung änderte sich analog zur fortschreitenden Verallgemeinerung der Beschreibung die Motivation der Theorie von reinem Vergleich mit bereits vorhandenen experimentellen Resultaten hin zu abstrakten Forderungen (i.a. Symmetrieannahmen). Als Folge dieser neuen Konzepte ergeben sich Vorhersagen der Theorie über die Struktur der Natur weit jenseits zuvor experimentell untersuchter Bereiche.

Parallel zu dieser Entwicklung ergaben sich für die experimentelle Physik immer weitergehende Anforderungen zum Test der Theorien. Ausgehend von der Nutzung natürlicher Radioaktivität zur Untersuchung von Atomen<sup>1</sup> erkannte man, daß

---

<sup>1</sup>Ernest Rutherford: Streuung von  $\alpha$  – Teilchen an einer Goldfolie

die Streuung und Annihilation von Teilchen ein Mittel zur Untersuchung des Aufbaus der Materie und der Natur der gegenseitigen Wechselwirkung ist. Um kleinere Strukturen auflösen zu können und eventuell bis zu fundamentalen Substrukturen vordringen zu können muß die Energie der als Sonden dienenden Teilchen immer weiter erhöht werden bzw. ihre quantenmechanische de Broglie Wellenlänge verkleinert werden. Hierzu wurden zuerst Beschleunigeranlagen gebaut, die die Teilchen auf eine bestimmte Energie beschleunigen und sie anschließend auf ein ruhendes Ziel lenken. Der Nachteil dieser sogenannten "fixed target" Experimente liegt in dem ungünstigen, nur mit  $\sqrt{E_{Labor}}$  zunehmenden Wert der Schwerpunktsenergie der Reaktion. Durch die gleichzeitige Beschleunigung und anschließende Kollision von zwei entgegengerichteten Teilchenstrahlen erreicht man, daß die Schwerpunktsenergie der Reaktion gleich der Summe der Strahlenergien ist. In Praxis verwendet man hierzu sogenannte Speicherringe, in welchen jeweils Teilchen und Antiteilchen gegenläufig kreisen. Durch die Verwendung von (aus heutiger Sicht) punktförmigen und fundamentalen Teilchen (z.B. Elektron-Positron) vereinfachen sich die Aussagen der theoretischen Beschreibung und ein präziser Test der Theorie wird ermöglicht.

Ein bekanntes Beispiel für das Zusammenwirken von theoretischen Vorhersagen und diesen hier beschriebenen experimentellen Techniken ist die Entdeckung der  $J/\Psi$  Resonanz am SPEAR Speicherring [1] im Jahre 1974. Die theoretische Vorhersage einer vierten Quark Sorte mündete in den erfolgreichen experimentellen Nachweis des gebundenen  $c\bar{c}$  Zustandes. Analog zur theoretischen Vorhersage weiterer Quarksorten (3. Generation) wurde die Existenz eines dritten geladenen Leptons erwartet. Der experimentelle Nachweis dieses  $\tau$  Leptons gelang 1975 am SPEAR [2].

Das heutige Standardmodell zur gleichzeitigen Beschreibung der Elektrodynamik und schwachen Wechselwirkung basiert auf grundlegenden Arbeiten von S.Glashow [3], A.Salam [4] und S.Weinberg [5]. Es enthält als Grenzfälle sowohl die Quantenelektrodynamik als auch die Fermi-Theorie der radioaktiven Zerfälle. Zusätzlich wurden massive Austauschbosonen als Vermittler der Wechselwirkung vorhergesagt. Einerseits war die Existenz geladener Austauschbosonen gefordert, um die bekannten geladenen Ströme (z.B.  $\beta$  - Zerfall) beschreiben zu können. Andererseits wurde die Existenz neutraler Ströme und neutraler Austauschbosonen postuliert. Der erste direkte Nachweis dieser geladenen  $W^{+-}$  und neutralen  $Z^0$  Austauschbosonen gelang 1983 am SPS des CERN<sup>2</sup>.

Nach sechsjähriger Bauzeit wurde der LEP<sup>3</sup> Speicherring am CERN im Jahre 1989 fertiggestellt. Seither werden Elektronen und Positronen bei Schwerpunktsenergien im Bereich der  $Z^0$  Masse zur Kollision gebracht und somit reelle  $Z^0$  in großer Zahl

---

<sup>2</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>3</sup>Large Electron Positron Collider

---

erzeugt. Mit Hilfe des DELPHI<sup>4</sup> Detektors wurden die Ereignisse registriert und rekonstruiert.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Detailstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung. In der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  wurde die  $\tau$  Polarisation gemessen, welche mit dem elektroschwachen Mischungswinkel der Theorie verknüpft ist und das Verhältnis von Vektor- und Axialvektorkopplung des  $Z^0$  bestimmt. Eine nichtveschwindende  $\tau$  Polarisation ist gleichbedeutend mit einem paritätsverletzenden Zerfall des  $Z^0$ . Da zur Messung der  $\tau$  Polarisation die exklusiven Zerfallskanäle  $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ ,  $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$  und  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$  verwendet wurden, ergab sich als Nebenprodukt die Bestimmung dieser Verzweigungsverhältnisse und somit ein Beitrag zur Lösung des sogenannten "τ decay puzzle".

---

<sup>4</sup>DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

# Kapitel 2

## Das Standardmodell

### 2.1 Grundlegende Aspekte

#### 2.1.1 Relativistische Feldtheorie im Lagrangeformalismus

Das grundlegende Konzept zur Formulierung der heute gängigen Feldtheorien ist der aus der klassischen Punktmechanik bekannte Lagrangeformalismus. Anstelle der einfachen Raum-Zeit-Koordinaten werden jedoch Felder und deren Ableitung im vierdimensionalen Minkowskiraum verwendet. Die Dynamik des Systems wird aus dem hamiltonschen Prinzip der stationären Wirkung  $S$  (2.1) und den daraus abgeleiteten Euler-Gleichungen (2.2) beschrieben.

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} d^4x \mathcal{L}(\Phi_i(x), \partial_\mu \Phi_i(x)) \quad \delta \int d^4x \mathcal{L} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi_i} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\frac{\partial \Phi_i}{\partial x^\mu})} \quad (2.2)$$

Im Gegensatz zum in der klassischen Physik gebräuchlicheren Hamiltonformalismus, welcher durch eine einfache Legendretransformation mit dem Lagrangeformalismus verknüpft ist, ist der Lagrangeformalismus symmetrisch in den Raum-Zeit-Koordinaten. Um eine kovariante<sup>1</sup> Formulierung der Dynamik sicherzustellen genügt es, die Lagrangedichte  $\mathcal{L}(\Phi_i(x), \partial_\mu \Phi_i(x))$  auf Lorentzskalare einzuschränken. Interessant ist die Verallgemeinerung: um eine gegenüber einer bestimmten Transformation invariante Dynamik zu erhalten, also eine bestimmte Symmetrie einer Wechselwirkung zu erfassen, genügt die Konstruktion einer invarianten Lagrangedichte.

---

<sup>1</sup>d.h. eine relativistisch invariante Formulierung

### 2.1.2 Innere Symmetrien

Neben den äußeren Symmetrien, d.h. Symmetrien in Bezug auf die Raum-Zeit-Koordinaten (z.B. Lorentz Invarianz), kann man auch Invarianz unter Transformationen der Felder  $\Phi_i(x)$  betrachten. Von besonderem Interesse sind hierbei sogenannte kontinuierliche Transformationen, welche sich aus infinitesimalen Änderungen  $\Phi_i(x) \rightarrow \Phi_i(x) (1 + i\epsilon q_i \Theta)$  zusammensetzen. Allgemein kann man diese Gruppe von Transformationen schreiben als :

$$\Phi_i \rightarrow \exp(iq_i \Theta) \Phi_i \quad (2.3)$$

Diese Symmetrie wird als globale Symmetrie bezeichnet, da der Drehwinkel  $\theta$  unabhängig von den Viererkoordinaten  $x$  ist. Mathematisch handelt es sich um die Gruppe der unitären Transformationen in einer Dimension  $U(1)$ . Eine physikalische Anwendung ergibt sich, wenn man die  $q_i$  mit den Ladungen der Felder  $\Phi_i$  in Einheiten von  $e$  identifiziert. Die Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte führt zu einem erhaltenen Viererstrom

$$\frac{\partial J^\mu(x, q)}{\partial x^\mu} = 0 \quad \text{mit} \quad J^\mu = i \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu \Phi_i)} q_i \Phi_i \quad , \quad (2.4)$$

welches als Kontinuitätsgleichung der elektrischen Ladung identifiziert wird. Ganz allgemein folgen nach dem Noether Theorem (Noether 1918) aus kontinuierlichen Symmetrien Erhaltungsgrößen und umgekehrt.

Die einfachste Erweiterung auf nichtabelsche Gruppen von Transformationen ist die Isospingruppe  $SU(2)$ . Die Felder treten hierbei in Multipletts auf. Die Eichtransformation ist definiert durch

$$\Phi_i \rightarrow \exp(i\vec{G}\vec{\Theta}) \Phi_i \quad , \quad (2.5)$$

wobei  $\vec{G}$  die Generatoren der Gruppe sind, d.h. für Doublets ist  $\vec{G} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$ , wobei  $\vec{\sigma}$  die Pauli Matrizen sind.

Neben den globalen Eichtransformationen kann man auch Invarianz unter lokalen Eichtransformationen

$$\Phi_i \rightarrow \exp(i\epsilon q_i \Theta(x)) \Phi_i \quad (2.6)$$

fordern. Hierbei wird die Transformation abhängig vom Raum-Zeit-Punkt. Als Beispiel betrachte man die Lagrangedichte eines freien Fermionfeldes

$$\mathcal{L}_{Dirac}(x) = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)\Psi(x) \quad , \quad (2.7)$$

deren Eulergleichungen der Dirac-Gleichung (2.8) entsprechen.

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)\Psi(x) = 0 \quad (2.8)$$

Damit die Lagrangedichte invariant unter der Transformation (2.6) ist, muß man zur sogenannten kovarianten Ableitung (2.9) übergehen und ein Vektorfeld  $A_\mu$  einführen, welches sich gemäß (2.10) transformiert.

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu \quad (2.9)$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \Theta(x) \quad (2.10)$$

Die hieraus konstruierte Lagrangedichte enthält einen zusätzlichen Wechselwirkungsterm  $\mathcal{L}_{WW}(x)$ :

$$\mathcal{L}_{WW} = e\bar{\Psi}(x)\gamma_\mu\Psi(x)A^\mu(x) = eJ_\mu^{em}(x)A^\mu(x) \quad (2.11)$$

Die Invarianz unter der lokalen  $U(1)$  Transformation führt zu einem erhaltenen Vektorstrom:

$$J_\mu^{em}(x) = \bar{\Psi}(x)\gamma_\mu\Psi(x) \quad (2.12)$$

Durch die Definition eines Feldstärketensors  $F_{\mu\nu}$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.13)$$

und Addition eines eichinvarianten kinetischen Terms  $\mathcal{L}_\gamma$

$$\mathcal{L}_\gamma = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.14)$$

wird eine Lagrangedichte konstruiert, welche durch die Auswertung der Euler-Gleichungen in  $A_\mu$  auf die freien Maxwellgleichungen der Elektrodynamik führt<sup>2</sup>. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß ein Photonmasseterm

$$-\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu \quad (2.15)$$

nicht invariant unter der lokalen Eichtransformation ist.

Das hier vorgestellte Konzept, welches die Grundlage der sehr erfolgreichen Quantenelektrodynamik ist, leitet aus der Forderung nach lokaler  $U(1)$  Symmetrie die Existenz eines masselosen Eichfeldes und die Wechselwirkung zwischen Materie- und Eichfeld ab. Dieses überaus ästhetische Prinzip, aus Symmetrieforderungen physikalische Gegebenheiten abzuleiten<sup>3</sup>, und die so erfolgreiche Quantenelektrodynamik sind die Motivation für ein aus dem Eichprinzip abgeleitetes Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung.

<sup>2</sup>Hierbei wird der Wechselwirkungsterm  $\mathcal{L}_{WW}$  vernachlässigt, also  $e \equiv 0$  gesetzt.

<sup>3</sup>Ebenso kann aus der Forderung nach Translationsinvarianz im vierdimensionalen Raum die Erhaltung des Energie-Impuls-Tensors abgeleitet werden.

### 2.1.3 Der Higgs Mechanismus

Das so erfolgreiche Bild der QED, welches Wechselwirkungen beschreibt durch die Ankopplung eines Eichfeldes, kann man auch auf die schwache Wechselwirkung anwenden. Das Problem das sich hierbei ergibt, ist die schon seit Mitte der sechziger Jahre bekannte Masse des intermediären Vektorbosons der schwachen Wechselwirkung<sup>4</sup>. Unter Hinzunahme des Yukawa-Wick Arguments (Yukawa 1935, Wick 1938), nach welchem die Reichweite einer Wechselwirkung umgekehrt proportional zur Masse des Austauschteilchens ist, folgt hieraus die begrenzte Reichweite der schwachen Wechselwirkung.

Wie vorhergehend bemerkt, zerstört ein einfacher Massenterm (2.15) die Invarianz der Lagrangedichte. Ein Weg zur Konstruktion massiver Eichbosonen bei gleichzeitiger Erhaltung der lokalen Eichinvarianz ist die sogenannte „spontane Symmetriebrechung“. Das einfachste Beispiel ist die Konstruktion einer Lagrangedichte aus einem einzigen skalaren selbstwechselwirkenden geladenen Feld (2.16). Die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi^* \partial_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^* \Phi)^2 \quad (2.16)$$

ist invariant unter einer globalen U(1) Transformation. Mit Hilfe eines Eichfeldes wird analog (2.1.2) die Invarianz unter lokalen U(1) Transformationen erreicht :

$$\mathcal{L} = [(\partial_\mu + ieA_\mu) \Phi^* (\partial^\mu - ieA^\mu) \Phi] - \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^* \Phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.17)$$

Für  $\mu^2 > 0$  beschreibt (2.17) die Elektrodynamik geladener Skalarfelder.

Für  $\mu^2 < 0$  ergeben sich zwei mögliche Vakuumerwartungswerte  $\pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v_{1,2}}{\sqrt{2}}$ , d.h. der Grundzustand des Feldes  $\Phi$  ist entartet. Parametrisiert man das Feld  $\Phi$  gemäß

$$\Phi(x) = \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \exp \frac{i\xi(x)}{v} \quad (2.18)$$

und schreibt (2.17) abhängig von diesen Feldern  $\xi$ ,  $\eta$  und  $A_\mu$ , so erhält man :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial^\mu \eta \partial_\mu \eta + \frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - ev A_\mu \partial^\mu \xi + \mu^2 \eta^2 \quad (2.19)$$

+ kubische und höhere Terme

Führt man nun noch eine Eichtransformation gemäß

$$\Phi(x) \rightarrow \exp\left(\frac{-ie\xi(x)}{v}\right) \Phi = \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \quad (2.20)$$

<sup>4</sup>Aus inklusiven Neutrinoexperimenten an Nukleonen mit der Reaktion  $\nu_\mu + A \rightarrow \mu^- + W^+ + X$ ,  $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  ergaben sich untere Schranken für  $m_W$ .

durch, so ergibt sich die Lagrangedichte

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \frac{1}{2}e^2v^2A'_\mu A'^\mu \\ & + \frac{1}{2}e^2A'^2_\mu\eta(2v + \eta) - \frac{1}{2}\eta^2(3\lambda v^2 + \mu^2) - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4\end{aligned}\quad (2.21)$$

in der neuen „unitären“ Eichung. In dieser Eichung kann das Teilchenspektrum aus den in den Feldern quadratischen Termen abgeleitet werden. Aus (2.21) ergibt sich ein massives skalares  $\eta$  Meson mit Masse  $\sqrt{3\lambda v^2 + \mu^2} = \sqrt{2\lambda}v$  und ein massives Vektormeson  $A'_\mu$  mit Masse  $ev$ . Zu dem anfänglich eingeführten  $\xi$  Feld gibt es kein zugehöriges Teilchen, es wurde „weggeeicht“.

Der hier dargestellte Higgsmechanismus ist ein mögliches Konzept um massive Eichbosonen zu erzeugen und gleichzeitig lokale Eichinvarianz zu erhalten. Der Preis ist ein zusätzliches massives Higgs-Teilchen  $\eta$ .

## 2.2 Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung wird mit den schwachen Feldern  $W_\mu^a$ , welche aus einer lokalen  $SU(2)$  Isospinsymmetrie abgeleitet werden, und einem „Hyperladungs“-Feld  $B_\mu$ , das aus einer lokalen  $U(1)$  Symmetrie hervorgeht, beschrieben. Als Generator der  $SU(2)$  dient der schwache Isospin  $I = (I_1, I_2, I_3)$ . Der Generator der  $U(1)$  ist die Hyperladung  $Y = 2(Q - I_3)$ . Zusätzlich benötigt man ein Higgsfeld  $\Phi$ , welches im minimalen Standardmodell als ein  $SU(2)$  Dublett gewählt wird. Die zugrundeliegende Symmetriegruppe ist also  $SU(2) \otimes U(1)$ . Unter Vernachlässigung der Fermionen ist die Lagrangedichte gegeben durch :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^aW^{a\mu\nu} + D_\mu\Phi^\dagger D^\mu\Phi - V(\Phi)\quad (2.22)$$

mit

$$\begin{aligned}B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2\epsilon_{abc}W_\mu^bW_\nu^c \quad ^5 \\ D_\mu &= \partial_\mu - \frac{1}{2}ig_1B_\mu Y - ig_2W_\mu^aI^a\end{aligned}$$

<sup>5</sup>Verantwortlich für den zusätzlichen Term im schwachen Tensor  $W_{\mu\nu}^a$  ist der nichtabelsche Charakter der  $SU(2)$ , d.h. der nichtverschwindende Kommutator  $[I_a, I_b] = i\epsilon_{abc}I_c$ . Die Folge sind Kopplungsterme zwischen verschiedenen schwachen Feldern im kinetischen Term  $-\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^aW^{a\mu\nu}$ .

Hierbei ist  $Y$  der Hyperladungsgenerator (proportional zur Einheitsmatrix) und  $I^a$  sind die SU(2) Generatoren, abhängig von der Dimension des Feldes, auf das die Ableitung wirkt. Für das Higgsdublett ist die Hyperladung  $Y_\Phi = +1$  und die SU(2) Generatoren sind  $I^a = \frac{1}{2}\sigma^a$ , wobei  $\sigma^a$  die Pauli Matrizen sind. Das Higgspotential ist definiert gemäß :

$$V(\Phi) = \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \mu^2\Phi^\dagger\Phi \quad , \quad \mu^2 > 0 \quad (2.23)$$

Nach einer geeigneten Wahl der Eichung<sup>6</sup> und einem Basiswechsel

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Theta_W & \sin\Theta_W \\ -\sin\Theta_W & \cos\Theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad , \quad \tan\Theta_W = \frac{g_1}{g_2} \quad (2.24)$$

$$W_\mu = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) \quad (2.25)$$

zu den neuen Ladungseigenzuständen  $A_\mu, Z_\mu$  und  $W_\mu$  erhält man die Massen der Eichbosonen aus den quadratischen Termen der Lagrangedichte :

$$\frac{1}{4}g_2^2v^2W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{8}g_2^2v^2\frac{1}{\cos^2\Theta_W}Z_\mu Z^\mu \quad (2.26)$$

Die Massen und elektrische Ladungen der vier linear unabhängigen Eichbosonen und des Higgsbosons sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Das masselose Eichfeld  $A_\mu$  wird als Darstellung des Photonfeldes identifiziert, wobei sich der Zusammenhang

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = g_1 \cos\Theta_w = g_2 \sin\Theta_w \quad (2.27)$$

zwischen der elektromagnetischen Kopplung und den beiden schwachen Kopplungskonstanten ergibt. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß das Massenverhältnis zwischen den geladenen W-Bosonen, den Austauschteilchen des geladenen schwachen Stroms, und den für den neutralen schwachen Strom verantwortlichen Z-Bosonen durch den schwachen Mischungswinkel  $\Theta_w$  gegeben ist<sup>7</sup> :

$$\sin^2\Theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (2.28)$$

Die Größenordnung der Massen lässt sich aus der Fermitheorie der schwachen Wechselwirkung bei niedrigen Energien abschätzen<sup>8</sup>.

<sup>6</sup>Man wähle  $\langle\Phi\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(0, v)^T$ , mit  $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$ .

<sup>7</sup>Dies ist die sogenannte Sirlinsche Definition des Weinbergwinkels.

<sup>8</sup>Auf diesem Präzisionsniveau gilt  $v = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}} \approx 246 \text{ GeV}$  und damit ist  $M_W = 37.3 \text{ GeV} \frac{1}{\sin\Theta_W}$ .

	Masse	Q
H	$\sqrt{2\lambda}v$	0
A	0	0
Z	$\frac{1}{2}g_2v\frac{1}{\cos\Theta_W}$	0
$W^+ = W_\mu$	$\frac{1}{2}g_2v$	+1
$W^- = W_\mu^*$	$\frac{1}{2}g_2v$	-1

**Tabelle 2.1:** Masse und Ladung der elektroschwachen Eichbosonen

Die Existenz von nur linkshändigen Neutrinos, welche im Fermimodell durch die (V-A) Strom-Strom-Kopplung beschrieben wurde, begründet die unterschiedliche Beschreibung des Standardmodells für die beiden Chiralzustände der Fermionen, den Strukturteilchen der Theorie.

Die linkshändigen Fermionen werden in Isospindoublets mit dem Isospin  $I = \frac{1}{2}$  zusammengefaßt, die rechtshändigen bilden Isospinsingletts mit  $I = 0$ . Die im hadronischen Sektor auftauchenden linkshändigen ‘‘down-type’’ Quarks werden mit Hilfe der CKM<sup>9</sup>-Matrix aus den Masseigenzuständen der Quarks gebildet. Diese Mischung verursacht flavor-ändernde Graphen<sup>10</sup>, welche in der aktuellen Teilchenphysik intensiv studiert werden.

1.	2.	3.	$I$	$I_3$	$Q$	$Y$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \\ u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \\ c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \\ t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$	-1
$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$	0	0	-1	-2
$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$	0	0	-1	-2
$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$	0	0	-1	-2

**Tabelle 2.2:** Die Fermionen der elektroschwachen Standardtheorie

Das Standardmodell besteht aus drei Generationen von Fermionen, wobei die zugeordneten Quantenzahlen für alle Generationen den selben Wert haben (2.2) . Die

<sup>9</sup>Diese Matrix wird allgemein als Kobayashi-Maskawa-Matrix bezeichnet nach [6].

<sup>10</sup>Sogenannte Pinguin-Graphen werden durch Abstrahlung und Reabsorbtion virtueller W-Bosonen erzeugt.

Generationen unterscheiden sich nur durch verschiedene Massen der Fermionen. Die Teilchen der 1. Generation bilden die gewöhnliche Materie, Teilchen der anderen Generationen können nur in Hochenergieexperimenten oder der Höhenstrahlung beobachtet werden.

Die Ableitung quantitativer Aussagen aus dem bisher beschriebenen Modell wird mit Hilfe der aus der nichtrelativistischen Quantenmechanik bekannten Störungsrechnung vollzogen. Hierbei wird das Übergangsmatrixelement entwickelt nach den Potenzen der Kopplungskonstante  $\alpha$ . Die einzelnen Terme werden mit sogenannten Feynmangraphen veranschaulicht, die mit Hilfe der aus der QED bekannten Feynmanregeln [7] berechnet werden können.

# Kapitel 3

## Das $\tau$ -Lepton im Standardmodell

### 3.1 Eigenschaften des $\tau$ -Leptons

Im Standardmodell ist das  $\tau$ -Lepton das geladene Lepton der dritten Generation. Ihm zugeordnet ist das masselose, linkshändige Neutrino  $\nu_\tau$ . Es ist ein Spin  $\frac{1}{2}$  Fermion mit einer experimentell bestimmten Masse von 1.8 GeV. Die Zustände verschiedener Chiralität besitzen einen unterschiedlichen schwachen Isospin. Die Folge ist eine unterschiedliche Kopplung der linkshändigen Ströme an die elektroschwachen Eichbosonen. Die Kopplungen an die  $Z^0$  Bosonen sind beispielsweise:

$$g^{L,R} \propto I_3^{L,R} - Q \sin^2 \Theta_W \quad (3.1)$$

Da die physikalischen Austauschbosonen  $W^{+-}$ ,  $Z^0$  und  $\gamma$  aufgrund der Transformation (2.24) Mischungen aus den Eichbosonen sind, ergeben sich unterschiedliche Kopplungen. Für die Kopplung an die geladenen  $W$ -Bosonen ergibt sich analog der Fermitheorie eine reine (V-A)<sup>1</sup> Kopplung. Die Struktur der  $Z$  Kopplung ist dagegen nicht festgelegt. Sie ist abhängig vom schwachen Mischungswinkel  $\Theta_W$ . In Tabelle (3.1) sind die Vektor- und Axialvektorkopplungen des  $\tau$  Leptons an die Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung dargestellt.

Die unterschiedliche Kopplung der chiralen Zustände verursacht eine paritätsverletzende Wechselwirkung.

Ein Test des Standardmodells in Bezug auf die Struktur der fermionischen Kopplung an das  $Z^0$ -Boson ist die Helizitätsanalyse der in dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  (3.2) produzierten  $\tau$  Leptonen.

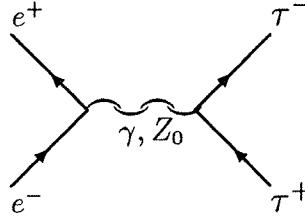
---

<sup>1</sup>Gemeint ist hier das Verhalten der einzelnen Terme des Übergangsmatrixelements unter Lorentztransformationen.

Austauschteilchen	Kopplung an Fermionen	$v$	$a$
$W^{+-}$	$-ie\gamma_\mu(v - a\gamma_5)\frac{1}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}$	1	1
$Z^0$	$-ie\gamma_\mu(v - a\gamma_5)\frac{1}{2\sin\Theta_W\cos\Theta_W}$	$I_3^\tau - 2Q^\tau\sin^2\Theta_W$	$I_3^\tau$
$\gamma$	$-ie\gamma_\mu v$	$Q^\tau$	0

Tabelle 3.1: Kopplungen des  $\tau$ -Leptons an die elektroschwachen Austauschbosonen

## 3.2 Der Prozess $e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$

Abbildung 3.1: Graph niedrigster Ordnung des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ 

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion ist mit Hilfe der Feynmannregeln berechenbar. Die Graphen niedrigster Ordnung zeigt Abbildung (3.1). Im Prinzip ist auch der Austausch eines Higgsbosons möglich, doch dieser Graph spielt wegen der kleinen Fermionmassen keine Rolle. Der Bornwirkungsquerschnitt (3.2), der sich aus dem Graphen (3.1) ergibt, zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Helizität  $\lambda_{\tau^-}$  der produzierten  $\tau$ 's.

$$\frac{d\sigma_{Born}}{d\cos\Theta}(s, \cos\Theta, \lambda_{\tau^-}) = (1 + \cos^2\Theta) F_0(s) + 2\cos\Theta F_1(s) - \lambda_{\tau^-} [(1 + \cos^2\Theta) F_2(s) + 2\cos\Theta F_3(s)] \quad (3.2)$$

mit

$$\begin{aligned} F_0 &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} (q_e^2 q_\tau^2 + 2\Re e \chi(s) q_e q_\tau v_e v_\tau + |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2)(v_\tau^2 + a_\tau^2)) \\ F_1 &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} (2\Re e \chi(s) q_e q_\tau a_e a_\tau + |\chi(s)|^2 2v_e a_e 2v_\tau a_\tau) \\ F_2 &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} (2\Re e \chi(s) q_e q_\tau v_e a_\tau + |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2) 2v_\tau a_\tau) \\ F_3 &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} (2\Re e \chi(s) q_e q_\tau a_e v_\tau + |\chi(s)|^2 2v_e a_e (v_\tau^2 + a_\tau^2)) \\ \chi(s) &= \frac{s}{s - M_Z^2 + \frac{is\Gamma_Z}{M_Z}} \end{aligned}$$

Der differentielle<sup>2</sup> Born-Wirkungsquerschnitt (3.2) hängt von den Ladungen und den Vektor- bzw. Axialvektorkopplungen der Elektronen und  $\tau$ -Leptonen an das  $Z^0$  ab. Der Term  $\chi(s)$  beschreibt das Breit-Wigner Resonanzverhalten für Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  im Bereich der  $Z^0$  Masse. Die mittlere Polarisation der  $\tau$  Leptonen ist nahe der  $Z^0$  Masse direkt mit den  $\tau$  Kopplungskonstanten an das  $Z^0$  verknüpft :

$$\langle P_{\tau^-} \rangle = \frac{1}{\sigma_{Born}} [\sigma(\lambda = +1) - \sigma(\lambda = -1)] = -\frac{F_2}{F_0} \approx -\frac{2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2} \quad (3.3)$$

Zu beachten ist, daß die Polarisation der Antileptonen  $\tau^+$  das entgegengesetzte Vorzeichen trägt. In dieser Arbeit gilt die folgende Konvention  $P_\tau = P_{\tau^-} = -P_{\tau^+}$ . Gleichung (3.3) ist nur gültig bei einer Mittelung über einen beliebigen symmetrischen Bereich im Streuwinkel  $\Theta$ ,  $-c < \cos(\Theta) < c$ .

Im allgemeinen ist die Polarisation jedoch sehr wohl abhängig vom untersuchten Winkelbereich. Die Abhängigkeit der Polarisation vom Streuwinkel wird beschrieben durch :

$$P_\tau(s, \cos \Theta) = -\frac{(1 + \cos^2 \Theta)F_2(s) + 2 \cos \Theta F_3}{(1 + \cos^2 \Theta)F_0(s) + 2 \cos \Theta F_1} \quad (3.4)$$

Hieraus ergibt sich, daß die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der  $\tau$ -Polarisation auf der  $Z^0$  Resonanz nur von den Kopplungen der Elektronen abhängig ist :

$$A_{Pol}^{FB} = \frac{\langle P_\tau \rangle_F - \langle P_\tau \rangle_B}{\langle P_\tau \rangle_F + \langle P_\tau \rangle_B} = -\frac{3}{4} \frac{F_3(s)}{F_0(s)} \approx -\frac{3}{4} A_e \quad (3.5)$$

$$A_l = \frac{2v_l a_l}{v_l^2 + a_l^2} \quad A_\tau \approx -\langle P_\tau \rangle \quad (3.6)$$

Die Messung der  $\tau$ -Polarisation bei  $\sqrt{s} = M_Z$  ermöglicht also eine getrennte Bestimmung der elektronischen Kopplungen und der  $\tau$ -Kopplungen an das  $Z^0$ . Im Gegensatz dazu ist z.B. die Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie durch die Kopplungen beider beteiligter Leptonen bestimmt:

$$A^{FB} = \frac{1}{\sigma_{Born}} [\sigma_{\tau^-}^F - \sigma_{\tau^-}^B] = \frac{3}{4} \frac{F_1(s)}{F_0(s)} \approx \frac{3}{4} A_e A_\tau \quad (3.7)$$

Darüberhinaus bestimmt die Messung nicht nur die relative Größe der Vektor- und Axialvektorkopplung, sondern auch das relative Vorzeichen der Kopplungskonstanten. Da laut Standardmodell das Verhältnis der Axial und Vektorkopplung durch den schwachen Mischungswinkel bestimmt wird, legt die Analyse der  $\tau$  Helizitäten

<sup>2</sup> $\Theta$  ist hier der Streuwinkel der Reaktion, also der Winkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufenden  $\tau^-$ .

diesen Parameter der elektroschwachen Wechselwirkung fest. Auf dem bisher behandelten Präzisionsniveau (Graph 3.1) gilt für den nach Sirlin definierten schwachen Winkel:

$$\langle P_\tau \rangle \approx -2 \frac{v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2} = \frac{-2(1 - 4 \sin^2 \Theta_W)}{1 + (1 - 4 \sin^2 \Theta_W)^2} \approx -2(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \quad (3.8)$$

Die Fehler in der Polarisationsmessung pflanzen sich nur mit einem Faktor  $\frac{1}{8}$  in die Bestimmung des Mischungswinkels fort.

Die höheren Ordnungen der hier behandelten Reaktion können in der sogenannten „improved Born approximation“ in die laufende elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha$  und einen effektiven schwachen Winkel absorbiert werden [8] :

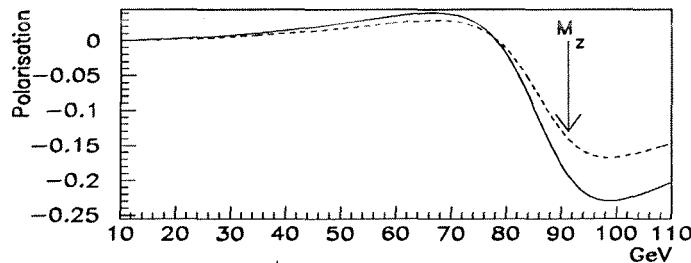
$$\alpha \rightarrow \alpha(M_{Z^0}) ; \quad \sin^2 \Theta_W \rightarrow \sin^2 \Theta_W^{eff}$$

$$\text{mit } \alpha(M_Z) \approx \frac{\alpha}{1 - 0.06} \approx \frac{1}{129} \quad \text{und} \quad \sin^2 \Theta_l^{eff} = \sin^2 \Theta_W + \cos^2 \Theta_W \cdot \delta\rho$$

Der Anteil  $\delta\rho$  enthält Terme die von der Top- und Higgsmasse abhängig sind. Der führende Term ist

$$\delta\rho \approx \frac{\sqrt{2}G_F^*}{16\pi^2} 3m_{top}^2 \quad , \quad (3.9)$$

wobei  $G_F^*$  die strahlungskorrigierte Fermikonstante ist. Die folgende Abbildung zeigt beispielhaft die Abhängigkeit der  $\tau$ -Polarisation von der Schwerpunktsenergie und die deutlich sichtbaren Unterschiede zwischen dem Born Resultat und der „improved Born approximation“. Die Rechnung erfolgte mit  $M_Z = 91.17 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma_Z = 2.485 \text{ GeV}$ . Der durchgezogene Graph entspricht dem Bornresultat mit  $\sin^2 \Theta_W = 0.2257$ , der gestrichelte Graph wurde aus der „improved Born approximation“ erhalten, wobei sich der effektive schwache Mischungswinkel gemäß (3.2) und (3.9) mit  $m_{top} = 150 \text{ GeV}$  zu  $\sin^2 \Theta_W^{eff} = 0.2324$  ergibt.



**Abbildung 3.2:**  $\tau$ -Polarisation in  $e^+e^-$  Vernichtung abhängig von der Schwerpunktsenergie der Reaktion; Born Niveau: durchgezogener Graph; „improved Born“: gestrichelter Graph

### 3.3 Exklusive Zerfälle des $\tau$ Leptons

Die Zerfallsbreite eines Zustandes lässt sich nach „Fermi’s goldener Regel“ berechnen:

$$\Gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} d\Gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\overline{M}|^2}{2 \cdot m_\tau} d\Omega \quad , \quad (3.10)$$

$$\text{wobei } d\Omega = (2\pi)^4 \delta^4(p - k - q_1 - q_2) \frac{d\vec{k}}{2E(2\pi)^3} \frac{d\vec{q}_1}{2\omega_1(2\pi)^3} \frac{d\vec{q}_2}{2\omega_2(2\pi)^3} \quad .$$

Hierbei sind  $p, k$  die Viererimpulse des  $\tau$  und  $\nu_\tau$ ,  $q_{1,2}$  die Viererimpulse des resultierenden Lepton- oder Quarkpaars und  $E, \omega_{1,2}$  die Energien der Zerfallsprodukte.  $\overline{M}$  ist das über die Spins gemittelte Matrixelement.

Das Übergangsmatrixelement  $M$  enthält die Vorhersagen der Standardtheorie und ist abhängig von deren Parametern. Der Phasenraumfaktor  $d\Omega$  ist nur eine Funktion der Viererimpulse der beteiligten Teilchen. Aufgrund der großen Taumasse von ungefähr 1.8GeV existiert ein großer Phasenraum für den Zerfall des  $\tau$  in die beiden leichteren geladenen Leptonen  $e$  und  $\mu$ . Die drei leichtesten Quarks  $u, d, s$  mit Massen kleiner der Taumasse bieten zusätzlich hadronische Zerfallskanäle.

Eine experimentell vorteilhafte Definition der relativen Häufigkeit bestimmter Zerfälle sind die sogenannten partiellen Verzweigungsverhältnisse. Die partiellen Verzweigungsverhältnisse folgen aus den partiellen Breiten  $\Gamma_i$  der jeweiligen Zerfälle aus folgender Relation:

$$BR_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{tot}} = \tau_\tau \Gamma_i \quad (3.11)$$

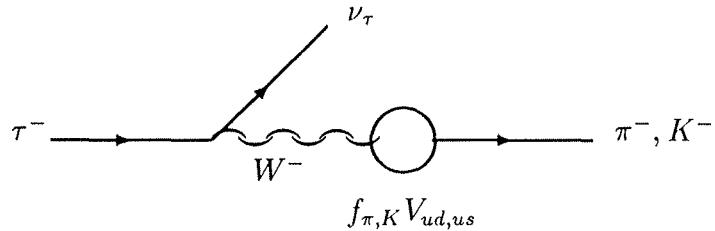
Das experimentell gut bestimmbar Verzweigungsverhältnis ist durch die Lebensdauer mit der aus dem Standardmodell folgenden partiellen Breite verknüpft.

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über einige ausgewählte Verzweigungsverhältnisse [9]:

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis [%]
$\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}$	$17.58 \pm 0.27$
$\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}$	$17.93 \pm 0.26$
$\tau \rightarrow \pi \nu$	$11.6 \pm 0.4$
$\tau \rightarrow K \nu$	$0.67 \pm 0.23$
$\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu$	$24.4 \pm 0.6$
$\tau \rightarrow h^- \geq 2\pi^0 \nu$	$13.2 \pm 0.7$

**Tabelle 3.2:** Exklusive Verzweigungsverhältnisse des  $\tau$ -Leptons

### 3.3.1 Die Zerfälle $\tau \rightarrow \pi\nu$ und $\tau \rightarrow K\nu$



**Abbildung 3.3:** Phänomenologischer Feynmangraph niedrigster Ordnung der Zerfälle  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$ . Der Kreis deutet den nicht-perturbativen Übergang  $W \rightarrow \pi(K)$  an.

Die partiellen Breiten der beiden Zerfälle ergeben sich in niedrigster Ordnung zu:

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 |V_{ud}|^2}{16\pi} m_\tau^3 \quad (3.12)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow K\nu) = \frac{G_F^2 f_K^2 |V_{us}|^2}{16\pi} m_\tau^3 \quad (3.13)$$

Die relative Stärke der beiden Zerfälle wird im Standardmodell durch die Elemente der CKM-Matrix beschrieben.  $|V_{ud}|$  und  $|V_{us}|$  beschreiben die Kopplung der „nackten“ Quarks an das W-Boson. Aufgrund der stark wechselwirkenden Quarks muß für die korrekte Beschreibung ein sogenannter Formfaktor  $f_\pi$  bzw.  $f_K$  eingeführt werden. Dieser Formfaktor beschreibt alle Effekte der Endzustandswechselwirkung, also der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks, insbesondere die Hadronisierung in die experimentell zugänglichen Mesonen. Die Formfaktoren und Matrixelemente sind nur innerhalb bestimmter Modelle berechenbar, da die Eichtheorie der starken Wechselwirkung, die QCD<sup>3</sup>, eine mit dem Abstand zunehmende starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  besitzt, sodaß „langreichweite“ Wechselwirkungen wie zum Beispiel die Bildung von Mesonen aus anfänglich freien Quarks nicht störungstheoretisch berechenbar sind. Somit sind aus der QCD keine direkten Aussagen über die Formfaktoren ableitbar. Die Vielzahl der in der Literatur vorhandenen Modelle zur Beschreibung der Hadronisierung und die Streuung der aus ihnen abgeleiteten Resultate legt es nahe, sich auf experimentelle Resultate zu stützen. Das Produkt

<sup>3</sup>Quantum Chromo Dynamics

aus Formfaktor und CKM Matrixelement ist für beide Kanäle aus dem schwachen Zerfall der Pionen bzw. Kaonen in Müonen experimentell bestimmt<sup>4</sup> [10]:

$$f_\pi |V_{ud}| = 127.4 \pm 0.1 \text{ MeV} \quad (3.14)$$

$$f_K |V_{us}| = 35.18 \pm 0.05 \text{ MeV} \quad (3.15)$$

Eine Berechnung des summierten Verzweigungsverhältnisses der beiden Kanäle, welche die führenden Strahlungskorrekturen berücksichtigt, liefert unter Hinzunahme der Gleichungen (3.14) und (3.15) folgenden Wert [11]:

$$BR(\tau \rightarrow \pi(K)\nu) = (0.01236 \pm 0.0012) \left[ \frac{m_\tau}{1784.1 \text{ MeV}} \right]^3 \left[ \frac{\tau_\tau}{3.04 \cdot 10^{-13} \text{ s}} \right] \quad (3.16)$$

Die semileptonischen Zerfälle des  $\tau$  in ein Spin 0 Meson besitzen eine große Sensitivität auf die mittlere  $\tau$ -Polarisation  $P_\tau$ . Die Zahl der vorhandenen Drehimpulse ist im Vergleich zu den leptonischen Zerfällen klein, da nur das zerfallende  $\tau$ -Lepton und das linkshändige Neutrino<sup>5</sup> einen Eigenspin tragen. Die Winkelverteilung der Pionen bzw. Kaonen im  $\tau$ -Ruhesystem kann mit Hilfe der klassischen Quantenmechanik aus den Wigner-Funktionen abgeleitet werden [13] [14]. Das Matrixelement zwischen zwei Eigenzuständen ist gegeben durch:

$$\langle JM | \hat{D}(\alpha, \beta, \gamma) | J'M' \rangle = \delta_{JJ'} D_{MM'}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \delta_{JJ'} e^{-iM\alpha} e^{-iM'\gamma} d_{MM'}^J(\beta) \quad (3.17)$$

Die Wigner  $D_{MM'}^J$  Funktionen enthalten die drei Eulerwinkel. Der  $\beta$  abhängige Anteil kann in Form der reduzierten Kreiselfunktionen  $d_{MM'}^J$  abgespalten werden. Bei der hier betrachteten longitudinalen Polarisation ist die Quantisierungsrichtung die  $\tau$ -Flugrichtung. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt sei  $\Theta$  der Winkel zwischen der Richtung des Mesons im  $\tau$ -Ruhesystem und der  $\tau$ -Flugrichtung.

Hiermit ergibt sich folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung im Zerfallswinkel  $\Theta$ :

$$M \propto d_{1/2,1/2}^{1/2}(\Theta) \propto \cos \frac{\Theta}{2} \quad \text{für } s_z^\tau = +\frac{1}{2} ; \quad W = |M|^2 \propto 1 + \cos \Theta \quad (3.18)$$

$$M \propto d_{-1/2,1/2}^{1/2}(\Theta) \propto \sin \frac{\Theta}{2} \quad \text{für } s_z^\tau = -\frac{1}{2} ; \quad W = |M|^2 \propto 1 - \cos \Theta \quad (3.19)$$

Die Summe über die beiden möglichen Helizitätszustände ergibt eine Verteilung im mittleren Zerfallswinkel  $\Theta^*$ :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \Theta^*} = \frac{1}{2} (1 + P_\tau \cos \Theta^*) \quad (3.20)$$

<sup>4</sup>Die dargestellten Werte wurden aus den  $\pi/K$  Zerfällen unter Berücksichtigung strukturabhängiger Strahlungskorrekturen erhalten.

<sup>5</sup>Es wird von einer reinen V-A Struktur der  $\tau$ -W Kopplung ausgegangen. Unter Ausschluß von Skalar- und Tensorkopplungen ist diese Annahme durch die in Kapitel 3.3.2 angesprochene Messung des Michelparameters  $\rho_\tau$  und die Messung von  $h_{\nu_\tau}$  [12] gerechtfertigt.

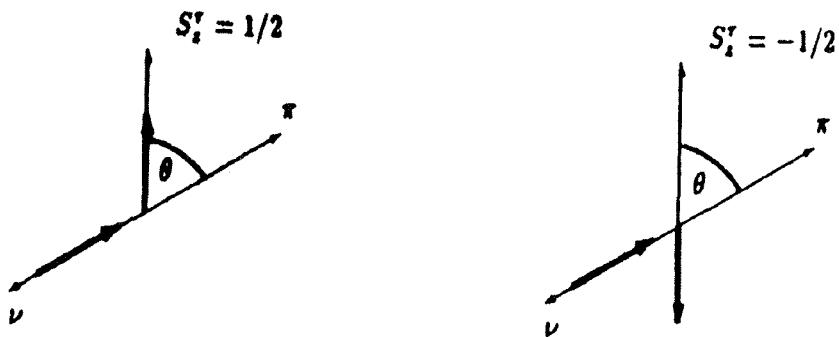


Abbildung 3.4:  $\tau$ -Zerfall in ein Pion und Tauneutrino

Im Gegensatz zu den rein leptonischen Zerfällen (3.28) gibt es im die Polarisation enthaltenden Term keinen von der Teilchenenergie abhängigen Faktor, da in einem Zwei-Teilchen-Zerfall die Energien fest liegen. Hiermit ergibt sich eine größere Sensitivität auf die  $\tau$  Polarisation. Bei einem  $\tau$  Zerfall im Fluge ist der mittlere Zerfallsinkel durch folgende Relation mit der normierten Mesonenergie im Laborsystem verknüpft:

$$\cos \Theta^* = \frac{4E_\pi m_\tau^2 - 2E_\tau (m_\tau^2 + m_\pi^2)}{(m_\tau^2 - m_\pi^2) \sqrt{4E_\tau^2 - 4m_\tau^2}} \approx 2x_\pi - 1 \quad ; \quad x_\pi = \frac{E_\pi}{E_\tau} \quad (3.21)$$

Hierbei wurden Terme der Ordnung  $(\frac{m_\pi}{m_\tau})^2$  und  $(\frac{m_\tau}{E_\tau})^2$  vernachlässigt. Mit dieser Näherung ergibt sich folgendes Pion bzw. Kaonspektrum im Laborsystem:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dx_\pi} = 1 + P_\tau (2x_\pi - 1) \quad (3.22)$$

Die Abhängigkeit von der Polarisation spiegelt die im Standardmodell enthaltene unterschiedliche Kopplung von links und rechtshändigen Fermionen wieder, insbesondere die Existenz von nur linkshändigen Neutrinos. Die sogenannte „maximal paritätsverletzende“ reine (V-A) Struktur des  $\tau$ -Zerfalls erlaubt die Messung der mittleren  $\tau$ -Spin-Polarisation  $P_\tau$  anhand der Spektren der Zerfallsprodukte. Da die verschiedenen exklusiven Zerfallsspektren eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Taupolarisation haben, ist die separate Analyse der verschiedenen Zerfallskanäle von Vorteil<sup>6</sup>.

<sup>6</sup>Insbesondere die Abtrennung der rein leptonischen Zerfälle, die eine zu den Mesonkanälen konträre Polarisationsabhängigkeit zeigen (siehe Abb. 4.1 und 4.2), erhöht die Sensitivität der Messung.

### 3.3.2 Die leptonischen Zerfälle $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ und $\tau \rightarrow e\nu\nu$

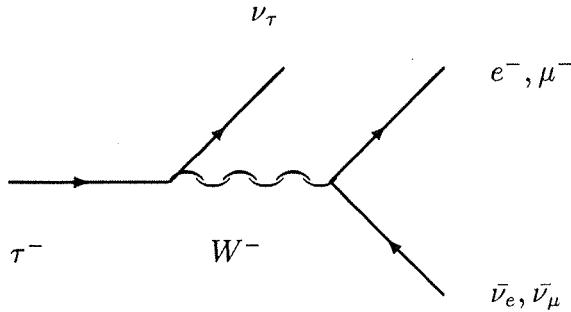


Abbildung 3.5: Feynmangraph niedrigster Ordnung des leptonischen  $\tau$ -Zerfalls

Das Matrixelement niedrigster Ordnung dieser Zerfälle ergibt sich aus den Feynmanregeln und der Kopplung des W-Bosons gemäß Tabelle (3.1):

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F [\bar{\nu}_\tau \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \tau] [(\bar{e}, \bar{\mu}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_{(e, \mu)}] \quad (3.23)$$

Hierbei ist  $G_F$  die aus der Fermi Theorie bekannte Fermikonstante der schwachen Wechselwirkung. Sie ist aus dem Müonzerfall experimentell sehr genau bestimmt.

$$G_F = 1.16637 \pm 0.00002 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Ein Vergleich der Fermitheorie und des Standardmodells in niedriger Ordnung liefert einen Zusammenhang mit der Masse des ausgetauschten W-Bosons und dem schwachen Mischungswinkel:

$$G_F = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2}} \frac{1}{M_W^2 \sin^2 \Theta_W}$$

Die über die Spins gemittelte Zerfallsbreite ergibt sich zu:

$$\Gamma(\tau \rightarrow l\nu\bar{\nu}) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} F\left(\frac{m_l}{m_\tau}\right) \quad (3.24)$$

Die elektronische und müonische Zerfallsbreite unterscheiden sich nur durch den Phasenraumfaktor:

$$F(y) = 1 - 8y^2 + 8y^6 - y^8 - 24y^4 \ln y$$

$$F\left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right) = 0.9728 F\left(\frac{m_e}{m_\tau}\right)$$

Das mit dem Phasenraumfaktor korrigierte Verhältnis der beiden leptonischen Verzweigungsverhältnisse bestimmt die relative Stärke der Kopplung des Leptons an das W-Boson. Die Messung dieser Verzweigungsverhältnisse liefert somit einen Test der im Standardmodell eingebauten universellen Kopplungen der verschiedenen Generationen. Die Vorhersage des Standardmodells unter Berücksichtigung elektroschwacher Strahlungskorrekturen [15] liefert in Abhängigkeit von der Masse und Lebensdauer folgende Relationen [11]:

$$BR(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = 0.1900 \left[ \frac{m_\tau}{1784.1 \text{ MeV}} \right]^5 \left[ \frac{\tau_\tau}{3.04 \cdot 10^{-13} \text{ s}} \right] \quad (3.25)$$

$$BR(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}) = 0.1848 \left[ \frac{m_\tau}{1784.1 \text{ MeV}} \right]^5 \left[ \frac{\tau_\tau}{3.04 \cdot 10^{-13} \text{ s}} \right] \quad (3.26)$$

Das Energiespektrum der Elektronen beziehungsweise Müonen ist abhängig von der Struktur der Kopplung des  $\tau$ -Leptons an das W-Boson. Im  $\tau$ -Ruhesystem ergibt sich das aus dem Müonzerfall bekannte Spektrum (in der Näherung  $m_l = 0$ ) [16]:

$$\frac{1}{\Gamma_l} \frac{d\Gamma_l}{dy} = [12(y^2 - y^3)] + \left[ \frac{8}{3} \rho_\tau (4y^3 - 3y^2) \right] \quad (3.27)$$

$$\text{mit } y = \frac{2E_l^*}{m_\tau} \quad , \quad l = e, \mu$$

$y = \frac{2E_l^*}{m_\tau}$  ist die skalierte Energie des geladenen Zerfallsleptons im  $\tau$ -Ruhesystem. Für die Standardmodell-Kopplung (V-A) ergibt sich ein Michelparameter  $\rho_\tau = \frac{3}{4}$ . Der experimentelle Wert  $\rho_\tau = 0.727 \pm 0.033$  [17] ist kompatibel mit dieser Vorhersage. Unter der Annahme des hier beschriebenen  $\tau$ -Zerfalls gemäß dem Standardmodell ergibt sich für den Zerfall polarisierter  $\tau$ -Leptonen [18]:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d^2\Gamma}{d\cos\Theta^* dy} (\tau \rightarrow l\nu\bar{\nu}) = 3y^2 - 2y^3 - \cos\Theta^* (y^2 - 2y^3) P_\tau \quad (3.28)$$

Hierbei ist  $\Theta^*$  der Winkel zwischen der Richtung des geladenen Zerfallsleptons (Elektron oder Muon) im  $\tau$  Ruhesystem und der gewählten Quantisierungsrichtung des  $\tau$ -Spins, die der Flugrichtung des  $\tau$ -Leptons im Laborsystem entspricht.  $P_\tau$  ist die mittlere Polarisation der  $\tau$ -Leptonen.

