

Interner Bericht
DESY F15-95-02
März 1995

Get ausgeben

Eigentum der Property of	DESY	Leihbibliothek Library
Zugang: Accessions:	05. APR. 1995	
Leihfrist: Loan period:	7	To e days

Strukturfunktionen und Verzweigungsverhältnisse von τ -Zerfällen mit drei geladenen Hadronen im Endzustand

von

D. Töpfer

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Strukturfunktionen und
Verzweigungsverhältnisse
von τ -Zerfällen mit drei geladenen
Hadronen im Endzustand

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur
Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

D I S S E R T A T I O N

von
Diplom-Physiker Dirk Töpfer ✓
aus Osnabrück

Dortmund
März 1995

Kurzfassung

Mit dem Detektor ARGUS wurden am e^+e^- -Speicherring DORIS II die Zerfälle des τ -Leptons $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ untersucht. Die Messung der Verzweungsverhältnisse ergab $BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau) = 8.27 \pm 0.23^{stat} \pm 0.50^{sys} [\%]$ und $BR(\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau) = 4.67 \pm 0.39^{stat} \pm 0.30^{sys} [\%]$. Der hadronische Endzustand des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ wurde analysiert, indem eine modellunabhängige Messung von sieben Strukturfunktionen unter Verwendung der von Kühn und Mirkes definierten Momente durchgeführt wurde. Die Strukturfunktionen stimmen gut mit dem Modell von Kühn und Santamaria überein. Die Messung einer skalaren Komponente im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ wurde erstmalig durchgeführt. Dazu wurden die gemessenen Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} mit den Vorhersagen des Modells von Decker et al. für verschiedene Werte der Kopplungsstärke $f_{\pi'}$ verglichen. Die aus diesem Vergleich ermittelte Likelihood-Funktion liefert bei einem Vertrauensintervall von 95% eine modellabhängige obere Grenze der Kopplungsstärke $|f_{\pi'}| < 0.055 \text{ GeV}$. Daraus folgt für das absolute Verzweungsverhältnis ebenfalls bei einem Vertrauensintervall von 95% eine obere Grenze von $BR(\tau^- \rightarrow (\pi' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-) \nu_\tau) < 0.15\%$.

Tag der mündlichen Prüfung:

17. März 1995

Referent:

Prof. Dr. D. Wegener

Korreferent:

Prof. Dr. H. Kolanoski

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	ii
Tabellenverzeichnis	iv
Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 τ -Zerfälle	6
1.2 Semihadronische τ -Zerfälle	7
1.2.1 Zerfälle über den Vektoranteil des schwachen Stromes	9
1.2.2 Zerfälle über den Axialvektoranteil des schwachen Stromes	11
1.3 Allgemeine Eigenschaften der Amplitude des 3-Körperzerfalls	13
1.3.1 Kinematik	13
1.3.2 Isospin	14
1.3.3 Spin und Parität des 3-Pion-Endzustandes	14
1.3.4 Formfaktoren	15
1.3.5 3-Pion-Zerfälle über einen intermediären Zwischenzustand	15
1.4 Theoretische Modelle des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	17
1.4.1 Das Modell von Isgur et al.	17
1.4.2 Das Modell von Feindt	19
1.4.3 Das Modell von Kühn und Santamaria	20
1.4.4 Das Modell von Decker et al.	21
1.4.4.1 Der skalare Formfaktor	21
1.5 Das a_1 -Meson	22
1.6 Das $\pi'(1300)$ -Meson	23
2 Das Experiment	25
2.1 Der Speicherring DORIS II	25
2.2 Der Detektor ARGUS	25
2.3 Die Detektorkomponenten	27
2.3.1 Die Driftkammer	29
2.3.2 Die Vertexkammer	30
2.3.3 Das Flugzeitsystem	30
2.3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter	30
2.3.5 Die Myonkammern	31
2.4 Das ARGUS-Trigger-System	31
2.4.1 Der Fast-Pretrigger	31
2.4.2 Der Little-Track-Finder (LTF)	32

2.5	Die Signalverarbeitung	33
2.5.1	Die Rekonstruktion	33
3	Die Grundlagen der Analyse	35
3.1	Die Simulation der gesuchten Zerfälle	35
3.1.1	Der Monte-Carlo-Generator	36
3.1.2	Die Detektorsimulation	37
3.2	Vorgetäuschte Photonen	37
3.2.1	Unkorrelierte zufällige Photonen	38
3.2.2	Mit geladenen Spuren korrelierte Photonen	38
3.3	Bestimmung der Anzahl der τ -Paare in den ARGUS-Daten	39
3.4	Die Teilchenidentifizierung	41
3.4.1	Identifikation von Elektronen	42
3.4.2	Identifikation von Myonen	43
4	Die Selektion der Ereignisse mit drei geladenen Teilchen im Endzustand	45
4.1	Die Vorselektion	45
4.1.1	Die 1-3-Topologie	47
4.1.2	Anforderungen an Photonen	47
4.2	Untergrundstudien	48
4.2.1	Untergrund durch radiative QED-Ereignisse	50
4.2.2	Strahl-Wand/Gas-Ereignisse	50
4.2.3	$\gamma\gamma$ -Ereignissen	51
4.3	Entwicklung der Selektionsschnitte	52
5	Verzweigungsverhältnisse und Massenspektren der Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	59
5.1	Topologische Klassen der Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	61
5.1.1	Schnitt auf die fehlende Masse	63
5.1.2	1-3+X-Topologie	67
5.2	Topologien mit drei geladenen Spuren vom Hauptvertex	74
5.2.1	1-2+1-Topologie	74
5.2.2	1-2-Topologie	76
5.3	Das Verzweigungsverhältnis des Zerfallskanals $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$	86
5.3.1	Elektron- und Myonidentifizierung des 1-Prongs	89
5.3.2	Analyse ohne Einschränkung der Zahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite	90
5.3.3	Vergleich von Massenspektren und Abschlußresultat	91
5.4	Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	98
5.5	Massenspektren des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ und Hinweis auf den Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^- \pi^0 \nu_\tau$	99
5.6	Diskussion der Resultate	103

6	Strukturfunktionen des τ-Zerfalls in drei Hadronen	107
6.1	Winkelverteilungen des τ -Zerfalls in drei pseudoskalare Mesonen	107
6.2	Die hadronischen Strukturfunktionen	109
6.2.1	Bestimmung der Strukturfunktionen mit der Momentenmethode	111
6.3	Akzeptanzkorrektur	124
6.4	Einfluß des Untergrundes auf die Strukturfunktionen	134
6.5	Messung der Strukturfunktionen	136
6.6	Bestimmung der Likelihood-Funktion für f_{π^0}	138
6.7	Diskussion und Interpretation des Resultats	142
	Zusammenfassung	143
	Literaturverzeichnis	148
	Danksagung	155

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Feynman-Diagramm des τ^- -Zerfalls	5
1.2	Die akzeptanzkorrigierte 3-Pion-Massenverteilung aus der Reaktion $\pi^+Cu \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-Cu$	24
2.1	<i>Injektionsschema für den Speicherring DORIS II.</i>	26
2.2	Der Detektor ARGUS	28
3.1	Öffnungswinkelverteilung zwischen einer geladenen Spur und dem nächstgelegenen Photon	40
3.2	dE/dx gegen Impuls für Daten	42
3.3	m^2 gegen Impuls für Daten	43
4.1	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ für Daten und simulierte τ -Zerfälle	50
4.2	Radiale Vertexposition	51
4.3	$m_{e^+e^-}$ der 3-Prong-Seite	53
4.4	$ \sum_{i=1}^n \vec{p}_T, /E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i /E_{cm}$ für Daten nach der Vorselektion.	51
4.5	$ \sum_{i=1}^n \vec{p}_T, /E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i /E_{cm}$ für Daten nach den Schnitten 1 - 11	55
4.6	$ \sum_{i=1}^n \vec{p}_T, /E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i /E_{cm}$ für simulierte τ -Ereignisse nach den Schnitten 1 - 11.	56
4.7	$ \sum_{i=1}^n \vec{p}_T, /E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i /E_{cm}$ für aus den Daten selektierte Strahl-Wand/Gas-Ereignisse	57
5.1	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ gegen $m_{m_{133}}^2$ für Daten nach der Vorselektion (Schnitte 1 - 9)	61
5.2	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ gegen $m_{m_{133}}^2$ für Daten nach den Schnitten 1 - 12	65
5.3	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ gegen $m_{m_{133}}^2$ für simulierte τ -Ereignisse der 1-3-Topologie inklusive weiterer geschwommener Spuren nach den Schnitten 1 - 12	66
5.4	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ gegen $m_{m_{133}}^2$ für Daten nach den Schnitten 1 - 12, bei denen auf der 3-Prong-Seite drei Elektronen identifiziert werden konnten	67
5.5	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ gegen $m_{m_{133}}^2$ für aus den Daten selektierte Strahl-Wand/Gas-Ereignisse	68
5.6	$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (\vec{p}_i + E_i^{Schauer})$ gegen $m_{m_{133}}^2$ für aus den Daten selektierte $\gamma\gamma$ -Ereignisse	69
5.7	Typisches τ -Ereignis der 1-3+X-Topologie	70
5.8	Typisches τ -Ereignis der 1-3+X-Topologie	71

5.9	Länge der Sehne zwischen Anfangs- und Endpunkt einer Spur vom Typ 2 der 1-3+X-Topologie	72
5.10	Winkel zwischen Spursehne und Geraden durch Hauptvertex und Anfangspunkt der Spuren vom Typ 2 der 1-3+X-Topologie	72
5.11	z-Komponente des innersten Punktes einer geschwommenen Spur vom Typ 2 der 1-3+X-Topologie	73
5.12	Typisches τ -Ereignis der 1-2+1-Topologie	77
5.13	Typisches τ -Ereignis der 1-2+1-Topologie	78
5.14	Anfangspunkte der geschwommenen Spuren in der r - z -Ebene für Daten der 1-2+1-Topologie	79
5.15	Anfangspunkte der geschwommenen Spuren in der r - z -Ebene für simulierte τ -Zerfälle der 1-2+1-Topologie	79
5.16	Länge der Spursehne einer geschwommenen Spur der 1-2+1-Topologie	80
5.17	Winkel zwischen Spursehne und Gerade durch Hauptvertex und Anfangspunkt der Spuren vom Typ 2 der 1-2+1-Topologie	80
5.18	$E_{trans}^{Schauer}/E_{tot}^{Schauer}$ gegen $\sum E_n^{Schauer}$ für Daten nach der Vorselektion (Schnitt 9).	81
5.19	$E_{trans}^{Schauer}/E_{tot}^{Schauer}$ gegen $\sum E_n^{Schauer}$ für Daten nach Schnitt 13	81
5.20	$E_{trans}^{Schauer}/E_{tot}^{Schauer}$ gegen $\sum E_n^{Schauer}$ für simulierte τ -Ereignisse nach Schnitt 13	82
5.21	$E_{trans}^{Schauer}/E_{tot}^{Schauer}$ gegen $\sum E_n^{Schauer}$ für Ereignisse nach Schnitt 13, bei denen mindestens 2 Spuren auf der 3-Prong-Seite als Elektron identifiziert werden konnten	82
5.22	$E_{trans}^{Schauer}/E_{tot}^{Schauer}$ gegen $\sum E_n^{Schauer}$ für $q\bar{q}$ -Ereignisse nach Schnitt 13	83
5.23	Typisches τ -Ereignis der 1-2-Topologie	84
5.24	Typisches τ -Ereignis der 1-2-Topologie	85
5.25	Invariante Masse des 3-Prongs für Daten und Monte-Carlo für Ereignisse der 1-3-, 1-3+X- und 1-2+1-Topologie	96
5.26	Invariante Masse des 2-Prongs für Daten und Monte-Carlo für Ereignisse der 1-2-Topologie.	96
5.27	Invariante Masse des 3-Prongs für Daten und Monte-Carlo für Ereignisse der 1-2+1-Topologie.	97
5.28	Invariante Masse des 3-Prongs für Daten und Monte-Carlo für Ereignisse der 1-3+2-Topologie, also nur für die Ereignisse, die mindestens zwei geschwommene Spuren aufweisen.	97
5.29	$\pi^+\pi^-$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 – 12 und 18	100
5.30	$\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 – 12 und 18	101
5.31	$h^+h^+h^-$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 – 12 und 18	102
5.32	$h^+h^+h^-\pi^0$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 – 12 und 18	103
5.33	Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$: Daten dieses Experimentes, das Modell von Decker et al. und Tauola 2.4, wie in dieser Arbeit in KORALB 2.2 verwendet	104

6.1	Eulerwinkel im hadronischen Ruhesystem	113
6.2	$\cos\psi$ zwischen τ - und Labor-Flugrichtung	114
6.3	$(3\cos^2\beta - 1)/2$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	114
6.4	$\cos 2\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	115
6.5	$\sin 2\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	115
6.6	$\cos\beta$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	116
6.7	$\sin\beta\cos\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	117
6.8	$\sin\beta\sin\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	117
6.9	$\sin\beta\cos\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ wie in der Abbildung vorher für einen eingeschränkten Bereich der Ordinate	118
6.10	$\sin\beta\sin\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$ für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ wie in der Abbildung vorher für einen eingeschränkten Bereich der Ordinate	118
6.11	W_A simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.1 \text{ GeV}$	120
6.12	W_C simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.1 \text{ GeV}$	121
6.13	W_D simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.10 \text{ GeV}$	121
6.14	W_E simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.10 \text{ GeV}$	122
6.15	W_{SA} simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.10 \text{ GeV}$	122
6.16	W_{SB} simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.10 \text{ GeV}$	123
6.17	W_{SD} simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = 0.10 \text{ GeV}$	123
6.18	Vergleich von W_{SB} für simulierte τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ nach der Detektorsimulation und Selektion für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^0} = -0.05 \text{ GeV}$	125
6.19	Differenz zwischen Q^2 vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion	127
6.20	Differenz zwischen $\cos\psi$ vor und nach der Detektorsimulation und Selektion	127
6.21	Differenz zwischen $\cos\beta$ vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion	128
6.22	Differenz zwischen $\cos\gamma$ vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion	128
6.23	Differenz zwischen $\sin\gamma$ vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion	129
6.24	Akzeptanzfunktion von $(3\cos^2\beta - 1)/2$	129

6.25	Akzeptanzfunktion von $\cos 2\gamma$	130
6.26	Akzeptanzfunktion von $\sin 2\gamma$	130
6.27	Akzeptanzfunktion von $\cos \beta$	131
6.28	Akzeptanzfunktion von $\sin \beta \cos \gamma$	131
6.29	Akzeptanzfunktion von $\sin \beta \sin \gamma$	132
6.30	Akzeptanzfunktion von $\cos \psi$	132
6.31	Akzeptanzfunktion von Q^2	133
6.32	W_{SB} für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$ nach der Detektorsimulation und Selektion mit und ohne Akzeptanzkorrektur	134
6.33	W_{SB} für $f_{\pi'} = -0.05 \text{ GeV}$ nach der Detektorsimulation und Selektion mit und ohne Akzeptanzkorrektur	135
6.34	W_{SB} für $f_{\pi'} = -0.1 \text{ GeV}$ vor der Detektorsimulation für einen reinen 3-Pion-Datensatz, mit Kaon-Beitrag, mit Kaon- und 4-Pion-Untergrund und als Kontrast für $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ für den Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$	136
6.35	W_A simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	137
6.36	W_C simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	138
6.37	W_D simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	139
6.38	W_E simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	140
6.39	W_{SA} simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	141
6.40	W_{SB} simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	142
6.41	W_{SD} simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$, $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ und akzeptanzkorrigierte Daten	143
6.42	W_{SB} gegen W_{SD} für 600 Datensätze zu je 8688 Ereignissen mit $f_{\pi'} = 0.01 \text{ GeV}$ exemplarisch in dem Q^2 -Intervall zwischen 1.2 und $1.5 \text{ GeV}^2/c^4$	144
6.43	Likelihood-Funktion für $f_{\pi'}$ aus W_{SB} und W_{SD}	144
6.44	Likelihood-Funktion ohne Akzeptanzkorrektur und ohne Berücksichtigung des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	145
6.45	Maxima von 600 Likelihood-Funktionen für $f_{\pi'} = 0.01 \text{ GeV}$ aus W_{SB} und W_{SD}	145

Tabellenverzeichnis

1.1	Semihadronische τ -Zerfälle und die dazugehörigen Spektralfunktionen.	9
1.2	Über die CVC-Hypothese getroffene Vorhersage im Vergleich mit dem experimentellen Resultat.	11
1.3	Mögliche Funktionen A des Matrixelements.	15
1.4	<i>Formfaktoren im flux-tube breaking Modell</i>	19
3.1	Wahrscheinlichkeiten für vorgetäuschte Photonen und rauschende oder defekte Zähler.	39
3.2	Integrierte Luminositäten und Anzahlen an produzierten τ -Paaren.	41
4.1	Zusammensetzung der Datenmenge nach den Schnitten 1 – 12	57
5.1	Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ verschiedener Experimente, Stand September 1994	60
5.2	Tabelle zur Summenbildung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	88
5.3	Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien	91
5.4	Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien nur für Experiment 2 – 6	92
5.5	Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien mit Elektron-Tagging	93
5.6	Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien mit Myon-Tagging	94
5.7	Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien. Die Anzahl der Photonen mit einer Energie $> 150 \text{ MeV}$ wurde nur auf der 1-Prong-Seite eingeschränkt (Schnitt 9). Die Zahl der übrigen Photonen im Ereignis ist beliebig	95
5.8	Der systematische Fehler der Analyse wird aus den angegebenen Differenzen bestimmt. Diese werden mit den Fehlern (σ) gewichtet quadratisch addiert	95
5.9	Resultate der vollständigen Selektion des Kanals $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ für alle Topologien	98
5.10	Resultate der vollständigen Selektion des Kanals $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ für alle Topologien. Nur Experiment 2 – 6	99
5.11	Zusammensetzung der Datenmenge für die Bestimmung der Massenspektren des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	100
5.12	Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ verschiedener Experimente seit 1990 und Gegenüberstellung der Resultate der ARGUS-Kollaboration.	106

Einleitung

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik besteht darin, die innerste Struktur der Materie zu erforschen und Gesetze zu formulieren, die den Zusammenhalt der fundamentalen Bausteine beschreiben. Nach unserem heutigen Wissen sind Quarks und Leptonen diese fundamentalen Bausteine. Es sind punktförmige Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, die sich paarweise zu Familien zusammenfassen lassen:

Leptonen

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Quarks

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Die Quarks tragen eine drittelzahlige elektrische Ladung. Die Leptonen e , μ und τ sind ganzzahlig geladen, die Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ elektrisch neutral. Jeweils ein geladenes Lepton und sein Neutrino gehören zusammen.

Alle bekannten Wechselwirkungen der Materie lassen sich auf vier Grundkräfte zurückführen, die zwischen den obigen Teilchen wirken. Dies sind die Gravitation, die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Bis auf die Gravitation werden diese Wechselwirkungen heute durch Eichtheorien beschrieben [1], in denen die Kräfte zwischen Teilchen durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt werden. Dies sind die Bosonen W , Z^0 und γ für die elektroschwache Wechselwirkung und acht Gluonen (g) für die starke Wechselwirkung. Diese Theorien liefern ein umfassendes Bild von den Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen, das als *Standardmodell* bezeichnet wird. Es stimmt bislang mit sämtlichen experimentellen Ergebnissen bis hin zu den höchsten heute erreichbaren Energien überein. Durch diese immer höheren Energien werden Impulsüberträge erzielt, die aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation immer kleineren Abmessungen entsprechen.

Herausforderungen für das Standardmodell liegen aber nicht nur bei hohen Energien, sondern auch in Präzisionsmessungen, die durch große Datenmengen hochauflösender Detektoren ermöglicht werden. Zu den in dieser Beziehung erfolgreichsten Experimenten zählt das ARGUS-Experiment, an dem diese Arbeit durchgeführt wurde. Es befindet sich am e^+e^- -Speicherring DORIS II (DESY, Hamburg).

Gegenstand dieser Arbeit ist der Zerfall des τ -Leptons in Endzustände mit drei geladenen Teilchen. Dieses schwerste bisher bekannte Lepton kann im Gegensatz zum Myon und Elektron auch in Hadronen zerfallen, so daß Vorhersagen des Standardmodells zur starken Wechselwirkung mit τ -Zerfällen überprüft werden können. Von der ARGUS-Kollaboration werden seit Jahren systematische Studien der Eigenschaften des τ -Leptons und seines Neutrinos durchgeführt. Herausragende Ergebnisse waren

hierbei die Bestimmung einer oberen Grenze für die τ -Neutrinomasse [2], die Messung der Helizität des τ -Neutrinos [3] und die Bestätigung der V-A-Struktur des geladenen schwachen Stromes im τ -Zerfall, die zu einer maximalen Paritätsverletzung führt [4, 5]. Ebenfalls wurde eine Messung der Masse des τ -Leptons durchgeführt [6].

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Kopplung des geladenen schwachen Stromes an den geladenen hadronischen Strom durch die Messung von Strukturfunktionen.

Semihadronische τ -Zerfälle stellen für diese Untersuchungen ein ideales Laboratorium zur Verfügung. τ -Leptonen werden in e^+e^- -Reaktionen aufgrund der Leptonzahlerhaltung immer paarweise erzeugt und fliegen dann in entgegengesetzte Richtungen. Bei Schwerpunktenenergien des e^+e^- -Speicherringes DORIS II um 10 GeV zerfallen τ -Leptonen nach dem Bruchteil eines Millimeters in ein Neutrino und ein geladenes W -Boson der schwachen Wechselwirkung. Dieses virtuelle Teilchen zerfällt dann mit gewissen Verzweungsverhältnissen in die leichteren geladenen Leptonen oder in eine Vielzahl möglicher hadronischer Endzustände. Die elektroschwache Theorie [7] liefert sehr genaue Vorhersagen für die Verzweungsverhältnisse leptonischer Zerfälle. Für die semihadronischen τ -Zerfälle muß zusätzlich die Quantenchromodynamik verwendet werden. Ihre Vorhersagen sind weitaus weniger exakt und beinhalten viele experimentell zu bestimmende Parameter. Der Grund ist, daß die starke Wechselwirkung bei großen Kopplungskonstanten α_s , also bei kleinen Impulsüberträgen, nicht mehr störungstheoretisch berechenbar ist. Beim semihadronischen τ -Zerfall koppelt das W -Boson an ein Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$), das dann die ihm übertragene Energie im Fragmentationsprozeß in die Massen und Impulse der im Endzustand beobachteten Hadronen umsetzt. Die Quark-Antiquarkpaare können dabei gebundene Zustände teilchenartigen Quantenzahlen, die wegen ihrer kurzen Lebensdauer als Resonanzen bezeichnet werden.

Der semihadronische τ -Zerfall wird vollständig durch 16 Strukturfunktionen beschrieben [8], die aus Zerfallswinkelverteilungen bestimmt werden können. Prinzipiell sind ohne Rekonstruktion des τ -Ruheystems nur 13 Strukturfunktionen meßbar. Unter Berücksichtigung der Erhaltung der G -Parität verbleiben sieben von Null verschiedene Strukturfunktionen, deren modellunabhängige Messung in Kapitel 6 beschrieben wird. Diese Strukturfunktionen beinhalten die gesamte Information des hadronischen Matrixelementes, das die Kopplung des geladenen schwachen Stromes an den hadronischen Strom beschreibt. Das hadronische System kann sich in einem Spin-1- oder Spin-0-Zustand befinden. Bisherige Messungen gehen davon aus, daß der 3-Pion-Endzustand im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ ausschließlich über die Axial-Vektor-Resonanz a_1 entsteht. Ein skalarer Beitrag (Spin 0), z.B. die $\pi'(1300)$ -Resonanz, läßt sich theoretisch aber nicht ausschließen und muß deshalb experimentell gemessen werden [9, 10]. Drei der sieben Strukturfunktionen sind sensitiv auf skalare Beträge. Zwei von Ihnen ergeben sich aus der Interferenz zwischen dem Spin-1- und dem Spin-0-Zustand. Diese beiden Strukturfunktionen werden für die Bestimmung der skalaren Komponente herangezogen.

Um die Kopplung zwischen dem W -Boson und den Quarks zu verstehen, ist es ebenfalls unerlässlich, die Zerfallswahrscheinlichkeiten des τ -Leptons zu quantifizieren, um die Theorien zu ergänzen oder deren Vorhersagen zu bestätigen. Bisherige Messungen

von Verzweungsverhältnissen des τ -Leptons, durchgeführt von verschiedenen Experimenten, weisen zum Teil große noch nicht verstandene Diskrepanzen auf [11]. Deshalb werden in dieser Arbeit die Verzweungsverhältnisse der τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ erneut gemessen. Dazu werden τ -Paar-Ereignisse selektiert, bei denen das jeweils andere τ -Lepton in einen Endzustand mit einem geladenen Teilchen zerfällt.

Ein Schwerpunkt dieser Messung liegt in der Berücksichtigung der systematischen Effekte, die zu einer Veränderung der typischen 1-3-Topologie führen. Spurverlust oder das Auftreten von zusätzlichen Spuren im Detektor führen zu einer Veränderung der Anzahl der gefundenen Spuren und somit zu einer anderen Topologie. Spurverlust tritt auf, wenn Spuren im Strahlrohr verschwinden oder wenn nicht genügend Drähte der Driftkammer gesetzt werden, um eine Spur zu rekonstruieren. Zusätzliche Spuren resultieren z.B. aus Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, aus Teilchenzerfällen oder durch Spuren, die aus dem Kalorimeter zurückgestreut werden. Es ist für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wichtig, diese im einzelnen komplexen Vorgänge quantitativ richtig zu verstehen und bei der Simulation entsprechend zu berücksichtigen. Es soll überprüft werden, ob eine richtige Beschreibung der Daten durch die Simulation gegeben ist. Dazu werden verschiedene topologische Klassen betrachtet, die durch die genannten Effekte entstehen können. Liegt eine richtige Beschreibung vor, sollte die relative Bevölkerung der Klassen durch Daten und simulierte Ereignisse übereinstimmen. Ist das nicht der Fall, so ergeben sich systematisch falsche Nachweiswahrscheinlichkeiten, die entsprechend zu korrigieren wären oder durch weniger restriktive topologische Anforderungen vermieden werden könnten. In der hier vorliegenden Arbeit wird der zweite Weg beschrieben.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach der Darstellung der theoretischen Grundlagen wird das Experiment ARGUS beschrieben. Danach folgen die experimentellen Grundlagen, die Selektion der τ -Zerfälle mit drei geladenen Hadronen im Endzustand und die Messung der Verzweungsverhältnisse. Die modellunabhängige Messung der Strukturfunktionen und die Bestimmung des skalaren Beitrages zum 3-Hadron-Endzustand bilden den Abschluß dieser Arbeit.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit wesentlichen theoretischen Grundlagen dargestellt. Nach einer einführenden Definition des τ -Leptons werden seine Zerfälle klassifiziert. Es folgt ein Überblick über allgemeine Aspekte der zugrundeliegenden Zerfallsamplitude des 3-Körperzerfalls, wie z.B. die Eigenschaften des Isospins, Spins, Parität und der Formfaktoren. Im Anschluß daran werden verschiedene Modelle des τ -Zerfalls in drei pseudoskalare Teilchen diskutiert.

Nach unserem heutigen Wissen sind Leptonen strukturlose punktförmige Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, die nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Neutrale Leptonen können nur schwach, geladene Leptonen auch elektromagnetisch wechselwirken. Die bekannten Leptonen der drei Generationen treten in Paaren auf. Zu jedem geladenen Lepton, dessen Masse mit der Generationenzahl zunimmt, gehört ein entsprechendes Neutrino, welches im Standardmodell als masselos betrachtet wird. Experimentell liegen für die Neutrino-Massen obere Grenzen vor [2, 13]. Bis auf das τ -Neutrino, konnte man alle Leptonen der drei Generationen direkt nachweisen. Das τ -Neutrino manifestiert sich in τ -Zerfällen durch ein Defizit in der Impulsbilanz eines Ereignisses. Neutrinolose Zerfälle konnten bisher nicht beobachtet werden [12, 13].

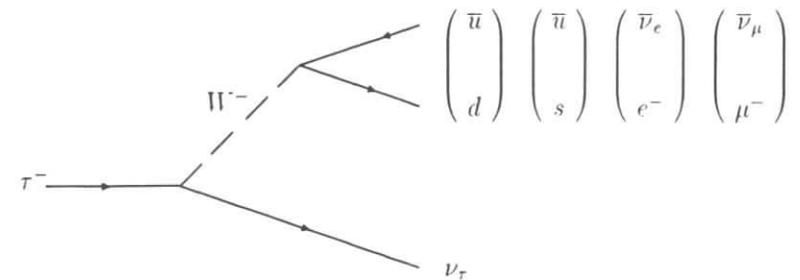


Abbildung 1.1: Das Feynman-Diagramm des τ^- -Zerfalls.

Die LEP-Experimente und MARK II am SLC konnten die Anzahl der leichten Neutrinos einschließlich des ν_e , ν_μ und ν_τ zu 2.983 ± 0.025 bestimmen [13], so daß die

Existenz eines dritten masselosen Neutrinos zwingend erforderlich ist.

Das τ -Lepton bildet zusammen mit dem τ -Neutrino die dritte Leptongeneration. Y. S. Tsai [21] stellte schon 1971 Spekulationen über schwere Leptonen an und beschrieb theoretisch ihre Zerfallskanäle und Korrelationen zwischen den Zerfallsprodukten. 1975 wurde das τ -Lepton dann am e^+e^- -Speicherring SPEAR durch das Experiment MARK I entdeckt [14]. Es hat eine Masse von $1777.1 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ und seine mittlere Lebensdauer beträgt $(0.295 \pm 0.0031) \times 10^{-12} \text{ s}$ [13]. Der Zerfall des τ -Leptons wird durch die schwache Wechselwirkung vermittelt. In Abb. 1.1 ist der Feynman-Graph des τ -Zerfalls dargestellt. Die Zerfälle werden als leptonisch oder semihadronisch klassifiziert, je nachdem, ob nur Leptonen oder auch Hadronen im Endzustand auftreten.

Die schwache Wechselwirkung kann als einzige die Ladung der beteiligten Fermionen und deren Flavor durch geladene schwache Ströme verändern [15]. Eine Ladungsänderung spiegelt sich in der Tatsache wider, daß die Feldquanten, die W^\pm -Bosonen, Ladung tragen. Quarks und Leptonen nehmen an der schwachen Wechselwirkung durch geladene Ströme nur linkshändig teil, Antifermionen nur rechtshändig. Damit ist die schwache Wechselwirkung maximal paritätsverletzend. Der klassischen Theorie der schwachen Wechselwirkung waren ausschließlich solche ladungsändernden Prozesse wie der β -Zerfall oder der μ -Zerfall [15] bekannt. Das Standardmodell enthält auch die Beschreibung der sogenannten neutralen schwachen Ströme [16], bei welchen sich die Fermionenladung nicht ändert.

Alle bisherigen Erkenntnisse über die Eigenschaften der dritten Leptongeneration sind mit den im minimalen Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung aufgestellten Hypothesen über die Natur der Leptonen gut verträglich. Demnach unterscheiden sich die drei Leptongenerationen in der Masse der geladenen Leptonen. Jeder Generation ist eine eigene erhaltene Leptonenzahl zugeordnet. Die Neutrinos (Antineutrinos) sind masselos und treten nur linkshändig (rechtshändig) polarisiert auf. Alle Leptonen sind punktförmig und in gleicher Weise an der schwachen Wechselwirkung beteiligt, wobei die Kopplungskonstanten gleich sind.

1.1 τ -Zerfälle

Das τ -Lepton zerfällt in ein geladenes W -Boson und ein ν_τ . Das W -Boson kann dann aufgrund der großen Masse des τ -Leptons sowohl an einen geladenen hadronischen wie auch an einen leptonischen Strom koppeln. Dabei werden unter Berücksichtigung der Ladungserhaltung Quark- oder Leptonenpaare entgegengesetzter Baryonen- bzw. Leptonenzahlen produziert. Da die Masse des τ -Leptons wesentlich kleiner als die des W -Bosons ($m_W = (80.22 \pm 0.26) \text{ GeV}/c^2$ [13]) ist, kann die bei kleinen Impulsüberträgen (Q^2) gültige 4-Fermion-Wechselwirkung zur Beschreibung des τ -Zerfalls verwendet werden. Die Kopplung der beiden Ströme wird dabei, unabhängig von Q^2 , durch die Fermi-Kopplungskonstante G_F beschrieben. Das Matrixelement des τ -Zerfalls nimmt somit die folgende Form an:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F \mathcal{J}^{\tau\mu} \mathcal{J}_\mu^D, \quad (1.1)$$

wobei $\mathcal{J}^{\tau\mu}$ den τ^- - ν_τ -Strom beschreibt¹:

$$\mathcal{J}^{\tau\mu} = \bar{\nu}_\tau \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) \tau. \quad (1.2)$$

g_A und g_V sind die Axial- und Vektorkopplungskonstanten des geladenen schwachen Stromes, deren Beträge im Standardmodell 1 sind und deren relative Vorzeichen von der verwendeten Notation von γ_5 abhängen (für die hier verwendete Notation gilt: $g_V = g_A = 1$). \mathcal{J}_μ^D bezeichnet den Strom der Zerfallsprodukte und setzt sich aus einem leptonischen Anteil \mathcal{J}_μ^l und einem hadronischen Anteil \mathcal{J}_μ^h zusammen.

Die Zerfallsbreite des τ -Leptons ergibt sich aus der Messung der Lebensdauer über $\Gamma_\tau = 1/\tau_\tau$. Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons, im weiteren mit BR (Branching Ratio) abgekürzt, können dann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$BR(\tau^- \rightarrow X^- \nu_\tau) = \tau_\tau \cdot \Gamma(\tau^- \rightarrow X^- \nu_\tau).$$

Aus dem Feynman-Diagramm in Abbildung 1.1 läßt sich eine erste Abschätzung der leptonischen und hadronischen Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons gewinnen. Unter Vernachlässigung der Cabibbo-Unterdrückung des (\bar{u}, s) -Paares verbleiben fünf gleichberechtigte Zerfallsmöglichkeiten: Zwei leptonische und wegen des Farbfreiheitsgrades der Quarks drei hadronische. Werden Masseneffekte und QCD-Korrekturen vernachlässigt, folgen als Vorhersagen der Verzweungsverhältnisse: $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = 20\%$ und $BR(\tau^- \rightarrow q\bar{q} \nu_\tau) = 60\%$.

In letzter Zeit wurden mit Hilfe perturbativer QCD-Rechnungen große Fortschritte bei der Berechnung der totalen Zerfallsbreite des τ -Leptons erzielt [18]. Durch die neuen Resultate der LEP-Experimente bei der Messung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s und durch die Methode der "operator product expansion" wurde die Vorhersage des Quotienten der Produktionsraten $\Gamma(\tau^- \rightarrow q\bar{q} \nu_\tau) / \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = 3.51 \pm 0.05$ möglich [19].

1.2 Semihadronische τ -Zerfälle

Im Gegensatz zum Myon ist das τ -Lepton schwer genug, um auch in hadronische Endzustände zu zerfallen [20]. Der Zerfall des τ -Leptons kann im Rahmen des Standardmodells nur über den geladenen schwachen Strom erfolgen, da die τ -Leptonenzahl erhalten ist. Im τ^- -Zerfall sind hadronische Endzustände mit Strangeness $S = 0$ und $S = -1$ möglich. Zerfälle in Mesonen mit *charm* sind auf Grund der großen Masse dieser Teilchen nicht möglich.

Zur theoretischen Beschreibung hadronischer Zerfälle wird von der $V-A$ -Struktur des schwachen hadronischen Stromes J_μ^h ausgegangen, so daß nur Endzustände mit einem Gesamtdrehimpuls von $J = 0$ oder 1 auftreten können. J_μ^h ist also aus einer Vektorkomponente V_μ und einer Axialvektorkomponente A_μ zusammengesetzt:

$$\mathcal{J}_\mu^h = V_\mu + A_\mu,$$

¹Zur Beschreibung von Strömen wird hier die von Okun [17] verwendete Notation benutzt: $\gamma_5 = \gamma^5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$

mit

$$\begin{aligned} V_\mu &= \bar{d}_w \gamma_\mu u \\ A_\mu &= \bar{d}_w \gamma_\mu \gamma_5 u \\ d_w &= d \cdot \cos \theta_C + s \cdot \sin \theta_C, \end{aligned}$$

wobei der Cabibbo-Winkel θ_C die Mischung der d - und s -Quark-Masseneigenzustände beschreibt. Das Matrixelement \mathcal{M} für den semihadronischen τ -Zerfall nimmt somit folgende Form an:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F \mathcal{J}^{\tau\mu} \mathcal{J}_\mu^h.$$

Zur genauen Beschreibung der hadronischen Endzustände muß der Einfluß der starken Wechselwirkung berücksichtigt werden. Eine allgemeine Form zur Darstellung der differentiellen Partialbreiten für die semihadronischen Zerfälle eines schweren Leptons ist von Tsai [21] bereits vor der Entdeckung des τ -Leptons angegeben worden (in dieser Formel wird $m(\nu_\tau) = 0$ vorausgesetzt):

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(Q^2)}{dQ^2} &= \frac{G_F^2}{32\pi^2 m_\tau^3} (m_\tau^2 - Q^2)^2 \\ &\times \{ [(m_\tau^2 + 2Q^2)[v_1(Q^2) + a_1(Q^2)] + m_\tau^2 a_0(Q^2)] \cos^2 \theta_C \\ &+ [(m_\tau^2 + 2Q^2)[v_1^S(Q^2) + a_1^S(Q^2)] + m_\tau^2 [v_0^S(Q^2) + a_0^S(Q^2)]] \sin^2 \theta_C \}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Die Vektor- und Axialvektor-Spektralfunktionen $v(Q^2)$ und $a(Q^2)$ beschreiben den Einfluß der starken Wechselwirkung auf die Hadronisierung des Quark-Antiquark-Systems mit der Masse $\sqrt{Q^2}$. Die $J = 1$ Zustände werden durch die Spektralfunktionen v_1 , a_1 , v_1^S und a_1^S beschrieben, a_0 , v_0^S und a_0^S entsprechen den Zuständen mit $J = 0$. Da der Cabibbo-Winkel θ_C sehr klein ist ($\theta_C \simeq 13^\circ$), tragen Endzustände mit Strangeness nur wenig zur totalen Zerfallsbreite bei. In den übrigen τ^- -Zerfällen wird auf der Ebene der Elementarteilchen ein $\bar{u}d$ -Quark-Paar erzeugt. Der Isospin (I) des Endzustandes muß daher $I = 1$ sein. Im Rahmen des Quarkmodells existieren einige Beschränkungen für Endzustände mit $S = 0$ und $I = 1$:

- Durch den Vektoranteil des schwachen Stromes können nur Endzustände mit positiver G -Parität erzeugt werden, durch den Axialvektoranteil nur solche mit negativer G -Parität [22, 23]. Die G -Parität eines π -Mesons ist dabei:

$$G(\pi) = -1.$$

Für einen Endzustand aus n -Pionen beträgt die G -Parität [24]:

$$G(n\pi) = (G(\pi))^n = (-1)^n.$$

Der τ -Zerfall in eine gerade Anzahl von Pionen wird daher durch den Vektoranteil des schwachen hadronischen Stromes erzeugt. Eine ungerade Anzahl von Pionen

im Endzustand wird durch den Axialvektoranteil des schwachen hadronischen Stromes hervorgerufen. Mit Hilfe dieser Regel kann allerdings nur dann auf die G -Parität des ursprünglich erzeugten hadronischen Systems geschlossen werden, wenn es ausschließlich unter Einwirkung der starken Wechselwirkung zerfallen ist.

- In semihadronischen τ -Zerfällen werden Endzustände in einem Spin-Paritäts-Zustand von $J^P = 0^+$ durch die Spektralfunktion v_0 beschrieben. Aus der Hypothese vom erhaltenen Vektorstrom (*conserved vector current*, CVC) folgt aber $v_0 = 0$. In Gleichung 1.3 ist daher v_0 nicht aufgeführt. $J^P = 0^+$ ist für Endzustände mit $S \neq 0$ erlaubt, da wegen der Massendifferenz von u - und s -Quark kein erhaltener Strom mehr vorliegen kann.

Mögliche hadronische Endzustände, sowie ihre Quantenzahlen und die dazugehörigen Spektralfunktionen sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Spektralfunktion	J^{PG}	I	S	mögliche Endzustände
$a_0(Q^2)$	0^{--}	1	0	π^- , $\pi'^-(1300)$
$a_1(Q^2)$	1^{+-}	1	0	$a_1^-(1260)$, $(3\pi)^-$, $(5\pi)^-$
$v_1(Q^2)$	1^{-+}	1	0	$\rho^-(770)$, $\rho^-(1700)$, $(2\pi)^-$, $(4\pi)^-$, $(6\pi)^-$
$a_0^S(Q^2)$	0^-	$\frac{1}{2}$	-1	K^-
$a_1^S(Q^2)$	1^+	$\frac{1}{2}$	-1	$K_1^{*-}(1270)$, $(K\pi\pi)^-$
$v_0^S(Q^2)$	0^+	$\frac{1}{2}$	-1	$K_0^{*-}(1430)$, $(K\pi)^-$
$v_1^S(Q^2)$	1^-	$\frac{1}{2}$	-1	K^{*-} , $(K\pi)^-$

Tabelle 1.1: Semihadronische τ -Zerfälle und die dazugehörigen Spektralfunktionen [21].

1.2.1 Zerfälle über den Vektoranteil des schwachen Stromes

Der Vektoranteil des schwachen Stromes vermittelt Zerfälle in Endzustände mit positiver G -Parität, so daß hier bei starken Zerfällen nur eine gerade Anzahl von Pionen auftritt. Lediglich elektromagnetische oder schwache Zerfälle führen zu einer ungeraden Anzahl von Pionen bei Zerfällen von Vektormesonen. Die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ wird zur Beschreibung des Vektoranteils des schwachen Stromes herangezogen. Sie wird unter Verwendung der Hypothese vom erhaltenen Vektorstrom (*Conserved Vector Current*) [25] bestimmt. Durch die CVC-Hypothese wird eine Beziehung zwischen dem nicht-seltsamen schwachen Vektorstrom ($\bar{u}\gamma_\mu d, \bar{d}\gamma_\mu u$) und der Isovektorkomponente des elektromagnetischen Stromes ($\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d$) hergestellt. Diese Beziehung

gilt, da sich diese drei Ströme in einem Isotriplett zusammenfassen lassen. Mit dem Isodoublett q

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix},$$

ist

$$\begin{aligned} V_\mu^+ &= \bar{u}\gamma_\mu d = \bar{q}\gamma_\mu\tau_+q \\ V_\mu^- &= \bar{d}\gamma_\mu u = \bar{q}\gamma_\mu\tau_-q \\ V_\mu^0 &= \bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d = \bar{q}\gamma_\mu\tau_3q, \end{aligned} \quad (1.4)$$

wobei τ_i die Pauli-Matrizen mit den dazugehörigen Auf- und Absteigeoperatoren τ_+ und τ_- sind:

$$\tau_+ = \tau_1 + i\tau_2 \quad \text{und} \quad \tau_- = \tau_1 - i\tau_2.$$

Der elektromagnetische Strom bei der Kopplung an u - und d -Quarks hat die Form:

$$V_\mu^{em} = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d. \quad (1.5)$$

Dieser Strom läßt sich in einen isoskalaren Anteil ($I = 0$) und einen Isovektor-Anteil ($I = 1$) zerlegen [17]:

$$V_\mu^{em} = \underbrace{\frac{1}{2}\bar{q}\gamma_\mu\tau_3q}_{I=1} + \underbrace{\frac{1}{6}\bar{q}\gamma_\mu q}_{I=0}. \quad (1.6)$$

Aufgrund der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung und der Tatsache, daß die Ströme (V_μ^\pm, V_μ^0) ein Triplet bilden, sind Matrixelemente, die durch diese Ströme gebildet werden, identisch, wenn der schwache hadronische Vektorstrom erhalten ist. Wenn V_μ^\pm erhalten sein soll, muß gelten:

$$\partial^\mu V_\mu^\pm = 0.$$

Mit $V_\mu^+ = \bar{u}(p')\gamma_\mu d(p)$ folgt in der Impulsdarstellung [26]²:

$$\partial^\mu V_\mu^+ = \bar{u}(p')(\not{p}' - \not{p})d(p).$$

Unter Verwendung der Dirac-Gleichung

$$(\not{p} - m)u = 0$$

folgt dann:

$$\bar{u}(p')(\not{p}' - \not{p})d(p) = (m_u - m_d)\bar{u}(p')d(p).$$

Mit $m_u = m_d$ ist die postulierte Erhaltung des schwachen hadronischen Vektorstroms gegeben. Aus der Formfaktor-Zerlegung des Stromes folgt, daß für einen erhaltenen Strom alle skalaren Formfaktoren verschwinden [26]. Daher können nur Zustände mit $J^P = 1^-$ über den Vektoranteil des schwachen hadronischen Stromes erzeugt werden ($\sim v_0(Q^2) = 0$).

²Die folgenden Ausführungen gelten analog für V_μ^-

Die CVC-Hypothese bedingt weiterhin, daß die Spektralfunktion $v_1(Q^2)$ aus dem Wirkungsquerschnitt der e^+e^- -Annihilation in Endzustände mit $I = 1$ bestimmt werden kann [21]:

$$v_1(Q^2) = \frac{Q^2 \sigma_{I=1}^{e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}}(Q^2)}{4\pi^2\alpha^2}. \quad (1.7)$$

Mit Hilfe der CVC-Hypothese können durch Messung des Isovektoranteils des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ Vorhersagen über Partialbreiten für τ -Zerfälle in Endzustände mit $J^{PG} = 1^{-+}$ getroffen werden. So wurden von Gilman und Rhie [27] Anpassungsrechnungen an die experimentellen Resultate für $\sigma^{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}(s)$, $\sigma^{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}(s)$ und $\sigma^{e^+e^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau}(s)$ durchgeführt. Die daraus abgeleitete Vorhersage der τ -Partialbreite des 4-Pion-Zerfalls ist in Tabelle 1.2 im Vergleich mit dem experimentellen Wert dargestellt.

Zerfall	Vorhersage [27]	Experiment [13]
$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)}$	0.275	0.25 ± 0.06

Tabelle 1.2: Über die CVC-Hypothese getroffene Vorhersage im Vergleich mit dem experimentellen Resultat.

1.2.2 Zerfälle über den Axialvektoranteil des schwachen Stromes

Hier sind im wesentlichen die Zerfälle in eine ungerade Anzahl von Pionen zu nennen. Die auftretenden Spektralfunktionen sind $a_0(Q^2)$ und $a_1(Q^2)$.

Im Gegensatz zum Vektorstrom ist der Axialvektorstrom nicht erhalten:

$$\partial^\mu A_\mu^\pm \neq 0,$$

da in der Impulsdarstellung gilt [26]:

$$\partial^\mu A_\mu^\pm = (m_u + m_d)\bar{u}(p')d(p).$$

Weil dieser Strom nicht erhalten ist, können pseudoskalare Komponenten auftreten ($\sim a_0(Q^2) \neq 0$), deren Einfluß durch Strukturfunktionen des τ -Zerfalls in dieser Arbeit untersucht wird. Die Hypothese vom teilweise erhaltenen Axialvektorstrom [28] (*partially conserved axial-vector current*, PCAC) besagt, daß die Spektralfunktion a_0 bei großen Impulsüberträgen Q^2 ($Q^2 > m_\pi^2$) verschwinden muß, da dann die endlichen u - und d -Quarkmassen nur noch wenig beitragen. In Endzuständen mit drei oder fünf Pionen treten relativ große Impulsüberträge auf ($Q^2 = \mathcal{O}(1 \text{ GeV}^2/c^4)$), so daß davon ausgegangen werden kann, daß ein skalarer Beitrag gering ist und sie durch die Spektralfunktion $a_1(Q^2)$ dominiert werden. Daher wird angenommen, daß die Spektralfunktion $a_0(Q^2)$ nur im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$ einen wesentlichen Beitrag liefert. Für diesen τ -Zerfall lautet die Spektralfunktion [21]:

$$a_0(Q^2) = 2\pi f_\pi^2 \delta(Q^2 - m_\pi^2). \quad (1.8)$$

Wegen der langen Lebensdauer des Pions kann seine Breite durch eine δ -Funktion approximiert werden.