Gleichung (3.28) lässt sich in das Laborsystem transformieren. Unter Vernachlässigung kleiner Terme ergibt sich für  $\frac{E_\tau}{m_\tau} \gg 1$  :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dx} = \frac{1}{3} (5 - 9x^2 + 4x^3) + \frac{1}{3} (1 - 9x^2 + 8x^3) P_\tau \quad (3.29)$$

$$\text{mit } x = \frac{E_{e,\mu}}{E_\tau}$$

# Kapitel 4

## Grundlagen zur Messung der $\tau$ -Polarisation bei LEP

### 4.1 Meßmethode und Sensitivität der verschiedenen Zerfallskanäle

Die Spektren der  $\tau$ -Zerfallsprodukte können als Analysator der  $\tau$ -Polarisation verwendet werden. Die folgenden Abbildungen zeigen die Verteilungen für die beiden Helizitätszustände  $P_\tau = \pm 1$  :

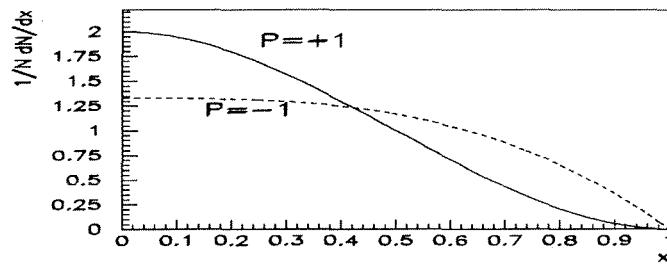


Abbildung 4.1: Energieverteilung im leptonischen Tauzerfall gemäß 3.29 mit  $x = \frac{E_{e,\mu}}{E_\tau}$

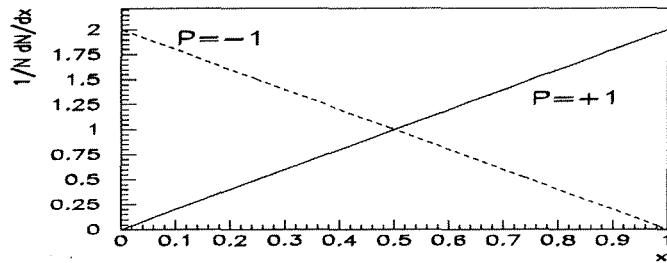


Abbildung 4.2: Energieverteilung im semileptonischen Tauzerfall in Spin 0 Mesonen gemäß 3.22 mit  $x = \frac{E_{\pi,K}}{E_\tau}$

Die unterschiedliche Sensitivität der Zerfallskanäle kann durch den folgenden allgemeinen Ansatz der Energiespektren verglichen werden:

$$h(x) = h_0(x) + P_\tau h_1(x) \quad \text{mit} \quad \int_0^1 h_0(x) dx = 1 \quad \text{und} \quad \int_0^1 h_1(x) dx = 0 \quad (4.1)$$

Der statistische Fehler der Polarisation  $P_\tau$ , der durch die Anpassung experimenteller Daten an die Verteilung  $h(x)$  erhalten wird, ist näherungsweise durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Delta P_\tau = \frac{1}{\sqrt{N}} \left[ \int_0^1 \frac{h_1^2}{h_0 + P_\tau h_1} dx \right]^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{S\sqrt{N}} \quad (4.2)$$

Dieser Ausdruck enthält die Zahl  $N$  der in der Verteilung enthaltenen Ereignisse und die ideale Sensitivität  $S$ . Für einen bestimmten Zerfallskanal  $X$  ergibt sich der Fehler in  $P_\tau$  aus der Zahl der  $\tau$  Leptonen durch die Einberechnung des Verzweigungsverhältnisses  $B_X$ :

$$(\Delta P_\tau)_X = \frac{1}{S_X \sqrt{B_X N_\tau}} \quad (4.3)$$

Durch die Messung mehrerer Zerfallskanäle ergibt sich der Gesamtfehler zu:

$$\Delta P_\tau = \frac{1}{\sqrt{\sum_X \frac{1}{(\Delta P_\tau)_X^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_X S_X^2 B_X N_\tau}} \quad (4.4)$$

Das relative Gewicht der einzelnen Zerfallskanäle ist  $S_X^2 B_X$ . Es ist zusammen mit der Sensitivität  $S_X$  und dem ungefähren Verzweigungsverhältnis  $B_X$  in Tabelle 4.1 für verschiedene Zerfallskanäle aufgelistet. Für die Zerfälle in die Vektormesonen  $\rho$  und  $a_1$  wurde in Klammern die verbesserte Sensitivität angegeben, welche sich durch die zusätzliche Messung der Helizität des Vektormesons ergibt.

Zerfallskanal	$S_X = (\Delta P_\tau \sqrt{N})^{-1}$	$B_X$	relatives Gewicht
$\tau \rightarrow \pi \nu$	0.6	0.11	1
$\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}$	0.22	0.18	0.2
$\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}$	0.22	0.18	0.2
$\tau \rightarrow \rho \nu$	0.28 (0.52)	0.23	0.46 (1.6)
$\tau \rightarrow a_1 \nu$	0.07 (0.24)	0.07	0.01 (0.1)

**Tabelle 4.1:** Sensitivität, Verzweigungsverhältnis und relatives Gewicht verschiedener  $\tau$ -Zerfälle bei der Messung von  $P_\tau$ .

## 4.2 Diskussion der QED Bremsstrahlungseffekte

Der kritische Aspekt der hier vorgestellten Analysemethode ist die Tatsache, daß die gemessenen Impulsspektren, die zur Analyse der  $\tau$  Polarisation dienen, durch QED Bremsstrahlung zu niedrigeren Energien hin verzerrt sind und somit einen scheinbar anderen Polarisationsgrad vortäuschen. Diese Abstrahlungseffekte sind bei der hohen Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = M_Z \approx 91$  GeV nicht vernachlässigbar. Die Bremsstrahlung kann vor der  $e^+e^-$  Vernichtung<sup>1</sup> erfolgen, von den kurzlebigen  $\tau$  Leptonen und den geladenen  $\tau$  Zerfallsprodukten ausgehen.

Eine einfache Berücksichtigung der QED Strahlungskorrekturen ist durch eine semi-analytische Berechnung möglich. Ein einführendes Beispiel ist das QED Resultat in zweiter Ordnung für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , welches als Integral parametrisiert werden kann [19] :

$$\sigma = \int_0^1 dv \rho(v) \sigma^{Born}(s(1-v)) \quad (4.5)$$

Die Funktion  $\rho(v)$  ist in Referenz [20] und [21] aufgeführt. Eine Funktion dieses Typs wurde zuerst in [22] angegeben. Der Vergleich mit Monte Carlo Rechnungen [21] liefert eine Übereinstimmung innerhalb von 0.1%.

### 4.2.1 Quantitative Berechnung der Bremsstrahlungseffekte

Im folgenden werden für die leptonischen und den Pion bzw. Kaon Zerfallskanal semi-analytische Funktionen entwickelt, welche zur Beschreibung der Energiespektren unter Berücksichtigung von QED Strahlungskorrekturen dienen. Die Beschreibung folgt der Darstellung in [23] und ist die Grundlage des Programmes CALASY<sup>2</sup> [24]. Die von CALASY berechneten Energieverteilungen wurden für die in späteren Abschnitten beschriebenen Anpassungen an die experimentellen Daten verwendet und sind die Grundlage für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen.

Die folgende Abbildung (4.3) zeigt die Kette der möglichen QED Abstrahlungen. Die vor der Annihilation stattfindende Abstrahlung von Photonen führt zu einer effektiven Masse  $\sqrt{s(1-v)}$ . In diesem neuen „reduzierten“ System aus  $\gamma + Z$ , welches durch die vorwiegend kolineare Abstrahlung leicht geboostet ist<sup>3</sup>, entsteht das  $\tau$ -Paar. In der „leading log approximation“ kann die Emission eines Photons vom  $\tau$  als ein unabhängiger Fragmentationsprozeß behandelt werden. Das  $\tau$  im

<sup>1</sup>Diese wird als initial state radiation bezeichnet.

<sup>2</sup>CALculator of ASYmetries

<sup>3</sup>Bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} = M_Z$  erwartet man keine harte initial state Abstrahlung, sodaß der resultierende Boost nicht sehr ins Gewicht fällt.

„reduzierten“ System mit der Energie  $E' = \frac{1}{2}\sqrt{s(1-v)}$  fragmentiert gemäß der Altarelli Verteilung  $D_\tau(z)$  in ein Photon mit der Energie  $E'' = E'(1-z)$  und ein  $\tau$  mit der Energie  $zE'$ .

Als nächster Schritt zerfällt das  $\tau$ . Im einfachsten Fall entsteht ein Pion mit der Energie  $E''' = xE''$  und ein Neutrino. Dieser Prozess kann als Fragmentationsprozeß mit Fragmentationsfunktion  $h_\pi(x)$  vom reduzierten System aus betrachtet werden. Das Zerfallspion kann dann im letzten Schritt auch noch ein Photon abstrahlen. Die Energie wird weiter reduziert auf  $E_\pi = tE'''$ .

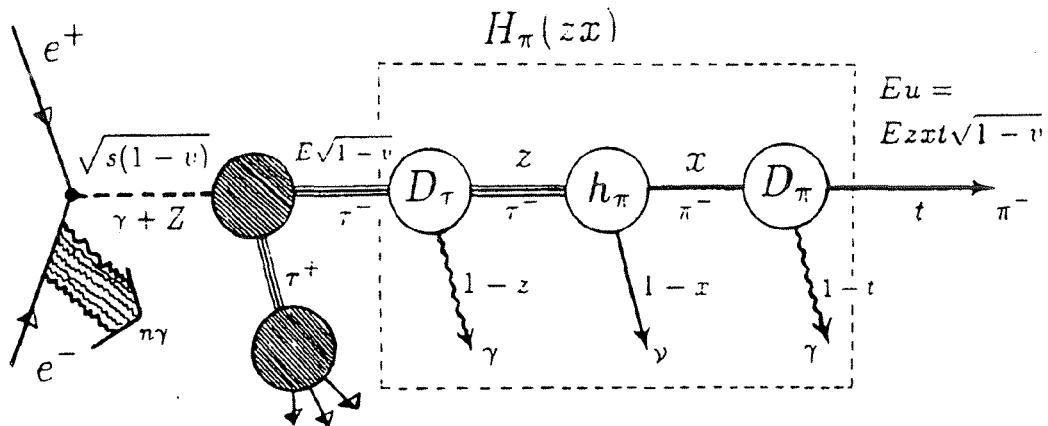


Abbildung 4.3: Fragmentationskette der QED initial und final state Bremsstrahlung

Unter Berücksichtigung der „initial state“ Abstrahlung ergibt sich aus (3.2) in der kolinearen Näherung folgender Ausdruck [25] :

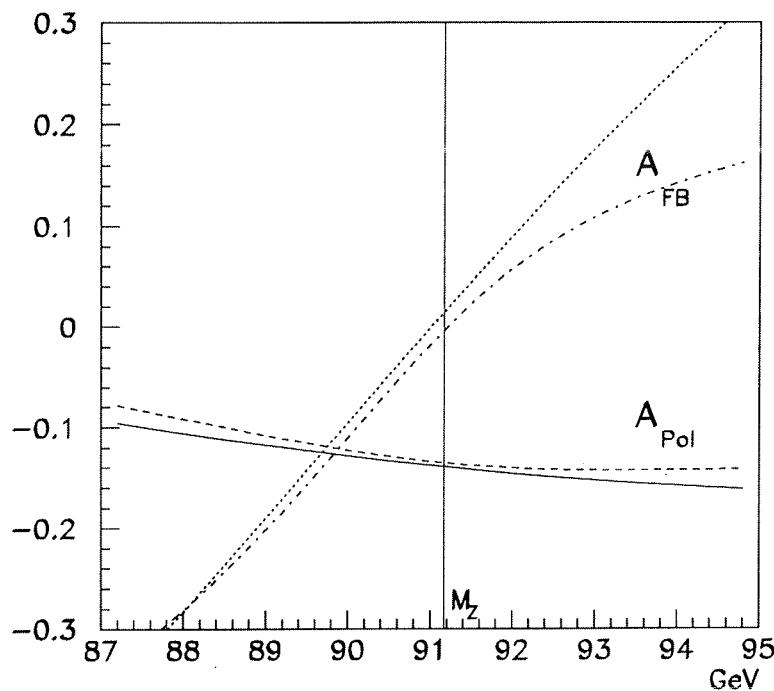
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\Theta}(s, \cos\Theta; \lambda_{\tau-}) &= \int_0^1 dv \rho(v) \frac{d\sigma^{Born}}{d\cos\Theta} [s(1-v), \cos\Theta; \lambda_{\tau-}] \quad (4.6) \\ &= (1 + \cos^2\Theta) \tilde{F}_0(s) + 2 \cos\Theta \tilde{F}_1(s) \\ &\quad - \lambda_{\tau-} [(1 + \cos^2\Theta) \tilde{F}_2(s) + 2 \cos\Theta \tilde{F}_3(s)] \end{aligned}$$

mit

$$\tilde{F}_i(s) = \int_0^1 \frac{dv}{\sqrt{1-v}} \rho(v) F_i(s(1-v))$$

Die mittlere  $\tau$ -Polarisation ist analog (3.3) durch das Verhältnis der Formfaktoren  $\tilde{F}_2$  und  $\tilde{F}_0$  gegeben. Die folgende Abbildung zeigt die Auswirkung der „initial state“

radiation“ auf die mittlere Polarisation der  $\tau$  Leptonen im Prozess  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Die Darstellung folgt aus der hier aufgezeigten semianalytischen Rechnung (gestrichelte Linie) und der „improved Born approximation“ (3.2)(durchgezogene Linie).



**Abbildung 4.4:** Auswirkung von „initial state radiation“ Effekten auf die  $\tau$ -Polarisation und  $A_{FB}$  abhängig von der Schwerpunktsenergie. Die Darstellung ergibt sich aus Berechnungen des CALASY Programms.

Als Parameter der Rechnung wurden  $M_Z = 91.17$  GeV,  $\Gamma_Z = 2.485$  und  $\sin^2 \Theta_W^{eff} = 0.2324$  verwendet. Zum Vergleich wurde die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}$  ebenfalls dargestellt. Diese gemäß (3.7) definierte Asymmetrie, die ebenfalls zur Messung der leptonischen Kopplung an das  $Z^0$  verwendet werden kann, ist im Bereich der  $Z^0$  Resonanz wesentlich stärker von „initial state radiation“ Effekten beeinflusst. Für die  $\tau$  Polarisation sind diese Effekte klein verglichen mit der experimentell angestrebten Genauigkeit von einigen Prozent.

Die Endzustandsbremsstrahlung hat dagegen eine erheblich stärkere Auswirkung auf die Spektren der Zerfallsprodukte. In der kolinearen Näherung ist die Verteilung der Pionenergie durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\Theta du}(s, \cos\Theta, u) = \int_0^1 dv \rho(v) \frac{d\sigma^{Born}}{d\cos\Theta}[s(1-v), \cos\Theta] \int_0^1 dz D_\tau \left( \frac{m_\tau^2}{s(1-v)}, z \right) \\ \int_0^1 dx h_\pi \left( A_{pol}^{Born}[s(1-v), \cos\Theta], x \right) \int_0^1 dt D_\pi(t) \delta(u - xzt\sqrt{1-v}) \quad (4.7)$$

Hierbei ist  $A_{pol}^{Born} = P_\tau(s, \cos\Theta)$  gemäß (3.4) definiert.

Die Pionenergie  $E_\pi = \frac{u}{2}\sqrt{s} = zxt\sqrt{1-v}\frac{1}{2}\sqrt{s}$  ist ebenso wie der Winkel  $\theta$  im reduzierten System definiert. Von nun an wird angenommen, daß diese Größen den Größen im Laborsystem entsprechen. Ein Vergleich mit Monte Carlo Rechnungen [23] zeigt ebenso wie ein in dieser Arbeit durchgeföhrter Konsistenstest (6.11) die Zulässigkeit dieser Näherung.

Die meisten der Integrationen in Gleichung (4.7) können analytisch durchgeföhrert werden. Nur die Integration über die Variable  $v$  bleibt übrig. Die Fragmentationsfunktionen der beiden Endzustandsabstrahlungen und die Fragmentationsfunktion des reinen  $\tau$ -Zerfalls  $h_\pi$  können zu einer einzigen Funktion zusammengefaßt werden.

$$H_\pi(P_\tau, x) = H_0^\pi(x) + P_\tau H_1^\pi(x) \\ H_i^\pi = \int_0^1 \frac{dz}{z} \int_0^1 \frac{dt}{t} D_\tau \left( \frac{m_\tau^2}{s(1-v)}, z \right) D_\pi(t) h_i^\pi \left( \frac{x}{zt} \right) \theta \left( 1 - \frac{x}{zt} \right) \quad (4.8) \\ \int_0^1 H_0^\pi(x) dx = 1 \quad , \quad \int_0^1 H_1^\pi(x) dx = 0$$

Dies führt auf die folgende semianalytische Funktion:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\Theta du}(s, \cos\Theta, u) = \\ \int_0^{1-u^2} \frac{dv}{\sqrt{1-v}} \rho(v) \frac{d\sigma^{Born}}{d\cos\Theta}[s(1-v), \cos\Theta] H_\pi \left( A_{pol}^{Born}[s(1-v), \cos\Theta], \frac{u}{\sqrt{1-v}} \right) \quad (4.9)$$

Gleichung (4.9) kann in die gleiche Form wie der Bornwirkungsquerschnitt (3.2) gebracht werden:

$$\frac{d\sigma_{Born}}{d \cos \Theta du} (s, \cos \Theta, u) = \left(1 + \cos^2 \Theta\right) W_0(s, u) + 2 \cos \Theta W_1(s, u) + \left[\left(1 + \cos^2 \Theta\right) W_2(s, u) + 2 \cos \Theta W_3(s, u)\right] \quad (4.10)$$

mit

$$W_i(s, u) = \int_0^{1-u^2} \frac{dv}{\sqrt{1-v}} \rho(v) F_i(s(1-v)) H_i^\pi \left( \frac{u}{\sqrt{1-v}} \right), \quad i = 0, 1$$

$$W_i(s, u) = \int_0^{1-u^2} \frac{dv}{\sqrt{1-v}} \rho(v) F_i(s(1-v)) H_i^\pi \left( \frac{u}{\sqrt{1-v}} \right), \quad i = 2, 3$$

Die Mittelung über einen symmetrischen Bereich im Streuwinkel  $\cos \Theta$  ergibt folgendes normiertes Energiespektrum :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{du} (s, u) = \frac{W_0(s, u) + W_2(s, u)}{\tilde{F}_0(s)} \quad (4.11)$$

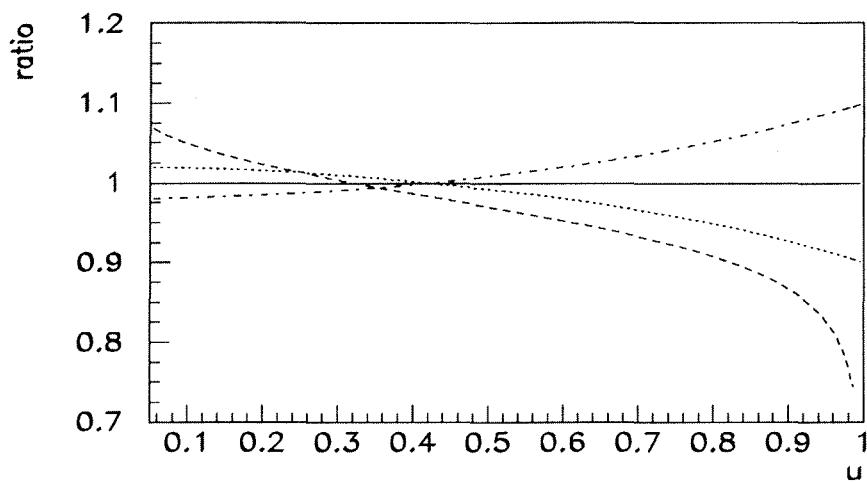
Analog zu Gleichung (4.8) können auch für die leptonischen Kanäle effektive Fragmentationsfunktionen  $H_i^e(x)$  und  $H_i^\mu(x)$  definiert werden. Die Form des Ergebnisses entspricht dann Gleichung (4.11). Die Berechnung der effektiven Fragmentationsfunktionen  $H_i^{\pi, \mu, e}$  ist in [23] dargestellt.

#### 4.2.2 Graphische Darstellung der QED Strahlungseffekte

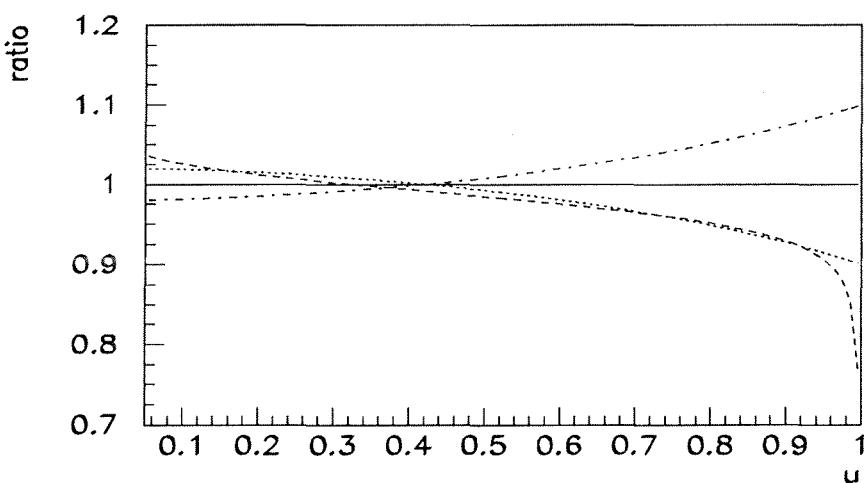
Die folgenden Abbildungen (4.5) bis (4.7) veranschaulichen die Verzerrungen der Energiespektren der geladenen  $\tau$ -Zerfallsprodukte aufgrund der bisher diskutierten Bremsstrahlungseffekte.

Die Größenordnung des Gesamteffektes wird durch den Vergleich mit der Bornrechnung ersichtlich. Die Sensitivität auf die  $\tau$  Polarisation wird durch den Vergleich mit der Änderung der Bornspektren bei Variation der  $\tau$  Polarisation  $P_\tau \rightarrow P_\tau \pm 0.10$  aufgezeigt. Als Parameter wurde  $\sqrt{s} = M_Z = 91.17$  GeV und  $\sin^2 \Theta_W^{eff} = 0.25$  gewählt. Auf dem Bornniveau entspricht dies gerade einer verschwindenden  $\tau$  Polarisation  $P_\tau = 0$ .

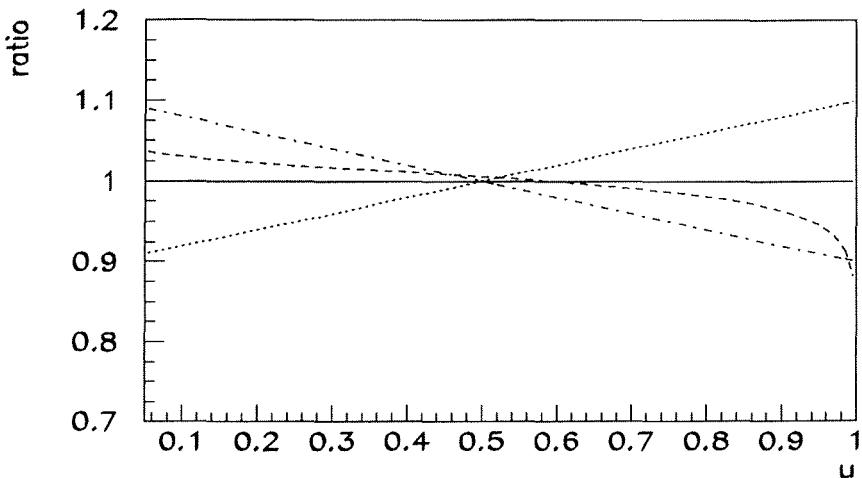
Dargestellt ist jeweils das Verhältnis zur Bornrechnung. Die durchgezogene Linie  $ratio \equiv 1$  entspricht jeweils dem Bornresultat. Die gestrichelte Linie entspricht der semianalytischen Rechnung (4.11). Die beiden weiteren Linien entsprechen dem Bornresultat bei einer geänderten Polarisation  $P_\tau \rightarrow P_\tau \pm 0.1$ . Die Resultate sind abhängig von der skalierten Energie  $u = \frac{2E_{DecayProduct}}{\sqrt{s}}$  aufgetragen.



**Abbildung 4.5:** Auswirkung der Bremsstrahlungseffekte auf das Energiespektrum der Elektronen. Dargestellt ist das Verhältnis zur Bornrechnung. Die durchgezogene Linie entspricht dem Bornresultat, die gestrichelte Linie der semianalytischen Rechnung des CALASY Programms. Die beiden anderen Linien entsprechen dem Bornresultat bei Änderung der Polarisation um  $\pm 0.1$ .



**Abbildung 4.6:** Auswirkung der Bremsstrahlungseffekte auf das Energiespektrum der Münonen. Die Darstellung ist analog Abbildung 4.5.

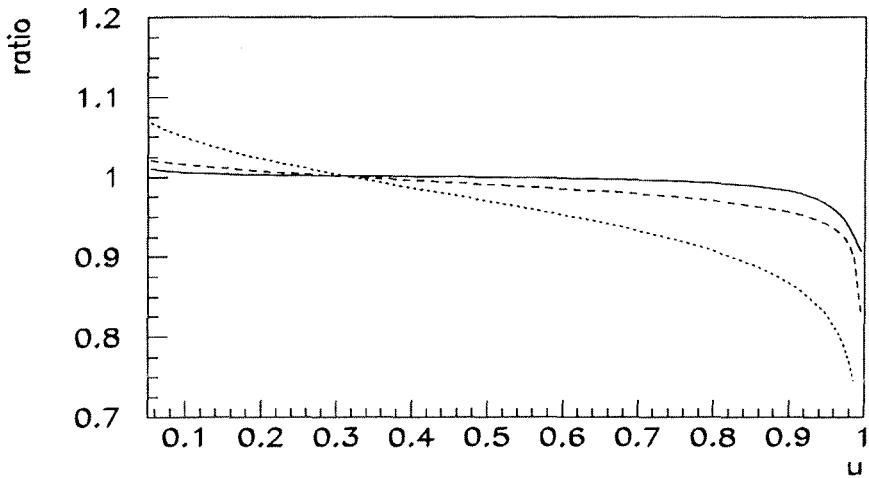


**Abbildung 4.7:** Auswirkung der Bremsstrahlungseffekte auf das Energiespektrum der Pionen. Die Darstellung ist analog Abbildung 4.5.

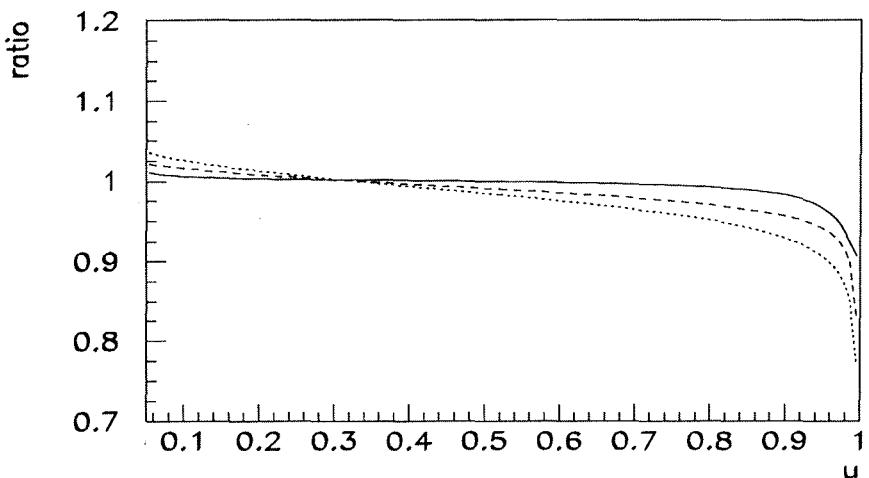
Die Bremsstrahlungseffekte sind im Elektronkanal deutlich außerhalb des Bandes  $P_\tau \pm 0.1$ . Für den Münkanal entsprechen sie ungefähr einer Änderung  $P_\tau \rightarrow P_\tau + 0.1$ . Der Pionkanal ist dagegen äußerst stabil gegen Bremsstrahlungseffekte. Das semi-analytisch berechnete Spektrum liegt noch deutlich innerhalb des  $\pm 0.1$  Variationsbandes der  $\tau$  Polarisation. Die Verzerrungen des Energiespektrums sind zwar ähnlich stark wie im Münkanal, die Sensitivität des Spektrums auf die Polarisation ist jedoch wesentlich größer.

Die vorherigen Darstellungen verdeutlichen, daß die Messung der Polarisation mit einem angestrebten Fehler in der Größenordnung von wenigen Prozent nur durch Berücksichtigung der hier behandelten QED Bremsstrahlungseffekte möglich ist.

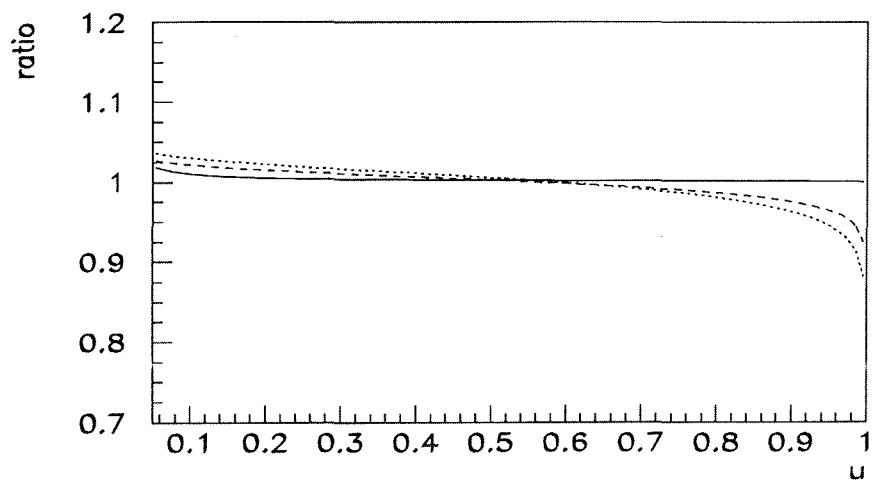
Die folgenden Abbildungen zeigen die Strahlungseffekte aufgeschlüsselt nach dem Ort der Abstrahlung.



**Abbildung 4.8:** Verzerrung des Elektronenergiespektrums durch iterative Abstrahlung. Durchgezogene Linie: nur initial state radiation; gestrichelte Linie: zusätzlich Abstrahlung vom  $\tau$ ; gepunktete Linie: zusätzliche Abstrahlung vom Elektron.



**Abbildung 4.9:** Verzerrung des Muonenergiespektrums durch iterative Abstrahlung. Durchgezogene Linie: nur initial state radiation; gestrichelte Linie: zusätzlich Abstrahlung vom  $\tau$ ; gepunktete Linie: zusätzliche Abstrahlung vom Muon.



**Abbildung 4.10:** Verzerrung des Pionenergiespektrums durch iterative Abstrahlung. Durchgezogene Linie: nur initial state radiation; gestrichelte Linie: zusätzlich Abstrahlung vom  $\tau$ ; gepunktete Linie: zusätzlich Abstrahlung vom Pion.

# Kapitel 5

## Das experimentelle Instrumentarium

### 5.1 Der LEP Speicherring

Anfang der achtziger Jahre beschloß die europäische Gemeinschaft der Hochenergiephysik, deren Zentrum CERN bei Genf liegt, einen großen Elektron-Positron Speicherring zu bauen. Die Motivation hierfür war, die Eigenschaften der vom Standardmodell vorhergesagten Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung genau zu vermessen. Aus vorherigen Experimenten war die Größe des schwachen Mischungswinkels ungefähr bekannt. Hieraus ergaben sich mit Hilfe der Fermikonstante Abschätzungen für die Massen von Z und W.

$$M_W = \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin \Theta_W} \approx 80 \text{ GeV}$$

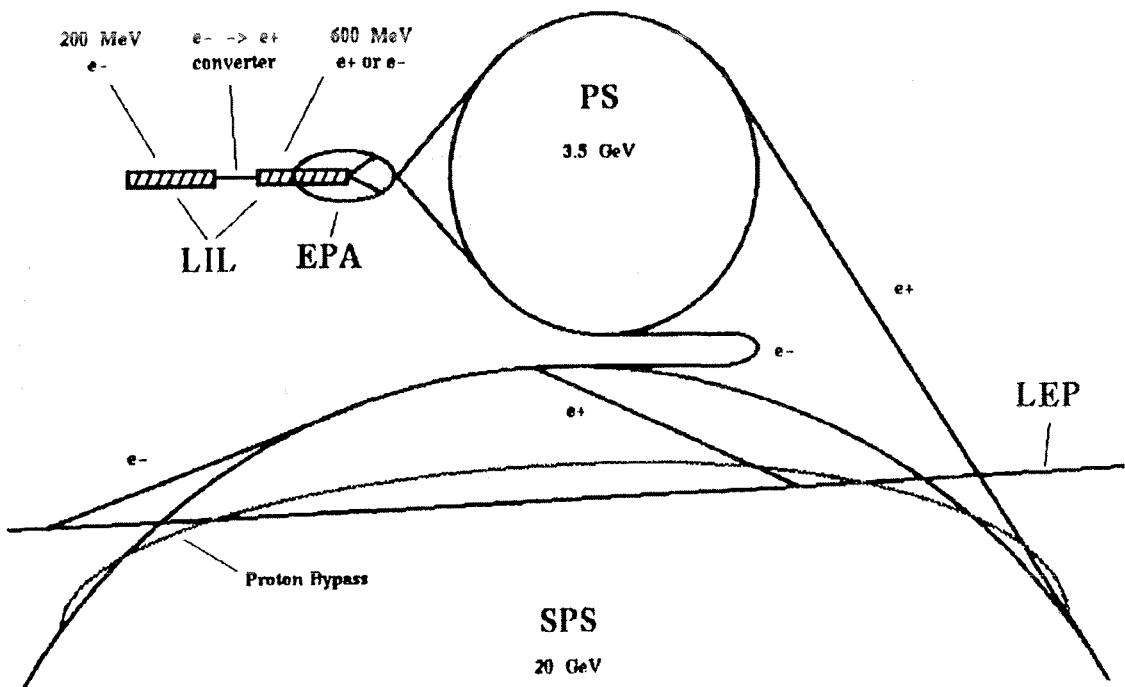
$$M_Z = \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin \Theta_W \cos \Theta_W} \approx 90 \text{ GeV}$$

Es wurde geplant, den Beschleuniger in zwei Ausbaustufen zu betreiben. In der ersten Phase sollte die Schwerpunktsenergie bei  $\approx 90$  GeV liegen, womit man die Resonanz des  $Z^0$  vermessen wollte und mit Hilfe des überhöhten Resonanzwirkungsquerschnittes präzise Messungen der Eigenschaften des  $Z^0$  ermöglichen wollte.

In der zweiten Ausbauphase LEP(200) strebt man Schwerpunktsenergien bis zu 200 GeV an. Dies ermöglicht die  $W^+W^-$  Paarproduktion einige GeV oberhalb der Schwelle.

Der Speicherring LEP wurde in den Jahren 1982 bis 1989 am CERN bei Genf gebaut. Der Speicherring befindet sich in einer Tunnelröhre mit 3.80 m Durchmesser und besitzt einen Umfang von ca. 27 km. Der Tunnel befindet sich zwischen 50 und

150 Meter unter der Erdoberfläche<sup>1</sup>. Der Ring besteht aus einer Vakuumröhre, 3392 Dipolmagnete, 876 Quadrupol und 520 Sextupolmagnete. Die Magnete sind für die Strahlführung und Fokusierung verantwortlich. Die Beschleunigung erfolgt mit Hochfrequenzkavitäten. Da die Massen von Elektron und Positron identisch und ihre Ladungen gleich groß aber gerade mit dem umgekehrten Vorzeichen behaftet sind, können sie gleichzeitig in der selben Strahlführung gegenläufig umlaufen. Das LEP Injektionssystem besteht aus mehreren Stufen. Es ist in Abbildung 5.1 dargestellt.



**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung des LEP Injektionssystems. Es besteht aus dem linear Beschleuniger LIL, dem Elektron-Positron-Speicher EPA, dem Proton-synchrotron PS und dem Superprotonsynchrotron SPS.

Die Größe des LEP Ringes begründet sich in dem Energieverlust der Elektronen

<sup>1</sup>Durch die 50 bis 150 Meter dicken Gesteinsschichten wird die bei der Auswertung der Experimente als Untergrund zu betrachtende kosmische Höhenstrahlung um ca. einen Faktor 10 unterdrückt.

und Positronen, der durch Synchrotronstrahlung verursacht wird. Um die Teilchen auf einer Kreisbahn zu halten, werden sie durch die Strahlführungsmagnete abgelenkt, radial beschleunigt. Schon seit der Hertz'schen Versuche mit elektromagnetischen Wellen und Dipolen ist bekannt, daß beschleunigte Ladungen strahlen. Aus der klassischen Elektrodynamik ist die Proportionalität zur vierten Potenz der Teilchenenergie wohl bekannt. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist zusätzlich vom Radius des Speicherrings abhängig:

$$\Delta E \propto \frac{E^4}{r}$$

Die Verlustleistung aufgrund der Synchrotronstrahlung beträgt ca. 1.2 MW. Für die zweite Ausbaustufe LEP(200) erwartet man ca. 38 MW Verlustleistung.

Die beiden Teilchenstrahlen sind in Teilchenbündel von ca.  $4 \cdot 10^{11}$  Teilchen strukturiert. In den Jahren 1991 und 1992 betrug die Länge der Bündel 7 cm bzw. 4.5 cm. Die transversale Ausdehnung ist in der Größenordnung von einigen Millimetern, wobei ein stark elliptisches Profil auftritt. Bis einschließlich 1992 wurde LEP mit jeweils 4 Bündeln Elektronen und Positronen betrieben. Durch Synchronisation der Elektron- und Positronenbündel werden stabile Kreuzungspunkte der Bündel erreicht. An diesen Wechselwirkungszonen befinden sich große Höhlen, in welchen um die Wechselwirkungszone herum Großdetektoren mit ca.  $10 \cdot 10 \cdot 10 \text{ m}^3$  Ausmaßen aufgebaut sind. Die vier LEP Detektoren sind ALEPH, DELPHI, OPAL und L3. Da das physikalische Ziel von LEP(100) die Produktion von  $Z^0$  Bosonen bei bekannter Schwerpunktsenergie ist, muß die Maschine über eine genaue Energiekalibration und eine genügend große Luminosität verfügen.

Die Strahlenergie wird mit Hilfe des Stromes durch die Dipolmagnete gemessen. Das Magnetfeld abhängig vom Ort und Strom  $\vec{B}(\vec{X}, I)$  ist eine genau vermessene Funktion. Da alle Magnete innerhalb kleiner Toleranzen identisch sind und in Serie geschaltet sind, kann aus dem Stromfluß auf die Strahlenergie geschlossen werden. Eine genauere Energieeichung wird durch die Messung der Phasendifferenz von 20GeV Protonen und Positronen erreicht. Die absolute Genauigkeit liegt hier bei 20MeV [26].

Für das Maximum des Produktionswirkungsquerschnittes bei  $\sqrt{s} = M_Z$  erwartete man [16]:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0) |_{\sqrt{s}=M_Z} \approx 5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2 = 50 \text{ nbarn}$$

Die Luminosität ist definiert durch [27]:

$$N = \sigma \cdot L, \quad (5.1)$$

wobei  $N$  die Zahl der Ereignisse pro Sekunde und  $\sigma$  der zugehörige Wirkungsquerschnitt ist. Die Luminosität hängt von einigen maschinenspezifischen Parametern

ab:

$$L = \frac{N^+ \cdot N^- \cdot k \cdot f}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$N^\pm$  ist die Zahl der Elektronen bzw. Positronen pro Bündel,  $k$  ist die Zahl der Bündel und  $f$  ist die Umlauffrequenz.  $\sigma_{x,z}$  bezeichnet die transversale Ausdehnung der Bündel am Kollisionspunkt unter Annahme einer Gaußverteilung.

LEP erreicht eine Luminosität von  $\approx 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  durch die mit Hilfe von supraleitenden Quadrupolen verkleinerten transversalen Strahlquerschnitte  $\sigma_x \approx 300 \mu\text{m}$  und  $\sigma_y \approx 12 \mu\text{m}$  und den hohen Strom

$$I^\pm = N^\pm \cdot k \cdot f \cdot e^\pm \approx 1.2 \text{ mA}$$

Aus der hier angenommenen Größe des Wirkungsquerschnittes und der Luminosität ergibt sich eine Rate von 1800  $Z^0$  Ereignissen pro Stunde. Unter Hinzunahme des partiellen Verzweigungsverhältnisses [16]

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \tau^+ \tau^-)}{\Gamma_Z} \approx 3.3\%$$

ergibt sich eine Rate von  $\approx 60$  Ereignissen pro Stunde des in dieser Arbeit untersuchten Typs  $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ .

## 5.2 Der DELPHI Detektor

Der Name steht für „**D**etector for **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification“. Der Detektor wurde in einer Kollaboration von ca. 500 Physikern aus 39 Instituten und 18 Staaten entworfen und gebaut. Im Anhang ist eine Liste der DELPHI Kollaborationsmitglieder aufgeführt. Die Baukosten ohne die von den Instituten getragenen Personalkosten für die bereitgestellten Physiker betrugen ca. 150 Millionen SFR. Das jährliche Budget für Betrieb und Installation verbesserter Detektorkomponenten Betrug 1992 ca. 2.4 Millionen SFR. Die Koordination der großen Gruppe wird durch eine demokratisch legitimierte Administration geleistet.

Der DELPHI Detektor besteht aus einem zylindrischen Zentralteil, dem sogenannten „barrel“, und zwei Endkappen. Der Detektor überdeckt fast den gesamten Raumwinkel  $4\pi$ . Die Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 zeigen den Detektor in einer perspektivischen Aufrisszeichnung, im Querschnitt und im Längsschnitt. Das DELPHI Koordinatensystem besteht aus dem Ursprung (0,0,0) in der Wechselwirkungszone, der der Flugrichtung der einlaufenden Elektronen entsprechenden z-Achse und den Abbildung 5.3 entsprechenden  $r - \phi$  Koordinaten.

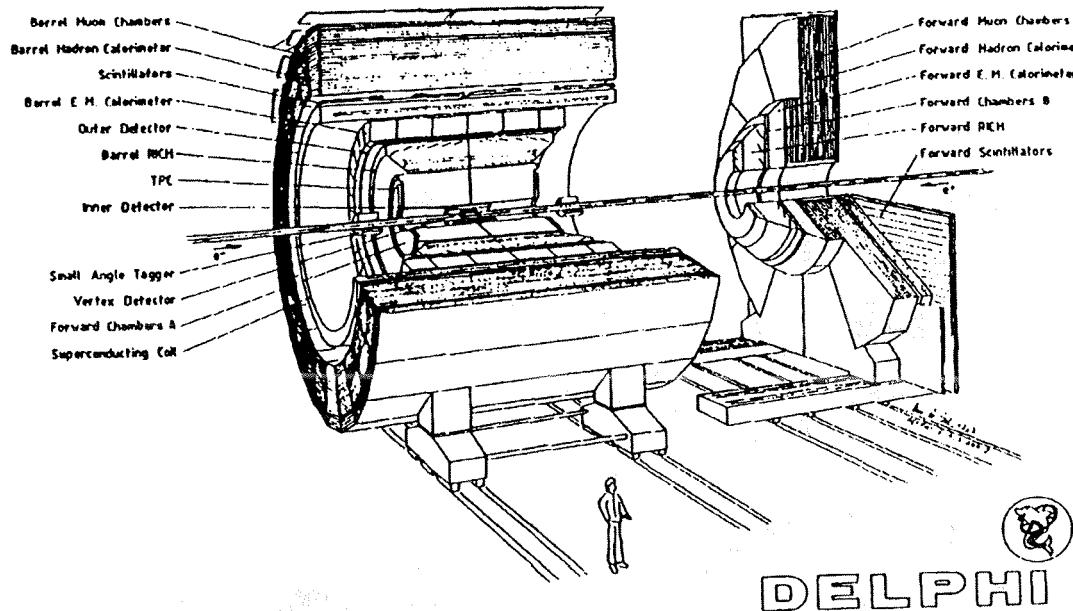


Abbildung 5.2: Perspektivische Aufrißzeichnung des DELPHI Detektors.

DELPHI ist ein multifunktionaler Detektor für die speziellen Anforderungen der  $e^+e^-$  Physik bei LEP. Er besteht aus 17 Subdetektoren, welche spezifische Funktionen übernehmen. Ein homogenes Magnetfeld von 1.2 Tesla, welches durch einen supraleitenden Magneten mit 5.2 Meter Durchmesser und 7.2 Meter Länge erzeugt wird, erlaubt die Messung der Ladung und des Impulses geladener Teilchen anhand der Krümmung ihrer mit den Spurkammern rekonstruierter Spuren. Die Spurdetektoren besitzen eine hohe Granularität, sodaß auch noch nahe beeinanderliegende Spuren getrennt aufgelöst werden können. Mit Hilfe der elektromagnetischen Kalorimeter, der hadronischen Kalorimeter,  $\frac{dE}{dx}$  Information aus der zentralen Spurkammer TPC, dem Cerenkovwinkel aus den RICH Zählern und den Signalen der Muonkammern ist der DELPHI Detektor zur Teilchenidentifikation befähigt.

Im folgenden werden die in der vorliegenden Arbeit benutzten Komponenten beschrieben. Eine umfassende Beschreibung des DELPHI Detektors ist in [28] und [29] zu finden.

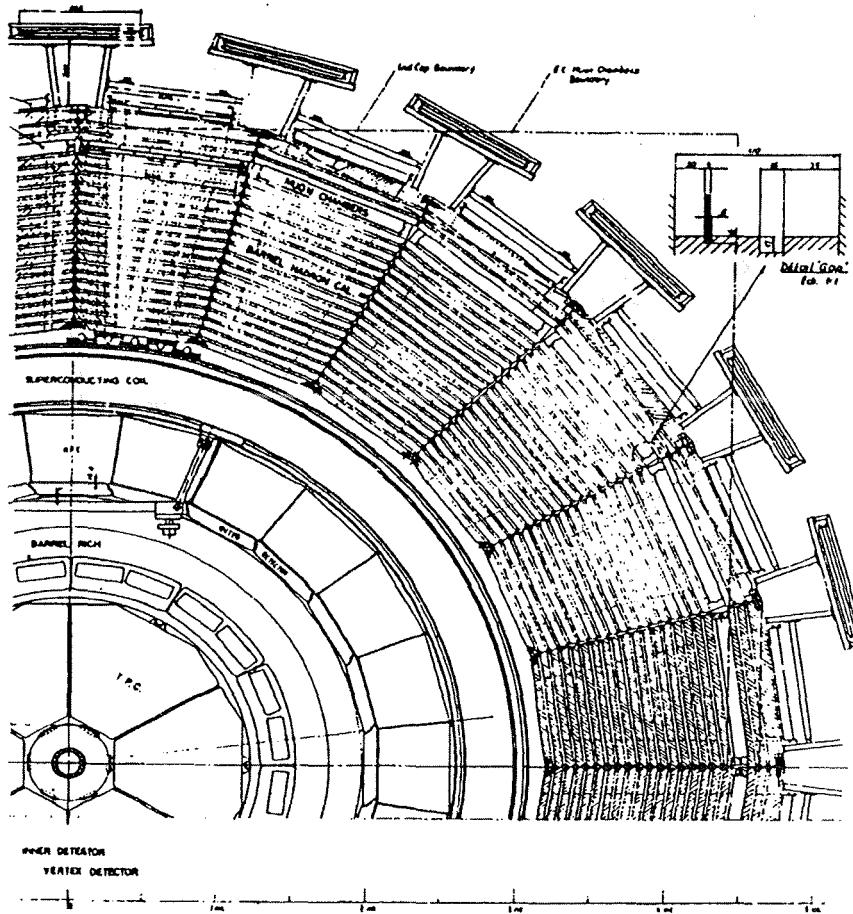


Abbildung 5.3: Querschnitt durch den DELPHI Detektor

### 5.2.1 Die Spurkammern

In DELPHI gibt es vier verschiedene Spurdetektoren. Ausgehend von der Wechselwirkungszone wird die erste Spurinformation durch den  $\mu$ -Vertex Detektor erhalten. Da diese Information aus technischen Gründen<sup>2</sup> in der vorliegenden Arbeit nicht

<sup>2</sup>Die Vetex Detektor Signale wurden bis einschließlich der Daten 1992 in DELPHI erst nach der Spurrekonstruktion durch ID, TPC und OD mit einem „track refit“ Programm zugeordnet. Da die diesbezügliche Software noch äußerst instabil und der Nutzen für die vorliegende Analyse als vernachlässigbar eingeschätzt wurde, wurde auf die zeitraubende Implementierung in die an der Universität Karlsruhe installierte standard Analysesoftware verzichtet.

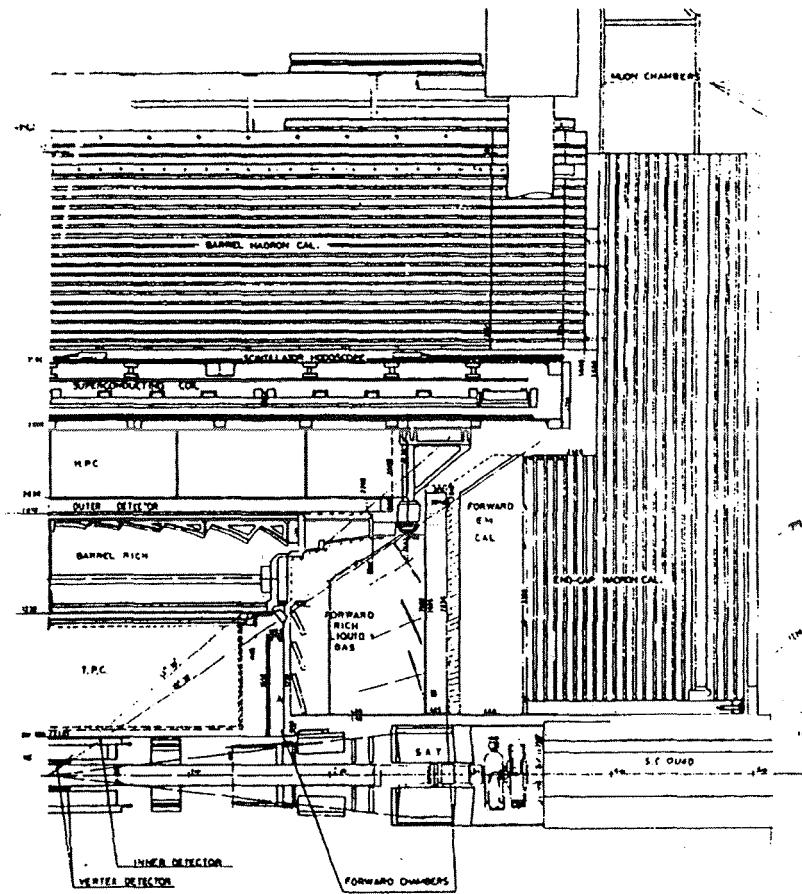


Abbildung 5.4: Längsschnitt durch den DELPHI Detektor

verwendet wurde, wird diese Komponente nicht weiter erläutert.

### Der Inner Detektor

Der Inner-Detektor (ID) ist eine Jetkammer, welche in 24 Sektoren in  $\phi$  unterteilt ist. Die Jetkammer ist in einem Radius von 12 cm bis 22 cm um die Strahlröhre angeordnet. Einem Teilchen, welches einen Sektor durchquert, können bis zu 24  $r - \phi$  Spurpunkte zugeordnet werden, jeder mit einer Genauigkeit von 90  $\mu\text{m}$ . Die Jetkammer überdeckt den Winkelbereich  $17^\circ \leq \Theta \leq 163^\circ$ . Die Impulsmessung allein mit dem ID ist bis zu  $5 \frac{\text{GeV}}{c}$  möglich.

Um die Jetkammer herum befinden sich fünf Proportionalkammern, die den Winkelbereich  $30^\circ \leq \Theta \leq 150^\circ$  überdecken. Die radiale Ausdehnung ist 23 cm bis 28 cm. Mit Hilfe dieser Proportionalkammern werden bis zu fünf dreidimensionale Koordinaten pro Spur erhalten. Links-rechts Ambiguitäten können durch die kombinierte Information der beiden Spurelemente des ID aufgelöst werden.

Die ID Information dient neben der Spurrekonstruktion als schneller Spurtrigger der ersten Stufe.

Die Impulsauflösung des ID allein beträgt

$$\frac{\sigma_t}{P_t} = 0.2 \cdot \frac{P_t}{1 \text{ GeV}}$$

Die Auflösung in z-Richtung beträgt  $250 \mu\text{m}$ . Die Zwei-Spur-Auflösung ist 1 mm in  $r - \phi$  und 1 cm in  $z$ .

### Die Hauptspurkammer TPC

Die TPC (Time Projection Chamber) ist die Hauptspurkammer in DELPHI. Die TPC mißt die dreidimensionalen Punkte der Gasionisation entlang der Trajektorie eines geladenen Teilchens. Sie ist eine zylindrische Driftkammer mit einem inneren Radius von 30 cm und einem äußeren Radius von 120 cm. Sie ist in z-Richtung in zwei Hälften von je 150 cm Länge aufgeteilt, welche ein entgegengesetztes Driftfeld  $\vec{E}$  besitzen, sodaß die Ionisationsladungen jeweils nach außen zu den auf den Endkappen montierten Auslesekammern gedriftet werden. In der  $r - \phi$  Ebene ist die TPC in je sechs Segmente aufgeteilt. Das Driftvolumen ist mit einem Argon/Methan Gemisch gefüllt ( $\text{Ar}/\text{CH}_4 : 80/20\%$ ). Ein geladenes Teilchen kann mit bis zu 16 dreidimensionalen Raumpunkten gemessen werden. Die Driftgeschwindigkeit parallel zur Strahlachse ist  $v_D = 6.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ , wobei die transversale Diffusion durch das parallele und homogene Magnetfeld der supraleitenden Spule unterdrückt ist. Dadurch wird eine gute Auflösung  $\sigma_{r\phi} = 250 \mu\text{m}$  in  $r - \phi$  erreicht. Die z Information wird über die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des Signals und dem von LEP bereitgestellten BCO<sup>3</sup> Signal erhalten. Die Auflösung in z beträgt  $\sigma_z < 900 \mu\text{m}$ .

Aufgrund der langen Driftzeit von maximal  $22 \mu\text{s}$  kann die TPC Information nicht als schneller Spurtrigger erster Stufe dienen. Dies erklärt die Notwendigkeit des ID wie im vorherigen Abschnitt dargestellt. Die volle dreidimensionale Spurinformation ohne z Ambiguitäten ist jedoch in der offline „pattern recognition“<sup>4</sup> sehr hilfreich.

<sup>3</sup>BCO=Beam Cross Over; der LEP Ring enthält Monitorzähler, welche jeweils einige Meter vor den Wechselwirkungszonen installiert sind und für jedes der vier Experimente ein zeitliches Monitorsignal der Strahlkreuzung bereitstellt.

<sup>4</sup>Wie im folgenden dargestellt besitzt DELPHI eine umfangreiche offline Software um aus den anfänglichen Rohdaten physikalische Größen wie z.B. Teilchentrajekturen zu ermitteln.

Die Zwei-Spur-Auflösung der TPC in  $r - \phi$  ist durch die Größe der Auslesesegmente zu 2 cm gegeben. In z beträgt sie 1 cm. Der zur Teilchenidentifikation geeignete Energieverlust pro Weglänge  $dE/dx$  wird mit einer relativen Genauigkeit von 6% gemessen.

### Der Outer Detektor

Der Outer Detektor (OD) besteht aus fünf Lagen Driftkammern im Radius  $198 \text{ cm} < r < 206 \text{ cm}$ . Er überdeckt den Winkelbereich  $42^\circ < \Theta < 137^\circ$ . Durch den großen Abstand von der Wechselwirkungszone haben die OD Meßpunkte einen guten H-  
belarm und verbessern die Impulsauflösung besonders für hochenergetische Teilchen. Die Auflösung der einzelnen Spurpunkte beträgt  $\sigma_{r\phi} = 110 \mu\text{m}$  und  $\sigma_z = 4 \text{ cm}$ . Der OD liefert ein schnelles Triggersignal mit r,  $\phi$  und z Information.

### Die Impulsauflösung mit ID, TPC und OD

Durch die Kombination der mit dem ID, OD und der TPC gemessenen Spurelemente wird im zentralen „barrel“ Bereich von DELPHI folgende Impulsauflösung erreicht:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.0010 \cdot \frac{p}{1 \text{ GeV}}$$

### 5.2.2 Die Kalorimeter

Die Identifikation von Photonen und Elektronen wird mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters durchgeführt. Da es innerhalb des Solenoid installiert sein muß, war eine Lücke zwischen dem Zentralbereich und den Endkappen im Winkelbereich  $35^\circ < \Theta < 42^\circ$  und  $138^\circ < \Theta < 145^\circ$  bei der Konstruktion von DELPHI unvermeidbar. In diesem Bereich befinden sich Kabelschäfte und Versorgungsleitungen für die innerhalb der Magnetspule installierten Detektorkomponenten.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich deshalb auf den Zentralbereich  $|\cos \Theta| < 0.7$ .

### Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter, die HPC

Die HPC (High Density Projection Chamber) ist das zentrale elektromagnetische Kalorimeter in DELPHI. Im Prinzip ist die HPC wie eine TPC gebaut. Das Gasvolumen ist jedoch mit Lagen dichter Materie gefüllt, die als Konvertermaterial zur Erzeugung elektromagnetischer Schauer dienen. Je nach Einfallswinkel besteht sie aus 18 bis 22 elektromagnetischen Strahlungslängen  $X_0$ . Das Kalorimeter überdeckt den Winkelbereich  $43^\circ < \Theta < 137^\circ$ . Die HPC besteht aus 144 Modulen die in sechs Ringen um die Strahlröhre mit einem inneren Radius von 210 cm angeordnet

sind. Jedes Modul besteht aus 40 Lagen Blei, die je ca. 3 mm dick sind, und 39 Driftvolumen, 8 mm dick und mit einem Argon-Methan Gemisch gefüllt (80/20 %).

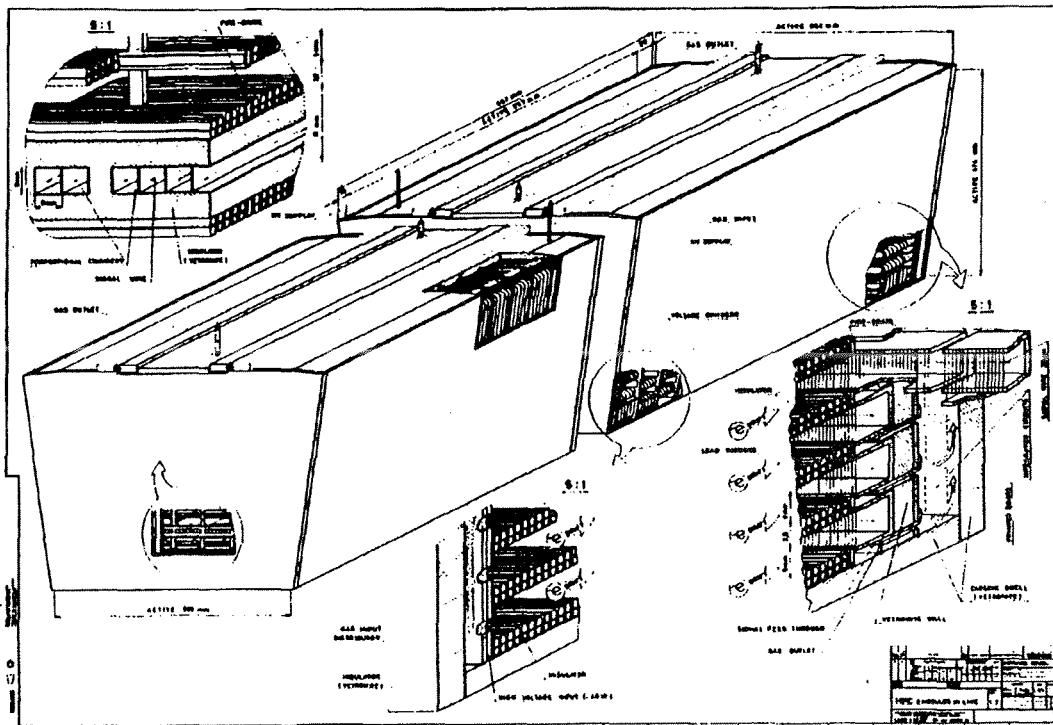


Abbildung 5.5: Konstruktionsübersicht des elektromagnetischen Kalorimeters HPC

Die Elektronen oder Photonen, welche den Detektor durchqueren, erzeugen in den Bleilagen elektromagnetische Schauer. Die geladene Komponente der Schauer ionisiert das Gas. Ein homogenes elektrisches Feld, welches parallel zum Magnetfeld  $\vec{B}$  ist, verursacht die Drift der Elektronwolke zu den an den Modulenden angebrachten Proportionalkammern. Die Driftstrecke beträgt bis zu 86 cm. Um die Verluste aufgrund der transversalen Diffusion während der Drift zu minimieren, können die einzelnen Module um  $\pm 5$  mrad bewegt werden, sodaß sie dem Magnetfeld entsprechend ausgerichtet werden können. Die transversale Diffusion wird durch das parallele Magnetfeld um einen Faktor 1/36 verringert.

Die HPC bestimmt die volle dreidimensionale Struktur der elektromagnetischen Schauer. Die  $r - \phi$  Auflösung ist durch die Größe der Proportionalkammern gegeben. Um die Zahl der Elektronikanäle zu verringern, sind die Auslesekammern

in einer Padstruktur zusammengefaßt. Es werden Figur 5.6 entsprechend in r Richtung 9 Lagen gebildet.

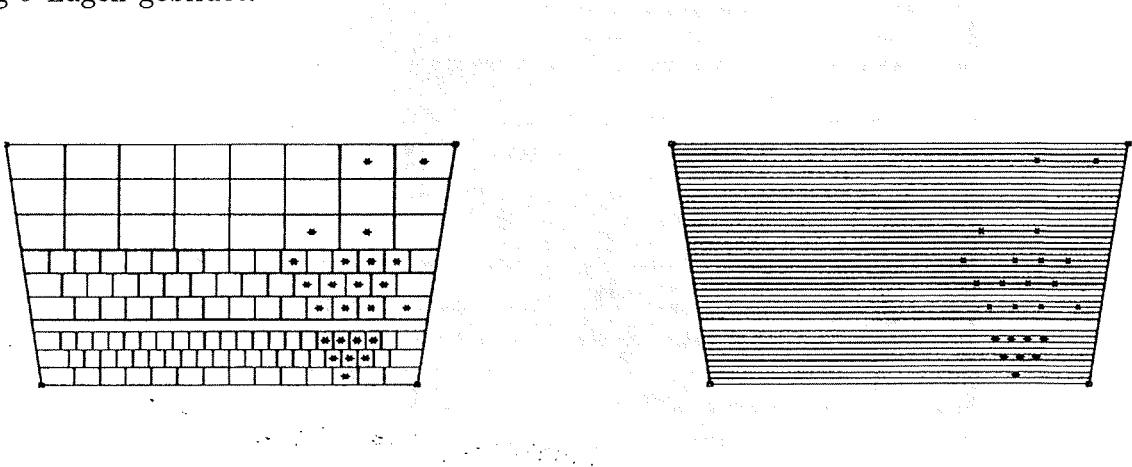


Abbildung 5.6: *Padstruktur und Bleiverteilung eines einzelnen HPC Moduls [30]*

Die z Auflösung wird durch die Integrationszeit der Flash ADC's bestimmt (ca. 70 ns). Mit einer Driftgeschwindigkeit von 5.5 cm/ $\mu$ s ergibt sich hieraus eine Auflösung von 3 mm. Die Trennung verschiedener, nahe beieinander liegender Schauer ist bis zu typischen Abständen von 4 mm in Driftrichtung und 4 cm im Azimut möglich. Für Bhabha Ereignisse wurden  $\sigma_z = 5$  mm und  $\sigma_\phi = 15$  mrad gemessen. Die Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \left( 7 + \frac{25}{\sqrt{E}} \right) \%$$

Die Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7 geben einen Überblick über Konstruktion und Funktionsweise der HPC.

Da die Driftzeit der HPC bis zu 16  $\mu$ s betragen kann, ist sie für einen schnellen Trigger erster Stufe ungeeignet. Aus diesem Grund sind nach etwa 5 Strahlungslängen Szintillationszähler in die HPC Module integriert. Diese mit Hilfe von Lichtleitern ausgelesenen Zähler stellen innerhalb weniger nsec ein Signal zur Verfügung. Hieraus wird ein schneller neutraler Trigger geformt.

### Das Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter (HAC) besteht aus zwanzig Lagen Streamer-Tubes, die in 2 cm breite Lücken zwischen den 5 cm breiten Eisenplatten des Rückflußjoches der Spule eingebracht sind. Der hadronische Schauer entwickelt sich durch den Stoß der einfliegenden Teilchen an den Eisenkernen. Die Streamer-Tubes dazwischen

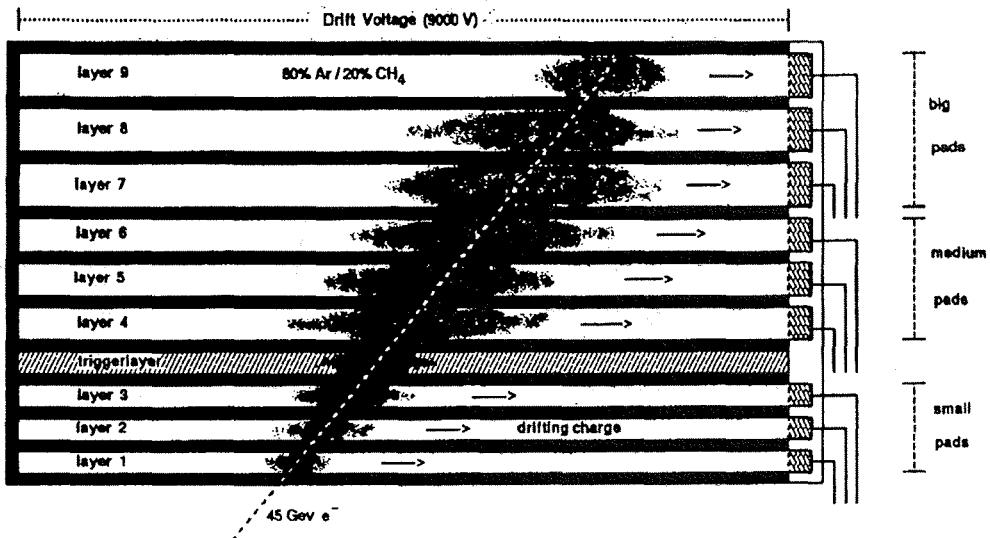


Abbildung 5.7: Schematische Sicht der Lagenstruktur des Signals in der HPC [30]

sammeln die entstandenen Ladungen. Das zentrale Kalorimeter bedeckt den Winkelbereich  $43^\circ < \Theta < 137^\circ$ .

Die Auslese erfolgt in vier Sammellagen die aus je fünf Lagen Streamer-Tubes bestehen. In  $z - \phi$  ist die Auslese in Tower von der Größe  $25 \cdot 25 \text{ cm}^2$  aufgeteilt.

Die nukleare Wechselwirkungslänge von Eisen beträgt 16.8 cm. Somit besteht jede der Sammellagen aus ungefähr 1.5 nuklearen Strahlungslängen.

Die Energieauflösung für Jets liegt bei

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.2}{\sqrt{E}}$$

Die Sensitivität auf minimal ionisierende Teilchen wurde mit  $\mu^+ \mu^-$  Ereignissen gemessen und beträgt ca. 90%.

### 5.2.3 Die Szintillationszähler TOF

Die Time of Flight Zähler sind Szintillatoren, die im Zentralbereich zwischen dem Cryostaten und dem HAC angeordnet sind. Sie erzeugen ein schnelles Signal innerhalb von  $3 \mu\text{s}$ , welches für den schnellen Trigger erster Stufe verwendet wird. Die genaue Messung der Ankunftszeit der Teilchen ( $\sigma_t = 1.2 \text{ ns}$ ) hilft bei der Un-

terdrückung von Kosmischer Strahlung. Der unerwünschte Untergrund wird schon auf der Triggerebene reduziert.

### 5.2.4 Die Müonkammern

Die Müonkammern sind Driftkammern. Im Zentralbereich sind sie in drei Gruppen unterteilt. Die erste Gruppe befindet sich innerhalb des HAC vor den letzten Streamer-Tubes. Die zweite Gruppe ist direkt auf dem HAC montiert. Die dritte Gruppe ist wie in 5.3 abgebildet mit Stützen auf dem HAC so angebracht, daß sie in der  $r - \phi$  Ebene relativ zu den anderen Müonkammergruppen und den HAC Towern auf Lücke gesetzt sind. In der Analysesoftware entsprechen den Gruppen 3-3-2 Lagen Müonkammern.

Die Müonkammern im barrel und in den Endkappen bedecken den Winkelbereich  $15^\circ < \Theta < 165^\circ$  mit Löchern in den Regionen  $45^\circ < \Theta < 53^\circ$  und  $127^\circ < \Theta < 135^\circ$ . Die Zuordnung von Müonkammersignalen erfolgt durch Extrapolation der mit den Spurdetektoren rekonstruierten Trajektorien.

Die Auflösung wurde zu  $\sigma_{r\phi} = 4$  mm bestimmt. Durch die Taktzeit von 2 ns erhält man aus der Zeitverzögerung in Driftrichtung eine Auflösung von  $\sigma_z \approx 2.5$  cm.

### 5.2.5 Die Luminositätsmonitore SAT und VSAT

Die Luminosität wird über den Wirkungsquerschnitt der Bhabhastreuung unter kleinen Winkeln bestimmt. Dafür wurde der SAT und VSAT nahe der Strahlröhre in Abständen von 2.5 m und 7.7 m von der Wechselwirkungszone angebracht. Der Small Angel Tagger (SAT) besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Spurdetektor. Mit Hilfe einer wohldefinierten Bleimaske wird der sensitive Winkelbereich festgelegt. Der Very Small Angel Tagger (VSAT) wird für eine unabhängige und schnelle Luminositätsmessung verwendet. Er besteht aus einem W-Si Kalorimeter. Er dient zur schnellen Messung der Luminosität und zur Überwachung der LEP Umlaufbahn.

## 5.3 DELPHI online Systeme

DELPHI besitzt ein online System, das aus dem Trigger, der Datenverarbeitung, dem Gassystem und der „slow control“ besteht. Es handelt sich hierbei jeweils um Hard- und Softwarekomponenten.

Das zentrale Gassystem übernimmt die Versorgung der einzelnen Detektorkomponenten mit den jeweils benötigten speziellen Gasmischungen. Es beinhaltet darüberhinaus Überwachungssysteme zur Prüfung der Gasqualität und ein Sicherheitssy-

stem zum Aufspüren von undichten Stellen im Gassystem. Dies ist besonders wichtig, da die meisten verwendeten Gasmischungen leicht entflammbar sind und die Bedingungen in der Höhle, in der DELPHI errichtet ist, aufgrund der Tiefe von ca. 80 m denen eines Bergwerkes gleichen. Zur weiteren Sicherheit der dort tätigen Physiker und Techniker gibt es Feuer- und Rauchmelder.

Die „slow control“ beinhaltet die Bereitstellung und Kontrolle der benötigten Hochspannungen und die Kühlung der einzelnen Detektorkomponenten. Detektorparameter, die verglichen mit der Triggerrate nur langsame Änderungen aufweisen, werden ständig abgerufen. Dazu gehören zum Beispiel Temperatur, Druck, Hochspannung, Gasqualität usw. .

### 5.3.1 Der Trigger

Die Aufgabe des Triggers besteht darin, gute  $Z^0$  Ereignisse zu erkennen und gleichzeitig Untergrundereignisse wie kosmische Strahlung oder Wechselwirkung mit Restgasatomen in der Vakuumröhre zu unterdrücken. Bei einer Luminosität von  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erhält man ungefähr alle 5 Sekunden ein  $Z^0$  Ereignis, wobei die BCO Rate bei etwa 45 kHz liegt. Die Strahlkreuzungsrate ist also um etwa  $10^4$  größer. Das Triggersystem muß die Ereignisrate auf die Größenordnung einiger Hz herabsetzen. Diese Rate kann von der Datenauslese bewältigt werden. Ein weiterer erwünschter Effekt ist die Minimierung der auf Magnetband geschriebenen Datenmengen um der bei zunehmender Luminosität auftretenden Inflation der benötigten Datenträger entgegenzuwirken.

Der Trigger besteht aus verschiedenen Stufen T1, T2, T3 und T4. Die verschiedenen Stufen sind unterschiedlich aufgebaut und unterscheiden sich insbesondere in der Zeit, die für eine Entscheidungsfindung benötigt wird. Die einzelnen Stufen bestehen weiterhin aus Subtriggern, die die  $Z^0$  Ereignisse nach verschiedenen Ereignistypen klassifizieren.

Der Trigger erster Stufe T1 wird von schnellen Detektorkomponenten geliefert. Er steuert den Start der Detektorauslese. Die T1 Entscheidung muß innerhalb der ersten  $3 \mu\text{s}$  nach dem BCO erfolgen. Bei negativer Entscheidung wird die Ausleseelektronik auf Null gesetzt und für die nächste Strahlkreuzung vorbereitet. Bei positiver Entscheidung startet die Detektorauslese, die aufgrund der großen Driftzeiten wie zum Beispiel in der HPC wesentlich länger dauert.

Die T2 Entscheidung verwendet Grobinformationen langsamer Komponenten und steht innerhalb von  $36 \mu\text{s}$  nach der Strahlkreuzung zur Verfügung. Bei negativer Entscheidung wird alles für die nächste Strahlkreuzung vorbereitet. Bei positiver T1 und negativer T2 Entscheidung geht bei der LEP Taktzeit von  $22 \mu\text{s}$  nur eine Strahlkreuzung verloren. Bei positiver T2 Entscheidung werden die Ereignisdaten

zu Zwischenspeichern weitergereicht. Diese Auslese der „Front End Buffer“ dauert 3.1ms. Danach erst ist DELPHI wieder für die nächste Strahlkreuzung bereit.

Die Trigger 3. und 4. Stufe sind Softwarefilter, die asynchron zur Strahlkreuzung arbeiten, während die Ereignisdaten durch mehrere Zwischenspeicher geschoben werden. Die Trigger T3 und T4 rekonstruieren in grober Weise Teilchenspuren und Schauer. Mit dieser Information werden schärfere Kriterien als in T1 und T2 angewendet und somit die Zahl der auf Band geschriebenen Rohdaten verkleinert. Besonders für LEP(200) mit einer erhöhten Luminosität wird diese Datenreduktion wichtig.

Die Triggerrate der ersten Stufe beträgt ungefähr 600 Hz, die der zweiten 2.5 Hz. Die Totzeit aufgrund der T1 und T2 Entscheidungsfindung beträgt 3.5%.

### 5.3.2 Die Datenverarbeitung

Das „Data Aquisition System“ (DAS) übernimmt die Koordination des Datenflusses und bewerkstelligt die Datensicherung auf Magnetbändern.

Der DELPHI Detektor besteht aus siebzehn Subdetektoren, die auf der Softwareseite in 18 Einheiten aufgeteilt sind. Eine Einheit kann entweder aus einem Subdetektor, zwei kleinen oder einem Teil eines großen Subdetektors bestehen. Die TPC und HPC sind Beispiele für Großdetektoren mit 22000 bzw. 18400 Elektronikkanälen.

Die online Computer Hardware besteht aus einem VAX-Cluster mit VMS Betriebssystem. Die 13  $\mu$ -VAX-II kontrollieren die Datennahme der einzelnen Einheiten. Die Detektoreinheiten, die mit dem VAX-Cluster in Verbindung stehen, laufen unter dem Fastbus Standard. Die Daten der 18 Einheiten werden zunächst in Zwischenspeichern gesichert und anschließend kohärent zu einem vollständigen Ereignis zusammengefügt, welches dann auf Magnetband geschrieben wird. Da die unterschiedlichen Subdetektoren unterschiedliche Zeit zur Auslese benötigen, ist dieses Verfahren unvermeidbar. Für jede Einheit läuft zusätzlich eine Überwachung des „slow control“ Status des entsprechenden Subdetektors.

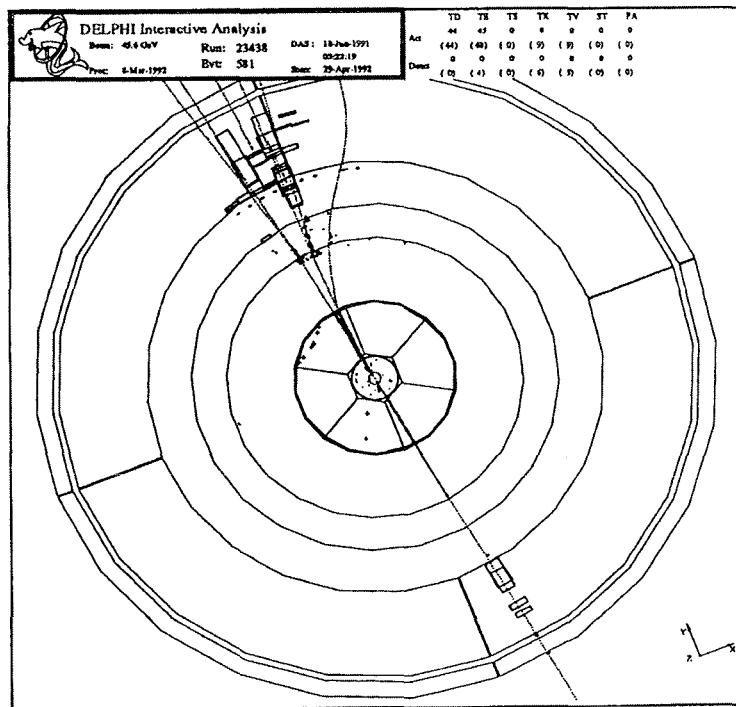
Die gesamte DELPHI online Software wurde unter dem sogenannten „Stage Manager Concept“ (SMC) entwickelt. Es handelt sich hierbei um eine Art objektorientierter Computersprache, die für das DELPHI Auslesesystem entwickelt wurde. Das SMC ermöglicht die Automatisierung des DAS. Während der Datennahme 1992 benötigte DELPHI nur vier Personen zur Überwachung des gesamten Detektors.

## 5.4 DELPHI offline Systeme

Die offline Software besteht aus folgenden drei Hauptkomponenten:

1. DELGRA : das **DELPHI Graphikprogramm**
2. DELSIM : das **DELPHI Simulationsprogramm**
3. DELANA : das **DELPHI Analysisprogram**

Das 3-D interaktive Graphikprogramm DELGRA veranschaulicht die Detektorantwort auf ein bestimmtes gegebenes Ereignis. Es ist hilfreich bei der Untersuchung der Detektorqualität und zur Überprüfung der Analyseprogramme geeignet. Figur 5.8 ist ein mit DELGRA dargestelltes  $\tau^+\tau^-$  Ereignis.



**Abbildung 5.8:** Ein mit dem DELPHI Detektor aufgenommenes  $\tau^+\tau^-$  Ereignis dargestellt mit dem DELGRA Graphikprogramm. Die Linien stellen geladene Spuren dar, die Rechtecke entsprechen der Energiedeposition in den Kalorimetern. Es handelt sich um ein Ereignis der (1-3) Topologie. Dargestellt ist ein Querschnitt durch DELPHI [31].

### 5.4.1 Das DELSIM Programmpaket

Das DELSIM Programmpaket [32] ist das Monte Carlo des DELPHI Detektors. Es besteht aus drei Teilen:

- dem Monte Carlo Generator,
- der Simulation von Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Detektormaterial,
- der Signalantwort der verschiedenen Detektoren.

Der Monte Carlo Generator wird entsprechend dem physikalischen Interesse ausgewählt. Für Bhabha Ereignisse wurde beispielsweise der Generator BABAMC [33][34], für  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse der Generator KORALZ [35][36][37] verwendet. Die Wechselwirkung zwischen dem Detektor und den ihn durchquerenden Teilchen wird mit einem von DELPHI entwickelten Programmpaket simuliert. Die Startpunkte der Simulation sind die vom Generator erzeugten Teilchen und deren Viererimpulse. Die Simulation berücksichtigt die folgenden Prozesse:

- Comptonstreuung
- Paarbildung
- Bremsstrahlung
- Positron Vernichtung
- $\delta$  rays
- Photoeffekt
- Vielfachstreuung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen
- hadronische Wechselwirkung und Absorbtion

Das Programm arbeitet mit Hilfe einer „data base“, welche die genauen Informationen über Geometrie und Material des Detektors sowie Kalibrationskonstanten enthält. Das Monte Carlo zur Erzeugung der Signalantwort des Detektors ist für jeden Subdetektor speziell entwickelt worden. Das Resultat der Simulation wird in der gleichen Bankstruktur wie die experimentellen Rohdaten abgespeichert. Das darauffolgende DELANA Programm ist (im Prinzip) das gleiche für experimentelle und Monte Carlo erzeugte Daten.

Diese Simulation ist vom technischen Aspekt her sehr aufwendig. Um mit Hilfe dieser Simulationsrechnungen relevante Aussagen über Detektoreigenschaften zu gewinnen, müssen um Faktoren mehr Simulationsergebnisse produziert werden als experimentelle Ereignisse zur Verfügung stehen. Die Rechenzeit zur Generierung und Simulation eines multihadronischen  $Z^0$  Ereignisses beträgt durchschnittlich 2 CPU Minuten auf einem Großcomputer IBM 3090/600E. An der Universität Karlsruhe werden zur Produktion simulierter multihadronischer  $Z^0$  Ereignisse 10 vernetzte Workstations DEC 5000/33 betrieben. Die Rechenzeit auf einer Maschiene zur Simulation eines Ereignisses beträgt ca. 4 Minuten. Die Datenmenge eines Ereignisses ist in der Größenordnung von 200 kBytes.

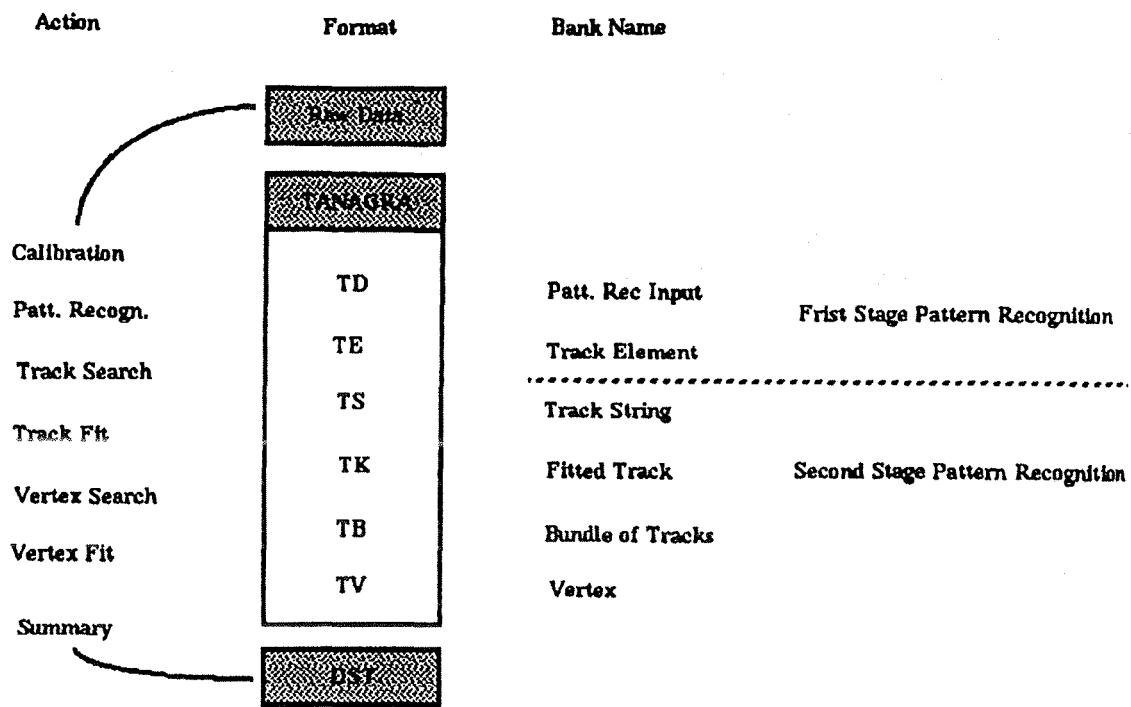
#### 5.4.2 Das DELANA Programmpaket

Das DELANA Programm besteht aus zwei Teilen, der „pattern recognition“ erster und zweiter Stufe. Das Programm ist in der TANAGRA<sup>5</sup> Datenstruktur eingebettet. Es handelt sich hierbei um eine Bankstruktur, die aus mehreren Stufen besteht. Die TANAGRA Struktur ist in Figur 5.9 dargestellt.

Im ersten Schritt werden die Rohdaten eingelesen, kalibriert und in subdetektor-spezifischen Formaten in TD Bänken abgespeichert. Die erste Stufe der „pattern recognition“ benützt diese Daten um für jede Detektorkomponente getrennt Spurfits und Schauerfits durchzuführen. Die resultierenden Spur- und Schauerelemente werden in den TE Bänken abgespeichert. Das Speicherformat der TE Bänke ist einheitlich. Die zweite Stufe der „pattern recognition“ verwendet diese TE Bänke und berechnet Extrapolationen zu anderen Detektorkomponenten. Die zweite Stufe versucht dann die einzelnen Spurstücke zusammenzufügen. Das Ergebnis verbindet mehrere TE Bänke und wird in den TS Bänken abgespeichert. Mit dieser Information werden dann Anpassungsrechnungen zur Festlegung von Spuren („track“) durchgeführt. Diese Spuren werden in die Kalorimeter hinein extrapoliert um die Zuordnung der Schauer zu bestimmten Teilchenspuren zu ermöglichen. Auch erste Routinen zur Teilchenerkennung werden verwendet. Jeder nicht assoziierte elektromagnetische Schauer wird als Photon bezeichnet. Die Liste der Spurstücke und das Ergebnis des Trackfits wird in den TK Bänken gespeichert. Die Tracks werden in Bündeln in den TB Bänken abgespeichert. Die Bündel werden durch einen ersten groben Test über den Ursprungsort des Tracks definiert. Zum Schluß wird eine globale Anpassungsrechnung durchgeführt, die sowohl den Vertex als auch die Spurparameter am Ursprung festlegen. Das Ergebnis wird in den TV Bänken gespeichert.

Die von DELANA benötigte Rechenzeit ist mit ungefähr 10 Sekunden CPU auf ei-

<sup>5</sup>Track ANalysis and GRAphics package



**Abbildung 5.9:** Schematische Darstellung der TANAGRA Bankstruktur innerhalb des DELANA Programmpaketes. Als Eingangsdaten dienen entweder experimentelle oder simulierte Rohdaten. Als Ausgang werden DST (Data Summary Tapes) herausgeschrieben.

ner IBM3090 sehr gering verglichen mit der Simulation DELSIM. Die Datenmenge der TANAGRA-Bänke ist in der Größenordnung von 200 kBytes. Die gesamte Datenmenge bestehend aus Rohdaten und TANAGRA beträgt also ca. 400 kBytes pro multihadronisches Monte Carlo Ereignis. Um die Anzahl der in der Analyse zu prozessierenden Magnetbänder auf einem technisch und zeitlich machbaren Niveau zu halten, werden die wichtigsten Informationen auf DST Magnetbänder herausgeschrieben. Die auf dem DST Niveau vorhandene Information hat nur noch einen Umfang von 25 kBytes pro Ereignis.

Ebenso wie die Monte Carlo erzeugten Rohdaten werden die vom online System herausgeschriebenen Rohdaten durch DELANA prozessiert. Die Magnetbänder werden vom nahe dem Detektor befindlichen  $\mu$ -VAX Cluster zu einer auf dem CERN Hauptgelände befindlichen „Farm“ aus 20 leistungsstarken Work Stations gebracht. Diese Rechner besitzen zusammen die Rechenleistung von mehreren Großcomputern

IBM3090. Nach einem Tag bereits steht die DST Information der experimentellen Daten zur Verfügung. Mit dieser ersten Datenversion wird die Feinkalibration des Detektors durchgeführt. Nach etwa einem weiteren halben Jahr werden sowohl die experimentellen als auch die Monte Carlo Rohdaten mit einer verbesserten Version des DELANA Paketes reprozessiert.

Die vorliegende Arbeit benutzt die Daten des Jahres 1991 in der Mitte 1992 prozessierten Version DELANA-E. Die verwendeten Monte Carlo Daten sind ebenfalls mit DELANA-E prozessiert. Die Daten des Jahres 1992 wurden in der Ende Januar 1993 prozessierten Version DELANA-C verwendet.

# Kapitel 6

## Die Messungen

### 6.1 Allgemeine Bemerkungen

Die heutigen Experimente der Hochenergiephysik bestehen aus einer großen Zahl von Kollaborationsmitgliedern. Die zunehmende Komplexität des experimentellen Instrumentariums bedingt die Zusammenarbeit und Spezialisierung der einzelnen Physiker. Auch die hier vorgestellte Analyse greift auf die von der DELPHI Kollaboration geleistete Arbeit, die den Betrieb des Detektors, die Datennahme und Kalibrierung, die Produktion von Monte Carlo Simulationen und vieles mehr umfaßt, zurück. Insbesondere sind die Rahmenbedingungen der experimentellen Kreativität durch die von der Kollaboration getroffenen Entscheidungen über den Informationsgehalt der DST Magnetbänder gegeben. Eine technische Einschränkung ist durch die große Datenflut bedingt. Um die Zahl der benötigten Datenträger klein zu halten, wurde in Bezug auf experimentelle Daten auf vorselektierte Datenbestände am CERN zurückgegriffen. Ebenso wurde die Zahl der verwendeten Monte Carlo Ereignisse gerade so limitiert, daß die Monte Carlo Statistik im Vergleich zu anderen systematischen Fehlern in einer vertretbaren Größenordnung liegt.

Die hier dargestellte Analyse wurde auf der Großrechneranlage IBM3090 der Universität Karlsruhe durchgeführt. Zur Auswahl geeigneter Selektionsvariablen und geeigneter Schnitte wurden DEC Workstations zur graphischen Darstellung verwendet.

Als Ausgangspunkt der Analyse diente ein an der Universität Karlsruhe vorhandenes Programmpaket DSTANA<sup>1</sup>, welches die DST Bänder liest. In dieses Rahmenprogramm wurden zusätzliche Routinen implementiert, die zusätzliche DST Informa-

---

<sup>1</sup>Es handelt sich hierbei um eine leicht modifizierte Version des am CERN verwendeten DELPHI Analyse Programmes. DSTANA wurde hauptsächlich durch Dr.W.-D.Apel vom IEKP Uni Karlsruhe entwickelt und betreut.

tionen dekodieren und die hier im folgenden dargestellte Analyse durchführen.

## 6.2 Meßmethode und daraus resultierende experimentelle Anforderungen

Die Bestimmung der  $\tau$ -Polarisation und der exklusiven Verzweigungsverhältnisse beruht auf der Messung der Impulsspektren der geladenen Zerfallsprodukte. Die gemessenen Spektren wurden mit Untergrund und Akzeptanzen korrigiert. Zu diesem Zweck werden die gemessenen Impulse in ein Histogramm eingeordnet. Die Anzahl der Kandidaten wird dann für jeden Histogrammkanal getrennt in folgender Weise korrigiert:

$$N_i = \frac{1}{(\epsilon_{\tau\tau})_i} \sum_j U_{ij} \frac{1}{(\epsilon_{id})_j} (1 - BRG_j) M_j \quad (6.1)$$

mit

- $M_j$  : Anzahl der gefundenen Kandidaten im Kanal  $j$  des gemessenen Impulsspektrums
- $BRG_j$  : Untergrundanteil in diesem Kanal  $j$
- $(\epsilon_{id})_j$  : Effizienz der Teilchenidentifikation dieses exklusiven  $\tau$  Zerfallskanals im gemessenen Impulsbereich  $j$
- $U_{ij}$  : Matrixelement zur Transformation des Spektrums von rekonstruierten Impulsen zu wahren Impulsen
- $(\epsilon_{\tau\tau})_i$  : Effizienz der  $\tau^+\tau^-$  Ereignisselektion für geladene Spuren des untersuchten  $\tau$  Zerfalls im Bereich  $i$  des wahren Impulses

Der Untergrund setzt sich im allgemeinen aus mehreren Komponenten zusammen. Einerseits handelt es sich um Nicht- $\tau$ -Ereignisse, die im folgenden als externer Untergrund bezeichnet werden. Dazu gehören Zwei-Photon-Ereignisse, Bhabha Ereignisse,  $\mu^+\mu^-$  Ereignisse und multihadronische  $Z^0$ -Zerfälle. Weiterhin bilden bei der Analyse exklusiver  $\tau$ -Zerfälle alle anderen  $\tau$ -Zerfallskanäle einen natürlichen Untergrund, der im folgenden als interner Untergrund bezeichnet wird.

Die Effizienz der Teilchenidentifikation  $\epsilon_{id}$  setzt sich im allgemeinen multiplikativ aus mehreren Subeffizienzen zusammen. Um sie teilweise aus experimentellen Daten bestimmen zu können ist sie in Abhängigkeit der rekonstruierten Impulse definiert. Die Korrekturmatrixt  $U_{ij}$  berücksichtigt alle Effekte der Wechselwirkung zwischen Teilchen und Detektormaterial und die limitierte Meßgenauigkeit in der Impulsmessung. Sie wird aus der Monte Carlo Simulation durch Vergleich der rekonstruierten

und generierten Teilchenimpulse gewonnen. Sie ist spezifisch für jeden  $\tau$  Zerfallskanal und abhängig von der vorausgehenden  $\tau$  Ereignisselektion.

Die Effizienz der  $\tau$  Ereignisselektion setzt sich zusammen aus der Effizienz der am CERN durchgeführten Vorselektion und des im folgenden beschriebenen Taufilters. Da die impulsabhängige Effizienz  $\epsilon_{\tau\tau}$  mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt wurde, macht es keinen Unterschied, ob sie abhängig von den generierten oder rekonstruierten Impulsen in die Korrekturprozedur eingebaut wird. Um Gleichung 6.1 klar zu strukturieren, wurde  $\epsilon_{\tau\tau}$  abhängig vom wahren Impuls definiert.

Somit werden alle Größen in 6.1, die mit einem Index  $i$  behaftet sind, allein aus der Monte Carlo Simulation bestimmt. Alle Größen abhängig vom rekonstruierten Impuls  $j$  werden ganz oder teilweise aus experimentellen Daten bestimmt.

An die korrigierten Impulsspektren werden die mit Hilfe des CALASY Programmes berechneten normierten Impulsspektren angepaßt. Hierzu werden die Calasyfunktionen über den Impulsbereich des jeweiligen Histogrammkanals integriert. Mit Hilfe der integrierten Funktionen wird mit dem MINUIT [38] Programmpaket eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Hierbei wird gemäß [39][40] folgende  $\chi^2$  Funktion minimiert :

$$\chi^2 = \sum_{k,l} [N_k - C_k(P_\tau, R)] V_{kl}^{-1} [N_l - C_l(P_\tau, R)] \quad (6.2)$$

Die  $N_k$  sind hierbei die korrigierten Daten, also die Anzahl im Kanal  $k$  des Histogramms der wahren Impulse. Die  $C_k$  sind die integrierten Calasyfunktionen abhängig von der Polarisation  $P_\tau$  und multipliziert mit einem Normalisationsfaktor  $R$ . Die Calasyfunktionen wurden für  $\sqrt{s} = M_Z = 91.17$  GeV berechnet. Der eigentliche Fitparameter in Bezug auf die Polarisation war die Asymmetrie  $A_l$  (3.6), aus der ein effektiver schwacher Mischungswinkel abgeleitet wurde. Bei  $\sqrt{s} = M_Z$  ist die Form des Spektrums bei Integration über einen symmetrischen  $\cos \Theta$  Bereich jedoch nur von  $A_\tau$  abhängig und die Gleichung  $A_\tau = -P_\tau$  gilt exakt. Die Anpassungsrechnung bestimmt gleichzeitig die Polarisation und die Zahl der vorhandenen Kandidaten für diesen exklusiven  $\tau$  Zerfall. Die beiden freien Parameter sind hierbei nur sehr gering korreliert, sodaß mit einer Anpassungsrechnung zwei unabhängige physikalische Meßergebnisse erhalten werden.