Für die Partialbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)$ folgt [21]:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta_C m_\tau^3}{16\pi} \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2.$$

Die Pion-Zerfallskonstante f_π beschreibt die Kopplung des Pions an den Axialvektorstrom. Sie ist theoretisch nicht berechenbar, kann aber aus der Messung des Pion-Zerfalls $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ gut bestimmt werden: $f_\pi = 130.7 \pm 0.1 \pm 0.36 \text{ MeV}$ [13]. Für das Verhältnis der Partialbreiten von $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ folgt:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \simeq 0.6.$$

Der experimentelle Wert ist mit 0.65 ± 0.03 [13] in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

Für τ -Zerfälle in drei oder fünf Pionen sind aus experimentellen Ergebnissen abgeleitete Vorhersagen nicht möglich. Zur Beschreibung dieser Zerfälle wird auf Grund der PCAC-Hypothese die Spektralfunktion $a_1(Q^2)$ verwendet. Über die Weinberg-Summenregeln [29] kann $a_1(Q^2)$ mit $v_1(Q^2)$ verknüpft werden [21]:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty [v_1(Q^2) - a_1(Q^2)] dQ^2 &= 2\pi f_\pi^2 \\ \int_0^\infty Q^2 [v_1(Q^2) - a_1(Q^2)] dQ^2 &= 0. \end{aligned}$$

Bei der vektoriellen Kopplung wird die Spektralfunktion $v_1(Q^2)$ durch die leichteste Resonanz mit $J^{PG} = 1^{+-}$, das ρ -Meson, dominiert. Daher wird angenommen, daß auch die Spektralfunktion $a_1(Q^2)$ durch die leichteste Resonanz mit $J^{PG} = 1^{+-}$, das a_1 -Meson, dominiert wird. Das gleiche gilt für die Spektralfunktion $a_0(Q^2)$, die den skalaren Endzustand mit drei Pionen kinematisch erst über das radial angeregte Pion $\pi'(1300)$ [13] ermöglicht.

Der Beitrag der π' -Resonanz ist theoretisch nicht berechenbar, da die entsprechende Zerfallskonstante $f_{\pi'}$ nicht bekannt ist. Die experimentelle Messung wird in dieser Arbeit beschrieben.

Die theoretischen Vorhersagen für das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau)$ aus den Weinberg-Summenregeln hängen von der verwendeten Parametrisierung der a_1 -Massenverteilung ab und liegen im Bereich [27]:

$$BR(\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau) \sim 9 - 12\%.$$

Eine zweite Methode [30] zur Bestimmung dieses Verzweungsverhältnisses benutzt Strom-Algebra-Techniken zusammen mit der PCAC-Hypothese und geht davon aus, daß der Drei-Pion-Endzustand durch die a_1 -Resonanz dominiert wird. Die Vorhersagen dieser Methode hängen sehr stark von der Breite der a_1 -Resonanz ab und liefern Werte für $BR(\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau)$ von ca. 10% für eine a_1 -Breite von $0.400 \text{ GeV}/c^2$. Der Wert für das Verzweungsverhältnis nimmt mit abnehmender a_1 -Breite stark zu.

Das a_1^- -Meson kann aber in zwei verschiedene Ladungszustände zerfallen. Dies sind die Endzustände $\pi^- \pi^- \pi^+$ und $\pi^- \pi^0 \pi^0$. Aus der Isospinerhaltung erhält man

eine Vorhersage über das Verhältnis der Verzweungsverhältnisse dieser beiden Endzustände [27]:

$$\frac{1}{4} \leq \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+)} \leq 1.$$

Findet der Zerfall des τ -Leptons ausschließlich über die a_1 -Resonanz statt, so wird ein Verhältnis von eins erwartet.

1.3 Allgemeine Eigenschaften der Amplitude des 3-Körperzerfalls

Nach den allgemeinen Erläuterungen zur Physik des τ -Leptons werden in diesem Abschnitt Eigenschaften des Matrixelementes beschrieben, wie sie den theoretischen Modellen des τ -Zerfalls in drei Hadronen zugrunde liegen. 3-Pion-Zerfälle instabiler Teilchen wurden bereits 1963 in der Arbeit von C. Zemach [31] ausführlich abgehandelt, an der sich dieser Abschnitt orientiert.

Der τ -Zerfall erlaubt die Produktion schwerer Mesonresonanzen, deren Eigenschaften durch Auswahlregeln festgelegt sind. Der erzeugte hadronische Endzustand kann benutzt werden, die Eigenschaften der Resonanzen zu analysieren, die direkt an das W-Boson koppeln. In diesem Abschnitt werden allgemeine Aspekte der Amplitude für den Zerfall

$$X \rightarrow \pi_1 \pi_2 \pi_3$$

unter Berücksichtigung von Isospin (I), Spin-Parität (J^P) und Bose-Einstein-Statistik des 3π -Endzustandes betrachtet.

Die Amplitude M für diesen Zerfall faktorisiert folgendermaßen:

$$M_{3\pi} = M_I M_{JP} F.$$

M_I enthält die Isospin Abhängigkeit, M_{JP} die Abhängigkeit von Spin und Parität und der Formfaktor F die verbleibenden Energie- und Impulsabhängigkeiten der Zerfallsamplitude.

1.3.1 Kinematik

Ein 3-Körperzerfall wird kinematisch durch zwei unabhängige Variablen beschrieben, wenn die Massen der drei Teilchen bekannt sind. Ausgehend von einer Ruhemasse m_0 des zerfallenden Teilchens hat man drei Impulsvektoren. Jeder ist durch seinen Betrag und zwei Winkel gegeben. Da die absolute Orientierung des 3-Teilchen-Systems im Raum keine Information trägt, kann die Richtung eines Teilchens beliebig gewählt werden. Damit reduziert sich die Anzahl der Variablen um zwei. Der Azimutwinkel eines weiteren Teilchens ist ebenso nicht ausgezeichnet. Die verbleibenden sechs kinematischen Variablen werden wegen Energie- und Impulserhaltung durch vier weitere Zwangsbedingungen miteinander verknüpft. Im 3-Teilchen-Ruhsystem folgt die invariante Masse aus der Energie. Die Impulssumme muß verschwinden.

$$\begin{aligned} \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 &= 0 \\ E_1 + E_2 + E_3 &= m_{3\pi}. \end{aligned}$$

Der 3-Körperzerfall wird also durch zwei unabhängige Variablen beschrieben. Für diesen Zweck wählt man üblicherweise zwei der drei möglichen Dalitzvariablen s_i :

$$s_i = (p_j + p_k)^2 \quad (i, j, k = 1, 2, 3; \quad i \neq j \neq k).$$

s_i ist die invariante Masse des 2-Körpersystems j - k .

1.3.2 Isospin

Zur Konstruktion der Isospinamplitude M_I benötigt man die Isospinvektoren der drei Pionen \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} . Ein Pion hat den Isospin 1. Unter der Voraussetzung, daß der 3-Pion-Endzustand im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ über die Resonanzen a_1 oder $\pi'(1300)$ entsteht, muß wegen der Isospinerhaltung in der starken Wechselwirkung auch das 3-Pion-System den Isospin 1 besitzen. Der Isospin 0 kann nur in einem neutral geladenen Endzustand (π^+, π^-, π^0) auftreten. Der allgemeinste Ansatz für $I = 1$ ist laut Zemach $M_I = \vec{a}(\vec{b} \cdot \vec{c})$ und deren Permutationen. Damit wird die allgemeine Amplitude

$$M_{3\pi} = \vec{a}(\vec{b} \cdot \vec{c})A + \vec{b}(\vec{c} \cdot \vec{a})B + \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})C,$$

wobei A , B und C Funktionen sind, die die Abhängigkeit von allen übrigen kinematischen Variablen enthalten, nicht aber von den Isospinvektoren abhängen. Da die drei Pionen unabhängig vom Ladungszustand als identische Bosonen zu betrachten sind, muß die Gesamtwellenfunktion $M_{3\pi}$ symmetrisch bei Vertauschung zweier Pionen sein. Das ist nur dann erfüllt, wenn alle drei Summanden symmetrisch sind. $\vec{a}(\vec{b} \cdot \vec{c})$ ist symmetrisch in den Pionen b und c . Also muß die Funktion A auch symmetrisch in b und c sein. Analog muß B symmetrisch in a und c und C symmetrisch in a und b sein.

1.3.3 Spin und Parität des 3-Pion-Endzustandes

Eigenzustände mit Bahndrehimpuls l und z-Komponente m lassen sich durch Kugelflächenfunktionen $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ beschreiben, wobei θ und ϕ durch die Polarkoordinaten des Impulsvektors $\vec{p} = (|\vec{p}|, \theta, \phi)$ definiert sind. Tensoren sind zur Beschreibung der Spin-Parität eines Zustandes besser geeignet als Drehfunktionen, da sie eine kompaktere Schreibweise ermöglichen. Unter Benutzung der kartesischen Koordinaten des Vektors \vec{p} lassen sich Tensoren beliebigen Ranges bilden.

$$T_0 = 1, \quad T_i = p_i, \quad T_{ij} = p_i p_j, \quad T_{ijk} = p_i p_j p_k \dots$$

Die Elemente des Tensors mit Rang l können als Linearkombination von $p^l Y_{l',m}(\theta, \phi)$ mit $l' \leq l$ ausgedrückt werden. Um einen Zustand mit Gesamtspin J zu beschreiben, wird ein Tensor T_{i_1, i_2, \dots, i_J} mit Rang J im dreidimensionalen Raum verwendet. Er muß symmetrisch und spurlos in jedem Paar von Indizes sein. Der allgemeine symmetrische Tensor mit Rang J im dreidimensionalen Raum hat $\frac{1}{2}(J+1)(J+2)$ unabhängige Komponenten. Aufgrund der Spurlosigkeit des Tensors ergeben sich $\frac{1}{2}J(J-1)$ Zwangsbedingungen, so daß $2J+1$ unabhängige Komponenten verbleiben. Zemach [31] gibt Regeln an, wie die drei Pion-Impulse \vec{p}_i und der Vektor $\vec{q} = \vec{p}_1 \times \vec{p}_2 = \vec{p}_2 \times \vec{p}_3$ für einen gegebenen Zustand kombiniert werden müssen. Da Pionen negative Parität besitzen, ergibt sich die Parität des 3-Pion-Systems aus dem Gesamtspin J zu $(-1)^J(-1)$, woraus die natürlichen Spin-Paritätszuweisungen $0^-, 1^+, 2^-, \dots$ folgen. Aus Gründen der

Drehimpulserhaltung kommen in τ -Zerfällen nur Gesamtdrehimpulse $J = 0$ und $J = 1$ vor. Für den Zustand 0^- ergibt sich der Tensor 1 und für den Zustand 1^+ der Tensor \vec{q} [31].

1.3.4 Formfaktoren

Um die Diskussion über die allgemeine Struktur des Matrixelementes abzuschließen, benötigt man noch Aussagen über Formfaktoren. In der Regel beschreiben sie Abweichungen des Wirkungsquerschnittes von einer punktförmigen Wechselwirkung.

Bei der starken Wechselwirkung wird der Begriff des Formfaktors etwas allgemeiner gefaßt. Alles, was die Theorie nicht liefert und parametrisiert werden muß, wird in die Formfaktoren übernommen. Die Begriffe der Formfaktoren, Spektralfunktionen und der Strukturfunktionen sind je nach Autor oft nur schwer zu trennen. In dieser Arbeit ergeben sich die Strukturfunktionen in Abhängigkeit von Q^2 und von Formfaktoren. Die Spektralfunktionen ergeben sich in Abhängigkeit von Q^2 und von den Strukturfunktionen.

Im allgemeinen sind Formfaktoren Funktionen der Pion-Energien und damit der Dalitzvariablen: $F(s_1, s_2, s_3)$. f_3 sei eine Funktion der Variablen s_1 und s_2 , die in diesen Variablen symmetrisch ist. Analog sind f_1 und f_2 definiert. $h_{i,j} = h(s_i, s_j)$ sei eine Funktion, die keine Symmetriebedingung erfüllen muß. Damit lassen sich die Funktionen A des vorherigen Abschnitts bestimmen [31]. Sie sind in Tabelle 1.3 exemplarisch angegeben. B und C sind die entsprechenden Permutationen. Das Verfahren zur Bil-

J^P	A
0^-	f_1
1^+	$h_{32}\vec{p}_2 + h_{23}\vec{p}_3$

Tabelle 1.3: Mögliche Funktionen A des Matrixelements [31].

dung von Formfaktoren sollte hier nur angedeutet werden. Eine detaillierte Darstellung findet sich ebenfalls bei Zemach [31].

Bei der bisherigen Betrachtung wurde die endliche Breite Γ_X eines Mesons X vernachlässigt. Man berücksichtigt sie im Formfaktor multiplikativ durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion:

$$BW_X(Q^2) = \frac{1}{Q^2 - m_X^2 - im_X \Gamma_X}.$$

Im Fall langlebiger Mesonen, wie im Zerfall $\tau \rightarrow \pi \nu$, kann die vernachlässigbare Breite durch eine δ -Funktion angenähert werden. Dies wurde bereits bei der Spektralfunktion a_0 in Gleichung 1.8 durchgeführt.

1.3.5 3-Pion-Zerfälle über einen intermediären Zwischenzustand

Die starke Wechselwirkung zwischen den drei Zerfalls-Pionen kann zur Bildung intermediärer Zwischenresonanzen führen. Z.B. zerfallen die Resonanzen a_1 oder $\pi'(1300)$.

die in der folgenden Zerfallskette durch X symbolisiert werden, beide über das neutrale ρ -Meson (Y) in drei Pionen:

$$X \longrightarrow Y + \pi_3, \quad Y \longrightarrow \pi_1 + \pi_2.$$

Da die Pionen eine negative intrinsische Parität besitzen, kann Y ein Teilchen mit $J^P = 0^+, 1^-(\rho) \dots$ sein. Experimentell beobachtet man in einem τ -Zerfall in drei Pionen dominant das ρ -Meson. Eine Breit-Wigner-Funktion berücksichtigt die Breite dieser Resonanz:

$$BW_\rho(s_1) = \frac{1}{s_1^2 - m_\rho^2 - im_\rho \Gamma_\rho}.$$

Da das ρ -Meson Isospin = 1 hat, müssen die Isospinvektoren \vec{b} und \vec{c} der Zerfallspionen π_2 und π_3 so kombiniert werden, daß sich ein Vektor ergibt. Das geht durch Bildung des Kreuzproduktes $\vec{b} \times \vec{c}$. Damit der Isospin des gesamten 3-Pion-Systems gebildet werden kann und gleich 1 wird, muß der Isospinvektor \vec{a} verwendet werden. Die Kombination, die einen Vektor im Isospinraum ergibt, ist die Isospinamplitude $M_I = \vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c})$, die antisymmetrisch ist. Die Amplitude für den Zerfall

$$X \rightarrow \pi_1 + \rho \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \pi_3$$

ist dann gegeben durch

$$M = \vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) M_{1,23}$$

$M_{1,23}$ ist dabei die Amplitude ohne Isospinanteil. M ist symmetrisch, wenn $M_{1,23}$ antisymmetrisch bei Vertauschung der Pionen 2 und 3 ist. Die explizite Form von $M_{1,23}$ erhält man nach Kombination der diskutierten Spin-Paritäts-Bedingungen und der Formfaktoren. Die Energie-Impulsabhängigkeit der Amplitude wird durch die Breit-Wigner-Funktion $BW_\rho(s_1)$ beschrieben [31]:

$$\begin{aligned} M_{1,23}(0^-) &= BW_\rho(s_1)(s_2 - s_3), \\ M_{1,23}(1^+) &= BW_\rho(s_1)[x(s_2 - s_3)\vec{p}_1 + y(\vec{p}_2 - \vec{p}_3)], \end{aligned}$$

wobei x und y beliebige Konstanten sind. Die vollständige Amplitude $M_{3\pi}$ für $\pi^- \pi^- \pi^+$ oder $\pi^0 \pi^0 \pi^+$ ist

$$M_{3\pi}(J^P) = BW_X(Q^2)[-M_{2,31}(J^P) + M_{1,23}(J^P)]. \quad (1.9)$$

Für die Spin-Paritäts-Zustände 0^- und 1^+ ergibt sich:

$$\begin{aligned} M_{3\pi}(0^-) &= BW_X(Q^2)[BW_\rho(s_1)(s_2 - s_3) + BW_\rho(s_2)(s_1 - s_3)], \\ M_{3\pi}(1^+) &= BW_X(Q^2)\{BW_\rho(s_1)[x(s_2 - s_3)\vec{p}_1 + y(\vec{p}_2 - \vec{p}_3)] \\ &\quad + BW_\rho(s_2)[x(s_1 - s_3)\vec{p}_2 + y(\vec{p}_1 - \vec{p}_3)]\}. \end{aligned}$$

Damit sind die Betrachtungen über allgemeine Eigenschaften der Zerfallsamplitude abgeschlossen, wie sie insbesondere im τ -Zerfall in drei Pionen zu berücksichtigen sind. Diese Eigenschaften basieren auf fundamentalen physikalischen Erhaltungssätzen und müssen von den nachfolgend diskutierten Modellen erfüllt werden.

1.4 Theoretische Modelle des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

Die theoretischen Modelle, die in diesem Abschnitt diskutiert werden, beschreiben den τ -Zerfall in drei pseudoskalare Mesonen h_i :

$$\tau(l, s) \rightarrow h_1(p_1, m_1) + h_2(p_2, m_2) + h_3(p_3, m_3) + \nu_\tau(l', s'). \quad (1.10)$$

l kennzeichnet Viererimpulse und s Viererpolarisationsvektoren der entsprechenden Teilchen. p_i und m_i geben die Impulse bzw. Massen an. Die differentielle Zerfallsrate ist gegeben durch

$$d\Gamma(\tau \rightarrow \nu_\tau 3h) = \frac{G^2}{4m_\tau} \cos^2 \theta_C \{L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}\} dPS^{(4)}, \quad (1.11)$$

wobei $L_{\mu\nu} = \mathcal{J}_\mu^\tau (\mathcal{J}_\nu^\tau)^\dagger$ der Leptontensor und $H^{\mu\nu} = J^{h\nu} (J^{h\nu})^\dagger$ der Hadrontensor ist.

Bis auf den Hadrontensor bzw. den hadronischen Strom ist alles zur Berechnung der Zerfallsbreite erforderliche bekannt. Der hadronische Strom läßt sich allgemein durch vier Formfaktoren $F_i(s_1, s_2, Q^2)$ ausdrücken [52]:

$$\begin{aligned} J^\mu(q_1, q_2, q_3) &= \langle h_1(p_1, m_1) h_2(p_2, m_2) h_3(p_3, m_3) | J_A^\mu(0) + J_V^\mu(0) | 0 \rangle \\ &= [F_1(Q^2, s_1, s_2)(p_1 - p_3)_\nu + F_2(Q^2, s_1, s_2)(p_2 - p_3)_\nu] \left[q^{\mu\nu} - \frac{Q^\mu Q^\nu}{q^2} \right] \\ &\quad + F_3(Q^2, s_1, s_2) \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} p_{1\alpha} p_{2\beta} p_{3\gamma} + F_5(Q^2, s_1, s_2) Q^\mu. \end{aligned}$$

Diese Formfaktoren, wie auch die später daraus abgeleiteten Strukturformfaktoren, enthalten die gesamte Information des hadronischen Stromes im semihadronischen τ -Zerfall. Die Modelle liefern Ausdrücke für die Formfaktoren, die die Kopplungen des geladenen schwachen an den geladenen hadronischen Strom und das Resonanzverhalten parametrisieren.

Verschiedene theoretische Ansätze haben sich bei der Beschreibung experimenteller Ergebnisse als erfolgreich erwiesen.

1.4.1 Das Modell von Isgur et al.

Isgur, Morningstar und Reader [32] benutzen in Ihrem Modell Vorhersagen des flux-tube-breaking-Modells [33]. Es basiert auf Gitterformulierungen der QCD [34]. In diesem Modell bestehen die Eigenzustände der QCD aus Konfigurationen von Quarks und den sogenannten *flux-links* oder *flux-tubes*, die auf einem Gitter sitzen. Mesonen entsprechen dann Zuständen von Quarks und Antiquarks an einer beliebigen Gitterposition, die durch den chromoelektrischen Fluß in einer flux-tube entlang der Gitterpunkte miteinander verbunden sind. Ein Meson zerfällt durch Brechung eines solchen Röhrchens (flux-tube-breaking). Dieses Modell ist in der Lage, alle bekannten starken Mesonzerfälle zu beschreiben [35].

Isgur, Morningstar und Reader haben diese Modellvorhersagen bei der Beschreibung des τ -Zerfalls $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ angewendet.

Der hadronische Strom nimmt in diesem Modell die folgende Form an:

$$\mathcal{J}_\mu^h = if_{a_1} BW_{a_1}(Q^2) \left\{ f_{\rho\pi\pi}(s_2) BW_\rho(s_2) [f_{a_1\rho\pi}(Q^2, s_2)(p_1 - p_3)^\nu + g_{a_1\rho\pi}(Q^2, s_2) \left(p_{\rho 1}^\nu - Q^\nu \frac{p_{\rho 1} \cdot Q}{Q^2} \right)] + (1 \leftrightarrow 2) \right\} \left(g_{\mu\nu} - \frac{Q_\mu Q_\nu}{Q^2} \right),$$

wobei gilt: $p_{\rho 1} = p_1 + p_3$. f_{a_1} ist die Kopplungskonstante am $W^- \rightarrow a_1$ -Vertex, $f_{a_1\rho\pi}$ und $g_{a_1\rho\pi}$ sind die Kopplungskonstanten am $a_1 \rightarrow \rho\pi$ -Vertex und $f_{\rho\pi\pi}$ gibt die Stärke der Kopplung am $\rho \rightarrow \pi\pi$ -Vertex an. Die Breit-Wigner-Faktoren haben in diesem Modell die folgende Form:

$$BW_X(s) = \frac{1}{m_X^2 - s - im_X \Gamma_X(s)}, \quad (1.12)$$

mit $X = a_1, \pi', \rho$.

In diesem Modell wird ein skalarer Beitrag zum hadronischen Strom, der durch die Resonanz $\pi'(1300)$ [13] erzeugt wird, durch folgende Form beschrieben [32]:

$$\mathcal{J}_\mu^h = -\frac{if_{\pi'}}{2} BW_{\pi'}(Q^2) [f_{\rho\pi\pi}(Q^2, s_2) f_{\rho\pi\pi}(s_2) BW_\rho(s_2) (s_3 - s_1) + (1 \leftrightarrow 2)] Q_\mu, \quad (1.13)$$

wobei $f_{\pi'}$ die Stärke des Beitrages dieses Formfaktors am $W^- - \pi'$ Vertex bestimmt, der in dieser Arbeit experimentell mit dem Modell von Decker et al. ermittelt wird, wobei der skalare Strom die gleiche Form hat. Die Annahmen dieses Modells für die Formfaktoren werden in Tabelle 1.4 mit Resultaten aus Anpassungsrechnungen an Daten verglichen [32].

In der Literatur wurden die Terme mit den Kopplungskonstanten $f_{a_1\rho\pi}$ und $g_{a_1\rho\pi}$ manchmal falsch als S- und D-Welle des $\rho\pi$ -Systems angegeben. Die Zerlegung der Zerfallsamplitude hat bei Isgur et al. folgende Form:

$$f_{a_1\rho\pi}^S Y_{00}(\Omega_\rho) + f_{a_1\rho\pi}^D \sum_{m_L} C(211; m_l, s_\rho, s_{a_1}) Y_{2m_L}(\Omega_\rho), \quad (1.14)$$

wobei s_ρ und s_{a_1} die Spin-Projektionen entlang der z-Achse sind und Y_{Lm_L} und $C(LSJ; m_L, m_S, m_J)$ die Standardformen für Kugelflächenfunktionen und Clebsch-Gordan-Koeffizienten. Tatsächlich hängen die Amplituden für S- und D-Welle von $f_{a_1\rho\pi}$ und $g_{a_1\rho\pi}$ ab [32]:

$$f_{a_1\rho\pi}^S(m_{a_1}^2, m_\rho^2) = \frac{\sqrt{4\pi}}{3m_\rho} [(E_\rho + 2m_\rho) f_{a_1\rho\pi}(m_{a_1}^2, m_\rho^2) + (E_\rho^2 - m_\rho^2) g_{a_1\rho\pi}(m_{a_1}^2, m_\rho^2)]$$

$$f_{a_1\rho\pi}^D(m_{a_1}^2, m_\rho^2) = -\frac{\sqrt{8\pi}}{3m_\rho} [(E_\rho + m_\rho) f_{a_1\rho\pi}(m_{a_1}^2, m_\rho^2) + (E_\rho^2 - m_\rho^2) g_{a_1\rho\pi}(m_{a_1}^2, m_\rho^2)].$$

Das Modell von Isgur et al. liefert mit den Werten aus Tabelle 1.4 $f^D/f^S \simeq 0.12$. Dieses Modell wurde bei ARGUS [39] benutzt, um dieses Verhältnis experimentell zu messen. Das Resultat $f^D/f^S = 0.11 \pm 0.02$ ist in guter Übereinstimmung mit dem flux-tube-breaking Modell.

Formfaktor	Modellannahme [32]	Fit an Daten [36, 37, 38]
f_{a_1}	0.12-0.22	0.25 ± 0.02
$f_{\pi'}$	0.02 - 0.08	-
$f_{\rho\pi\pi}(m_\rho)$	6.08	6.08 ± 0.04
$f_{a_1\rho\pi}(m_{a_1}^2, m_\rho^2)$	4.8	4.6 ± 0.2
$g_{a_1\rho\pi}(m_{a_1}^2, m_\rho^2)$	6.0	5.4 ± 0.5
$f_{\pi'\rho\pi}(m_{\pi'}^2, m_\rho^2)$	5.8	-

Tabelle 1.4: Formfaktoren im flux-tube breaking Modell

1.4.2 Das Modell von Feindt

Der Ansatz von Feindt [40] basiert auf Eigenzuständen des Bahndrehimpulses des Prozesses $a_1 \rightarrow \rho\pi$, $\rho \rightarrow \pi\pi$, wobei die beiden möglichen Drehimpulzeigenzustände mit $L = 0$ (S-Welle) und $L = 2$ (D-Welle) im Zerfall $a_1^- \rightarrow \rho^0\pi^-$ berücksichtigt werden. Da die Parität in einem starken Zerfall erhalten ist, kann ein relativer Bahndrehimpuls von 1 (P-Welle) nicht auftreten, weil das a_1 positive Parität besitzt. Das π' besitzt negative Parität und kann nur über eine P-Welle zerfallen. Die Winkelverteilungen, die aus der Interferenz von S- und D-Welle mit dieser P-Welle entstehen können, werden in dieser Arbeit untersucht.

Der a_1 -Zerfall wird durch lorentz-kovariante Terme, die aus den zur Verfügung stehenden Impulsen gebildet werden, beschrieben. Die Terme mit der niedrigsten Dimension in den Impulsen, die den a_1 -Zerfall in $\rho\pi$ ($J^P = 1^+ \rightarrow 1^-0^-$) beschreiben, sind $g_{\mu\nu}$ und $p_{\rho\mu}Q_\nu$ [41]. Diese beiden Amplituden stellen aber weder Helizitäts- noch Drehimpulzeigenzustände für den betrachteten Zerfall dar. Jede Linearkombination der oben angegebenen Amplituden mit lorentzskalaren Koeffizienten ist also eine zulässige Amplitude:

$$T_{\mu\nu} = g \cdot g_{\mu\nu} + h \cdot p_{\rho\mu}Q_\nu \quad (1.15)$$

Um Drehimpulzeigenzustände zu konstruieren, werden die Helizitätsamplituden im Bezugssystem des Zerfallsendzustandes (hier das 3π -Ruhesystem) mit Hilfe von Polarisationsvektoren berechnet (ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird hier die Bewegungsrichtung des ρ -Mesons in z-Richtung gelegt).

Geeignete Linearkombinationen der Helizitätsamplituden erlauben es dann, die S- und D-Wellenübergängen entsprechenden Amplituden für den Zerfall $a_1 \rightarrow \rho\pi$ zu konstruieren:

$$T_{\mu\nu}^S = g_{\mu\nu} - \frac{1}{Qp_\rho + \sqrt{Q^2 p_\rho^2}} p_{\rho\mu}Q_\nu$$

$$T_{\mu\nu}^D = \frac{(Qp_\rho)^2 - Q^2 p_\rho^2}{Q^2} \cdot g_{\mu\nu} - \frac{Qp_\nu + 2\sqrt{Q^2 p_\rho^2}}{Q^2} p_{\rho\mu}Q_\nu$$

Für die Bose-symmetrischen hadronischen Ströme erhält man:

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_\nu^S &= BW_\rho(s) \cdot \left((p_1 - p_+)_\nu - \frac{(p_1 - p_+)Q}{Qp_{\rho_1} + \sqrt{Q^2 p_{\rho_1}^2}} p_{\rho_1\nu} \right) + (1 \leftrightarrow 2) \\ \mathcal{J}_\nu^D &= BW_\rho(s) \cdot \left(\frac{(Qp_{\rho_1})^2 - Q^2 p_{\rho_1}^2}{Q^2} (p_1 - p_+)_\nu \right. \\ &\quad \left. - \frac{(Qp_{\rho_1} + 2\sqrt{Q^2 p_{\rho_1}^2}) \cdot ((p_1 - p_+)Q)}{Q^2} p_{\rho_1\nu} \right) + (1 \leftrightarrow 2)\end{aligned}$$

Der Ausdruck $(1 \leftrightarrow 2)$ bedeutet, daß die beiden Möglichkeiten aus $\pi_1^- \pi_2^- \pi^+$ ein ρ^0 zu bilden (ρ_1^0 und ρ_2^0) berücksichtigt werden. Die Vorfaktoren vor den großen Klammern sind die Breit-Wigner-Faktoren für die ρ -Mesonen. Bei der Bose-Symmetrisierung der Ausdrücke für die hadronischen Ströme wurde das sogenannte Isobaren-Modell benutzt. In diesem Modell werden Amplituden verschiedener Subresonanzen kohärent addiert, ohne eine Wechselwirkung zwischen den Endzuständen zuzulassen [42, 43, 44, 45]. Bei der Berechnung des Matrixelements führt dies zu einer Interferenz zwischen diesen beiden Amplituden; diese Interferenz wird auch als ρ - ρ -Interferenz bezeichnet. Diese Interferenz wurde bei ARGUS zur Messung der Helizität des τ -Neutrinos verwendet [3]. Sie läßt sich durch die Analyse der Asymmetrie der in dieser Arbeit ebenfalls gemessenen Strukturfunktion W_E bestimmen. Dieses Modell berücksichtigt keinen skalaren Beitrag zum hadronischen Strom.

1.4.3 Das Modell von Kühn und Santamaria

Das Modell von Kühn und Santamaria [46] basiert auf der Annahme chiraler Dynamik [49] und liegt dem Monte-Carlo-Programm KORALB [47, 48] (s. Abschnitt 3.1.1) zugrunde, das auch in dieser Arbeit zur Generation von τ -Paar-Ereignissen verwendet wurde. In diesem Modell wird der chirale Strom [50] so modifiziert, daß Wechselwirkungen im Endzustand durch Einführung von Resonanzen berücksichtigt werden. Resonanzen können im 3-Pion- oder im 2-Pion-System auftreten. Der hadronische Strom nimmt in diesem Modell die folgende Form an:

$$\mathcal{J}_\mu^h = f_{a_1} BW_{a_1}(Q^2) [BW_\rho(s_2)(p_1 - p_3)^\nu + BW_\rho(s_1)(p_2 - p_3)^\nu] \left(g_{\mu\nu} - \frac{Q_\mu Q_\nu}{Q^2} \right), \quad (1.16)$$

$$f_{a_1} = -\frac{2\sqrt{2}i}{3f_\pi}, \quad f_\pi = 93.3 \text{ MeV}, \quad (1.17)$$

wobei $BW_{a_1, \rho}$ Breit-Wigner-Faktoren entsprechend der a_1 - und ρ -Resonanz sind, mit den Eigenschaften $BW_{a_1} \rightarrow 1$ für $Q^2 \rightarrow 0$ und $BW_\rho \rightarrow 1$ für $s_i \rightarrow 0$. Die explizite Form der Breit-Wigner-Faktoren ist in diesem Modell gegeben durch:

$$BW_X(s) = \frac{m_X^2}{m_X^2 - s - im_X \Gamma_X(s)}, \quad (1.18)$$

mit $X = a_1, \rho$. Die Energieabhängigkeit der a_1 -Breite ist gegeben durch [8, 46]

$$\Gamma_{a_1}(Q^2) = \Gamma_{a_1} \frac{g(Q^2)}{g(m_{a_1}^2)}, \quad (1.19)$$

mit

$$g(Q^2) = \int \frac{ds_1 ds_2}{Q^2} \frac{-J^\mu J_\mu^\dagger}{|f_{a_1} BW_{a_1}(Q^2)|^2}. \quad (1.20)$$

$g(Q^2)$ ist abhängig von der speziellen Wahl der Breit-Wigner-Funktion des ρ -Mesons. Dieses Modell erlaubt, die Daten mit einer durch das ρ' -Meson modifizierten Breit-Wigner-Funktion zu parametrisieren:

$$BW_\rho = \frac{BW_\rho + \beta BW_{\rho'}}{1 + \beta} \quad (1.21)$$

Die Energieabhängigkeit von Γ_ρ ist gegeben durch

$$\Gamma_\rho(s) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho}{\sqrt{s}} \left(\frac{s - 4m_\pi^2}{m_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right)^{3/2}. \quad (1.22)$$

1.4.4 Das Modell von Decker et al.

Dieses Modell [8, 51, 52, 53] basiert auf dem Modell von Kühn und Santamaria. Zusätzlich berücksichtigt es einen skalaren Formfaktor F_S , dessen Beitrag zur Partialbreite des τ -Zerfalls in dieser Arbeit untersucht werden soll. Dieser Formfaktor ist im τ -Monte-Carlo-Programm KORALB (Version 2.2) implementiert [48] und bildet die Grundlage der Messung des skalaren Beitrages.

Eine spezielle Wahl für die Formfaktoren ergibt sich auf der Basis der chiralen Lagrange-Funktion, Bose-Symmetrie und der Dominanz des a_1 -Mesons und seines Zerfalls in $\rho\pi$ zu:

$$\begin{aligned}F_1(s_1, s_2, Q^2) &= -\frac{2\sqrt{2}i}{3f_\pi} BW_{a_1}(Q^2) B_\rho(s_2) \\ F_2(s_1, s_2, Q^2) &= F_1(s_2, s_1, Q^2).\end{aligned}$$

BW_{a_1} und B_ρ sind Breit-Wigner-Funktionen entsprechend denen von Kühn und Santamaria in 1.18. Decker et al. parametrisieren den 3-Pion Phasenraumfaktor $g(Q^2)$ in der massenabhängigen Breite (1.20) wie folgt, wobei m_X die nominellen Massen der Mesonen X sind:

$$g(Q^2) = \begin{cases} Q^2(1.623 + 10.38/Q^2 - 9.32/Q^4 + 0.65/Q^6), & \text{wenn } Q^2 > (m_\rho + m_\pi)^2 \\ 4.1(Q^2 - 9m_\pi^2)^3 [1 - 3.3(q^2 - 9m_\pi^2) + 5.8(Q^2 - 9m_\pi^2)^2] & \text{sonst.} \end{cases} \quad (1.23)$$

1.4.4.1 Der skalare Formfaktor

Im Grenzfall verschwindender Quarkmassen ist der schwache Axialvektorstrom erhalten, so daß der skalare Formfaktor $F_S(Q^2, s_i)$ des hadronischen Stromes im Zerfall $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ verschwindet. Bei nicht vernachlässigbaren Massen der Quarks und der pseudoskalaren Zerfallsprodukte ist die vollständig transversale hadronische Amplitude nicht mehr erhalten, und bekommt eine longitudinale Komponente, so daß, im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$, ein Spin-0 Anteil auftritt [52]. Über die Stärke dieses longitudinalen Beitrages lassen sich aus dem chiralen Limes keine Aussagen ableiten. Aus dem teilweise erhaltenen Vektorstrom (PCAC) folgt, daß dieser Beitrag um einen Faktor m_π^2/Q^2 relativ zum transversalen Spin-1 Anteil unterdrückt sein sollte. Wenn man

für Q die a_1 -Masse annimmt, ergibt die Spin-0 Amplitude einen Beitrag in der Größenordnung von 1% relativ zur Spin-1 Amplitude. Daraus ergibt sich ein relativer Beitrag zur totalen Zerfallsbreite des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ von etwa 10^{-4} . Für Zerfälle in Kaonen führt die entsprechende Unterdrückung m_K^2/Q^2 bereits zu einem Beitrag von 10% in der Amplitude, der aber wegen kleiner Verzweungsverhältnisse der τ -Zerfälle in Kaonen ebenso nur einen kleinen Beitrag zur τ -Zerfallsbreite liefert.

Decker et al. untersuchen den Einfluß dieses skalaren Beitrages durch die longitudinale Komponente der Zerfallsamplitude in Referenz [52]. Die resultierenden Strukturfunktionen sind nur bei kleinem Q^2 auf diese longitudinale Komponente der Amplitude sensitiv. Die Datenmenge dieses Experimentes in der Region kleiner Impulsüberträge reicht nicht aus, um diese Untersuchung durchzuführen.

Ganz anders stellt sich die Situation dar, wenn man den skalaren Formfaktor aufgrund einer pseudoskalaren Resonanz in Q^2 , also im 3-Pion-System, betrachtet. Das angelegte Pion $\pi'(1300)$ kann einen Beitrag zum 3π - oder $\pi K K$ -Kanal liefern. Auch dieser Beitrag läßt sich theoretisch nicht vorhersagen, da die Normierung dieser π' -Resonanz nicht über den chiralen Limes ($Q^2 \rightarrow 0$) festgelegt ist und daher nur experimentell zugänglich ist [9, 10].

Für den skalaren Formfaktor F_S macht Decker [9] folgenden Ansatz, der auf dem entsprechenden Strom (1.13) von Isgur et al. basiert [32]:

$$F_S(s_1, s_2, Q^2) = -\frac{ig'_{\rho\pi}g_{rh\nu\pi\pi}f_{\pi'}}{2m_\rho^4 m_{\pi'}^2} BW_{\pi'}(Q^2)[s_1(s_2 - s_3)B_\rho(s_1) + s_2(s_1 - s_3)B_\rho(s_2)]. \quad (1.24)$$

Dieser Formfaktor beschreibt den skalaren Beitrag, der durch die Resonanz π' erzeugt wird. Die Massenabhängigkeit der π' -Breite ist in diesem Modell definiert durch:

$$\Gamma_{\pi'}(Q^2) = \Gamma_{\pi'} \left[\left(\frac{\sqrt{Q^2}}{m_{\pi'}} \right)^5 \left(\frac{1 - m_\rho^2/s}{1 - m_\rho^2/m_{\pi'}^2} \right)^3 \right]. \quad (1.25)$$

Die Stärke dieses Beitrages wird durch den Parameter $f_{\pi'}$ festgelegt. $f_{\pi'}$ geht in die Berechnung des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau \rightarrow \pi' \nu)$ immer quadratisch ein. Man erhält es aus folgender Formel [10]:

$$\frac{BR(\tau \rightarrow \pi' \nu)}{BR(\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu})} = 0.001145 \cdot \left(\frac{f_{\pi'}}{0.02} \right)^2 \quad (1.26)$$

Dieses Modell bildet die Grundlage für die Messung des Parameters $f_{\pi'}$ in Kapitel 6.

1.5 Das a_1 -Meson

Die nächsten beiden Abschnitte sollen das bisher bekannte Wissen über die Resonanzen a_1 und π' zusammenfassen. Es wird angenommen, daß der 3-Pion-Endzustand resonant erzeugt wird. Für einen nichtresonanten Beitrag wurde eine obere Grenze von 6% abgeschätzt [57]. Die Bestimmung des Beitrages zu diesem Endzustand, der über die Resonanz π' entsteht, liefert eine wesentliche Voraussetzung für die Messung der a_1 -Parameter in τ -Zerfällen. Bisherige Messungen gehen davon aus, daß dieser Endzustand ausschließlich über die Resonanz a_1 entsteht.

Das a_1 -Meson ($I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{++})$) wurde erstmals eindeutig 1981 in der Pion-Proton-Streuung in den Prozessen $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ [58] und $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^+ n$ [59] als eine breite Resonanz ($m_{a_1} = (1.23 \pm 0.04) \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_{a_1} \approx 0.4 \text{ GeV}/c^2$ [13]), die über einen $\rho\pi$ -Zwischenzustand in drei Pionen zerfällt, nachgewiesen. Zuvor hatte es schon mehrfach Hinweise auf eine breite Resonanz in diesem Massenbereich gegeben [60, 61, 62, 63]. Die Extraktion der a_1 -Parameter aus obigen Streuexperimenten erwies sich als relativ schwierig, da in diesen Prozessen auch $\rho\pi$ -Zustände erzeugt werden können, die nicht aus dem a_1 -Zerfall stammen und sich kohärent mit der direkten a_1 -Produktion überlagern. Diese nichtresonante $\rho\pi$ -Produktion wird durch den Deck-Mechanismus [64] beschrieben. In diesem Modell dissoziiert ein einlaufendes Pion in ein ρ -Meson und ein virtuelles Pion. Das virtuelle Pion geht dann durch eine diffraktive Streuung am Target-Proton in einen reellen Zustand über.

Die Resultate für die a_1 -Parameter aus πp -Streuexperimenten waren konsistent und führten zu den Werten für Masse und Breite von $m_{a_1} = (1.275 \pm 0.028) \text{ GeV}/c^2$ und $\Gamma_{a_1} = (0.316 \pm 0.045) \text{ GeV}/c^2$ [65]. Erst mit der weltweit ansteigenden Anzahl produzierter τ -Leptonen wurde es möglich, das a_1 -Meson auch in τ -Zerfällen zu studieren [36, 37, 38, 39]. Hier wurden zunächst sehr unterschiedliche Werte für die Masse und Breite des a_1 -Mesons veröffentlicht. Es konnte aber später gezeigt werden [66, 32], daß diese Unterschiede im wesentlichen auf die Verwendung verschiedener Modelle für die Anpassungsrechnungen zurückzuführen waren. Die aktuelle Situation stellt sich folgendermaßen dar. Die aus hadronischen Streuexperimenten und τ -Zerfällen gewonnenen Werte für die Masse des a_1 -Mesons stimmen recht gut überein, während die Übereinstimmung für die Breite wesentlich schlechter ist. Die hadronischen Streuexperimente liefern eine kleinere Breite als man sie aus τ -Zerfällen erhält. Es konnte allerdings von Bowler [67] gezeigt werden, daß die kleine a_1 -Breite eine direkte Folge einer Fixierung der Form der Deck-Amplitude in den Anpassungsrechnungen ist. Läßt man die Form der Amplituden frei, so kann man auch aus der hadronischen Produktion a_1 -Breiten von ca. $400 \text{ MeV}/c^2$ erhalten. Man stellt des weiteren fest, daß die Bestimmung der a_1 -Breite eine deutlich stärkere Modellabhängigkeit aufweist als die Bestimmung der a_1 -Masse.

1.6 Das $\pi'(1300)$ -Meson

Das $\pi'(1300)$ -Meson, in dieser Arbeit einfach als π' bezeichnet, ist bei weitem nicht so genau analysiert wie das a_1 . Die Ursache liegt in der vergleichsweise geringen Produktionsrate dieser Resonanz sowohl in Pion-Nukleon-Streuungen als auch in τ -Zerfällen. Dieses Meson entsteht aus einer radialen Anregung der Quarks, die das Pion bilden. Bis auf Masse und Zerfallsbreite bleiben die anderen Quantenzahlen unverändert $I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{++})$. Das π' läßt sich bezüglich Masse und Breite fast nicht vom a_1 unterscheiden. Seine Masse und Breite beträgt $m_{\pi'} = (1.3 \pm 0.1) \text{ GeV}/c^2$ und $\Gamma_{\pi'} = (0.2 - 0.6) \text{ GeV}/c^2$ [13].

Die letzte Messung der diffraktiven Pion-Nukleon-Streuung

$$\pi^+ N \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- N$$

wurde am Fermilab durchgeführt. Zielinski et al. [68] beobachteten in einer Partialwellenanalyse des 3-Pion-Endzustandes resonantes Verhalten in der $1^+ S$ - und $0^- S$ -Welle,

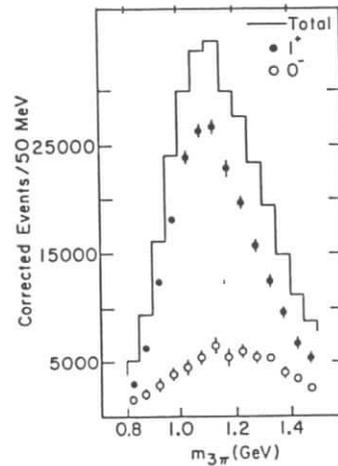


Abbildung 1.2: Die akzeptanzkorrigierte 3-Pion-Massenverteilung aus der Reaktion $\pi^+Cu \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-Cu$. Die Beiträge der 1^+ - und 0^- -Welle sind getrennt gezeigt [68].

das gut mit den Resonanzen a_1 - und π' -Resonanzen verträglich ist. Abb. 1.2 zeigt die resultierende 3-Pion-Massenverteilung für die 1^+ (a_1)- und die 0^- (π')-Welle.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist, den Beitrag der π' -Resonanz im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^-h^+\nu_\tau$ durch die Messung der Interferenz zwischen dem skalaren Formfaktor F_S und den vektoriellen Formfaktoren F_1 und F_2 zu bestimmen. Diese Interferenz wird durch Projektion auf gewisse später diskutierte Strukturfunktionen gewonnen, die auf einen skalaren Beitrag sensitiv sind.

Kapitel 2

Das Experiment

Seit 1982 ist am e^+e^- -Speicherring DORIS II [69] bei DESY in Hamburg das Experiment ARGUS [70] (A Russian German USA Swedish - Collaboration) in Betrieb. Der Kollaboration gehören heute auch Institute aus Kanada und Slowenien an. Im Sommer 1993 wurde die Datennahme wegen Betriebschwierigkeiten des Speicherringes DORIS III eingestellt, da die geforderte Luminosität nicht erreicht wurde.

2.1 Der Speicherring DORIS II

Der Speicherring DORIS II ist eine Weiterentwicklung des ursprünglichen **DO**ppel-**RI**ng-Speichers DORIS, optimiert für das Studium der Υ -Resonanzen. Um dies mit genügend hoher Luminosität zu ermöglichen, mußte sowohl auf das Doppelringkonzept als auch auf den Multibunch-Betrieb verzichtet werden.

Die maximale Luminosität L , die die erwartete Ereignisrate dN/dt mit dem Reaktionswirkungsquerschnitt σ jeder Reaktion durch $dN/dt = \sigma \mathcal{L}$ verbindet, beträgt bei DORIS II $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Im Speicherring DORIS II gibt es zwei Wechselwirkungszonen, in denen sich die Elektronen- und die Positronen-Teilchenpakete treffen. In einer dieser Zonen befindet sich das Experiment ARGUS.

2.2 Der Detektor ARGUS

Ziel dieses Experiments ist es, die Physik in e^+e^- -Ereignissen im Energiebereich der Υ -Resonanzen zu untersuchen. Das breite Spektrum der physikalischen Untersuchungen, die sich bei Zerfällen der verschiedenen Υ -Resonanzen und bei e^+e^- -Ereignissen im benachbarten Kontinuum bieten, sind:

- Studien der Quark- und Gluonfragmentation. Anihilation von e^+ und e^- kann über ein virtuelles Photon zu einem Quark-Antiquark-Paar führen, das in einem multihadronischen Endzustand fragmentiert. Bei gewissen Schwerpunktenenergien können sich gebundene Quark-Antiquark-Zustände in Form von Resonanzen bilden, deren Quantenzahlen denen des intermediären virtuellen Photons aus der e^+e^- -Reaktion entsprechen müssen. Dies ist der Fall bei den Υ -Resonanzen. Ihr

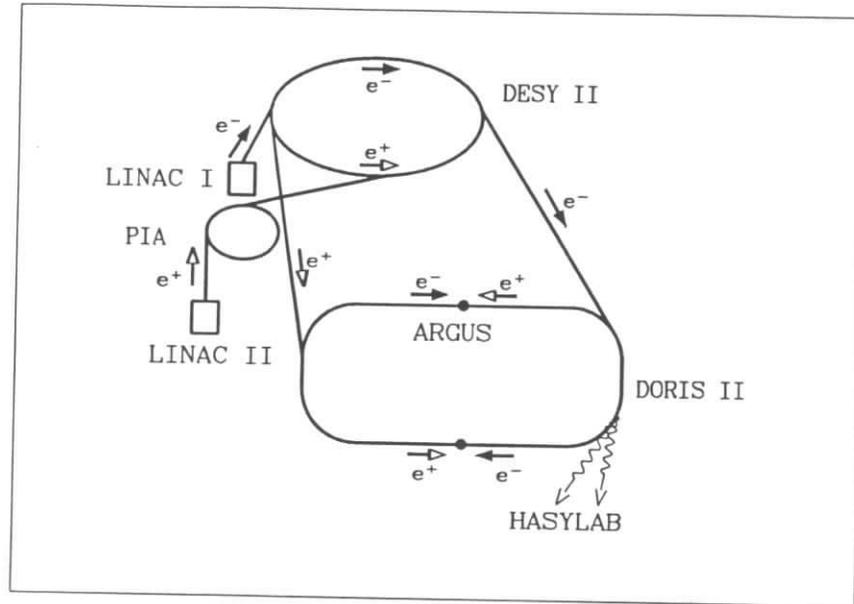


Abbildung 2.1: Injektionsschema für den Speicherring DORIS II.