Die Matrix  $V_{kl}^{-1}$  ist die invertierte Kovarianzmatrix. Diese etwas komplizierte  $\chi^2$  Definition ist notwendig, da die Kovarianzmatrix aufgrund der in 6.1 enthaltenen Matrixmultiplikation auch nichtverschwindende offdiagonal Elemente enthält. Die analytische Berechnung der Kovarianzmatrix der korrigierten experimentellen Daten  $N_i$  ist ausgehend von der diagonalen Fehlermatrix  $\hat{C}_M$  der reinen Meßdaten  $M_j$  möglich, da 6.1 als eine lineare Transformation des Vektors der Meßdaten  $\vec{M}$  in den

Vektor der korrigierten Daten  $\vec{N}$  aufgefaßt werden kann :

$$\vec{N} = \hat{T} \cdot \vec{M} \quad \Rightarrow \quad \hat{V} = \hat{T} \cdot \hat{C}_M \cdot \hat{T}^T$$

Unter der Annahme einer Poissonstatistik in den einzelnen Histogrammkanälen  $j$  der gemessenen Impulse ergibt sich:

$$(C_M)_{ij} = \delta_{ij} \cdot M_j \quad \text{und} \quad \hat{T}_{ij} = \frac{1}{(\epsilon_{\tau\tau})_i} \cdot U_{ij} \cdot \frac{1}{(\epsilon_{id})_j} (1 - BGR_j)$$

$$\Rightarrow \quad V_{kl} = \frac{1}{(\epsilon_{\tau\tau})_k} \cdot \frac{1}{(\epsilon_{\tau\tau})_l} \cdot \sum_j U_{kj} \left[ \frac{(1 - BGR_j)}{(\epsilon_{id})_j} \right]^2 \cdot M_j \cdot U_{jl}^T$$

Die resultierenden Korrekturroutinen  $\hat{T}$  wurden jeweils mit Monte Carlo Daten getestet. Das korrigierte Spektrum sollte mit dem generierten Spektrum übereinstimmen (bei auf Null gesetzten externen Untergrund und rein Monte Carlo bestimmten Akzeptanzen). Auch der von MINUIT gegebene statistische Fehler der Normalisation  $R$  bot einen einfachen Test, da der relative Fehler der Normalisation durch die Poissonstatistik gemäß  $1/\sqrt{\sum_j M_j}$  klar definiert ist. Somit wurde die richtige Definition des  $\chi^2$  überwacht.

Eine alternative Anpassungsmethode (Kapitel 6.11), die auf den Münkanal angewendet wurde und zu fast den gleichen Ergebnissen in Bezug auf Zentralwert und Fehler der angepaßten Parameter führte, stärkt zusätzlich das Vertrauen in die entwickelte Korrektur- und Anpassungssoftware.

Aus der Korrektur 6.1 folgen mehrere Anforderungen an die experimentelle Analyse. Ideal wäre eine identische Abbildung, da dann keinerlei systematische Fehler aus der eventuell mangelnden Kenntnis der einzelnen Korrekturelemente resultieren würden. Insbesondere ist die Kenntnis der Impulsabhängigkeit der Korrekturelemente sehr wichtig, da die Polarisation aus der Form der Spektren bestimmt wird. Das Ziel experimenteller Kreativität sollte also sein, möglichst kleine, über den gesamten Impulsbereich konstante Korrekturelemente zu erreichen. Da sich diese bei den Anforderungen oft gegeneinander ausschlossen, sind in der vorliegenden Arbeit alle Selektionsroutinen so optimiert, daß die Akzeptanzen möglichst unabhängig von den Teilchenimpulsen sind. Der Kompromiß zwischen möglichst großer integrierter Akzeptanz und Impulsabhängigkeit der Akzeptanz bei gleichzeitig großer Reinheit wurde so optimiert, daß die systematischen Fehler der Polarisationsmessung kleiner als die statistischen sind. Die gleichzeitige Messung der Verzweigungsverhältnisse bot sich bei der hier durchgeführten Anpassungsmethode an. Die Analyse ist jedoch nicht in Bezug auf die Messung der Verzweigungsverhältnisse optimiert.

Die exklusiven Verzweigungsverhältnisse  $BR_i = BR_{\tau \rightarrow X_i}$  folgen aus den erhaltenen Normalisierungsfaktoren  $R_i$  und der Messung der Zahl der  $\tau$  Ereignisse  $N_{\tau\tau}$  in den verwendeten experimentellen Daten:

$$BR_i = \frac{R_i}{2 \cdot N_{\tau\tau}} \quad (6.3)$$

### 6.3 Qualitätsforderungen an die experimentellen Daten

Da das DELPHI Experiment ein hochkomplexes System ist, war es unvermeidbar, daß es während der Datennahme technische Probleme oder gar Totalausfälle einzelner Komponenten gab. Um für die ganz unterschiedlichen Analysen der Daten ein Instrument zur Kontrolle der Datenqualität zu schaffen, existiert eine Liste über den Status verschiedener Detektorkomponenten zu verschiedenen Zeiten der Datennahme. Die Datennahme wurde hierzu in Einzelzeiträume aufgeteilt, sogenannte „run periods“, für die aufgeschlüsselt in einer Notenskala von 0 bis 9 eine Wertung über den Zustand des jeweiligen Subdetektors vorliegt. Diese Wertung beruht sowohl auf Informationen der „slow control“, die direkt während der Datennahme gewonnen wurden, als auch auf Analysen der Daten in Bezug auf möglichst globale Variablen, wie zum Beispiel die Zahl der vorhandenen Detektorsignale in bestimmten Raumbereichen für diese Runperiode.

Die Notenskala entspricht folgenden Qualitätsmerkmalen:

- 0 = keine Auslese des Subdetektors
- 1 = weniger als 50% wurden ausgelesen
- 2 = weniger als 65% wurden ausgelesen
- 3 = weniger als 80% wurden ausgelesen
- 4 = weniger als 90% wurden ausgelesen
- 5 = weniger als 95% wurden ausgelesen
- 6 = weniger als 99% wurden ausgelesen
- 7 = mehr als 99% wurden ausgelesen
- 8 = wie 7 jedoch mit Problemen innerhalb eines runs
- 9 = Status unbekannt

Die Auswahlkriterien müssen spezifisch für die jeweiligen Analysen festgelegt werden. Zu beachten ist insbesondere, welche Subdetektoren in der Datenanalyse verwendet werden und welche von besonderer Wichtigkeit sind. Es ist offensichtlich, daß es sich um ein Abwägen zwischen einer möglichst großen Datenstatistik und einer möglichst guten Datenqualität handelt. Jeder Ausfall von Detektorkomponenten verursacht Unterschiede zwischen den experimentellen Daten und den Monte Carlo simulierten. Dies führt zu systematischen Fehlern in den auf der Simulation basierenden Abschätzungen von Effizienzen und Untergrund.

Für die in dieser Arbeit dargestellte Analyse wurde für die zentrale Spurkammer TPC, das zentrale elektromagnetische Kalorimeter HPC und das zentrale Hadronkalorimeter jeweils eine Bewertung zwischen 5 und 7 gefordert. Für die Untersuchung des Pion(Kaon)-Endzustandes und des Münendzustandes wurden zusätzlich die selben Anforderungen an die zentralen Muonkammern MUB gestellt.

Mit Hilfe der Luminositätsmonitore SAT und VSAT wurden die integrierten Luminositäten für die jeweiligen Runperioden bestimmt. Durch Integration über die ausgewählten Strahlzeiten ergab sich für 1991 eine integrierte Luminosität von ungefähr  $8.46 \text{ pb}^{-1}$  und für 1992  $21.55 \text{ pb}^{-1}$  (bei der münischen Selektion). Die Luminosität verteilt sich zwar auf verschiedene Strahlenergien im Bereich der  $Z^0$  Resonanz, doch 90% sind innerhalb von 150 MeV um die  $Z^0$  Masse.

## 6.4 Vorselektion der experimentellen Daten

Wie schon früher erwähnt wurden bereits vorselektierte Datenbestände verwendet. Die Motivation hierfür war die Verringerung des technischen Aufwandes durch die Verkleinerung der Zahl der Datenträger.

Endzustand	$\Gamma(Z \rightarrow X)/\Gamma_Z [\%]$
$\tau^+ \tau^-$	$\approx 3.3$
$e^+ e^-$	$\approx 3.3$
$\mu^+ \mu^-$	$\approx 3.3$
$\nu \bar{\nu}$	$\approx 3 \cdot 6.5$
$q\bar{q} + q\bar{q}G$	$\approx 70.6$

**Tabelle 6.1:** Verzweigungsverhältnisse des  $Z^0$  Bosons

In Tabelle 6.1 sind die Verzweigungsverhältnisse des  $Z^0$  aufgelistet. Ungefähr 70% der  $Z^0$  Zerfälle sind multihadronische Ereignisse. Diese Ereignisse sind durch eine hohe Multiplizität geladener Spuren gekennzeichnet. Im Mittel sind es 20 Spuren, die aus der Hadronisierung des anfänglichen Quark-Antiquarkpaars entstehen. Um

diesen Untergrund gleich zu Beginn der Analyse zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die Anzahl geladener Spuren als Diskriminator zwischen multihadronischen und leptonischen Zerfällen verwendet. Die leptonischen Zerfälle des  $Z^0$  in  $e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  Endzustände werden in dieser Stufe noch nicht unterdrückt. Mit ihrer Hilfe sollen im weiteren Verlauf der Analyse Vergleiche zwischen simulierten und experimentellen Daten durchgeführt werden.

Für die 1992 aufgezeichneten Daten bestand diese leptonische Vorselektion aus nur einem Schnitt:

$$1 \leq N_{\text{prong}} \leq 12$$

Hierbei bezeichnet  $N_{\text{prong}}$  die Zahl geladener Spuren.

Für die 1991 genommenen Daten wurden folgende Kriterien gefordert:

1. Anzahl geladener Spuren  $N_{\text{prong}} < 10$  ,
2.  $2 \leq N_{\text{Spur}} \leq 6$  wobei eine Spur durch folgende Impaktparameter definiert ist:  $|\Delta r\phi| \leq 5 \text{ cm}$  ,  $|\Delta z| \leq 10 \text{ cm}$  ,
3.  $|\cos \Theta_{\text{thrust}}| < 0.94$  ,
4. Ereignisakolinearität  $\Theta_{\text{acol}} < 40^\circ$  ,
5. mindestens eine Spur mit Impuls  $> \frac{2 \text{ GeV}}{c}$  ,
6. mindestens eine Spur in jeder Hemisphäre, wobei die Ereignishemisphären durch einen ebenen Schnitt durch den Ursprung senkrecht zur Thrustachse <sup>2</sup> definiert sind.

Diese etwas schärfere Selektion beschränkt sich bereits auf einen bestimmten Bereich im Streuwinkel  $\Theta$ . Weiterhin werden durch die Schnitte auf die Impaktparameter Untergrundereignisse aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen oder kosmischer Strahlung verworfen. Schnitt 2 selektiert die interessierenden leptonischen  $Z^0$  Zerfälle, welche aus mindestens zwei geladenen Teilchen im Endzustand bestehen. Der Anteil an  $\tau^+\tau^-$  Ereignissen mit mehr als 6 Spuren ist vernachlässigbar gering<sup>3</sup>. Schnitt 4

<sup>2</sup>Die Variable Thrust ist definiert durch:

$$T = \max \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$$

Die Summe läuft hier über alle Teilchen des Ereignisses. Der Vektor  $\vec{n}_i$ , der die Summe maximiert, ergibt die Thrustrichtung.

<sup>3</sup>Die Lebensdauer der  $\tau$  Leptonen beträgt ca.  $3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ , sodaß sie trotz der hohen LEP Energie nur eine mittlere Wegstrecke von ca. 2.2 mm zurücklegen, bevor sie zerfallen. Der Zerfallsvertex befindet sich also noch innerhalb der Strahlröhre und im Detektor können nur die  $\tau$  Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Das topologische Verzweigungsverhältnis  $\tau \rightarrow 5$  geladene Teilchen ist in der Größenordnung 0.3%.

und 6 beziehen sich auf die Ereignistopologie. Die für  $e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  fast perfekte „back-to-back“ Topologie findet bei  $\tau^+\tau^-$  Ereignissen ihr Analogon in einer näherungsweisen „back-to-back“ Topologie zweier Jets, die aus nur sehr wenigen Teilchen bestehen, meist sogar nur einem. Schnitt 5 unterdrückt Strahl-Gas-Untergrund aber auch Zwei-Photon-Ereignisse ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$ ). Die Signatur dieser Ereignisse sind niederenergetische Teilchenjets und hohe Ereignisakolinearitäten, sodaß auch Schnitt 4 auf diesen Typ Untergrund wirkt.

Diese schärfere Selektion minimiert zwar die Zahl der benötigten Magnetbänder, birgt aber auch für die folgende Analyse ein Problem. Die Selektion ist schon so ausgereift, daß auch Untergrundereignisse verworfen werden, die im weiteren Verlauf zum Vergleich des Detektorverhaltens zwischen experimentellen Daten und simulierten Daten herangezogen werden sollen. Es handelt sich hierbei um sogenannte „Compton“ Ereignisse. Ein durch „initial state“ Bremsstrahlung entstandenes Photon wird am entgegenkommenden Strahl gestreut. Das Ergebnis ist ein niederenergetisches Elektron im Zentralbereich des Detektors und ein Photon im SAT. Da diese Ereignisse durch den Schnitt 2 verworfen werden, mußte für die Analyse der 1991 Daten zusätzlich eine Datenmenge bestehend aus Comptonereignissen verwendet werden. Auf die Selektionskriterien dieses Ereignistyps wird in späteren Kapiteln eingegangen.

Der totale Umfang der experimentellen Daten beträgt nach dieser Vorselektion 6 bzw. 52 Magnetbänder für die Daten 1991 bzw. 1992. Die Speicherkapazität eines Bandes liegt in der Größenordnung von 200 MBytes, sodaß sich in der Summe eine Datenmenge von 11.6 GBytes ergibt.

## 6.5 Der Taufilter

Die Ereignisse  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  ergeben auf Grund der hohen LEP Energie zwei nahezu entgegengerichtete enge Teilchenjets kleiner Multiplizität. Wegen der beim schwachen Zerfall entstehenden nicht detektierbaren Neutrinos unterscheiden sich  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse von den beiden anderen leptonischen  $Z^0$  Zerfallskanälen durch fehlende Energie und eine erhöhte Ereignisakolinearität. Da das Ziel der hier dargestellten Analyse die Identifikation exklusiver  $\tau$  Zerfälle in ein geladenes Teilchen („one prong decay“) ist, beschränkt sich der Taufilter auf die Auswahl einer (1-N) Topologie ( $1 \leq N \leq 5$ ), sodaß also mindestens eines der beiden  $\tau$ 's einen „one prong decay“ eingegangen ist. Hiermit wird insbesondere hadronischer Untergrund unterdrückt. Die einzelnen Schnitte des Taufilters lassen sich in vier Abschnitte einteilen:

1. Definition guter Spuren
2. Selektion guter leptonischer Ereignisse

3. Selektion der  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse
4. zusätzliche oder verschärzte Schnitte, abhängig vom gesuchten Zerfallskanal

### Definition guter Spuren

Gute Spuren werden wie folgt definiert:

- $|\Delta r\phi| < 5$  cm und  $|\Delta z| < 10$  cm
- $tracklength > 50$  cm
- $p_T > 0.2 \frac{\text{GeV}}{c}$
- $|\cos \Theta| < 0.7$

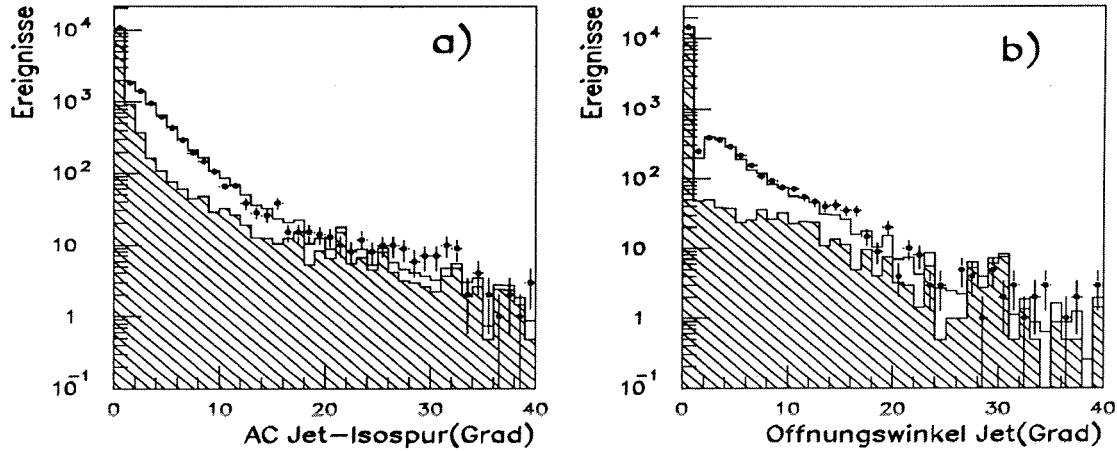
Die Schnitte auf die Impaktparameter entsprechen der Vorselektion 1991. Die Anforderungen an die Spurlänge und den transversalen Impuls sollen eine gute Impulsmessung sicherstellen. Der Schnitt auf den Zerfallswinkel  $\cos \Theta$  wird durch den DELPHI Detektor motiviert. Nur in diesem Winkelbereich ist die Identifikation der hier untersuchten Endzustände ohne allzugroße systematische Fehler möglich.

### Selektion guter leptonischer Ereignisse

Die Schnitte zur Selektion guter leptonischer Ereignisse:

- $|\Delta r\phi| < 1$  cm und  $|\Delta z| < 3$  cm für Ereignisse mit nur zwei guten Spuren
- mindestens eine Spur mit  $p > 3 \frac{\text{GeV}}{c}$
- $2 \leq N_{Spur} \leq 6$
- (1-N) Topologie, mindestens ein „single track“ mit  $p_T > 1.5 \frac{\text{GeV}}{c}$
- Öffnungswinkel des Jet aus N Spuren  $< 30^\circ$
- Akolinearität („single track“-jet)  $< 20^\circ$

Für Ereignisse mit (1-1) Topologie werden verschärzte Schnitte an die Impaktparameter angelegt, da diese Topologie auch für den Untergrund kosmischer Höhenstrahlung zutrifft. Der zweite Schnitt unterdrückt sowohl Strahl-Gas-Untergrund als auch Zwei-Photon-Ereignisse. Die restlichen Schnitte folgen aus der Topologie leptonischer  $Z^0$  Zerfälle. Der Öffnungswinkel des Jets ist definiert als der maximale Winkel zwischen einer guten Spur dieser Hemisphäre und der Jetachse. In Abbildung 6.1 sind die Verteilungen der Variablen dargestellt.



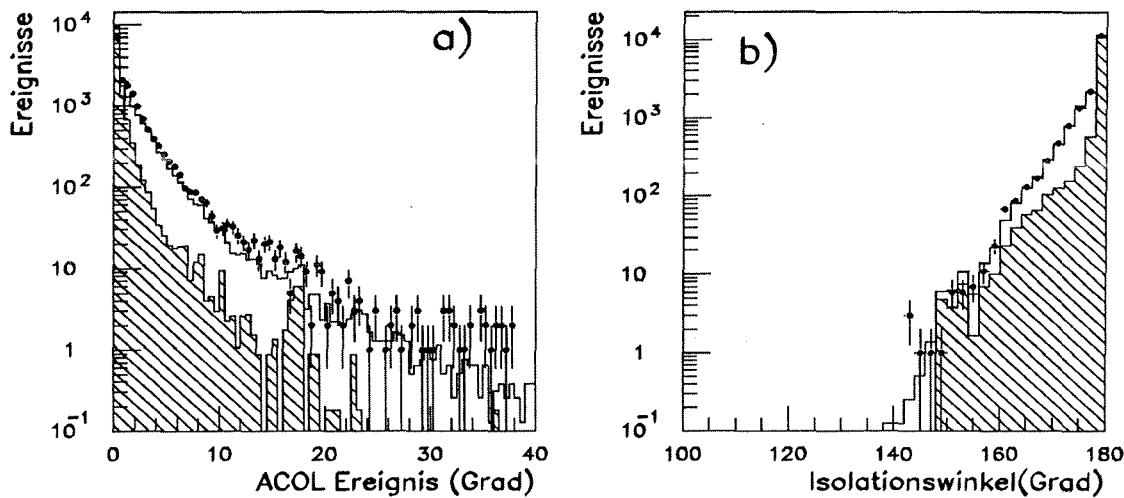
**Abbildung 6.1:** Ereignisvariablen der leptonischen Selektion: Bild a) stellt die Akolinearität zwischen der einzelnen Spur und dem gegenüberliegenden Jet dar; Bild b) zeigt die Verteilung des Öffnungswinkels des Jets. Die Daten des Jahres 1991 sind durch die Punkte mit Fehlerbalken bezeichnet, die Erwartung aus dem Monte Carlo wird durch das nicht schraffierte Histogramm bezeichnet und der Untergrund aus nicht  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo Ereignissen ist durch das schraffierte Histogramm vertreten. Die Monte Carlo Erwartung ist die Summe aus  $\tau^+\tau^-$ , bhabha,  $\mu^+\mu^-$ ,  $q\bar{q}$  und Zwei-Photon-Ereignissen. Die Normierung der einzelnen Monte Carlo Histogramme erfolgte mit Hilfe der gemessenen Luminosität pro LEP Energiepunkt und des Wirkungsquerschnittes der einzelnen Prozesse. Die Darstellung resultiert aus einer vollständigen Selektion guter leptonischer Ereignisse, wobei nur der Schnitt auf die dargestellte Variable nicht ausgeführt wurde.

### Selektion der $\tau^+\tau^-$ Ereignisse

Die Selektion der  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse umfaßt folgende Schnitte:

- Akolinearität (aller guter Spuren)  $> 0.5^\circ$
- Isolationswinkel des „single track“  $\Theta_{iso} > 160^\circ$
- $E_{radial} < 1.2 \cdot E_{beam} \approx 55 \text{ GeV}$
- $P_{radial} < 1.3 \cdot E_{beam} \approx 59 \frac{\text{GeV}}{c}$

Durch den Schnitt auf die Akolinearität des Ereignisses wird bereits ein Großteil der Bhabha und  $\mu^+ \mu^-$  Ereignisse verworfen. Der zweite Schnitt ist nur eine Verschärfung der vorher schon geforderten Topologie eines isolierten Teilchens in einer Hemisphäre und eines engen Jets in der anderen. Er unterdrückt hauptsächlich Zwei-Photonen-Ereignisse.



**Abbildung 6.2:** Ereignisvariablen des Taufilters nach der leptonischen Selektion: Bild a) zeigt die Ereignisakolinearität; Bild b) zeigt die Verteilung des Isolationswinkels der einzelnen Spur. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.1. Die Verteilungen wurden nach einer vollständigen Selektion guter leptonischer Ereignisse erhalten.

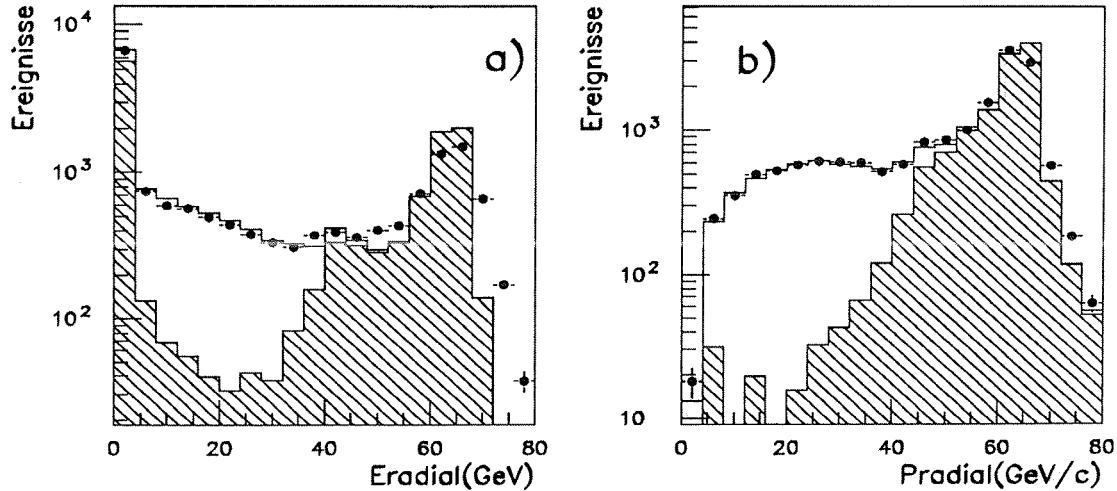
Die Variablen  $E_{radial}$  und  $P_{radial}$  sind sensitiv auf die durch die Neutrinos weggetragene „fehlende“ Energie. Die Variablen  $P_{radial}$  und  $E_{radial}$  sind in folgender Weise definiert:

$$P_{radial} = \sqrt{p_{iso}^2 + p_{jet}^2}$$

$$E_{radial} = \sqrt{ELM_{iso}^2 + ELM_{jet}^2}$$

Hierbei hängt die Berechnung der elektromagnetischen Energie  $ELM$  von der Zahl der Spuren ab. Für die einzelne isolierte Spur und einen „jet“ aus einem Teilchen

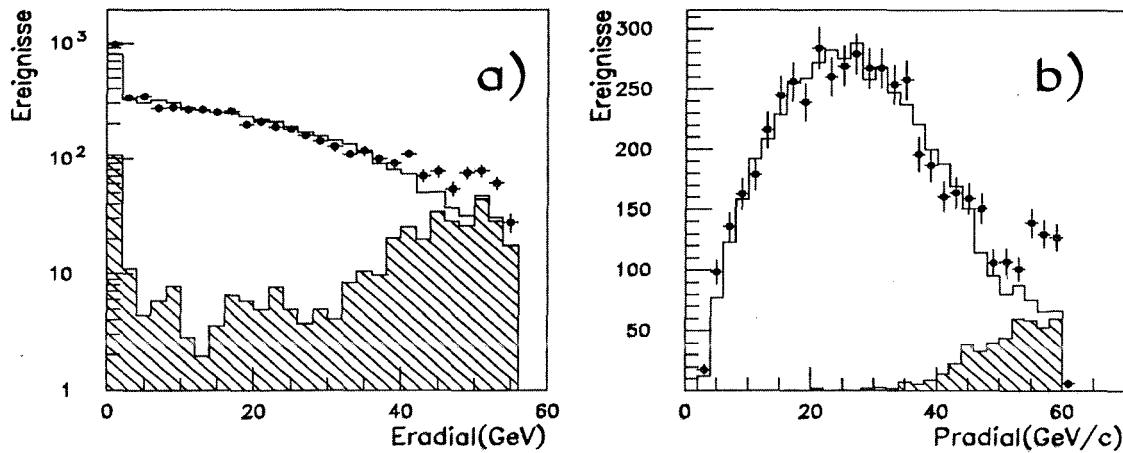
wird die Summe gebildet aus der assoziierten und der nicht assoziierten Energie in einem  $15^\circ$  Winkelbereich um die Spur. Für mehr als eine Spur in der Hemisphäre wird nur über die assoziierte Energie summiert.



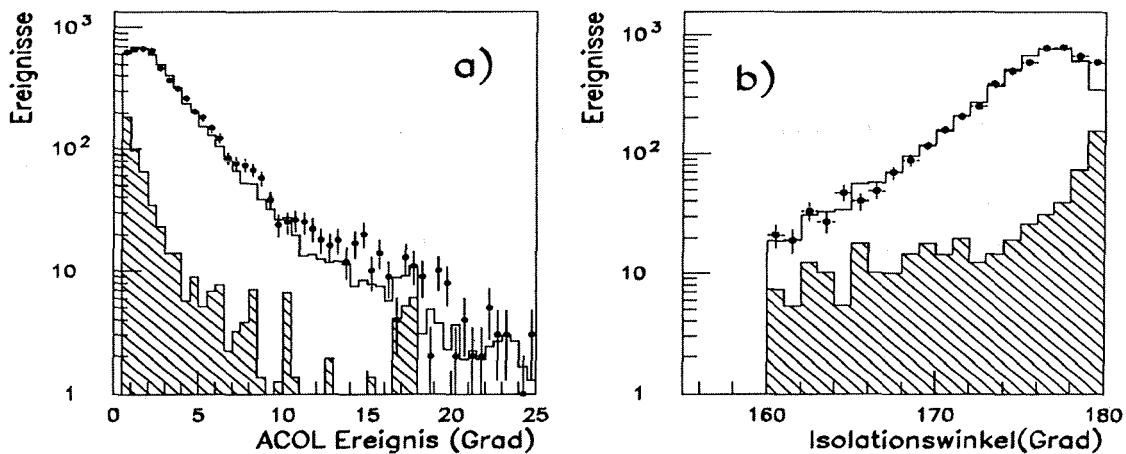
**Abbildung 6.3:** Ereignisvariablen des Taufilters nach der leptonischen Selektion: Bild a) zeigt die Verteilung der radialen elektromagnetischen Energie  $E_{\text{radial}}$ ; Bild b) zeigt den radialen Impuls  $P_{\text{radial}}$ . Die Darstellung ist analog Abbildung 6.1. Die Verteilungen wurden nach einer vollständigen Selektion guter leptonischer Ereignisse erhalten.

Diese beiden Variablen sind sehr gut zur Unterdrückung des Bhabha und  $\mu^+\mu^-$  Untergrundes geeignet. Es ist allerdings zu beachten, daß bei engen Schnitten, also niedrigen Energieforderungen, die Akzeptanz des Taufilters von der Teilchenenergie der geladenen Zerfallsprodukte abhängig wird. Aus diesem Grunde sind die Schnitte in diesem globalen Taufilter noch relativ lose und erst in den endzustandsspezifischen Analysen werden teilweise engere Schnitte gewählt. Ebenso werden in diesen nach dem Endzustand getrennten Analysen weitere Selektionskriterien angewendet, die die jeweils dominanten Untergründe weiter verkleinern. Die beiden letzten Punkte werden getrennt nach den Endzuständen in späteren Kapiteln behandelt.

Die folgenden Abbildungen 6.4 und 6.6 zeigen die Verteilung der Ereignisvariablen nach der  $\tau^+\tau^-$  Selektion:



**Abbildung 6.4:** Ereignisvariablen des Taufilters nach der  $\tau^+\tau^-$  Selektion: Bild a) zeigt die Verteilung der radialen elektromagnetischen Energie  $E_{\text{radial}}$ ; Bild b) zeigt den radialen Impuls  $P_{\text{radial}}$ . Die Darstellung ist analog Abbildung 6.1.



**Abbildung 6.5:** Ereignisvariablen des Taufilters nach der  $\tau^+\tau^-$  Selektion: Bild a) zeigt die Ereignisakolinearität; Bild b) zeigt die Verteilung des Isolationswinkels der einzelnen Spur. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.1 und zeigt die 1992'er Daten.

Abbildung 6.6 zeigt die Zahl der guten Spuren nach der leptonischen Selektion und nach dem Taufilter.

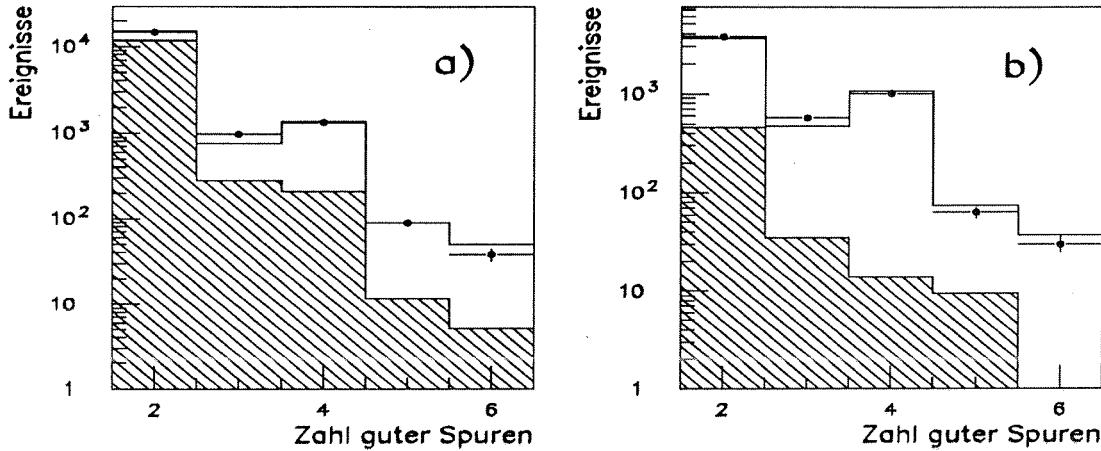


Abbildung 6.6: Anzahl der guten Spuren: a) nach der leptonischen Selektion; b) nach dem Taufilter. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.1.

Das Ergebnis dieser relativ losen  $\tau^+\tau^-$  Ereignisselektion sind 5418 bzw. 17158 Ereignisse der Datennahme 1991 bzw. 1992 (bei einer Auswahl der Runperioden entsprechend der Pionanalyse).

## 6.6 Auswahl von Vergleichsdaten

Die Teilchenidentifikation erfordert detaillierte Kenntnisse des Detektors. Um die Auswahl der Selektionskriterien und Schnitte nicht nur auf die Monte Carlo Simulation zu stützen wurden Vergleichsdaten hinzugezogen. Durch Vergleich der experimentellen und simulierten Datenmengen sollte sichergestellt werden, daß die verwendeten Variablen wohlverstanden sind und die systematischen Fehler klein bleiben. Die im folgenden dargestellten Testdaten ermöglichen auch die direkte Bestimmung der Akzeptanzen verschiedener Auswahlschnitte. Da für die Messung der Polarisation die Impulsabhängigkeit der Akzeptanzen eine große Rolle spielt, müssen die Testdaten möglichst den gesamten Impulsbereich abdecken. Da die Detektorantwort teilweise davon abhängt, ob es sich um ein isoliertes Teilchen handelt oder um einen ganzen Teilchenjet, konnten keine hadronischen  $Z^\circ$  Zerfälle verwendet werden. Die Vergleichsdaten beschränken sich deshalb auf isolierte Spuren aus leptonischen Ereignissen.

### 6.6.1 Auswahl isolierter Müonen

Isolierte Müonen können bei LEP hauptsächlich durch Ereignisse der Form  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  und  $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-, \tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}$  entstehen. Mit Hilfe der  $\mu^+ \mu^-$  Ereignisse kann der Bereich großer Impulse studiert werden. Für den Bereich niedriger Impulse stehen leider nur Tauzerfälle zur Verfügung. Beide müonische Datenmengen wurden dadurch ausgewählt, daß nur die Informationen der Müonkammern zur Teilchenidentifikation verwendet wurden.

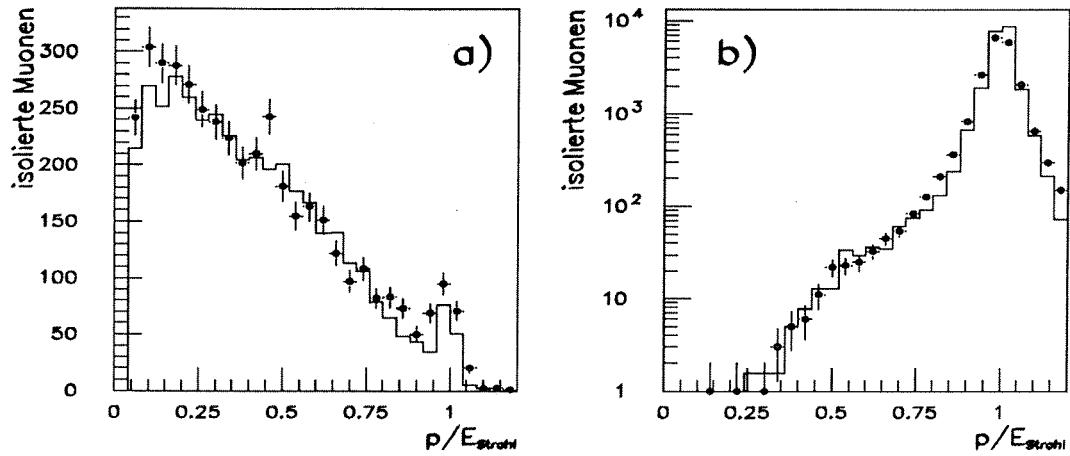
#### Auswahlkriterien der Müonen aus $\mu^+ \mu^-$ Ereignissen

1. gutes leptonisches Ereignis
2.  $P_{radial} > 50 \text{ GeV}$
3. (1-1) Topologie
4. Akolinearität (der beiden Spuren)  $< 1.5^\circ$
5. eine isolierte Spur wurde als Müon identifiziert, wenn
  - Müonkammersignale zur Spur assoziiert sind, wobei mindestens drei Müonkammerlagen aktiv sein sollen.

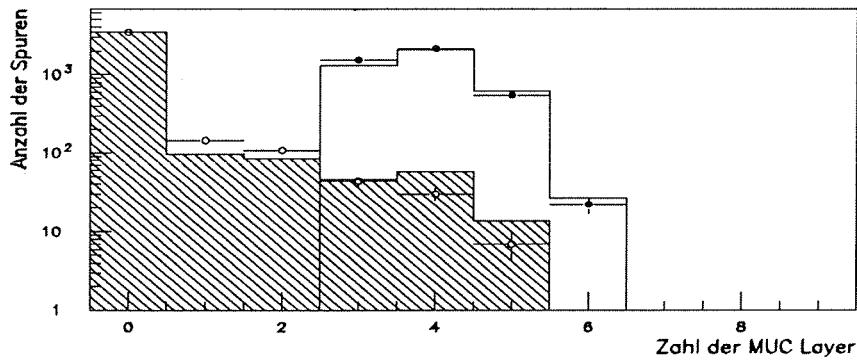
#### Auswahlkriterien der Müonen aus Tauzerfällen

1. gutes leptonisches Ereignis
2.  $E_{radial} < 1.2 \cdot E_{beam}$
3.  $P_{radial} < 1.2 \cdot E_{beam}$
4. Akolinearität (aller guter Spuren)  $> 0.5^\circ$
5. eine isolierte Spur wurde als Müon identifiziert, wenn
  - Müonkammersignale zur Spur assoziiert sind, wobei mindestens drei Müonkammerlagen aktiv sein sollen.

Die Selektion stützt sich nur auf relativ globale Größen der Müonkammern und ist unabhängig von anderen spurspezifischen Detektorinformationen. In Abbildung 6.7 sind die Impulsspektren der ausgewählten Müonen dargestellt. In Abbildung 6.8 ist die Zahl der angesprochenen Müonkammerlagen für Müonen aus dem Tauzerfall und für hochenergetische Hadronen dargestellt.



**Abbildung 6.7:** Vergleichsdaten isolierter Müonen: Bild a) zeigt die ausgewählten Müonen aus Tauzerfällen; Bild b) stellt die Müonen aus  $\mu^+ \mu^-$  Ereignissen dar. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die experimentellen Daten 1992 dar. Das Histogramm ergibt sich aus der Summe von  $\tau^+ \tau^-$ ,  $e^+ e^-$  und  $\mu^+ \mu^-$  Monte Carlo. Die Normierung der Monte Carlo Histogramme erfolgte mit der gemessenen Luminosität pro LEP Energiepunkt und den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Prozesse.



**Abbildung 6.8:** Zahl der angesprochenen Muonkammerlagen für Muonen und hochenergetische Hadronen aus dem Tauzerfall. Das schraffierte Histogramm und die hellen Punkte resultieren aus den im nächsten Abschnitt dargestellten hochenergetischen hadronischen Testdaten. Das helle Histogramm und die schwarzen Punkte resultieren aus der Selektion der  $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$  Testdaten. Die Monte Carlo Histogramme ergeben sich analog Abbildung 6.7.

### 6.6.2 Auswahl isolierter Hadronen

Isolierte Hadronen entstehen bei LEP in nennenswerter Zahl nur bei  $\tau^+\tau^-$  Ereignissen. Es wurden zwei verschiedene Vergleichsdatenmengen ausgewählt, die sowohl unterschiedliche Impulsbereiche abdecken als auch zum Test unterschiedlicher Detektorkomponenten geeignet sind.

#### Auswahlkriterien hochenergetischer Hadronen

1. gutes leptonisches Ereignis
2.  $P_{radial} < 1.3 \cdot E_{beam}$
3.  $E_{radial} < 0.8 \cdot E_{beam}$
4. Akolinearität(aller guter Spuren) $> 0.5^\circ$
5. eine isolierte Spur wurde als Hadron identifiziert, wenn
  - mehr als 15 GeV Energie im Hadronkalorimeter zur Spur assoziiert waren.

Die Auswahl der hochenergetischen isolierten Hadronen stützt sich nur auf die totale hadronische Energie. Mit diesen Testdaten können also Vergleiche in Bezug auf das elektromagnetische Kalorimeter und die Muonkammern durchgeführt werden. Die hohe Forderung nach 15Gev hadronischer Energie begründet sich darin, daß das Hadronkalorimeter auch auf minimalionisierende Teilchen sensitiv ist, insbesondere auf Muonen aus dem Tauzerfall. Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung der assoziierten hadronischen Energie für Muonen und die ausgewählten hadronischen Vergleichsdaten.

#### Auswahlkriterien niederenergetischer Hadronen

1. gutes leptonisches Ereignis
2.  $P_{radial} < 1.1 \cdot E_{beam}$
3.  $E_{radial} < 0.8 \cdot E_{beam}$
4. Akolinearität(aller guter Spuren) $> 0.5^\circ$
5. eine Spur wurde als Hadron identifiziert, wenn
  - innerhalb eines Winkelbereichs von  $30^\circ$  um die Spur mindestens 5 GeV nichtassoziierte, also neutrale elektromagnetische Energie registriert wurde.

Rund 37% der  $\tau$ -Zerfälle sind vom Typ  $\tau^\pm \rightarrow h^\pm + n\pi^0\nu$ . Diese niederenergetischen Hadronen werden durch das einfache Kriterium der neutralen elektromagnetischen Energie um die Spur herum ausgewählt. Abbildung 6.10 zeigt die Verteilung dieser neutralen Energie für die ausgewählten Spuren.

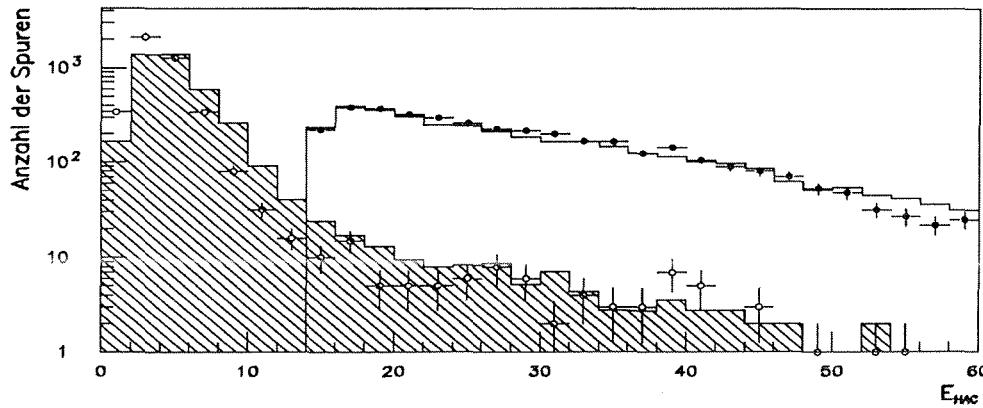


Abbildung 6.9: Verteilung der assoziierten hadronischen Energie für isolierte Muonen und Hadronen (in GeV). Das schraffierte Histogramm und die hellen Punkte resultieren aus den Testdaten  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ . Das helle Histogramm und die schwarzen Punkte resultieren aus der Selektion der hochenergetischen Hadronen. Die Monte Carlo Histogramme ergeben sich analog Abbildung 6.7.

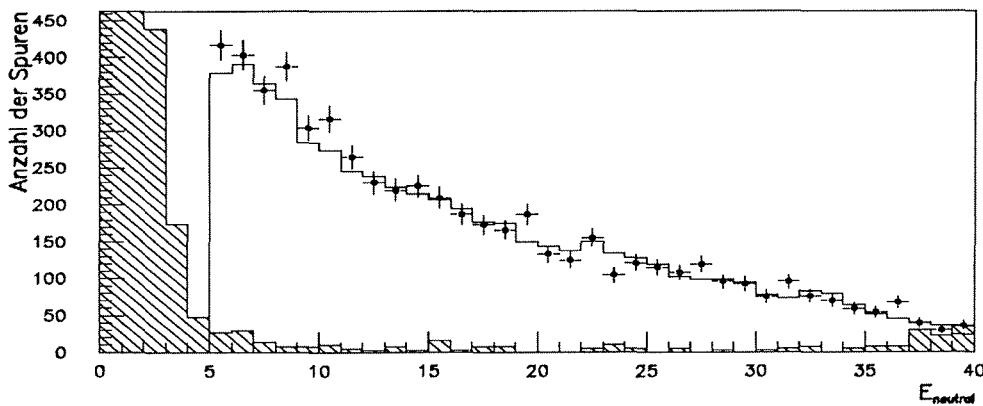


Abbildung 6.10: Verteilung der neutralen elektromagnetischen Energie der niederenergetischen Testhadronen (in GeV). Das helle Histogramm und die schwarzen Punkt stellen die ausgewählten Testdaten analog Abbildung 6.7 dar. Das schraffierte Histogramm zeigt zum Vergleich die Verteilung für simulierte Bhabhas.

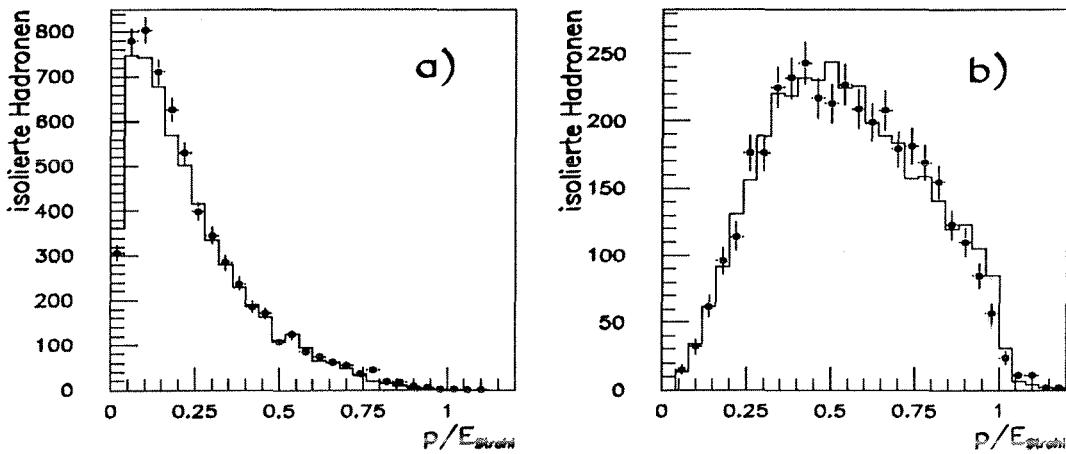


Abbildung 6.11: Vergleichsdaten isolierter Hadronen: Bild a) zeigt die ausgewählten  $\tau \rightarrow 1\text{prong} + n\pi^0\nu$  Ereignisse; Bild b) stellt die hochenergetischen Hadronen mit mehr als  $15\text{GeV}$  assoziierter hadronischer Energie dar. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

### 6.6.3 Auswahl isolierter Elektronen

Isolierte Elektronen entstehen bei LEP hauptsächlich durch Bhabha Ereignisse und Tauzerfälle. Daneben gibt es in kleinerer Zahl sehr niederenergetische Elektronen durch Photonkonversion (Paarbildung) im Detektor und durch sogenannte Comptonereignisse. Die Elektronen aus Bhabha Ereignissen und Compton Ereignissen wurden mit Hilfe der assoziierten totalen elektromagnetischen Energie ausgewählt. Sie überdecken zusammen mit den Konversionselektronen den gesamten Impulsbereich. Eine weitere Datenvergleichsmenge wurde mit Hilfe des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  in der TPC ausgewählt. Sie überdeckt ebenfalls den gesamten Impulsbereich und dient zur Überprüfung des elektromagnetischen Kalorimeters.

#### Auswahlkriterien für Elektronen unabhängig vom elektromagnetischen Kalorimeter

1. gutes leptonisches Ereignis
2.  $P_{\text{radial}} < 1.3 \cdot E_{\text{beam}}$
3. Akolinearität(aller guter Spuren) $> 0.5^\circ$
4. Isolationswinkel  $\Theta_{\text{iso}} > 160^\circ$

5. eine Spur wurde als Elektron identifiziert, wenn

- $P > 2 \text{ GeV}$  und
- $\frac{dE}{dx} > 1.5$  und
- keine hadronische Energie und keine Münokammerhits assoziiert waren.

Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung des spezifischen Energieverlustes und das Impulsspektrum dieser Testdaten.

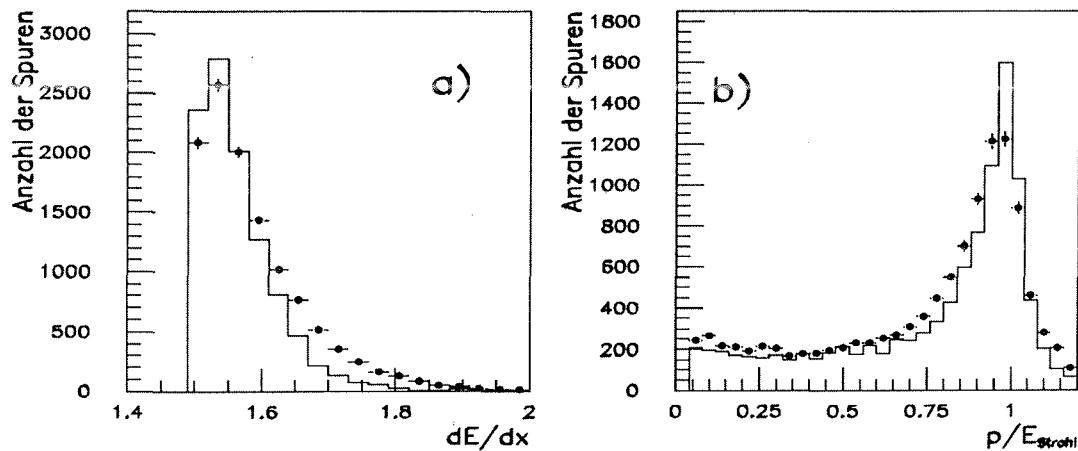
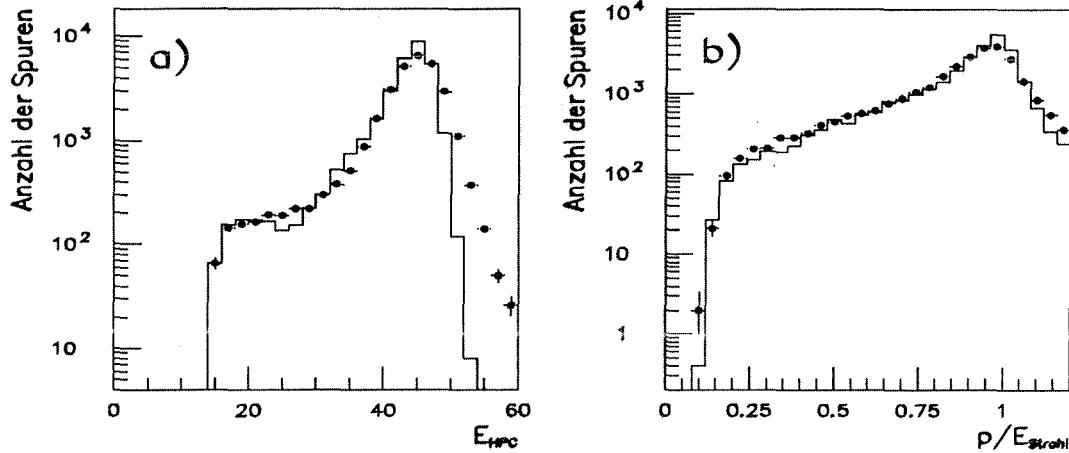


Abbildung 6.12: Vergleichsdaten isolierter Elektronen mit  $dE/dx$  ausgewählt: Bild a) zeigt die Verteilung des spezifischen Energieverlustes für die selektierten Elektronen; Bild b) stellt die Impulsverteilung dar. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

### Auswahlkriterien für Bhabha-Elektronen

1. gutes leptonisches Ereignis
2. (1-1) Topologie
3.  $E_{\text{radial}} > 40 \text{ GeV}$ , wobei nur die assoziierte Energie gezählt wird
4. Akolinearität(aller guter Spuren)  $< 2.5^\circ$
5. für beide Spuren muß
  - mehr als 15 GeV elektromagnetische Energie assoziiert sein.