Grundzustand $\Upsilon(1S)$ zerfällt dominant in drei Gluonen und bildet somit eine Quelle für Fragmentationsstudien des Gluons. [71]

- Studien von Zerfällen des τ -Leptons. Das virtuelle Photon aus der e^+e^- -Annihilation zerfällt mit etwa der gleichen Wahrscheinlichkeit in $\tau^+\tau^-$ -Paare, mit der es in $q\bar{q}$ -Paare einer bestimmten Farbsorte zerfällt. Ohne Berücksichtigung der Farbladung treten $q\bar{q}$ -Paare $\frac{10}{3}$ mal so häufig auf wie τ -Paare. [72]
- Untersuchungen exklusiver Zerfälle von Teilchen, die ein c -Quark enthalten.
- Spektroskopische Untersuchungen von elektromagnetischen und starken Übergängen zwischen den gebundenen $b\bar{b}$ -Zuständen.
- Studien von $\gamma\gamma$ -Streureignissen. [73]
- Studien der B-Mesonen-Physik. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zerfällt hundertprozentig in zwei B-Mesonen, die fast in Ruhe weiterzerfallen. [74]

Diese unterschiedlichen Fragestellungen machten folgende Anforderungen erforderlich, denen der Detektor genügen mußte:

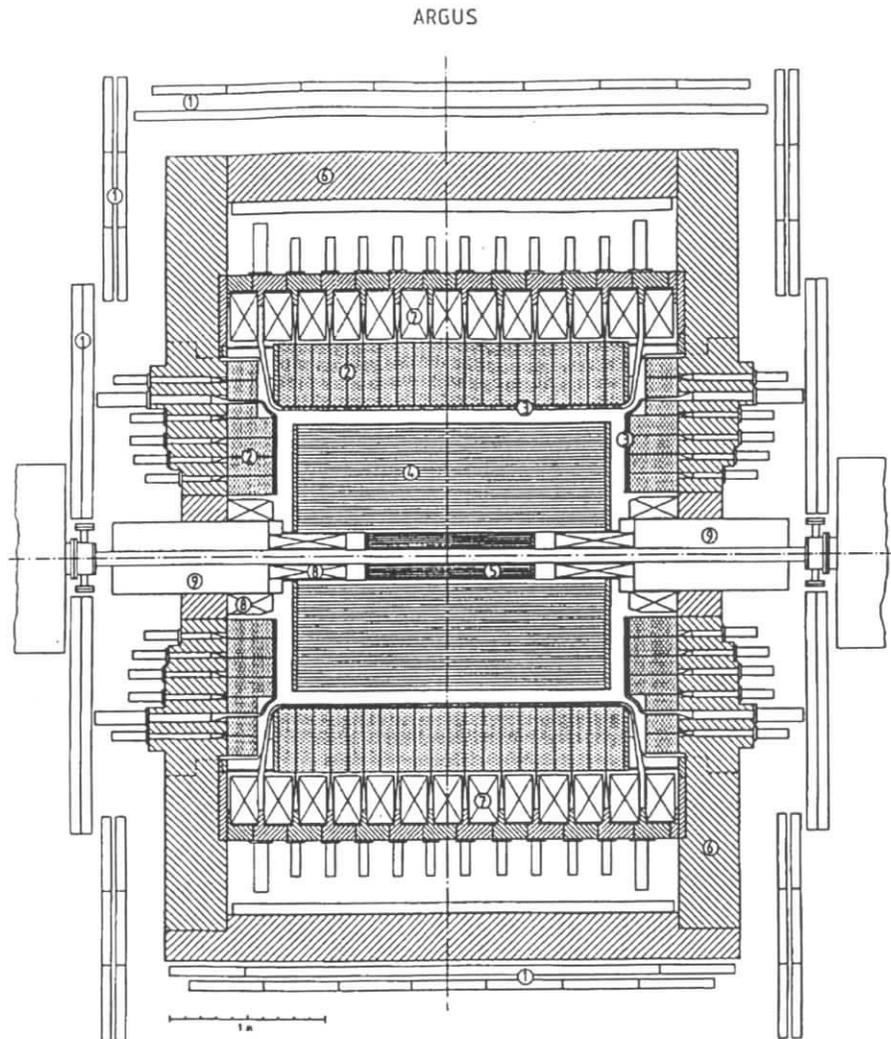
- Nachweis geladener und neutraler Teilchen im nahezu gesamten Raumwinkelbereich
- Gute Impulsauflösung für geladene und neutrale Teilchen
- Gute Teilchenidentifizierung über einen großen Impulsbereich

Diese Anforderungen werden vom Detektor ARGUS erfüllt. Die wesentlichen Komponenten, die ein Teilchen aus der Wechselwirkungszone passiert, sind nacheinander zuerst die Vertexkammer, dann die Hauptdriftkammer, das Flugzeitsystem und das elektromagnetische Kalorimeter. Danach folgt die Magnetspule, das Eisenjoch und die Myonkammern.

Geladene Teilchen können in der Driftkammer durch die Messung der spezifischen Ionisation dE/dr sowie durch die Messung der Geschwindigkeit mit den Flugzeitählern identifiziert werden. Elektronen erzeugen im Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer und lassen sich auf diese Weise gut von Hadronen unterscheiden. Mit dem Kalorimeter können Photonen mit einer Mindestenergie von etwa 50 MeV nachgewiesen werden. Die Magnetspule, das Eisenjoch, das der Rückführung des magnetischen Flusses dient, sowie die Schauerzähler wirken als Hadronabsorber. Mit dem Myonkammersystem, das den Detektor in drei Lagen umgibt, werden Myonen identifiziert.

2.3 Die Detektorkomponenten

ARGUS ist ein zylindersymmetrischer Detektor, der als magnetisches Spektrometer konzipiert ist, d.h. mit Hilfe eines Magnetfeldes werden Teilchen verschiedener Impulsbereiche voneinander getrennt. Seine axiale Länge ist durch die Lage der vertikalen stark fokussierenden Quadrupole, die eine Brennweite von einem Meter haben,



- | | | |
|---------------------|-----------------------|---------------------|
| 1 Myonkammern | 2 Schauerzähler | 3 Flugzeitsystem |
| 4 Hauptdriftkammern | 5 Vertex-Driftkammer | 6 Eisenjoch |
| 7 Magnetspule | 8 Kompensationsspulen | 9 Mini-β-Quadrupole |

Abbildung 2.2: Der Detektor ARGUS

festgelegt. Sie befinden sich jeweils 1.23 Meter vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Sie werden auch "Mini-β-Quadrupole" genannt. Die Quadrupole einschließlich ihrer Kompensationsspulen bilden zusammen mit der Hauptspule das Magnetsystem des ARGUS-Detektors. Ein Strom von 4500 A in dem Solenoid mit einem Durchmesser von 3 Metern erzeugt ein magnetisches Feld von 0.8 T. Dabei beträgt die Leistungsaufnahme ca. 2 MW.

2.3.1 Die Driftkammer

Geladene Teilchen können mit der Driftkammer [70] in 96 % des gesamten Raumwinkels nachgewiesen werden. Der 2 Meter lange Detektor ist koaxial zur Strahlrichtung installiert. Sein innerer Durchmesser beträgt 30 cm, sein äußerer 172 cm. Die Driftkammer dient der Spurerkennung und der Messung des Impulses und der spezifischen Ionisation einzelner Teilchen.

Ihre Funktionsweise beruht auf der Tatsache, daß man eine räumliche Information aus der Messung der Driftzeit der Elektronen erhält, die durch die Ionisation entlang einer Teilchenspur entstehen. Im Gegensatz zur *Vieldraht-Proportionalkammer*, deren Auflösung durch die Dichte der Drähte gegeben ist, nutzt man in der Driftkammer die Driftzeit, um den Ort der primären Ionisation aufzulösen. Um die entsprechende Feldkonfiguration zu erhalten, braucht man neben den Anodendrähten, von denen die Signale kapazitiv ausgekoppelt werden, auch Potentialdrähte. Die ARGUS-Driftkammer besteht aus 5940 rechteckigen Driftzellen mit einer Querschnittsfläche von $18.0 \times 18.8 \text{ mm}^2$ mit insgesamt 24 588 Potentialdrähten. Die Driftzeiten liegen in der Größenordnung einer Mikrosekunde. In radialer Richtung sind 36 Signaldrahtlagen konzentrisch angeordnet, von denen 18 leicht azimuthal gegeneinander gedreht sind, um einen Stereowinkel zu erhalten. Dadurch wird eine dreidimensionale Rekonstruktion ermöglicht.

Durch die Summe der Pulshöhen an den Enden der Driftkammerdrähte ist die deponierte Gesamtladung und somit der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens bestimmt. Die einzelnen Werte ergeben eine Landau-Verteilung. Eine einzelne dE/dr Messung enthält wegen der großen statistischen Fluktuationen wenig Informationen. Der durchschnittlichen Energieverlust aus mehreren Zellen liefert eine verbesserte Auflösung. Dazu wird das *truncated mean* gebildet. Das ist der Mittelwert, den man erhält, wenn man die oberen 30% und die unteren 10% der Meßwerte nicht berücksichtigt.

Aus der Bahnkrümmung geladener Teilchen und der Ortsmessung in der Driftkammer wird der Transversalimpuls p_t rekonstruiert. Die Messung des Polarwinkels θ einer geladenen Spur wird durch die Stereodrähte ermöglicht. Aus diesen beiden Größen erhält man den Impuls p des Teilchens. Für schnelle Teilchen mit Transversalimpulsen über $1 \text{ GeV}/c$ wird seine Auflösung durch den Fehler der Spurmessung dominiert (zweiter Term in Gleichung 2.1). Für Teilchen unter $1 \text{ GeV}/c$ ist die Impulsauflösung durch Vielfachstreuung (erster Term in Gleichung 2.1) begrenzt:

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \times p_t[\text{GeV}/c])^2} \quad (2.1)$$

Die Driftkammer wird maßgeblich für die Selektion von τ -Paaren in der vorliegenden Arbeit verwendet. Die Beschreibung der Driftkammer durch die Detektorsimulation wird im Zusammenhang mit der Messung von τ -Verzweigungsverhältnissen systematisch untersucht.

2.3.2 Die Vertexkammer

Die ARGUS Vertex-Driftkammer (VDC) wurde 1984 zur Verbesserung der Impuls- und Vertex-Auflösung installiert [70]. Sie hat eine Länge von einem Meter und befindet sich zwischen dem Strahlrohr und der Driftkammer. Mit ihr wurde eine Verbesserung der Impulsauflösung und der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Sekundärvertizes aus Λ - und K_S^0 -Zerfällen erreicht.

Im März 1989 wurde die ARGUS-Vertex-Driftkammer durch die Mikro-Vertexkammer zur weiteren Verbesserung der oben genannten Eigenschaften ersetzt. Zusätzlich wurde 1991 ein Silizium-Zähler in unmittelbarer Nähe des Strahlrohres installiert. Die daraus resultierenden Ergebnisse werden aber wegen der geringen Statistik dieser Datenmenge in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

2.3.3 Das Flugzeitsystem

Das ARGUS Flugzeitsystem (TOF) besteht aus 160 Szintillationszählern, die die Driftkammer umgeben [70]. Es dient der Messung der Geschwindigkeit geladener Teilchen, die man aus der Spurlänge l und der Flugzeit t erhält. Seine Zeitauflösung beträgt ca. 220 ps. Bei niedrigen Impulsen bietet die Flugzeitmessung als Ergänzung zur Energieverlustmessung eine weitere Möglichkeit der Teilchenidentifikation durch Bestimmung der Ruhemasse m :

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c \times t}{l} = \sqrt{1 + \left(\frac{mc^2}{pc}\right)^2}$$

$$m^2 = p^2 \times \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2}\right).$$

Pionen können damit von Kaonen bis zu einem Impuls von 700 MeV/c, Protonen von Kaonen bis 1200 MeV/c unterschieden werden. Elektronen lassen sich bis 230 MeV/c identifizieren.

2.3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Schauerzähler sind vom Blei-Szintillator-Sandwich Typ und dienen der Energiemessung elektromagnetisch schauernder Teilchen, also Elektronen und Photonen [70]. Sie bestehen abwechselnd aus 5 mm dicken Szintillatoren und 1 mm bzw. 1.5 mm dicken Bleischichten. Das Kalorimeter ist in zwei Teile aufgeteilt. Spuren, die einen Winkel von $> 41^\circ$ mit der Strahlrichtung bilden, treffen in die *Barrelregion* des Kalorimeters. Bei einem kleineren Winkel treffen die Teilchen in die *Endcap Zähler*. Die Zähler werden über Wellenlängenwandler, die ihrerseits über adiabatische Lichtleiter mit Photovervielfachern verbunden sind, ausgelesen.

Das Kalorimeter befindet sich innerhalb der Magnetspule und deckt 96% des gesamten Raumwinkels ab. Da Photonen bis zum Erreichen der Barrel-Zähler Material durchqueren, das 0.16 Strahlungslängen entspricht, bzw. 0.52 Strahlungslängen für die Endcap-Zähler, können Photonen mit Energien, die größer als 50 MeV sind, mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Die Energieauflösung beträgt für die Schauerzähler im Barrel-Bereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}}$$

und für die Endcap-Zähler

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}}.$$

2.3.5 Die Myonkammern

Das Myonkammersystem besteht aus drei Lagen von Proportionalzählern citedetektor. Die innerste Lage befindet sich innerhalb des Eisenjochs und wird vom Wechselwirkungspunkt durch 3.3 Absorptionslängen getrennt. Sie deckt innerhalb der Barrel-Region 43% des gesamten Raumwinkels ab. Die beiden Lagen außerhalb des Eisenjochs sind durch weitere 1.8 Absorptionslängen vom Wechselwirkungspunkt entfernt und bedecken 87% des Raumwinkels. Um Myonen mit dem Myonkammersystem nachzuweisen, muß ihr Mindestimpuls für die innere Lage 700 MeV/c und für die äußeren Lagen 1100 MeV/c betragen.

2.4 Das ARGUS-Trigger-System

Die *bunch crossing* Frequenz des Speicherringes DORIS II beträgt 1 MHz, so daß nur eine Mikrosekunde zur Verfügung steht, um zu entscheiden, ob ein e^+e^- Ereignis vorliegt oder ob es sich um Untergrund-Ereignisse handelt. Diese entstehen durch Wechselwirkung der Elektronen oder Positronen mit dem Strahlrohr oder mit noch vorhandenem Restgas. Es ist die Aufgabe des zweistufigen Triggers, möglichst viele physikalisch interessante Ereignisse zu akzeptieren und den Untergrund zu verwerfen, um die spätere Auswertung zu erleichtern und Speicherplatz und Rechenzeit zu minimieren.

2.4.1 Der Fast-Pretrigger

Dieser schnelle Vortrigger beginnt seine Arbeit nach Eintreffen des *bunch crossing* Signals, das durch *Pick-Up*-Spulen am Eingang des Detektors immer dann erzeugt wird, wenn die Teilchenpakete vorbeifliegen. Unter Benutzung der Flugzeit- und Schauerzähler prüft er innerhalb von 300 ns die folgenden vier Triggerbedingungen, die man auch als *Sub-Trigger* bezeichnet:

Total Energy Trigger (ETOT) In den Schauerzählern (Barrel und End-Cap) muß in jeder z-Hemisphäre¹ mindestens eine Energie von 700 MeV deponiert werden.

High Energy Shower Trigger (HESH) Der Zweck dieses Triggers ist, Ereignisse mit einzelnen hochenergetischen Teilchen zu finden. Dazu wird nur die Barrel-Region des Kalorimeters verwendet. Dieser Trigger wird von Teilchen gesetzt, die einen elektromagnetischen Schauer mit einer Energiedeposition von mindestens 1 GeV erzeugen.

Charged Particle Pretrigger (CPPT) Es wird mindestens ein geladenes Teilchen in jeder z-Hemisphäre verlangt. Dazu müssen übereinander liegende TOF- und Schauerzähler-Gruppen gesetzt werden. Von minimal ionisierenden Teilchen werden ungefähr 160 bis 200 MeV im Kalorimeter deponiert. 50 MeV sind jedoch ausreichend, um diese Triggerbedingung zu erfüllen. Dieser Trigger ist für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten τ -Paare wichtig, weil sie durch vier geladenen Spuren und wenige Photonen charakterisiert werden.

Coincidence Matrix Trigger (CMT) Dieser Trigger sucht nach Ereignissen, die sich in ϕ gegenüberliegen, nicht aber notwendigerweise auch in z, so daß sie in der gleichen Hemisphäre des Detektors gefunden werden können. Eine Spur ist auch hier als Koinzidenz zwischen Schauerzähler-Gruppen und zugehörigen Flugzeitählern definiert.

Ist mindestens eine dieser vier Bedingungen erfüllt, so akzeptiert der Pretrigger das Ereignis und startet dann die zweite Triggerstufe. Die Pretrigger Rate beträgt etwa 100 Hz.

2.4.2 Der Little-Track-Finder (LTF)

Dieser langsamere Trigger ist in der Lage, gekrümmte Spuren, die in der r - ϕ -Ebene des Detektors liegen und durch den Wechselwirkungspunkt gehen, zu finden und zu zählen. Dazu wird die Information der Hauptdriftkammer und der Flugzeitähler verwendet. Die Anzahl der von diesem Trigger verlangten Spuren hängt vom Typ des Pretriggers ab, also von der oder den Bedingungen, die erfüllt waren, um ihn zu setzen. Unter Standard-Bedingungen werden zwei Spuren für den CPPT- und CMT-, eine für den HESH- und keine für den ETOT-Trigger verlangt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Spuren ergibt sich hauptsächlich aus der Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammer und beträgt 97%. Wird das Ereignis auch vom LTF akzeptiert, so wird es von einem Online-Computer ausgelesen und in einem speziellen Ereignis-Format abgespeichert. Die Trigger-Rate wird durch den LTF um ca. eine Größenordnung reduziert.

¹Die z-Achse verläuft parallel zur Strahlachse. Die Ebene senkrecht zur z-Achse wird durch die Polarkoordinaten r und ϕ beschrieben.

2.5 Die Signalverarbeitung

Um die in analoger Form vorliegende Information einer Detektorkomponente auswerten zu können, muß sie mit Analog-Digital- (ADC) und Zeit-Digital-Wandlern (TDC) in eine für Computer lesbare Form gebracht werden. Die Digitalisierung wird mit CAMAC-Modulen durchgeführt. Der online-Computer, ein Rechner vom Typ DEC PDP 11/45, empfängt das vom CAMAC-booster generierte Datenformat. Weitere Aufgaben der PDP sind die Steuerung und Kalibration der Hardware-Komponenten des Detektors sowie die Weitergabe der Daten an eine VAX 11/780. Sie ermöglicht eine unmittelbare Kontrolle aller Detektorkomponenten, indem Histogramme verschiedener vom Detektor aufgezeichneter Meßgrößen angelegt werden. In Blöcken zu je 20 Ereignissen werden die Daten dann zum DESY-Rechenzentrum zu einer IBM 3084 übertragen, die dann alle weiteren Aufgaben übernimmt. Zuerst werden die Daten auf einer Hard-Disk gespeichert, die ungefähr 40 000 Ereignisse aufnehmen kann. Im endgültigen Datenformat werden sie dann schließlich auf sogenannten EXDATA-Magnetbänder gespeichert.

2.5.1 Die Rekonstruktion

Die Rekonstruktion ermittelt aus den aufgezeichneten Rohdaten eines Ereignisses die physikalisch relevanten Informationen wie Viererimpulse, Flugzeiten und Energieverluste der beteiligten Teilchen. Diese Größen werden zusammen mit den zugehörigen Rohdaten auf sogenannten EXPDST-Magnetbändern gespeichert. Der modulare Aufbau des ARGUS-Rekonstruktionsprogramm, das die einzelnen Detektorkomponenten unabhängig voneinander behandelt, erleichtert eine spätere Neurekonstruktion von Ereignissen in einzelnen Detektorkomponenten.

Die Rekonstruktion geladener Spuren

Die Rekonstruktion eines Ereignisses beginnt mit der Suche nach geladenen Spuren in der Hauptdriftkammer [70]. Zunächst werden mit Hilfe der gesetzten Signaldrähte aus den 0° -Lagen Spurkandidaten in der r - ϕ -Ebene rekonstruiert. Dabei wird an die Isochronen, die sich aufgrund der gemessenen Driftzeiten um die angesprochenen Signaldrähte legen lassen, eine kreisförmige Teilchenbahn angepaßt, indem die Abstände zwischen der Bahn und den Isochronen minimiert wird. Mit der Information aus den Stereodrähten wird dann eine dreidimensionale Anpassung einer Spur durchgeführt, wobei Inhomogenitäten des Magnetfeldes, der Energieverlust und die Vielfachstreuung der Teilchen berücksichtigt werden. Anschließend wird die Information aus der Vertexkammer verwendet, die eine Rekonstruktion des Spurverlaufs bis zum Strahlrohr erlaubt. Nach erfolgreicher Rekonstruktion wird die gefundene Spur in die Bereiche außerhalb der Driftkammern in Richtung Strahlachse und in Richtung Myonkammern extrapoliert, wobei der erwartete Energieverlust und die Vielfachstreuung des Teilchens im Detektormaterial berücksichtigt wird. Die Extrapolation ermöglicht es, einen Vertex mit anderen Spuren zu suchen und die von der Spur in den anderen Detektorkomponenten erzeugten Signale zuzuordnen. Beides wird im folgenden beschrieben.

In einer Vertexanpassung wird der Ort der e^+e^- -Wechselwirkung, der als Hauptvertex bezeichnet wird, und die Orte möglicher sekundärer Vertices, die aus dem Zerfall

langlebiger neutraler Teilchen stammen, ermittelt. Wenn mindestens zwei Spuren zur Strahlachse extrapoliert werden, wird in einer Anpassungsrechnung ein Hauptvertex bestimmt. Dazu wird der Ort mit dem geringsten Abstand zu allen Spuren gesucht, indem das totale $\chi^2_{V,X}$ minimiert wird. Spuren mit einem Beitrag zum $\chi^2_{V,X}$ größer als 49 sind von der Minimierung ausgeschlossen. Anschließend wird ein analoges Verfahren zum Auffinden von Sekundärvertices benutzt, wobei nach dem Ursprung zweier entgegengesetzt geladener Teilchen außerhalb des Hauptvertex-Bereichs gesucht wird. Aufgrund von Meßunsicherheiten kann eine Spur auch mehreren Vertices zugeordnet werden.

Wenn die in das Flugzeitähler-System verlängerte Spur mit einem Ansprechere in einem Flugzeitähler übereinstimmt, werden die ermittelten Teilchenhypothesen $\chi^2_{T,F}$ der Spur zugewiesen. Entsprechend wird die Information eines *Clusters* im elektromagnetischen Kalorimeter einer Spur zugeordnet, falls die extrapolierte Spur das Kalorimeter in der Nähe des Schwerpunkts der Energiedeposition durchquert, und die Gesamtenergie des *Clusters* einen Minimalwert übersteigt. Treffen mehrere Spuren auf ein *Cluster*, wird die Energie nicht auf die Spuren verteilt, da dies im allgemeinen nicht sinnvoll möglich ist. Zuletzt wird die Spur bis in die Myonkammern extrapoliert. Wenn der Durchgangspunkt durch eine Myonkammer-Lage im Rahmen der Fehler mit einem Treffer in dieser Lage übereinstimmt, wird der Spur der Treffer zugewiesen. Der Abstand zwischen Durchgangspunkt und einem Treffer gewichtet mit dem Fehler ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß es sich um ein Myon handelt.

Die Rekonstruktion von Photonen

Photonen werden mit dem ARGUS-Detektor nur durch ihre Energiedeposition im Kalorimeter erkannt. Wenn eine Energiedeposition keiner geladenen Spur zugeordnet werden kann, wird die Impulsrichtung und der Auftreffpunkt der Photonen aus dem Schwerpunkt der Energieverteilung mit Hilfe einer Korrekturfunktion ermittelt. Dabei wird angenommen, daß das Photon vom Hauptvertex stammt. Die Photonenergie wird mittels einer von θ und φ abhängigen Korrekturfunktion aus der gemessenen Schauerenergie bestimmt.

Kapitel 3

Die Grundlagen der Analyse

In diesem Kapitel werden einige für die Datenanalysen erforderlichen Grundlagen beschrieben. Dazu zählt die Ereignis-Simulation. Sie wird zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten bei der Messung von Verzweungsverhältnissen verwendet. Um theoretische Hypothesen und Modelle zu testen, wie dies bei der Messung der Strukturfunktionen und des skalaren Beitrages zum 3-Hadron-Endzustand in dieser Arbeit durchgeführt wird, bedient man sich ebenfalls simulierter Ereignisse, die entsprechend den Hypothesen oder Modellen erzeugt werden. Um die Daten mit diesen simulierten Ereignissen vergleichen zu können, muß zusätzlich das Verhalten des Detektors simuliert werden.

Detektoreffekte durch vorgetäuschte Photonen werden in einem eigenen Abschnitt diskutiert. Detektoreffekte durch vorgetäuschte oder verlorene Spuren sind Gegenstand dieser Arbeit und werden im Zusammenhang mit den Verzweungsverhältnissen dargestellt.

Anschließend folgt die Bestimmung der Anzahl der produzierten τ -Paare aus dem Wirkungsquerschnitt und der gemessenen Luminosität. Diese Zahl ist für die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse erforderlich.

Zum Abschluß werden grundlegende Aspekte der Teilchenidentifizierung diskutiert. Dadurch sollen die beschränkten Möglichkeiten der Teilchenidentifizierung zur Untergrundreduzierung dargelegt werden. Die Identifizierung von Elektronen und Myonen wird für systematische Studien der Verzweungsverhältnisse und zur Bestimmung des Bhabha-Untergrundes verwendet.

3.1 Die Simulation der gesuchten Zerfälle

Die hier untersuchten τ -Zerfälle werden entsprechend einem theoretischen Modell generiert und dann einer Detektorsimulation unterzogen. Die generierten Ereignisse (Monte-Carlo-Ereignisse) haben nach der Detektorsimulation das gleiche Datenformat wie echte Ereignisse und können entsprechend analysiert werden. Die Selektions-schnitte werden anhand dieser simulierten Daten wie auch an Datensätzen der Untergrundquellen optimiert, und die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Analyse werden bestimmt. Die für die Datenanalyse entwickelten Selektionsalgorithmen sind ein Kompromis zwischen der Optimierung der Nachweiswahrscheinlichkeit und einer möglichst großen Unterdrückung des Untergrundes, um ein gutes Verhältnis zwischen dem gesuchten Signal und dem Untergrund zu erzielen.

Es ist sehr kompliziert, die Phasenraumverteilung mehrerer Teilchen analytisch auszurechnen, wenn sie zudem noch von einem impulsabhängigen Matrixelement modifiziert wird. Solche Modifizierungen können durch Wechselwirkungen, wie das Auftreten von Resonanzen im Produktions- oder Zerfallsprozeß oder die Berücksichtigung des Bose-Einstein-Effektes usw. hervorgerufen werden [75]. Nachweiswahrscheinlichkeiten der experimentellen Anordnung, die Impuls- und Winkelabhängigkeiten und die Detektorgeometrie beinhalten, sind praktisch unmöglich analytisch zu berücksichtigen. Der wesentliche Grund ist, daß mehrdimensionale Integrationen über viele eindimensionale Verteilungen durchgeführt werden müssen.

Daher ist es sehr nützlich, mit der Monte-Carlo-Methode einzelne Ereignisse entsprechend dieser vorgegebenen Verteilung zu generieren, was einer numerischen Integration entspricht. So eine Funktion ist im Prinzip

$$(\text{Phasenraum}) \times (\text{Resonanzfaktor}) \times (\text{Detektorakzeptanz}).$$

Diese simulierten Ereignisse können dann als Eingabe für den Selektionsalgorithmus dienen, um dessen Nachweiswahrscheinlichkeit zu ermitteln oder um seine Sensitivität bzgl. einer gewünschten Meßgröße zu bestimmen.

3.1.1 Der Monte-Carlo-Generator

Für die Erzeugung von τ -Paar-Ereignissen in e^+e^- -Annihilationen im Energiebereich um 10 GeV wurde das Programm KORALB (Version 2.2) in Kombination mit der Programmbibliothek TAUOLA (Version 2.4) verwendet [47, 48]. Es werden τ -Paare in der Reaktion

$$e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$$

produziert, wobei die Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt wird. Dabei werden Photonen mit einer zu geringen Energie ($E_\gamma < 10 \text{ MeV}$) den virtuellen Korrekturen zugerechnet und erst oberhalb dieser Energie als beobachtbare Photonen betrachtet. Die Möglichkeit der τ -Paar-Produktion über ein virtuelles Z^0 -Boson trägt im betrachteten Energiebereich lediglich als Interferenz mit der dominierenden Produktion über ein virtuelles Photon bei und liefert sehr geringe Korrekturen ($< 0.1\%$).

Im nächsten Schritt muß dem Programm mitgeteilt werden, in welche Teilchen die beiden τ -Leptonen zerfallen sollen und nach welchem Modell dieser Zerfall geschehen soll. Die hier untersuchten Zerfälle in drei geladene Teilchen (3-Prong-Zerfälle)¹ werden aus der Menge der τ -Paare selektiert, bei denen das andere τ -Lepton in einen Endzustand mit einem geladenen Teilchen (1-Prong-Zerfall) zerfällt. Der Zerfallsdynamik liegt für die leptonischen τ -Zerfälle die $V-A$ -Struktur der schwachen Wechselwirkung und für die semihadronischen Zerfallskanäle entweder ein Phasenraummodell oder ein bestimmtes Matrixelement zugrunde. Die in dem Monte-Carlo-Generator-Programm TAUOLA [47, 48] verwendeten Formfaktoren enthalten direkt oder indirekt experimentell gemessene Verteilungen, so daß die Präzision des Generators immer kleiner als die der Messungen ist. Über diese physikalische Präzision liegen so gut wie keine

¹Als Prong (*engl.: Zinke einer Gabel, Forke*) wird in dieser Arbeit eine geladene Teilchenspur bezeichnet.

Aussagen vor [48]. Die Autoren begründen das mit unzureichenden theoretischen Beschreibungen hadronischer Phänomene bei niedrigen Energien.

Für diese Arbeit ist wichtig, daß die TAUOLA-Version 2.4 für den Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ das ω und ρ als Subresonanzen berücksichtigt. Außerdem ist der für diese Arbeit wichtige skalare Formfaktor im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ implementiert. Dadurch läßt sich zum dominanten a_1 Beitrag die skalare Resonanz $\pi'(1300)$ addieren.

Im letzten Schritt des Erzeugungsprozesses werden die Vierervektoren der Zerfallsprodukte in das Laborsystem transformiert, so daß die so generierten Ereignisse der Detektorsimulation unterzogen werden können.

3.1.2 Die Detektorsimulation

Die Wechselwirkung geladener und neutraler Teilchen mit Materie einschließlich nachfolgender Reaktionen kann mit dem Programm GEANT [76] simuliert werden. Darauf aufbauend ist das Programmpaket SIMARG [77] speziell für den ARGUS-Detektor entwickelt worden. GEANT gibt dabei nur den groben Rahmen vor, der von SIMARG mit der Detektorconfiguration und den Wechselwirkungen mit dem tatsächlich vorhandenen Detektormaterial ausgefüllt werden muß. SIMARG übernimmt im wesentlichen die folgenden Aufgaben:

- Es liest die Kinematik der generierten Ereignisse.
- Die Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen mit der Detektormaterie werden simuliert.
- Die Spurkoordinaten werden benutzt, um die getroffenen Detektorkomponenten zu bestimmen.
- Es berechnet die gesetzten Drähte in der Vertexkammer, der Driftkammer und den Myonkammern.
- Die in den verschiedenen Detektorkomponenten deponierten Energien werden aufgezeichnet.
- Es wird eine Ereignisformat erstellt, das dem eines wirklichen Ereignisses entspricht.

In die Detektorsimulation sind nicht die Ansprechwahrscheinlichkeiten der verschiedenen Trigger und deren Zeitabhängigkeit implementiert. Diese müssen aber bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden. Typische Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten liegen für die generierten 4-Spur- τ -Ereignisse, die den Selektionsbedingungen genügen, um 95%.

Um die genauen Nachweiswahrscheinlichkeiten zu ermitteln, wird ein Trigger-Monte-Carlo verwendet, daß die Ansprechwahrscheinlichkeiten der verschiedenen Trigger simuliert [78], die im Kapitel 2 diskutiert wurden.

3.2 Vorgetäuschte Photonen

Die Detektorsimulation berücksichtigt nicht die Rauswahrscheinlichkeiten der Photovervielfacher und der Ausleseelektronik, durch die Photonen vorgetäuscht werden

können. Die Rauschwahrscheinlichkeit ist umso höher, je mehr man sich der Ansprechschwelle der Photovervielfacher nähert. In einem Detektor werden häufig Photonen beobachtet, die nicht aus einer e^+e^- -Reaktion stammen. Solche vorgetäuschten Photonen können dazu führen, daß Untergrundprozesse wie eine gesuchte Reaktion erscheinen. Andererseits können diese Photonen aber auch zu einem Verwerfen von gesuchten Ereignissen führen, wenn die Anzahl an beobachteten Photonen im Detektor durch die Datenselektion eingeschränkt wird. Daher muß die Häufigkeit solcher Photonen und ihr Einfluß auf die Datenanalyse genau studiert werden. Vorgetäuschte Photonen lassen sich in zwei Hauptkategorien einteilen, die im folgenden diskutiert werden.

3.2.1 Unkorrelierte zufällige Photonen

Elektronisches Rauschen in den Photoröhren oder der nachfolgenden Ausleseelektronik sowie das Übersprechen benachbarter Auslesekanäle können eine Energiedeposition im Kalorimeter vortäuschen, die bei ausreichend hoher Energie als Photon interpretiert wird. Diese Energiedepositionen verteilen sich zufällig über das gesamte Kalorimeter. Hiervon nicht zu unterscheiden sind Photonen, die durch die Wechselwirkung der einlaufenden Strahlen mit dem Restgas oder der Strahlrohrwand produziert werden, und die überwiegend mit kleinen Polarwinkeln zur Strahlachse auftreten. Beide Effekte werden hier gemeinsam behandelt.

Der größte Teil der zufälligen Photonen wird bereits bei der Rekonstruktion der Daten unterdrückt. Dazu wurden in [79] kurze Zeiträume der Datennahme analysiert und gestörte Schauerzähler, die überdurchschnittlich häufig angesprochen haben, von der weiteren Analyse ausgenommen. Dabei ist die erlaubte Ansprechhäufigkeit für einen nicht gestörten Schauerzähler um so größer, je geringer die im Schauerzähler deponierte Energie ist.

Obwohl bereits in der Rekonstruktion gestörte Zähler herausgefiltert werden, verbleiben in den rekonstruierten Daten Ereignisse mit vorgetäuschten Photonen. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten solcher Photonen kann nur aus den Daten bestimmt werden. Dazu wurden Ereignisse mit kosmischen Myonen und Ereignisse, bei denen die Datenauslese von einem Zufallstrigger gestartet worden war, analysiert. In beiden Ereignisklassen werden keine echten Photonen erwartet, vorgetäuschte Photonen treten aber wie in e^+e^- -Annihilationen auf. Dabei ergaben sich für die verschiedenen Datennahmepereoden die in der Tabelle 3.1 zusammengestellten Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von keinem vorgetäuschten Photon mit $E_\gamma > 150$ MeV im Polarwinkelbereich $|\cos\theta_p| < 0.92$ in den Daten. Die Tabelle enthält außerdem die mittleren Anzahlen an Zählern, die in der Rekonstruktion aus den 1760 Zählern des Kalorimeters herausgefiltert worden sind, oder die überhaupt keine Signale lieferten. Im Mittel sind dies 0.28% aller Zähler des Kalorimeters.

Die Wahrscheinlichkeit ist bei der Berechnung der totalen Nachweiswahrscheinlichkeit für eine bestimmte Reaktion als Faktor zu berücksichtigen.

3.2.2 Mit geladenen Spuren korrelierte Photonen

Vorgetäuschte Photonen können auch korreliert mit geladenen Spuren auftreten, wenn die von einer geladenen Spur verursachte Energiedeposition im elektromagnetischen

Datennahmeperiode	P(kein Photon) [%]	Rauschende oder defekte Zähler
2	99.59±0.70	4.6
4	99.59±0.70	3.5
5	99.18±0.01	4.9
6	99.33±0.01	6.3
7	99.08±0.02	5.6
8	99.15±0.01	4.7
Mittelwert	99.30±0.20	4.95

Tabelle 3.1: Wahrscheinlichkeit P, kein vorgetäushtes Photon mit $E_\gamma > 150$ MeV und $|\cos\theta_p| < 0.92$ zu finden und rauschende oder defekte Zähler [Schieber].

Kalorimeter nicht oder nur unvollständig dieser Spur zugeordnet wird und als Messung eines Photons fehlinterpretiert wird. Daher werden solche Photonen überwiegend unter kleinen Winkeln zu den geladenen Spuren erwartet. Der Richtungsvektor \vec{r}_\pm ist dabei zwischen dem Auftreffpunkt einer geladenen Spur im Kalorimeter und dem Hauptvertex definiert. Die Impulsrichtung einer geladenen Spur am Hauptvertex kann nicht als Bezugsrichtung verwendet werden, da sie sich von der Richtung \vec{r}_\pm aufgrund der Ablenkung einer geladenen Spur im Magnetfeld des Detektors je nach Transversalimpuls stark unterscheiden kann. Die Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung dieses Winkels für gemessene und simulierte Ereignisse nach der Selektion für τ -Zerfälle der 1-3-Topologie. Im Bereich kleiner Winkel zeigen die Daten (Punkte mit Fehlerbalken) wie erwartet eine Anhäufung, die von der Simulation (Histogramm) nicht hinreichend beschrieben wird. Da dieser Unterschied zur Bestimmung einer falschen Nachweiswahrscheinlichkeit führen kann, werden Photonen mit einem Winkel von kleiner als 8° zwischen Photon und Auftreffpunkt der geladenen Spur, also mit $\cos > 0.99$, nicht berücksichtigt. Diese Photonen werden also so behandelt, als wären sie nicht vorhanden. Echte Photonen aus gesuchten physikalischen Reaktionen gehen verloren, wenn sie in diese Kegel um die geladenen Spuren fliegen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Photonen wird richtig beschrieben, da es sich um eine rein geometrische Akzeptanz handelt.

3.3 Bestimmung der Anzahl der τ -Paare in den ARGUS-Daten

Um die Anzahl der τ -Paare bestimmen zu können, benötigt man den von der QED vorhergesagten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\tau\tau}$ für die τ -Paar-Erzeugung:

$$\sigma_{QED} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} = \sigma_{\text{punkt}} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} \quad (3.1)$$

$$\sigma_{\text{punkt}} = \frac{4\pi\alpha}{3s} = \frac{86.856[\text{GeV}^{-2}\text{nb}]}{s}$$

Für höhere Ordnung ist der Wirkungsquerschnitt allerdings nicht mehr analytisch berechenbar, so daß man auf Monte-Carlo-Methoden angewiesen ist. Beiträge höherer

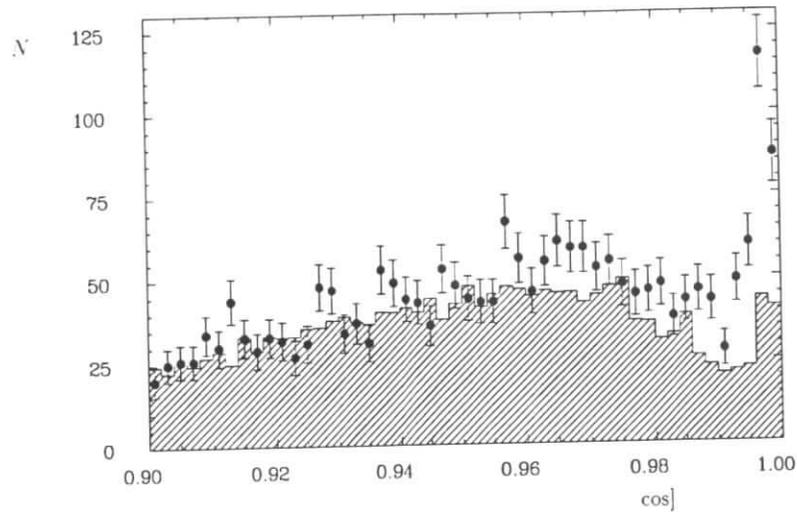


Abbildung 3.1: Öffnungswinkelverteilung zwischen einer geladenen Spur und dem nächstgelegenen Photon für simulierte τ -Zerfälle ($\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$) (schraffiert) und Daten (Fehlerbalken) nach allen kinematischen Schnitten zur τ -Selektion.

Ordnung führen z.B. durch Photonenabstrahlung zu einer Verringerung der verfügbaren Schwerpunktenenergie und damit zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes für die τ -Paar-Produktion. Die verwendeten Monte-Carlo-Programme von Behrends und Kleiss [80] sowie von Jadach und Was [81] berücksichtigen Beiträge der Photonenabstrahlung und Vakuumpolarisation.

Wenn man den Wirkungsquerschnitt mit der Luminosität \mathcal{L} multipliziert, erhält man die Rate dN/dt , mit der τ -Paare produziert werden. Die Luminosität beschreibt, wie oft e^+e^- -Wechselwirkungen stattfinden und hängt nur von Parametern des Speicherringes ab. Es gilt:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\tau\tau}.$$

Das verwendete Verfahren für die Bestimmung der Luminosität beruht auf der Bestimmung der Zahl der Bhabha-Ereignisse [82]. In der Tabelle 3.2 wird die Anzahl der so ermittelten τ -Paare getrennt nach zusammenhängenden Datennahmeperioden aufgeführt, die im folgenden auch Experimente genannt werden. Die Gesamtzahl von 373 440 τ -Paaren entspricht einer integrierten Luminosität von 387 pb^{-1} . Es sind auch die Korrekturen entsprechend der Beiträge aus Υ -Resonanzzerfällen berücksichtigt.

Datennahmeperiode:	Integrierte Lumi. \mathcal{L} (Kont.) [pb^{-1}]:	$N_{\tau\tau}$ (Kont.):	$N_{\tau\tau}$ (total):
2	45.90	46 072	48 719
4	62.60	57 439	57 438
5	84.84	84 194	89 778
6	70.84	64 757	64 756
7	51.90	47 872	47 872
8	70.81	64 875	64 875
Σ	386.9	365 209	373 440

Tabelle 3.2: Integrierte Luminositäten und Anzahlen an produzierten τ -Paaren in den einzelnen Datennahmeperioden.

3.4 Die Teilchenidentifizierung

Die Teilchenidentifizierung erfolgt durch die Messung des spezifischen Ionisationsverlustes dE/dx in den einzelnen Driftzellen der Driftkammer, der Flugzeit mit den TOF-Zählern und der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie. Myonen mit einem Impuls von mindestens $700 \text{ MeV}/c$ können zusätzlich durch die Myonkamern nachgewiesen und identifiziert werden.

In Abb. 3.2 ist der spezifische Ionisationsverlust und in Abb. 3.3 das aus der Flugzeitmessung erhaltene Quadrat der Teilchenmasse in Abhängigkeit vom Impuls für Daten dargestellt. Beide Abbildungen zeigen, daß eine gute Teilchentrennung mit diesen beiden Methoden nur bis zu Impulsen von etwa $1 \text{ GeV}/c$ möglich ist. Die dE/dx -Bänder laufen oberhalb dieses Impulses ineinander über und kreuzen sich an mehreren Stellen.

Da die Teilchen aus dem Zerfall des τ -Leptons aber Impulse im Bereich von 0 bis $5 \text{ GeV}/c$ haben, würde eine Identifizierung, z.B. der Untergrundkanäle $\tau^- \rightarrow$

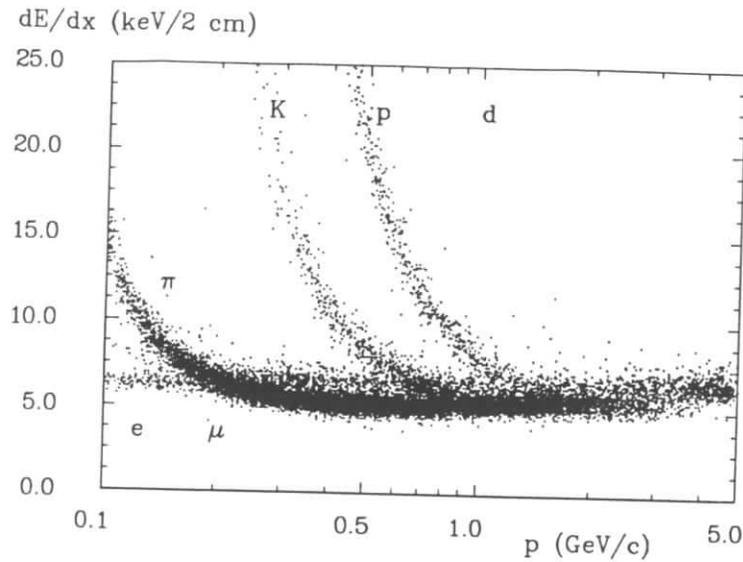


Abbildung 3.2: dE/dx in Abhängigkeit vom Impuls für Daten.

$K^-K^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$, zur Untergrundunterdrückung die Nachweiswahrscheinlichkeit stark herabsetzen [83]. Das würde aber auf Kosten der Durchführbarkeit der Analyse der Strukturfunktionen gehen, für die eine hohe Statistik von fundamentaler Bedeutung ist. Daraus folgt, daß die Strukturfunktionen für den Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^+\nu_\tau$ gemessen werden, da keine Pion-Kaon-Trennung vorgenommen wird. Bei der Bestimmung der theoretischen Vorhersagen werden die Cabbibo-unterdrückten Zerfallskanäle berücksichtigt.

3.4.1 Identifikation von Elektronen

Für die Elektron-Identifizierung kann die Größe der in den Schauerzählern deponierten Energie ausgenutzt werden. Elektronen, wie auch Photonen, haben die Eigenschaft, daß sie ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren. Auch Hadronen können nach Wechselwirkung mit einem Atomkern einen großen Teil ihrer Energie in einem hadronischen Schauer verlieren. Da aber die nukleare Absorptionslänge wesentlich größer ist als die elektromagnetische Strahlungslänge, dehnt sich die Energiedeposition über einen größeren räumlichen Bereich aus. Mit der Messung der lateralen Schauer ausbreitung, die durch die Größe f_{LAT} beschrieben wird und der für elektromagnetische Schauer korrigierten Energie (E_{corr}) ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit $P_i(E_{corr}, f_{LAT})$ für ein Elektron. Mit dieser Wahrscheinlichkeit wird eine erweiterte Likelihood definiert [84]:

$$Lh_e = \frac{w_e \cdot L_e(dE/dx) \cdot L_e(\text{ToF}) \cdot P_e(E_{corr}, f_{LAT})}{\sum_i w_i \cdot L_i(dE/dx) L_i(\text{ToF}) \cdot P_i(E_{corr}, f_{LAT})} \quad (i = e, \pi, K, p).$$

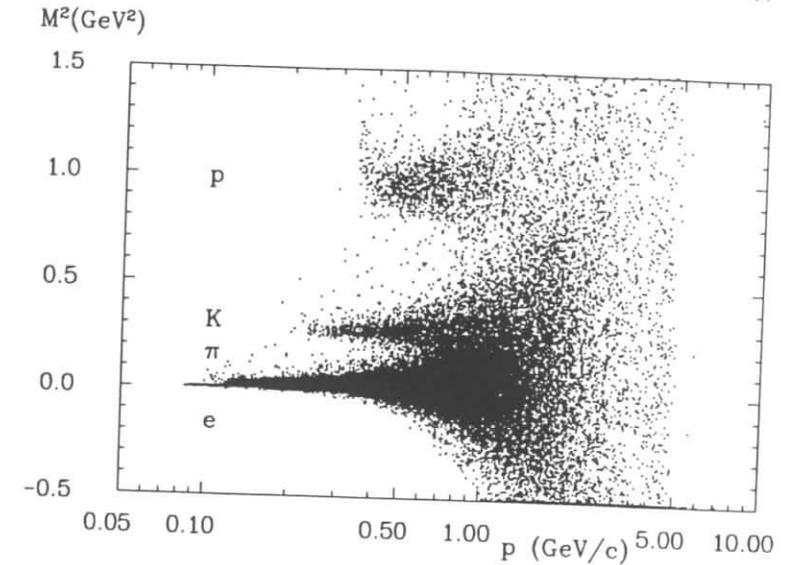


Abbildung 3.3: m^2 in Abhängigkeit vom Impuls für Daten.

Elektronen werden in dieser Arbeit einheitlich mit einem $Lh_{Elektron}$ -Wert von größer 0.9 identifiziert.

$$Lh_{Elektron} > 0.9$$

Die Identifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen mit einem Impuls über $1 \text{ GeV}/c$ beträgt etwa 90 %. Die Wahrscheinlichkeit ein Hadron als Elektron zu identifizieren, beträgt in diesem Bereich nur etwa 1%. Die Wahrscheinlichkeit, ein Myon als Elektron zu identifizieren, ist vernachlässigbar gering [85].

Die Elektron-Identifizierung wird in dieser Arbeit zur Bestimmung des Bhabha-Untergrundes verwendet. Weiterhin wird zur systematischen Untersuchung der Verzweungsverhältnisse eine Identifizierung der 1-Prong-Spur durchgeführt. Bei diesem sogenannten *Lepton-Tagging* wird verlangt, daß die 1-Prong-Spur mit der Hypothese eines Elektrons bzw. Myons verträglich ist.

3.4.2 Identifikation von Myonen

Zur Identifikation der Myonen wird zusätzlich zum spezifischen Ionisationsverlust, der Flugzeit und der Schauerzähler-Information die Anzahl der von den Myonen getroffenen Myonkammerlagen benutzt, um auch hier eine normierte Lh_{Myon} zu ermitteln. In dieser Arbeit werden Myonen ausschließlich unter Verwendung der Myonkammern identifiziert. Dazu muß mindestens eine der beiden äußeren Myonkammerlagen von der aus der Driftkammer extrapolierten Spur getroffen worden sein. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonkammern ist dadurch begrenzt, daß nicht der volle Raumwinkelbereich mit Kammern abgedeckt wird. Weiterhin ist ein bestimmter Mindestimpuls

- **Schnitt 1:**

Es muß genau ein Hauptvertex gefunden werden, der innerhalb eines zylindrischen Volumens koaxial zur Strahlachse mit einer Länge von 12 cm und einem Radius von 1.5 cm liegt, das um den nominellen Wechselwirkungspunkt zentriert ist.

- **Schnitt 2:**

Jede Spur muß mindestens einen Transversalimpuls von 60 MeV/c besitzen:

$$|\vec{p}_i| > 60 \text{ MeV}/c \quad (4.1)$$

- **Schnitt 3:**

Für den Polarwinkel θ zwischen einer Spur und der Strahlrichtung soll gelten:

$$|\cos \theta| < 0.92 \quad (4.2)$$

- **Schnitt 4:**

Es werden in einem Ereignis genau vier geladene Spuren verlangt, die vom rekonstruierten Hauptvertex stammen müssen und die innerhalb eines zylindrischen Volumens koaxial zur Strahlachse von ± 5 cm Länge und mit einem Radius von 1.5 cm gefunden werden sollen, in dessen Zentrum der Hauptvertex liegt.

$$dz = 5 \text{ cm}, \quad dr = 1.5 \text{ cm}. \quad (4.3)$$

Werden weitere Spuren gefunden, die nicht dem Hauptvertex, wohl aber einem Sekundärvertex zugeordnet werden können, wird das Ereignis verworfen. Hierbei werden z.B. Spuren, die aus den Schauerzählern zurückgestreut werden oder zur Strahlachse zeigen, nicht berücksichtigt. D.h., die Anzahl der Spuren, die von keinem Vertex kommen, wird nicht beschränkt. Bei diesen Spuren ohne Vertex wird eine Unterscheidung dahingehend vorgenommen, ob eine Spur unter Erfüllung gewisser geometrischer Kriterien zur Strahlachse zeigt oder nicht (s. Abschnitt 5.1). In dieser Nichtbeschränkung der Anzahl der vertexlosen Spuren besteht ein wesentlicher Unterschied zu anderen Analysen dieses Experimentes, die Ereignisse verwerfen, deren Spuren zur Strahlachse zeigen. Dadurch ergibt sich in dieser Arbeit eine andere Untergrundstruktur, die im einzelnen insbesondere im nächsten Kapitel erläutert wird. Dieser Punkt der Selektion wird bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse systematisch untersucht.

- **Schnitt 5:**

Für jede Spur vom Hauptvertex muß für das χ^2_{VX} der geringsten Distanz zum rekonstruierten Hauptvertex gelten:

$$\chi^2_{VX} < 36 \quad (4.4)$$

- **Schnitt 6:**

Die Gesamtladung der vier Spuren vom Hauptvertex muß Null betragen:

$$\sum_{i=1}^4 Q_i = 0 \quad (4.5)$$

Selektion der Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

4.1.1 Die 1-3-Topologie

Die τ -Leptonen fliegen aufgrund der Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen. Man findet in den meisten Fällen auch die Zerfallsprodukte in sich gegenüberliegenden Hemisphären, da sie außer dem Impuls, den sie im τ -Ruhezustand aus dem τ -Zerfall erhalten, auch den im Laborsystem vorhandenen Impuls des τ -Leptons übernehmen müssen.

Daraus wird ein geometrisches Selektionskriterium abgeleitet. In der einen Hemisphäre wird eine geladene Spur (1-Prong) und auf der anderen Seite drei geladene Spuren (3-Prong) verlangt. Die 1-Prong-Spur wird in zwei Schritten identifiziert:

Schnitt 7: Es wird eine Spur gesucht, die mit allen anderen mindestens einen Winkel von 90° bildet:

$$\cos(\vec{p}_1, \vec{p}_i) < 0 \quad i = 2, 3, 4 \quad (4.6)$$

Schnitt 8: Ist diese Spur gefunden, so werden die Impulse auf der 3-Prong-Seite addiert. Der 3-Prong-Impuls muß mit der 1-Prong-Spur mindestens einen Winkel von 120° und maximal einen Winkel von 177° einschließen. Die Akollinearität bewirkt eine erste sehr effiziente Reduktion von QED-Ereignissen.

$$-0.999 < \cos(\vec{p}_1, \sum_{i=2}^4 \vec{p}_i) < -0.5 \quad (4.7)$$

Die Abbildung 5.7 und 5.8 im nächsten Kapitel zeigen typische Ereignisse, deren Spuren vom Hauptvertex die 1-3-Topologie erfüllen.

In diesem Kapitel wird nach den beschriebenen Selektionsschnitten angegeben, wieviele Ereignisse noch für die weitere Selektion verbleiben und wie hoch die Selektionswahrscheinlichkeit ist. Dies ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des letzten und aller vorhergehenden Schnitte bezogen auf τ -Ereignisse der 1-3-Topologie. Die Selektionswahrscheinlichkeit berücksichtigt nicht die Trigger- und Rauschwahrscheinlichkeiten. Für die Bestimmung der Selektionswahrscheinlichkeiten werden für den Kanal $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ 461 455 Ereignisse und für $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ 106 876 Ereignisse verwendet, wobei auf der anderen Seite ein inklusiver 1-Prong-Zerfall generiert wurde.

Anzahl der nach der 1-3-Topologie (Schnitte 1 – 8) in den Daten verbleibenden Ereignisse: 92 180

Selektionswahrscheinlichkeit:

$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$: 48.1 %

$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$: 44.5 %

4.1.2 Anforderungen an Photonen

Eine Energiedeposition von mehr als 150 MeV im elektromagnetischen Kalorimeter wird in diesem Kapitel als Photon betrachtet. Dieser Schnitt wird für die Selektion, die für die Messung der Strukturfunktionen angewendet wird, auf 30 MeV herabgesetzt.

Photonen werden der 1-Prong-Seite zugeordnet, wenn sie innerhalb eines Kegels von 60° um die 1-Prong-Spur liegen und mindestens einen Abstand von 8° zum Auftreffpunkt der 1-Prong-Spur im Kalorimeter besitzen (s. Abbildung 3.1 in Abschnitt 3.2.2). Das gleiche gilt für Photonen der 3-Prong-Seite, wobei ein Kegel von 60° um den 3-Prong-Impuls gelegt wird. Zusammen mit der Topologie-Bedingung kann es bei der Zuordnung für Photonen keine Mehrdeutigkeiten geben. Es werden keine Photonen zugelassen, die weder der 1-Prong-, noch der 3-Prong-Seite zugeordnet werden können.

Bei der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse werden auf der 3-Prong-Seite für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ keine und für $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ genau zwei Photonen zugelassen. In den folgenden Betrachtungen bleibt die Anzahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite und im übrigen Ereignis beliebig. Auf der 1-Prong-Seite wird die Anzahl der Photonen auf maximal zwei beschränkt:

Schnitt 9:

$$N(\gamma_{1-Prong}) \leq 2 \quad (4.8)$$

Dadurch werden τ -Zerfälle berücksichtigt, bei denen Photonen auftreten (z.B. $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ oder $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$, $a_1^- \rightarrow \rho^- \pi^0$, $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

4.2 Untergrundstudien

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Untergrundquellen diskutiert, die nach der beschriebenen Vorselektion noch vorhanden sind. Die im folgenden angewendeten Selektionskriterien nutzen die typischen Signaturen aus, um den Untergrund zu unterdrücken.

Beim Betrieb des Speicherrings kann es zu einer Vielzahl von Untergrundreaktionen kommen. Die Elektronen und Positronen der Teilchenpakete können mit noch vorhandenem Restgas in der Vakuumkammer und mit der Strahlrohrwand kollidieren. Beide Reaktionen sind mit *Fir-Target*-Experimenten vergleichbar. Deshalb ist die auftretende Schwerpunktenenergie ($E_{cm,s} \propto \sqrt{E_{Strahl}}$) kleiner als bei e^+e^- -Wechselwirkungen ($E_{cm,s} = 2E_{Strahl}$), wodurch sie sich von den gesuchten Prozessen unterscheiden. Nach den obigen Anforderungen an den Hauptvertex und durch die verlangte ausgeglichene Ladungsbilanz sind diese Untergrundquellen im weiteren vernachlässigbar. Bei der Messung der Verzweigungsverhältnisse müssen sie jedoch wieder berücksichtigt werden, da dort die Anforderungen an die betrachteten Topologien und die Ladungsbilanz weniger restriktiv sind als in dem hier dargestellten Standardfall.

In den Analysen dieser Arbeit sind nur e^+e^- -Wechselwirkungen von Interesse, die zur τ -Paar-Erzeugung führen, so daß sämtliche anderen physikalischen Prozesse als Untergrund behandelt werden. Nach der Vorselektion besteht der Untergrund hauptsächlich aus folgenden Ereignisklassen:

- Radiative Bhabha-Ereignisse, bei denen das Bremsstrahlungsphoton in der Nähe des Hauptvertex konvertiert und somit zu 4-Spur-Ereignissen führt.

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^-\gamma \quad \begin{array}{l} \downarrow \\ e^+e^- \end{array}$$

Signatur: voll rekonstruiert, große deponierte Schauerenergie, 1-3-Topologie.

- Radiative μ -Paar-Ereignisse, bei denen das Photon wie bei Bhabha-Ereignissen in ein e^+e^- -Paar konvertiert.
Signatur: Voll rekonstruiert, mittlere Schauerenergie, 1-3-Topologie.
- $\gamma\gamma$ -Ereignisse
Signatur: Kleine Impulse und deponierte Schauerenergien, mittlere Multiplizität geladener und neutraler Pionen. Keine Jet-Struktur.
- $q\bar{q}$ -Ereignisse
Signatur: Mittlere Schauerenergien, wenige Leptonen, hohe Multiplizität geladener und neutraler Pionen, leichte Jet-Struktur.
- Υ -Resonanzzerfälle
Signatur: Siehe $q\bar{q}$ -Ereignisse.
- τ -Paar-Ereignisse, die die gesuchten Endzustände vortäuschen.
Signatur: Fehlender Impuls, großer Transversalimpuls, mittlere deponierte Schauerenergie, 1-3-Topologie.

Für Untergrundstudien werden Monte-Carlo-Datensätze oder die Daten selbst verwendet. Bhabha-, Strahl-Wand/Gas- und $\gamma\gamma$ -Ereignisse z.B. werden aus der vorselektierten Datenmenge gewonnen. Dafür müssen Selektionsschnitte verwendet werden, die von denen bei der Signalselektion angewendeten Selektionsbedingungen weitgehend unabhängig sind. Für Bhabha-Ereignisse wird die Elektronidentifizierung herangezogen. Dabei müssen mindestens zwei Spuren auf der 3-Prong-Seite als Elektron identifiziert werden können. Strahl-Wand/Gas-Ereignisse werden durch die Vertexposition selektiert.

In der Abb. 4.1 sind die relativen Untergrundbeiträge nach der Vorselektion gut zu erkennen. Aufgetragen ist die skalar addierte Summe der Impulse und Schauerenergien aller im Ereignis gemessenen Teilchen normiert auf die doppelte Schwerpunktenenergie.

$$\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer}) \quad (4.9)$$

Der Index i läuft über alle geladenen Teilchen und Photonen eines Ereignisses. Die Summe ist für Bhabha-Ereignisse groß, bei denen keine geladenen oder neutralen Teilchen verloren gehen. Für $\gamma\gamma$ -Ereignisse liegt der entgegengesetzte Fall vor. Das Elektron und das Positron aus dem Anfangszustand verschwinden fast immer im Strahlrohr. Die Reaktionsprodukte der $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung haben nur kleine Impulse und Energien, weshalb sie der linken Anhäufung zuzuordnen sind. Das gleiche gilt für Strahl-Wand/Gas-Ereignisse. Dazwischen liegen τ - und $q\bar{q}$ -Ereignisse.

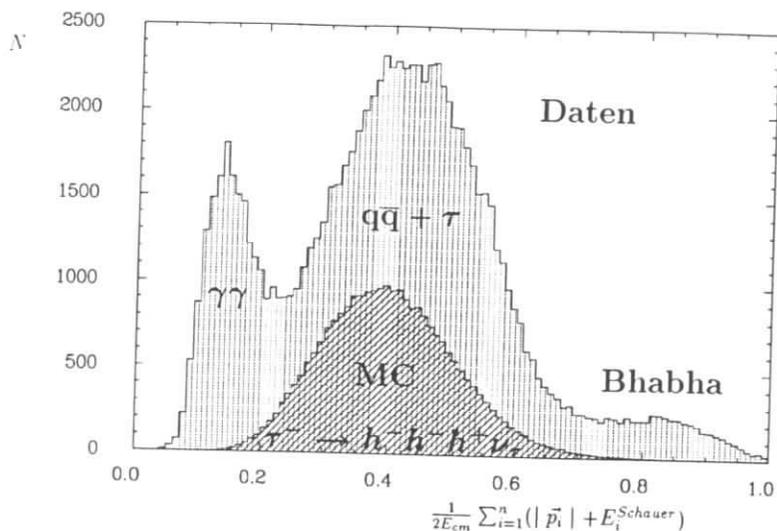


Abbildung 4.1: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ für Daten (gepunktetes Histogramm und simulierte τ -Zerfälle (schraffiert) nach der Vorselektion

4.2.1 Untergrund durch radiative QED-Ereignisse

In diese Untergrundklasse fallen sowohl Bhabha- als auch μ -Paar-Ereignisse. In der 1-3-Topologie tragen radiative QED-Ereignisse nur dann zum Untergrund bei, wenn das abgestrahlte Photon in ein e^+e^- -Paar konvertiert. Die Wahrscheinlichkeit der Photonabstrahlung ist für Myonen 40000 mal geringer als für Elektronen, so daß der Untergrund aus μ -Paar-Ereignissen in dieser Arbeit vernachlässigt werden kann.

In dem Standardfall der 1-3-Topologie läßt sich der Untergrund von Bhabha-Ereignissen durch Standardschnitte effizient unterdrücken, wie im folgenden gezeigt wird.

Zur Bestimmung des Anteils radiativer QED-Ereignisse in der selektierten Datenmenge wird die Teilchenidentifizierung ausgenutzt. Für Bhabha-Ereignisse werden auf der 3-Prong-Seite mindestens zwei identifizierte Elektronen mit

$$Lh_e > 0.9. \quad (4.10)$$

verlangt. In [85] wurde gezeigt, daß etwa 90% aller Elektronen diese Bedingung erfüllen, während Hadronen in weniger als 1% der Fälle ein Elektron vortäuschen.

4.2.2 Strahl-Wand/Gas-Ereignisse

Strahl-Wand/Gas-Ereignisse sind nach der bisherigen Vorselektion vernachlässigbar. Das gilt nicht für die topologischen Studien des nächsten Kapitels, weil in gewissen Ereignistopologien weniger starke Vertexbedingungen und keine ausgeglichene La-

dungsbilanz gefordert werden. Um den dann vorhandenen Untergrund wirkungsvoll zu unterdrücken oder abzuschätzen, soll aus den Daten ein entsprechender Datensatz selektiert werden. Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse unterscheiden sich kinematisch nicht [72]. Deshalb werden Strahl-Wand-Ereignisse selektiert, da sie durch die radiale Vertexposition identifiziert werden können. Dazu soll auf eine Teilmenge der Daten zurückgegriffen werden, die noch nicht bzgl. der Vertexposition vorselektiert wurden.

Abb. 4.2 zeigt die radiale Vertex-Verteilung. Die radiale Position der Strahlrohrwand zeigt sich durch die Anhäufung der Ereignisse bei 4 cm.

Ereignisse, deren Hauptvertex mindestens eine radiale Distanz von 2.5 cm zur Strahlachse aufweist, werden im folgenden für Untergrundstudien verwendet.

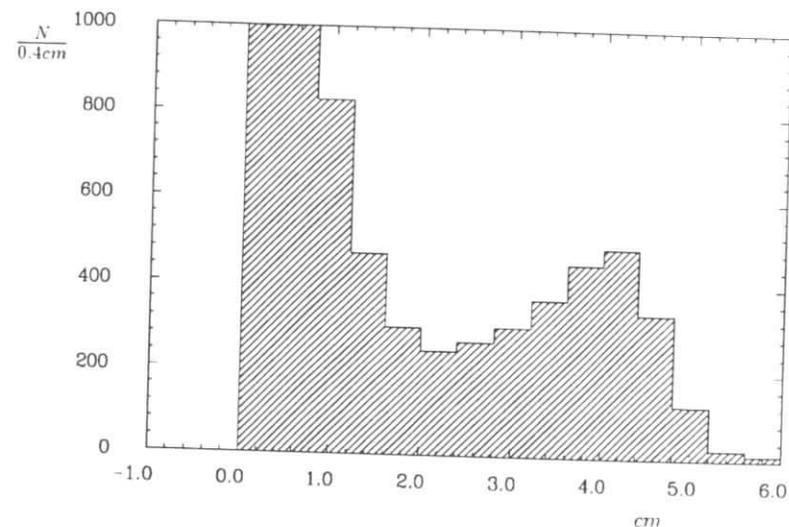


Abbildung 4.2: Radiale Vertexposition bezogen auf die Strahlachse für vorselektierte Ereignisse ohne den Schnitt bzgl. der Position des Hauptvertexes

4.2.3 $\gamma\gamma$ -Ereignissen

Der Untergrundbeitrag aus $\gamma\gamma$ -Ereignissen wird mit Hilfe von simulierten Ereignissen der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$, $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\pi^0$ durchgeführt. Die bei der Simulation verwendeten Matrixelemente finden sich in der Beschreibung der Simulationsprogramme [73, 87].

Die Normierung der Zahl der simulierten $\gamma\gamma$ -Ereignisse erfolgt durch die Selektion eines möglichst untergrundfreien $\gamma\gamma$ -Datensatzes [57].

Bei der Analyse der kinematischen Eigenschaften der selektierten Daten zeigt sich, daß sie weitgehend mit Strahl-Wand/Gas-Ereignissen übereinstimmen und durch die gleichen Schnitte wirkungsvoll unterdrückt werden können.

4.3 Entwicklung der Selektionsschnitte

Im folgenden werden weitere Selektionsschnitte für τ -Paar-Zerfälle mit drei geladenen Teilchen im Endzustand entwickelt. Es müssen Größen gefunden werden, in denen sie sich von Untergrund-Ereignissen unterscheiden. Dazu werden die Eigenschaften der simulierten τ -Ereignisse ausgenutzt. Gleichzeitig wird aber auch immer die Wirkung der Selektionsschnitte auf die vorhandenen Untergrundbeiträge untersucht. Ziel ist es, eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit bei optimaler Untergrundreduktion zu erreichen.

Schnitt gegen konvertierte Photonen: Ein Photon kann durch Paarerzeugung in ein e^+e^- -Paar konvertieren. Für diese Analyse sind besonders die Konversionen interessant, die nahe der Wechselwirkungszone stattfinden und somit nicht als solche vom Rekonstruktionsprogramm erkannt werden. Konversionen in größerer Entfernung können zu Sekundärvertices führen. Dieser Fall wird aber schon durch die Vorselektion verworfen. Charakteristisch ist, daß die beiden Spuren einen kleinen Winkel miteinander einschließen, so daß sie, wenn die Paarerzeugung z.B. in der Strahlrohrwand stattfindet, durch das Rekonstruktionsprogramm noch dem Hauptvertex zugeordnet werden können, ohne durch den Schnitt $\chi^2_{\nu, X} < 36$ verworfen zu werden.

Die Hauptquelle konvertierter Photonen in den selektierten Vierspur-Ereignissen sind Bhabha-Ereignisse, deren Elektronen oder Positronen durch Bremsstrahlung Photonen abstrahlen. Konvertierte Photonen zeichnen sich durch eine kleine invariante Masse des Konversionspaares aus. In Abb. 4.3 ist die invariante Masse entgegengesetzt geladener Spuren der 3-Prong-Seite aufgetragen, denen die Elektronmasse zugeordnet wurde. Die Anhäufung unterhalb von $100 \text{ MeV}/c^2$ entsteht durch Konversionselektronen. Ein Schnitt bei diesem Wert bewirkt eine erste effiziente Unterdrückung von Ereignissen mit konvertierten Photonen:

Schnitt 10:

$$m_{e^+e^-} > 100 \text{ MeV}/c^2. \quad (4.11)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 39 978

Selektionswahrscheinlichkeit:

$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$: 38.5%

$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$: 32.1%

Schnitt auf die Richtung der 1-Prong-Spur: Bhabha-Ereignisse können voll rekonstruiert werden, wenn alle Teilchen nachgewiesen wurden und keine Energie, z.B. in einem radiativen Anfangszustand, verloren ging, dessen Photonen das Strahlrohr oft nicht verlassen. Charakteristisch ist für Bhabha-Ereignisse weiterhin, daß die Elektronen und evtl. entstehende Photonen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren. Das ist für überwiegend minimal ionisierende Teilchen wie Pionen oder Myonen nicht der Fall.

Eine weitere Größe für die Untergrundreduktion ergibt sich durch die starke Winkelabhängigkeit der Bhabha-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt begünstigt wegen der Nichtunterscheidbarkeit der Teilchen im Anfangs- und Endzustand unter Berücksichtigung des zeitartigen s- und des raumartigen t-Kanals besonders kleine Winkel

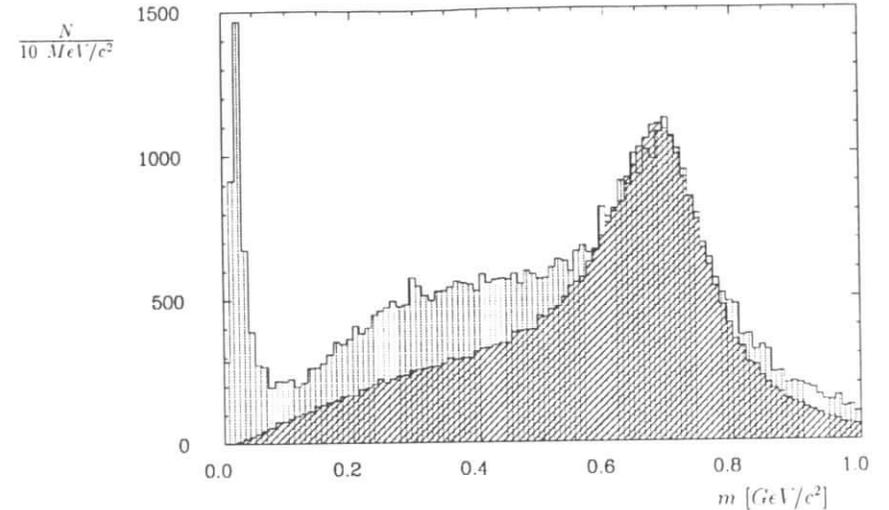


Abbildung 4.3: $m_{e^+e^-}$ der 3-Prong-Seite für Daten (gepunktetes Histogramm) und simulierte τ -Zerfälle nach der Vorselektion einschließlich der Beschränkung der Photonenzahl auf der 1-Prong-Seite (schraffiert).

relativ zur Strahlrichtung. Für die Winkelabhängigkeit der τ -Paarerzeugung gilt [21]:

$$\frac{d\sigma_\tau}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \theta).$$

Auch τ -Ereignisse bevorzugen kleine Winkel, jedoch ist die Winkelabhängigkeit weniger stark ausgeprägt als für Bhabha-Ereignisse. Diese Signatur wird durch Beschränkung der 1-Prong-Spur auf die Barrel-Region des Detektors ausgenutzt:

Schnitt 11:

$$|\cos \theta_{1-Prong}| \leq 0.7. \quad (4.12)$$

Dieser Schnitt bewirkt zusammen mit der 1-3-Topologie, daß Spuren auf der 3-Prong-Seite unter kleinen Winkeln bzgl. der Strahlachse ebenfalls unterdrückt werden. Dadurch werden insgesamt gute Triggerbedingungen sichergestellt.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 38 089

Selektionswahrscheinlichkeit:

$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$: 32.5%

$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$: 28.2%

Schnitt auf den Betrag des Gesamt- und Transversalimpulses: Die Abbildungen 4.4 - 4.7 zeigen auf der Ordinate den Gesamtimpuls eines Ereignisses und auf der Abszisse die auf die Schwerpunktenergie normierte skalar addierte Impulssumme

aller Teilchen. Rechts unten sind Bhabha- und μ -Paar-Ereignisse bei voll rekonstruierten Impulsen und kleinen Transversalimpulsen sowie links unten bei kleinen Impulsen $\gamma\gamma$ - und Strahl-Wand/Gas-Ereignisse konzentriert. Dazwischen liegen bei größeren Transversalimpulsen τ - und $q\bar{q}$ -Ereignisse. Abbildung 4.6 zeigt die gleiche Verteilung für simulierte τ -Ereignisse. Der folgende parabelförmige Schnitt wird durchgeführt.

Schnitt 12:

$$\left| \sum_{i=1}^4 \vec{p}_{T,i} \right| / E_{cm} > (0.45 \cdot \left| \sum_{i=1}^4 \vec{p}_i \right| \cdot c / E_{cm} - 0.55)^2 + 0.01 \quad (4.13)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 27 230

Selektionswahrscheinlichkeit:

$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$: 30.6%

$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$: 26.8%

Die bisherige Selektion bildet die Basis für die Bestimmung der Verzweungsverhält-

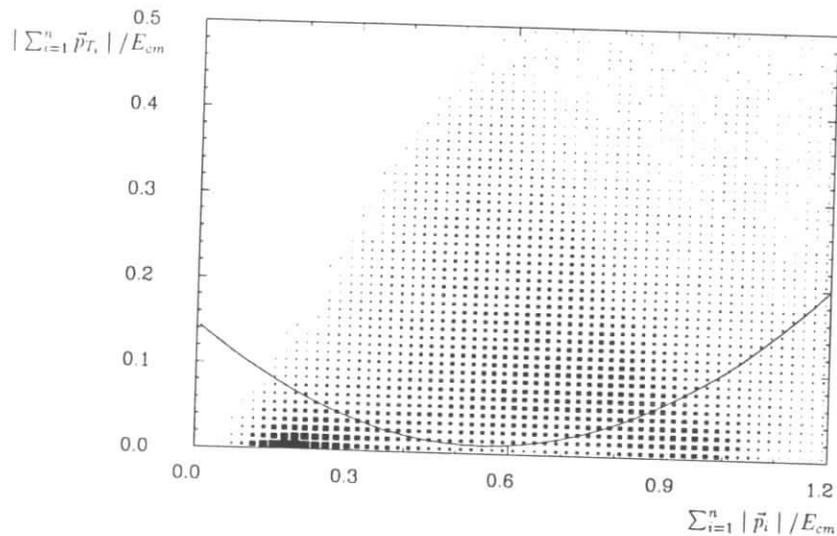


Abbildung 4.4: $\left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{T,i} \right| / E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n \left| \vec{p}_i \right| / E_{cm}$ für Daten nach der Vorselektion.

nisse und die Analyse der Strukturfunktionen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$. In der bisherigen Selektion wurden noch keine Anforderungen an die Anzahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite gestellt. Für die Bestimmung der Strukturfunktionen werden auf der 3-Prong-Seite keine Photonen zugelassen, deren Energiedepositionen im Kalorimeter größer als 30 MeV sind. Durch diesen Schnitt wird der dominante Untergrund aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ bis auf einen relativen Anteil von 12% der selektierten Datenmenge reduziert.

Selektion der Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

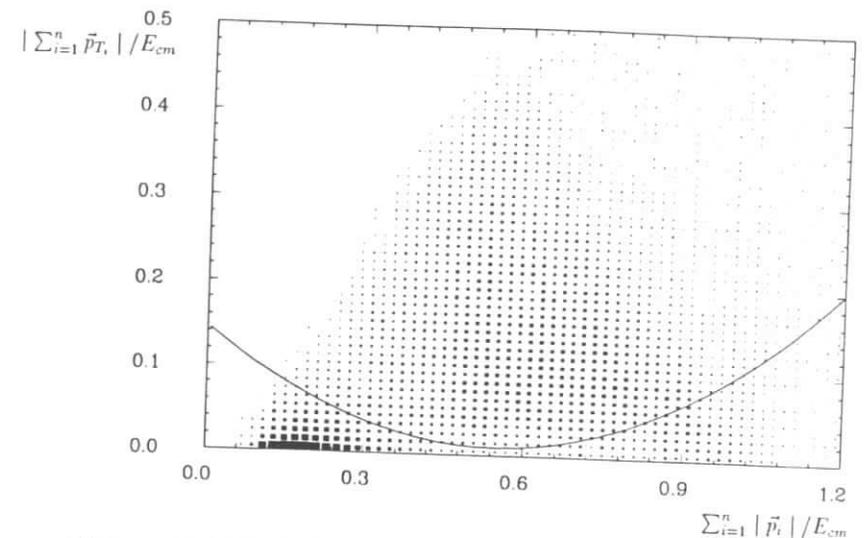


Abbildung 4.5: $\left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{T,i} \right| / E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n \left| \vec{p}_i \right| / E_{cm}$ für Daten nach den Schnitten 1 - 11.

Tabelle 4.1 zeigt die Zahl der selektierten Ereignisse und die Zahl der Untergrundereignisse für drei Fälle. Die linke Spalte zeigt die inklusiven Resultate. In der mittleren und rechten Spalte wurde der Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ als Untergrund betrachtet und ist in der Anzahl der Signalergebnisse bereits subtrahiert. In der mittleren Spalte wurde, wie in der linken, die Anzahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite nicht eingeschränkt. In der rechten Spalte gilt der Energieschnitt für Photonen von 30 MeV . Es werden auf der 3-Prong-Seite keine Photonen zugelassen. Die Verzweungsverhältnisse, die sich ohne weitere Korrekturen und systematische Studien ergeben würden, sind ebenfalls angegeben. Das kleine Verzweungsverhältnis in der rechten Spalte hat seine Ursache u.a. in einer Fehlbeschreibung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Photonen mit kleiner Energie. Bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse wird ein Energieschnitt für Photonen von 150 MeV gewählt, da für energiereichere Photonen von einer besseren Beschreibung des Kalorimeters durch das Monte-Carlo ausgegangen werden kann [88, 89]. Das 3-Prong-Verzweungsverhältnis von 13.44% und das Verzweungsverhältnis von 8.68% ist weitgehend frei von einer Fehlbeschreibung des Kalorimeters, da die Anzahl der Photonen nur auf der 1-Prong-Seite auf maximal 2 beschränkt wurde. Diese Vorbetrachtungen machen deutlich, wie wichtig ein genaues Verständnis der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten des Kalorimeters ist. Diese Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden bisher nicht systematisch untersucht. Dadurch ergibt sich ein relativ großer Beitrag zu den systematischen Fehlern.

Der Schwerpunkt bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse liegt auf der systematischen Untersuchung der Spur- und Vertexfindung geladener Spuren. Dazu

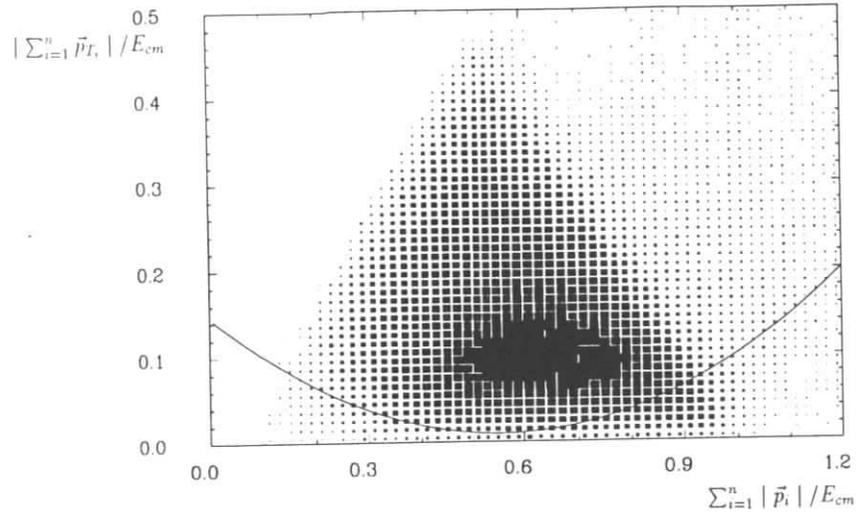


Abbildung 4.6: $|\sum_{i=1}^n \vec{p}_T| / E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i| / E_{cm}$ für simulierte τ -Ereignisse nach den Schnitten 1 - 11.

werden im nächsten Kapitel die Vertex- und Topologie-Anforderungen modifiziert. Deshalb müssen weitere Schnitte angewendet werden, um den dadurch hinzukommenden Untergrund zu reduzieren.

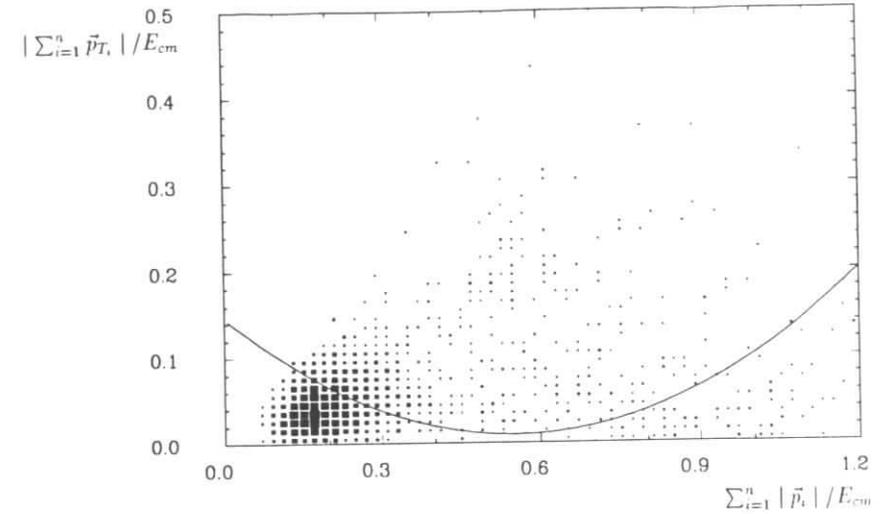


Abbildung 4.7: $|\sum_{i=1}^n \vec{p}_T| / E_{cm}$ gegen $\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i| / E_{cm}$ für aus den Daten selektierte Strahl-Wand/Gas-Ereignisse.

	3-Prong inkl.	exkl., kein γ -Schnitt	exkl. kein $\gamma > 30 \text{ MeV}$
Ereignisse	27230	27230	8688
$q\bar{q}$	2850	2850	303
$\gamma\gamma$	168	168	105
Bhabha	109	109	77
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	-	7228	1090
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	-	780	43
Signalereignisse	24103	16095	7070
ϵ_{tot} [%]	28.12	29.07	20.40
BR [%]	13.44 ± 0.15	8.68 ± 0.10	5.43 ± 0.10

Tabelle 4.1: Zusammensetzung der selektierten Daten nach den Schnitten 1 - 12 für
 1.) den inklusiven Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^+ h^- h^- (\pi^0) \nu_\tau$ ohne Photonenschnitte auf der 3-Prong-Seite
 2.) den exklusiven Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ ohne Photonenschnitte auf der 3-Prong-Seite
 3.) den exklusiven Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, wobei auf der 3-Prong-Seite kein Photon mit mehr als 30 MeV zugelassen wird. Dieser Datensatz wird für die Strukturanalyse verwendet.

Kapitel 5

Verzweigungsverhältnisse und Massenspektren der Zerfälle

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau \text{ und}$$

$$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$$

In diesem Kapitel wird die Messung der Verzweigungsverhältnisse der τ -Zerfälle mit drei geladenen Hadronen im Endzustand beschrieben. Die untersuchten Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ werden dabei gemeinsam betrachtet, da die Selektionsschnitte bis auf die Behandlung von Photonen identisch sind.

Die Notwendigkeit, insbesondere das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau)$ erneut zu messen, ergibt sich aus Tabelle 5.1 [92]. Der Inkonsistenz zwischen den Messungen verschiedener Experimente, die noch auf dem *Second Workshop on Tau Lepton Physics* 1992 bestand [11], steht heute eine weitgehende Übereinstimmung der neueren Resultate zugunsten höherer Verzweigungsverhältnisse, sowohl der LEP-Experimente im Hochenergiebereich als auch des Experiments CLEO II bei Schwerpunktenenergien um 10 GeV, gegenüber [86]. Das noch 1992 ebenfalls heftig diskutierte 1-Prong-Problem hat sich durch ein mittlerweile sehr großes Verzweigungsverhältnis für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ von 25.36 ± 0.21 [86] in gleicher Weise verflüchtigt, so daß heute die Summe aller exklusiv gemessenen Verzweigungsverhältnisse mit 100% verträglich ist.

Die Diskrepanzen zwischen den neuen Resultaten und den publizierten Resultaten der ARGUS-Kollaboration [39, 38] betragen mehrere Standardabweichungen. Mögliche systematische Ursachen für diese Beobachtung werden in diesem Kapitel untersucht.

In der Methodik unterscheiden sich die Experimente in der Normierung auf die Anzahl der aufgezeichneten τ -Paare [90]. Wie in Kapitel 3 ausgeführt, wird in dieser Arbeit diese Zahl aus der Luminosität bestimmt. Die LEP-Experimente zählen direkt die selektierten τ -Paare. Dazu nutzen sie die Eigenschaften des τ -Zerfalls bei hohen Energien aus. Auf der Z^0 -Resonanz läßt sich ein $\tau^+ \tau^-$ -Ereignis durch zwei Jets mit geringer Teilchenmultiplizität charakterisieren, die in entgegengesetzte Hemisphären fliegen. Dabei ist die Kollimation der Jets deutlich ausgeprägter als bei

Im folgenden wird die Einteilung in die vier wesentlichen topologischen Klassen vorgenommen. Dazu sollen drei Typen von geladenen Spuren unterschieden werden:

- **Typ 1:** Dies sind Spuren, die dem Hauptvertex zugeordnet werden können.
- **Typ 2:** Dies sind Spuren, die zur Strahlachse zeigen, aber nicht dem Hauptvertex zugeordnet werden können. Sie werden in dieser Arbeit als „geschwommene“ Spuren bezeichnet. Diese entstehen z.B. durch Aufspaltung oder Knick einer Spur. Das führt zu einer weiteren Spur mit einem Anfangspunkt irgendwo in der Driftkammer, die aber dennoch mehr oder weniger zur Wechselwirkungsregion zeigt.

Der Anfangspunkt einer Spur definiert sich durch den geringsten Abstand vom Wechselwirkungspunkt in z -Richtung (Strahlrichtung). Das „Schwimmen“ einer Spur ist die Verfolgung der Helix-Bahn, die durch die physikalische Spur festgelegt wird. Die Schwimmrichtung entlang dieser Helix-Bahn erfolgt vom Anfangspunkt der Spur innerhalb des Driftkammervolumens bis zu dem Punkt, an dem der Abstand in der $r\phi$ -Projektion zum Wechselwirkungspunkt minimal wird. Wenn man den Schwimmvorgang als eine Verlagerung des Anfangspunktes in Schwimmrichtung versteht, ergibt sich dadurch entweder eine Verlängerung oder Verkürzung der Spurlänge. Wenn diese Verkürzung 15% der tatsächlichen Spurlänge überschreitet, handelt es sich nicht mehr um eine geschwommene Spur. Sie ist dann eine Spur vom Typ 3. Für Spuren, die zur Strahlachse zeigen, ergibt sich fast immer eine Verlängerung, so daß es sich dann um geschwommene Spuren handelt [94].

- **Typ 3:** Dies sind Spuren, die weder dem Hauptvertex zugeordnet werden können, noch zur Strahlachse verlängert, also geschwommen werden können. Dazu gehören typischerweise aus dem Kalorimeter zurückgestreute Spuren, die nach einer kurzen Flugstrecke in der Driftkammer wieder im Kalorimeter enden. Der Schwimmvorgang würde diese Spuren verkürzen, da sich der Punkt des geringsten Abstandes zum Wechselwirkungspunkt oft auf der physikalischen Spur selbst befindet. Wenn die Schwimmstrecke der zurückgestreuten Teilchen größer als 15% der Spurlänge ist, wird die Spur dieser Klasse zugeordnet.

In den folgenden vier topologischen Klassen wird die Anzahl der Spuren vom Typ 3 nicht eingeschränkt. Im weiteren wird immer nur die Anzahl der Spuren vom Typ 1 und 2 diskutiert.

1. 1-3-Topologie:

Genau vier geladene Spuren (Typ 1) vom Hauptvertex. Ihre Gesamtladung beträgt Null und sie erfüllen die 1-3-Topologie (s. Abschnitt 4.1.1). Es gelten die Schnitte 1 – 9. Zusätzlich wird keine geschwommene Spur (Typ 2) zugelassen.

2. 1-3+X-Topologie:

Wie die 1-3-Topologie, also genau 4 geladene Spuren vom Hauptvertex mit der Gesamtladung Null. Es gelten die Schnitte 1 – 9. Zusätzlich wird mindestens eine geschwommene Spur (Typ 2) verlangt. Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen typische Ereignisse

Verzweigungsverhältnisse $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

- 3. 1-2+1-Topologie:** Genau drei geladene Spuren vom Hauptvertex (Typ 1) und genau eine weitere geschwommene Spur (Typ 2), die zusammen die 1-3-Topologie erfüllen (Schnitt 7 - 8). Die Gesamtladung dieser vier Spuren muß Null betragen. Für die drei Spuren vom Hauptvertex gelten die Schnitte 1 – 6. Die Abbildungen 5.12 und 5.13 zeigen typische Beispiele.

4. 1-2-Topologie:

Genau drei geladene Spuren vom Hauptvertex (Typ 1), die die gleichen Winkelbedingungen wie die bei der 1-3-Topologie erfüllen (Schnitt 7 - 8). Schnitt 6 gilt nicht: Die Gesamtladung der drei Spuren vom Hauptvertex kann +1 oder -1 betragen. Für die drei Spuren vom Hauptvertex gelten die Schnitte 1 – 6. Es wird keine geschwommene Spur (Typ 2) zugelassen. Die Abbildungen 5.23 und 5.24 zeigen typische Beispiele.

Alle weiteren denkbaren Topologien werden nicht berücksichtigt, da sie Artefakte zweiter Ordnung sind. Das gilt zum Beispiel für den Fall der 1-2+1-Topologie, wobei die geschwommene oder eine der drei Spuren vom Hauptvertex zusätzlich noch unterbrochen ist. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Topologie, die durch Mischung der Effekte zweier Klassen entsteht, ist gleich dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten für das Auftreten dieser Klassen.

Das weitere Vorgehen orientiert sich an folgender Idee: Sollten diese Topologien in der Monte-Carlo-Simulation nicht ausreichend gut beschrieben werden, ist eine Beschränkung auf eine bestimmte Topologie nicht legitim, da sich für jede Klasse verschiedene Verzweigungsverhältnisse ergeben würden. Andererseits sollten sich in den einzelnen Klassen untereinander kompatible Verzweigungsverhältnisse einstellen, wenn die Beschreibung richtig ist. Um dies zu untersuchen, werden die einzelnen Topologien getrennt analysiert und ihre Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Die Analyse zeigt, daß die Verzweigungsverhältnisse in den einzelnen Klassen unterschiedlich sind. Daher werden in der endgültigen Messung die verschiedenen Klassen gemeinsam selektiert.

Ausgangspunkt für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse ist die Selektion (Schnitte 1 – 9), die im vorigen Kapitel beschrieben wurde. Die vorzunehmenden Modifizierungen der Schnitte wurden bereits bei der Beschreibung der topologischen Klassen aufgeführt. Die bisher beschriebene Selektion wurde für die 1-3-Topologie inklusive geschwommener Spuren konzipiert. Zur besseren Untergrundunterdrückung in den exotischen Topologien wird die Selektion durch andere Schnitte erweitert, deren Wirksamkeit im folgenden für bestimmte Topologien demonstriert wird.

Es werden weitere kinematische Größen ausgenutzt, um zum einen den in den zusätzlichen Topologien vorhandenen Untergrund zu identifizieren und zum anderen weitere Schnitte zu entwickeln.

5.1.1 Schnitt auf die fehlende Masse:

Die fehlende Masse eines Ereignisses wird als weitere Größe zur Untergrundunterdrückung ausgenutzt. Der fehlende Impuls ist gerade der negative Gesamtimpuls aller in einem Ereignis nachgewiesenen Teilchen:

$$\vec{p}_{\text{miss}} = -\vec{p}_{\text{tot}}.$$

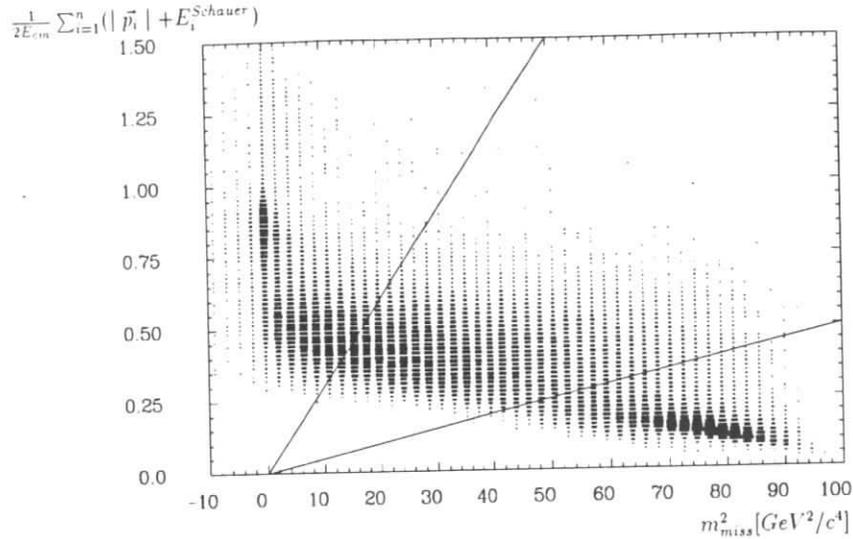


Abbildung 5.1: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ gegen m_{miss}^2 für Daten nach der Vorselektion (Schnitte 1 – 9)

Die fehlende Energie ergibt sich als Differenz zwischen der nominellen Schwerpunktsenergie und allen Energien der gemessenen Teilchen:

$$E_{miss} = E_{cm} - E_{1-Prong} - E_{3-Prong} - E_{\gamma\gamma}.$$

Für das Quadrat der fehlenden Masse folgt:

$$m_{miss}^2 c^4 = E_{miss}^2 - \vec{p}_{miss}^2 c^2.$$

Zur Untergrundtrennung wird die starke Antikorrelation zwischen dieser fehlenden Masse und der bereits eingeführten normierten Summe aus Schauerenergien und Impulsen $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ ausgenutzt. In Abb. 5.1 sind beide Größen für Daten nach der Vorselektion gegeneinander aufgetragen. Die Lage der Bhabha-Ereignisse bei kleinen fehlenden Massen oben links und die der Strahl-Wand/Gas- und $\gamma\gamma$ -Ereignisse bei großen fehlenden Massen unten rechts ist gut zu erkennen. τ^- - und $q\bar{q}$ -Ereignisse bevölkern den dazwischen liegenden Bereich.

Die Wirkung der vorangegangenen Schnitte auf diese Untergrundquellen zeigt Abbildung 5.2, die die Daten nach den Schnitten 1 – 12 zeigt. Der angesprochene Untergrund konnte bereits erheblich reduziert werden, wie ein Vergleich mit simulierten τ -Ereignissen in Abbildung 5.3 zeigt.