Abbildung 6.13 zeigt die assoziierte elektromagnetische Energie und das Impulsspektrum der ausgewählten Bhabhas.



**Abbildung 6.13:** Vergleichsdaten isolierter Bhabha-Elektronen : Bild a) zeigt die Verteilung der assoziierten elektromagnetischen Energie (in GeV); Bild b) stellt die Impulsverteilung dar. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

### Auswahlkriterien für Comptonereignisse

Diese Ereignisse entstehen dadurch, daß ein „initial state“ Bremsstrahlungsphoton am entgegenkommenden Strahl elastisch gestreut wird. Da die Abstrahlung vorwiegend kolinear erfolgt, bleibt das Abstrahlungselektron in der Strahlröhre. Das gestreute Photon befindet sich vorwiegend im Vorwärtsbereich während das entgegenkommende Positron abgelenkt wird und zu einer einzelnen, isolierten Spur im Detektor führt. Aus dieser Ereignistopologie folgen die Auswahlkriterien:

1. Genau eine Spur mit  $|\Delta z| < 10$  cm,  $|\Delta r\phi| < 5$  cm und  $tracklength > 30$  cm
2. diese Spur soll im „barrel“ liegen  $|\cos \Theta| < 0.7$
3. ein neutraler elektromagnetischer Schauer im Endkappenbereich des Detektors mit mehr als 10 GeV Energie
4. Aplanarität(Spur-Schauer-Strahlachse)  $< 10^\circ$
5. mindestens 50 cm Spurlänge

### 6. mindesten 1 GeV zur Spur assoziierte elektromagnetische Energie

Das Impulsspektrum der ausgewählten Comptonelektronen ist in Abbildung 6.14 dargestellt.

#### Auswahlkriterien für Elektronen aus Paarbildung

Diese Datentestmenge besteht aus Konversionspaaren die vor oder im vorderen Teil der TPC entstanden sind. Für die Auswahl der Elektronen aus der Konversion von Photonen wurde auf eine Selektionsroutine der DELPHI Taugruppe am CERN zurückgegriffen. Dieses Auswahlprogramm PRFIND sucht jeweils Spuren entgegengesetzter Ladung mit mindestens 100 MeV Impuls. Beide Spuren sollten im „barrel“ Bereich ( $|\cos \Theta| < 0.7$ ) sein. Die weitere Selektion stützt sich auf den Öffnungswinkel, den gemeinsamen Ursprung und die invariante Masse der beiden Spuren. Weiterhin wird der Radius des ersten gemessenen Punktes der Spur abgefragt. In Abbildung 6.14 ist das Impulsspektrum der ausgewählten Konversionselektronen dargestellt.

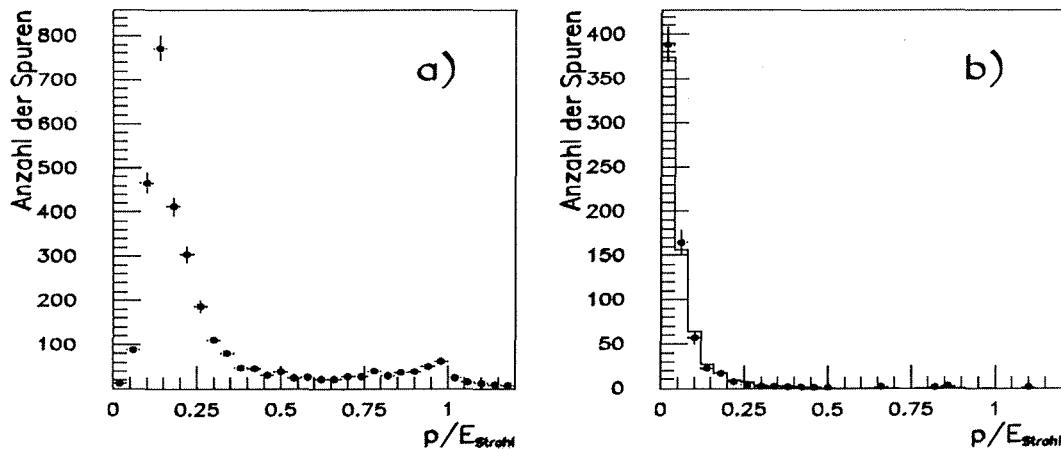


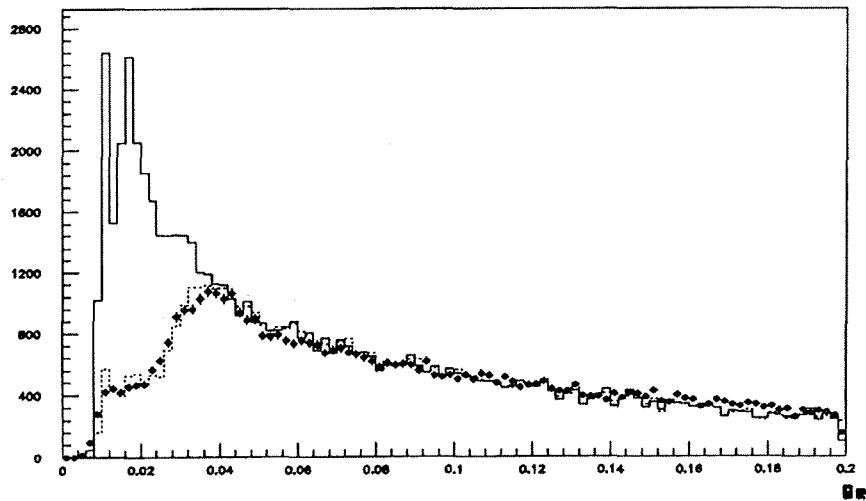
Abbildung 6.14: Vergleichsdaten isolierter Elektronen aus Comptonereignissen und Paarbildung: Bild a) zeigt die Impulsverteilung der ausgewählten Comptonelektronen; Bild b) stellt die Konversionselektronen des Jahres 1991 dar. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

## 6.7 Korrektur der Simulation

Mit Hilfe der selektierten Datenmengen wurden die experimentellen und simulierten Daten verglichen. Hierzu wurden alle Variablen herangezogen, die eventuell zur Teilchenidentifikation geeignet sind.

Im spezifischen Energieverlust pro Weglänge  $\frac{dE}{dx}$  wurden starke Diskrepanzen zwischen Simulation und experimentellen Daten festgestellt. An die Verteilung der  $\frac{dE}{dx}$  Variablen der einzelnen Datentestmengen wurden Gaußfunktionen angepaßt. Durch Vergleich der Mittelwerte und Breiten wurde getrennt für die beiden Jahre der Datennahme eine globale Reskalierung der  $\frac{dE}{dx}$  Variablen der Simulation durchgeführt. Die Reskalierung wurde so gewählt, daß für alle Testdaten gleichzeitig eine möglichst gute Übereinstimmung erzielt wurde. Für die Analyse der Daten 1991 wurde die Variable  $\frac{dE}{dx}$  der Simulation um 0.2 verkleinert, für die Analyse der Daten 1992 wurde sie mit einem Faktor 0.84 multipliziert.

Eine weitere Diskrepanz wurde im Schwellenverhalten der HPC beobachtet. Hierzu wurde nach der  $\tau$  Selektion jedes Signal in der HPC herangezogen und die Energie pro Lage untersucht. Im Vergleich der Simulation mit den experimentellen Daten 1991 ergab sich hierin eine signifikante Diskrepanz. Für die Analyse dieser Daten wurde das Schwellenverhalten der Simulation modifiziert. Hierzu wurde ein kleines Monte Carlo Programm verwendet, welches von P. Privitera entwickelt wurde und in [31] ausführlich beschrieben ist.



**Abbildung 6.15:** Verteilung der Energie pro Lage in der HPC. Das durchgezogene Histogramm stammt aus der nominellen Simulation, welche für die Analyse der Daten 1992 verwendet wurde. Das gestrichelte Histogramm stellt die korrigierte Simulation dar. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die experimentellen Daten 1991 dar.

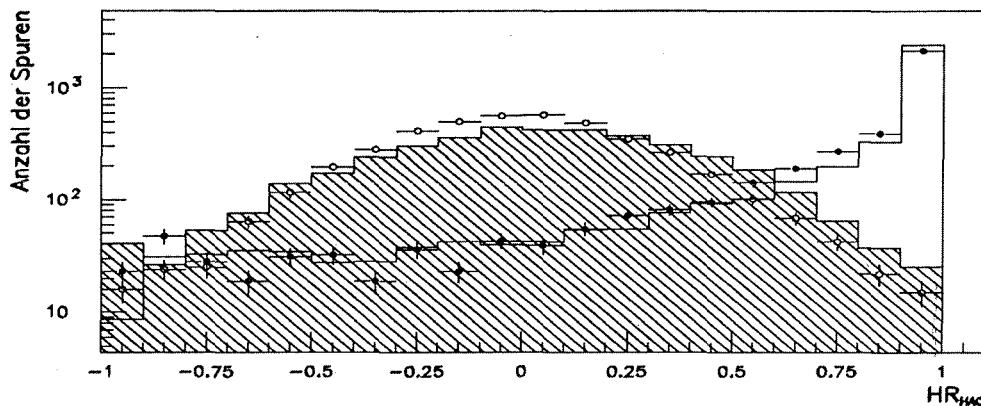
## 6.8 Der Kanal $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$

Der Kanal  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$  ist gemäß Tabelle 4.1 nach dem  $\rho$  Kanal der wichtigste exklusive Zerfall zur Messung der  $\tau$ -Polarisation. Die Identifikation dieses Endzustandes ist jedoch auch eine der anspruchsvollsten Aufgaben. Elektronen und Münonen aus anderen  $\tau$  Zerfällen und Bhabha bzw.  $\mu^+\mu^-$  Ereignissen sind als Untergrund möglich. Weiterhin muß eine Trennung gegen einzelne geladene Pionen aus  $\tau$  Zerfällen in  $a_1$ ,  $\rho$  oder nicht resonante Multi-Pion-Endzustände erfolgen. Die Endzustände  $n\pi^0h^-\nu$  sind nach Tabelle 3.2 mehr als dreimal so häufig wie die gesuchten Endzustände, sodaß der Messung neutraler elektromagnetischer Energie um die geladene Spur herum eine wichtige Bedeutung zukommt.

### 6.8.1 Identifikation geladener Hadronen

Ein isoliertes geladenes Hadron wird durch einen zur isolierten Spur assoziierten hadronischen Schauer identifiziert. Mit Hilfe der longitudinalen Energieverteilung des hadronischen Schauers und den Münonkammern wird ein Veto gegen Münonen gebildet, die als minimalionisierende Teilchen eine gleichverteilte geringe Energiedeposition im Hadronkalorimeter hinterlassen und bis zu den Münonkammern vordringen. Elektronen werden mit Hilfe der assoziierten elektromagnetischen Energie und dem Energieverlust pro Weglänge  $dE/dx$  in der TPC unterdrückt. Die Identifikationskriterien isolierter geladener Hadronen aus dem  $\tau$ -Zerfall waren :

1.  $\tau^+\tau^-$  Ereignis gemäß Abschnitt 6.5
2. isolierte geladene Spur mit  $u = \frac{p}{E_{\text{Strahl}}} > 0.05$
3. assoziierte Energie  $E_{HAC} \geq 1.5$  GeV
4. für Spuren mit  $E_{HAC} < 10$  GeV darf die Verteilung der hadronischen Energie nicht kompatibel mit einem Münonsignal sein :
  - $HR = \frac{E_{1+2}-E_{3+4}}{E_{1+2+3+4}} \geq 0.7$
5. keine assoziierte Signale in den zentralen Münonkammern MUB
6. Wenn die Spur im Grenzbereich zwischen „barrel“ und Endkappen ist,  $\Theta < 55^\circ$  oder  $\Theta > 125^\circ$ , dann wird die Spur verworfen, wenn
  - $E_{HAC} < 11$  GeV oder
  - Münonkammersignale im Vorwärtsbereich MUF assoziiert sind.



**Abbildung 6.16:** Verteilung der  $HR$  Variable für Muonen und Hadronen. Die schwarzen Punkte und das helle Histogramm ergeben sich aus den Testdaten hochenergetischer hadronischer Tauzerfälle. Die hellen Punkte und das schraffierte Histogramm stellen die Testdaten muonischer Tauzerfälle dar. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

7.  $E_{HPC} < 4 \text{ GeV}$
8.  $E_{HPC}^{1+2+3} < 0.5 \text{ GeV}$
9.  $\frac{dE}{dx} < 1.55$
10.  $|\cos \Theta| > 0.026$ , d.h. außerhalb  $90^\circ \pm 1.5^\circ$

Das Kriterium 2 stellt sicher, daß das Teilchen genügend Energie hat, um seiner Eigenart entsprechend genügend große Energie in den Kalorimetern zu hinterlassen. Sehr niederenergetische Muonen werden eventuell schon vor den Muonkammern absorbiert. Außerdem leidet in diesen niederen Impulsbereichen die Messung des Impulses unter der mit kleiner werdender Teilchenenergie zunehmenden Vielfachstreuung des Teilchens im Detektor. Aus den oben genannten Gründen beschränkt sich diese Arbeit auf eine Teilchenidentifikation für Teilchen mit Impuls  $> 5\%$  der Strahlenergie.

Die Forderung nach mindestens 1.5 GeV hadronischer Energie liefert eine positive Identifikation eines Hadrons und unterdrückt gleichzeitig hochenergetische Elektronen, deren elektromagnetischer Schauer in Ausnahmefällen bis in die ersten Lagen des Hadronkalimeters reichen kann.

Die durch minimalionisierende Muonen deponierte hadronische Energie ist wie aus Abbildung 6.9 ersichtlich fast immer kleiner als 10 GeV. Durch das in Schnitt 4 abgefragte longitudinale Schauerprofil wird unterschieden zwischen Muonen, die

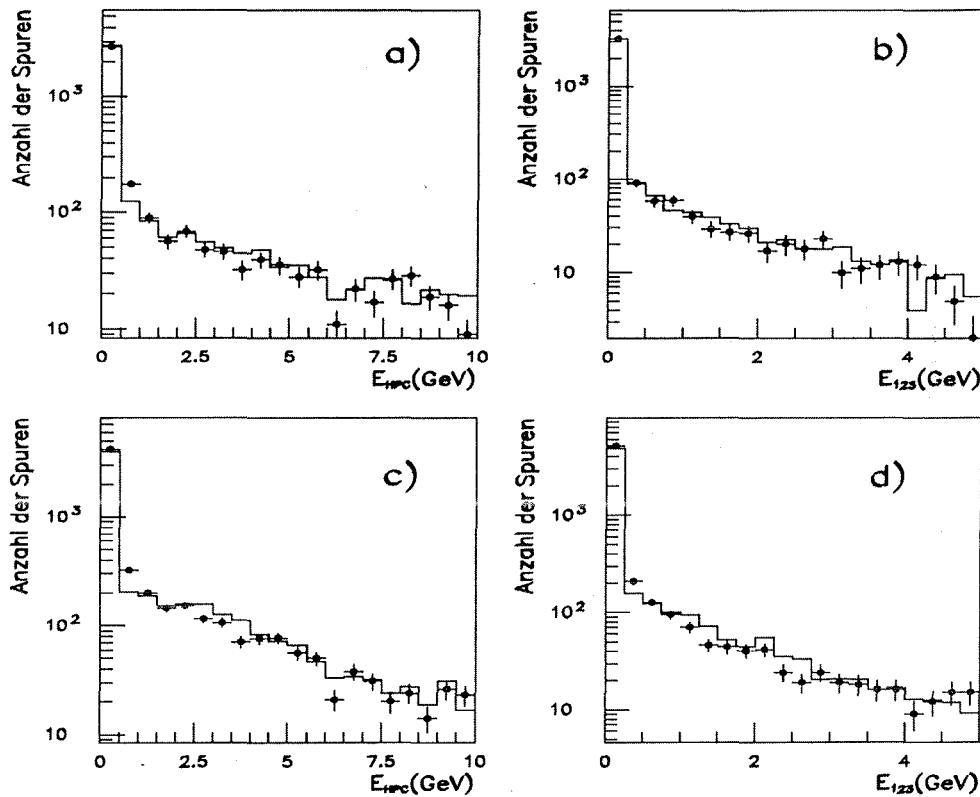


Abbildung 6.17: *HPC Signal isolierter geladener Hadronen.* Bild a) und b) zeigt die totale assoziierte elektromagnetische Energie und die Energiedeposition in den ersten drei Lagen für die hochenergetischen hadronischen Vergleichsdaten. Bild c) und d) ergeben sich aus den  $h^\pm + n\pi^\circ$  Testdaten. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

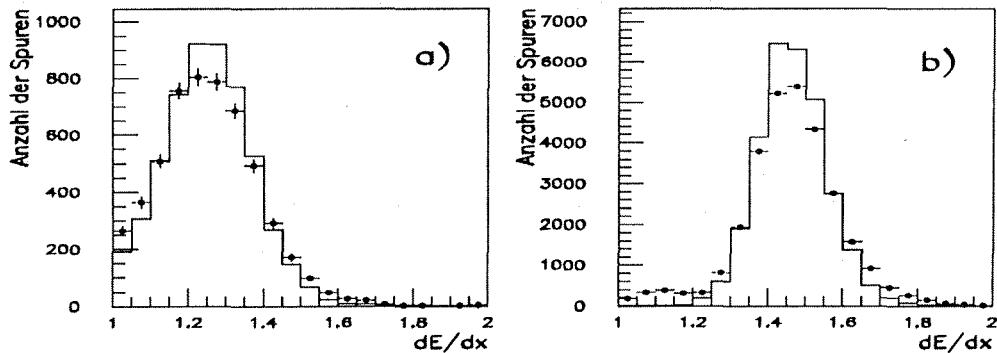
minimalionisierend in jeder Lage des Kalorimeters ungefähr gleichviel Energie depo-nieren, und Hadronen, die in den ersten beiden Sammellagen ( $\approx 3$  nukleare Strahlungslängen) einen Schauer ausbilden. Abbildung 6.16 zeigt die Verteilung des Energieverhältnisses HR für die Testdaten müonischer Tauzerfälle und hochenergetischer hadronischer Tauzerfälle.

Die Schnitte 5 und 6 sind Vetroschnitte mit Hilfe der Muonkammern. Zusätzlich wird in der Winkelregion, in der in DELPHI Löcher in der Bestückung mit Müonkammern vorliegen, eine Deposition hadronischer Energie gefordert, die über dem typischen Signal eines Müons liegt.

Schnitt 7 verlangt nur geringe Wechselwirkung im zentralen elektromagnetischen Kalorimeter. Durch Schnitt 8 wird insbesondere die Energiedepositon in den ersten 3 Lagen der HPC ( $\approx 6X_0$ ) klein gehalten. Hadronen, die in der HPC wechsel-

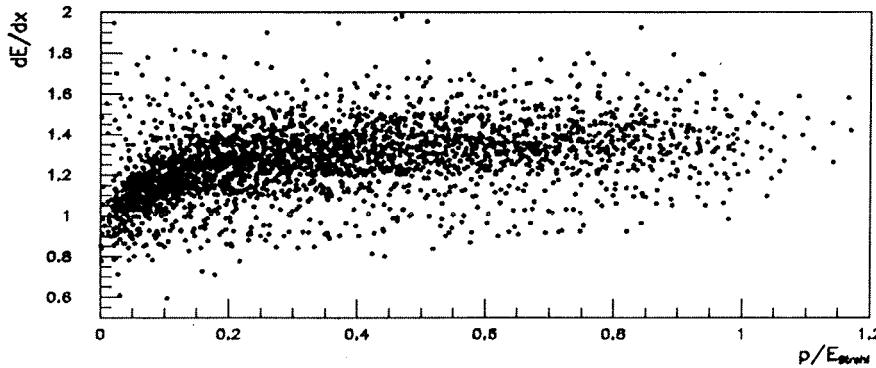
wirken, beginnen in den letzten Lagen des Kalorimeters mit der Ausbildung eines hadronischen Schauers. Hadronen in Begleitung von Photonen aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  zeigen dagegen teilweise schon in den ersten Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters eine Energiedeposition. Dies röhrt von fälschlich zur Spur assoziierten Energie-clustern her.

Der Schnitt auf den Energieverlust pro Weglänge in der TPC unterdrückt verbleibende Elektronen, die aufgrund der modularen Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters in inaktive Bereiche, Lücken oder Randbereiche eingedrungen sind und keine große Schauer ausgebildet haben. Der Energieverlust der Hadronen folgt der Bethe-Bloch Formel [41] und ist somit für den hier betrachteten hochrelativistischen Impulsbereich nur schwach logarithmisch zunehmend mit der kinetischen Energie. Der Energieverlust der Elektronen folgt nicht der Bethe-Bloch Formel, die nur für Teilchen mit  $M \gg m_{\text{elektron}}$  gültig ist. Der Energieverlust der Elektronen ist in dem betrachteten Impulsbereich konstant. Abbildung 6.18 zeigt die Verteilung des spezifischen Energieverlustes für die Elektron Testdaten aus Bhabha Ereignissen und den niederenergetischen Hadronen. Abbildung 6.19 zeigt die Impulsabhängigkeit für die hadronischen Testdaten.



**Abbildung 6.18:** Spezifischer Energieverlust  $dE/dx$  in der TPC. Bild a) zeigt die Verteilung für die Testdaten  $h^\pm + n\pi^0$ ; Bild b) ergibt sich aus den Elektronen aus Bhabha Ereignissen. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

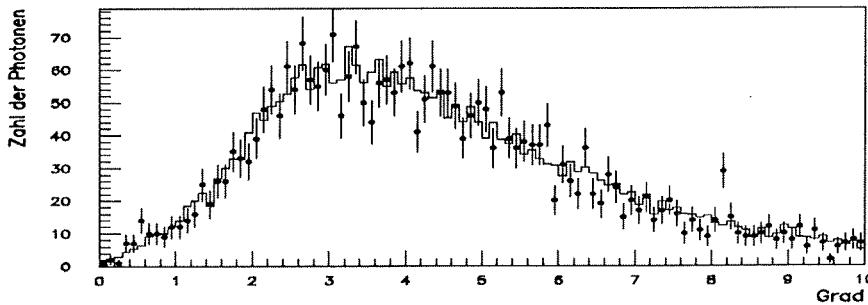
Schnitt 10 verwirft alle Spuren, die durch das sogenannte  $90^\circ$  Loch gehen. Für  $\Theta \approx 90^\circ$  gibt es bedingt durch das Design des DELPHI Detektors Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion geladener Spuren und elektromagnetischer Schauer.



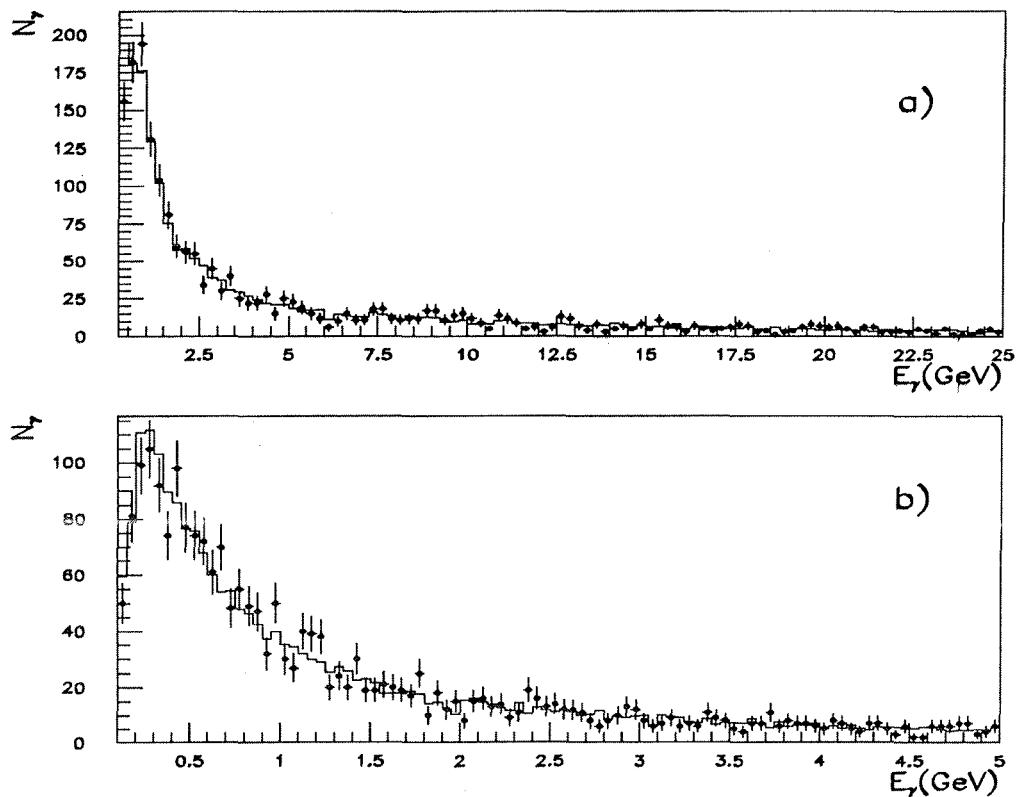
**Abbildung 6.19:** Spezifischer Energieverlust  $dE/dx$  geladener Hadronen in Abhängigkeit vom Impuls. Dargestellt sind die experimentellen Daten der niedrig und hochenergetischen hadronischen Vergleichsdaten. Der Energieverlust ist auf das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens normiert.

### 6.8.2 Unterdrückung der $h^\pm + n\pi^0 + \nu$ Endzustände

Da die Zerfälle  $\tau^\pm \rightarrow h^\pm + n\pi^0\nu$  ungefähr dreimal so häufig sind wie das Signal  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm(K^\pm)\nu$ , kommt der Erkennung begleitender Photonen aus  $\pi^0$  Zerfällen eine zentrale Bedeutung zu. Zur Studie der Photonrekonstruktion in DELPHI wurden die bisher aufgeführten Auswahlkriterien für isolierte geladene Hadronen aus  $\tau$  Zerfällen angewandt und alle elektromagnetische Schauer betrachtet, die nicht zur Spur assoziiert waren und innerhalb eines Winkels von  $15^\circ$  um die Spur herum lagen. Abbildung 6.20 stellt die Verteilung des Winkels zwischen dem Schauer und der hadronischen Spur dar.



**Abbildung 6.20:** Winkel zwischen isolierten geladenen Hadronen aus dem  $\tau$ -Zerfall und umgebenden elektromagnetische Schauer. Die Daten 1992 sind durch die Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Das helle Histogramm resultiert aus der Monte Carlo Simulation.



**Abbildung 6.21:** Energieverteilung der Photonen innerhalb 15 Grad zur isolierten hadronischen Spur. Bild a) zeigt die Daten 1991; Bild b) zeigt die Daten 1992. Das helle Histogramm stellt jeweils die Erwartung aus der Simulation dar.

Abbildung 6.21 zeigt die Energieverteilung der begleitenden Photonen. Um die dargestellte Übereinstimmung von Simulation und experimentellen Daten zu erhalten, mußte die Monte-Carlo-Aussage im niederenergetischen Bereich modifiziert werden. Für die Analyse der 1991 Daten wurden die Photonen wie folgt definiert:

- nichtassozierter elektromagnetischer Schauer in  $15^\circ$  zur Spur
- $E_{Schauer} \geq 250$  MeV
- in der Simulation mußten Schauer mit  $E_{Schauer} < 750$  MeV mindestens in drei Lagen hintereinander Energie deponiert haben.

Für die Analyse der 1992 Daten wurden die Photonen wie folgt definiert:

- nichtassozierter elektromagnetischer Schauer in  $15^\circ$  zur Spur
- $E_{Schauer} \geq 100$  MeV

- in der Simulation mußten Schauer mit  $E_{Schauer} < 200$  MeV in den ersten drei Lagen Energie deponiert haben.

Durch diese Definition der Photonen wird die oben dargestellte gute Übereinstimmung von Simulation und experimentellen Daten erhalten. Die unterschiedliche Behandlung der simulierten und experimentellen Daten wird in der späteren Fehlerbetrachtung durch einen eigenen systematischen Fehler berücksichtigt.

Die gesuchten Endzustände  $\pi(K)\nu$  wurden durch ein Veto auf die oben definierten Photonen ausgewählt.

### 6.8.3 Akzeptanzen und Untergrund

Abbildung 6.22 stellt die Akzeptanz der  $\tau$ -Ereignisselektion in Abhängigkeit des Pion bzw. Kaon Impulses dar. Sie ist annähernd konstant im dargestellten Impulsbereich.

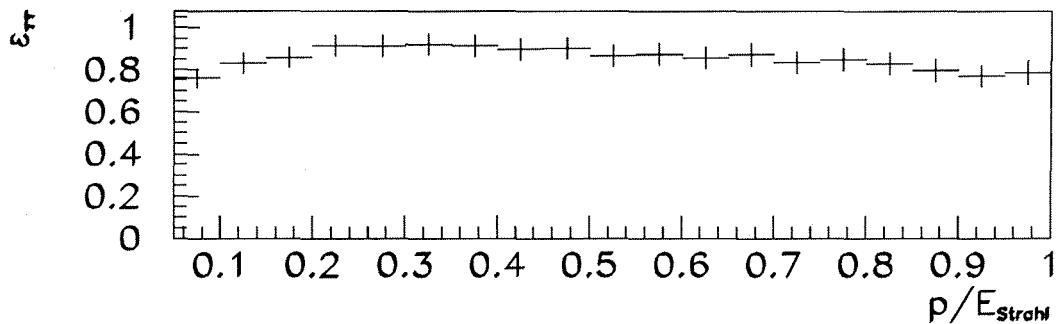


Abbildung 6.22: Akzeptanz der Pion(Kaon) Ereignisselektion (Vorselektion +  $\tau$ -Filter) für die Analyse der 1992 Daten im ausgewählten Winkelbereich  $|\cos \Theta| < 0.7$ .

Abbildung 6.23 zeigt die impulsabhängige Akzeptanz der Pion bzw. Kaon Identifikation. Das Schwellenverhalten im Bereich niedriger Impulse röhrt von der Forderung nach mindestens 1.5 GeV hadronischer Energie her. Es wird bei der Behandlung der systematischen Fehler näher untersucht.

Tabelle 6.2 listet die Akzeptanzen und Untergründe für die Analysen der Daten 1991 und 1992 auf. Es handelt sich hierbei mit Ausnahme des Bhabha Untergrundes um reine Monte Carlo Vorhersagen. Die verwendeten Simulationsergebnisse wurden mit Hilfe der gemessenen Luminositäten auf die experimentellen Daten normiert. Die Normierung des Bhabha Untergrundes wurde durch eine Anpassungsrechnung der

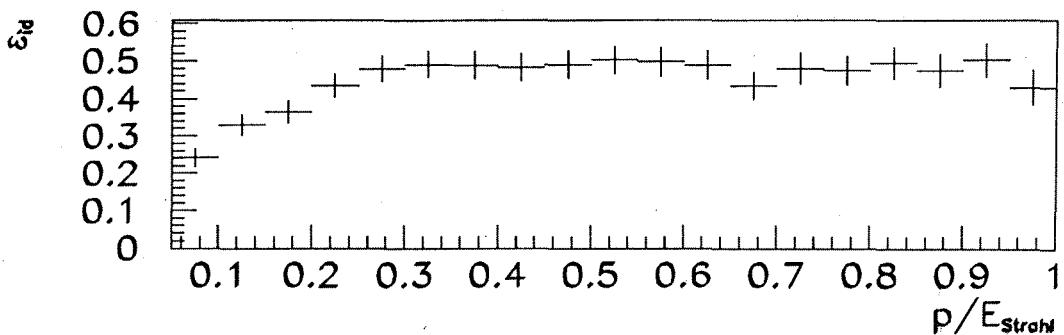


Abbildung 6.23: Akzeptanz der Pion(Kaon) Identifikation. Dargestellt ist die Vorhersage der Simulation für die Analyse der Daten 1992.

simulierten Verteilung der Variablen  $E_{\text{radial}}$  an die experimentellen Daten ermittelt. Der Grund hierfür lag in der ungenügenden Übereinstimmung der  $E_{\text{radial}}$  Verteilung der experimentellen und simulierten Daten. In den experimentellen Daten war nach der  $\tau$  Ereignisselektion ein deutlicher Überschuß im hochenergetischen  $E_{\text{radial}}$  Bereich (siehe Abbildung 6.4a). Die Normierung der  $\tau$  Simulation wurde mit Hilfe der Luminosität berechnet und festgehalten, während die Normierung der Bhabha Simulation als freier Parameter der Anpassungsrechnung gewählt wurde.

	Analyse 1991	Analyse 1992
Totale Akzeptanz in $4\pi$	$21.4 \pm 0.4\%$	$21.7 \pm 0.4\%$
Totale Akzeptanz in $ \cos \Theta  < 0.7$	$34.8 \pm 0.6\%$	$35.3 \pm 0.6\%$
$\epsilon_{\tau\tau}$ in $ \cos \Theta  < 0.7$	$82.0 \pm 1.1\%$	$84.4 \pm 1.1\%$
$\epsilon_{id}$ für $p > 2 \text{ GeV}$	$44.3 \pm 0.8\%$	$43.5 \pm 0.8\%$
Akzeptierter Impulsbereich	$0.05 < u \leq 1.0$	$0.05 < u \leq 0.95$
$\epsilon_{id+momentumcut}$	$42.5 \pm 0.8\%$	$41.8 \pm 0.8\%$
interner Untergrund	$11.5 \pm 0.5\%$	$9.6 \pm 0.5\%$
$e^+e^-$ Untergrund	$2.3 \pm 1.0\%$	$1.0 \pm 0.5\%$
$\mu^+\mu^-$ Untergrund	$0.3 \pm 0.2\%$	$0.1 \pm 0.1\%$
Zwei-Photon-Ereignisse	$0.06 \pm 0.04\%$	$0.1 \pm 0.1\%$
$q\bar{q}$ Untergrund	$0.26 \pm 0.26\%$	$0.30 \pm 0.15\%$

Tabelle 6.2: Akzeptanzen und Untergrund des Pion bzw. Kaon Kanals

### 6.8.4 Meßergebnisse aus den Anpassungsrechnungen

Aus den Daten der Jahre 1991 und 1992 wurden 569 bzw. 1747 Kandidaten im akzeptierten Impulsbereich ausgewählt. Der akzeptierte Impulsbereich wurde zur Verminderung des Bhabha Untergrundes auf  $p < 1.0 \cdot E_{\text{Strahl}}$  bzw.  $p < 0.95 \cdot E_{\text{Strahl}}$  eingeschränkt. Abbildung 6.24 zeigt die gemessenen Spektren. Die Spektren wurden gemäß der in Abschnitt 6.2 dargestellten Prozedur korrigiert. Die korrigierten Spektren und die aus der Anpassung resultierenden integrierten CALASY Funktionen sind in Abbildung 6.25 dargestellt.

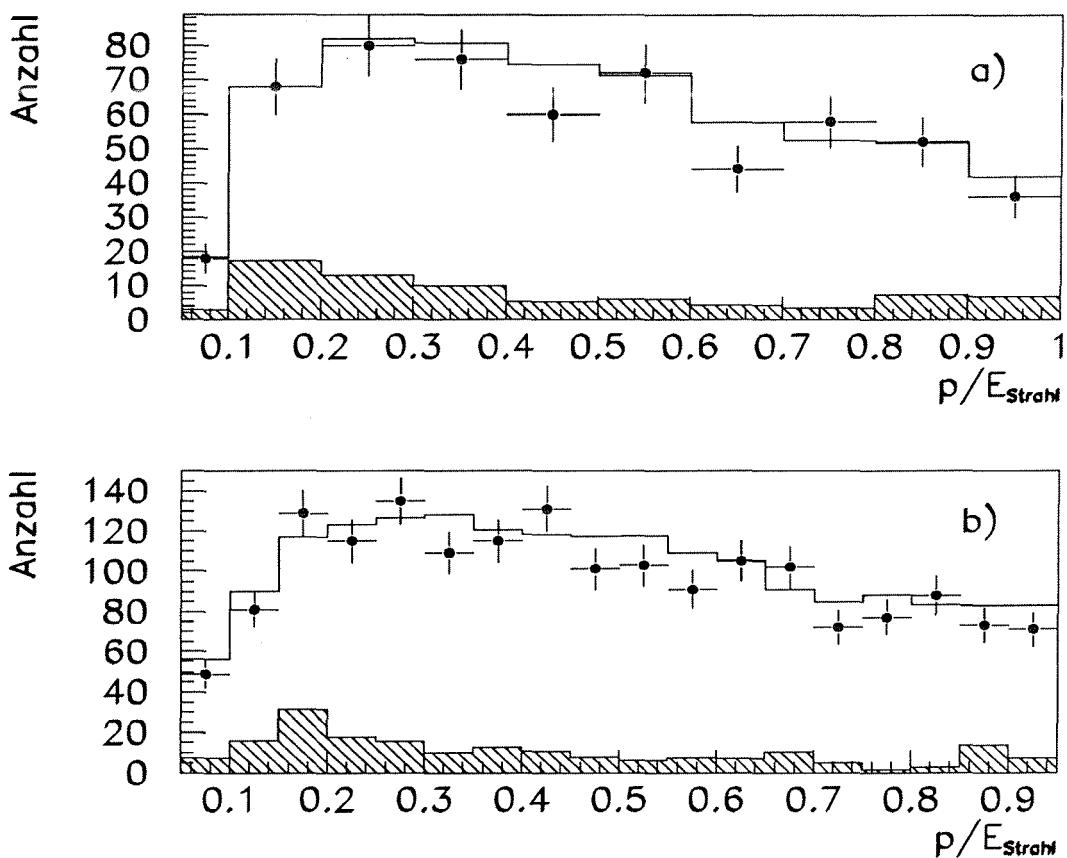


Abbildung 6.24: Pion(Kaon) Spektren der Jahre a) 1991 und b) 1992. Die Punkte stellen die experimentellen Daten dar. Das helle Histogramm ergibt sich aus der Summe der  $\tau^+\tau^-$ ,  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  und der Zwei-Photonen Simulationen. Das schraffierte Histogramm stellt den erwarteten Untergrund dar. Die verschiedenen Monte Carlos wurden ihrem Wirkungsquerschnitt und der aufgesammelten Luminosität nach normiert.

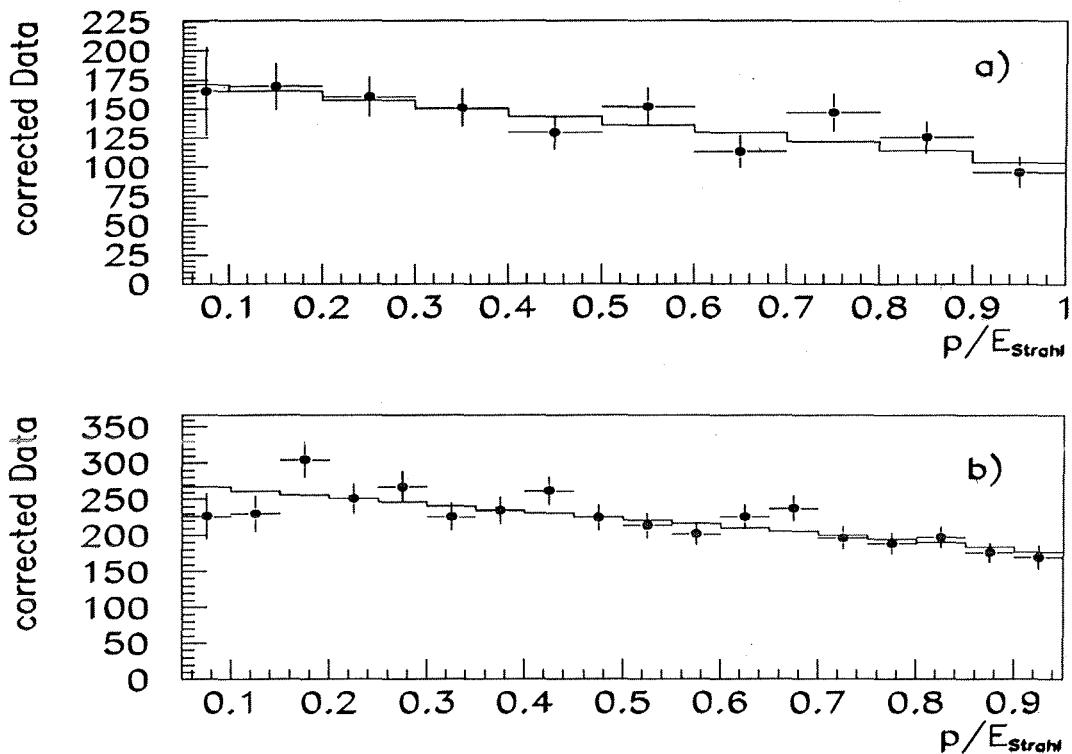


Abbildung 6.25: Korrigierte Pion(Kaon) Spektren der Jahre a) 1991 und b) 1992. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die korrigierten experimentellen Daten dar. Die Fehlerbalken entsprechen der Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Das helle Histogramm ergibt sich aus der Anpassungsrechnung und ist die über die Breite des Histogrammkanals integrierte CALASY Funktion. Der Eintrag des ersten Kanals 1991 ist mit einem Faktor 2 multipliziert, ebenso der Fehler.

Wie in Abschnitt 6.2 Gleichung 6.2 dargestellt, wurden gleichzeitig zwei freie Parameter angepaßt. Das Ergebnis der MINUIT Anpassung ist in Tabelle 6.3 aufgelistet.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$P_\tau$	$-22.0 \pm 7.7\%$	$-19.7 \pm 4.8\%$
$R$	$1392. \pm 59.$	$4453. \pm 107.$
$\chi^2/d.o.f.$	0.84	1.04
Korrelation( $P_\tau, R$ )	10.4%	-5.6%

Tabelle 6.3: Ergebnis der Anpassungsrechnungen im Pion(Kaon) Kanal

### 6.8.5 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses aus dem Normierungsparameter $R$

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses erfolgte nach folgender Formel:

$$BR = \frac{R}{C_{4\pi}} \cdot \frac{C_{\tau\tau}}{N_{\tau\tau}} \cdot \frac{1}{2} \quad (6.4)$$

	Analyse 1991	Analyse 1992
$C_{4\pi}$	$0.6140 \pm 0.0072$	$0.6140 \pm 0.0072$
$C_{\tau\tau}$	$1.043 \pm 0.027$	$1.0061 \pm 0.0144$
$N_{\tau\tau}$	10137.	31735.

**Tabelle 6.4:** Korrekturfaktoren in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$

Der Korrekturfaktor  $C_{4\pi}$  rechnet die Zahl der Zerfälle von dem betrachteten Winkelbereich  $|\cos \Theta| < 0.7$  auf den gesamten Raumwinkelbereich hoch. Der Faktor  $C_{4\pi}$  wird aus der Simulation bestimmt.

$N_{\tau\tau}$  bezeichnet die Zahl der erwarteten  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse in der experimentellen Datenmenge.  $N_{\tau\tau}$  wird aus der integrierten Luminosität pro LEP Energiepunkt und dem zugehörigen Wirkungsquerschnitt berechnet.

Der Korrekturfaktor  $C_{\tau\tau}$  berücksichtigt systematische Fehler in der angenommenen Zahl der  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse. Er wurde durch Vergleich der  $\tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-$  und  $e^+e^-$  Simulation mit den experimentellen Daten ermittelt. Hierzu wurde die Zahl der  $\tau^+\tau^-$  Ereignisse betrachtet, die folgende Kriterien erfüllten:

1.  $\tau^+\tau^-$  Ereignis gemäß Abschnitt 6.5
2.  $P_{\text{radial}} < 40 \text{ GeV}$
3.  $6 \text{ GeV} \leq E_{\text{radial}} < 34 \text{ GeV}$
4. Akolinearität(aller guten Spuren)  $< 10^\circ$
5. für (1-1) Topologie  $|\Delta z_1 - \Delta z_2| < 1 \text{ cm}$

Die Schnitte 2,3 und 4 verwerfen die bisher noch verbliebenen Untergrundereignisse aus  $\mu^+\mu^-, e^+e^-$  und Zwei-Photonen-Ereignissen. Der Schnitt auf die Differenz der  $z$  Impaktparameter ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß das Ereignis innerhalb von  $37 \cdot 10^{-9}$  Sekunden nach der Strahlkreuzung registriert wurde. Die TPC Auslese

wird durch das von LEP bereitgestellte BCO Signal gestartet, wobei die Driftrichtung für die bei  $z = 0$  getrennten TPC Hälften entgegengesetzt sind. Diese zeitliche Koinzidenzforderung befreit die  $\tau^+\tau^-$  Datenmenge von verbliebenem Untergrund kosmischer Strahlung.

Die resultierenden Verzweigungsverhältnisse waren:

$$\text{Daten 1991} \quad BR[\tau \rightarrow \pi(K)\nu] = 11.67 \pm 0.49 \%$$

$$\text{Daten 1992} \quad BR[\tau \rightarrow \pi(K)\nu] = 11.50 \pm 0.28 \%$$

Der angegebene Fehler ergibt sich aus dem Fehler des Parameters  $R$  und ist durch die limitierte Statistik der experimentellen Daten bedingt.

### 6.8.6 Untersuchung der systematischen Fehler

Da die Anpassung der korrigierten experimentellen Daten an die CALASY Funktion die beiden Parameter  $P_\tau$  und  $R$  enthält, werden die systematischen Fehler der Polarisationsmessung und der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses parallel ermittelt. Jede Änderung des Inputs der Anpassungsrechnung liefert sowohl einen geänderten Polarisationswert als auch einen geänderten Wert  $R$ .

### Die Impulsauflösung

Da die Messung auf den Impulsspektren beruht, ist eine Überprüfung der Impulsauflösung notwendig. Mit Hilfe der Testdaten isolierter Muonen aus  $\mu^+\mu^-$  Ereignissen wurde die Impulsauflösung in den experimentellen Daten mit der Simulation verglichen. Im Bereich  $0.85 \leq u < 1.15$  des auf die Strahlenergie normierten Muonimpulses wurde jeweils eine Gaußfunktion angepaßt. In Abbildung 6.26 sind die Testdaten 1992 und die Simulation mit den angepaßten Gaußfunktionen dargestellt. Die Simulation täuschte eine erheblich bessere Impulsauflösung vor, als tatsächlich in den experimentellen Daten gemessen wurde. Die Ursache hierfür kann einerseits eine falsche Simulation der einzelnen Meßfehler der verschiedenen Spurdetektoren sein, andererseits ist die Diskrepanz auch durch die Auswahl der Runperioden erklärbar. Es wurden keine Qualitätsanforderungen an den Outer Detektor gestellt, der gerade für sehr hochenergetische Teilchen aufgrund seines langen Hebelarms für eine verbesserte Impulsauflösung sorgt. Die Auflösung in den experimentellen Vergleichsdaten betrug 4.7% bzw. 4.6% für die Daten der Jahre 1991 und 1992. Die Simulation hatte eine Impulsauflösung von 3.6%.

Die Auswirkung dieser unterschiedlichen Impulsauflösung auf die Taupolarisation und das Verzweigungsverhältnis wurde mit Hilfe einer nachträglich verschmierten Monte Carlo Simulation studiert. Die Impulse der Simulation wurden mit einem

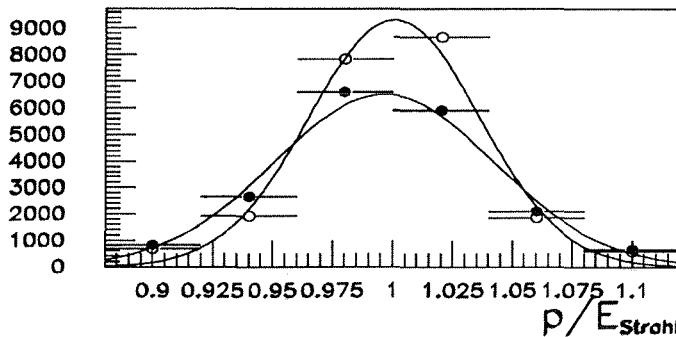


Abbildung 6.26: Impulsauflösung der  $\mu^+\mu^-$  Testdaten. Die schwarzen Punkte bezeichnen die Testdaten 1992, die weißen Punkte stellen die Simulation dar.

kleinen Monte Carlo Programm so verschmiert, daß die Impulsauflösung der experimentellen und simulierten Vergleichsdaten übereinstimmen. Dieses so nachträglich verschmierte Monte Carlo wurde für die Korrektur der experimentellen Daten verwendet und wie vorher mit Hilfe des MINUIT Programmpaketes eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Der Unterschied in den Fitparametern gegenüber der Verwendung des nominellen Monte Carlos wird als Abschätzung für den systematischen Fehler aufgrund der unterschiedlichen Impulsauflösungen verwendet. Die resultierenden Fehler sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$\Delta P_\tau$	+0.7%	+0.66%
$\Delta BR(\pi + k)$		-0.005%

Tabelle 6.5: Systematische Fehler aufgrund der Diskrepanz in der Impulsauflösung

### Limitierte Zahl der $\tau^+\tau^-$ Simulationsereignisse

Der systematische Fehler aufgrund der limitierten Monte Carlo Statistik der  $\tau^+\tau^-$  Simulation, mit deren Hilfe der interne Untergrund, die Akzeptanzen und die Impulsmatrix ermittelt wurde, wurde in folgender Weise abgeschätzt:

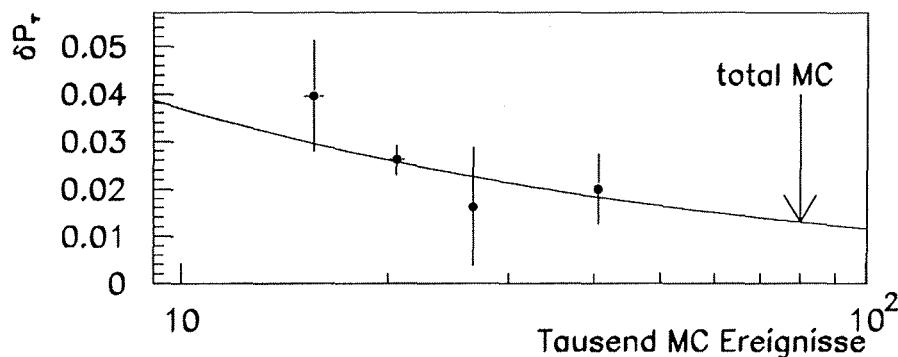
- Die totale Monte Carlo Datenmenge wird in  $N$  unabhängige Untermengen unterteilt.