Abbildung 5.4 zeigt die Lage des Bhabha-Untergrundes. Dazu wurde von den Daten nach den bisherigen Schnitten verlangt, daß alle drei Spuren auf der 3-Prong-Seite als Elektron identifiziert werden konnten. Diese sehr restriktive Anforderung findet ca. 70% aller Bhabha-Ereignisse und ist praktisch untergrundfrei, da die Wahrscheinlichkeit, daß gleichzeitig drei Hadronen drei Elektronen vortäuschen, mit Null verträglich

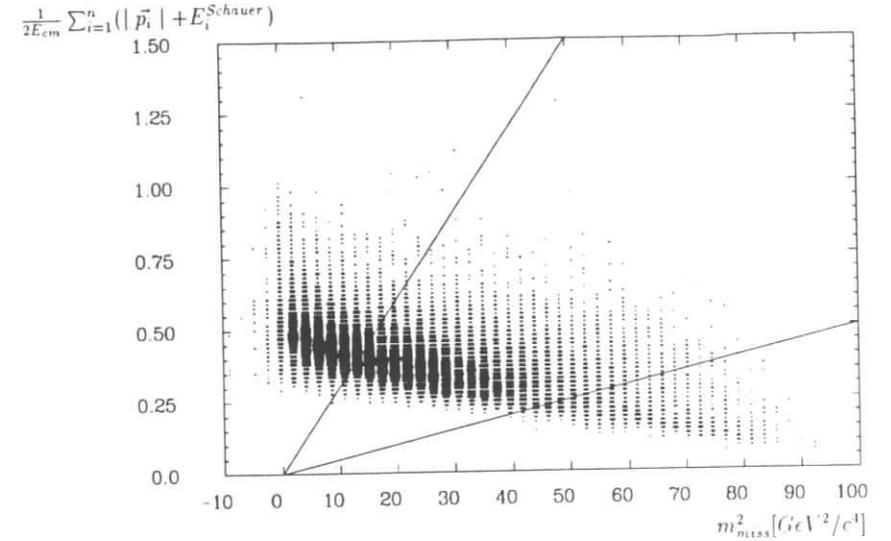


Abbildung 5.2: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ gegen m_{miss}^2 für Daten nach den Schnitten 1 – 12.

ist. Insgesamt werden 40 Bhabha-Ereignisse auf diese Weise selektiert. Nach den eingeleichneten Schnitten verbleiben noch zwei Ereignisse.

Abbildung 5.5 zeigt die Lage der aus den Daten selektierten Strahl-Wand/Gas-Ereignisse, die etwa die gleiche Phasenraumregion bevölkern wie die $\gamma\gamma$ -Ereignisse in Abbildung 5.6. Für die weitere Selektion werden nur die Ereignisse im Bereich zwischen den Geraden zugelassen:

Schnitt 13:

$$0.005 \cdot m_{miss}^2 c^4 \leq \frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| \cdot c + E_i^{Schauer}) GeV^{-2} \leq 0.03 \cdot m_{miss}^2 c^4 \quad (5.1)$$

Durch die bisherigen Schnitte werden die Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ der 1-3- und 1-3+X-Topologie selektiert, da die Anzahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite und die Anzahl der geschwommenen Spuren eines Ereignisses beliebig sind.

Der nächste Abschnitt erläutert die Selektion zur Normierung der simulierten $\gamma\gamma$ -Ereignisse.

Selektion der $\gamma\gamma$ -Ereignisse: $\gamma\gamma$ -Ereignisse (s. Abschnitt 4.2.3) wurden aus den Daten mit folgenden Schnitten selektiert:

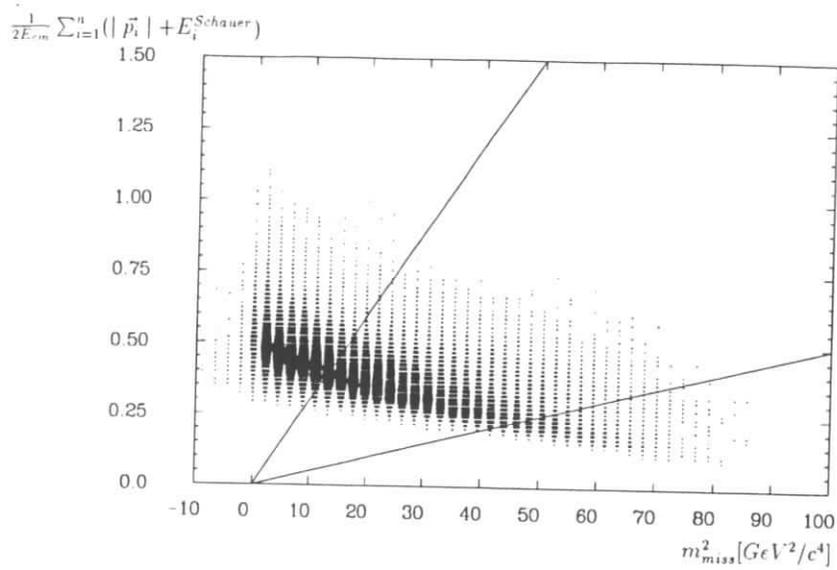


Abbildung 5.3: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ gegen m_{miss}^2 für simulierte τ -Ereignisse der 1-3-Topologie inklusive weiterer geschwommener Spuren nach den Schnitten 1 – 12.

- Der Parabelschnitt 12 (4.13) wird invertiert:

$$\left| \sum_{i=1}^4 \vec{p}_{T_i} \right| / E_{cm} < (0.45 \cdot \left(\sum_{i=1}^4 |\vec{p}_i| \cdot c / E_{cm} - 0.55 \right)^2 + 0.01) c^{-1}$$

- Es wird nur der linke Bereich unter dem Parabelschnitt selektiert:

$$\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i| \cdot c / E_{cm} < 0.5$$

- $\gamma\gamma$ -Ereignisse weisen durch die nicht nachgewiesenen Elektronen und Positronen einen Gesamtimpuls in Strahlrichtung auf:

$$|\cos \theta_{tot}| > 0.9$$

Die Normierung der simulierten $\gamma\gamma$ -Ereignisse erfolgt durch Vergleich mit den Ereignissen, die oberhalb des unteren Schnittes, also zwischen den Geraden in Abbildung 5.6, verbleiben. Die Gefahr, auch auf vorhandenen Untergrund zu normieren, besteht nicht, da durch τ - und $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Studien gezeigt werden konnte, daß dieser $\gamma\gamma$ -Datensatz praktisch untergrundfrei ist. Der Bereich unterhalb der unteren Geraden von Schnitt 13 wurde nicht für die Normierung verwendet, da diese Ereignisse ohnehin durch diesen Schnitt verworfen werden. Die Zahl der $\gamma\gamma$ -Untergrundereignisse wird durch Anwendung der Selektionsschnitte auf die simulierten Ereignisse gewonnen.

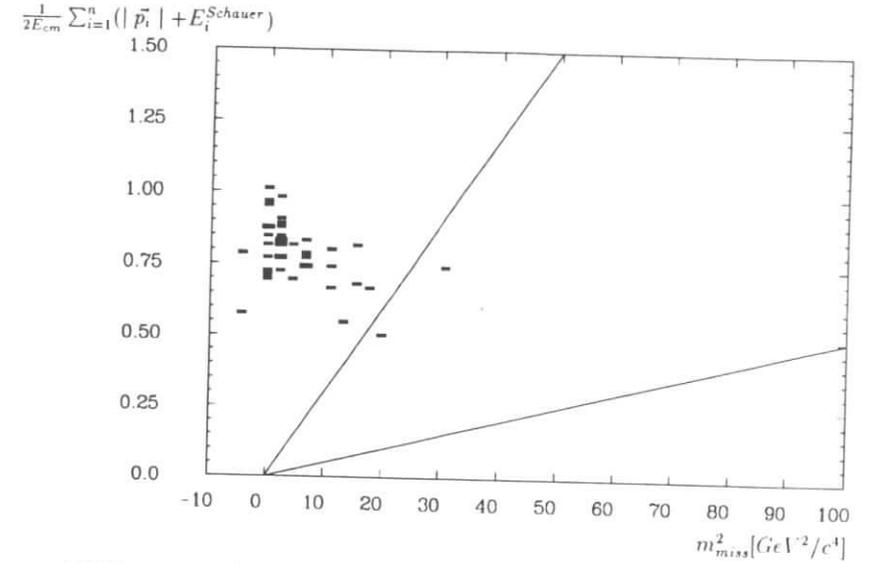


Abbildung 5.4: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ gegen m_{miss}^2 für Daten nach den Schnitten 1 – 12, bei denen auf der 3-Prong-Seite drei Elektronen identifiziert werden konnten.

5.1.2 1-3+X-Topologie

In dieser Topologie sind Ereignisse enthalten, die zusätzlich zu den vier Spuren vom Hauptvertex mindestens eine weitere geschwommene Spur vom Typ 2 enthalten. Diese Topologie entsteht, wenn eine Spur aufgespalten wird oder aus dem Kalorimeter zurückgestreute Teilchen zur Strahlachse fliegen. Zur Spaltung kann es z.B. durch eine Ablenkung von der Helixbahn durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial, durch Teilchenzerfälle oder durch eine nicht eindeutige Rekonstruktion, besonders bei stark gekrümmten Spuren, kommen.

Diese Ereignisse sind in der bisherigen Selektion (Schnitte 1 – 13) als Untergruppe enthalten, da noch keine Beschränkung der Anzahl der geschwommenen Spuren vorgenommen wurde. Typisch für diese Klasse ist ein erhöhter Untergrund von Ereignissen, die eine große Multiplizität geladener Spuren aufweisen. Das sind besonders $q\bar{q}$ -, $\gamma\gamma$ - und Strahl-Wand/Gas-Ereignisse. Sie tragen dann zu dieser Klasse bei, wenn die Spuren vom Hauptvertex kommender Teilchen diesem nicht mehr zugeordnet werden können oder Sekundärvertices nicht aufgelöst werden, so daß zwei geschwommene Spuren entstehen. Die Wahrscheinlichkeit, eine Spur einem gefundenen Vertex nicht mehr zuordnen zu können, nimmt mit der Teilchenmultiplizität zu. Im vorhergehenden Abschnitt konnte für diese und die 1-3-Topologie gezeigt werden, daß Schnitt 13 den Untergrund von $\gamma\gamma$ -, Strahl-Wand/Gas- und Bhabha-Ereignissen fast vollständig verwirft.

Typische Ereignisse dieser Klasse sind für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse in den

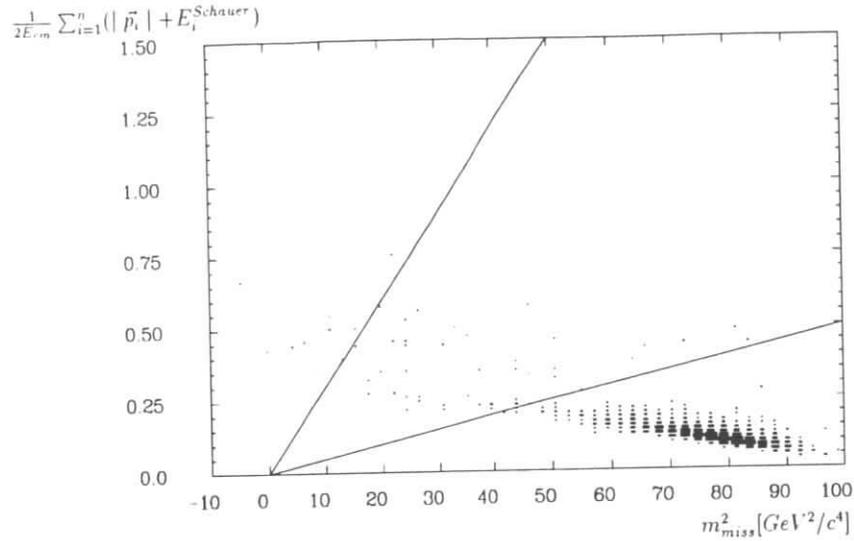


Abbildung 5.5: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ gegen m_{miss}^2 für aus den Daten selektierte Strahl-Wand/Gas-Ereignisse. Keine Spur konnte als Elektron identifiziert werden.

Abbildungen 5.7 und 5.8 gezeigt. Die Abbildungen 5.9 – 5.11 vergleichen charakteristische Größen der geschwommenen Spuren für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse. Abbildung 5.9 zeigt die Länge der Sehne zwischen dem Anfangs- und Endpunkt einer Spur vom Typ 2. Abbildung 5.10 zeigt die relative Neigung einer Spur bezogen auf die Richtung zum Hauptvertex: Es ist der Winkel zwischen der Sehne einer geschwommenen Spur und der Geraden dargestellt, die durch den Hauptvertex und den Anfangspunkt der Spur festgelegt ist. Je größer dieser Winkel wird, desto weniger ist es wahrscheinlich, daß die Spur etwas mit dem Hauptvertex zu tun hat. Es handelt sich dann um zurückgestreute Teilchen oder um Sehnen stark gekrümmter Spuren. Abbildung 5.11 zeigt die z-Koordinaten der Anfangspunkte der geschwommenen Spuren.

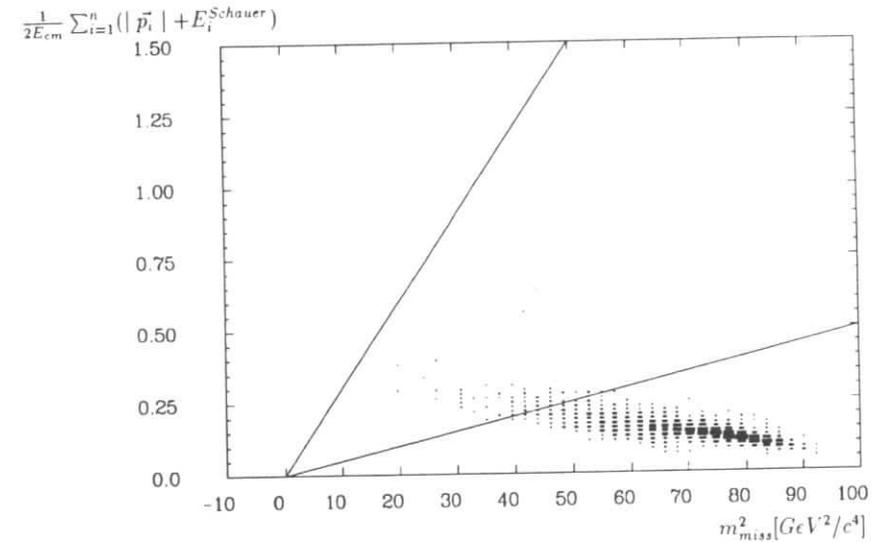


Abbildung 5.6: $\frac{1}{2E_{cm}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| + E_i^{Schauer})$ gegen m_{miss}^2 für aus den Daten selektierte $\gamma\gamma$ -Ereignisse.

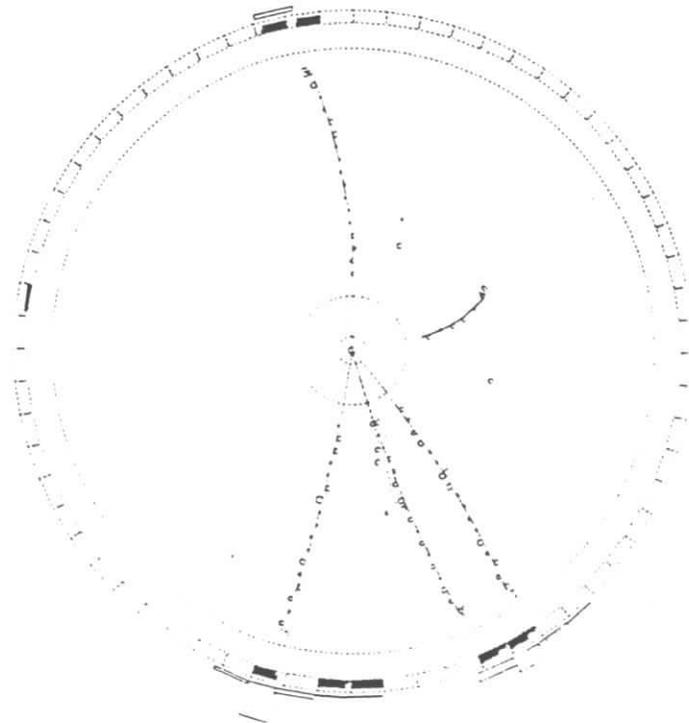
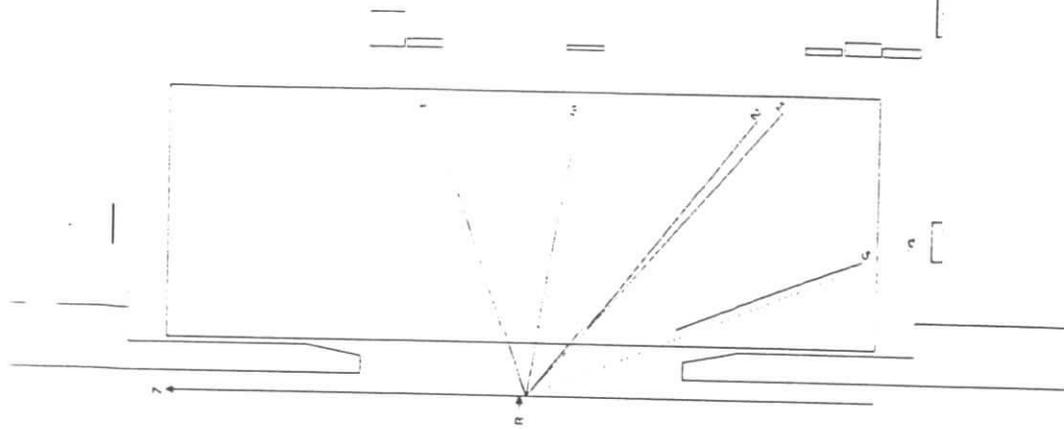


Abbildung 5.7: Typisches τ -Ereignis der 1-3+X-Topologie aus den Daten. (Unten senkrecht, oben parallel zum Strahl).

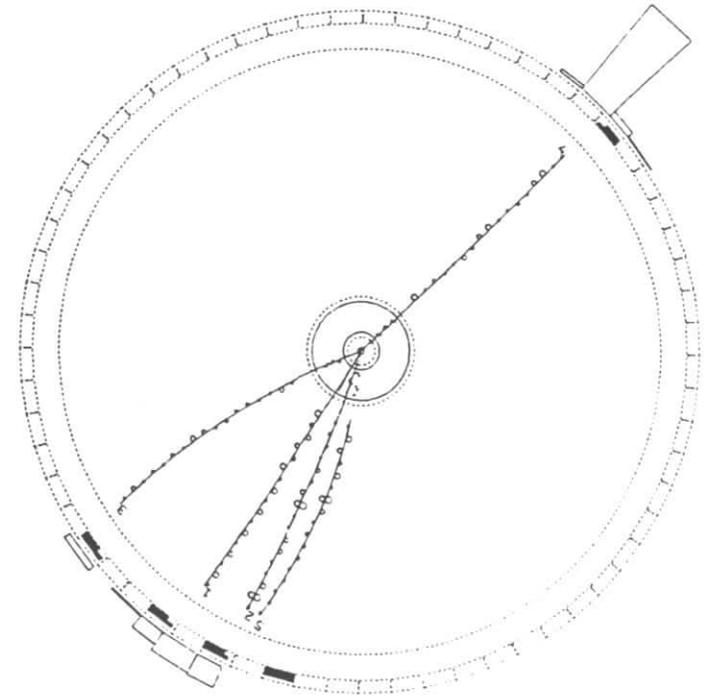
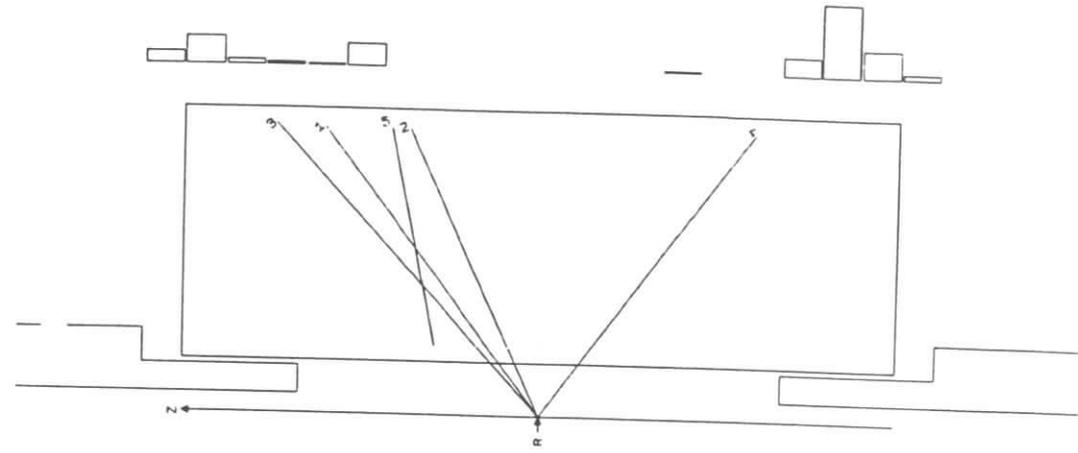


Abbildung 5.8: Typisches τ -Ereignis der 1-3+X-Topologie aus dem Monte-Carlo. (Unten senkrecht, oben parallel zum Strahl).

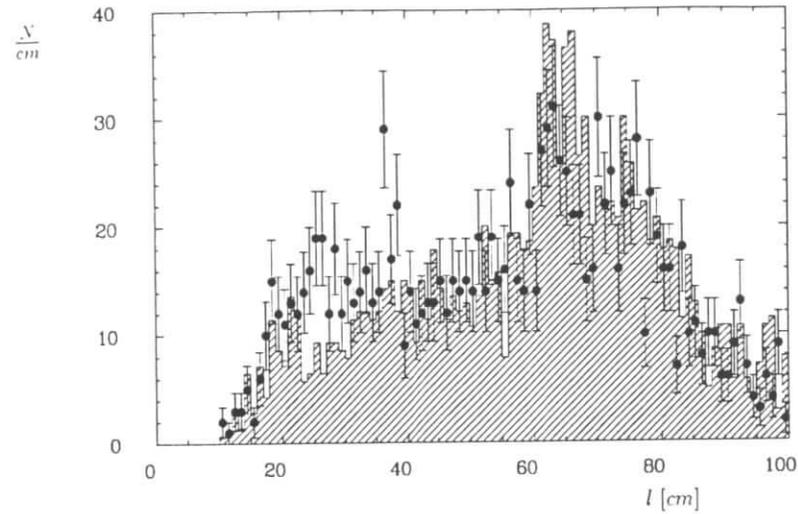


Abbildung 5.9: Länge der Sehne zwischen Anfangs- und Endpunkt einer Spur vom Typ 2 für Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle (schraffiert) der 1-3+N-Topologie nach Schnitt 13.

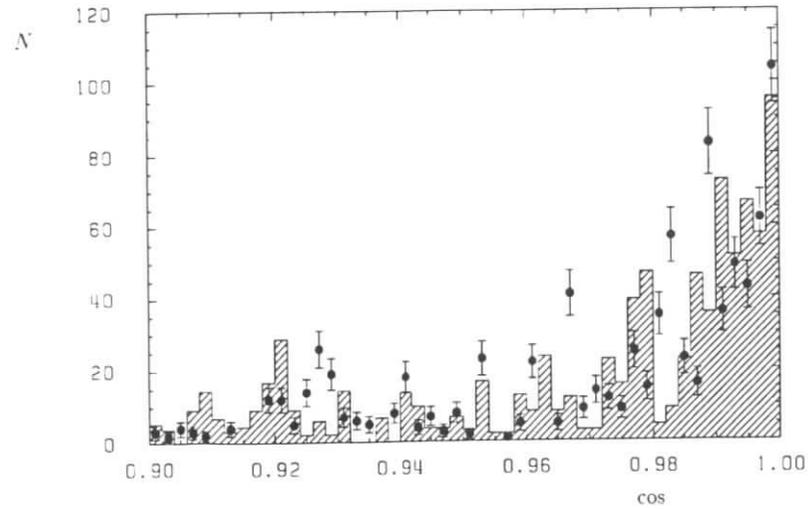


Abbildung 5.10: Winkel zwischen Spursehne und Geraden durch Hauptvertex und Anfangspunkt der Spuren vom Typ 2 für Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle (schraffiert) der 1-3+N-Topologie nach Schnitt 13.

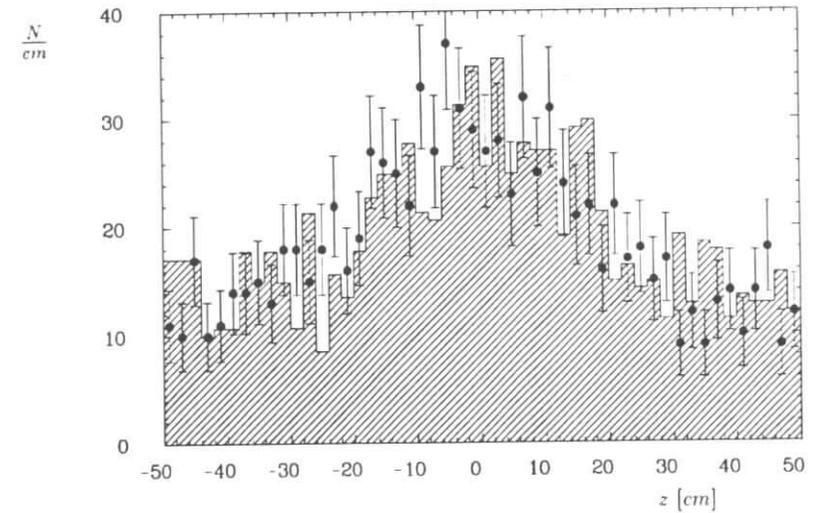


Abbildung 5.11: z-Komponente des innersten Punktes einer geschwommenen Spur vom Typ 2 für Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle (schraffiert) der 1-3+N-Topologie nach Schnitt 13.

Die aufeinander normierten Verteilungen machen deutlich, daß die Effekte, die zu geschwommenen Spuren führen, qualitativ richtig beschrieben werden, da die Verteilungen in der Form übereinstimmen. Abbildung 5.9 zeigt in den Daten einen leichten Überschub bei kleineren Spurlängen. D.h., in den Daten findet man häufiger kürzere geschwommene Spuren als in den simulierten Ereignissen. Im Unterschied zur Monte-Carlo-Simulation ist aber die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer geschwommenen Spur in einem Ereignis für Daten etwa 4 mal höher. Durch einen Schnitt auf die Anzahl der geschwommenen Spuren, also z.B. durch Verwerfen der Ereignisse der 1-3+X-Topologie, ergibt sich daher eine systematisch falsche Nachweiswahrscheinlichkeit. Ca. 5% der hier untersuchten τ -Paar-Ereignisse gehören dieser topologischen Klasse an.

5.2 Topologien mit drei geladenen Spuren vom Hauptvertex

In diesem Abschnitt wird die Vertexbedingung der theoretisch vorhandenen vier Spuren gelockert. Ein Ereignis wird in der gemeinsamen Selektion auch berücksichtigt, wenn eine der vier Spuren nicht mehr dem Hauptvertex zugeordnet werden konnte oder nicht nachgewiesen wurde (s. Abbildungen 5.12, 5.13, 5.23, 5.24). Diese Ereignisse und der Untergrund werden getrennt für die daraus hervorgehenden Topologien untersucht. Es kann nicht auf die bisher selektierten Ereignisse zurückgegriffen werden, da bisher genau vier Spuren vom Hauptvertex mit der Gesamtladung Null gefordert wurden. Aus der Datenmenge von Experiment 2 - 8 werden daher Ereignisse vorselektiert, bei denen genau drei geladene Spuren vom Hauptvertex kommen müssen. Für die Spuren gelten die Anforderungen entsprechend den Schnitten 1 - 5. Schnitt 6 wird modifiziert: Die Gesamtladung der drei Spuren vom Hauptvertex kann -1 oder $+1$ betragen. Eine weitere geschwommene Spur vom Typ 2 wird gerade dann zugelassen, wenn sie zusammen mit den drei Spuren vom Hauptvertex die Winkelkriterien der 1-3-Topologie erfüllt. Tritt keine weitere geschwommene Spur auf, gelten die Winkelkriterien entsprechend für die 1-2-Topologie. Ansonsten werden die bisher diskutierten kinematischen Schnitte auch auf diese Datenmenge angewendet.

5.2.1 1-2+1-Topologie

Der Unterschied dieser Topologie zur 1-3-Topologie besteht darin, daß nur genau drei Spuren eines Ereignisses vom Hauptvertex kommen müssen. Zusätzlich muß eine vierte Spur existieren, die vom Typ 2 ist, also zur Strahlachse geschwommen werden konnte. Diese insgesamt vier Spuren werden dann genau so behandelt wie die vier Spuren der 1-3-Topologie. Es handelt sich also um die 1-3-Topologie, bei der eine Spur nicht vom Hauptvertex kommen darf. Ca. 5% der hier untersuchten τ -Paar-Ereignisse gehören dieser topologischen Klasse an. Die Abbildungen 5.12 - 5.13 zeigen typische Beispiele.

Abbildung 5.14 zeigt die Lage der Anfangspunkte der geschwommenen Spur für Daten und Abbildung 5.15 für simulierte τ -Zerfälle nach den bisher angewandten kinematischen Schnitten. Aufgetragen ist die radiale Distanz der Anfangspunkte geschwommener Spuren von der Strahlachse gegen ihre z -Koordinate. Es handelt sich also um eine Art Seitenansicht der Driftkammern, wobei die untere Koordinatenachse

Verzweigungsverhältnisse $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

mit der Strahlachse zusammenfällt. Die radialen Distanzen der ersten Drahtlagen sowohl der Vertexdriftkammer als auch der Hauptdriftkammer sind durch viele Anfangspunkte geschwommener Spuren gekennzeichnet. Qualitativ erkennt man, daß in den Daten geschwommene Spuren vermehrt in größerer Distanz zur Strahlachse beginnen. Eine quantitative Analyse der r -Projektion dieser Abbildungen zeigt, daß die Fehlbeschreibung der Daten durch das Monte-Carlo für geschwommene Spuren, die in einer radialen Distanz größer als 35 cm beginnen, bis auf einen Faktor 10 anwächst.

Typischerweise große radiale Distanzen der Spuranfangspunkte ergeben sich für noch vorhandene Bhabha-Ereignisse, die zu einem geringen Anteil zu diesem Effekt beitragen. Das läßt sich durch konvertierte Photonen erklären, deren Konversionspaar einen sehr kleinen Öffnungswinkel aufweist. Ihre gemeinsame Flugbahn wird bis zu einem bestimmten Punkt als eine Spur rekonstruiert, von dem ab zwei Spuren rekonstruiert werden können. Deshalb stellen QED-Ereignisse in den Topologien mit drei geladenen Spuren wegen der weniger restriktiven Vertexbedingung weiterhin eine Untergrundquelle dar.

Ein Vergleich der Spurlängen der geschwommenen Spur dieser Topologie für Daten und Monte-Carlo in Abbildung 5.16 bestätigt ebenfalls das häufigere Auftreten kürzerer Spuren in den Daten. In dieser Abbildung sind zwei Überhöhungen zu erkennen, die durch Spuren entstehen, deren Anfangspunkte in den innersten Drahtlagen der Hauptdriftkammer (linke Spitze) bzw. der Vertexdriftkammer (rechte Spitze) liegen.

Abbildung 5.17 zeigt, wie im vorhergehenden Abschnitt, den Winkel zwischen der Spursehne einer geschwommenen Spur und der Geraden, die durch ihren Anfangspunkt und den Hauptvertex gelegt werden kann. Dieser Winkel charakterisiert die Richtung einer geschwommenen Spur. Kleine Winkel bedeuten, daß die Sehne zum Hauptvertex zeigt.

Quantitativ weichen die Daten und die Monte-Carlo-Simulation auch in dieser Topologie um etwa einen Faktor 4 bzgl. der Anzahl der geschwommenen Spuren voneinander ab.

Schnitt auf die transversale Schauerenergie: Wie bereits erwähnt, stellen Bhabha-Ereignisse für die Topologien mit genau drei geladenen Spuren vom Hauptvertex eine nicht vernachlässigbare Untergrundquelle dar. Sie werden durch den folgenden Schnitt reduziert. Dazu wird die transversale Schauerenergie ausgenutzt, die definiert wird, indem jedem elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter ein Vektor mit der Länge der deponierten Schauerenergie und der Richtung vom Wechselwirkungspunkt zum Schauer zugewiesen wird. Der transversale Betrag der Schauerenergie ergibt sich durch Projektion der vektoriellen Summe aller Vektoren auf die r - ϕ -Ebene. Es gelten folgende Vereinbarungen:

$$E_{x_{tot}}^{Schauer} = \sum_{i=1}^n E_{x_n}^{Schauer},$$

$$E_{y_{tot}}^{Schauer} = \sum_{i=1}^n E_{y_n}^{Schauer}.$$

Der Index i läuft über die n Energiedepositionen im Kalorimeter. x und y kennzeichnen die Komponenten des Vektors in der r - ϕ -Ebene. Die auf die Schwerpunktenenergie

normierte transversale Schauerenergie ist

$$E_{Trans}^{Schauer} = \frac{1}{E_{cm}} \sqrt{(E_{x_{tot}}^{Schauer})^2 + (E_{y_{tot}}^{Schauer})^2}.$$

Die gesamte im Kalorimeter deponierte Schauerenergie ergibt sich als

$$E_{tot}^{Schauer} = \sum_{i=1}^n |E_n^{Schauer}| / E_{cm}.$$

Die Abbildungen 5.18 - 5.22 zeigen den transversalen Betrag normiert auf die total deponierte Schauerenergie, die selbst nochmal auf der Abzisse aufgetragen ist. τ -Ereignisse zeichnen sich durch relativ große transversale Schauerenergien bzgl. der gesamten Schauerenergie eines Ereignisses aus. Bhabha- (Abb. 5.21) und $q\bar{q}$ -Ereignisse (Abb. 5.22) haben kleine normierte transversale Schauerenergien bei großen totalen Schauerenergien.

Schnitt 14:

$$E_{Trans}^{Schauer} > \left(\sum_{i=1}^n |E_n^{Schauer}| \right)^2 / E_{cm} \quad (5.2)$$

Da dieser Schnitt ausschließlich Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters und keine Information der Driftkammer verwendet, ist er unabhängig von den in der Driftkammer rekonstruierten Topologien.

5.2.2 1-2-Topologie

Zu dieser Klasse zählen Ereignisse, bei denen eine Spur des 3-Prongs nicht nachgewiesen oder rekonstruiert werden kann. Dies geschieht zum einen durch die Geometrie des Detektors, wenn z.B. ein geladenes Teilchen vom Hauptvertex durch das Strahlrohr verschwindet. Die Beschreibung dieser Ereignisse sollte im Monte-Carlo richtig sein. Ebenfalls gehen Spuren verloren, wenn sie nicht ausreichend viele Drähte der Driftkammer aktiviert haben oder wenn sich die Positionen der getroffenen Drähte nicht durch die Spuranpassung verbinden lassen. Ca. 10% der hier untersuchten τ -Paar-Ereignisse gehören dieser topologischen Klasse an. Ihr Beitrag ist damit etwa doppelt so groß wie der von den anderen exotischen Topologien. Das erklärt sich dadurch, daß neben einer erfolglosen Rekonstruktion einer Spur auch die erwähnte geometrische Detektorakzeptanz zum Spurverlust beitragen kann. Die Abbildungen 5.23 und 5.24 zeigen typische Ereignisse dieser Topologie.

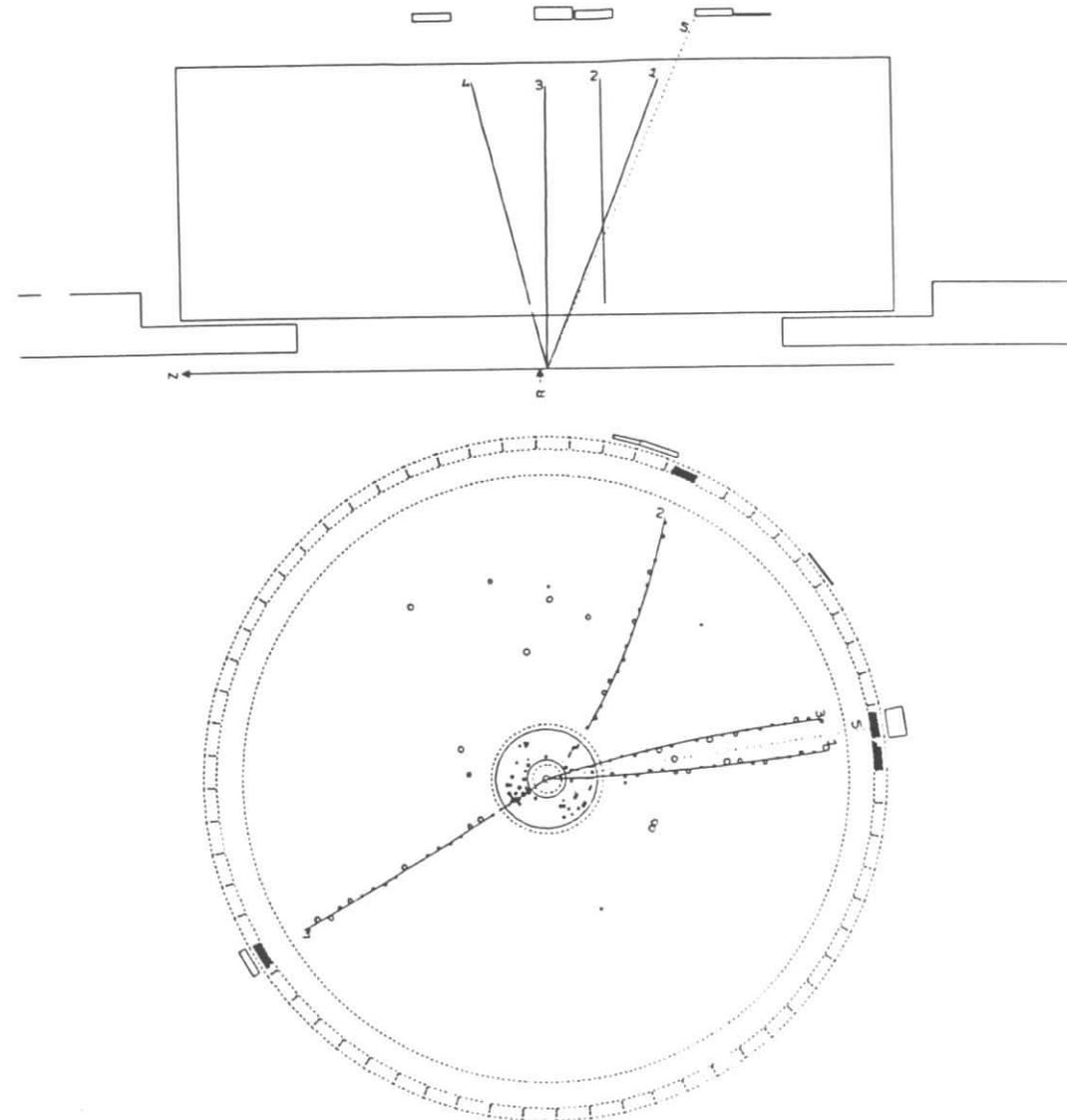


Abbildung 5.12: Typisches τ -Ereignis der 1-2+1-Topologie aus den Daten. (Unten senkrecht, oben parallel zum Strahl).

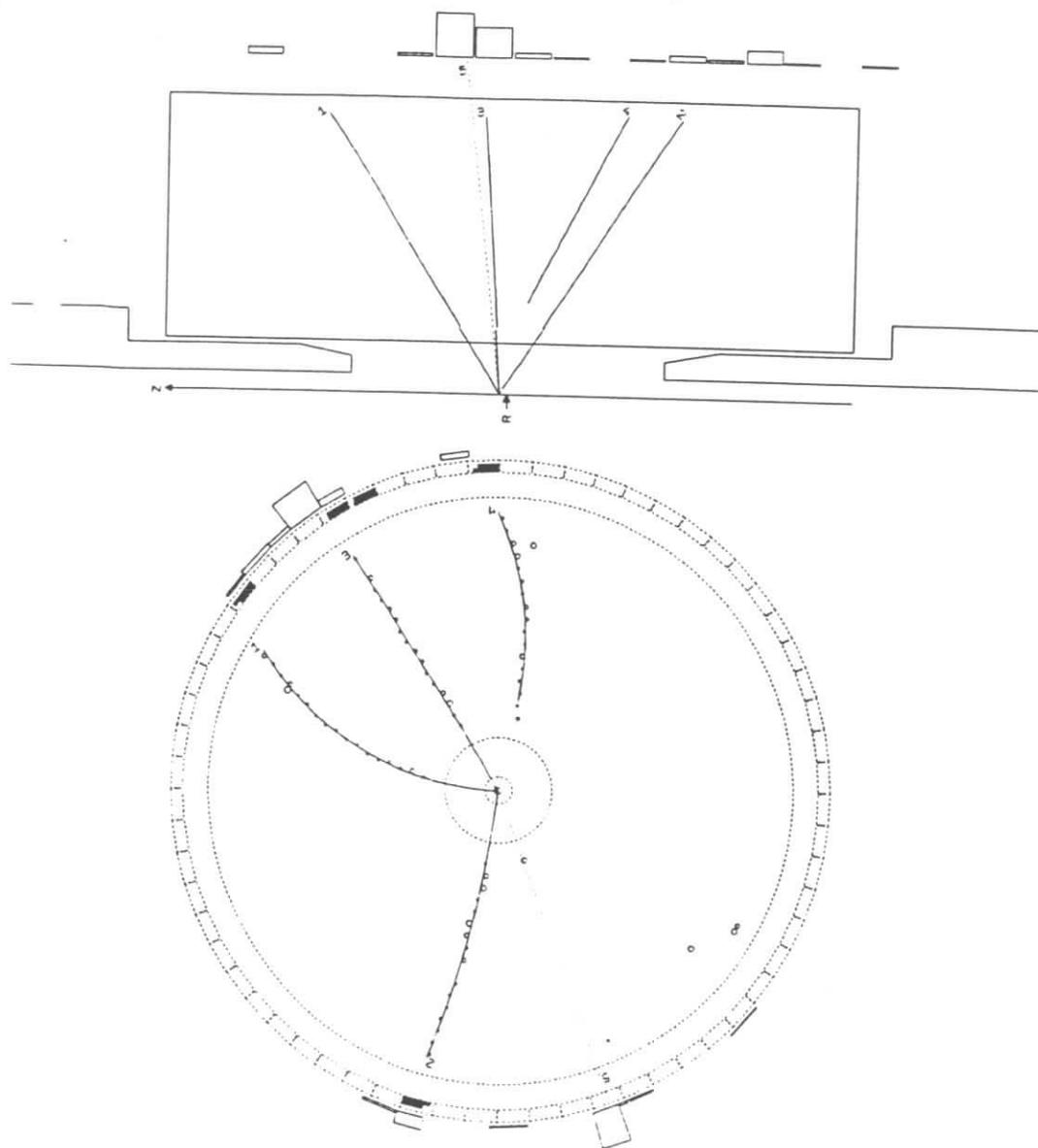


Abbildung 5.13: Typisches τ -Ereignis der 1-2+1-Topologie aus dem Monte-Carlo. (Unten senkrecht, oben parallel zum Strahl).

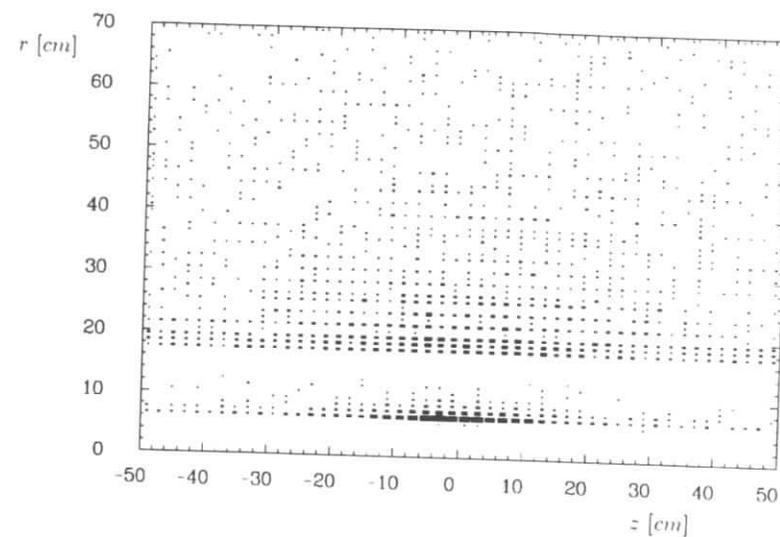


Abbildung 5.14: Anfangspunkte der geschwommenen Spuren in der r - z -Ebene für Daten der 1-2+1-Topologie nach Schnitt 13

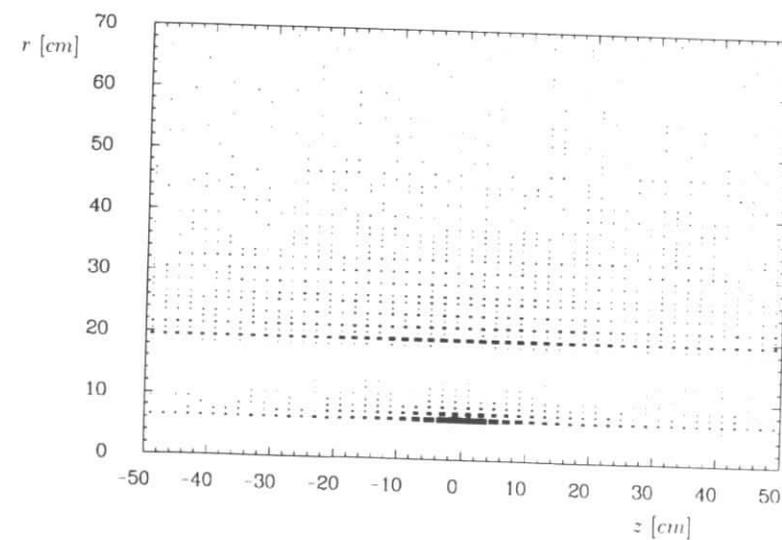


Abbildung 5.15: Anfangspunkte der geschwommenen Spuren in der r - z -Ebene für simulierte τ -Zerfälle der 1-2+1-Topologie nach Schnitt 13

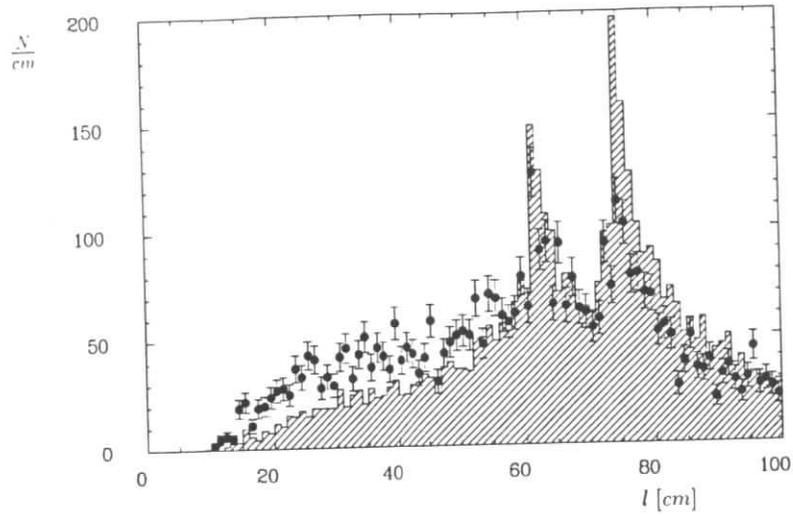


Abbildung 5.16: Länge der Spurschne einer geschwommenen Spur für simulierte τ -Zerfälle (schraffiert) und Daten (Fehlerbalken) der 1-2+1-Topologie nach Schnitt 13. Die Überhöhungen entstehen durch Anfangspunkte in den ersten Lagen der Drift- bzw. Vertikalzählkammer.

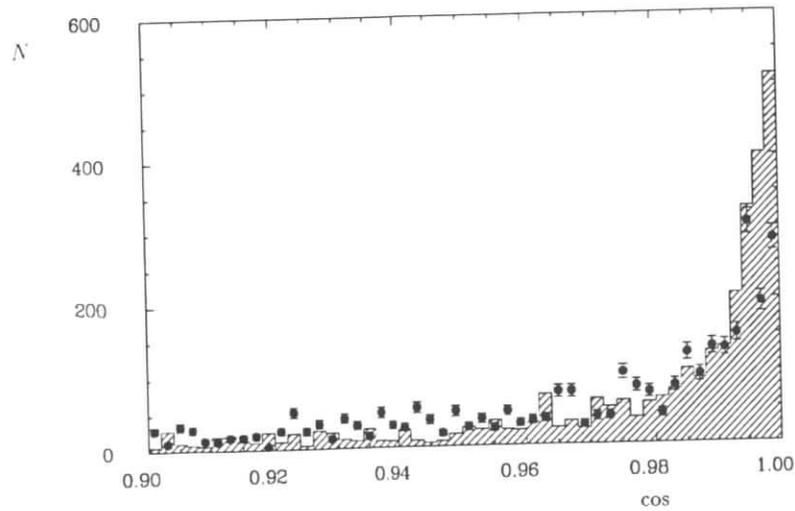


Abbildung 5.17: Winkel zwischen Spurschne und Gerade durch Hauptvertex und Anfangspunkt der Spuren vom Typ 2 für simulierte τ -Zerfälle (schraffiert) und Daten (Fehlerbalken) der 1-2+1-Topologie nach Schnitt 13.