- Für jede Untermenge wird die gesamte Korrektur- und Anpassungsprozedur ausgeführt und man erhält jeweils einen Wert  $P_\tau$  und  $R$ .
- Die Standardabweichung der  $N$  Werte  $P_\tau$  bzw.  $R$  wird berechnet.
- Die Einteilung in  $N$  unabhängige Untermengen wird wiederholt durchgeführt, wobei die Untermengen jeweils unterschiedlich zusammengesetzt werden.
- Der Mittelwert der Standardabweichungen (der  $N$  Werte  $P_\tau$  bzw.  $R$ ) aus diesem wiederholt durchgeführten Verfahren wird berechnet, ebenso die Standardabweichung.
- Die vorherige Prozedur wird für unterschiedliche Zahlen  $N$  durchgeführt, so daß sich für unterschiedliche Zahlen verwendeter Simulationsergebnisse mittlere Streuungen und deren Fehler in den Parametern  $P_\tau$  und  $R$  ergeben.
- an die mittlere Streuung und ihren Fehler wird eine Funktion der Form

$$f = a \cdot \frac{1}{\sqrt{\text{Zahl der MC Ereignisse}}}$$

angepaßt. Die Extrapolation zur Gesamtzahl der vorhandenen Simulationsergebnisse mit Hilfe der angepaßten Funktion schätzt die Unsicherheit aufgrund der limitierten Anzahl der Simulationsergebnisse ab.

In Abbildung 6.27 sind beispielhaft die resultierende Funktion und die ermittelten mittleren Standardabweichungen dargestellt. Die Tabelle 6.6 gibt die ermittelten systematischen Fehler an.



**Abbildung 6.27:** Mittlere Standardabweichung des Parameters  $P_\tau$  in Abhängigkeit von der Zahl der verwendeten  $\tau^+\tau^-$  Simulationsergebnisse. Dargestellt ist die Analyse der Daten 1992 und die zugehörige Extrapolation.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$\Delta P_\tau$	$\pm 2.0\%$	$\pm 1.3\%$
$\Delta BR(\pi + k)$		$\pm 0.172\%$

**Tabelle 6.6:** Systematische Fehler aufgrund der limitierten Zahl der  $\tau^+\tau^-$  Simulationseignisse.

### Die Identifikationskriterien

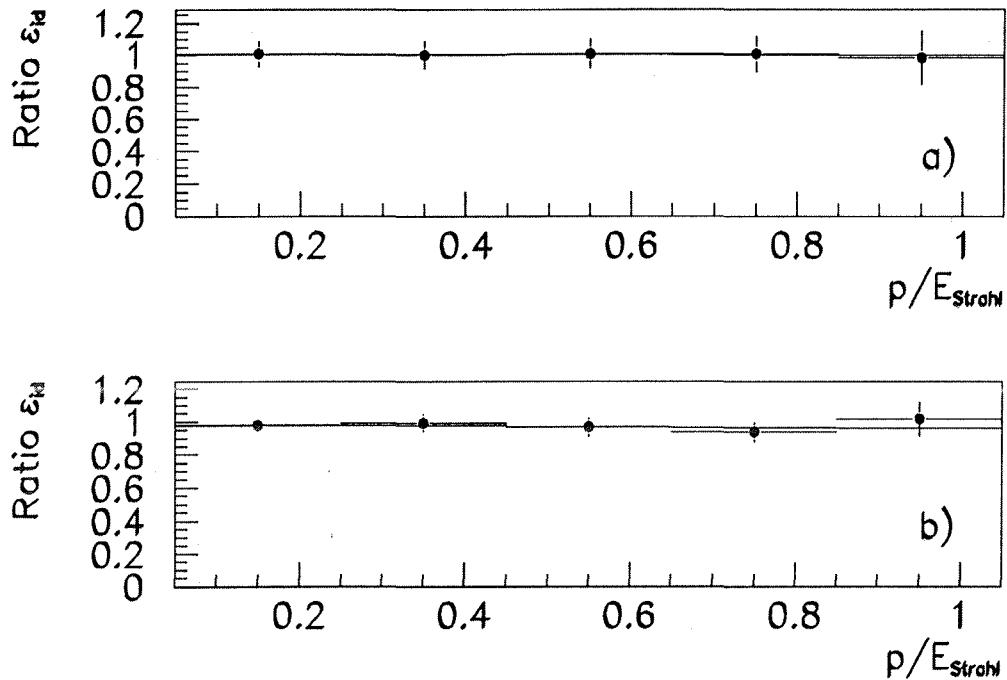
Die Kriterien zur Identifikation der isolierten geladenen Pionen und Kaonen wurden mit Hilfe der hadronischen Vergleichsdaten ausgewählt. Die Schnitte sollten nicht nur eine gute Trennung von Signal und Untergrund gewährleisten, sondern auch ein möglichst gleiches Verhalten in den experimentellen und simulierten Testdaten zeigen. Zu diesem Zweck wurden die Akzeptanzen der einzelnen Identifikationsschnitte für die simulierten und experimentellen Vergleichsdaten ermittelt und das Verhältnis  $\frac{\text{Akzeptanz der experimentellen Daten}}{\text{Akzeptanz der simulierten Daten}}$  gebildet. Abbildung 6.28 zeigt dieses Verhältnis für die Analysen Daten 1991 und 1992. Hierfür wurden die Vergleichsdaten der niedrigen und hochenergetischen Hadronen verwendet, wobei für die niedrigerenergetischen Hadronen mindestens 1.5GeV hadronische Energie gefordert wurde. Das dargestellte Verhältnis ergibt sich aus der Anwendung aller Pion Identifikationsschnitte mit Ausnahme des Schnittes auf umgebende Photonen. Die Forderung nach hadronischer Energie wird ebenfalls nicht getestet, da dieses Kriterium schon zur Auswahl der Testdaten verwendet wurde. Die Darstellung zeigt, daß es sehr gut gelang, die Identifikationskriterien und Schnitte so zu wählen, daß eine gute Übereinstimmung von experimentellen Daten und Simulation erreicht wird.

An das so ermittelte Verhältnis, abhängig vom auf die Strahlenergie normierten Impuls  $u$ , wurde eine Gerade mit freier Steigung und Achsenabschnitt angepaßt.

$$f = A + M \cdot u \quad , \quad u = \frac{p}{E_{\text{Strahl}}}$$

Die resultierenden Parameter sind in Tabelle 6.7 aufgelistet.

Das hier dargestellte Vorgehen ermöglicht es, die aus der Simulation abgeschätzte Akzeptanz der Pionidentifikation durch die Information aus der Vergleichsmessung zu korrigieren. Das Problem hierbei ist die geringe Zahl der Vergleichsdaten im hochenergetischen Bereich. Dadurch ist die aus der Anpassungsrechnung hervorgehende Steigung  $M$  mit einem relativ großen Fehler behaftet. Die Unsicherheit in den angepaßten Parametern  $A$  und  $M$  führt zu einem systematischen Fehler der Taupolarisation von  $\pm 0.075$  bzw.  $\pm 0.05$  für die Analyse der Daten 1991 bzw. 1992.



**Abbildung 6.28:** Verhältnis der Akzeptanzen der Pionidentifikation experimentelle Daten/simulierte Daten: a) 1991er Analyse, b) 1992er Analyse. Die dargestellten Fehler ergeben sich aus der Statistik der Daten und der Simulation. Die resultierende Gerade aus der Anpassungsrechnung ist ebenfalls eingezeichnet.

Da dieser systematische Fehler als zu groß erachtet wurde und auch nicht alle Identifikationsschnitte enthalten sind (Schnitt auf Photonen und Forderung nach 1.5GeV hadronische Energie), wurde die Information aus den Vergleichsmessungen nur zur Auswahl der Schnitte und nicht zur Ableitung quantitativer Aussagen über den systematischen Fehler der Identifikation verwendet.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$A$	$1.006 \pm 0.087$	$0.987 \pm 0.051$
$M$	$-0.007 \pm 0.174$	$-0.029 \pm 0.101$

**Tabelle 6.7:** Parametrisierung des Verhältnisses der Identifikationsakzeptanz

Der systematische Fehler der Identifikation wurde durch die Methode der variierten Schnitte bestimmt. Der jeweilige systematische Fehler wurde durch den Unterschied der angepaßten Parameter gegenüber der nominellen Analyse abgeschätzt. Tabelle 6.8 gibt einen Überblick über die verwendeten Variationen der Schnitte und die daraus resultierenden Abschätzungen der systematischen Fehler.

Schnitt	Variation	$\Delta P_\tau$ (1991)	$\Delta P_\tau$ (1992)	$\Delta BR$ (1992)
$E_\gamma$	$E_\gamma > 750(200)$ MeV	+0.34 .....	+0.33 .....	..... -0.147
3	$E_{HAC} \geq 0$ . bis $> 2.5$ GeV	+0.38 -4.02	+0.49 -2.55	+0.350 -0.031
4	$HR > 0.5$ bis $> 0.9$	+0.47 .....	+2.02 -0.88	+0.040 -0.083
4	$E_{HAC} < 8$ bis $> 12$ GeV	+1.11 .....	..... -0.44	+0.028 .....
5	MUB Layer $> 0$ bis $> 1$	+0.53 .....	+1.00 .....	+0.175 .....
6	MUF no cut bis Veto	+1.10 .....	..... -0.32	..... -0.003
6	$E_{HAC} > 9$ bis $> 13$ GeV	+2.16 .....	+1.09 .....	+0.018 -0.035
7	$E_{HPC} < 4$ GeV bis no cut	..... -2.83	..... -0.60	+0.035 .....
8	$E_{HPC}^{1+2+3} < 0.5$ GeV bis no cut	+1.26 .....	..... -0.63	..... -0.046
9	$\frac{dE}{dx} < 1.45$ bis $< 1.65$	+2.91 -0.84	+1.80 .....	+0.097 -0.134
10	Veto $90 \pm 1.4^\circ$ bis $\pm 1.6^\circ$	+0.14 -0.39	+0.13 -0.45	+0.023 -0.023
total		+4.24 -4.99	+3.14 -2.92	+0.408 -0.225

**Tabelle 6.8:** Systematische Fehler der Pionidentifikation in %. Die Bezeichnung der Schnitte folgt der Darstellung in Abschnitt 6.8.1.

Falls bei der Variation nur Abweichungen mit dem selben Vorzeichen registriert wurden, wurde die größte Abweichung notiert. Die positiven und negativen Abweichungen wurden getrennt quadratisch aufaddiert.

Der Schnitt auf die umgebenden Photonen wurde für die Datennahme 1991 und 1992 unterschiedlich variiert, da die Simulation unterschiedlich korrigiert wurde. Der Schnitt auf die hadronische Energie wurde so variiert, daß zum einen ganz darauf verzichtet wurde, um die Auswirkung eines eventuell schlecht simulierten Schwellenverhaltens zu studieren, zum anderen wurde der Schnitt um die Größenordnung der Energieauflösung im Hadronkalorimeter nach oben gesetzt.

Der Schnitt auf die Variable  $HR$  bzw.  $dE/dx$  wurde jeweils um die Größenordnung  $\pm 1\sigma$  variiert, wobei die Auflösung mit den hochenergetischen Hadronen aus Tauzerfällen gemessen wurde.

Da das untersuchte Signal keine richtigen elektromagnetischen Schauer erzeugt, wurden die Schnitte auf das Signal in der HPC nicht um die Energieauflösung der HPC

variiert sondern ganz weggelassen.

Aufgrund einer geschätzten Winkelauflösung von  $< 0.1^\circ$  für geladene Spuren wurde das  $90^\circ$  Loch in der angegebenen Weise variiert.

Die Anforderungen in Bezug auf die hadronische Energie in den Schnitten 4 und 6 wurde um  $\pm 1\sigma_\mu$  variiert, wobei die Auflösung  $\sigma_\mu$  mit den müonischen Testdaten bestimmt wurde.

### Externer Untergrund

Der systematische Fehler aufgrund des verbliebenen externen Untergrundes aus nicht  $\tau^+\tau^-$  Ereignissen hat seine Ursache in der Unsicherheit der Normierung und der mangelnden Übereinstimmung der Ereignisvariable  $E_{radial}$  zwischen experimentellen und simulierten Daten.

Die Fehler bezüglich der Untergründe aus  $\mu^+\mu^-$ , Zwei-Photon und  $q\bar{q}$  Ereignissen wurden durch Variation der Normierung der Untergrundspektren abgeschätzt. Die Größe der Variation wurde durch die verwendete Monte Carlo Statistik und den Fehler der Luminositätsmessung bestimmt.

Der systematische Fehler in der Abschätzung der Größe des Bhabha Untergrundes wurde aus dem statistischen Fehler einer Anpassungsrechnung abgeleitet. Hierzu wurde, wie bereits in Abschnitt 6.8.3 dargestellt, die Normierung der simulierten Verteilung der Variablen  $E_{radial}$  der Bhabha Untergrundereignisse an die experimentellen Daten angepaßt. Der resultierende Fehler ist eine Überlagerung der statistischen Fehler der experimentellen und simulierten Daten. Dieses Vorgehen war notwendig, da die Verteilung der Variablen  $E_{radial}$  nach der Tauselektion im hochenergetischen Bereich eine unbefriedigende Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten zeigte (siehe Abbildung 6.4a).

Tabelle 6.9 gibt eine Zusammenfassung der genannten systematischen Fehler.

	$\Delta P_\tau$ Data 1991	$\Delta P_\tau$ Data 1992
$e^+e^- + \mu^+\mu^-$	$\pm 0.8$	$\pm 0.31$
$e^+e^- f\bar{f}$	$\pm 0.1$	$\pm 0.23$
$q\bar{q}$	$\pm 0.9$	$\pm 0.4$

**Tabelle 6.9:** Systematische Fehler aufgrund externen Untergrundes in %

Der systematische Fehler des Verzweigungsverhältnisses der Daten 1992 betrug  $\pm 0.015\%$ .

### Zahl der $\tau^+\tau^-$ Ereignisse $N_{\tau\tau}$ und $C_{4\pi}$

Die beiden genannten Größen sind die Ursache für weitere systematische Fehler in der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses.

Da die Korrekturprozedur nur auf den ausgewählten Winkelbereich  $|\cos \Theta| < 0.7$  korrigiert, ist der Faktor  $C_{4\pi}$  notwendig. Sein statistischer Fehler aufgrund der Zahl der verwendeten Monte Carlo Ereignisse mündet in einen Fehler des hiermit berechneten Verzweigungsverhältnisses. Das berechnete Verzweigungsverhältnis bekommt einen zusätzlichen Fehler von  $\pm 0.131\%$ .

Der aus den Daten bestimmte Korrekturfaktor  $C_{\tau\tau}$  (siehe Abschnitt 6.8.5) ist mit einem Fehler behaftet, der sich aus einer Überlagerung der statistischen Fehler der experimentellen und simulierten Daten ergibt. Dieser Fehler setzt sich in eine Unsicherheit des berechneten Verzweigungsverhältnisses fort. Der daraus resultierende Fehler des Verzweigungsverhältnisses beträgt  $\pm 0.166\%$ .

Der totale systematische Fehler wird durch die quadratische Addition der hier genannten Einzelfehler gebildet.

### 6.8.7 Übersicht der Meßergebnisse des Kanals $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$

Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenfassung der zuvor diskutierten systematischen Fehler.

	$\Delta P_\tau$ Data 1991	$\Delta P_\tau$ Data 1992	$\Delta BR$ Data 1992
Impulsauflösung	+0.70 .....	+0.66 .....	..... -0.005
$\tau^+\tau^-$ MC Statistik	+2.00 -2.00	+1.30 -1.30	+0.216 -0.216
$\pi(K)$ -Identifikation	+4.24 -4.99	+3.14 -2.92	+0.408 -0.225
externer Untergr.	+1.21 -1.21	+0.56 -0.56	+0.015 -0.015
$C_{\tau\tau}$	.....	.....	+0.166 -0.166
total	+4.9 -5.5	+3.5 -3.2	+0.49 -0.35

Tabelle 6.10: Übersicht der systematischen Fehler der Pion(Kaon) Analyse in %.

	Wert	$\Delta(stat.)$	$\Delta(syst.)$
$P_\tau$ Data 1991	-22.0 %	$\pm 7.7\%$	+4.9 -5.5 %
$P_\tau$ Data 1992	-19.7 %	$\pm 4.8\%$	+3.5 -3.2 %
$BR[\tau \rightarrow \pi(K)\nu]$ Data 1992	11.50%	$\pm 0.28\%$	+0.49 -0.35 %

Tabelle 6.11: Ergebnisse der Analyse des Pion(Kaon) Kanals.

## 6.9 Der Kanal $\tau \rightarrow e\nu\nu$

### 6.9.1 Die Identifikationskriterien

#### Die spezielle Ereignisselektion

Zur Identifikation dieses Endzustandes wurde zunächst eine verschärzte  $\tau$  Ereignisselektion angewendet. Zur besseren Unterdrückung des Bhabha Untergrundes und der Zwei-Photon-Ereignisse mit Endzuständen  $e^+e^-e^+e^-$  wurden folgende zusätzliche bzw. verschärzte Selektionskriterien verwendet:

1.  $E_{radial} < 0.96 \cdot E_{beam}$
2. Aplanarität  $> 2.5^\circ$  für (1-1) Topologie
3.  $\sum p_t \geq 0.5 \text{ GeV}$
4. Akolinearität  $\leq 15^\circ$

Die Schnitte 1 und 2 vermindern den für diesen Endzustand besonders problematischen Bhabha Untergrund. Die Schnitte 3 und 4 unterdrücken die Zwei-Photonen-Ereignisse. Aufgrund der geringen Elektronmasse (im Vergleich zur Pionmasse) ist der Wirkungsquerschnitt für die  $e^+e^-e^+e^-$  Endzustände wesentlich größer als für  $e^+e^-\pi^+\pi^-$  Endzustände, sodaß im Gegensatz zum Pionkanal verschärzte Schnitte notwendig sind.

#### Die Identifikation isolierter Elektronen

Die Kriterien zur Identifikation eines Elektrons waren:

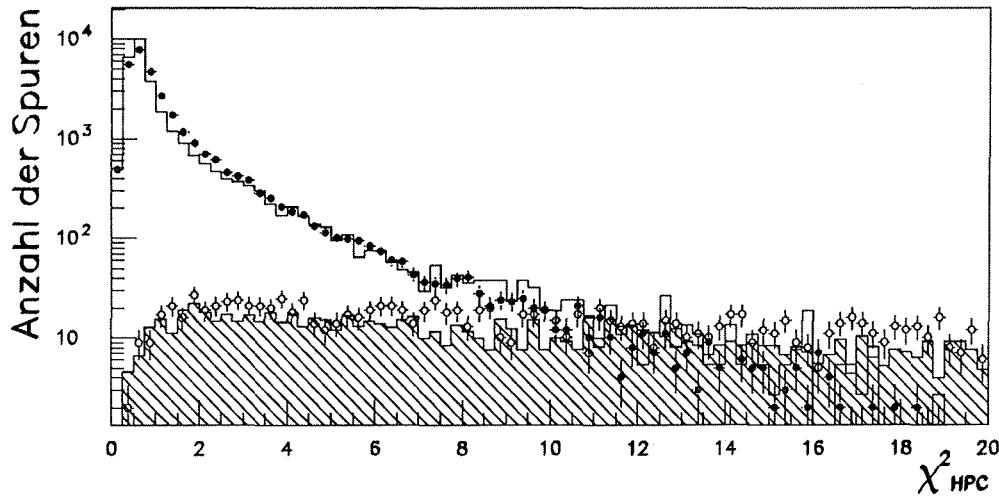
1. isolierte Spur mit  $u > 0.05$
2. zur Spur assoziierte elektromagnetische Energie  $E_{HPC} > 1 \text{ GeV}$
3. Schauer kompatibel mit einem Elektron,  $\chi^2_{HPC} < 3$ .
4.  $\frac{dE}{dx} > 1.35$  oder keine  $dE/dx$  Information vorhanden
5. assoziierte hadronische Energie  $E_{HAC} < 3.5 \text{ GeV}$
6. nichtassoziierte elektromagnetische Energie in  $15^\circ$  zur Spur  $E_{neutral} < 4 \text{ GeV}$

Die Schnitte 2 und 3 gewährleisten eine positive Identifikation der Elektronen. Die Schnitte 4,5 und 6 sind Vetokriterien zur Unterdrückung hadronischer Spuren, die aufgrund falscher Schauerassoziationen die Schnitte 2 und 3 erfüllen.

Die Variable  $\chi^2_{HPC}$  wird aus mehreren Kriterien gebildet [42],[43]:

1. Vergleich der longitudinalen Schauerverteilung mit der aus der Impulsmessung erwarteten Schauerform.
2. Vergleich der totalen elektromagnetischen Energie mit dem gemessenen Impuls.
3. Abstand zwischen dem Schauer und der in die HPC extrapolierten Spur.

Abbildung 6.29 zeigt die Verteilung der  $\chi^2_{HPC}$  Variablen für die hochenergetischen hadronischen Testdaten und die Bhabha Vergleichsdaten.



**Abbildung 6.29:** Verteilung der Variable  $\chi^2_{HPC}$  für Elektronen und Hadronen. Die schwarzen Punkte und das helle Histogramm stellen die Bhabha Vergleichsdaten dar. Die hellen Punkte und das schraffierte Histogramm ergeben sich aus den hochenergetischen hadronischen Vergleichsdaten. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

### Die Bhabha Unterdrückungsroutine

Nach der erfolgten Identifikation eines isolierten Elektrons im Ereignis wurden weitere Kriterien zur Unterdrückung des verbliebenen Bhabha Untergrundes angewendet. Das Problem in diesem leptonischen  $\tau$ -Zerfallskanal ist, daß im zur Messung der Polarisation durchaus relevanten hochenergetischen Teil des Spektrums ein nur

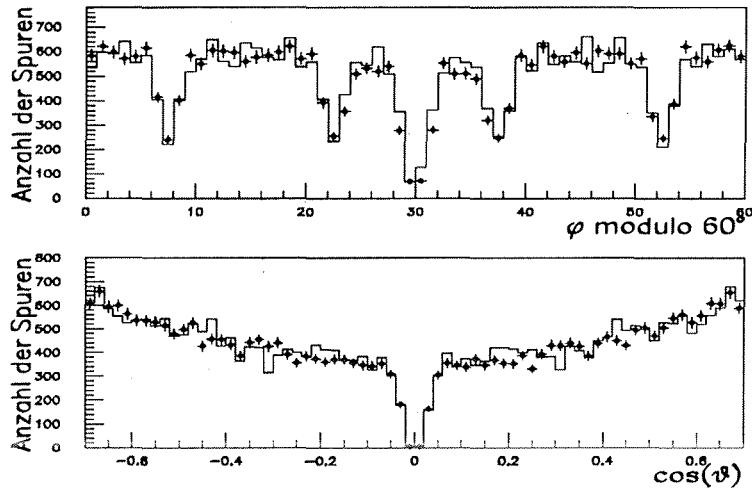
geringes Signal zur Verfügung steht und somit das Verhältnis von Signal zu Untergrund nur sehr schwer in akzeptablen Bereichen gehalten werden kann. Der Untergrund aus Elektronen von Bhabha Ereignissen, die sich im oberen Impulsbereich konzentrieren und wegen des Verzweigungsverhältnisses  $\tau \rightarrow e\nu\nu \approx 18\%$  ungefähr fünfmal so häufig sind, bereitet trotz der verschärften  $\tau$  Ereignisselektion immer noch Probleme.

Durch die vorgeschaltete Elektronidentifikation kann die Information, welche isolierte Spuren des Ereignisses als Elektron identifiziert wurde, benutzt werden und somit z.B. Schnitte auf die gegenüberliegende Hemisphäre angebracht werden, die natürlicherweise eine vom Impuls des identifizierten Elektrons unabhängige Akzeptanz besitzen. Dadurch wird die Forderung nach einer möglichst flachen Akzeptanz besser erfüllt.

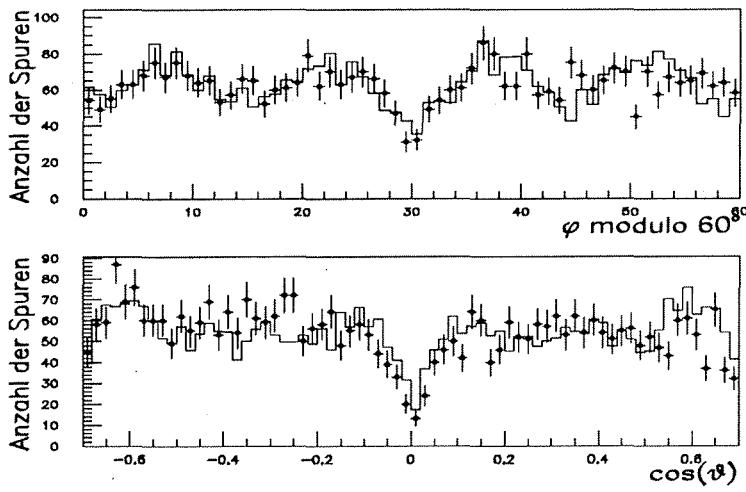
Diese zusätzliche Bhabha Unterdrückungsroutine bestand aus folgenden Schnitten:

1. die totale elektromagnetische Energie des Ereignisses  $\sum E_{elm} \leq 0.6 \cdot \sqrt{s}$
2. wenn die Spur mit größtem Impuls in der gegenüberliegenden Hemisphere in den Grenzbereich zweier HPC Module zeigt und die Spur nicht als Elektron identifiziert wurde, dann wird der Schnitt auf  $\sum E_{elm} \leq 0.55 \cdot \sqrt{s}$  verschärft.
3. wenn bei einer (1-1) Topologie eine der beiden isolierten Spuren nicht als Elektron erkannt wird und in den Grenzbereich zwischen zwei HPC Module zeigt, dann werden alle Ereignisse verworfen die
  - eine Aplanarität  $< 1^\circ$  besitzen oder
  - deren nicht als Elektron identifizierte isolierte Spur in das  $90^\circ$  Loch zeigt,  $|\cos\Theta| < 0.044$  .
4. Ereignisse mit einer (1-1) Topologie und Aplanarität  $< 2^\circ$  wurden verworfen, wenn beide Spuren in die Randbereiche zwischen zwei HPC Module zeigten und trotzdem noch mindestens 1GeV elektromagnetische Energie assoziiert hatten.

Die oben genannten Schnitte berücksichtigen die modulare Struktur des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters HPC, die die Ursache für die Ausläufer zu niedrigen Werten in der Verteilung der  $E_{radial}$  Variablen bei Bhabha Ereignissen ist. Allein in der  $r\phi$  Ebene betragen die Lücken zwischen den einzelnen Modulen ca. 15%. In Abbildung 6.30 ist die verminderte Sensitivität der HPC in den Lücken deutlich erkennbar. Abbildung 6.31 zeigt zum Vergleich die Winkelverteilung der mit dem Hadronkalorimeter identifizierten hochenergetischen hadronischen Vergleichsdaten.



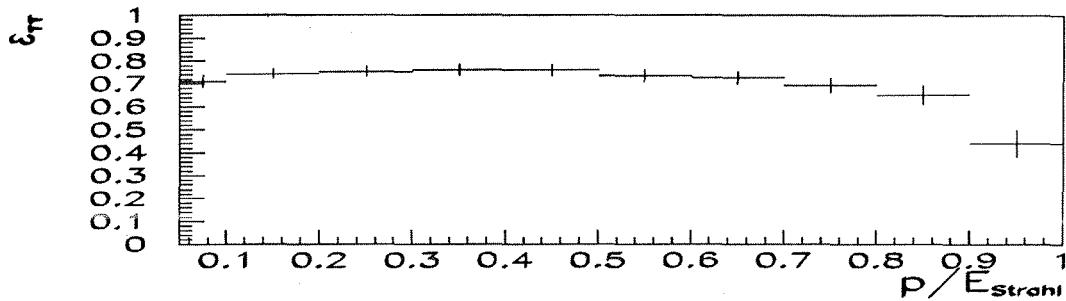
**Abbildung 6.30:** Winkelverteilung der Bhabha Vergleichsdaten. Die Lücken der HPC liegen bei  $\phi = 7.5^\circ$  modulo  $15^\circ$ . Die niedrige Zahl der Spuren bei  $\phi = 30^\circ$  röhrt von der modularen Struktur der TPC her. Bei  $\phi = 30^\circ$  modulo  $60^\circ$  grenzen die einzelnen TPC Sektoren aneinander. Die sehr geringe Zahl der Spuren bei  $\Theta \approx 90^\circ$  begründet das sogenannte  $90^\circ$  Loch. Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.



**Abbildung 6.31:** Winkelverteilung der hochenergetischen hadronischen Vergleichsdaten. Die Lücken des zentralen hadronischen Kalorimeters liegen bei  $\phi = 0^\circ$  modulo  $15^\circ$ . Die Darstellung ist analog Abbildung 6.7.

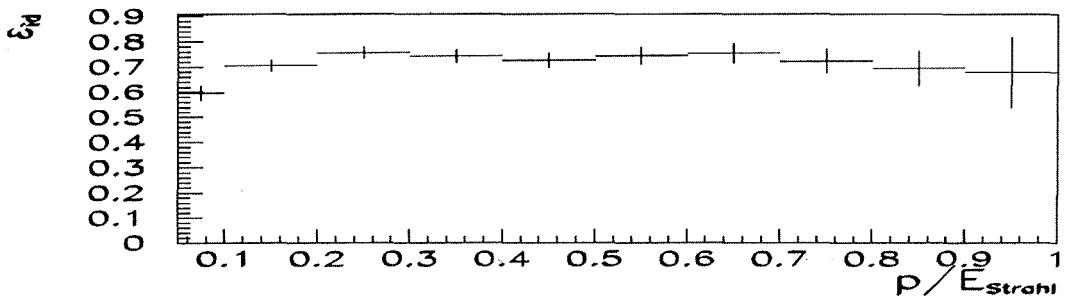
### 6.9.2 Akzeptanzen und Untergrund

Abbildung 6.32 stellt die Akzeptanz der verschärften  $\tau$  Ereignisselektion in Abhängigkeit des Elektronimpulses dar. Bedingt durch die Probleme mit dem Bhabha Untergrund und der darausfolgenden verschärften  $E_{radial}$  Bedingung kann die ideale, fast impulsunabhängige Akzeptanz der Ereignisselektion (vergleiche Abbildung 6.22) für diesen Kanal nicht beibehalten werden.



**Abbildung 6.32:** Akzeptanz der um die Schnitte 1 und 2 ( $E_{radial}$  und Aplanarität) verschärften  $\tau$ -Ereignisselektion (+ Vorselektion) für den Elektronkanal. Dargestellt ist die Monte Carlo Aussage für die Analyse der Daten 1992. Die Akzeptanz ist auf den ausgewählten Winkelbereich  $|\cos \Theta| < 0.7$  bezogen.

Abbildung 6.33 stellt die impulsabhängige Akzeptanz der Elektronidentifikation dar. Sie ist bis auf das Schwellenverhalten bei kleinen Impulsen, das durch die Forderung nach  $E_{HPC} > 1\text{GeV}$  verursacht wird, näherungsweise unabhängig vom Impuls. Die Auswirkungen eventueller Diskrepanzen zwischen Simulation und experimentellen Daten im Ansprechverhalten der HPC wird in späteren Abschnitten untersucht.



**Abbildung 6.33:** Akzeptanz der Elektronidentifikation (+ der verschärften Ereignisschnitte 3 und 4). Dargestellt ist die Monte Carlo Aussage für die Analyse der Daten 1992.

Die Akzeptanz der Bhabha Unterdrückungsroutine zeigt eine nur schwache Abhängigkeit vom Impuls des Signalelektrons. Knapp 90% des Signals passieren die Schnitte, während ungefähr 70% des bis dahin verbliebenen Bhabha Untergrundes durch die zusätzliche Unterdrückungsroutine herausgefiltert werden.

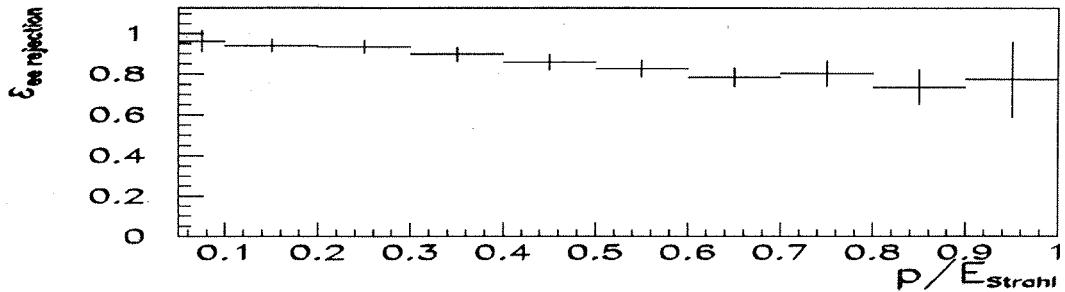


Abbildung 6.34: Akzeptanz der Bhabha Unterdrückungsroutine.

Tabelle 6.12 listet die Akzeptanzen und Untergründe für die Analyse der Daten 1991 und 1992 auf. Es handelt sich hierbei mit Ausnahme des Bhabha Untergrundes um reine Monte Carlo Vorhersagen. Die Normierung des Bhabha Untergrundes wurde wie im Pionkanal aus der Anpassung der  $E_{\text{radial}}$  Verteilung aus den experimentellen Daten bestimmt.

	Analyse 1991	Analyse 1992
Totale Akzeptanz in $4\pi$	$28.1 \pm 0.4\%$	$24.0 \pm 0.3\%$
Totale Akzeptanz in $ \cos \Theta  < 0.7$	$46.0 \pm 0.6\%$	$39.3 \pm 0.6\%$
$\epsilon_{\tau\tau}^*$ in $ \cos \Theta  < 0.7$	$69.2 \pm 0.8\%$	$71.2 \pm 0.8\%$
Akzeptierter Impulsbereich	$0.05 < u \leq 1.0$	$0.10 < u \leq 1.0$
$\epsilon_{id}^*$	$66.3 \pm 0.9\%$	$55.1 \pm 0.7\%$
interner Untergrund	$3.9 \pm 0.2\%$	$2.7 \pm 0.2\%$
$e^+e^-$ Untergrund	$1.4 \pm 0.6\%$	$2.6 \pm 0.6\%$
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	$0.02 \pm 0.02\%$	$0.02 \pm 0.02\%$

Tabelle 6.12: Akzeptanzen und Untergrund des Elektronkanals.  $\epsilon_{\tau\tau}^*$  bezeichnet die Akzeptanz des mit den Schnitten 1 und 2 ( $E_{\text{radial}}$  und Aplanarität) verschärften Taufilters und der Vorselektion.  $\epsilon_{id}^*$  bezeichnet die Akzeptanz des Schnittes auf den Impulsbereich, der Elektronidentifikation, der Bhabha Unterdrückungsroutine und der Ereignisschnitte 3 und 4 ( $p_t$  und Akolinearität).

### 6.9.3 Bestimmung der Identifikationsakzeptanz aus den Vergleichsdaten

Die impulsabhängige Akzeptanz der Schnitte 3 bis 6 zur Identifikation isolierter Elektronen wurde mit den elektronischen Vergleichsdaten nachgemessen. Wie vorher beim Pionkanal wurde das Verhältnis  $\frac{\text{Akzeptanz der experimentellen Vergleichsdaten}}{\text{Akzeptanz der simulierten Vergleichsdaten}}$  ermittelt. Die verwendeten Vergleichsdaten bestanden aus den Bhabha- und Comptonelektronen sowie den Elektronen aus Paarbildung. Da keine simulierten Comptonereignisse zur Verfügung standen wurden die experimentellen Comptonelektronen mit simulierten Elektronen aus Tauzerfällen im selben Impulsbereich verglichen. Die Abbildung 6.35 zeigt das gemessene Verhältnis für die Analysen der Daten 1991 und 1992. An das Verhältnis wurde eine Gerade mit freier Steigung und Achsenabschnitt angepaßt:

$$g = A + M \cdot u \quad , \quad u = \frac{p}{E_{\text{Strahl}}}$$

Die aus der Anpassungsrechnung resultierenden Parameter sind in Tabelle 6.13 aufgeführt. Die Steigung ist für beide Jahre der Datennahme sehr klein, sodaß bei diesem die Form des Spektrums beeinflussenden Parameter eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten besteht. Die absolute Größe der relativen Akzeptanz ist bei einer näherungsweise verschwindenden Steigung durch das Verhältnis der Achsenabschnitte gegeben. Hier ist in den Daten 1992 eine signifikante Diskrepanz zwischen experimentellen und simulierten Daten zu beobachten.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$A$	$0.998 \pm 0.014$	$0.944 \pm 0.010$
$M$	$+0.009 \pm 0.028$	$-0.004 \pm 0.021$
$C_{HPC}$	$0.984 \pm 0.025$	$0.991 \pm 0.025$
$BA$	$0.327 \pm 0.193$	$1.12 \pm 0.204$
$BM$	$2.42 \pm 0.68$	$0.478 \pm 0.561$

**Tabelle 6.13:** Parametrisierung der relativen Identifikationsakzeptanz. Die Fehler der Parameter ergeben sich aus der Statistik der experimentellen und simulierten Daten.

Der verbleibende Identifikationsschnitt  $E_{HPC} > 1 \text{ GeV}$  wurde mit dem unabhängig vom elektromagnetischen Kalorimeter selektierten Elektron-Datenvergleichsmenge getestet. Es wurde ebenfalls das impulsabhängige Verhältnis der Akzeptanzen ermittelt. An das flache Verhältnis in Abbildung 6.36 wurde eine Gerade mit freiem Achsenabschnitt und Steigung 0 angepaßt. Der resultierende Korrekturfaktor  $C_{HPC}$  hat so gut wie keinen Einfluß auf die Messung der Polarisierung.

Mit Hilfe der hadronischen Datenvergleichsmengen wurde die Untergrundakzeptanz der Identifikationsschnitte (mit Ausnahme der Schnitte auf die hadronische und

neutrale Energie) getestet. Wie bei der Signalakzeptanz wurde an das gemessene Verhältnis eine Gerade angepaßt mit freiem Achsenabschnitt  $BA$  und freier Steigung  $BM$ .

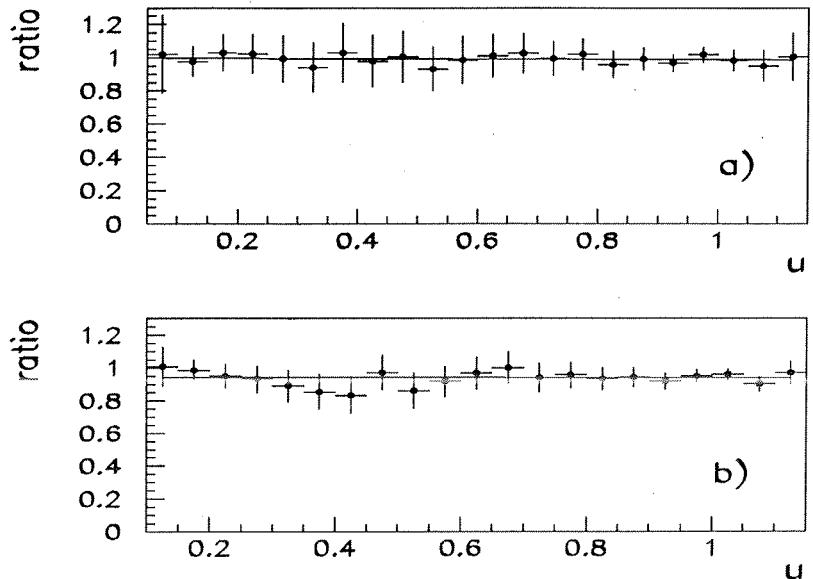


Abbildung 6.35: Vergleich der Identifikationsakzeptanz experimentelle - simulierte Vergleichsdaten: a) 1991'er Analyse; b) 1992'er Analyse.

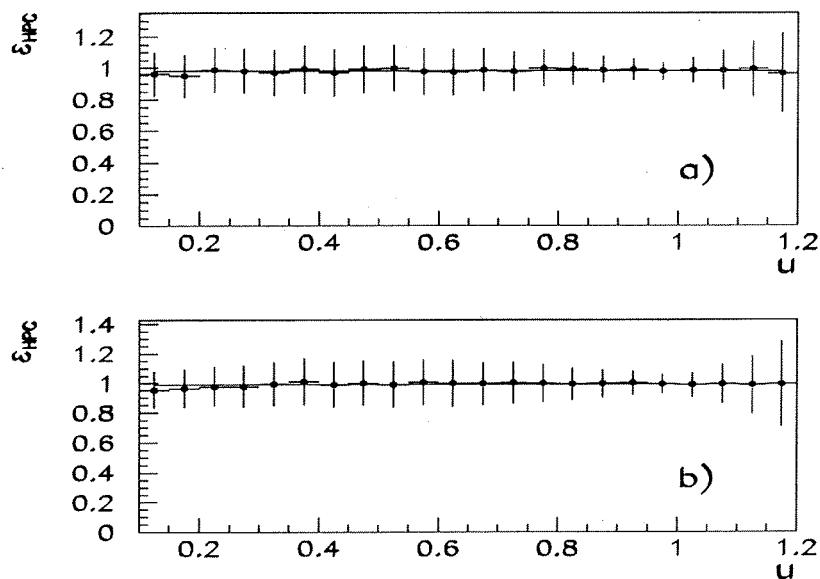
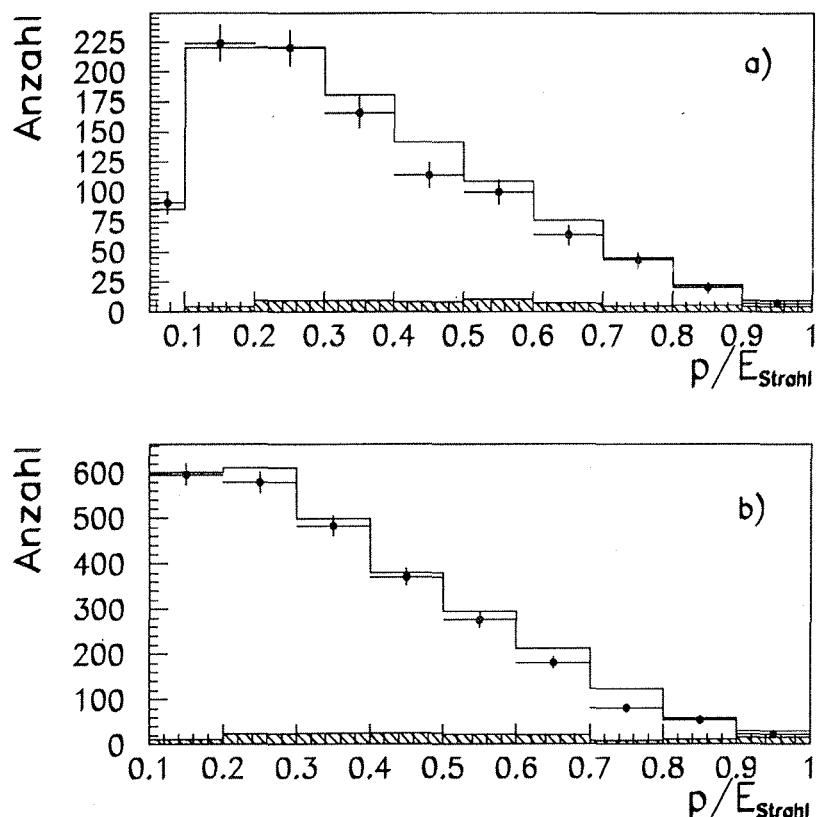


Abbildung 6.36: Vergleich der HPC Sensitivität experimentelle - simulierte Daten.: a) 1991'er Analyse; b) 1992'er Analyse.

### 6.9.4 Meßergebnisse aus den Anpassungsrechnungen

Aus den Daten der Jahre 1991 und 1992 wurden 1052 bzw. 2651 Kandidaten des gesuchten Endzustandes im akzeptierten Impulsbereich ausgewählt.

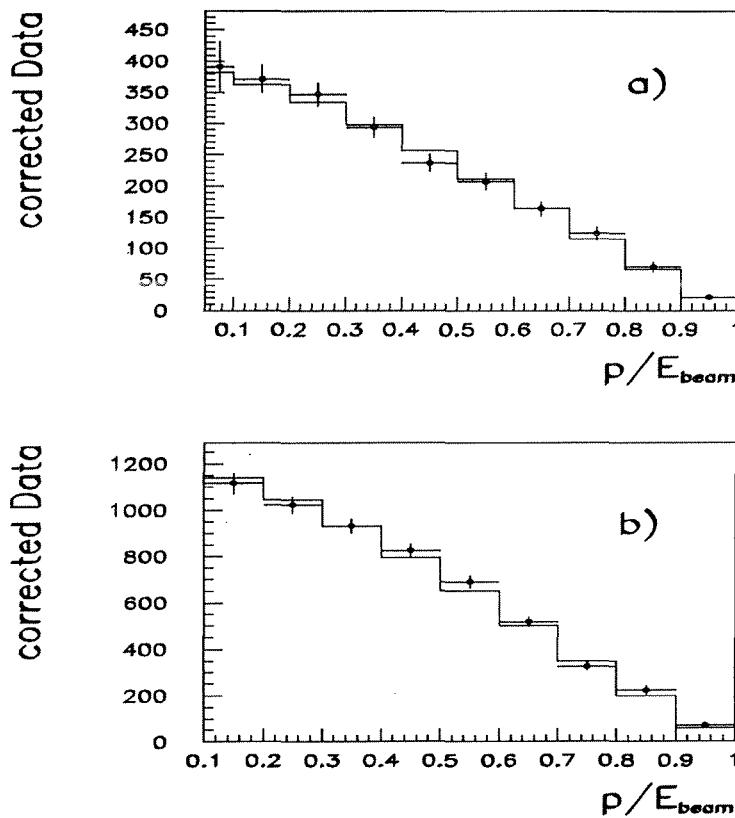
Die gemessenen Spektren sind in Abbildung 6.37 dargestellt.



**Abbildung 6.37:** Unkorrigierte Elektronspektren der Jahre a) 1991 und b) 1992. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die experimentellen Daten dar. Das helle Histogramm ergibt sich aus der Summe der  $\tau^+\tau^-$  und  $e^+e^-$  Simulation. Das schraffierte Histogramm stellt den erwarteten Untergrund in den Daten dar. Die Normierung der Monte Carlo Histogramme wurde nicht nur mit der Luminosität und den Wirkungsquerschnitten berechnet. Die Darstellung ergibt sich dadurch, daß die Monte Carlos mit einem Faktor 0.98 bzw. 0.93 für die Jahre 1991 bzw. 1992 multipliziert wurden. Die Begründung hierfür sind die Vergleichsmessungen der Akzeptanzen und die daraus gemessenen Achsenabschnitte  $A$  und  $C_{HPC}$ , die in Tabelle 6.13 aufgeführt sind.

Die gemessenen Spektren wurden gemäß der in Abschnitt 6.2 dargestellten Prozedur korrigiert. Die hierfür verwendeten Akzeptanzen für Signal und Untergrund wurden

nicht nur aus der Simulation bestimmt. Die aus der  $\tau^+\tau^-$  Simulation ermittelten impulsabhängigen Akzeptanzen wurden mit den in Abschnitt 6.9.3 dargestellten relativen Akzeptanzen korrigiert. Die korrigierten Spektren und die aus der Anpassung resultierenden integrierten CALASY Funktionen sind in Abbildung 6.38 dargestellt.



**Abbildung 6.38:** Korrigierte Elektronspektren der Jahre a) 1991 und b) 1992. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die korrigierten experimentellen Daten dar. Die Fehlerbalken entsprechen der Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Das helle Histogramm ergibt sich aus der Anpassungsrechnung und ist die über die Breite des Histogrammkanals integrierte CALASY Funktion. Der Eintrag des ersten Kanals 1991 ist mit einem Faktor 2 multipliziert, ebenso der Fehler.

Das Ergebnis der Anpassung der beiden freien Parameter  $P_\tau$  und Normalisation  $R$  ist in Tabelle 6.14 dargestellt.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$P_\tau$	$-8.1 \pm 13.4\%$	$-2.4 \pm 8.7\%$
$R$	$2219. \pm 69.$	$6894. \pm 136.$
$\chi^2/d.o.f.$	0.41	1.13
Korrelation( $P_\tau, R$ )	6.4%	8.4%

**Tabelle 6.14:** Ergebnis der Anpassungsrechnungen im Elektronkanal

### 6.9.5 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses folgt der in Abschnitt 6.8.5 dargestellten Prozedur. Die ermittelten Korrekturfaktoren sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

	Analyse 1991	Analyse 1992
$C_{4\pi}$	$0.6102 \pm 0.0058$	$0.6102 \pm 0.0058$
$C_{\tau\tau}$	$1.039 \pm 0.027$	$0.9900 \pm 0.0120$
$N_{\tau\tau}$	10348.	32164.

**Tabelle 6.15:** Korrekturfaktoren in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\tau \rightarrow e\nu\nu$ .

Damit ergeben sich folgende Verzweigungsverhältnisse:

$$\text{Daten 1991} \quad BR[\tau \rightarrow e\bar{\nu}\nu] = 18.26 \pm 0.57 \%$$

$$\text{Daten 1992} \quad BR[\tau \rightarrow e\bar{\nu}\nu] = 17.39 \pm 0.34 \%$$

Der angegebene Fehler ergibt sich aus dem Fehler des Parameters  $R$  und ist durch die limitierte Statistik der experimentellen Daten bedingt.

### 6.9.6 Untersuchung der systematischen Fehler

Die systematischen Fehler aufgrund der Unterschiede in der Impulsauflösung, der limitierten Zahl von  $\tau^+\tau^-$  Simulationseignissen und der Unsicherheit in der aus den Daten bestimmten Normierung des Bhabha Untergrundes wurde analog der Vorgehensweise im Pionkanal (Abschnitt 6.8.6) bestimmt. Sie sind in Tabelle 6.16 dargestellt.

#### Die Identifikationskriterien

Da die zur Korrektur der gemessenen Spektren verwendeten Akzeptanzen auf den Messungen mit den Vergleichsdatenmengen beruhen, wird der systematische Fehler der Polarisation und des Verzweigungsverhältnisses durch den Meßfehler der Vergleichsmessungen bestimmt. Durch Variation der fünf Parameter (siehe Tabelle 6.13) um eine Standardabweichung und Vergleich der resultierenden Werte  $P_\tau$  und  $R$  wurde der jeweilige systematische Fehler aufgrund der Unsicherheit eines Parameters ermittelt. Die resultierenden systematischen Fehler sind in Tabelle 6.16 aufgelistet<sup>4</sup>.

#### Die Bhabha Unterdrückungsroutine

Der aus der Anwendung der zusätzlichen Bhabha Unterdrückungsroutine resultierende systematische Fehler wurde durch den Vergleich der Werte  $P_\tau$  und  $R$  mit den ohne die Routine erhaltenen Werten abgeschätzt.

#### Externer Untergrund

Die externen Untergrenzen aus Bhabha Ereignissen und Zwei-Photon-Ereignissen mit Endzuständen  $e^+e^-\tau^+\tau^-$  und  $e^+e^-\mu^+\mu^-$  wurden wie im Pionkanal behandelt. Zusätzlich ist bei den hier betrachteten Endzuständen eine Kontamination mit Zwei-Photon-Ereignissen mit dem Endzustand  $e^+e^-e^+e^-$  zu erwarten. Aus der  $e^+e^-\mu^+\mu^-$  Simulation erwartet man eine Untergrungskontamination im Bereich  $u = p/E_{beam} < 0.1$ . Da keine Simulation für  $e^+e^-e^+e^-$  Endzustände zur Verfügung stand wurde für die Analyse der Daten 1991 der systematische Fehler aufgrund dieses unberücksichtigten Untergrenzen dadurch abgeschätzt, daß der verwendete Impulsbereich auf  $u > 0.1$  eingeschränkt wurde und die resultierenden Werte  $P_\tau$  und  $R$  mit der nominalen Analyse ( $u > 0.05$ ) verglichen wurde. Für die Daten 1992 wurde der

<sup>4</sup>Für die Fehler des Verzweigungsverhältnisses wurden alle Parameter bis auf  $C_{HPC}$  variiert, da die HPC Akzeptanz als einzige keine signifikanten Unterschiede zwischen simulierten und experimentellen Daten 1992 zeigt.

verwendete Impulsbereich auf  $u > 0.1$  eingeschränkt, sodaß der hier betrachtete systematische Fehler als vernachlässigbar angesehen werden kann.

### Zahl der $\tau^+\tau^-$ Ereignisse $C_{\tau\tau}$ und $C_{4\pi}$

Die beiden genannten Größen sind die Ursache für weitere systematische Fehler in der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses.  $C_{\tau\tau}$  wird analog der Vorgehensweise im Pionkanal behandelt. Der Fehler aufgrund der  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo Statistik wird durch die statistische Unsicherheit der totalen simulierten Akzeptanz abgeschätzt.

### 6.9.7 Übersicht der Meßergebnisse des Kanals $\tau \rightarrow e\nu\nu$

Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenfassung der zuvor diskutierten systematischen Fehler. Der totale Fehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der Einzelfehler.

	$\Delta P_\tau$ Data 1991	$\Delta P_\tau$ Data 1992	$\Delta BR$ Data 1992
Impulsauflösung	+0.60	-2.56	-0.0155
$\tau^+\tau^-$ MC Statistik	$\pm 4.50$	$\pm 4.50$	$\pm 0.2312$
Parameter $A, M, C_{HPC}$	$\pm 2.30$	$\pm 1.68$	$\pm 0.2291$
Parameter $BA, BM$	$\pm 4.00$	$\pm 2.87$	$\pm 0.1431$
Bhabha Untergr.	$\pm 2.80$	$\pm 2.64$	$\pm 0.0594$
$e^+e^-\tau^+\tau^-, e^+e^-\mu^+\mu^-$	$\approx 0.$	$\approx 0.$	$\pm 0.0036$
$e^+e^-e^+e^-$	$+0.80$	$\approx 0.$	$\approx 0.$
$e^+e^-$ Routine	-4.10	-2.16	-0.1114
$C_{\tau\tau}$	.....	.....	$\pm 0.2108$
total	$\pm 8.2$	$\pm 7.0$	$\pm 0.43$

**Tabelle 6.16:** Übersicht der systematischen Fehler der Elektronanalyse in %.

Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenfassung der Analyse des Elektronkanals. Durch die hier durchgeführte konservative Abschätzung der systematischen Fehler ist der Fehler des Verzweigungsverhältnisses der Daten 1992 durch den systematischen Fehler dominiert. Dies war auch schon bei der Analyse des Pion(+Kaon) Kanals der Fall. Aufgrund dieser Tatsache wurde auf die genaue Analyse der Verzweigungsverhältnisse der Daten 1991 verzichtet.

	Wert	$\Delta(stat.)$	$\Delta(syst.)$
$P_\tau$ Data 1991	-8.1 %	$\pm 13.4\%$	$\pm 8.2\%$
$P_\tau$ Data 1992	-2.4 %	$\pm 8.7\%$	$\pm 7.0\%$
$BR[\tau \rightarrow e\bar{\nu}\nu]$ Data 1992	17.39%	$\pm 0.34\%$	$\pm 0.43\%$

Tabelle 6.17: Ergebnisse der Analyse des Elektronkanals.

## 6.10 Der Kanal $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$

### 6.10.1 Die Identifikationskriterien

#### Die spezielle Ereignisselektion

Zur Identifikation dieses Endzustandes wurde wie beim Elektronkanal eine verschärzte  $\tau$ -Ereignisselektion angewendet. Zur besseren Unterdrückung des  $\mu^+\mu^-$  Untergrundes, der Zwei-Photon-Ereignisse mit Endzuständen  $e^+e^-\mu^+\mu^-$  und eventuell in der Datenmenge verbliebenen Ereignissen kosmischer Strahlung wurden folgende zusätzliche bzw. verschärzte Selektionskriterien verwendet:

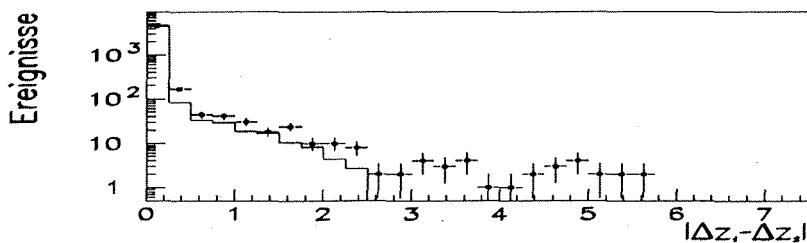
1.  $P_{radial} < 1.2 \cdot E_{beam}$
2.  $\sum p_t \geq 0.5 \text{ GeV}$
3. Akolinearität  $\leq 15^\circ$
4. für (1-1) Topologie  $|\Delta z_1 - \Delta z_2| < 3 \text{ cm}$ ,  
falls zusätzlich Akolinearität  $< 1.5^\circ$ , dann  $|\Delta z_1 - \Delta z_2| < 0.6 \text{ cm}$

Schnitt 1 vermindert den für diesen Endzustand besonders problematischen  $\mu^+\mu^-$  Untergrund. Die Schnitte 2 und 3 vermindern wie beim Elektronkanal den Zwei-Photonen-Untergrund. Schnitt 4 ist gleichbedeutend mit einem Zeitfenster von 110ns bzw. 22 ns nach der Strahlkreuzung. Durch diese zeitliche Koinzidenz wird der bis dahin verbliebene Untergrund kosmischer Strahlung unterdrückt. Dieser Untergrund ist in Abbildung 6.39 als ein Überschuß im Bereich hoher Abstände deutlich sichtbar.

#### Die Identifikation isolierter Müonen

Die Kriterien zur Identifikation eines Müons waren:

1. isolierte Spur mit  $u > 0.05$



**Abbildung 6.39:** Verteilung der Differenz der  $z$ -Impaktparameter. Dargestellt ist die Verteilung nach der 1992'er Vorselektion, der Tauselektion verschärft um den  $P_{\text{radial}}$  Schnitt und der Identifikation mindestens eines Müons im Ereignis. Die schwarzen Punkte stellen die Daten 1992 dar, das Histogramm repräsentiert die Monte Carlo Erwartung aus  $\tau^+\tau^-$ ,  $e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  Ereignissen. Die Differenz ist immer kleiner als 6 cm, da für (1-1) Ereignisse die  $z$ -Impaktparameter kleiner als 3 cm gefordert sind.

2. assoziierte hadronische Energie mit  $0 < E_{H\text{CAL}} < 10$  GeV
3. longitudinales Schauerprofil im Hadronkalorimeter nicht kompatibel mit dem Signal eines Hadrons, d.h.  $HR = \frac{E_{1+2}-E_{3+4}}{E_{H\text{CAL}}} < 0.7$
4. assoziierte elektromagnetische Energie  $E_{HPC} < 4$  GeV
5. nichtassoziierte elektromagnetische Energie in  $15^\circ$  zur Spur  $E_{\text{neutral}} < 4$  GeV

Die Kriterien 2 und 3 gewährleisten eine positive Identifikation eines minimalionisierenden Teilchens im hadronischen Kalorimeter. Die totale Energie und die longitudinale Schauerverteilung muß mit der Erwartung eines minimalionisierenden Teilchens kompatibel sein. In Abbildung 6.16 wurde bereits die Verteilung der Variablen  $HR$  für Müonen und Hadronen dargestellt. Die Verteilung der hadronischen Energie von Müonen und Hadronen ist in Abbildung 6.40 dargestellt.

Schnitt 4 ist ein Veto auf elektromagnetische Schauer, also auf Elektronen aus dem Tauzerfall, Bhabha Ereignissen oder Zwei-Photon-Ereignissen. Die Verteilung der elektromagnetischen Energie von Müonen im Vergleich zu Elektronen ist in Abbildung 6.41 dargestellt.

Schnitt 5 unterdrückt multihadronische Tauzerfälle, bei denen ein geladenes Pion und begleitende  $\pi^0$  entstehen.

### Die $\mu^+\mu^-$ Unterdrückungsroutine

Analog der Probleme mit dem Bhabha Untergrund im Elektronkanal ist in dem hier betrachteten Endzustand eine effektive Unterdrückung des  $\mu^+\mu^-$  Untergrundes notwendig. Die vorgeschaltete Müonidentifikation ermöglicht es, wie im Elektronkanal

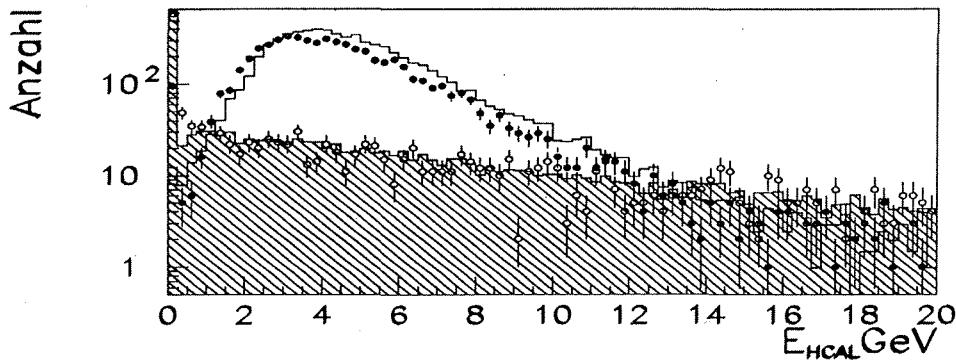


Abbildung 6.40: Verteilung der Energiedeposition im Hadronkalorimeter für Muonen und Hadronen. Die schwarzen Punkte und das helle Histogramm ergeben sich aus den  $\mu^+\mu^-$  Vergleichsdaten. Die hellen Punkte und das schraffierte Histogramm stellen die niedrigerenergetischen hadronischen Vergleichsdaten dar.

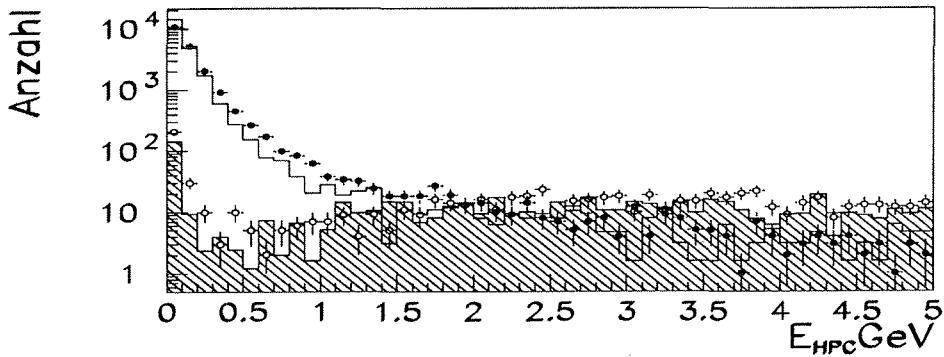


Abbildung 6.41: Verteilung der elektromagnetischen Energie für Muonen und Elektronen. Die schwarzen Punkte und das helle Histogramm ergeben sich aus den  $\mu^+\mu^-$  Vergleichsdaten. Die hellen Punkte und das schraffierte Histogramm stellen die Elektronenvergleichsdaten (die ohne das elektromagnetische Kalorimeter selektiert wurden) dar.

Schnitte auf die gegenüberliegende Hemisphäre anzulegen und somit eine vom Impuls des identifizierten Muons unabhängige Akzeptanz zu erhalten. Für die mit der Muonidentifikation selektierten Ereignisse, in denen mindestens ein isoliertes Muon identifiziert wurde, wurden die folgenden zusätzlichen Kriterien verlangt: Die führende Spur in der gegenüberliegenden Hemisphäre, d.h. die Spur mit größtem Impuls, wurde durch die folgenden Kriterien auf die Muonhypothese hin getestet:

- assoziierte Muonkammersignale

oder

- Energiedeposition in den äußereren Lagen des Hadronkalorimeters für  $|\cos \Theta| < 0.63$  bzw.  $\geq 0.63$  wurde  $E_4$  bzw.  $E_{3+4}$  abgefragt.

Bei Ereignissen, in denen die gegenüberliegende führende Spur dieser Müonhypothese entsprach, wurden die folgenden zusätzlichen  $\mu^+\mu^-$  Unterdrückungsschnitte angelegt:

1. Ereignisse mit  $(1 - N)$  Topologie, mit  $N \geq 2$ , wurden unterdrückt
2.  $(1 - 1)$  Ereignisse wurden unterdrückt, falls
  - (a) der Impuls des gegenüberliegenden Teilchens größer als  $0.7 \cdot E_{Strahl}$  war oder
  - (b) der Impuls des identifizierten Müons und die Summe aus Impuls und neutraler Energie in  $15^\circ$  der gegenüberliegenden Spur größer als  $0.6 \cdot E_{Strahl}$  war.
3. Ereignisse mit zwei identifizierten Müonen wurden in der Analyse der Daten 1991 unterdrückt.
4. identifizierte Müonspuren mit skalierten Impulsen  $u \geq 1$ . bzw.  $u \geq 0.85$  wurden in der Analyse der Daten 1991 bzw. 1992 unterdrückt.

Der Schnitt 1 unterdrückt radiative  $\mu^+\mu^-$  Ereignisse, die aufgrund der Abstrahlung den  $P_{radial}$  Schnitt passierten und deren Abstrahlungsphoton im Detektor in ein  $e^+e^-$  Paar konvertiert ist. Schnitt zwei ist hauptsächlich ein Schnitt auf den Impuls des gegenüberliegenden Teilchens. Um auch radiative  $\mu^+\mu^-$  Ereignisse zu unterdrücken wird in Schnitt 2b) die neutrale Energie und der Impuls des gegenüberliegenden Teilchens zusammengezählt.

Die Schnitte 3 und 4 spiegeln eine leicht unterschiedliche Vorgehensweise für die Datenanalyse 1991 und 1992 wieder. Für die Analyse 1991 wurde ein harter Schnitt (3) gegen  $\mu^+\mu^-$  Ereignisse angelegt, der auch bis zu Impulsen in der Größenordnung der Strahlenergie für ein akzeptables Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sorgt. Für die Analyse 1992 wurde dieser harte Schnitt weggelassen und stattdessen der für die Anpassungsrechnung verwendete Impulsbereich nach oben hin enger eingeschränkt. Durch die zusätzliche  $\mu^+\mu^-$  Unterdrückungsroutine werden im akzeptierten Impulsbereich 85% (1991) bzw. 20% (1992) des bis dahin verbliebenen Dimuonuntergrundes unterdrückt wogegen 83% bzw. 98% des Signals die Schnitte passieren.

### 6.10.2 Akzeptanzen und Untergrund

Abbildung 6.42 stellt die impulsabhängige Akzeptanz der verschärften  $\tau$ -Ereignisselektion dar. Trotz des engeren  $P_{\text{radial}}$  Schnittes bleibt die Akzeptanz nahezu impulsunabhängig. Abbildung 6.43 stellt die impulsabhängige Akzeptanz der Müonidentifikation dar. Sie ist trotz der Forderung nach hadronischer Energie unabhängig vom Impuls des Müons, da bei einem hochrelativistischen minimalionisierenden Teilchen die Energiedeposition im Hadronkalorimeter nahezu impulsunabhängig ist und somit der Schnitt  $E_{\text{HCAL}} > 0.4 \text{ GeV}$  kein typisches Schwellenverhalten abhängig vom Teilchenimpuls erzeugt (wie es bei der Pionanalyse der Fall war). In Abbildung 6.44 ist die Signalakzeptanz der  $\mu^+ \mu^-$  Routine dargestellt.

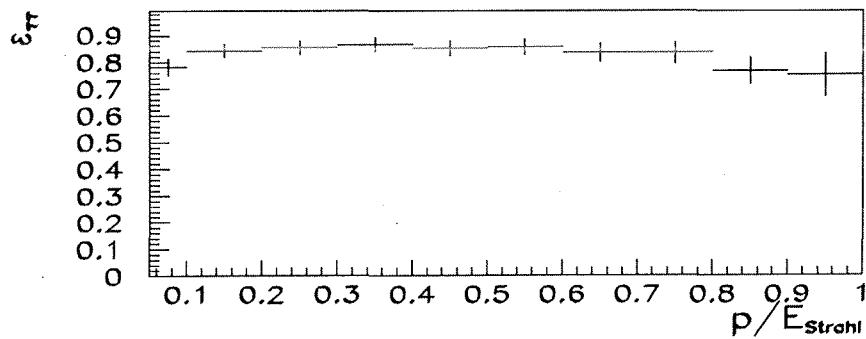


Abbildung 6.42: Akzeptanz der  $\tau$  Ereignisselektion (+ Vorselektion) verschärft um den Schnitt  $P_{\text{radial}} < 1.2 \cdot E_{\text{Strahl}}$  für den Müonkanal. Dargestellt ist die Monte Carlo Aussage für die Analyse der Daten 1991. Die Akzeptanz ist auf den ausgewählten Winkelbereich  $|\cos \Theta| < 0.7$  bezogen.

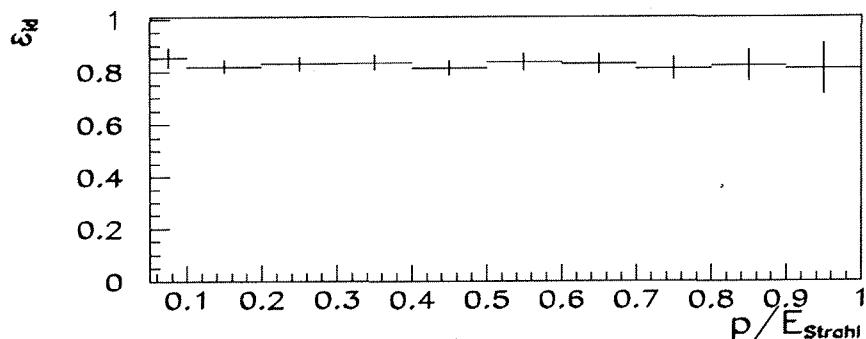


Abbildung 6.43: Akzeptanz der Müonidentifikation (+Schnitte 2,3,4 der speziellen Ereignisselektion). Dargestellt ist die Monte Carlo Aussage der Analyse 1991.

In Tabelle 6.18 sind die Akzeptanzen und Untergründe für die Datenanalyse 1991 und 1992 dargestellt. Es handelt sich hierbei mit Ausnahme des  $\mu^+ \mu^-$  Untergrundes

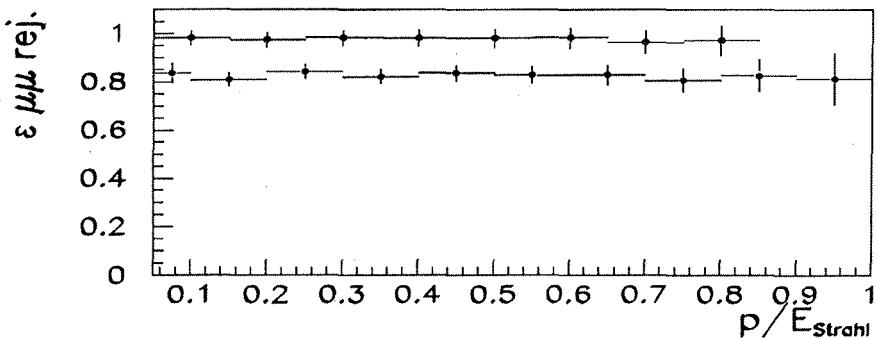


Abbildung 6.44: Akzeptanz der  $\mu^+\mu^-$  Unterdrückungsroutine. Die unteren Punkte stellen die Monte Carlo Aussage der Analyse 1991 dar, die oberen zeigen die Analyse 1992.

um reine Monte Carlo Aussagen. Die Normierung des  $\mu^+\mu^-$  Untergrundes wurde wie der Bhabhauntergrund des Elektronkanals aus den experimentellen Daten bestimmt. Hierzu wurde die  $P_{\text{radial}}$  Verteilung der Ereignisse verwendet, in denen mindestens ein Münon identifiziert wurde. Der hochenergetische Bereich des  $P_{\text{radial}}$  Spektrums besteht dann nur noch aus  $\mu^+\mu^-$  und  $\tau^+\tau^-$  Ereignissen. Die Normierung des Dimuonuntergrundes wird dann aus einer Anpassungsrechnung der simulierten Verteilungen an die experimentelle Verteilung erhalten. Hierbei wird die Normierung des Tauspektrums fixiert auf den durch Wirkungsquerschnitt und aufgesammelter Luminosität berechneten Wert, die Normierung des Dimuonspektrums ist der zu bestimmende freie Parameter.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Akzeptanz der eigentlichen Münonidentifikation ca. 85% beträgt und gleichzeitig der interne Untergrund aus anderen Tauzerfällen auf unter 3% vermindert wird, obwohl die Münonkammern zur Identifikation nicht verwendet werden. Die hier dargestellte Münonidentifikation mit Hilfe des Hadronkalorimeters ist nur geringfügig ineffizienter als Münonidentifikationen unter Verwendung der Münonkammern. Sie hat jedoch den großen Vorteil, daß sie mit Hilfe der redundanten Münonkammerinformation überprüft werden kann.

### 6.10.3 Bestimmung der Identifikationsakzeptanz aus den Vergleichsdaten

Analog dem Vorgehen im Elektronkanal wird die Signal- und Untergrundakzeptanz der Münonidentifikation mit Hilfe der Vergleichsdaten aus den experimentellen Daten bestimmt. Alle Schnitte der Münonidentifikation können mit den Vergleichsdaten isolierter Münonen getestet werden, da die Vergleichsdaten unabhängig selektiert

	Analyse 1991	Analyse 1992
Totale Akzeptanz in $4\pi$	$32.7 \pm 0.4\%$	$38.8 \pm 0.4\%$
Totale Akzeptanz in $ \cos \Theta  < 0.7$	$53.5 \pm 0.7\%$	$63.5 \pm 0.8\%$
$\epsilon_{\tau\tau}^*$ in $ \cos \Theta  < 0.7$	$82.2 \pm 0.9\%$	$84.9 \pm 1.0\%$
Akzeptierter Impulsbereich	$0.05 < u \leq 1.0$	$0.05 < u \leq 0.85$
$\epsilon_{id}$ im akz. u Bereich	$85.5 \pm 1.1\%$	$85.6 \pm 1.1\%$
$\epsilon_{id}^*$	$65.1 \pm 0.9\%$	$74.8 \pm 0.9\%$
interner Untergrund	$2.7 \pm 0.2\%$	$2.8 \pm 0.2\%$
$\mu^+ \mu^-$ Untergrund	$1.7 \pm 0.3\%$	$3.9 \pm 1.0\%$
$e^+ e^- \tau^+ \tau^- + e^+ e^- \mu^+ \mu^-$	$0.3 \pm 0.3\%$	$0.3 \pm 0.3\%$

**Tabelle 6.18:** Akzeptanzen und Untergrund des Münkanals.  $\epsilon_{\tau\tau}^*$  bezeichnet die Akzeptanz des mit dem Schnitt 1 ( $P_{\text{radial}}$ ) verschärften Taufilters und der Vorselektion.  $\epsilon_{id}$  bezeichnet die Akzeptanz der Identifikation isolierter Muonen.  $\epsilon_{id}^*$  bezeichnet die Akzeptanz des Schnittes auf den Impulsbereich, der Muonidentifikation, der  $\mu^+ \mu^-$  Unterdrückungsroutine und der verschärften Ereignisschnitte 2,3 und 4 ( $p_t$ , Akolinearität und zeitliche Koinzidenz).

wurden (es wurden nur die Muonkammern verwendet, die in der nominellen Identifikation nicht abgefragt werden). Mit den hadronischen Vergleichsdaten wurde die Untergrundakzeptanz der Identifikationsschnitte 3 und 4 bestimmt. Wie vorher beim Elektronkanal wurde das Vehältnis der Akzeptanzen in den experimentellen und simulierten Daten gebildet und eine Gerade daran angepaßt. Tabelle 6.19 zeigt die aus den Anpassungsrechnungen erhaltenen Achsenabschnitte und Steigungen für die Parametrisierung der relativen Signal- und Untergrundakzeptanzen. Abbildung 6.45 zeigt die gemessene relative Signalakzeptanz der Muonidentifikation.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$A$	$1.010 \pm 0.014$	$1.024 \pm 0.010$
$M$	$-0.006 \pm 0.026$	$0.001 \pm 0.019$
$BA$	$1.080 \pm 0.070$	$0.926 \pm 0.040$
$BM$	$0.145 \pm 0.195$	$0.0265 \pm 0.111$

**Tabelle 6.19:** Parametrisierung der relativen Identifikationsakzeptanz. Die Fehler der Parameter ergeben sich aus der Statistik der experimentellen und simulierten Daten.

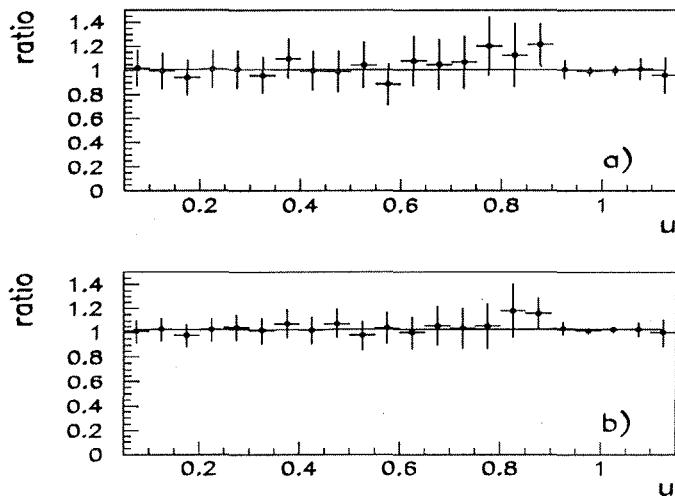


Abbildung 6.45: Vergleich der Identifikationsakzeptanz experimentelle - simulierte Daten. Bild a) zeigt die 1991'er Analyse, b) die 1992'er Analyse.

#### 6.10.4 Meßergebnisse aus den Anpassungsrechnungen

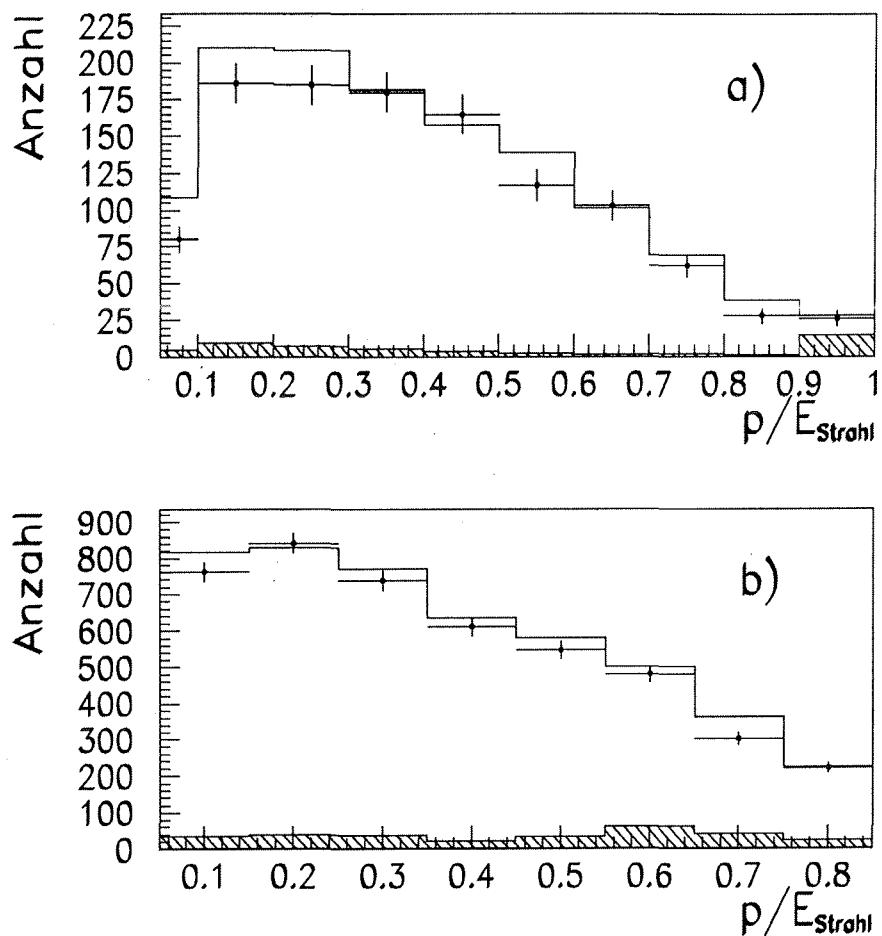
Aus den Daten 1991 und 1992 wurden 1132 bzw. 4498 Kandidaten des gesuchten Endzustandes im akzeptierten Impulsbereich ausgewählt. Die gemessenen Spektren sind in Abbildung 6.46 dargestellt.

Die gemessenen Spektren wurden gemäß der in Abschnitt 6.2 dargestellten Prozedur korrigiert. Hierzu wurden die aus der  $\tau^+\tau^-$  Simulation ermittelten impulsabhängigen Akzeptanzen mit den in Abschnitt 6.10.3 dargestellten relativen Akzeptanzen korrigiert.

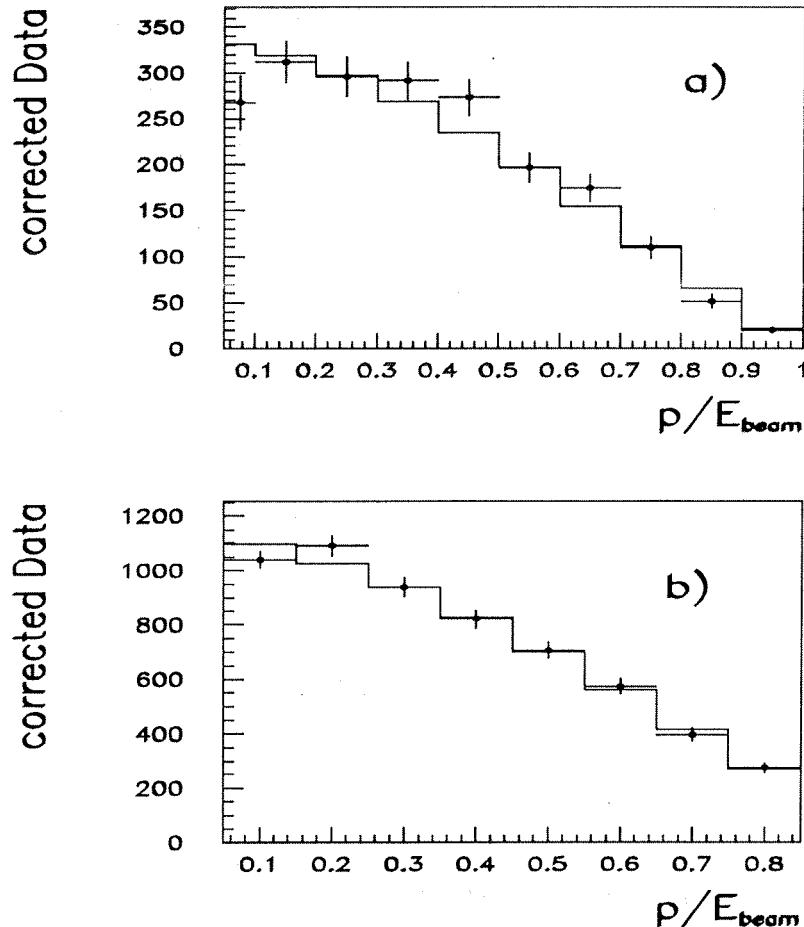
Die korrigierten Spektren und die aus der Anpassung resultierenden integrierten CALASY Funktionen sind in Abbildung 6.47 dargestellt. Das Ergebnis der Anpassung der beiden freien Parameter  $P_\tau$  und Normalisation  $R$  ist in Tabelle 6.20 dargestellt.

	Analyse 1991	Analyse 1992
$P_\tau$	$-15.0 \pm 12.8\%$	$-3.0 \pm 7.9\%$
$R$	$2004. \pm 60.$	$6546. \pm 98.$
$\chi^2/d.o.f.$	1.44	0.88
Korrelation( $P_\tau, R$ )	9.7%	2.4%

Tabelle 6.20: Ergebnis der Anpassungsrechnungen im Müonkanal



**Abbildung 6.46:** Unkorrigierte Müonspektren der Jahre a) 1991 und b) 1992. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die experimentellen Daten dar. Das helle Histogramm ergibt sich aus der Summe der  $\tau^+\tau^-$  und  $\mu^+\mu^-$  Simulation. Das schraffierte Histogramm stellt den erwarteten Untergrund in den Daten dar. Die Normierung der Monte Carlo Histogramme wurde mit der Luminosität und den Wirkungsquerschnitten berechnet.



**Abbildung 6.47:** Korrigierte Müonspektren der Jahre a) 1991 und b) 1992. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die korrigierten experimentellen Daten dar. Die Fehlerbalken entsprechen der Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Das helle Histogramm ergibt sich aus der Anpassungsrechnung und ist die über die Breite des Histogrammkanals integrierte CALASY Funktion. Der Eintrag des ersten Kanals 1991 ist mit einem Faktor 2 multipliziert, ebenso der Fehler.

### 6.10.5 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses folgt der in Abschnitt 6.8.5 dargestellten Prozedur. Die ermittelten Korrekturfaktoren sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

	Analyse 1991	Analyse 1992
$C_{4\pi}$	$0.6112 \pm 0.0059$	$0.6112 \pm 0.0059$
$C_{\tau\tau}$	$1.043 \pm 0.027$	$1.025 \pm 0.0121$
$N_{\tau\tau}$	10137.	31735.

**Tabelle 6.21:** Korrekturfaktoren in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ .

Damit ergeben sich folgende Verzweigungsverhältnisse:

$$\text{Daten 1991} \quad BR[\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}\nu] = 16.87 \pm 0.51 \%$$

$$\text{Daten 1992} \quad BR[\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}\nu] = 17.29 \pm 0.26 \%$$

Der angegebene Fehler ergibt sich aus dem Fehler des Parameters  $R$  und ist durch die limitierte Statistik der experimentellen Daten bedingt.

### 6.10.6 Untersuchung der systematischen Fehler

Die Analyse der systematischen Fehler erfolgte ganz analog dem Vorgehen im Elektronkanal (siehe Abschnitt 6.9.6) und wird darum hier nicht weiter dargestellt.

### 6.10.7 Übersicht der Meßergebnisse des Kanals $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$

Tabelle 6.23 gibt eine Zusammenfassung der systematischen Fehler. Der totale Fehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der Einzelfehler. Tabelle 6.22 gibt eine Zusammenfassung der Analyse des Münionkanals.

	Wert	$\Delta(\text{stat.})$	$\Delta(\text{syst.})$
$P_\tau$ Data 1991	-15.0%	$\pm 12.8\%$	$\pm 5.8\%$
$P_\tau$ Data 1992	-3.0%	$\pm 7.9\%$	$\pm 6.0\%$
$BR[\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}\nu]$ Data 1992	17.29%	$\pm 0.26\%$	$\pm 0.51\%$

**Tabelle 6.22:** Ergebnisse der Analyse des Münionkanals.

	$\Delta P_\tau$ Data 1991	$\Delta P_\tau$ Data 1992	$\Delta BR$ Data 1992
Impulsauflösung	+1.4	+0.08	+0.0026
$\tau^+\tau^-$ MC Statistik	$\pm 2.0$	$\pm 1.34$	$\pm 0.1933$
Parameter $A, M$	$\pm 2.7$	$\pm 1.93$	$\pm 0.1980$
Parameter $BA, BM$	$\pm 0.3$	$\pm 0.2$	$\pm 0.0247$
$\mu^+\mu^-$ Untergr.	$\pm 3.3$	$\pm 2.57$	$\pm 0.0745$
$e^+e^-\tau^+\tau^-, e^+e^-\mu^+\mu^-$	$\pm 1.8$	$\pm 1.33$	$\pm 0.0469$
$\mu^+\mu^-$ Routine	2.5	4.56	+0.3624
$C_{\tau\tau}$	.....	.....	$\pm 0.2091$
total	$\pm 5.8$	$\pm 6.0$	$\pm 0.51$

Tabelle 6.23: Übersicht der systematischen Fehler der Müonanalyse in %.

## 6.11 Alternative Müonanalyse

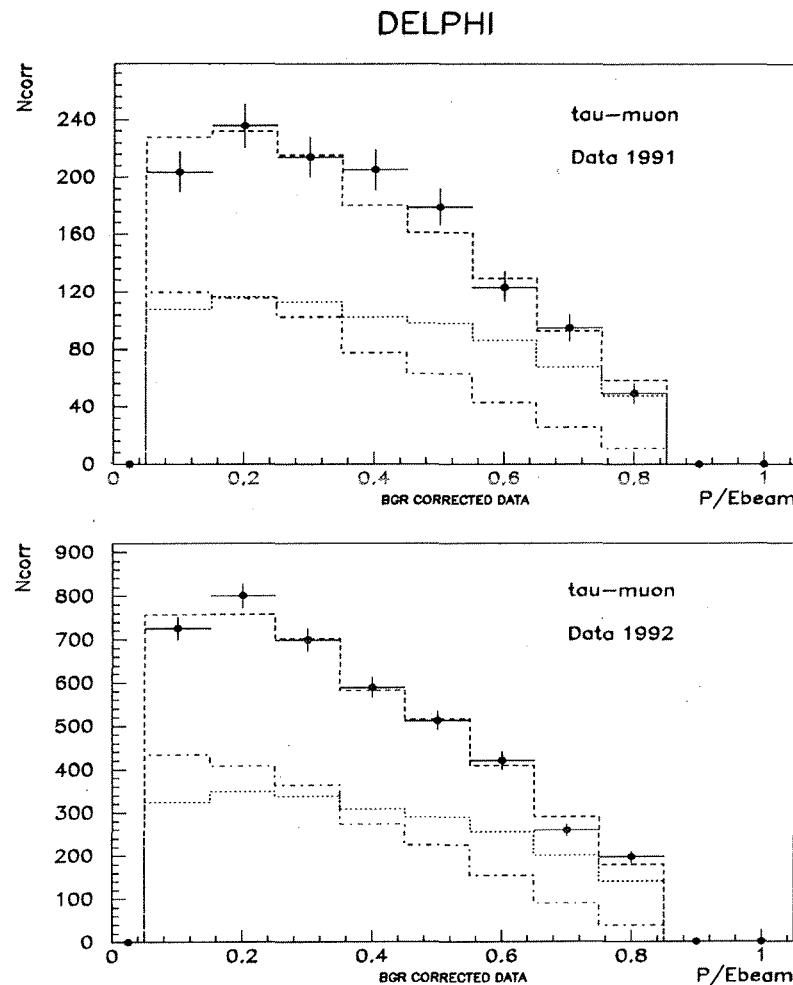
Neben der bisher dargestellten Analyse des Müonkanals wurde eine weitere, leicht abgeänderte Analyse durchgeführt.

Dies war deswegen notwendig, da die DELPHI  $\tau$  Gruppe eine Veröffentlichung der gemessenen Polarisationswerte für Winter '93/'94 plant und die hier dargestellte Müonanalyse Teil dieser Veröffentlichung werden soll. Die für die Veröffentlichung vorgesehenen Analysen der beiden anderen Kanäle  $\tau \rightarrow e\nu\nu$  und  $\tau \rightarrow \pi\nu$ , die auf der Messung des Spektrums beruhen, basieren auf der Anpassung der Normierungen der simulierten Spektren für die beiden möglichen  $\tau$  Helizitäten und nicht auf der Anpassung der semianalytischen CALASY Funktionen. Damit die verschiedenen Endzustände durch die gleiche Anpassungsprozedur ausgewertet werden, wurde neben der bisher beschriebenen Auswertung des Müonkanals auch eine Anpassungsrechnung an die simulierten Spektren mit  $\pm$  Helizität durchgeführt.

Für die Analyse der 1992 Daten wurde bis auf die Anpassungsroutine exakt gleich verfahren, sodaß eventuelle Unterschiede im Ergebnis der 1992 Daten auf eine unterschiedliche Modellierung der Strahlungskorrekturen im Monte Carlo und den CALASY Funktionen bzw. auf statistische Fluktuationen in der Monte Carlo Generation zurückzuführen sind. Die Schnitte der 1991 Analyse wurden dahingehend leicht abgeändert, daß sie gleich der 1992 Analyse gewählt wurden (betrifft nur die  $\mu^+\mu^-$  Unterdrückungsroutine und den verwendeten Impulsbereich).

Die Studie der systematischen Fehler erfolgte ganz analog der vorherigen Analyse<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Die Vergleichsmessungen der relativen Akzeptanzen wurden in ganz analoger Weise verwendet indem die simulierten Spektren mit den gemessenen Akzeptanzen korrigiert wurden.



**Abbildung 6.48:** Alternative Müonanalyse. Dargestellt sind die untergrundkorrigierten experimentellen Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und das totale simulierte Spektrum (gestrichelt), das sich aus den ebenfalls dargestellten Einzelspektren der beiden unterschiedlichen  $\tau$  Helizitätszustände zusammensetzt ( $\cdots \lambda_\tau = -1$ ,  $\cdots \lambda_\tau = +1$ ).

	Wert	$\Delta(\text{stat.})$	$\Delta(\text{syst.})$
$P_\tau$ Data 1991	-12.5%	$\pm 13.8\%$	$\pm 5.1\%$
$P_\tau$ Data 1992	-3.6%	$\pm 7.9\%$	$\pm 6.1\%$

**Tabelle 6.24:** Ergebnisse der alternativen Analyse des Müonkanals.

## 6.12 Erste Messungen $P_\tau(\cos \Theta)$

Neben der Messung der über den Streuwinkel gemittelten Polarisation wurden auch erste Messungen der Winkelabhängigkeit der  $\tau$  Polarisation durchgeführt. Zur Erinnerung sei erwähnt (siehe auch Kapitel 3.1), daß die gemittelte Polarisation von den Kopplungen des  $\tau$  an das  $Z^\circ$  abhängig ist, die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Polarisation jedoch durch die Kopplungen der Elektronen gegeben ist. Durch die winkelabhängige Analyse der Polarisation lassen sich also getrennt die Kopplungen am Produktionsvertex und am Zerfallsvertex des  $Z^\circ$  bestimmen.

Experimentell ist diese Messung jedoch noch durch die geringe Datenstatistik limitiert. Um aus der geringen Datenmenge möglichst viel Information zu nutzen, wurde nicht die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie gemessen sondern der verwendete Streuwinkelbereich in 6 Bereiche aufgeteilt<sup>6</sup>. An diese Winkelverteilung wurde dann gemäß Gleichung 3.4 eine Anpassungsrechnung durchgeführt, die die Asymmetrien  $A_e$  und  $A_\tau$  (definiert nach Gleichung 3.6) mit einer nur sehr geringen Korrelation festlegt.

Für jeden der drei verwendeten Endzustände wurde die Analyse in die genannten Winkelbereiche unterteilt und jeweils eine separate, vollständige Analyse durchgeführt, analog der beschriebenen Analyse zur Messung der mittleren Polarisation. Die ermittelten Polarisationswerte für die beiden Jahre der Datennahme wurden mit dem relativen Gewicht  $(\Delta_{stat})^{-2}$  gemittelt. Danach wurde der totale Fehler durch die quadratische Addition der systematischen und statistischen Fehler gebildet. Die Mittelung über die drei Zerfallskanäle erfolgte dann mit dem Gewicht des totalen Fehlers  $(\Delta_{tot})^{-2}$  des jeweiligen Kanals. Mit diesen 6 Meßpunkten wurde gemäß Gleichung 3.4 eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Das zu minimierende  $\chi^2$  wurde durch die totalen Fehler definiert, sodaß der durch MINUIT ermittelte Fehler eine Überlagerung des statistischen und systematischen Fehlers ist. Das Ergebnis der Anpassungsrechnung war:

$$A_{elektron} = 6.3 \pm 7.7 \% \quad \text{mit nur } 1.4\% \text{ Korrelation}(A_e, A_\tau)$$

Die hier dargestellte winkelabhängige Polarisationsanalyse liefert also ein nahezu unabhängiges Meßresultat für die Elektronkopplungen. Die Meßpunkte und die angepaßte Funktion sind in Abbildung 6.49 dargestellt.

Die hier dargestellte Winkelanalyse ist nur eine vorläufige Studie mit einer sehr einfachen Fehlerbehandlung. Eine exakte und vollständige Analyse der Winkelabhängigkeit würde den (Zeit-)rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen und wird

<sup>6</sup>Die verwendete Winkeleinteilung wurde durch die DELPHI  $\tau$  Gruppe vorgegeben:  $\cos \Theta \in (-0.7; -0.488), (-0.488; -0.244), (-0.244, 0.)$  und analog im positiven Bereich.

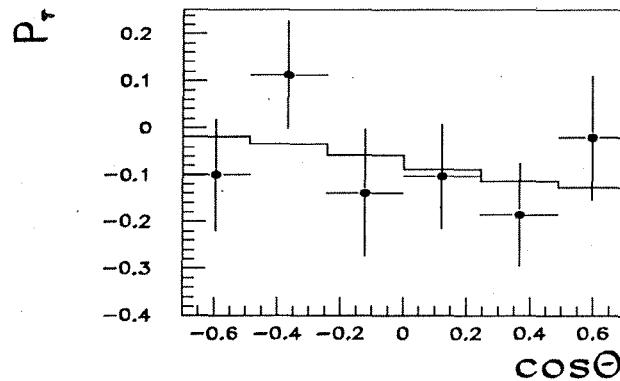


Abbildung 6.49: Winkelabhängige Taupolarisation. Dargestellt sind die gemittelten Meßwerte der Daten 1991, 1992 der drei Endzustände  $\pi(K)\nu, e\nu\nu$  und  $\mu\nu\nu$ . Das Histogramm stellt die angepaßte Funktion nach Gleichung 3.4 dar.

auch erst durch Hinzunahme der experimentellen Daten des Jahres 1993 zu präzisen Aussagen über die elektronischen Kopplungen führen. Die Studie ist jedoch als zusätzlicher Konsistenztest für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse geeignet und gibt erste Hinweise über Leptonuniversalität im relativen Vorzeichen der Vektor- und Axialvektorkopplungen an das  $Z^0$ .

### 6.13 Zusammenfassung der Polarisationsmeßergebnisse

Die Zusammenfassung der Meßergebnisse erfolgte in der im vorigen Abschnitt beschriebenen Weise. Hierbei wird bei der Zusammenfassung mehrerer Jahre der Datennahme der systematische Fehler als zu 100% korreliert angenommen. Bei der Zusammenfassung unterschiedlicher Endzustände werden Korrelationen der systematischen Fehler vernachlässigt. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

	$\tau \rightarrow \pi\nu$	$\tau \rightarrow e\nu\nu$	$\tau \rightarrow \mu\nu\nu$
$P_\tau$ [%] Data 91+92	$-20.3 \pm 4.1 \pm 3.9$	$-4.1 \pm 7.3 \pm 7.4$	$-6.3 \pm 6.7 \pm 5.9$
$P_\tau$ [%] Data 91+92	$-20.3 \pm 5.7$	$-4.1 \pm 10.4$	$-6.3 \pm 8.9$

Tabelle 6.25: Zusammenfassung der Polarisationswerte mehrerer Jahre. In der oberen Zeile sind die statistischen und systematischen Fehler getrennt angegeben.