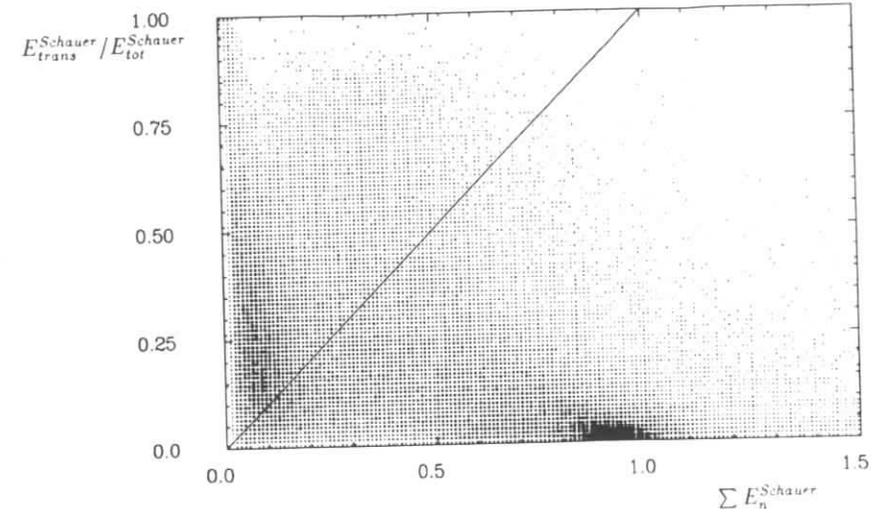


Abbildung 5.18: $E_{\text{Schauer}}^{\text{trans}} / E_{\text{Schauer}}^{\text{tot}}$ gegen $\sum E_n^{\text{Schauer}}$ für Daten nach der Vorselektion (Schnitt 9).

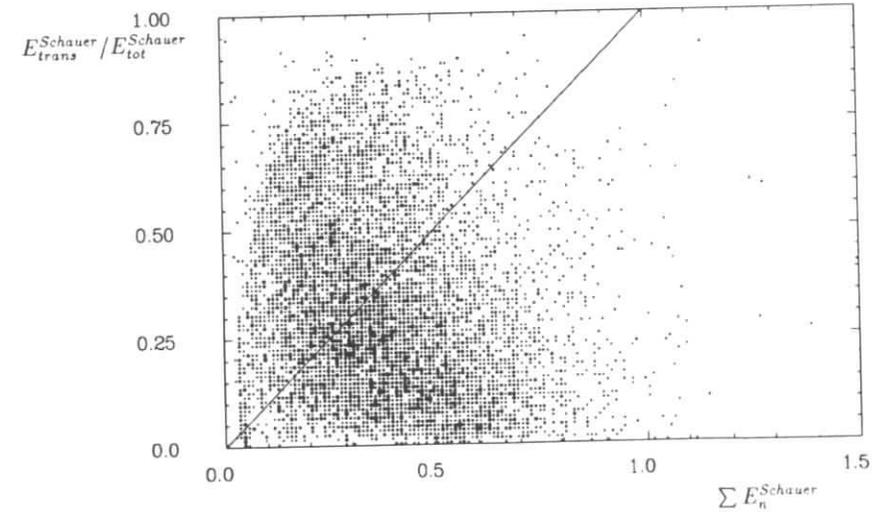


Abbildung 5.19: $E_{\text{Schauer}}^{\text{trans}} / E_{\text{Schauer}}^{\text{tot}}$ gegen $\sum E_n^{\text{Schauer}}$ für Daten nach Schnitt 13.

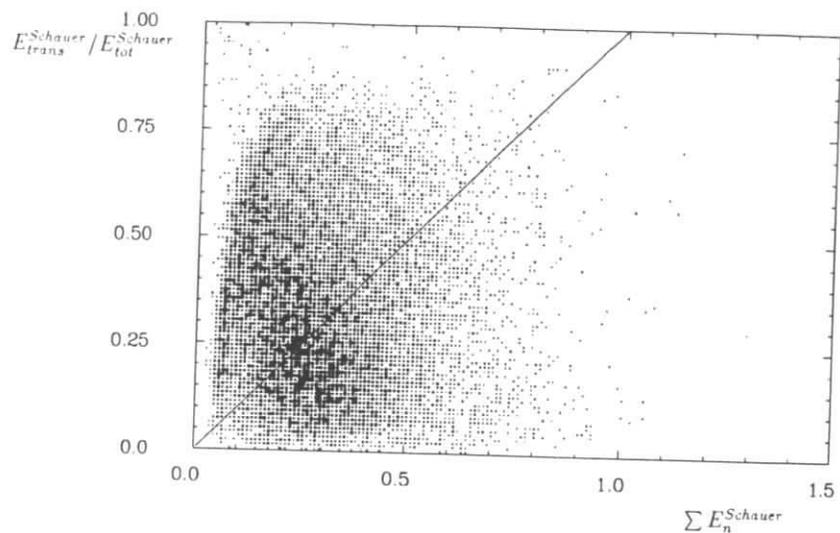


Abbildung 5.20: $E_{\text{Schauer}}^{\text{trans}} / E_{\text{Schauer}}^{\text{tot}}$ gegen $\sum E_n^{\text{Schauer}}$ für simulierte τ -Ereignisse nach Schnitt 13

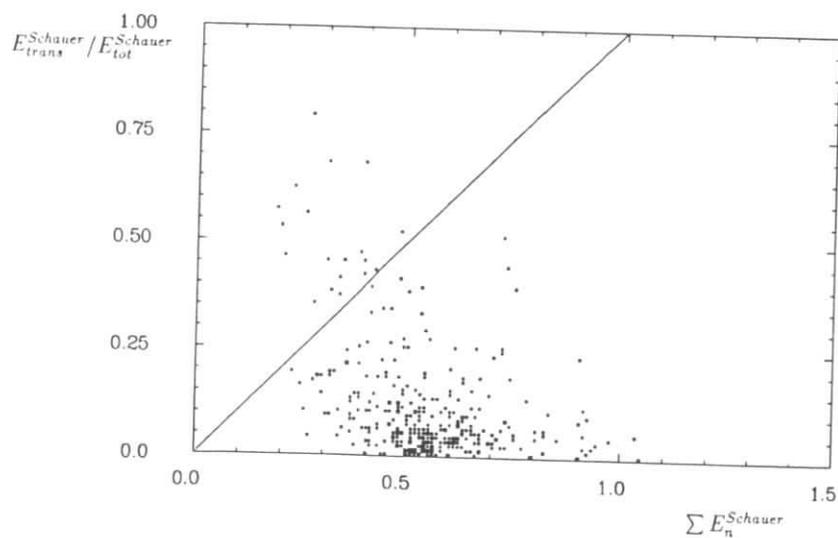


Abbildung 5.21: $E_{\text{Schauer}}^{\text{trans}} / E_{\text{Schauer}}^{\text{tot}}$ gegen $\sum E_n^{\text{Schauer}}$ für Ereignisse nach Schnitt 13, bei denen mindestens 2 Spuren auf der 3-Prong-Seite als Elektron identifiziert werden konnten.

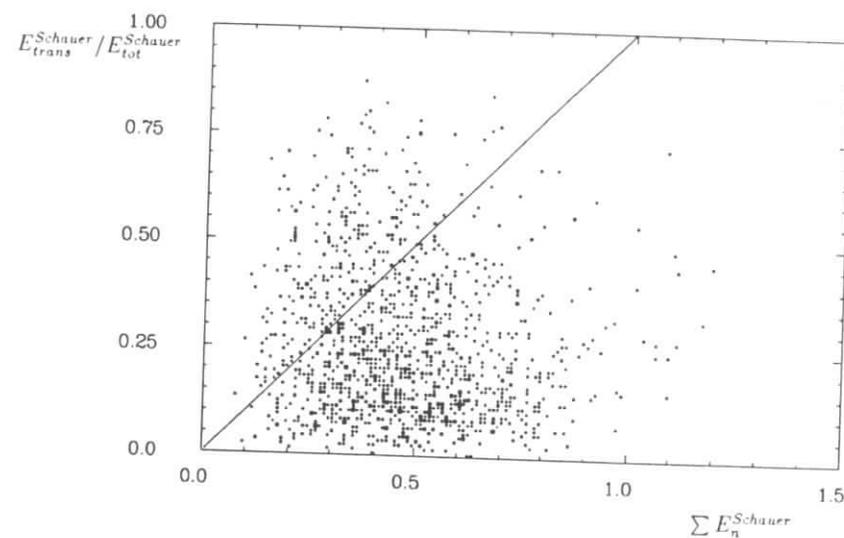


Abbildung 5.22: $E_{\text{Schauer}}^{\text{trans}} / E_{\text{Schauer}}^{\text{tot}}$ gegen $\sum E_n^{\text{Schauer}}$ für $q\bar{q}$ -Ereignisse nach Schnitt 13.

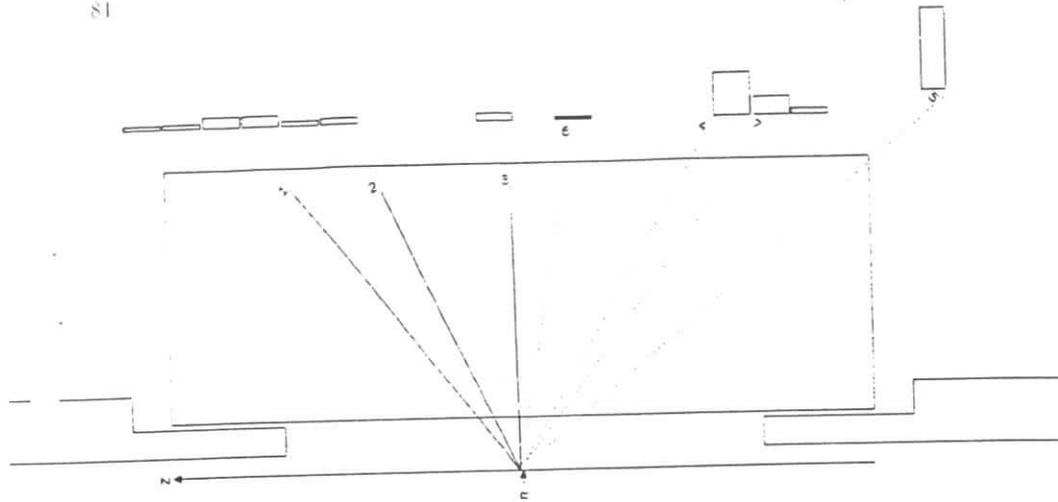


Abbildung 5.23: Typisches τ -Ereignis der 1-2-Topologie aus den Daten. (Unten senkrecht, oben parallel zum Strahl).

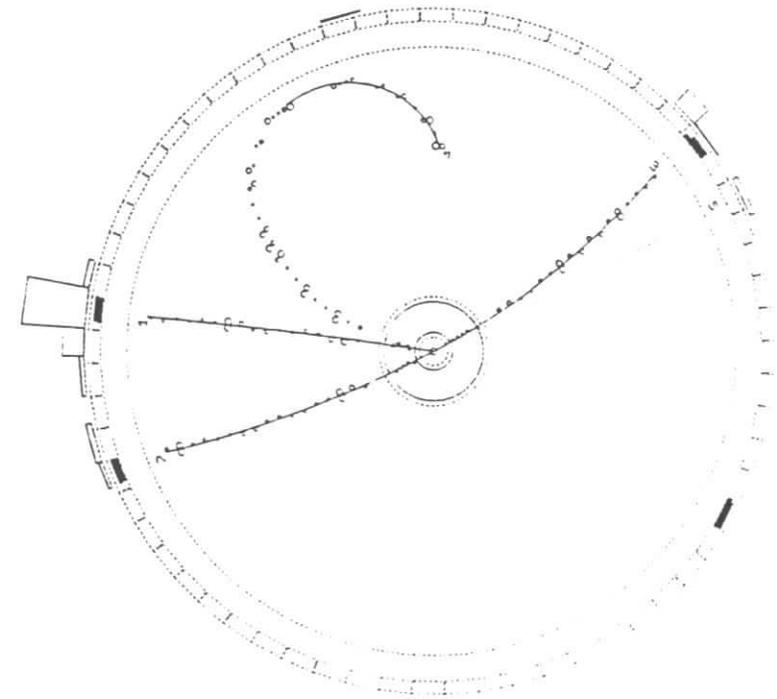
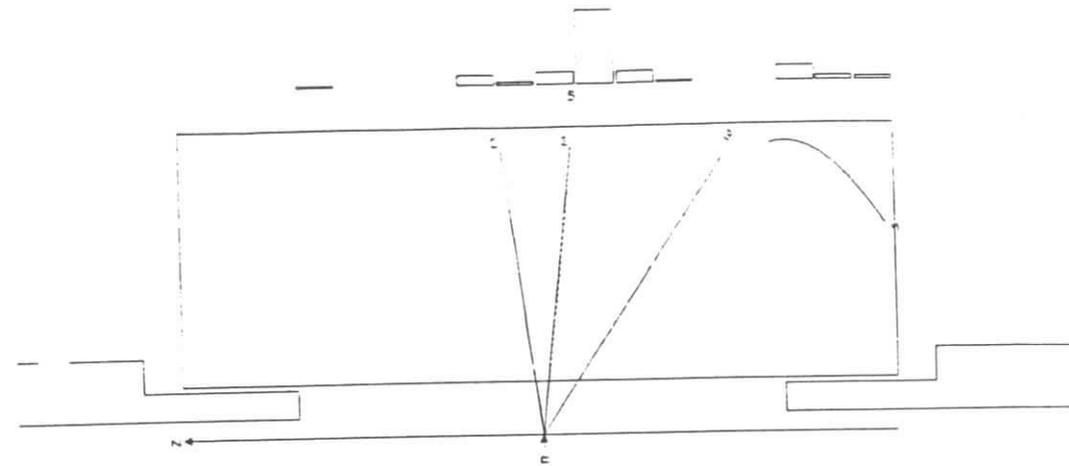


Abbildung 5.24: Typisches τ -Ereignis der 1-2-Topologie aus dem Monte-Carlo. (Unten senkrecht, oben parallel zum Strahl).

Die folgenden Winkelschnitte sollen sicherstellen, daß insbesondere radiative Bhabha-Ereignisse zu keiner großen systematischen Unsicherheit im Endresultat führen.

Schnitt 15: Winkel zwischen Gesamtimpuls und 1-Prong

$$\cos(\vec{p}_{\text{tot}}, \vec{p}_{1-\text{Prong}}) > -0.9 \quad (5.3)$$

Schnitt 16: Winkel zwischen Gesamtimpuls und Strahlachse

$$|\cos \theta_{\text{plot}}| < 0.9 \quad (5.4)$$

Schnitt 17: Akollinearität zwischen 1-Prong- und 3-Prong-Impuls

$$\cos(\vec{p}_{1-\text{Prong}}, \vec{p}_{3-\text{Prong}}) > -0.98 \quad (5.5)$$

Nach den Schnitten 1 – 17 verbleibt in keiner topologischen Klasse ein Ereignis, in dem auf der 3-Prong-Seite ein Elektron identifiziert wurde. Die resultierenden Untergrundbeiträge werden in den Ergebnistabellen bei der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse angegeben.

5.3 Das Verzweungsverhältnis des Zerfallskanals

$$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$$

Nach der Diskussion der topologischen Besonderheiten im letzten Abschnitt sollen hier die einzelnen Verzweungsverhältnisse des Zerfallskanals $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ nach allen Schnitten bestimmt werden. Für diesen Zerfallskanal wird verlangt, daß keine Photonen mit einer Energie von mehr als 150 MeV auf der 3-Prong-Seite auftreten dürfen. Durch diesen Schnitt wird der Untergrund des Zerfallskanals $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ auf 15% reduziert.

Tabelle 5.3 faßt die Resultate für sämtliche Topologien zusammen. “Ereignisse” gibt die Anzahl der selektierten Ereignisse der Daten an. “ $q\bar{q}$, $\gamma\gamma$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ ” geben die Anzahlen der mit Monte-Carlo-Simulationen bestimmten Untergrundereignisse an. Die Zahl der untergrundsubtrahierten Ereignisse werden unter “Signalereignisse” zusammengefaßt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird mit 461 445 simulierten Ereignissen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ bestimmt, wobei der τ^+ -Zerfall einer der 1-Prong- τ -Zerfälle ist. Die Anzahl der Ereignisse nach der Selektion einschließlich der Detektor- und Triggersimulation sind ebenfalls aufgeführt. Daraus wird die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} bestimmt.

Bereits eine Betrachtung der Verhältnisse der Signalereignisse und der Monte-Carlo-Ereignisse zwischen den topologischen Klassen weist auf eine quantitative Fehlbeschreibung der Daten durch das Monte-Carlo hin. Offensichtlich besteht eine unterschiedlich starke Migration zwischen den Klassen bzgl. der Daten und der Monte-Carlo-Simulation. Verglichen mit der Simulation sind die “exotischen” Klassen in den Daten überproportional bevölkert. Die Monte-Carlo-Ereignisse liefern dagegen einen überproportionalen Beitrag zur 1-3-Topologie.

Verzweungsverhältnisse $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

Die in den Tabellen für jede Klasse ebenfalls angegebenen Verzweungsverhältnisse sind ein Maß für systematische Fehlbeschreibung. Sie weichen um mehrere Standardabweichungen voneinander ab. Die Beschränkung auf eine Topologie führt zu einer systematischen Verfälschung des Verzweungsverhältnisses.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, das beobachtete Verhalten zu behandeln.

1. Die Resultate können zur Abschätzung des systematischen Fehlers herangezogen werden.
2. Die Fehlbeschreibung der Simulation wird korrigiert.
3. Die diskutierte Fehlbeschreibung wird umgangen, indem sämtliche Topologien berücksichtigt werden.

Eine Korrektur der Simulation kann in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden, da dazu ein genaues Verständnis der ursächlichen Prozesse notwendig ist. Die bisherige Argumentation in dieser Arbeit favorisiert den dritten Weg. Sämtliche Voraussetzungen wurden bereits geleistet.

Es wird genau eine Selektion durchgeführt, die aus allen bisher diskutierten Schnitten (1 – 17) besteht. Es gelten die Modifikationen der Anforderung an die Ladungsbilanz (Schnitt 6) und der Vertexanforderungen an geschwommene Spuren, die in diesem Kapitel beschrieben wurden.

Da in das resultierende gemeinsame Verzweungsverhältnis über alle Klassen nur die Summen aller Ereignisse eingehen, ist die Migration zwischen den Klassen in diesen Summen und damit im Verzweungsverhältnis nicht mehr erkennbar. Da die Migration aus der Fehlbeschreibung hervorgeht, ist auch das gemeinsame Verzweungsverhältnis frei von der Fehlbeschreibung der topologischen Klassen.

Die gleiche Argumentation ist auch für die Bestimmung des Untergrundes mit Monte-Carlo-Ereignissen anwendbar. Die Fehlbeschreibung des realen Untergrundes durch das Monte-Carlo führt ebenfalls zu einer Migration zwischen den Klassen. Der Untergrund geht aber nicht verloren, und in der Summe über alle Topologien ist ebenfalls nicht mehr erkennbar, über welche Topologie ein bestimmtes Untergrundereignis beiträgt.

Dieses intuitiv eingeführte Verfahren wird im folgenden bewiesen:

Hypothese: Für die Bestimmung des Verzweungsverhältnisses aller Topologien nach einer gemeinsamen Selektion kann die Summe der Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Topologien verwendet werden. Dabei ist es nicht erforderlich, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten bzgl. der Topologien für die einzelnen topologischen Klassen richtig sind.

Voraussetzung: Jedes τ -Paar-Ereignis, dessen eines τ -Lepton in einen Endzustand mit einem geladenen Teilchen und dessen anderes in einen Endzustand mit drei geladenen Teilchen zerfällt, läßt sich eindeutig einer der untersuchten topologischen Klassen zuordnen. Weitere Topologien, die Artefakte zweiter Ordnung sind, werden vernachlässigt.

Beweis: Die Tabelle 5.2 zeigt die Aufteilung der Ereignisse und der zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten auf die topologischen Klassen für den Fall einer "richtigen" und einer "falschen" Beschreibung der Topologien.

N_{Input}^{MC} ist die Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse, die für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten zur Verfügung steht. Diese Ereignisse werden jeweils durch eine eindeutig festgelegte Topologie der Selektion zugeführt. Die Selektion behandelt alle Topologien, bis auf spezifische topologische Unterschiede, gleich. N_{Output}^{MC} ist

N_{Input}^{MC}					
Topologie	1-3	1-3+X	1-2	1-2+X	Σ
Selektionsschnitte 1 - 17					
N_{Output}^{MC}					
"richtig"	N_{1-3}^{MC}	N_{1-3+X}^{MC}	N_{1-2}^{MC}	N_{1-2+1}^{MC}	N_{Output}^{MC}
$\epsilon_{Topologie} =$	$\epsilon_{1-3} = \frac{N_{1-3}^{MC}}{N_{Input}^{MC}}$	$\epsilon_{1-3+X} = \frac{N_{1-3+X}^{MC}}{N_{Input}^{MC}}$	$\epsilon_{1-2} = \frac{N_{1-2}^{MC}}{N_{Input}^{MC}}$	$\epsilon_{1-2+1} = \frac{N_{1-2+1}^{MC}}{N_{Input}^{MC}}$	ϵ_{tot}
"falsch"	N'_{1-3}	N'_{1-3+X}	N'_{1-2}	N'_{1-2+1}	N'_{Output}
$\epsilon'_{Topologie} =$	$\epsilon'_{1-3} = \frac{N'_{1-3}}{N_{Input}^{MC}}$	$\epsilon'_{1-3+X} = \frac{N'_{1-3+X}}{N_{Input}^{MC}}$	$\epsilon'_{1-2} = \frac{N'_{1-2}}{N_{Input}^{MC}}$	$\epsilon'_{1-2+1} = \frac{N'_{1-2+1}}{N_{Input}^{MC}}$	ϵ'_{tot}

Tabelle 5.2: Tabelle zur Summenbildung der Nachweiswahrscheinlichkeiten aller Topologien.

die Anzahl der nach der gemeinsamen Selektion verbleibenden Ereignisse. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ist gegeben durch:

$$\epsilon_{tot} = \frac{N_{Output}^{MC}}{N_{Input}^{MC}}$$

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Fehlbeschreibung der Topologien durch die Simulation bezieht sich auf eine "falsche" Aufteilung der Ereignisse $N'_{Topologie}$ auf die topologischen Klassen. Im "richtigen" Idealfall muß die relative Aufteilung der Ereignisse wie in den Daten sein. Die "falsche" Aufteilung führt für die einzelnen Topologien zu falschen Nachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon'_{Topologie}$.

Es ist zu zeigen, daß die Summe der "falschen" Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ'_{tot} gleich der Summe der "richtigen" Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{tot} ist. Dazu wurde in der Tabelle explizit für jede Topologie angegeben, wie die Nachweiswahrscheinlichkeiten in beiden Fällen bestimmt werden. Damit ergibt sich der Beweis wie folgt:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{tot} &= \epsilon'_{1-3} + \epsilon'_{1-3+X} + \epsilon'_{1-2} + \epsilon'_{1-2+1} \\ &= \frac{N'_{1-3}}{N_{Input}^{MC}} + \frac{N'_{1-3+X}}{N_{Input}^{MC}} + \frac{N'_{1-2}}{N_{Input}^{MC}} + \frac{N'_{1-2+1}}{N_{Input}^{MC}} = \frac{N'_{Output}}{N_{Input}^{MC}} \end{aligned}$$

Verzweigungsverhältnisse $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

$$\begin{aligned} &= \frac{N_{1-3}^{MC}}{N_{Input}^{MC}} + \frac{N_{1-3+X}^{MC}}{N_{Input}^{MC}} + \frac{N_{1-2}^{MC}}{N_{Input}^{MC}} + \frac{N_{1-2+1}^{MC}}{N_{Input}^{MC}} \\ &= \epsilon_{1-3} + \epsilon_{1-3+X} + \epsilon_{1-2} + \epsilon_{1-2+1} = \epsilon_{tot} \end{aligned}$$

weil

$$\sum N'_{Topologie}^{MC} = \sum N_{Topologie}^{MC} = N_{Output}^{MC}$$

aufgrund der Voraussetzung, daß die Zahl der selektierten Ereignisse invariant gegenüber der Aufteilung auf die topologischen Klassen ist. Damit ist gezeigt, daß unter der genannten Voraussetzung das hier durchgeführte Verfahren zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse legitim ist.

Die Tabellen 5.3 und 5.4 fassen die Resultate für die Experimente 2 - 6 und 2 - 8 zusammen. Den Experimenten 2 - 6 liegen 260 693 τ -Paar-Ereignisse zugrunde. Nur diese Datenmenge wird zur Bestimmung der endgültigen Verzweigungsverhältnisse verwendet. Die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse ergibt sich explizit aus der Summe der Signalereignisse aus den Tabellen und, wie gezeigt wurde, aus der Summe der Nachweiswahrscheinlichkeiten aller Topologien:

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau, Exp\ 2 - 8) = \frac{3181 + 258 + 473 + 259}{2 \cdot 373440 \cdot 0.8541 \cdot 0.08169} = 8.00\%$$

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau, Exp\ 2 - 6) = \frac{2306 + 181 + 337 + 183}{2 \cdot 260693 \cdot 0.8541 \cdot 0.08169} = 8.27\%$$

Um die hier bestimmten Verzweigungsverhältnisse systematisch zu überprüfen, wird für die Datenmenge der Experimente 2 - 8 eine Elektron- und Myonidentifikation der 1-Prong-Spur durchgeführt. Ein weiterer Test ist eine Analyse der topologischen Klassen ohne Beschränkung der Anzahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite. Lediglich auf der 1-Prong-Seite wird die Zahl der Photonen auf maximal zwei beschränkt (Schnitt 9). Beide Untersuchungen werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

5.3.1 Elektron- und Myonidentifizierung des 1-Prongs

Wie bereits erwähnt, kann der Untergrund durch die Variation kinematischer Schnitte systematisch untersucht werden. Das Verzweigungsverhältnis ist bei richtiger Untergrundbestimmung nicht von der Wahl kinematischer Schnitte abhängig. Wird der Untergrund z.B. durch eine falsche Normierung der Monte-Carlo-Ereignisse überbestimmt, so führt das zu einem systematisch kleineren Verzweigungsverhältnis. Läßt sich dieser entsprechende Untergrund durch rigide kinematische Schnitte weitgehend unterdrücken, würde ein größeres Verzweigungsverhältnis resultieren, womit die falsche Untergrundbestimmung bewiesen wäre.

Verschiedene Untergrundquellen müssen systematisch durch Variation von kinematischen Schnitten in verschiedenen Phasenraumregionen untersucht werden, die gerade auf den jeweiligen Untergrund sensitiv sind.

Das nachfolgend beschriebene Lepton-Tagging testet alle Untergrundquellen, die keine Leptonen enthalten. Dazu zählen $q\bar{q}$, $\gamma\gamma$ - und Strahl-Wand/Gas-Ereignisse. Diese Untergrundquellen werden durch Lepton-Tagging fast vollständig unterdrückt.

Unter Lepton-Tagging wird hier die Identifizierung des 1-Prongs als Elektron oder Myon verstanden. Dadurch reduziert sich die Zahl der verfügbaren Ereignisse etwa

um die Hälfte, da, abgesehen von Fehlidentifizierungen, nur die τ -Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ zum 1-Prong-Endzustand beitragen.

Die Resultate werden getrennt für Elektron- und Myonidentifizierung in den Tabellen 5.5 und 5.6 angegeben. Zur Sicherstellung einer einwandfreien Identifizierung und zur Überprüfung der Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten wird ein sehr hoher Mindestimpuls der 1-Prong-Spur von $1.5 \text{ GeV}/c$ verlangt. Für die Elektronidentifizierung gilt:

$$Lh_e(1 - \text{Prong}) > 0.7, \quad p_{1-\text{Prong}} > 1.5 \text{ GeV}/c. \quad (5.6)$$

Zur Myonidentifikation wird ebenfalls dieser Mindestimpuls und mindestens ein Treffer in einer der äußeren Myon-Kammern verlangt. Man entnimmt den Tabellen, daß die Zahl der selektierten Ereignisse und die Nachweiswahrscheinlichkeit mit Myon-Tagging etwa doppelt so groß ist wie mit Elektron-Tagging. Die Ursache liegt in Anti-Bhabha-Schnitten, die Ereignisse mit höheren Schauerenergien stärker unterdrücken. Das ist sinnvoll, da der relative Bhabha-Untergrundanteil in Ereignissen mit Elektron-Tagging sonst sehr groß wäre.

Die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses soll hier ebenfalls explizit ausgeführt werden:

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau, e - \text{tag}) = \frac{215 + 9 + 46 + 20}{2 \cdot 373440 \cdot 0.1779 \cdot 0.02677} = 8.15\%$$

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau, \mu - \text{tag}) = \frac{487 + 28 + 109 + 38}{2 \cdot 373440 \cdot 0.1732 \cdot 0.05805} = 8.82\%$$

Lepton-Tagging wurde für die Daten von Experiment 2 – 8 durchgeführt. Die Resultate bestätigen die Messung des Verzweigungsverhältnisses der Tabelle 5.3 aus den Daten von Experiment 2 – 8 für einen inklusiven 1-Prong-Zerfall.

5.3.2 Analyse ohne Einschränkung der Zahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite

Wie Tabelle 4.1 am Ende von Kapitel 4 bereits andeutet, ergibt sich durch eine Veränderung der minimalen Photonenenergie eine gewisse systematische Unsicherheit. Von einer großen Fehlbeschreibung des elektromagnetischen Kalorimeters durch die Detektorsimulation muß besonders für niederenergetische Photonen ausgegangen werden [79]. Das Absinken der Verzweigungsverhältnisse bei Hinzunahme der Experimente 7 und 8 läßt sich ebenfalls auf Kalimetereffekte zurückführen, die in der Detektorsimulation nicht richtig wiedergegeben werden. In diesen Experimenten wird ein kleineres Verhältnis der Zerfälle $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ zu $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ beobachtet, als in den übrigen Experimenten [95]. Da es für diesen Effekt keine Erklärung gibt, werden die Experimente 7 und 8 nicht für die Angabe der endgültigen Verzweigungsverhältnisse verwendet [95].

Das Ausmaß der Fehlbeschreibung des Kalorimeters läßt sich abschätzen, indem die Anzahl der Photonen nicht beschränkt wird. Die Resultate der entsprechenden Analyse sind in Tabelle 5.7 gezeigt. Lediglich Schnitt 9 wurde belassen, der die Anzahl der Photonen auf der 1-Prong-Seite bei einem Energieschnitt von 150 MeV auf maximal 2 beschränkt.

Verzweigungsverhältnisse $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	3806	287	524	278	4895
$q\bar{q}$	63	16	17	3	99
$\gamma\gamma$	19	0	13	2	31
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	543	20	28	16	607
Signalereignisse	3181	258	473	259	4171
1-3-MC vorher	461445	461445	461445	461445	461445
1-3-MC nachher	32988	815	2719	1175	37697
ϵ_{sel} [%]	7.538	0.185	0.682	0.268	
ϵ_{trig} [%]	94.838	95.583	86.401	94.871	
ϵ_{tot} [%]	7.149	0.177	0.589	0.255	8.169
BR [%]	6.98 ± 0.19	22.9 ± 2.4	12.6 ± 0.9	15.9 ± 1.6	8.00 ± 0.20

BR($\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, Exp 2-8): 8.00 ± 0.2 [%]

Tabelle 5.3: Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

Da im übrigen Ereignis eine beliebige Zahl von Photonen zugelassen wird, ergibt sich ein erhöhter multihadronischer Untergrund. Insbesondere nimmt der Untergrund des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ um mehr als das dreifache zu. Daher ist das Resultat stark von der Genauigkeit des Verzweigungsverhältnisses und von der Skalierung anderer Untergrundquellen abhängig. Durch Vergleich des hier bestimmte Verzweigungsverhältnisses für die Experimente 2 - 8 von 8.52 ± 0.2 [%] mit dem Resultat 8.00 ± 0.2 [%] aus Tabelle 5.3 gelangt man zu einer konservativen Abschätzung des systematischen Einflusses durch das Kalorimeter. Diese Differenz wird durch quadratische Addition bei der Bestimmung des systematischen Fehlers im nächsten Abschnitt berücksichtigt.

5.3.3 Vergleich von Massenspektren und Abschlußresultat

Durch Lepton-Tagging, Variation kinematischer Schnitte und durch die Analyse mit einer beliebigen Anzahl von Photonen auf der 3-Prong-Seite wurde das Verzweigungsverhältnis systematisch untersucht.

Insbesondere durch das Lepton-Tagging wurde bewiesen, daß die systematische Unsicherheit durch einen eventuell nicht verstandenen Untergrund nur gering sein kann. Das belegen auch die Vergleiche der Massenspektren für Daten und Monte-Carlo. Für das hier geschilderte Vorgehen der Zusammenfassung aller topologischen Klassen wurde gezeigt, daß es nicht erforderlich ist, daß das Monte-Carlo diese Klassen auch tatsächlich beschreibt. Eine qualitative Beschreibung der Topologien ist jedoch gegeben, so daß die Verteilungen der invarianten Masse des 3-Prongs für Daten und Monte-Carlo miteinander verglichen werden können. Die gemessenen Spektren wurden auf die Anzahl der simulierten Ereignisse normiert.

Abbildung 5.25 zeigt die Verteilung der invarianten 3-Prong-Masse aus der Summe der 1-3-, 1-3+X- und 1-2+1-Topologien. Der Untergrund ist in der Simulation berücks-

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	2742	206	378	197	3523
$q\bar{q}$	44	11	12	2	69
$\gamma\gamma$	13	0	9	1	23
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	379	14	20	11	424
Signalereignisse	2306	181	337	183	3007
1-3-MC vorher	461445	461445	461445	461445	461445
1-3-MC nachher	32988	815	2719	1175	37697
ϵ_{tot} [%]	7.149	0.177	0.589	0.255	8.169
BR [%]	7.24 ± 0.23	23.6 ± 2.9	13.0 ± 1.1	16.2 ± 1.9	8.27 ± 0.23
BR($\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, Exp 2-6): 8.27 ± 0.23 [%]					

Tabelle 5.4: Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien nur für Experiment 2 - 6. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

sichtigt. Abbildung 5.26 zeigt die invariante 2-Prong-Massenverteilung nur für die 1-2-Topologie. Abbildung 5.27 zeigt die Massenverteilung des 3-Prongs nur für Ereignisse der 1-2+1-Topologie und Abbildung 5.28 nur für Ereignisse der 1-3+X-Topologie mit mindestens zwei geschwommenen Spuren. In allen Abbildungen ist eine gute Übereinstimmung der Form der Spektren gegeben.

Wie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert wurde, soll als abschließendes Resultat das Verzweungsverhältnis für die Experimente 2 - 6 aus Tabelle 5.4 gewählt werden:

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau) = 8.27 \pm 0.23 \pm 0.50 \text{ [%]}$$

Der statistische Fehler ergibt sich aus der Zahl der Signalereignisse, der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Zahl der simulierten Ereignisse. Aus dem Vergleich simulierter Ereignisse mit den Daten wird der relative systematische Fehler der Simulation von τ -Paar-Ereignissen zu $\pm 5\%$ abgeschätzt [57, 95]. Der systematische Fehler der Triggersimulation ist darin enthalten.

Der zweite Beitrag zum systematischen Fehler ist die Abhängigkeit des ermittelten Verzweungsverhältnisses von der Variation der Schnitte. In Vorstudien zu dieser Arbeit ohne Berücksichtigung der topologischen Klassen und in [57] konnte gezeigt werden, daß eine Variation des Parabelschnittes keine signifikante Änderung des Verzweungsverhältnisses bewirkt.

Die Bestimmung des systematischen Fehlers der Analyse ist immer von der Wahl des Verfahrens geprägt und in vielen Arbeiten nur schwer nachvollziehbar. Da eine schrittweise Variation verschiedener Schnitte wegen des Umfangs der Analysen der topologischen Klassen nicht durchgeführt werden konnte, sollen die Resultate der systematischen Studien dieses Kapitels zur Bestimmung des systematischen Fehlers herangezogen werden. Dazu zählen die Identifizierung des 1-Prongs als Elektron oder Myon (Lepton-Tagging) und die Analyse ohne Photonschnitte auf der 3-Prong-Seite. Auch wird das Resultat der Experimente 2 - 8 einbezogen, um die zeitliche Variation des

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	261	10	50	23	344
$q\bar{q}$	1	0	0	0	1
$\gamma\gamma$	0	0	0	0	0
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	38	1	3	2	44
Anderer $\tau - bg$	7	0	1	1	9
Signalereignisse	215	9	46	20	290
1-3-MC vorher	101529	101529	101529	101529	101529
1-3-MC nachher	2287	56	265	110	2718
ϵ_{tot} [%]	2.253	0.055	0.261	0.108	2.677
BR [%]	7.18 ± 0.77	12.3 ± 6.6	13.3 ± 3.2	13.9 ± 5.1	8.15 ± 0.75
e-tag, BR(Exp 2-8): 8.15 ± 0.75 [%]					

Tabelle 5.5: Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien mit Elektron-Tagging. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

Detektorzustandes zu berücksichtigen.

Tabelle 5.8 zeigt die verwendeten Werte. Die mit den Fehlern der Beiträge gewichtete quadratische Summe der Differenzen ergibt einen absoluten systematischen Fehler der Analyse von 0.3%.

Der systematische Fehler, der sich durch die Vernachlässigung weiterer Topologien ergibt, wird anhand der relativen Anteile der 1-3+X- (5%), 1-2- (10%) und 1-2+1-Topologie (5%) an der Summe der Signalereignisse über alle Klassen abgeschätzt. Die in Klammern angegebenen Anteile entnimmt man z.B. der Tabelle 5.3 oder 5.4. Werden diese Anteile als Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von geschwommenen Spuren oder Spurverlust interpretiert, so ergibt sich z.B. für die nicht berücksichtigte 1-1-Topologie ein Anteil von $0.1 \times 0.1 = 1\%$, da in diesem Fall gleichzeitig zwei Spuren nicht nachgewiesen werden. Für die 1-2+1-Topologie mit weiteren geschwommenen Spuren (also die 1-2+1+X-Topologie) ergibt sich nach diesem Verfahren ein Anteil von $0.05 \times 0.05 = 0.25\%$. Für die 1-2-Topologie mit weiteren geschwommenen Spuren irgendwo im Ereignis ergibt sich ein Anteil von $0.1 \times 0.05 = 0.5\%$. Damit ergibt sich ein Gesamtanteil der Topologien zweiter Ordnung von $1\% + 0.25\% + 0.5\% = 1.75\%$. Das entspricht etwa 50 τ -Ereignisse der gesuchten Reaktionen in den Daten der Experimente 2 - 6, die diesen Klassen zuzuordnen sind. Es kann davon ausgegangen werden, daß diese Topologien in gleicher Weise durch die Simulation fehlerbeschrieben werden wie die Topologien erster Ordnung. Der erwartete absolute Anstieg im Verzweungsverhältnis durch die nicht betrachteten Topologien wird zu 0.1% abgeschätzt.

Die quadratische Addition dieses Wertes mit dem absoluten systematischen Fehler von 0.4%, der für die Simulation angenommen wird, und dem der Analyse von 0.3% liefert den angegebenen systematischen Fehler von 0.5%.

Durch die in diesem Kapitel beschriebene Analyse wurde eine systematische Fehlerquelle identifiziert und durch die Zusammenfassung der Topologien beseitigt. Damit wurde ein wesentliches Ziel, nämlich die systematische Unsicherheit des Verzweigungs-

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	587	30	115	42	774
$q\bar{q}$	1	0	0	0	1
$\gamma\gamma$	0	0	0	0	0
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	84	2	4	3	93
Anderer $\tau - b\bar{q}$	15	0	2	1	18
Signalereignisse	487	28	109	38	662
1-3-MC vorher	99818	99818	99818	99818	99818
1-3-MC nachher	5117	95	372	210	5794
ϵ_{tot} [%]	5.126	0.095	0.373	0.210	5.805
BR [%]	7.31 ± 0.52	22.8 ± 7.4	22.6 ± 3.7	14.0 ± 3.7	8.82 ± 0.54
μ-tag, BR($\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, Exp 2-8): 8.82 ± 0.54 [%]					

Tabelle 5.6: Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien mit Myon-Tagging. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

verhältnisses zu reduzieren, erreicht.

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	5533	532	992	440	7497
$q\bar{q}$	171	51	61	12	295
$\gamma\gamma$	20	1	14	2	37
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	1833	63	132	66	2094
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	237	8	19	14	278
Signalereignisse	3272	409	766	346	4793
1-3-MC vorher	461445	461445	461445	461445	461445
1-3-MC nachher	35056	913	3384	1340	40693
ϵ_{tot} [%]	7.597	0.198	0.733	0.290	8.819
BR [%]	6.75 ± 0.18	32.4 ± 2.9	16.4 ± 1.0	18.7 ± 1.7	8.52 ± 0.20
BR($\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, Exp 2-8): 8.52 ± 0.2 [%]					

Tabelle 5.7: Resultate der vollständigen Selektion für alle Topologien. Die Anzahl der Photonen mit einer Energie $> 150 \text{ MeV}$ wurde nur auf der 1-Prong-Seite eingeschränkt (Schnitt 9). Die Zahl der übrigen Photonen im Ereignis ist beliebig. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

	BR [%]	$ BR - 8.27 $	σ
Exp 2 - 6	8.27 ± 0.23	0	0.23
Exp 2 - 8	8.00 ± 0.20	0.27	0.30
e - Tag	8.15 ± 0.75	0.12	0.78
μ - Tag	8.82 ± 0.54	0.55	0.34
3-Prong-inklusive γ 's	8.52 ± 0.20	0.25	0.30
$\rightarrow \sigma_{Analyse}^{\text{systematisch}} = 0.3$ [%]			

Tabelle 5.8: Der systematische Fehler der Analyse wird aus den angegebenen Differenzen bestimmt. Diese werden mit den Fehlern (σ) gewichtet quadratisch addiert

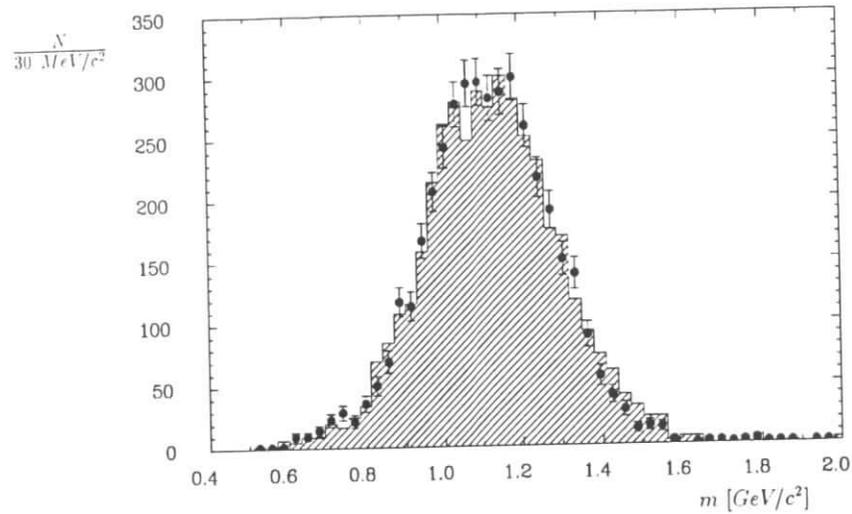


Abbildung 5.25: Invariante Masse des 3-Prongs für Daten (Fehlerbalken) und Monte-Carlo (schraffiert) für Ereignisse der 1-3-, 1-3+N- und 1-2+1-Topologie.

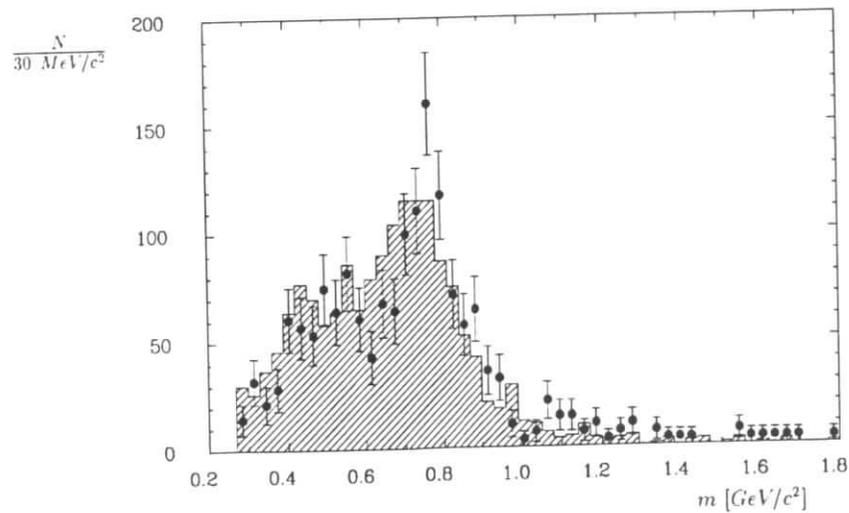


Abbildung 5.26: Invariante Masse des 2-Prongs für Daten (Fehlerbalken) und Monte-Carlo (schraffiert) für Ereignisse der 1-2-Topologie.

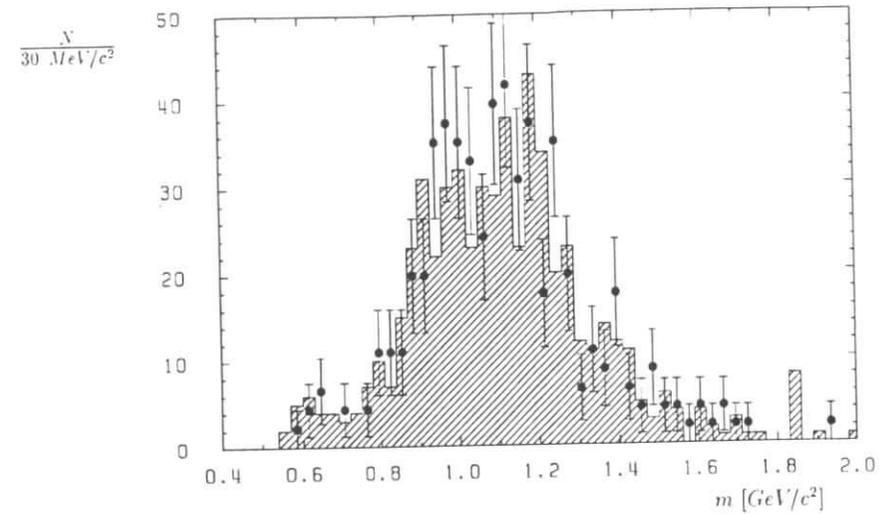


Abbildung 5.27: Invariante Masse des 3-Prongs für Daten (Fehlerbalken) und Monte-Carlo (schraffiert) für Ereignisse der 1-2+1-Topologie.

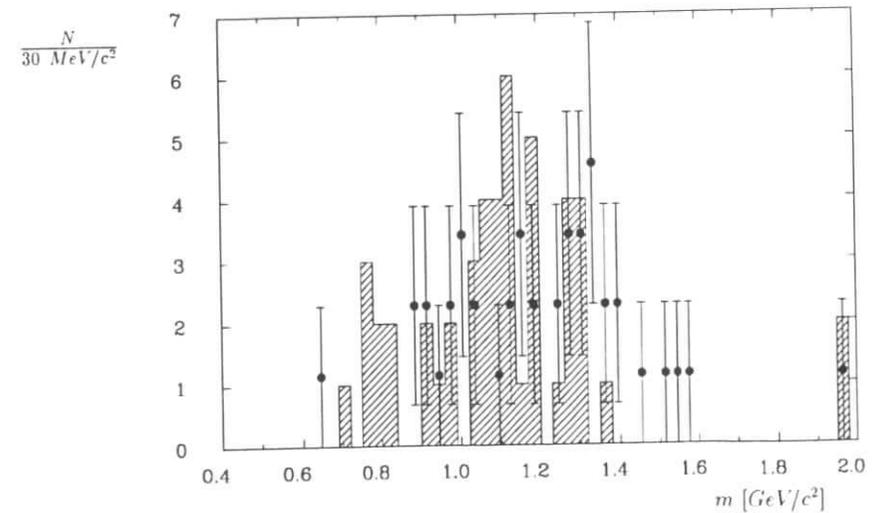


Abbildung 5.28: Invariante Masse des 3-Prongs für Daten (Fehlerbalken) und Monte-Carlo (schraffiert) für Ereignisse der 1-3+2-Topologie, also nur für die Ereignisse, die mindestens zwei geschwommene Spuren aufweisen.

5.4 Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des τ -Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$, geschieht ebenfalls unter Berücksichtigung der topologischen Studien. Ein wesentlicher Unterschied liegt in der Rekonstruktion eines π^0 -Mesons auf der 3-Prong-Seite:

Schnitt 18:

Es werden genau zwei Photonen mit einer Energie von mindestens 150 MeV innerhalb eines Kegels von 60° um den 3-Prong-Impuls verlangt. Ihre invariante Masse darf nicht mehr als 100 MeV von der nominellen π^0 -Masse abweichen.

Die π^0 -Rekonstruktion unterdrückt Bhabha-Ereignisse fast vollständig. Deshalb werden die Winkelschnitte 15, 16 und 17 nicht durchgeführt. Schnitt 13 wird modifiziert. Der obere Schnitt gegen radiative Bhabha-Ereignisse wird nicht durchgeführt:

Schnitt 13:

$$0.005 \cdot m_{\text{miss}}^2 c^4 \leq \frac{1}{2E_{\text{cm}}} \sum_{i=1}^n (|\vec{p}_i| \cdot c + E_i^{\text{Schauer}}) G e V^2.$$

Die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse ergibt sich nach den Schnitten 1 - 14

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	466	66	95	50	677
$q\bar{q}$	43	17	15	3	78
$\gamma\gamma$	0	0	0	0	0
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$	17	1	7	2	27
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	45	2	2	1	50
Signalereignisse	361	46	71	44	522
1-3-MC vorher	106876	106876	106876	106876	
1-3-MC nachher	1698	53	118	94	1963
$\epsilon_{\text{tot}} [\%]$	1.589	0.050	0.110	0.088	1.837
BR [%]	3.56 ± 0.31	14.4 ± 4.4	10.1 ± 2.3	7.8 ± 2.1	4.46 ± 0.33

BR($\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$, Exp 2-8): $4.46 \pm 0.33 [\%]$

Tabelle 5.9: Resultate der vollständigen Selektion des Kanals $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ für alle Topologien. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

und 18 aus Tabelle 5.9 für die Experiment 2 - 8 explizit zu:

$$BR = \frac{361 + 46 + 71 + 44}{2 \cdot 373410 \cdot 0.8541 \cdot 0.01837} = 4.46\%$$

Verzweigungsverhältnisse $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

	1-3	1-3+X	1-2	1-2+1	Summe
Ereignisse	341	46	70	32	489
$q\bar{q}$	30	12	10	2	54
$\gamma\gamma$	0	0	0	0	0
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$	12	1	5	1	19
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$	31	1	1	1	34
Signalereignisse	268	32	54	28	382
1-3-MC vorher	106876	106876	106876	106876	
1-3-MC nachher	1698	53	118	94	1963
$\epsilon_{\text{tot}} [\%]$	1.589	0.050	0.110	0.088	1.837
BR [%]	3.79 ± 0.37	14.4 ± 4.8	11.0 ± 2.7	7.1 ± 2.3	4.67 ± 0.39

BR($\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$, Exp 2-6): $4.67 \pm 0.39 [\%]$

Tabelle 5.10: Resultate der vollständigen Selektion des Kanals $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ für alle Topologien. Nur Experiment 2 - 6. Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

Die zweite Tabelle 5.10 bezieht sich auf die Experimente 2 bis 6. Es ergibt sich hier folgendes Verzweigungsverhältnis:

$$BR = \frac{268 + 32 + 54 + 28}{2 \cdot 260693 \cdot 0.8541 \cdot 0.01837} = 4.67\%$$

Durch das Lepton-Tagging im vorangegangenen Abschnitt wurde bewiesen, daß weder eine Über- noch eine Unterschätzung des Untergrundes vorhanden ist. Lepton-Tagging würde für diesen Zerfallskanal wegen der geringen Anzahl der nach der π^0 -Rekonstruktion verbleibenden Ereignisse zu großen statistischen Fehlern der entsprechenden Verzweigungsverhältnisse führen und wird deshalb nicht durchgeführt.

Da weitere Untersuchungen zum systematischen Fehler dieses Zerfallskanals nicht durchgeführt wurden, soll er unter Verwendung des Resultates aus Abschnitt 5.3.3 bestimmt werden. Es wurde herausgefunden, daß der relative systematische Fehler der Analyse etwa gleich dem relativen Fehler der Simulation von 5% ist. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich hier der absolute systematische Fehler zu $\pm 0.3\%$. Als abschließendes Resultat wird das Verzweigungsverhältnis der Experimente 2 - 6 aus Tabelle 5.10 angegeben:

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau) = 4.67 \pm 0.39 \pm 0.30 [\%].$$

5.5 Massenspektren des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ und Hinweis auf den Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^- \pi^0 \nu_\tau$

Die theoretische Beschreibung des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ ist noch sehr unvollständig und nur in schlechter Übereinstimmung mit experimentellen Resultaten.

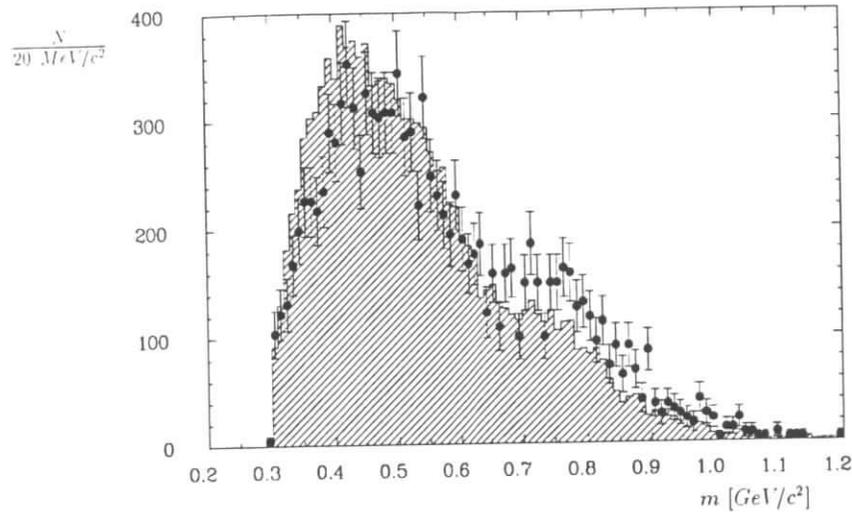


Abbildung 5.29: $\pi^+\pi^-$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 - 12 und 18: Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle einschließlich der Untergrundquellen (schraffiert).

Das zeigt der Vergleich der Massenspektren der theoretischen Vorhersagen, die in der Monte-Carlo-Simulation [48] implementiert sind, mit den Spektren der Daten. Die Beschreibung des hadronischen Endzustandes im Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ ist weit aus komplizierter als die des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\nu_\tau$. Wie in Abschnitt 1.3.1 gezeigt wurde, wird die Kinematik des 3-Körper-Zerfalls durch zwei Variablen beschrieben. Die kinematische Beschreibung des 4-Körperzerfalls erfordert hingegen fünf Variablen [9, 75]. Die Schwierigkeiten der Beschreibung ergeben sich durch zahlreiche Teilchen-Kombinationen, zwischen denen im Endzustand starke Wechselwirkungen auftreten können, die zu intermediären Resonanzen führen. Die Berücksichtigung der Interferenz zwischen diesen Resonanzen im hadronischen Strom erschwert die Situation

	1-3-Topologie
Ereignisse	1202
$q\bar{q}$	261
$\gamma\gamma$	6
Bhabha	0
$\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$	106

Tabelle 5.11: Zusammensetzung der selektierten Daten nach den Schnitten 1 - 12 und 18 für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$. Es wurde nur die 1-3-Topologie berücksichtigt.

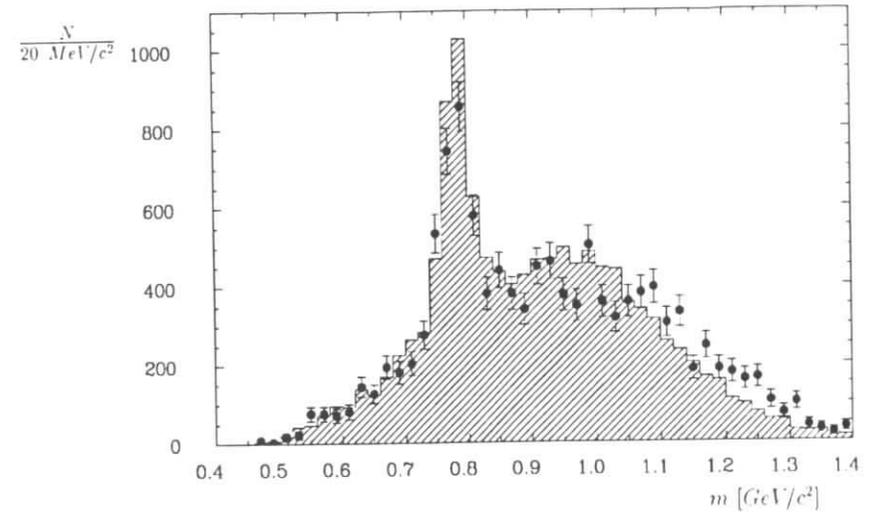


Abbildung 5.30: $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 - 12 und 18: Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle einschließlich der Untergrundquellen (schraffiert).

weiterhin [9].

In diesem Abschnitt werden die Massenspektren des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ aus den Daten und der Monte-Carlo-Simulation [48] miteinander verglichen. Dazu werden die Selektionsschnitte 1 - 12 und 18 auf die Daten der Experimente 2 - 8 angewendet. Die Zahl der selektierten Ereignisse und die entsprechenden Untergrundbeiträge sind in Tabelle 5.11 gezeigt.

Es wird nur die 1-3-Topologie selektiert. Alle weiteren Topologien werden vernachlässigt. Dabei wird vorausgesetzt, daß die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit auf die Form der Massenspektren keinen Einfluß hat. Die Abbildungen 5.25 - 5.28 für den Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\nu_\tau$ stützen diese Annahme. Sie zeigen, daß eine richtige Beschreibung der Form der Massenspektren für die zusätzlichen Topologien vorliegt. Daraus folgt, daß zusätzliche Spuren, die nicht zum Hauptvertex gehören, die Impulse der vom Hauptvertex kommenden Spuren nicht verändern. Das ist verständlich, da die Aufspaltung einer Spur, z.B. durch Wechselwirkung mit einem Draht, oder die Zurückstreuung aus dem Kalorimeter zur Strahlachse die Spurkrümmung der primären Spur vom Hauptvertex nicht verändern kann, da die Spurkrümmung im Magnetfeld festgelegt ist, bevor die Aufspaltung oder Zurückstreuung stattfindet. Im Fall der 1-2+1-Topologie wird ebenfalls nicht erwartet, daß die fehlgeschlagene Vertexanpassung einer Spur einen Einfluß auf ihren Impuls hat. Die Übereinstimmung der Massenspektren bedeutet für die 1-2-Topologie, daß der totale Spurverlust die Impulsbilanz in der

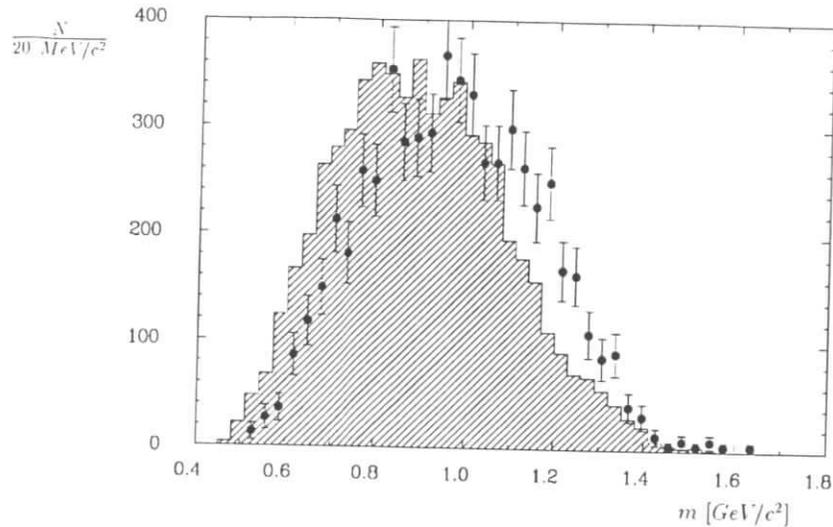


Abbildung 5.31: $h^+h^+h^-$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 - 12 und 18: Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle einschließlich der Untergrundquellen (schraffiert).

Monte-Carlo-Simulation in gleicher Weise verändert wie in den Daten.

Für die Simulation wurde wie bisher das Programmpaket KORALB (Version 2.2) verwendet. Eine Neuheit dieser Version ist, daß die Zwischenresonanzen ω und ρ , deren relative Beiträge von der ARGUS-Kollaboration gemessen wurden [96], in der Simulation berücksichtigt werden [48], was die Abbildungen 5.29 und 5.30 bestätigen. Die Flanke in der Abbildung 5.29 bei kleinen invarianten Massen des $\pi^+\pi^-$ -Systems wird nicht gut beschrieben. Ebenso weicht die Monte-Carlo-Simulation von den Daten in der Abbildung 5.30 bei großen invarianten Massen des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems ab.

Eine schlechte Übereinstimmung zeigt sich besonders in den Verteilungen der invarianten Massen des $\pi^+\pi^-\pi^-$ - und des $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ -Systems, wie man den Abbildungen 5.31 und 5.32 entnimmt. Die Daten weisen im Mittel größere invariante Massen auf als die der Monte-Carlo-Simulation. Eine Phasenraumbeschreibung ist offensichtlich nicht passend. Diese Diskrepanz weist auf eine Wechselwirkung im Endzustand hin.

In einer Partialwellenanalyse der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ und $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, durchgeführt von der DM2-Kollaboration, wird ein Beitrag der a_1 -Resonanz zu diesen Endzuständen beobachtet [97]. Daher läßt sich aufgrund der CVC-Hypothese schließen, daß das a_1 -Meson ebenfalls als Zwischenresonanz im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ von Bedeutung ist.

Dies ist in Tat der Fall, wie Abbildung 5.33 zeigt. In ihr wird das untergrundsubtrahierte Spektrum des $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ -Systems nach der Akzeptanzkorrektur mit den

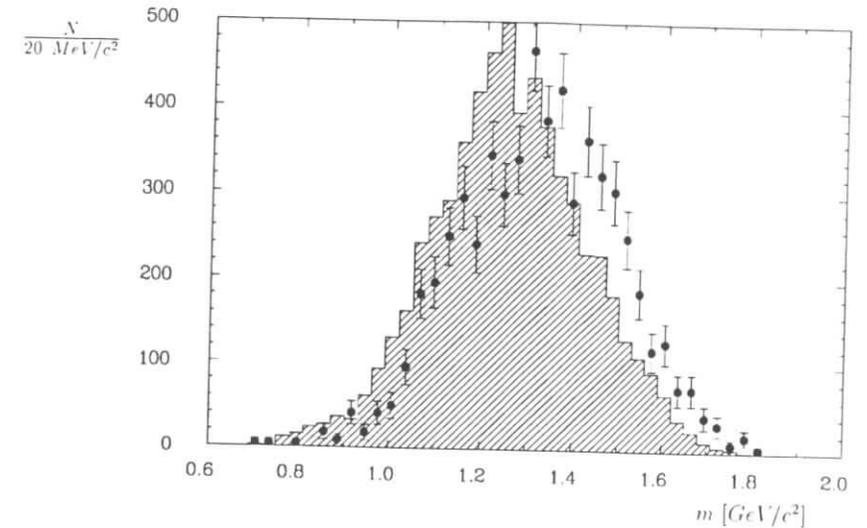


Abbildung 5.32: $h^+h^+h^-$ -Masse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ nach den Schnitten 1 - 12 und 18: Daten (Fehlerbalken) und simulierte τ -Zerfälle einschließlich der Untergrundquellen (schraffiert).

Vorhersagen von Decker verglichen [98]. Decker berücksichtigt im hadronischen Strom einen Beitrag der geladenen a_1 -Resonanz, der in dem Monte-Carlo-Programm bisher nicht berücksichtigt wird.

Wegen des Todes von Herrn Decker konnte das entsprechende Matrixelement bisher nicht in das Simulationsprogramm implementiert werden. Daher steht auch eine genaue Anpassung und damit eine Bestimmung des Beitrages aus. Der Einfluß der a_1 -Resonanz auf die Spektren in den Abbildungen 5.29 und 5.30 wurde ebenfalls aus diesem Grunde nicht mehr untersucht.

Es wäre wünschenswert, wenn auf diesem Gebiet weitere theoretische Impulse folgen würden. Es ist z.B. nicht bekannt, ob auch ein Beitrag der a_1^0 -Resonanz im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems einen Beitrag liefert. Eine Untersuchung der Subresonanzstruktur im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ kann nur im Rahmen einer detaillierten Analyse der Struktur des 4-Pion-Endzustandes durchgeführt werden. Dazu sind aber theoretische Modelle erforderlich, mit denen die experimentellen Resultate verglichen werden können. Wie aber gezeigt werden konnte, ist die theoretische Beschreibung dieses Endzustandes noch sehr unzureichend.

5.6 Diskussion der Resultate

In diesem Kapitel wurde die Messung der Verzweigungsverhältnisse der τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ beschrieben. Es wurde insbesondere angestrebt, systematische Effekte aufzudecken, deren Einfluß bisher unterschätzt wurde.

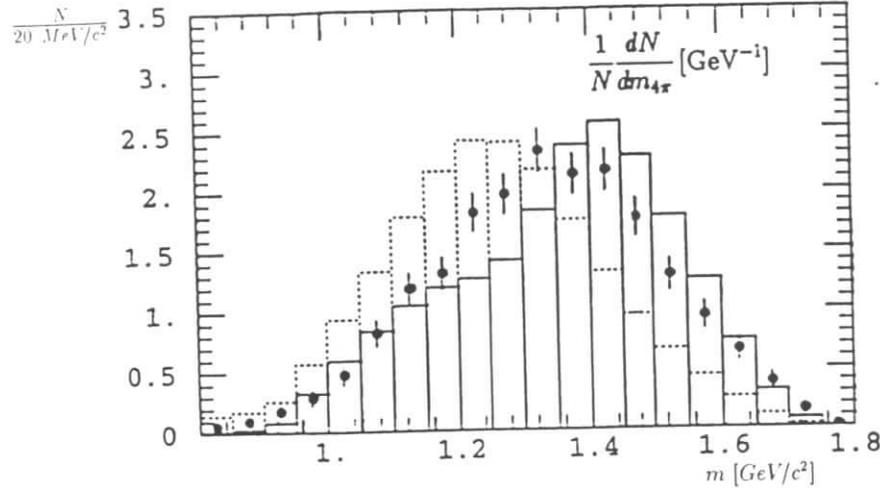


Abbildung 5.33: Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$: Daten dieses Experimentes (Fehlerbalken), das Modell von Decker et al. (Histogramm mit Linien) und Taola et al. (Histogramm mit gepunkteten Linien).

Neuere systematische Studien bzgl. des Kalorimeters, die in dieser Arbeit verwendet wurden, sind in [79] beschrieben.

Der Schwerpunkt bei der Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse lag auf der systematischen Untersuchung der Spur- und Vertexfindung. Es wurde überprüft, ob eine richtige Beschreibung der Monte-Carlo-Simulation vorliegt. Dazu wurden topologische Klassen gebildet, deren Nachweiswahrscheinlichkeiten besonders sensitiv auf Knick, Spaltung, Verlust oder zusätzliche Spuren reagieren. Durch die 1-2+1-Topologie wurde der Fall untersucht, daß eine der vier Spuren nicht dem Hauptvertex zugeordnet werden kann. Eine falsche Beschreibung dieser Effekte führt zu falschen Nachweiswahrscheinlichkeiten und damit zu falschen Verzweigungsverhältnissen in den betroffenen Klassen. Es wurde gezeigt, daß die Verzweigungsverhältnisse in den einzelnen Klassen um manchmal mehrere Standardabweichungen voneinander abweichen, so daß die Berücksichtigung nur einer topologischen Klasse zu systematisch falschen Resultaten führen muß.

Diese systematische Fehlbeschreibung der Daten wurde umgangen, indem alle Topologien unter einer gemeinsamen Selektion zusammengefaßt wurden. Es wurde dargestellt, daß die untersuchten τ -Paar-Ereignisse immer genau einer der beschriebenen topologischen Klassen zugeordnet werden können. Weitere Klassen wurden nicht untersucht, da sie von zweiter Ordnung sind. Die Fehlbeschreibung äußert sich durch eine unterschiedliche relative Bevölkerung der topologischen Klassen in Daten und der Monte-Carlo-Simulation, die in der Summe der Signalereignisse und der Summe der

Nachweiswahrscheinlichkeiten nicht mehr erkennbar ist.

Der Untergrund jeder diskutierten Topologie wurde einzeln untersucht. Es zeigte sich, daß verglichen mit der 1-3-Topologie rigidere Selektionsschnitte erforderlich waren, um den jeweiligen Untergrund zu unterdrücken. Daraus wurde dann eine Selektion für alle Topologien entwickelt. Um systematischen Unsicherheiten durch den Untergrund entgegenzuwirken, wurde er auf Kosten der Nachweiswahrscheinlichkeit stark reduziert. Der verbleibende Untergrund wurde mit simulierten Ereignissen bestimmt oder aus den Daten abgeschätzt. Das resultierende Verzweigungsverhältnis ergibt sich zu:

$$BR(\tau^- \rightarrow h^-h^-h^+\nu_\tau) = 8.27 \pm 0.23 \pm 0.50 [\%].$$

Durch die Berücksichtigung der weiteren Topologien erhöht sich das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^-h^+\nu_\tau$ von 7.2% (aus Tabelle 5.4 nur für die 1-3-Topologie) relativ um 15%.

Als wichtigster systematischer Test wurde die Leptonidentifizierung der 1-Prong-Spur (Lepton-Tagging) durchgeführt, wobei ein Mindestimpuls von $1.5 \text{ GeV}/c^2$ verlangt wurde. Die Resultate sind untereinander kompatibel und bestätigen die Messungen mit inklusiven 1-Prong-Zerfällen. Zusätzlich wurde die Analyse ohne Beschränkung der Anzahl der Photonen auf der 3-Prong-Seite durchgeführt, um zu einer konservativen Abschätzung der systematischen Fehler der Verzweigungsverhältnisse zu gelangen.

Die Besonderheiten der Messung des Verzweigungsverhältnisses $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ wurden in einem eigenen Abschnitt aufgezeigt. Hier wurde das gleiche Verfahren der Zusammenfassung der Topologien angewendet. Es ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von:

$$BR(\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau) = 4.67 \pm 0.39 \pm 0.30 [\%].$$

Durch die Berücksichtigung der weiteren Topologien erhöht sich das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ von 3.8% (aus Tabelle 5.10 nur für die 1-3-Topologie) relativ um fast 20%.

Tabelle 5.12 faßt noch einmal die Verzweigungsverhältnisse der ARGUS-Kollaboration und die Messungen anderer Experimente seit 1990 zusammen. Das Verzweigungsverhältnis (7.2%) für den Zerfall $\tau^- \rightarrow h^-h^-h^+\nu_\tau$, das 1991 publiziert wurde [39], ist in Übereinstimmung mit dem Resultat, das sich in dieser Arbeit nur für die 1-3-Topologie ergibt (s. Tabelle 5.4). Beide Messungen basieren auf der gleichen Datenmenge. Für die von der ARGUS-Kollaboration 1987 [99] durchgeführte Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ standen hingegen nur 58 781 τ -Paar-Ereignisse zur Verfügung. Innerhalb der Fehler stimmt auch dieses Resultat mit dem Wert von 3.8% aus Tabelle 5.10 überein, wobei nur die 1-3-Topologie berücksichtigt wurde.

Das in dieser Arbeit gemessene Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow h^-h^-h^+\nu_\tau)$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Messungen der Experimente CELLO, BES und DELPHI. Jedoch besteht eine Differenz von zwei Standardabweichungen zu den genaueren Resultaten von OPAL, ALEPH und CLEO. Die Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau)$ der verschiedenen Experimente sind hingegen untereinander konsistent.

Verzweigungsverhältnisse [%]		
Experiment	$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau)$	$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau)$
CELLO 90	$8.7 \pm 0.7 \pm 0.3$	$5.6 \pm 0.7 \pm 0.3$
BES 94	$8.2 \pm 0.5 \pm 0.5$	–
DELPHI 94	$8.35 \pm 0.35 \pm 0.24$	–
OPAL 94	$10.07 \pm 0.20 \pm 0.38$	$4.76 \pm 0.20 \pm 0.26$
CLEO 94	$9.82 \pm 0.09 \pm 0.34$	$4.25 \pm 0.09 \pm 0.26$
ALEPH 94	$9.44 \pm 0.09 \pm 0.09$	$4.35 \pm 0.09 \pm 0.07$
ARGUS 87	–	$4.2 \pm 0.5 \pm 0.9$
ARGUS 91	$7.2 \pm 0.1 \pm 0.5$	–
diese ARBEIT	$8.27 \pm 0.23 \pm 0.50$	$4.46 \pm 0.33 \pm 0.3$

Tabelle 5.12: Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ verschiedener Experimente seit 1990 und Gegenüberstellung der Resultate der ARGUS-Kollaboration.

In der vorliegenden Arbeit wurde aus der Diskrepanz der Verteilungen der invarianten 3- und 4-Hadronmassen zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Simulation (KORALB 2.2 [48]) des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ unter Ausnutzung eines Ansatzes von Decker [9, 98] auf einen Beitrag der a_1 -Resonanz geschlossen, der wie folgt als Zwischenresonanz auftritt:

$$\tau^- \rightarrow (a_1^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^0 \nu_\tau$$

Dieser Zerfall wurde bisher im hadronischen Strom nicht berücksichtigt. Decker konnte zeigen, daß sich die Spektren durch einen entsprechenden Strom zur Übereinstimmung bringen lassen [98]. Weitergehende Aussagen über den Beitrag dieses Zerfalls können im Rahmen dieser Arbeit nicht gemacht werden. Sie bedürfen einer detaillierten theoretischen wie auch experimentellen Analyse des 4-Hadron-Endzustandes.

Kapitel 6

Strukturfunktionen des τ -Zerfalls in drei Hadronen

Ziel dieses Kapitels ist die Beschreibung der modellunabhängigen Messung der Strukturfunktionen des semihadronischen τ -Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$. Weiterhin soll die Größe des skalaren Beitrages (Spin-Parität $J^P = 0^-$) zu diesem Endzustand bestimmt werden. Dazu werden die gemessenen Strukturfunktionen mit dem Modell von Decker et al. [8, 46, 51, 52, 53] verglichen. Dieses Modell enthält einen skalaren Formfaktor, der durch die Resonanz $\pi'(1300)$ erzeugt wird. Diese Resonanz zerfällt wie das a_1 -Meson über einen $\rho\pi$ -Zwischenzustand in drei Pionen. Aus dem Vergleich der gemessenen Strukturfunktionen mit den Modellvorhersagen für unterschiedlich starke skalare Beiträge wird eine Likelihood-Funktion gewonnen. Sie liefert die Stärke des skalaren Beitrages in den Daten.

Zuerst werden die Winkel zur Beschreibung des τ -Zerfalls in drei Hadronen definiert. Sie werden zur Parametrisierung des Phasenraums verwendet, der zusammen mit dem Lepton- und Hadrontensor die differentielle Zerfallsrate liefert. Die Strukturfunktionen ergeben sich aus den Hadrontensoren und lassen sich durch die vier Formfaktoren des semihadronischen τ -Zerfalls ausdrücken. Die Strukturfunktionen werden in der vorliegenden Arbeit durch die Anwendung einer Momentenmethode bestimmen.

6.1 Winkelverteilungen des τ -Zerfalls in drei pseudoskalare Mesonen

Der τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ läßt sich durch Winkel analysieren, die im hadronischen Ruhesystem definiert sind. Für die Impulse p_i der drei Hadronen in ihrem Ruhesystem gilt $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$, so daß sie in einer Ebene liegen müssen. Die Orientierung der drei Hadronen ist durch drei Eulerwinkel festgelegt. Da das τ -Ruhesystem nicht rekonstruiert werden kann, sind nur zwei dieser Winkel meßbar. Das ist zum einen der Winkel zwischen der Normale auf der Zerfallebene und der Richtung \vec{n}_L , die dem 3-Hadron-Impuls (3-Prong-Impuls) im Laborsystem entgegengesetzt ist:

$$\vec{n}_L = -\vec{p}_{3-Prong}.$$

Ein weiterer Winkel charakterisiert die Lage der Zerfallshadronen in der Zerfallebene.

Die Eulerwinkel sind durch die relative Lage der beiden Koordinatensysteme S und S' in Abb. 6.1 veranschaulicht. Alle jetzt genannten Richtungen beziehen sich auf das hadronische Ruhesystem. Das System S' ist wie folgt festgelegt: Die z' -Achse zeigt in die Richtung des Vektors \vec{n}_L . Die x' -Achse wird so gewählt, daß der τ -Impuls \vec{n}_τ in der von x' und z' aufgespannten Ebene liegt. Die y' -Achse ist definiert durch

$$\frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau|}$$

Das zweite Koordinatensystem S wird durch die Lage der drei Hadronen in ihrem Ruhesystem definiert. Die Senkrechte auf der Zerfallsebene definiert die z -Achse mit

$$\hat{n}_\perp = \frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_2)}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|},$$

wobei \vec{p}_1 und \vec{p}_2 die Impulse der gleichgeladenen Hadronen sind. Die x -Achse ist im τ^- -Zerfall durch die Flugrichtung $\vec{p}_3 = \vec{p}_3 / |\vec{p}_3|$ des π^+ -Mesons festgelegt. Die beiden Koordinatensysteme lassen sich durch eine Eulerrotation ineinander transformieren:

$$\vec{x} = R(\alpha, \beta, \gamma)\vec{x}'$$

Der Azimuth-Winkel α ist definiert durch den Winkel zwischen den Ebenen $(\vec{n}_L, \vec{n}_\tau)$ und $(\vec{n}_L, \vec{n}_\perp)$. α ist experimentell nicht meßbar, weil das Neutrino nicht nachgewiesen werden kann. β ist der Polar-Winkel zwischen der Richtung \vec{n}_L und der Normale auf der Zerfallsebene \vec{n}_\perp :

$$\cos \beta = \hat{n}_L \cdot \hat{n}_\perp,$$

wobei \hat{n}_L ein Einheitsvektor ist. Um die Transformation $S' \rightarrow S$ abzuschließen, muß die durch α und β bereits gedrehte x' -Achse noch um den Azimuth-Winkel γ um die Normale \vec{n}_\perp gedreht werden. Zur eindeutigen Festlegung von γ ist die Angabe von Sinus und Cosinus dieses Winkels notwendig:

$$\cos \gamma = \frac{\hat{n}_L \cdot \hat{p}_3}{|\hat{n}_L \times \hat{n}_\perp|}, \quad (6.1)$$

$$\sin \gamma = \frac{(\hat{n}_L \times \hat{n}_\perp) \cdot \hat{p}_3}{|\hat{n}_L \times \hat{n}_\perp|}. \quad (6.2)$$

Obwohl die τ -Flugrichtung wegen des nicht nachgewiesenen Neutrinos nicht rekonstruiert werden kann¹, ist der Winkel $\cos \psi$ zwischen der τ -Flugrichtung und dem Vektor \vec{n}_L meßbar. Er hängt von der Hadronenergie E_h im Laborsystem und der invarianten Masse Q^2 des 3-Hadron-Systems ab. Ereignisse mit kleiner Neutrino-Energie und somit großer Hadron-Energie führen zu kleinen Winkeln. Nach zwei Lorentztransformationen zwischen Labor-, τ - und Hadron-Ruhesystem und nach Bestimmung des Winkels zwischen τ - und Hadron-Flugrichtung im Labor-System erhält man:

$$\cos \psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}} \quad x = \frac{E_h}{E_{\text{Strahl}}}. \quad (6.3)$$

¹Tatsächlich läßt sich die τ -Flugrichtung bis auf eine Zweideutigkeit aus der Hadronenergie bestimmen, wenn das andere τ -Lepton nicht leptonisch zerfällt. Für die hier beschriebene Analyse ergibt sich dadurch keine zusätzliche Information [9].

Die entsprechende Winkelverteilung ist in Abb. 6.2 gezeigt. Ereignisse mit $\cos \psi < -1$ werden durch Photon-Abstrahlung der einlaufenden Elektronen und Positronen verursacht. Die tatsächliche Schwerpunktenenergie ist dann geringer als die nominelle Schwerpunktenenergie und damit ist $E_\tau < E_{\text{Strahl}}^{\text{nominal}}$. In diesem Fall ergibt Gleichung 6.3 Werte kleiner als -1 . Daß diese Photon-Abstrahlung die einzige Ursache für diesen Effekt ist, zeigt ebenfalls Abbildung 6.2, bei der in Formel 6.3 die Strahl-Energie durch die im Monte-Carlo bekannte τ -Energie ersetzt oder der ebenfalls bekannte τ -Impuls zur Winkelbestimmung herangezogen wird. In diesem Fall treten keine Ereignisse mit $\cos \psi < 1$ auf.

6.2 Die hadronischen Strukturfunktionen

Kühn und Mirkes erhalten die Strukturfunktionen W_X , indem sie die Kontraktion des Lepton- und Hadron-Tensors als Summe von 16 unabhängigen Termen schreiben [8]:

$$L_{\mu\nu}H^{\mu\nu} = (g_V^2 + g_A^2)(m_\tau^2 - Q^2) \sum_X \bar{L}_X W_X \quad X = A, B, \dots, I, SA, SB, \dots, SG, \quad (6.4)$$

wobei \bar{L}_X und W_X symmetrische und antisymmetrische Kombinationen der ursprünglichen Lepton- und Hadron-Tensoren sind. Wenn über den Impuls des nicht beobachtbaren Neutrinos und den Eulerwinkel α integriert wird, ergibt sich die differentielle Zerfallsrate zu [8]:

$$d\Gamma(\tau \rightarrow 3h) = \frac{G^2}{2m_\tau} (g_V^2 + g_A^2) \cos^2 \theta_C \left\{ \sum_X \bar{L}_X W_X \right\} \times \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{64} \frac{(m_\tau^2 - Q^2)^2 dQ^2}{m_\tau^2 Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\gamma}{2\pi} \frac{d\cos \beta}{2} \frac{d\cos \theta}{2}$$

Die Eulerrotation R definiert die Orientierung des hadronischen Systems, so daß in obigem Ausdruck die Eulerwinkel verwendet wurden, den Phasenraumfaktor $dPS^{(4)}$ zu parametrisieren. Die Abhängigkeit der differentiellen Zerfallsrate von den Eulerwinkeln ist jetzt nur noch in den leptonic Funktionen \bar{L}_X enthalten. Die hadronischen Funktionen W_X hängen nur noch von den Variablen s_1 , s_2 und Q^2 ab. Die hadronischen Strukturfunktionen W_X enthalten die gesamte Dynamik des hadronischen Zerfalls. Sie werden in diesem Abschnitt über den hadronischen Strom (1.12) definiert, der sich schreiben läßt als:

$$J^\mu(q_1, q_2, q_3) = V_1^\mu F_1 + V_2^\mu F_2 + iV_3^\mu F_3 + V_4^\mu F_4 \quad (6.5)$$

mit

$$V_1^\mu = q_1^\mu - q_3^\mu - Q^\mu \frac{Q(q_1 - q_3)}{Q^2}$$

$$V_2^\mu = q_2^\mu - q_3^\mu - Q^\mu \frac{Q(q_2 - q_3)}{Q^2}$$

$$V_3^\mu = \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} q_{1\alpha} q_{2\beta} q_{3\gamma}$$

$$V_4^\mu = q_1^\mu + q_2^\mu + q_3^\mu = Q^\mu.$$

Die zu F_1 und F_2 proportionalen Terme entstehen durch den Axialvektorstrom, der dritte Term durch den Vektorstrom und der F_S -Term durch den Spin-0 Anteil des Axialvektorstroms. Der Formfaktor F_3 verschwindet bei Erhaltung der G -Parität. Im hadronischen Ruhesystem sind die Hadronimpulse wie folgt gegeben:

$$\begin{aligned} q_3^\mu &= (E_3, q_3^x, 0, 0) \\ q_2^\mu &= (E_2, q_2^x, q_2^y, 0) \\ q_1^\mu &= (E_1, q_1^x, q_1^y, 0) \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{Q^2 - s_i + m_i^2}{2\sqrt{Q^2}} \\ q_3^x &= \sqrt{E_3^2 - m_3^2} \\ q_2^x &= (2E_2E_3 - s_1 + m_2^2 + m_3^2)/(2q_3^x) \\ q_1^x &= (2E_1E_3 - s_2 + m_1^2 + m_3^2)/(2q_3^x) \\ q_2^y &= -\sqrt{E_2^2 - (q_2^x)^2 - m_2^2} \\ q_1^y &= \sqrt{E_1^2 - (q_1^x)^2 - m_1^2} = -q_2^y \end{aligned}$$

Die folgenden Variablen sind bei der Angabe der Strukturfunktionen in Abhängigkeit von den Formfaktoren nützlich [8]:

$$\begin{aligned} x_1 &= V_1^x = q_1^x - q_3^x \\ x_2 &= V_2^x = q_2^x - q_3^x \\ x_3 &= V_1^y = q_1^y = -q_2^y \\ x_4 &= V_3^z = \sqrt{Q^2} x_3 q_3^x \end{aligned}$$

Da der hadronische Strom eine Funktion der vier Formfaktoren ist, liefert die Berechnung des Hadrontensors 16 Unbekannte, die sich in Form der 16 Strukturfunktionen W_X manifestieren:

$$\begin{aligned} W_A(s_1, s_2, Q^2) &= (x_1^2 + x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 + x_3^2)|F_2|^2 + 2(x_1x_2 - x_3^2)\mathcal{R}(F_1F_2^*) \\ W_B(s_1, s_2, Q^2) &= x_4^2|F_3|^2 \\ W_C(s_1, s_2, Q^2) &= (x_1^2 - x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 - x_3^2)|F_2|^2 + 2(x_1x_2 + x_3^2)\mathcal{R}(F_1F_2^*) \\ W_D(s_1, s_2, Q^2) &= 2[x_1x_3|F_1|^2 - x_2x_3|F_2|^2 + x_3(x_2 - x_1)\mathcal{R}(F_1F_2^*)] \\ W_E(s_1, s_2, Q^2) &= -2x_3(x_1 + x_2)\mathcal{I}(F_1F_2^*) \\ W_F(s_1, s_2, Q^2) &= 2x_4[x_1\mathcal{I}(F_1F_3^*)] \\ W_G(s_1, s_2, Q^2) &= -2x_4[x_1\mathcal{R}(F_1F_3^*) + x_2\mathcal{R}(F_2F_3^*)] \\ W_H(s_1, s_2, Q^2) &= 2x_3x_4[\mathcal{I}(F_1F_3^*) - \mathcal{I}(F_2F_3^*)] \\ W_I(s_1, s_2, Q^2) &= -2x_3x_4[\mathcal{R}(F_1F_3^*) - \mathcal{R}(F_2F_3^*)] \\ W_{SA}(s_1, s_2, Q^2) &= Q^2|F_S|^2 \\ W_{SB}(s_1, s_2, Q^2) &= 2\sqrt{Q^2}[x_1\mathcal{R}(F_1F_S^*) + x_2\mathcal{R}(F_2F_S^*)] \\ W_{SC}(s_1, s_2, Q^2) &= -2\sqrt{Q^2}[x_1\mathcal{I}(F_1F_S^*) + x_2\mathcal{I}(F_2F_S^*)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{SD}(s_1, s_2, Q^2) &= 2\sqrt{Q^2}x_3[\mathcal{R}(F_1F_S^*) - \mathcal{R}(F_2F_S^*)] \\ W_{SE}(s_1, s_2, Q^2) &= -2\sqrt{Q^2}x_3[\mathcal{I}(F_1F_S^*) - \mathcal{I}(F_2F_S^*)] \\ W_{SF}(s_1, s_2, Q^2) &= -2\sqrt{Q^2}x_4\mathcal{I}(F_3F_S^*) \\ W_{SG}(s_1, s_2, Q^2) &= -2\sqrt{Q^2}x_4\mathcal{R}(F_3F_S^*) \end{aligned}$$

Diese Strukturfunktionen sind wegen der Modellabhängigkeit der Formfaktoren ebenfalls modellabhängig. Die bisherigen Betrachtungen sind für beliebige 3-Meson-Endzustände wie 3π , $K2\pi$ oder $KK\pi$ gültig. Der 3-Pion-Kanal liefert jedoch den größten Beitrag zum 3-Hadron-Endzustand. In Endzuständen mit Kaonen ist die G -Parität keine Erhaltungsgröße, so daß $F_3 \neq 0$. Die Verzweigungsverhältnisse von $\tau^- \rightarrow K^-K^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ haben ein absolutes Verzweigungsverhältnis von jeweils 0.22% [13] und tragen daher nur mit einem relativen Anteil von ca. 6% zur Zerfallsbreite in drei Hadronen bei. Dieser Beitrag ist geringer als der relative Untergrundanteil aus dem Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ in der selektierten Datenmenge von dem ca. 12%, der nach den Schnitten 1–12 verbleibt. Der Schnitt auf die minimale Photonenergie beträgt für diese Analyse 30 MeV. Auf der 3-Prong-Seite wird kein Photon zugelassen. Der Untergrund von $q\bar{q}$ - und $\gamma\gamma$ -Ereignissen beträgt zusammen weniger als 2%.

Daher konzentriert sich das weitere Vorgehen auf den 3-Pion-Endzustand. Die Kanäle mit Kaonen im Endzustand werden dem Untergrund zugerechnet und gemeinsam mit den Zerfällen $\tau^- \rightarrow h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ bei der Bestimmung der theoretischen Vorhersagen der Strukturfunktionen berücksichtigt. Dadurch wird der Vergleich mit den akzeptanzkorrigierten Daten ermöglicht. Der Einfluß des Untergrundes auf die Likelihood-Funktion zur Bestimmung des skalaren Anteils wird durch Variation des Untergrundes untersucht und im systematischen Fehler berücksichtigt.

6.2.1 Bestimmung der Strukturfunktionen mit der Momentenmethode

Durch die Beschränkung auf den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ vermindert sich die Zahl der Strukturfunktionen, da die G -Parität eine Erhaltungsgröße ist. Der Formfaktor F_3 verschwindet, so daß nur noch die Strukturfunktionen $W_A, W_C, W_D, W_E, W_{SA}, W_{SB}$, und W_{SD} übrig bleiben [8]. Wegen der kleinen Verzweigungsverhältnisse der Cabibbo-unterdrückten τ -Zerfälle in Kaonen werden nur diese Strukturfunktionen in der vorliegenden Arbeit gemessen.

Durch die Messung der hier verworfenen Strukturfunktionen, die auf den Formfaktor F_3 sensitiv sind, wäre es möglich, den Anteil der Ereignisse mit Kaonen im Endzustand zu bestimmen. Die Methode, die hier für die Messung des skalaren Beitrages dargestellt wird, wäre ebenfalls anwendbar. Der Untergrund aus dem Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ ist jedoch wegen der schwierigen Pion-Kaon-Trennung [83] um ein Vielfaches höher als der Kaon-Untergrund in den 3-Hadron-Ereignissen, aus denen die von F_1, F_2 und F_4 abhängenden Strukturfunktionen gemessen werden sollen.

Die Strukturfunktionen lassen sich durch die Wahl geeigneter Momente von Produkten trigonometrischer Funktionen isolieren. Dabei nutzt man die charakteristischen Winkelverteilungen von β und γ in festen Intervallen von Q^2 und $\cos\psi$ aus.

Die Momentenmethode ist eine konsistente Schätzung unbekannter Parameter. Die Schätzwerte erhält man durch Bestimmung des Erwartungswertes von Funktionen gemessener Größen [100].

Kühn und Mirkes [8] definieren Momente durch

$$\langle g(\beta, \gamma) \rangle = \frac{3}{(g_1^2 + g_3^2)(m_\tau^2 - Q^2)} \int L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} g(\beta, \gamma) \frac{d \cos \beta d\gamma}{2 \cdot 2\pi}. \quad (6.6)$$

Die Integrationsvariablen sind die meßbaren Eulerwinkel β und γ . Die Integrationen für verschiedene Funktionen $g(\beta, \gamma)$ wurden von Kühn und Mirkes durchgeführt. Die Lösungen stehen auf der rechten Seite des folgenden Gleichungssystems. Die gewählten Funktionen $g(\beta, \gamma)$ stehen links in Klammern, die bedeuten, daß es sich um Momente dieser Funktionen handelt.

$$\langle 1 \rangle = (2K_1 + 3K_2)W_A + 3K_2W_{SA} \quad (6.7)$$

$$\langle (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \rangle = \frac{1}{5} \bar{K}_1 W_A \quad (6.8)$$

$$\langle \cos 2\gamma \rangle = -\frac{1}{2} \bar{K}_1 W_C \quad (6.9)$$

$$\langle \sin 2\gamma \rangle = \frac{1}{2} \bar{K}_1 W_D \quad (6.10)$$

$$\langle \cos \beta \rangle = \bar{K}_3 W_E \quad (6.11)$$

$$\langle \sin \beta \cos \gamma \rangle = \bar{K}_2 W_{SB} \quad (6.12)$$

$$\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle = -\bar{K}_2 W_{SD} \quad (6.13)$$

Die Funktionen $K_i(\theta, \psi, P)$ sind im allgemeinen abhängig von den Variablen θ , ψ und der τ -Polarisation P , wobei θ der Winkel zwischen τ -Flugrichtung im Labor- und Hadron-Flugrichtung im τ -Ruhezustand ist. In den Funktionen ist die Abhängigkeit der Momente von der Hadron-Energie E_h durch θ und ψ enthalten. Bei Energien um 10 GeV kann der Z^0 -Austausch bei der τ -Paar-Produktion vernachlässigt werden, so daß die Polarisation und die Abhängigkeit von θ verschwindet [8]. Die Funktionen K_i lauten in diesem Fall

$$K_1 = 1 - \frac{m_\tau^2}{Q^2}$$

$$K_2 = \frac{m_\tau^2}{Q^2}$$

$$K_3 = \gamma_{VA} = 1$$

$$K_4 = 0$$

$$K_5 = 0$$

$$\bar{K}_1 = \left(1 - \frac{m_\tau^2}{Q^2}\right) \frac{3 \cos^2 \psi - 1}{2}$$

$$\bar{K}_2 = \frac{m_\tau^2}{Q^2} \cos \psi$$

$$\bar{K}_3 = \cos \psi$$

und können durch die meßbaren Größen $\cos \psi$ und Q^2 ausgedrückt werden.

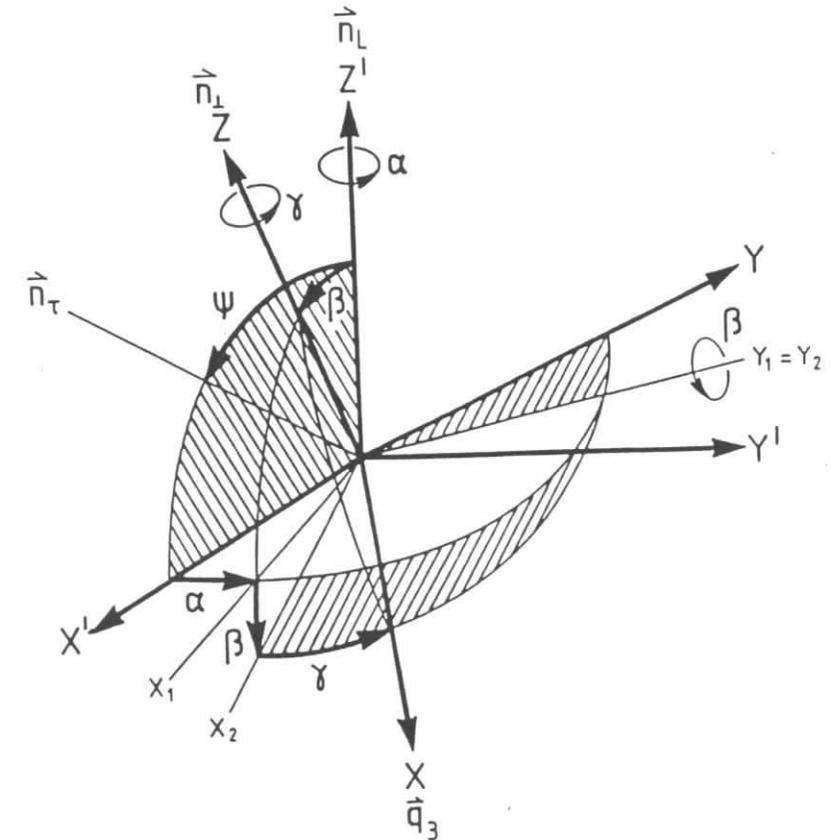


Abbildung 6.1: Eulerwinkel im hadronischen Ruhesystem

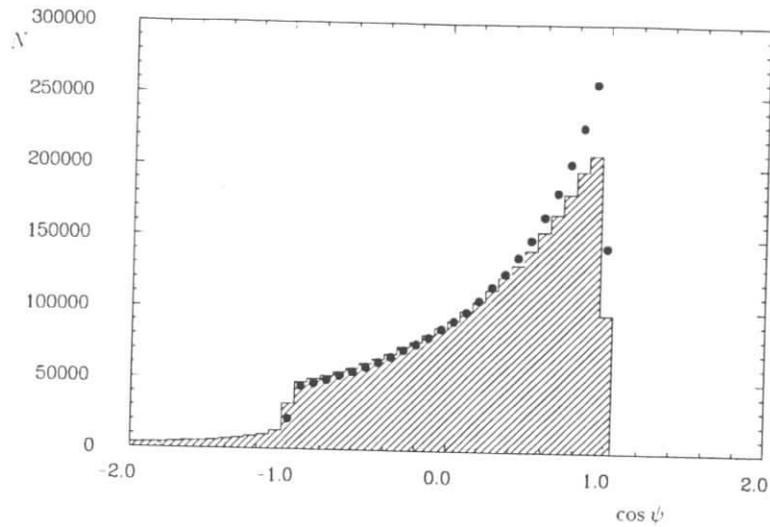


Abbildung 6.2: Winkelverteilung zwischen Labor- und τ -Flugrichtung bzgl. des hadronischen Ruhesystems simulierter τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^+ \nu_\tau$ nach Formel 6.3 (schraffiert) und unter Verwendung des τ -Impulses (schwarze Punkte).