Hiermit ergibt sich :

$$P_\tau = -14.1 \pm 4.4 \%$$

# Kapitel 7

## Diskussion der Meßergebnisse

### 7.1 Vergleich mit anderen Messungen

#### DELPHI interner Vergleich

Innerhalb der DELPHI  $\tau$ -Gruppe wurden die selben Daten teilweise weiteren unabhängig durchgeföhrten Analysen unterworfen. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der erhaltenen Meßwerte:

	Wert	$\Delta_{\text{stat.}}$	$\Delta_{\text{syst.}}$	$\Delta_{\text{tot.}}$	Data
$P_{\tau}^{\pi,K} [\%]$	-19.8	$\pm 4.0$	$\pm 4.0$	$\pm 5.7$	1991 + 1992
$P_{\tau}^e [\%]$	-8.0	$\pm 14.0$	$\pm 8.0$	$\pm 16.1$	1991
$P_{\tau}^{\mu} [\%]$	-7.0	$\pm 13.0$	$\pm 7.0$	$\pm 14.8$	1991

**Tabelle 7.1:** Offizielle DELPHI Meßergebnisse der Taupolarisation (vorläufig)

Die folgende Tabelle stellt zum Vergleich die korrespondierenden Meßergebnisse dieser Arbeit dar:

	Wert	$\Delta_{\text{stat.}}$	$\Delta_{\text{syst.}}$	$\Delta_{\text{tot.}}$	Data
$P_{\tau}^{\pi,K} [\%]$	-20.3	$\pm 4.1$	$\pm 3.9$	$\pm 5.7$	1991 + 1992
$P_{\tau}^e [\%]$	-8.1	$\pm 13.4$	$\pm 8.2$	$\pm 15.7$	1991
$P_{\tau}^{\mu} [\%]$	-15.0	$\pm 12.8$	$\pm 5.8$	$\pm 14.1$	1991

**Tabelle 7.2:** Ausgewählte Polarisationsmeßergebnisse dieser Arbeit

Die Übereinstimmung der Meßergebnisse ist sehr gut, wobei zu bemerken ist, daß die Meßergebnisse der 1991/92 Pionanalyse dieser Arbeit zuerst vorlagen und innerhalb der DELPHI  $\tau$  Gruppe dargestellt wurden. Ebenso sei bemerkt, daß die DELPHI  $\tau$  Gruppe noch über keine offizielle Elektronanalyse der Daten 1992 verfügt.

Die Gegenüberstellung der Verzweigungsverhältnisse ergibt:

	Wert	$\Delta_{\text{stat.}}$	$\Delta_{\text{syst.}}$	$\Delta_{\text{tot.}}$	Data
$BR^{\pi, K} [\%]$	11.6	$\pm 0.27$	??	??	1992
$BR^{\pi, K} [\%]$	11.9	$\pm 0.7$	$\pm 0.7$	$\pm 1.0$	1990
$P_\tau^e [\%]$	17.62	$\pm 0.46$	$\pm 0.51$	$\pm 0.69$	1991
$P_\tau^\mu [\%]$	17.61	$\pm 0.41$	$\pm 0.26$	$\pm 0.49$	1991

Tabelle 7.3: Offizielle DELPHI Meßergebnisse der Verzweigungsverhältnisse (vorläufig)

	Wert	$\Delta_{\text{stat.}}$	$\Delta_{\text{syst.}}$	$\Delta_{\text{tot.}}$	Data
$BR^{\pi, K} [\%]$	11.5	$\pm 0.28$	$+0.49 - 0.35$	$+0.56 - 0.45$	1992
$BR^e [\%]$	17.39	$\pm 0.34$	$\pm 0.43$	$\pm 0.55$	1992
$BR^\mu [\%]$	17.29	$\pm 0.26$	$\pm 0.51$	$\pm 0.57$	1992

Tabelle 7.4: Meßergebnisse der Verzweigungsverhältnisse in dieser Arbeit

Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse sind durchaus konkurrenzfähig, obwohl keine speziell optimierte Analyse durchgeführt wurde.

### Vergleich mit anderen Experimenten

Die in der folgenden Abbildung dargestellten Meßwerte beruhen auf [44] und [45], wobei aus der letzteren Quelle der genannte LEP Mittelwert stammt. Der genannte DELPHI Meßwert beruht auf der bisher einzigen DELPHI Publikation über die Messung der  $\tau$  Polarisation, die nur die Analyse der 1990er Daten umfaßt [46].

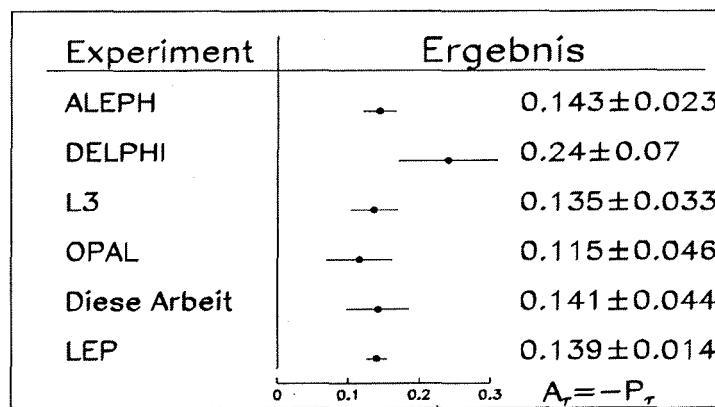


Abbildung 7.1: Polarisationsmeßwerte der verschiedenen LEP Experimente

Das Resultat dieser Arbeit ist trotz der wenigen verwendeten Endzustände (der wichtige  $\rho$  Kanal und das  $a_1$  fehlen) durchaus konkurrenzfähig mit den Messungen der L3 und OPAL Kollaboration. Die kombinierte Analyse aller offizieller DELPHI Messungen der Jahre 1990-1992, die die in dieser Arbeit dargestellte Müonanalyse enthält und deren Veröffentlichung für die nahe Zukunft geplant ist, wird voraussichtlich zu einem Fehler in der Größenordnung  $\Delta P_\tau \approx \pm 0.029$  führen [47]. Dies dokumentiert die großen Fortschritte der DELPHI  $\tau$  Gruppe während der letzten beiden Jahre.

Analog der Gegenüberstellung der Polarisationsmeßwerte wird im folgenden eine Übersicht der Verzweigungsverhältnisse gegeben. Die Quelle ist wieder [44] und [46].

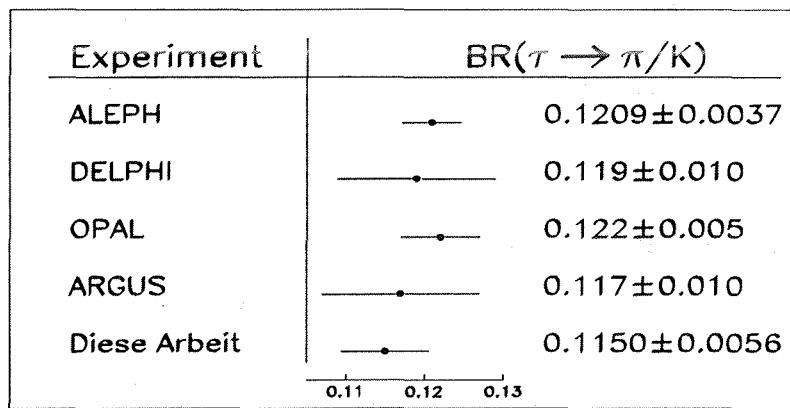


Abbildung 7.2: Übersicht des Verzweigungsverhältnisses  $BR(\tau \rightarrow \pi(K)\nu)$

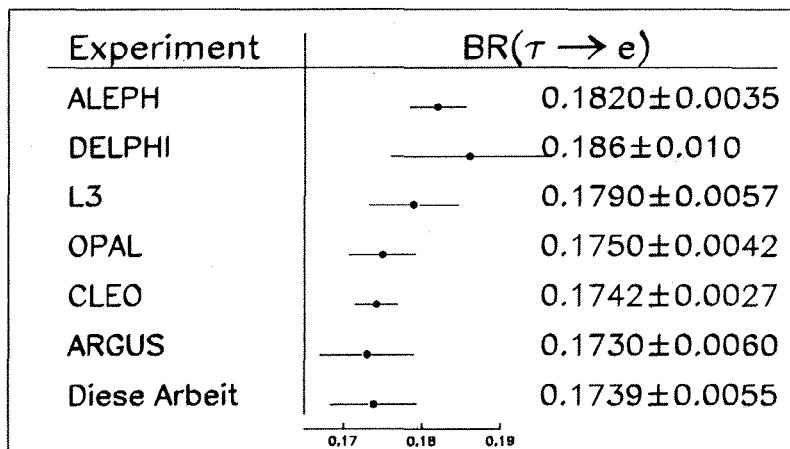


Abbildung 7.3: Übersicht des Verzweigungsverhältnisses  $BR(\tau \rightarrow e\nu\nu)$

Experiment	$BR(\tau \rightarrow \mu)$
ALEPH	$0.1761 \pm 0.0033$
DELPHI	$0.174 \pm 0.0092$
L3	$0.176 \pm 0.0057$
OPAL	$0.168 \pm 0.0042$
Diese Arbeit	$0.1729 \pm 0.0057$

Abbildung 7.4: Übersicht des Verzweigungsverhältnisses  $BR(\tau \rightarrow \mu\nu\nu)$

Die Elektron-Asymmetrie  $A_e$  wurde erst durch zwei Experimente bestimmt [44]. Das Resultat der in dieser Arbeit dargestellten ersten Studie  $P_\tau(\cos \Theta)$  ist damit kompatibel (siehe Abbildung 7.5).

Experiment	$A_e$
ALEPH	$0.120 \pm 0.026$
OPAL	$0.229 \pm 0.083$
Diese Arbeit	$0.063 \pm 0.077$
LEP	$0.130 \pm 0.025$

Abbildung 7.5: Übersicht der Messungen der Elektron-Asymmetrie  $A_e$

## 7.2 Ableitung und Test von Standardmodellaussagen

### 7.2.1 Der effektive schwache Mischungswinkel

Mit Hilfe der Formeln in Kapitel 3.1 lassen sich aus den gemessenen Werten  $P_\tau$  und  $A_e$  effektive schwache Mischungswinkel und die Verhältnisse der Vektor- zu Axialvektor Kopplung an das  $Z^0$  berechnen:

$$(\sin^2 \Theta_W^{eff})_\tau = 0.2323 \pm 0.0056 \quad ; \quad \frac{v_\tau}{a_\tau} = 0.071 \pm 0.022$$

$$(\sin^2 \Theta_W^{eff})_e = 0.2421 \pm 0.0097 \quad ; \quad \frac{v_e}{a_e} = 0.032 \pm 0.039$$

Innerhalb des Standardmodells sind die beiden effektiven Mischungswinkel auf diesem Niveau der Präzision gleich<sup>1</sup>. Die gemessenen Mischungswinkel bestätigen dies innerhalb  $1\sigma$ .

Die Messung legt das relative Vorzeichen der Taukopplungen an das  $Z^0$  mit einem Vertrauensniveau von mehr als 99.9% fest. Dies ist die wichtigste Aussage, die aus dieser Messung ableitbar ist, da das relative Vorzeichen bei LEP bisher nur durch die Taupolarisation zu bestimmen ist und die im Standardmodell eingebaute Relation<sup>2</sup> getestet werden kann.

Durch die Kombination der Meßwerte  $P_\tau$  und  $A_e$  wird ein universeller leptonischer Mischungswinkel erhalten<sup>3</sup>:

$$(\sin^2 \Theta_W^{eff})_{lepton} = 0.2347 \pm 0.0048$$

Dieses Ergebnis entspricht im Wert und im Fehler ungefähr dem Resultat von [48], das aus der elektronischen  $Z^0$  Breite der 1990er Daten gewonnen wurde. Dies zeigt den großen Fortschritt innerhalb der letzten beiden Jahre, da die Analyse exklusiver Tauzerrfälle (mit nur ca. 50% der totalen Taubreite) die gleiche Präzision erreicht, die vorher durch die globale Ereignisanalyse erhalten wurde.

Der Meßwert ist ebenfalls kompatibel mit dem in [45] genannten leptonischen LEP Mittelwert des effektiven schwachen Mischungswinkels  $\sin^2 \Theta_{eff}^{lept} = 0.2321 \pm 0.0007$ .

<sup>1</sup>Bei genaueren Präzisionstests sind die flavourabhängigen Vertexkorrekturen zu beachten [8].

<sup>2</sup>Für  $\sin^2 \Theta_W < 0.25$  bzw.  $> 0.25$  ergibt sich ein positives bzw. negatives Vorzeichen !!

<sup>3</sup>Die kleine Korrelation von 1.4% wurde bei der Zusammenfassung vernachlässigt.

### 7.2.2 Test der Leptonuniversalität in der Fermikonstante

Durch Vergleich der gemessenen leptonischen Verzweigungsverhältnisse mit den Standardmodellvorhersagen aus Abschnitt 3.3.2 kann die im Standardmodell eingebaute universelle  $W$  – Lepton Kopplung getestet werden. Nach Gleichung 3.25 und 3.26 ist das Verhältnis der leptonischen Verzweigungsverhältnisse aus der Standardtheorie genau bekannt:

$$\left( \frac{BR_e}{BR_\mu} \right)_{SDM} = \frac{0.1900}{0.1848} = C$$

Aus dieser Relation und den gemessenen Verzweigungsverhältnissen folgt:

$$\frac{G_\mu}{G_e} = \left( \frac{BR_\mu}{BR_e} \right)_{exp} \cdot C = 1.028 \pm 0.036 \quad (7.1)$$

Bei dieser Meßgröße hebt sich der systematische Fehler aufgrund der Normierung auf die vorhandenen Tauereignisse<sup>4</sup> weg.

Durch Multiplikation des müonischen Verzweigungsverhältnisses mit dem Faktor  $C$  und der Zusammenfassung der Meßergebnisse der leptonischen Verzweigungsverhältnisse lässt sich ein leptonisches Verzweigungsverhältnis definieren<sup>5</sup>:

$$(BR_l)_{exp} = 0.1754 \pm 0.43 \quad (7.2)$$

Die relative Stärke der Taukopplung an das  $W$  wird damit unter Verwendung der in [44] genannten Weltmittelwerte für die Taumasse und Lebensdauer und Vergleich mit Gleichung 3.25:

$$\frac{G_\tau}{G_\mu} = 0.967 \pm 0.022(BR) \pm 0.015(m_\tau) \pm 0.010(\tau_{tau}) \quad (7.3)$$

mit

$$m_\tau = 1777.1 \pm 0.5 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad \tau_\tau = 295.9 \pm 3.3 \text{ fs}$$

Dieser Wert ist  $1.2\sigma$  von der Standardmodellaussage entfernt. Da das untersuchte Verhältnis eine starke Abhängigkeit von der Taulebensdauer zeigt und diese (im Weltmittelwert) in den letzten beiden Jahren um ungefähr 5 fs zu kleineren Werten hin gedriftet ist, ist es an dieser Stelle angebracht, von Aussagen über nichtzutreffende Standardmodellaussagen abzusehen<sup>6</sup>.

<sup>4</sup> Dieser Fehler wurde in den vorher dargestellten Analysen als Fehler im Korrekturfaktor  $C_{\tau\tau}$  bezeichnet.

<sup>5</sup> Dieses Verzweigungsverhältnis ist auf den Phasenraum eines Elektrons skaliert.

<sup>6</sup> Insbesondere gilt dies bei den hier verwendeten Meßwerten, da ein  $1.2\sigma$  Effekt sicherlich nicht signifikant ist.

### 7.2.3 Bestimmung der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s$

Die starke Kopplungskonstante wird durch den Anteil rein leptonischer Zerfälle bestimmt. Hierzu wird das gemittelte leptonische Verzweigungsverhältnis 7.2 verwendet:

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \nu + \text{hadrons})}{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\nu)} = \frac{1. - (BR_l)_{\text{exp}} \cdot (1. + C^{-1})}{(BR_l)_{\text{exp}}} = 3.729 \pm 0.140 \quad (7.4)$$

Mit Hilfe der  $O(\alpha_s^3)$  Kalkulation von [49] kann aus diesem Wert  $R_\tau$  eine starke Kopplungskonstante abgeleitet werden:

$$R_\tau = (3.00 \pm 0.03) \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} + \left[ 5.2023 - 2.25 \ln \left( \frac{m_\tau^2}{\mu^2} \right) \right] \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right]^2 + \right. \\ \left. \left[ 26.366 - 27.410 \ln \left( \frac{m_\tau^2}{\mu^2} \right) + 5.0625 \ln^2 \left( \frac{m_\tau^2}{\mu^2} \right) \right] \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right]^3 + \dots \right\}$$

Hierbei wird  $\alpha_s$  im  $\overline{MS}$  Schema definiert. Aus dem resultierenden  $\alpha_s$  Wert lässt sich ein korrespondierender  $\Lambda_{\overline{MS}}$  Wert berechnen<sup>7</sup>. Mit diesem  $\Lambda_{\overline{MS}}$  kann nun mit [50] die Größe der starken Kopplungskonstanten bei  $\mu = M_Z$  bestimmt werden. Das Resultat in  $O(\alpha_s^3)$  ist:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1226^{+0.0033+0.0010+0.0041+0.0011}_{-0.0046-0.0011-0.0051} = 0.1226^{+0.0056}_{-0.0070}$$

Der erste Fehler ist der experimentelle Fehler der Verzweigungsverhältnisse. Der zweite röhrt von der Unsicherheit in der theoretischen Berechnung von  $R_\tau$ . Der dritte Fehler wurde durch die Variation der Skala  $\mu$  zwischen  $1. \text{GeV}$  und  $2.5 \text{GeV}$  erhalten. Der vierte Fehler kommt von der Unsicherheit der c-Quark Masse und damit der Flavourzahl beim Tauzerfall.

Da in letzter Zeit Zweifel an der richtigen Abschätzung der nicht-perturbativen Effekte in der oben genannten Formel für  $R_\tau$  geäußert wurden (dies bezieht sich insbesondere auf den Fehler  $\pm 0.03$ ), wurde die Konsistenz mit der jüngsten ALEPH Messung [51] überprüft. In dieser Messung wurden zusätzlich die Momente der Verteilung der invarianten Masse der hadronischen Tauzerfallsprodukte gemessen. Aus der gleichzeitigen Anpassung von  $R_\tau$  und diesen Momenten gewinnt man unabhängige Aussagen über die starke Kopplungskonstante und die nicht-perturbativen Beiträge zu  $R_\tau$ . Mit dem in [51] genannten Wert  $R_\tau = 3.579 \pm 0.087$  und dem oben gegebenen Zusammenhang mit  $\alpha_s$  wurde die starke Kopplungskonstante bei der Taumasse und der Z-Masse bestimmt. Die erhaltenen Werte  $\alpha_s(m_\tau) = 0.330$  und  $\alpha_s(M_Z) = 0.118$  sind gleich den Ergebnissen der kombinierten ALEPH Anpassungsrechnung. Somit ist die obige Abschätzung der nicht-perturbativen Beiträge konsistent mit den Meßergebnissen [51].

<sup>7</sup>bei vorgegebener Skala, z.B.  $\mu = m_\tau$

### 7.2.4 Vergleich des experimentellen Verhältnisses $BR^{\pi(K)}/BR^e$ mit Standardmodellrechnungen

Die Messung des oben genannten Verhältnisses ist deshalb von Interesse, da auf theoretischer Seite die Behandlung der QED Strahlungskorrekturen für diesen Prozeß noch nicht eindeutig geklärt erscheint. Die Präzision der theoretischen Vorhersage des Verzweigungsverhältnisses  $\tau \rightarrow \text{pseudoskalares Meson}$  ist weit geringer als die Präzision in den rein leptonischen Zerfällen. Die beiden aktuellsten Berechnungen des oben genannten Verhältnisses folgen aus [11] und [52]:

$$\left( \frac{BR^{\pi(K)}}{BR^e} \right)_{[11]} = 0.656 \pm 0.006 \quad (7.5)$$

$$\left( \frac{BR^{\pi(K)}}{BR^e} \right)_{[52]} = 0.660 \pm 0.001 \quad (7.6)$$

Der experimentelle Wert dieser Analyse ist mit beiden Vorhersagen sehr gut kompatibel. Auf diesem Niveau der experimentellen Präzision ist bisher keine Aussage über die unterschiedlichen Rechnungen zu treffen.

$$\left( \frac{BR^{\pi(K)}}{BR^e} \right)_{exp} = 0.656 \pm 0.030 \quad (7.7)$$

Auch ein aus den Weltmittelwerten [44] berechneter Wert, der in [52] genannt wird ist mit einem zu großen Fehler behaftet:

$$\left( \frac{BR^{\pi(K)}}{BR^e} \right)_{WA} = 0.675 \pm 0.015$$

### 7.3 Test der W-Lepton Kopplung

Im bisher dargestellten Teil der vorliegenden Arbeit wurde die Lepton-W Kopplung als reine (V-A) Kopplung entsprechend dem Standardmodell angenommen. Verläßt man diesen Standpunkt und läßt beliebige vektorartige Kopplungen zu<sup>8</sup>, so ergibt sich im Gegensatz zu Gleichung 3.29 folgendes Spektrum für rein leptonische Tauzerfälle [53]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} \propto & 2 - 6x^2 + 4x^3 + \frac{4}{9}\rho(-1 + 9x^2 - 8x^3) \\ & - \xi P_\tau \left[ -\frac{2}{3} + 4x - 6x^2 + \frac{8}{3}x^3 + \frac{4}{9}\delta(1 - 12x + 27x^2 - 16x^3) \right] \\ \text{mit } & x = \frac{E_{e,\mu}}{E_\tau} \end{aligned}$$

Die bisher zugelassenen Möglichkeiten der Wechselwirkung werden durch die Messung des  $\rho$  Parameters [17] auf Mischungen von (V-A) und (V+A) eingeschränkt. Reine Vektor und Axialvektorkopplungen sind ebenso ausgeschlossen wie unterschiedliche Kopplungen am  $\tau - W$  Vertex und am  $e(\mu) - W$  Vertex. Das Vorzeichen des Michelparameters  $\xi$  unterscheidet zwischen den beiden verbliebenen Wechselwirkungsstrukturen:

$$\xi = \pm 1 \iff \text{reine } (V \mp A) \text{ Wechselwirkung} \quad (7.8)$$

Die Michelparameter  $\delta$  und  $\rho$  sind für beide diskutierten Wechselwirkungen gleich  $\frac{3}{4}$ . Die gemessenen Werte  $P_\tau$  in den rein leptonischen Zerfallskanälen entsprechen bei dieser Beschreibung dem Produkt  $(\xi \cdot P_\tau)$ .

Bei der Analyse der Tauzerfälle  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$  wird das Produkt aus Tauneutrinohelizität  $h_{\nu_\tau}$  und Polarisation  $P_\tau$  bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} \propto & 1 - h_{\nu_\tau} P_\tau (2x - 1) \\ \text{mit } & x = \frac{E_{\pi,K}}{E_\tau} \end{aligned}$$

Die Neutrinohelizität wurde durch ARGUS[12] zu  $h_{\nu_\tau} = -1.25 \pm 0.23^{+0.15}_{-0.08}$  bestimmt. Aus dieser Messung und der in dieser Arbeit aufgeführten Analyse des Pion(Kaon) Kanals folgt in diesem Rahmen der Betrachtung:

$$P_\tau = -0.162 \pm 0.058 \quad (7.9)$$

<sup>8</sup>Skalar und Tensorkopplungen werden hier außer Betracht gelassen, sodaß sich die im allgemeinen vier Michelparameter wegen  $\eta = 0$  auf drei reduzieren.

Das gemittelte Meßergebnis der leptonischen Analysen ist<sup>9</sup>:

$$(\xi \cdot P_\tau)_{e,\mu} = -0.054 \pm 0.068$$

Durch Vergleich mit 7.9 ergibt sich:

$$\xi = 0.33 \pm 0.45 \quad (7.10)$$

Dieser Wert für  $\xi$  schließt auf einem Vertrauensniveau von über 99.8% Lepton-W Wechselwirkung vom reinen (V+A) Typ aus. Der Meßwert ist innerhalb  $1.5\sigma$  kompatibel mit der Standardmodellwechselwirkung (V-A).

Der Absolutbetrag des Michelparameters  $\xi$  wurde von ARGUS [54] bestimmt:

$$|\xi| = 0.90 \pm 0.13 \pm 0.08 \quad (7.11)$$

Das Vorzeichen ist bisher nur durch Polarisationsmessungen bei LEP zugänglich<sup>10</sup>.

<sup>9</sup> Die Michelparameter  $\rho$  und  $\delta$  werden zu  $\frac{3}{4}$  angenommen, da in dieser Diskussion nur zwischen (V-A) und (V+A) Wechselwirkungstypen diskriminiert wird.

<sup>10</sup> Derzeit gibt es auch bei ARGUS Ansätze zur Messung des Vorzeichens durch modifizierte Monte-Carlo Generatoren, die einen verallgemeinerten Ansatz des Zerfallsmatrixelements enthalten [55]

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Aus den mit dem DELPHI-Detektor aufgenommenen Daten der Jahre 1991 und 1992 wurden die Impulsspektren der geladenen Zerfallsprodukte der exklusiven  $\tau$  Zerfälle  $\tau \rightarrow e\nu\nu$ ,  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$  und  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$  bestimmt. An die korrigierten Impulsspektren wurden semianalytische Funktionen angepaßt, welche die Form des Spektrums in Abhängigkeit von der mittleren Taupolarisation beschreiben. Die absolute Normierung der angepaßten Funktionen wurde als weiterer Parameter frei variiert. Die Resultate der Messungen sind:

$$P_\tau = -14.1 \pm 4.4 \%$$

$$BR(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = 17.39 \pm 0.34 \pm 0.43 \%$$

$$BR(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}) = 17.29 \pm 0.26 \pm 0.51 \%$$

$$BR(\tau \rightarrow \pi(K)\nu) = 11.50 \pm 0.28^{+0.49\%}_{-0.35\%}$$

Der gemessene Polarisationswert ist konsistent mit dem LEP Mittelwert [45]:

$$P_\tau^{LEP} = -0.139 \pm 0.014$$

Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse sind kompatibel mit Rechnungen innerhalb des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung.

Aus der gemessenen mittleren Taupolarisation läßt sich im Rahmen des Standardmodells ein effektiver schwacher Mischungswinkel berechnen und das Verhältnis von Vektor- zu Axialvektorkopplung der Tauleptonen an das  $Z^\circ$  angeben:

$$(\sin^2 \Theta_W^{eff})_\tau = 0.2323 \pm 0.0056 \quad ; \quad \frac{v_\tau}{a_\tau} = 0.071 \pm 0.022$$

Die Messung der Taupolarisation ist methodisch die einzige Messung, durch die das relative Vorzeichen der Kopplungskonstanten bei LEP Energien gemessen wird. Das Resultat dieser Arbeit bestimmt das Vorzeichen mit einem Vertrauensniveau von mehr als 99.9%. Das gemessene Vorzeichen entspricht der Standardmodellvorhersage (bei  $\sin^2 \Theta_W^{eff} < 0.25$ ).

Durch eine erste Studie der Winkelabhängigkeit der Taupolarisation wurde die Kopplung der Elektronen an das  $Z^0$  untersucht. Das von den Taukopplungen nahezu unabhängige Ergebnis der Messung ist:

$$(\sin^2 \Theta_W^{eff})_{electron} = 0.2421 \pm 0.0097 \quad ; \quad \frac{v_e}{a_e} = 0.032 \pm 0.039$$

Das Resultat ist kompatibel mit den Taukopplungen und gibt einen Hinweis auf die im Standardmodell eingebaute Leptonuniversalität.

Beide gemessene effektive schwache Mischungswinkel sind in guter Übereinstimmung mit dem leptonischen LEP Mittelwert [45]:

$$\sin^2 \Theta_{eff}^{lept} = 0.2321 \pm 0.0007$$

Mit Hilfe der beiden gemessenen rein leptonischen Tauzerfälle wurde die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s(m_\tau)$  bestimmt und zur Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = M_Z$  extrapoliert:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1226^{+0.0056}_{-0.0070}$$

Dieser Wert ist kompatibel mit den Resultaten der Analyse multihadronischer  $Z^0$  Zerfälle [56],[57].

Unter Vernachlässigung von Skalar und Tensorkopplungen und Einbeziehung der ARGUS-Messungen des Michelparameters  $\rho$  und der Neutrino helizität  $h_\nu$ , wurde die Struktur der  $W - Lepton$  Kopplung im Tauzerfall durch den Michelparameter  $\xi$  festgelegt:

$$\xi = 0.33 \pm 0.45$$

Die Messung ist innerhalb  $1.5\sigma$  kompatibel mit der Standardmodellwechselwirkung (V-A) ( $\xi = +1$ ) und verwirft die Struktur (V+A) ( $\xi = -1$ ) mit einem Vertrauensniveau von über 99.8%.

Als Resumee ergibt sich eine Bestätigung der Standardmodellvorhersagen in allen untersuchten Aspekten, insbesondere in der erst durch den LEP Speicherring meßbaren Struktur der Lepton- $Z^0$  Kopplung. Auf dem erreichten Präzisionsniveau ist kein signifikanter Effekt als Hinweis für neue Physik erkennbar.

# Literaturverzeichnis

- [1] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- [2] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489.
- [3] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [4] A. Salam, Phys. Rev. 127 (1962) 331.
- [5] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [6] M. Kobayashi und T. Makawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [7] R.P. Feynman, " Space-time approache to Quantum Electrodynamics", Phys. Rev. 76 (1949) 769.
- [8] G. Burgers et al., " Z Physics at LEP", CERN 89-09 , vol. 1 p. 55.
- [9] Particle Data Group, " Review of particle properties", Phys. Rev. D45 (1992).
- [10] B. Holstein, Phys. Lett. B244 (1990) 83.
- [11] W.J. Marciano, "  $\tau$  decay puzzle", Phys. Rev. D45 (1992) 724.
- [12] H. Kolanoski, DESY 91-145 (1991).
- [13] A. Lindner, " Drehimpulse in der Quantenmechanik", Teubner Studienbücher (1984).
- [14] D.A. Varshalovich, A.N. Moskalev, V.K. Khersonskij, " Quantum Theory of Angular Momentum", World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (1988).
- [15] W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1815.
- [16] Otto Nachtman, " Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte", Vieweg Verlag (1986).

- [17] ARGUS collaboration, H.Albrecht et al., Phys. Lett. B246 (1990) 278.
- [18] Y.S.Tsai, Phys. Rev. D4 (1971) 2821.
- [19] F.A.Berends and W.L.Van Neerven and G.J.H.Burgers, Nucl. Phys. 249 (1988).
- [20] G.Burgers, " The shape and size of the Z resonance" , CERN report 88-06.
- [21] S.Jadach and B.F.L.War, " YFS2-the second order Monte Carlo for fermion pair production at LEP/SLC with initial state radiation of two hard and multiple soft photons", to appear in Computer Phys. Commun.
- [22] E.A.Kuraiev and V.S.Vardin, Sov.Journal Nucl.Phys. 41 (1985) 466.
- [23] S.Jadach,Z.Was et al., " Z Physics at LEP", CERN 89-09 ,vol. 1 p.235.
- [24] S.Jadach and Z.Was, " CALASY,CALculator of ASYmetries", source code available from Z.Was, Bitnet:WASM@CERNVM.
- [25] S.Jadach, Z.Was, " First and higher order noninterference QED radiative corrections to the charge asymmetry at the Z resonance", preprint of MPI München, MPI-PAE/PTH33/89 (1989).
- [26] R.Bailey et al., CERN-SL 90-95 (1990).
- [27] H.Daniel, " Beschleuniger", B.G. Teubner Stuttgart (1974).
- [28] DELPHI collaboration, " DELPHI technical proposal", CERN/LEPC83-3LEPC/P2 (1983).
- [29] DELPHI collaboration, P.Aarnio et al., " The DELPHI detector at LEP", Nuclear Instr. and Meth. A303 (1991) 233.
- [30] C.Kreuter, " Longitudinal shower development in the DELPHI electromagnetic calorimeter HPC", Diplomarbeit am IEKP der Universität Karlsruhe, IEKP-KA/93-09 (1993).
- [31] Paolo Privitera, " Study of the decay  $\rightarrow 3\pi(n\gamma)\nu_\tau$  with the DELPHI Detector at LEP", Dissertation am Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe, IEKP-KA/93-01 (1993).
- [32] DELPHI collaboration, " DELSIM-DELPHI event generator and detector simulation", DELPHI 89-67 (1989).
- [33] F.A.Berends, W.Hollik and R.Kleiss, Nucl.Phys. B304 (1988) 712.

- [34] M.Böhm, R.Kleiss and W.Hollik, Nucl.Phys. B304 (1988) 687.
- [35] S.Jadach and Z.Was, Comp.Phys. 36 (1985) 191.
- [36] S.Jadach, J.H.Kühn and Z.Was, Comp.Phys. 64 (1990) 275.
- [37] S.Jadach, B.F.L.Ward and Z.Was, Comp.Phys. 66 (1991) 276.
- [38] F.James, M.Roos, " MINUIT function minimization and error analysis", CERN D506 (1989).
- [39] F.James, " Interpretation of the errors on parameters as given by MINUIT", CERN Computer Center Program Library D506 (1978).
- [40] Eadie et al., " Statistical Methods in Experimental Physics", North-Holland (1971).
- [41] H.Frauenfelder und E.M.Henley, " Teilchen und Kerne", Oldenburg Verlag (1979).
- [42] P.Zalewski, P.Bambade, internal Orsay Note , unpublished.
- [43] A.Haungs, " Messung der  $\tau$  Verzweigungsverhältnisse  $\tau \rightarrow e\nu\nu$ ,  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ ,  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu$  und  $\tau \rightarrow \pi\rho^0\nu$  mit Hilfe des DELPHI Detektors", Diplomarbeit am Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe (1992).
- [44] J.J.G.Cadenas, " Experimental results on  $\tau$  physics", Proceedings of the XIII'th conference on Physics in Collision,to be published, Heidelberg, June 1993.
- [45] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, " Updated Parameters of the  $Z^0$  Resonance from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments", CERN-PPE 157 (1993).
- [46] DELPHI collaboration, " A study of the decays of the tau lepton produced on the  $Z$  resonance at LEP", Z.Phys.C-Particles and Fields 55 (1993) 555.
- [47] DELPHI collaboration, " Measurements of the  $\tau$  polarization in  $Z^0$  decays", DELPHI93-65 PHYS292, paper submitted to "HEP93" conference Marseille, 22-24 July 1993.
- [48] M.Kopf, " Messung der Kopplung des  $Z^0$  Bosons an den  $e^+e^-$  Endzustand mit dem DELPHI Detektor am LEP Speicherring", Dissertation am Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe, IEKP-KA/91-16 (1991).

- [49] Minxing Luo and W.J. Marciano, " Hadronic tau decays and perturbative quantum chromodynamics", Brookhaven National Laboratory DOE/ER/40561-043-INT92-00-01;BNL-47187 (1992).
- [50] W.J. Marciano, Phys. Rev. D29 (1984) 580.
- [51] ALEPH Collaboration, " Measurement of the strong coupling constant using  $\tau$  decays", Phys. Lett. B307 (1993) 209.
- [52] Roger Decker und Markus Finkenmeier, " Radiative corrections to the decay  $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$ ", preprint University Karlsruhe TTP93-25 (1993), to be published.
- [53] Paolo Privitera, " The  $\tau$  polarization measurement at LEP and the nature of the  $\tau - W - \nu_\tau$  coupling", Phys. Lett. B288 (1992) 227.
- [54] K.Strahl, " Bestimmung der Zerfallspараметer rein leptonischer Tauzerfälle", Dissertation an der Universität Karlsruhe, Institut für experimentelle Kernphysik IEKP-KA/92-14 (1992), preprint.
- [55] M.Schmittler, " A convinient parametrization for the general matrix element of leptonic tau decays", Universität Karlsruhe IEKP-KA/93-14 (1993), preprint.
- [56] The LEP Coll. (ALEPH,DELPHI,L3,OPAL), Phys. Lett. B276 (1992) 247.
- [57] W.de Boer and T.Kußmaul, " Scaling Violation in the Fragmentation Functions in  $e^+e^-$ -Annihilation", CERN-PPE/93-69 and IEKP-KA/93-8 (1993).

## Anhang A

# The Members of the DELPHI Collaboration

### AUSTRIA - VIENNA

W.Adam, W.Bartl, R.Fruhwirth, J.Hrubec, G.Leder, D.Liko, F.Mandl,  
I.Mikulec, W.A.Mitaroff, M.Pernicka, M.Regler, J.Strauss

### BELGIUM - ANTWERP, BRUSSEL, MONS

D.Bertrand, S.Braibant, C.Bricman, J.A.M.A.Buytaert, F.Cao, E.Daubie,  
H.De Boeck, C.De Clercq, F.Grard, P.Herquet, J.Kesteman, J.Lemonne,  
O.Pingot, F.Stichelbaut, S.Tavernier, C.Vander Velde, W.K.Van Doninck,  
F.Verbeure, J.H.Wickens

### BRAZIL - LAFEX

I.Roditi

PUC

M.Begalli, R.C.Shellard

### CIS - JINR - DUBNA

G.D.Alekseev, D.Y.Bardin, M.S.Bilenky, P.N.Bogolubov, G.A.Chelkov,  
V.M.Golovatyuk, B.A.Khomenko, N.N.Khovanski, A.V.Korytov,  
O.Kouznetsov, M.Lokajicek, G.V.Mitselmakher, A.G.Olshevski, J.Ridky,  
A.N.Sisakian, V.G.Timofeev, L.G.Tkatchev, E.N.Tsyganov,  
L.S.Vertogradov, A.S.Vodopyanov, N.I.Zimin

## SERPUKHOV

Yu.Belokopytov, K.Belous, G.Borisov, M.Chapkin, P.Chliapnikov,  
R.Dzhelyadin, A.Fenyuk, S.Gumenyuk, A.Katargin, V.Kostioukhine,  
V.Lapin, V.Nikolaenko, V.Obraztsov, A.Ostankov, V.Perevozchikov,  
V.Ronjin, N.Smirnov, O.Tchikilev, A.Tomaradze, V.Uvarov, N.Vishnevsky,  
E.Vlasov, A.Zaitsev

## DENMARK - NBI

E.Dahl-Jensen, G.Damgaard, J.E.Hooper, R.Moeller, B.S.Nielsen

## FINLAND - HELSINKI

S.Czellar, I.Hietanen, R.Keranen, K.Kurvinen, R.Lauhakangas, J.Lindgren,  
R.Orava, K.Osterberg, J.Pennanen, C.Ronnqvist, H.Saarikko, O.Toker,  
T.Tuuva, L.Vitale, M.Voutilainen

## FRANCE - CDF

P.Beilliere, J-M.Brunet, M.Crozon, C.Defoix, P.Delpierre, J.Dolbeau,  
Y.Dufour, P.Frenkiel, P.F.Honore, P.Lutz, J.Maillard, G.Tristram,  
R.Zukanovich Funchal

## GRENOBLE

R.Barate, F.Ledroit, G.Sajot, T.S.Spassoff  
LPNHE - PARIS

M.Baubillier, P.Billoir, H.Briand, J.Chauveau, V.Chorowicz, P.David,  
W.Da Silva, C.De La Vaissiere, B.Grossetete, F.Kapusta,  
F.Naraghi, R.Pain, I.A.Tyapkin

## LYON

P.Antilogus, G.Smadja

## MARSEILLE

A.Tilquin

## ORSAY - LAL

J-E.Augustin, P.Bambade, M.Berggren, B.Bouquet, C.Bourdarios,  
L.Chaussard, G.Cosme, F.Couchot, S.Dagoret, B.Dalmagne,  
F.Fulda-Quenzer, G.Grosdidier, B.Jean-Marie, V.Lepeltier,  
A.Lopez-Fernandez, B.Muryn, F.Richard, P.Roudeau,  
A.Stocchi, P.Zalewski

## SACLAY

T.Bolognese, P.Borgeaud, L.Chevalier, M.De Beer,  
G.Hamel De Monchenault, P.Jarry, J-P.Laugier, Y.Lemoigne, A.Ouraou,  
F.Pierre, V.Ruhlmann, Y.Sacquin, P.Siegrist, M-L.Turluer,  
D.Vilanova, M.Zito

## STRASBOURG - CRN

D.Benedic, D.Bloch, F.Djama, J-P.Engel, J-P.Gerber, P.Juillot, J.M.Levy,  
R.Strub, T.Todorov, M.Winter

## GERMANY - KARLSRUHE

W-D.Apel, A.Daum, W.De Boer, R.Ehret, D.C.Fries, H.Furstenau,  
U.Haedinger, M.Hahn, J.H.Koehne, M.Kopf, H.Mueller, P.Privitera,  
S.Schael, H.Schneider, R.Seufert  
WUPPERTAL

K-H.Becks, J.Drees, F.Hahn, K.Hamacher, A.Koch-Mehrin, P.H.Kramer,  
U.Kruener-Marquis, G.Lenzen, E.Lieb, R.Lindner, T.Maron, M.A.E.Schyns,  
H.Staeck, S.Ueberschaer, M.Vollmer, H.Wahlen, A.Wehr, M.Weierstall,  
J.Werner, G.Zhang

## UNITED KINGDOM - LANCASTER

P.N.Ratoff

## LIVERPOOL

P.S.L.Booth, T.J.V.Bowcock, L.Carroll, K.A.J.Forbes, K.Furnival,  
T.L.Hessing, C.O.Higgins, M.Houlden, J.N.Jackson, D.Johnson, B.King,  
M.Mc Cubbin, R.Mc Nulty, B.Nijjhar, D.Reid, M.Richardson

## OXFORD

M.J.Bates, C.J.Beeston, S.Blyth, S.Bosworth, P.Collins, P.D.Dauncey,  
F.J.Harris, S.D.Hodgson, J.Krstic, J.G.Loken, L.Lyons, G.Myatt,  
D.Radojicic, P.B.Renton, A.M.Segar, M.T.Trainor, G.R.Wilkinson,  
W.S.C.Williams, R.Zuberi

## RUTHERFORD

T.Adye, R.J.Apsimon, D.Crennell, B.Franek, G.Gopal, J.Guy, G.Kalmus,  
W.J.Murray, R.Sekulin, G.R.Smith, M.Tyndel, W.Venus

## GREECE - ATHENS

E.G.Anassontzis, P.Ioannou, G.Kalkanis, S.Katsanevas, C.Kourkoumelis,  
L.K.Resvanis, G.Voulgaris

## ATHENS-NTU

M.Dris, D.Fassouliotis, T.A.Filippas, E.Fokitis, E.N.Gazis,  
E.C.Katsoufis, Th.D.Papadopoulou

## DEMOKRITOS

P.Beltran, E.Karvelas, P.Kokkinias, C.Lambropoulos, D.Loukas,  
A.Maltezos, A.Markou, G.Stavropoulos, G.E.Theodosiou, E.Zevgolatakos

## ITALY - BOLOGNA

F.R.Cavallo, F.L.Navarria, A.Perrotta, U.Rossi, T.Rovelli,  
G.Valenti, S.Volponi

## GENOVA

M.Bozzo, C.Caso, R.Contri, G.Crosetti, G.Darbo, F.Fontanelli, V.Gracco,  
G.Meola, M.R.Monge, P.Morettini, A.Petrolini, I.Roncagliolo, M.Sannino,  
G.Sette, S.Simonetti, S.Squarcia, U.Trevisan

MILANO

A.Andreazza, M.Battaglia, M.Bonesini, W.Bonivento, M.Calvi, A.De Min,  
C.Matteuzzi, C.Meroni, P.Negri, M.Paganoni, A.Pullia, S.Ragazzi,  
N.G.Redaelli, T.Tabarelli, C.Troncon, G.Vegni

PADOVA

K.D.Brand, P.Checchia, A.Elliott Peisert, G.Galeazzi, U.Gasparini, I.Lippi,  
M.Margoni, M.Mazzucato, M.Michelotto, M.Pegoraro, T.E.Pettersen,  
P.Ronchese, F.Simonetto, L.Ventura, G.Zumerle

ROMA2

V.Bocci, V.Canale, L.Cerrito, L.Di Ciaccio, G.Matthiae

SANITA

A.Baroncelli, C.Bosio, P.Branchini, E.Graziani, A.Passeri, E.Spiriti,  
C.Stanescu, L.Tortora, V.Vrba

TORINO

F.Bianchi, R.Cirio, M.P.Clara, B.A.Della Riccia, N.Demaria, D.Gamba,  
G.Rinaudo, A.Romero, G.Sciolla, E.Torassa, E.Vallazza

TRIESTE/UDINE

G.Barbiellini, E.Castelli, A.De Angelis, B.De Lotto, L.Lanceri,  
P.Poropat, F.Scuri, M.Sessa, F.Waldner

NETHERLANDS - NIKHEF

E.Agasi, A.Augustinus, N.Brummer, N.De Groot, S.Haider, W.Hao,  
D.Holthuizen, P.Kluit, B.Koene, M.Los, H.Palka, W.Ruckstuhl,  
I.Siccama, J.Timmermans, D.Z.Toet, G.W.Van Apeldoorn, P.Van Dam

NORWAY - BERGEN

S.J.Alvsvaag, T.A.Fearnley, A.G.Frodesen, P-S.Iversen, A.Klovning,  
E.Lillethun, P.E.S.Nilson

OSLO

L.Bugge, T.Buran, M.Dam, A.L.Read, T.B.Skaali, G.Skjelving, S.Stapnes,  
J.Wikne, D.Wormald

POLAND - KRAKOW

Z.Hajduk, P.Jalocha, K.Korcyl, W.Krupinski, G.Polok, K.Rybicki,  
M.Turala, A.Zalewska

WARSZAWA

K.Doroba, R.Gokiel, M.Gorski, T.Hofmokl, J.Krolkowski, A.Lipniacka,  
R.Sosnowski, M.Szczekowski, M.Szeptycka, P.Szymanski

PORTUGAL - LIP

P.Abreu, F.Barao, M.Pimenta, J.Varela

**SPAIN - MADRID**

J.A.Burio, J.L.Contreras, J.Sanchez

**SANTANDER**

A.J.Camacho Rozas, J.Cuevas Maestro, M.Fernandez Alonso, J.Garcia,  
M.A.Lopez Aguera, J.Marco, F.Matorras, A.Ruiz

**VALENCIA**

P.Allen, M.V.Castillo Gimenez, J.T.Chrin, E.Cortina, M.D.M.De Fez Laso,  
A.Ferrer, C.Garcia, J.J.Hernandez, E.Higon, C.Lacasta, J.J.Lozano,  
S.Marti, J.Salt, J.A.Valls Ferrer, J.Zuniga

**SWEDEN - LUND**

S.Almehed, O.Barring, J.Bjarne, A.Hakansson, G.Jarlskog, L.Jonsson,  
I.Kronkvist, B.Loerstad, U.Mjoernmark

**STOCKHOLM**

B.Åsman, G.Ekspong, A.Goobar, S-O.Holmgren, P.O.Hulth, K.Hultqvist,  
E.K.Johansson, T.Moa, P.Niss, C.Walck, N.Yamdagni

**UPPSALA**

O.Botner, L-O.Eek, T.Ekelof, A.Hallgren, K.Kulka, K.Woschnagg

**CERN**

U.Amaldi, P.Baillon, H.Borner, B.Bostjancic, R.A.Brenner, R.C.A.Brown,  
H.Burmeister, M.Caccia, T.Camporesi, F.Carena, A.Cattai, V.Chabaud,  
Ph.Charpentier, M.Davenport, D.Delikaris, S.Delorme, H.Dijkstra,  
M.Donszelmann, M.Dracos, P.A.-M.Eerola, M.Feindt, H.Foeth, J.Fuster,  
C.Gaspar, Ph.Gavillet, P.Giacomelli, J.J.Gomez Y Cadenas, A.Grant,  
E.Gross, P.Grosse-Wiesmann, T.Henkes, H.Herr, H.J.Hilke, D.Isenhower,  
M.Jonker, M.Karlsson, N.J.Kjaer, H.Klein, W.Klempt, R.Leitner, J-C.Marin,  
G.Maehlum, K.Moenig, L.Pape, M.E.Pol, S.Rossi, E.Rosso, J.Straver,  
D.Treille, W.Trischuk, A.Tsirou, S.Tzamarias, O.Ullaland, P.Vaz,  
P.Weilhammer, A.M.Wetherell, P.Yepes, D.Zavrtanik

**USA - AMES**

A.Chan, H.B.Crawley, A.Firestone, R.Holmes, J.W.Lamsa, L.Mathis,  
R.Mc Kay, W.T.Meyer, E.I.Rosenberg, M.Wayne



# **Danksagung**

Heutzutage basiert das Gelingen der Experimente in der Hochenergiephysik auf der koordinierten Arbeit einer vielköpfigen Gemeinschaft aus Physikern und Technikern. Mein Dank gilt darum der DELPHI Kollaboration und der CERN SL Division für die geleistete Arbeit zum Betrieb des DELPHI Detektors und des LEP Speicherrings. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. D.C. Fries für die interessante und aktuelle Themenstellung.
- Der DELPHI  $\tau$ -Gruppe für die inspirierende Zusammenarbeit.
- Dr. W.-D. Apel für die Betreuung der allgemeinen DELPHI-Software in Karlsruhe.
- Prof. Dr. K. R. Schubert und Prof. Dr. W. de Boer für die Ermöglichung der Arbeit am IEKP.
- Den Professoren des Graduiertenkollegs Elementarteilchenphysik der Universität Karlsruhe für die Bewilligung eines Stipendiums zur Durchführung dieser Arbeit.
- allen, die mit praktischen Ratschlägen zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Weiterhin danke ich allen Freunden, die mich während der jahrelangen Durchführung dieser Arbeit immer wieder aus der Welt der Physik entführten.