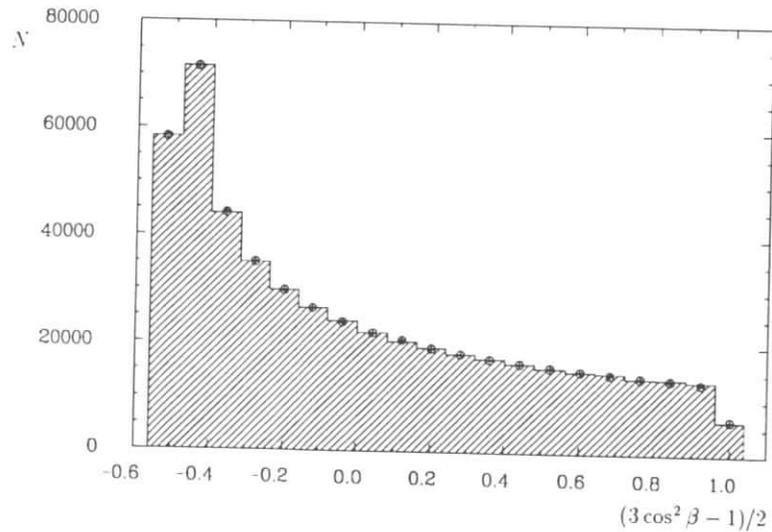


Abbildung 6.3: $(3 \cos^2 \beta - 1)/2$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (3.015.664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (2.055.868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

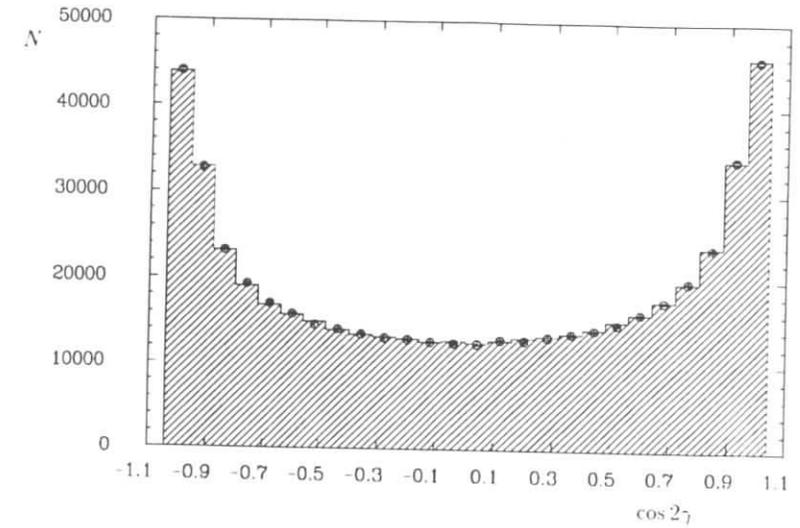


Abbildung 6.4: $\cos 2\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (3.015.664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (2.055.868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

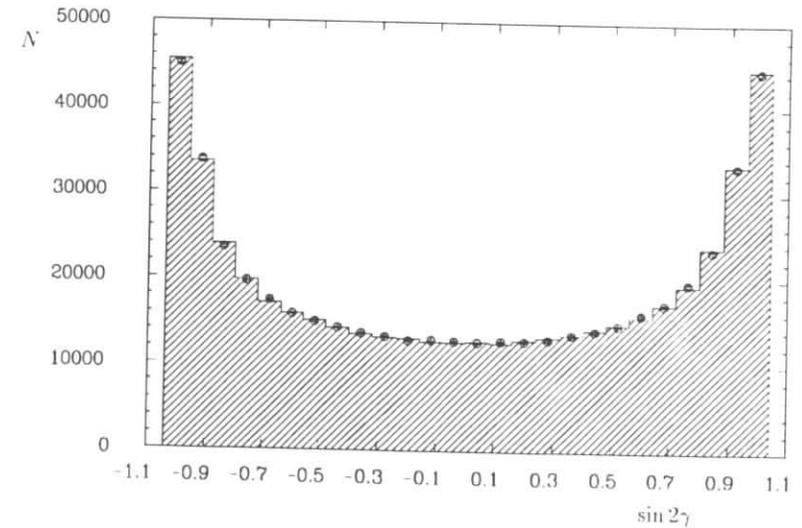


Abbildung 6.5: $\sin 2\gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (3.015.664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (2.055.868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

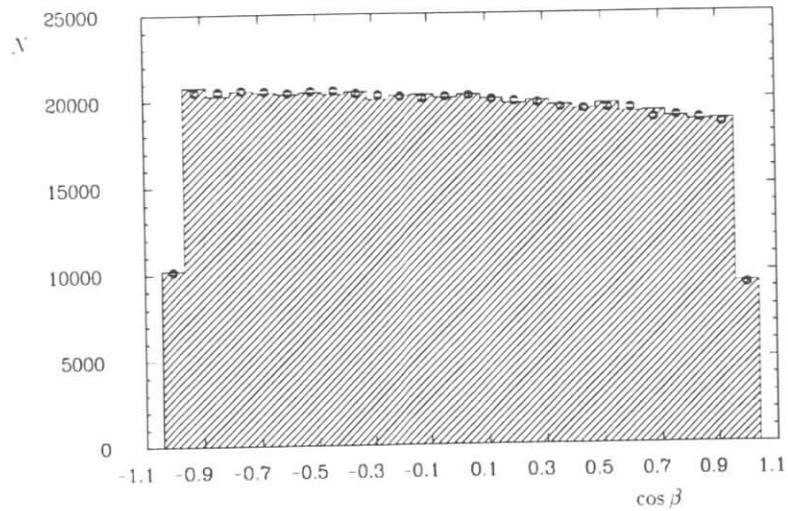


Abbildung 6.6: $\cos \beta$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (3,015,664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (2,055,868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

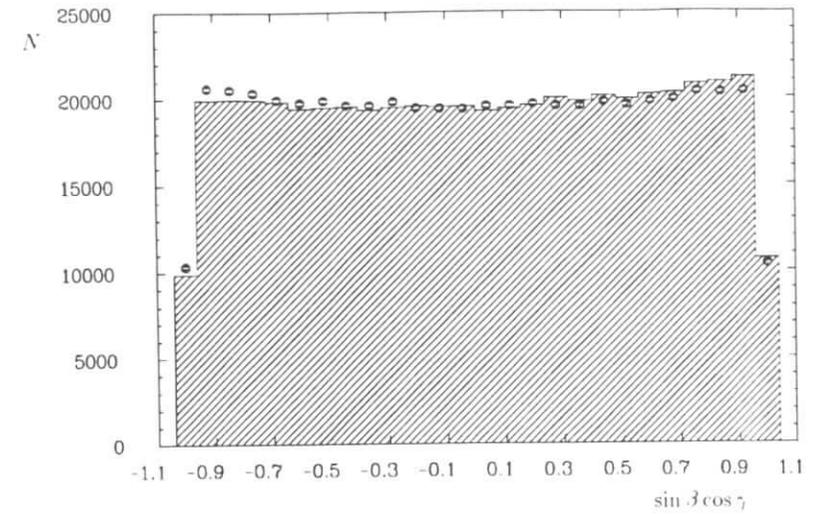


Abbildung 6.7: $\sin \beta \cos \gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (3,015,664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (2,055,868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

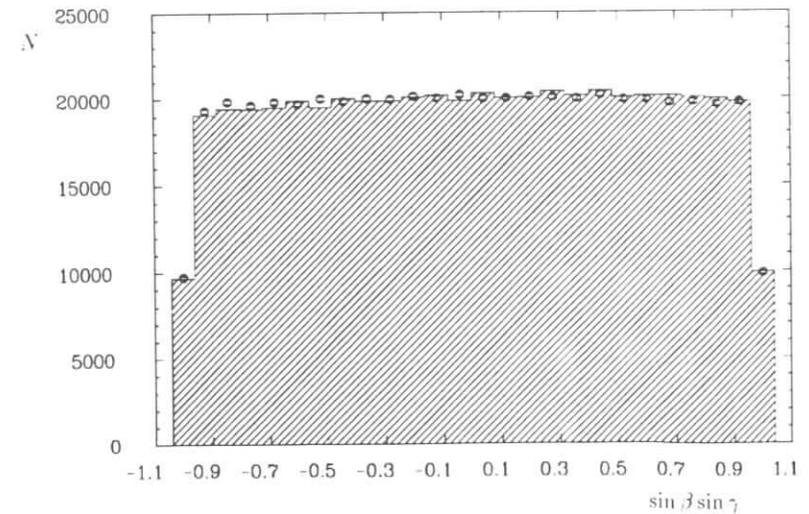


Abbildung 6.8: $\sin \beta \sin \gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (3,015,664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (2,055,868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

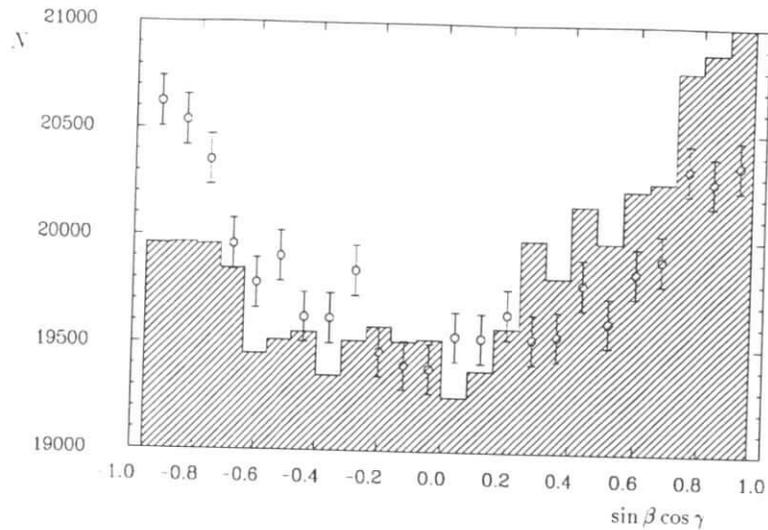


Abbildung 6.9: $\sin \beta \cos \gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (3,015,664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\pi^+} = -0.05 \text{ GeV}$ (2,055,868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ wie in der Abbildung vorher für einen eingeschränkten Bereich der Ordinate

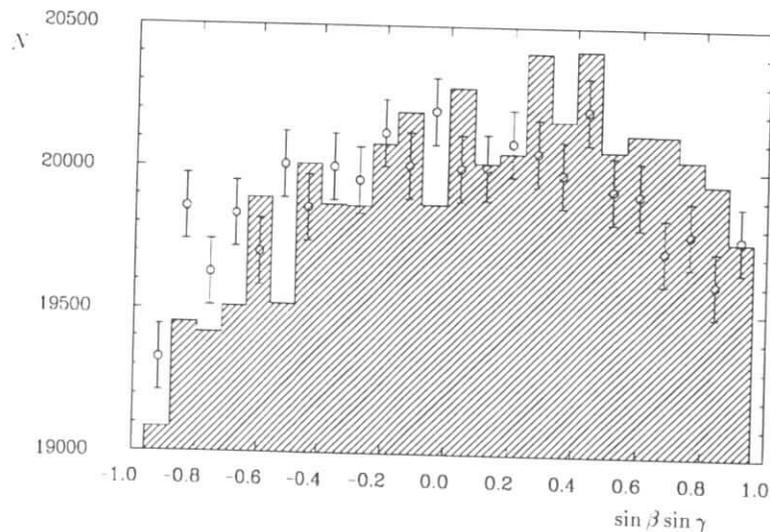


Abbildung 6.10: $\sin \beta \sin \gamma$ simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (3,015,664 Ereignisse, offene Kreise) und $f_{\pi^+} = -0.05 \text{ GeV}$ (2,055,868 Ereignisse, schraffiert) für $1.2 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ wie in der Abbildung vorher für einen eingeschränkten Bereich der Ordinate

Die Winkelverteilungen $g(\beta, \gamma)$ sind in den Abbildungen 6.3 - 6.10 für simulierte Ereignisse der Reaktion $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ gezeigt. Die schraffierten Histogramme zeigen den Einfluß einer skalaren Komponente von 2% ($|f_{\pi^+}| = 0.05 \text{ GeV}$, s. Gleichung 1.26 zur Umrechnung), die durch den Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-(\rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^-) \nu_\tau$ mit Spin-Parität 0^- erzeugt wird. Die offenen Kreise mit Fehlerbalken enthalten keinen skalaren Beitrag, d.h. es handelt sich bei diesen Ereignissen ausschließlich um den Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^-(\rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^-) \nu_\tau$ mit Spin-Parität 1^+ . Die Momente und Strukturfunktionen werden in Intervallen von Q^2 und $\cos \psi$ bestimmt. Die Abbildungen zeigen die Winkelverteilungen der Ereignisse in dem Q^2 -Intervall von 1.2 - 1.5 [GeV^2/c^4]. In diesem Intervall sind die Amplituden der beteiligten Resonanzen a_1 und π' und damit deren Interferenzen besonders groß. In den Abbildungen 6.9 und 6.10 ist Sensitivität der Winkelverteilungen $\sin \beta \cos \gamma$ und $\sin \beta \sin \gamma$ bzgl. der skalaren Beimischung bei eingeschränktem Bereich auf der Ordinate gezeigt. Die Momente dieser Winkelverteilungen gehen in die Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} ein, die zur Messung des skalaren Beitrages herangezogen werden. Sie liefern unabhängige Informationen über einen skalaren Beitrag, da $\cos \gamma$ und $\sin \gamma$ orthogonale Projektionen sind. Diese Unabhängigkeit zwischen W_{SB} und W_{SD} wird später in Abbildung 6.42 bewiesen. Die Anzahl der in den Abbildungen verwendeten simulierten Ereignisse ist um etwa zwei Größenordnungen größer als die der Daten von 8688 Ereignissen des Experimentes, die nach der Selektion verbleiben.

Die Momente erhält man durch Bestimmung der Mittelwerte dieser Winkelverteilungen in Intervallen von Q^2 und $\cos \psi$:

$$\langle g(\beta, \gamma) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(\beta_i, \gamma_i) \quad (6.14)$$

Die über s_1 und s_2 integrierten Strukturfunktionen

$$W_X(Q^2) = \int ds_1 ds_2 W(s_1, s_2, Q^2)$$

ergeben sich in Abhängigkeit von Q^2 und $\cos \psi$ explizit zu:

$$W_A(Q^2, \cos \psi) = 10 \frac{1/n \sum (3 \cos^2 \beta_i - 1)/2}{(1 - m_\tau^2/Q^2)(3 \cos^2 \psi - 1)} \quad (6.15)$$

$$W_{SA}(Q^2, \cos \psi) = - \left(2 \frac{Q^2}{m_\tau^2} - 1 \right) \left[10 \frac{1/n \sum (3 \cos^2 \beta_i - 1)/2}{(1 - m_\tau^2/Q^2)(3 \cos^2 \psi - 1)} \right] \quad (6.16)$$

$$W_C(Q^2, \cos \psi) = -2 \frac{1/n \sum \cos 2\gamma_i}{1 - m_\tau^2/Q^2} \quad (6.17)$$

$$W_D(Q^2, \cos \psi) = 2 \frac{1/n \sum \sin 2\gamma_i}{1 - m_\tau^2/Q^2} \quad (6.18)$$

$$W_E(Q^2, \cos \psi) = \frac{1/n \sum \cos \beta_i}{\cos \psi} \quad (6.19)$$

$$W_{SB}(Q^2, \cos \psi) = \frac{1/n \sum \sin \beta_i \cos \gamma_i}{\frac{m_\tau^2}{Q^2} \cos \psi} \quad (6.20)$$

$$W_{SD}(Q^2, \cos \psi) = - \frac{1/n \sum \sin \beta_i \sin \gamma_i}{\frac{m_\tau^2}{Q^2} \cos \psi} \quad (6.21)$$

$$(6.22)$$

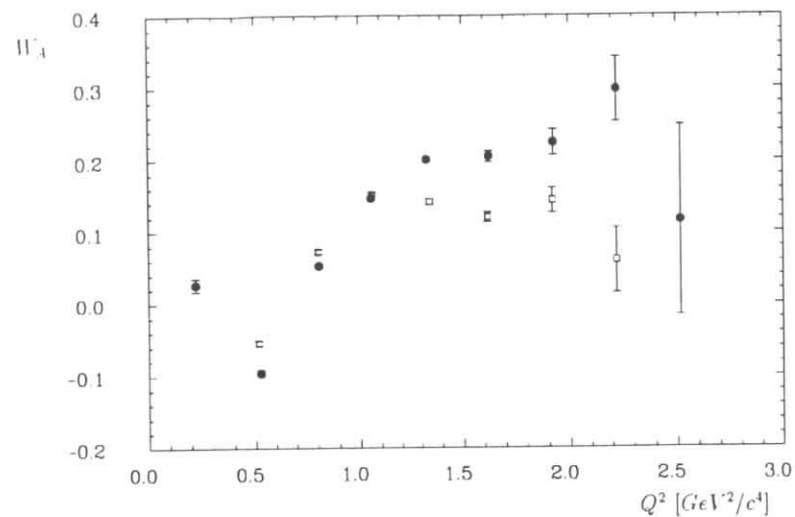


Abbildung 6.11: W_A simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi'} = 0$ GeV (schwarze Punkte) und $f_{\pi'} = 0.1$ GeV (Quadrate).

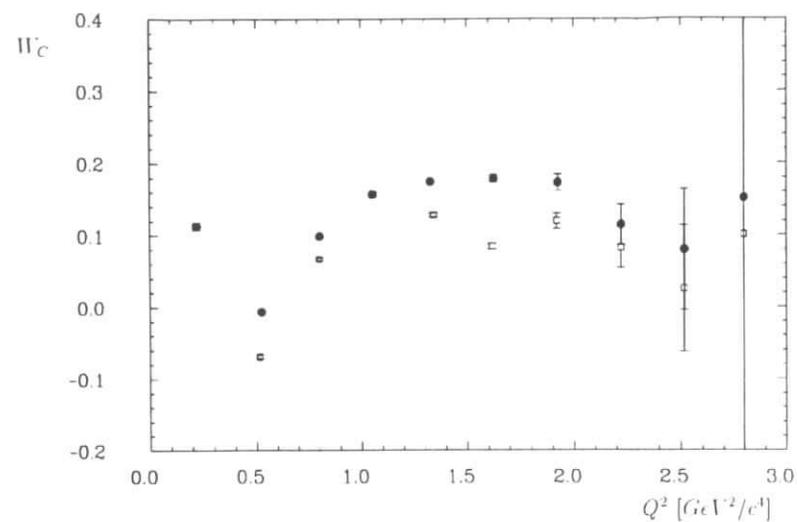


Abbildung 6.12: W_C simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi'} = 0$ GeV (schwarze Punkte) und $f_{\pi'} = 0.1$ GeV (Quadrate).

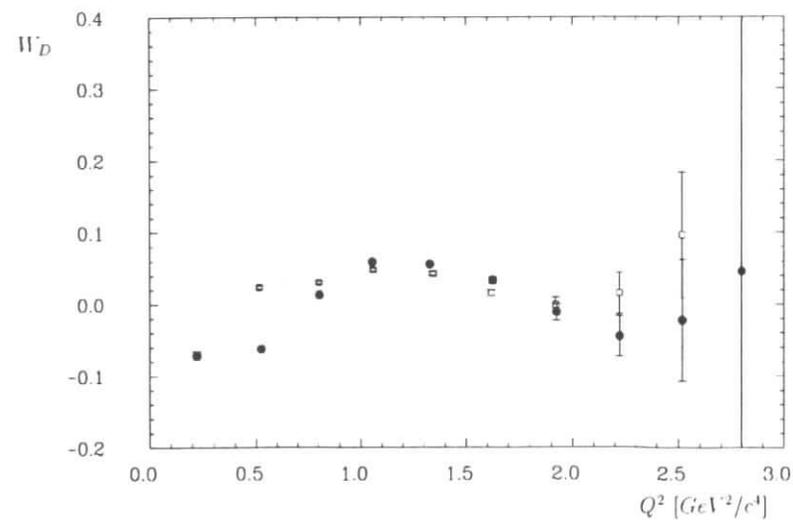


Abbildung 6.13: W_D simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi'} = 0$ GeV (schwarze Punkte) und $f_{\pi'} = 0.1$ GeV (Quadrate).

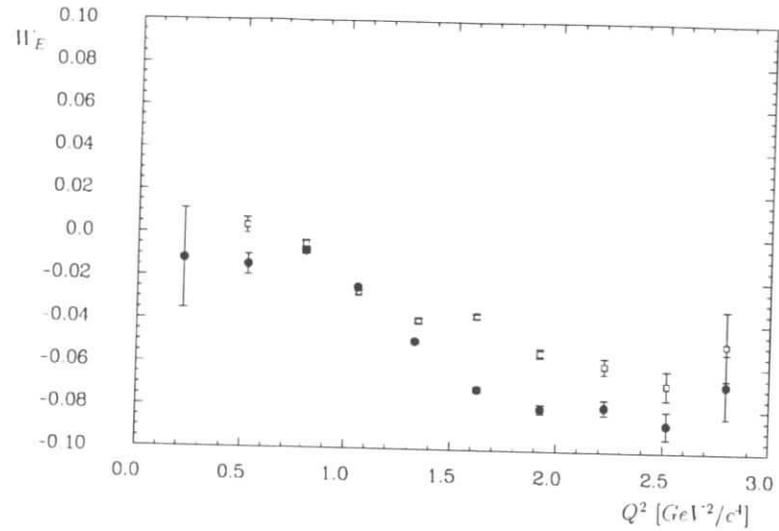


Abbildung 6.14: W_E simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (schwarze Punkte) und $f_{\pi^+} = 0.1 \text{ GeV}$ (Quadrate).

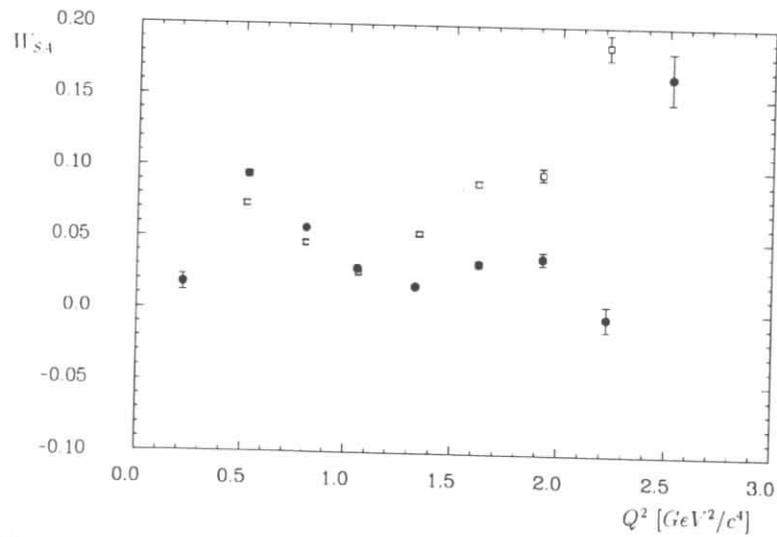


Abbildung 6.15: W_{SA} simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (schwarze Punkte) und $f_{\pi^+} = 0.1 \text{ GeV}$ (Quadrate).

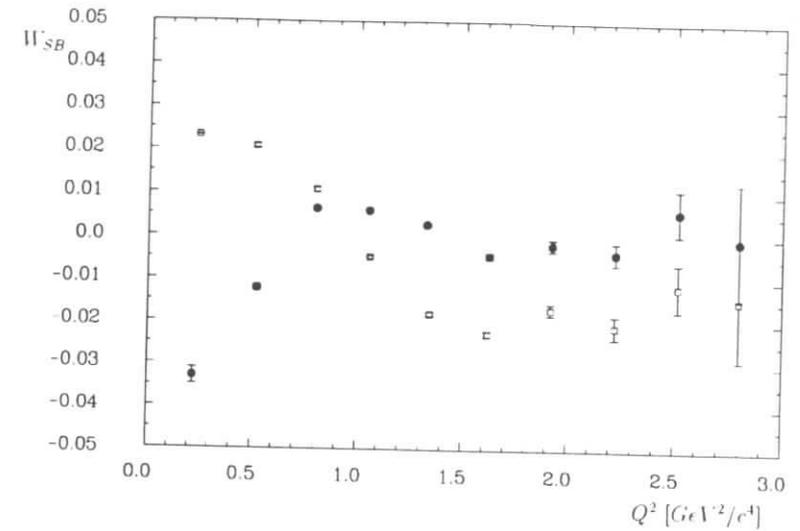


Abbildung 6.16: W_{SB} simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (schwarze Punkte) und $f_{\pi^+} = 0.1 \text{ GeV}$ (Quadrate).

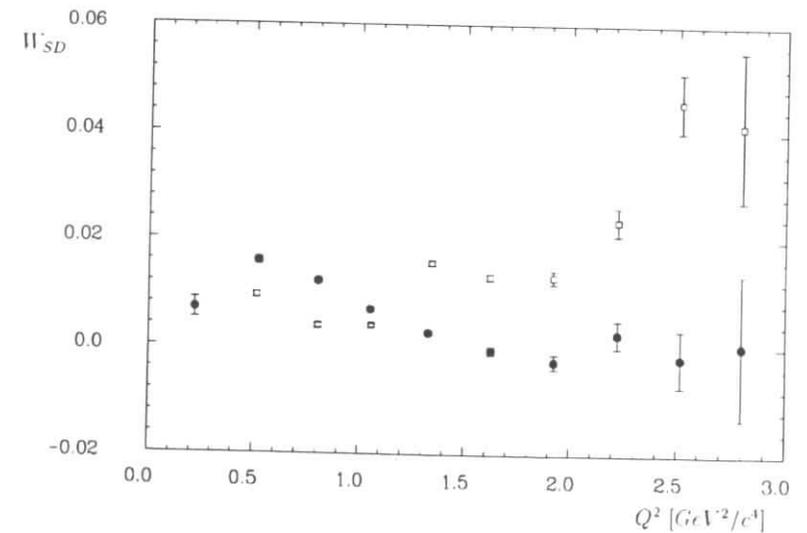


Abbildung 6.17: W_{SD} simulierter τ^- -Zerfälle in drei Hadronen für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (schwarze Punkte) und $f_{\pi^+} = 0.1 \text{ GeV}$ (Quadrate).

Die Momente werden in Q^2 -Intervallen mit einer Breite von $300 \text{ MeV}^2/c^4$ und $\cos \psi$ -Intervallen mit einer Breite von 0.2 ermittelt. Da die Strukturfunktionen nicht von $\cos \psi$ abhängen [9, 10], wird das mit den Fehlern gewichtete Mittel der Strukturfunktionen über alle $\cos \psi$ -Intervalle bestimmt:

$$W(Q^2) = \frac{\sum_{\cos \psi} W(Q^2, \cos \psi) / \sigma_{W_i}^2}{\sum_{\cos \psi} 1 / \sigma_{W_i}^2} \quad (6.23)$$

Die Strukturfunktionen $W_{A,C,D,E}$ genügen der folgenden Bedingung [8]:

$$W_A^2(Q^2) > W_C^2(Q^2) + W_D^2(Q^2) + W_E^2(Q^2) \quad (6.24)$$

Die resultierenden Strukturfunktionen simulierter Ereignisse sind in den Abbildungen 6.11 – 6.17 in Abhängigkeit von Q^2 ohne ($f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$) und mit einer relativen skalaren Beimischung von 6% ($f_{\tau'} = 0.1 \text{ GeV}$) gezeigt. (Manchmal sind die Fehlerbalken nicht mehr zu erkennen, weil die Fehler dann kleiner als die Symbole sind). Dabei wurde immer nur der τ^- -Zerfall berücksichtigt. Für den τ^+ -Zerfall ändert W_E das Vorzeichen. Eine Vorzeichenänderung von $f_{\tau'}$ ändert das Vorzeichen von W_{SB} und W_{SD} . Alle anderen Strukturfunktionen und der relative skalare Beitrag bleiben davon unberührt. In den später folgenden Abbildungen werden sowohl positive und negative Werte als auch verschiedene Beträge von $f_{\tau'}$ verwendet, um den unterschiedlich starken Einfluß exemplarisch zu verdeutlichen.

Die Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} in den Abbildungen 6.16 und 6.17 zeigen die größte Sensitivität bzgl. des skalaren Beitrages. Die Strukturfunktionen für einen bestimmten Wert des Parameters $f_{\tau'}$ wurden aus ca. 2 Millionen simulierten Ereignissen ermittelt.

6.3 Akzeptanzkorrektur

Im vorigen Abschnitt wurden die theoretischen Vorhersagen der Strukturfunktionen generierter Monte-Carlo-Ereignisse (KORALB 2.2 [48]) für den Fall einer perfekten Rekonstruktion der kinematischen Größen untersucht. Der skalare Beitrag im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ wird durch Vergleich der Strukturfunktionen für Daten mit denen der Monte-Carlo-Vorhersagen gewonnen. Ein direkter Vergleich zwischen der theoretischen Vorhersage und der experimentellen Beobachtung ist jedoch nicht möglich, da die Daten durch den Detektor verzerrt werden. Diese Verzerrungen können durch die Auflösung des Detektors oder durch systematische Fehler verursacht werden.

Wenn die Verzerrungen in der Weise erfolgen, daß die Sensitivität der Strukturfunktionen hinsichtlich des skalaren Beitrages verloren geht, ist es sinnlos, die Akzeptanzkorrektur durchzuführen, da der Detektor dann nicht in der Lage ist, die theoretisch vorhandene Sensitivität aufzulösen.

Diese Frage soll durch Vergleich der Strukturfunktion W_{SB} für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ nach der Detektor-Simulation und der Selektion geklärt werden. Die Statistik der in Abb. 6.18 verwendeten simulierten und selektierten Datenmenge ist um etwa eine Größenordnung geringer als bei den vorherigen theoretischen Vergleichen. Die Abbildung zeigt, daß selbst bei der vergleichsweise geringen Zahl von Ereignissen die Sensitivität nach der Detektor-Simulation und der Selektion erhalten bleibt.

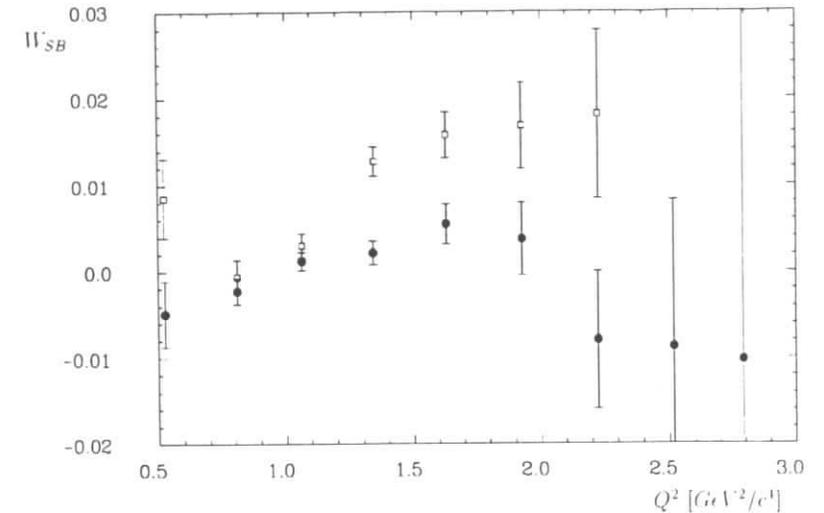


Abbildung 6.18: Vergleich von W_{SB} für simulierte τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ nach der Detektorsimulation und Selektion für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (Kreise, 304.763 Ereignisse) und $f_{\tau'} = -0.05 \text{ GeV}$ (Quadrate, 195.745 Ereignisse)

Es gibt zwei Möglichkeiten, die Detektor-Akzeptanz zu berücksichtigen:

- Bei der ersten Methode wird die theoretische Verteilung mit der Auflösungsfunktion des Detektors gefaltet und so modifiziert, daß sie direkt mit den Daten vergleichbar wird. Dieser Ansatz setzt voraus, daß die Akzeptanzfunktion des Detektors im mehrdimensionalen Raum, der durch alle Observablen aufgespannt wird, bekannt ist. Dieses ist eine exakte Methode.
- Die zweite Methode modifiziert die experimentellen Beobachtungen, indem den einzelnen Ereignissen verschiedene Gewichte w_i zugeordnet werden. Das Gewicht entspricht dem Kehrwert der Akzeptanz für dieses Ereignis. Mit anderen Worten, wenn ein Ereignis beobachtet wurde, würde man w_i Ereignisse mit einem perfekten Detektor finden. Diese Methode hat nur approximativen Charakter, die für eine perfekte Detektorauflösung exakt wird. Im Extremfall einer schlechten Auflösung wird eine δ -Funktion vor der Faltung mit der Detektor-Akzeptanz zu einer breiten Verteilung nach der Faltung. Aus dieser läßt sich die δ -Funktion nicht mehr zurückgewinnen. Dieses Verfahren wird in dieser Arbeit angewendet, weil die Auflösungen bzgl. der kinematischen Größen relativ zu den verwendeten Intervallgrößen gering sind, was in den Abbildungen 6.19 – 6.23 gezeigt wird.

In der Praxis bedeutet die erste Methode, daß die für die Strukturfunktionen des vorigen Abschnittes verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse einer Detektor-Simulation und

dem anschließenden Selektionsalgorithmus unterzogen werden müssen. Eine Detektor-Simulation kann wegen der dafür benötigten Rechenzeit nicht in dem Umfang durchgeführt werden, wie es für diese Analyse erforderlich wäre. Zur Bestimmung der Akzeptanzkorrektur entsprechend der zweiten Methode werden für $f_{e^+} = 0 \text{ GeV}$, $f_{e^-} = -0.05 \text{ GeV}$ und $f_{\nu} = 0.1 \text{ GeV}$ Simulationen von ca. jeweils einer Million Ereignissen durchgeführt. Für die Bestimmung der Akzeptanzkorrektur ist es unwesentlich, mit welchem skalaren Beitrag die Monte-Carlo-Ereignisse generiert wurden, solange nur sämtliche Phasenraumbereiche der zu korrigierenden Observablen bevölkert sind.

In erster Linie gibt die Akzeptanzkorrektur für jedes Phasenraumintervall das Gewicht, mit dem die Daten dieses Intervalls zu multiplizieren sind. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, wie die Ereignisse eines Intervalls, bedingt durch das Akzeptanzverhalten, in benachbarte Intervalle gestreut werden. Beispielsweise könnten Impulse geladener Spuren in Abhängigkeit vom Winkel systematisch zu größeren oder kleineren Werten verändert werden. Es muß daher für jedes Intervall vor der Faltung mit der Übertragungsfunktion des Detektors (im weiteren Detektorakzeptanz genannt) die Ausgangsverteilung nach der Durchführung der Faltung ermittelt werden. Entsprechend seiner Lage im Phasenraum wird damit jedes zu korrigierende Ereignis gewichtet auf den Eingangsbereich abgebildet. Jedes Ereignis im Ausgangsbereich wird durch die Akzeptanzkorrektur zu einer Verteilungsfunktion über mehrere Intervalle im Eingangsbereich, wenn ein Übersprechen zwischen den Intervallen vorliegt.

Es läßt sich leicht überprüfen, ob diese Situation gegeben ist, indem für jedes Ereignis die Verschiebung durch die Detektorakzeptanz betrachtet wird. In den Abbildungen 6.19 - 6.23 ist die Differenz der jeweiligen Observablen vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion aufgetragen. Sie sind im Mittel mit Null verträglich, d.h. der Detektor verursacht keine systematische Verschiebung in den verwendeten Variablen. Die Breiten der Verteilungen sind in allen Fällen kleiner als die Hälfte der verwendeten Intervallbreiten. Da sich die Akzeptanz zwischen benachbarten Intervallen ohnehin nicht abrupt ändert, wird im weiteren der Überlapp zwischen ihnen nicht berücksichtigt.

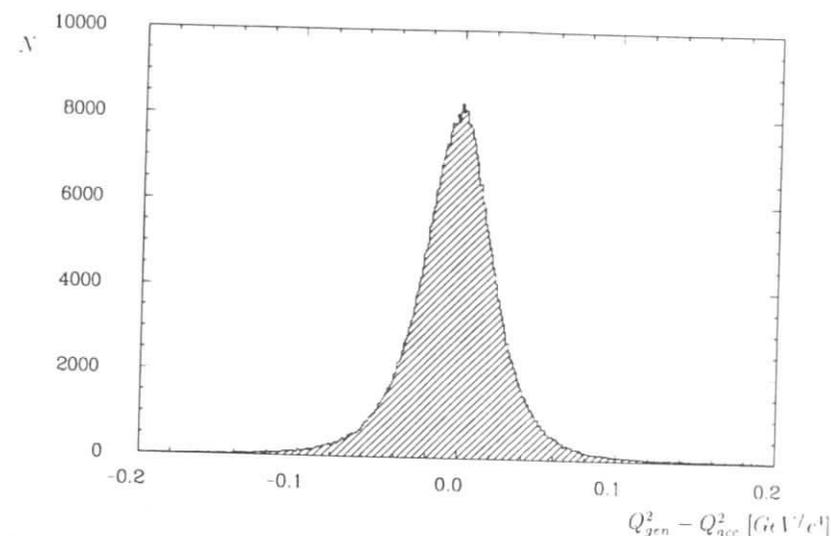


Abbildung 6.19: Differenz zwischen Q^2 vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion.

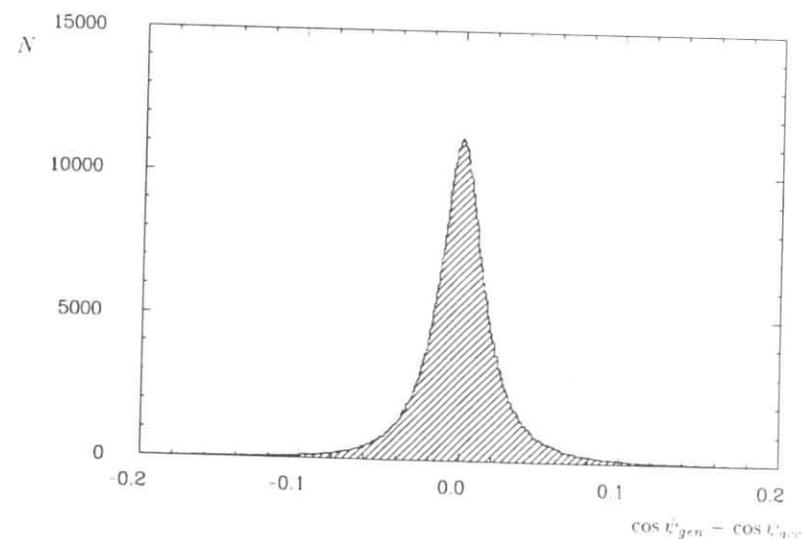


Abbildung 6.20: Differenz zwischen $\cos \psi$ vor und nach der Detektorsimulation und Selektion.

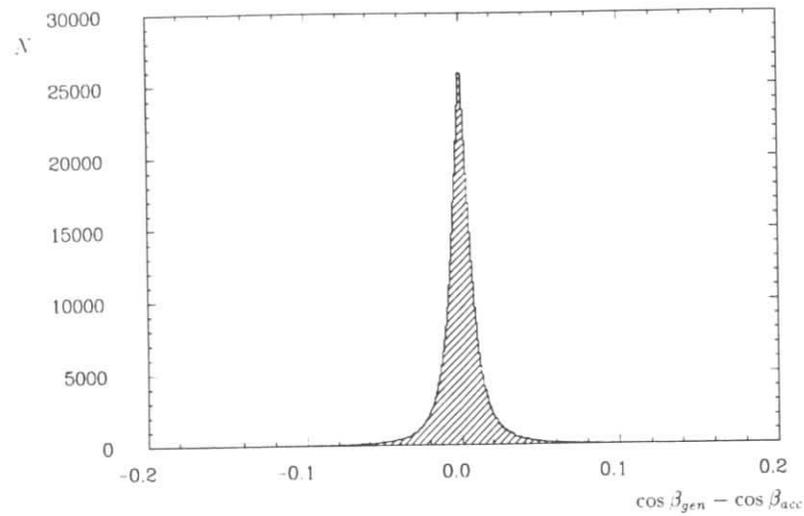


Abbildung 6.21: Differenz zwischen $\cos\beta$ vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion.

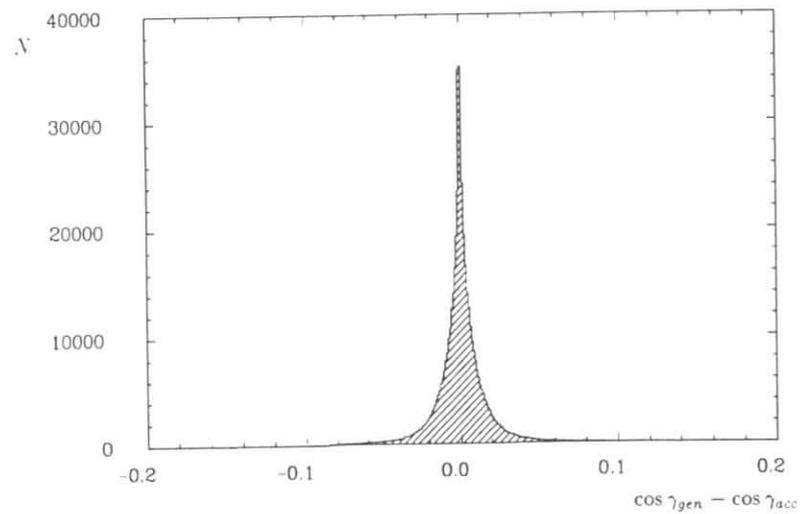


Abbildung 6.22: Differenz zwischen $\cos\gamma$ vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion.

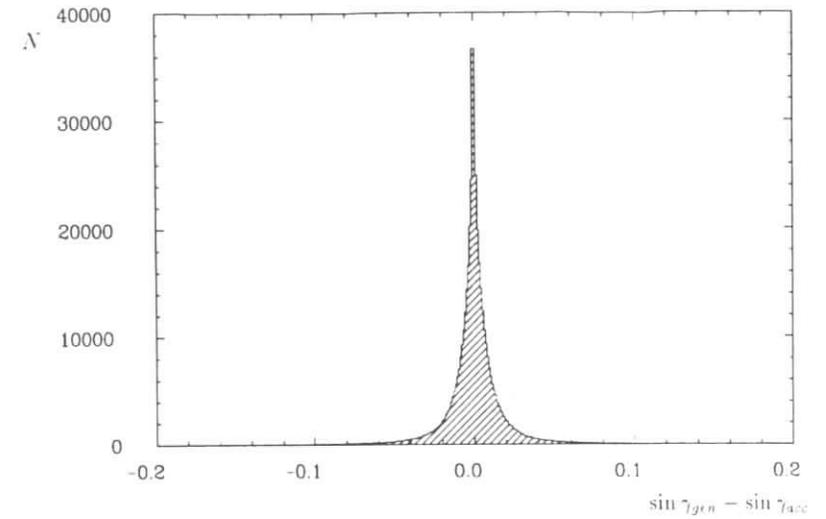


Abbildung 6.23: Differenz zwischen $\sin\gamma$ vor und nach der Detektorakzeptanz und Selektion.

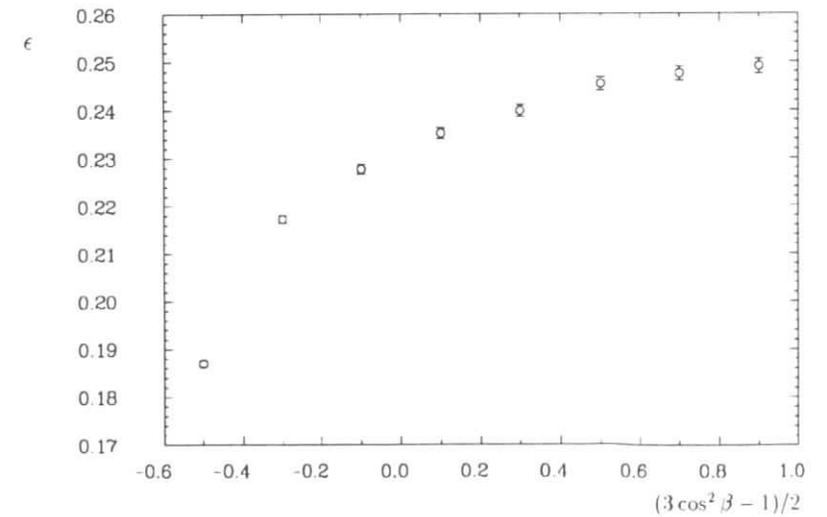
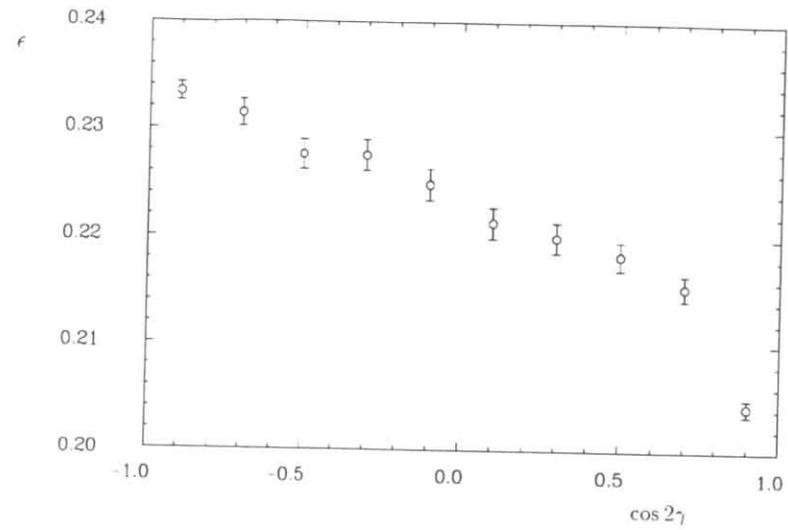
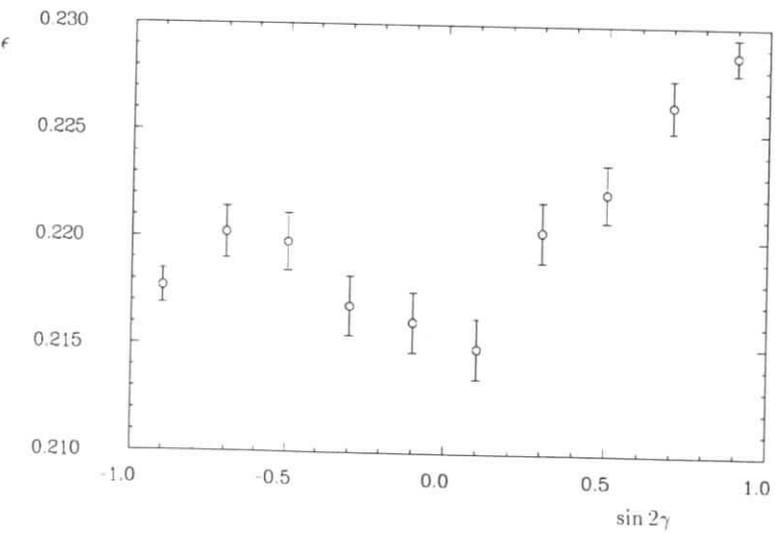
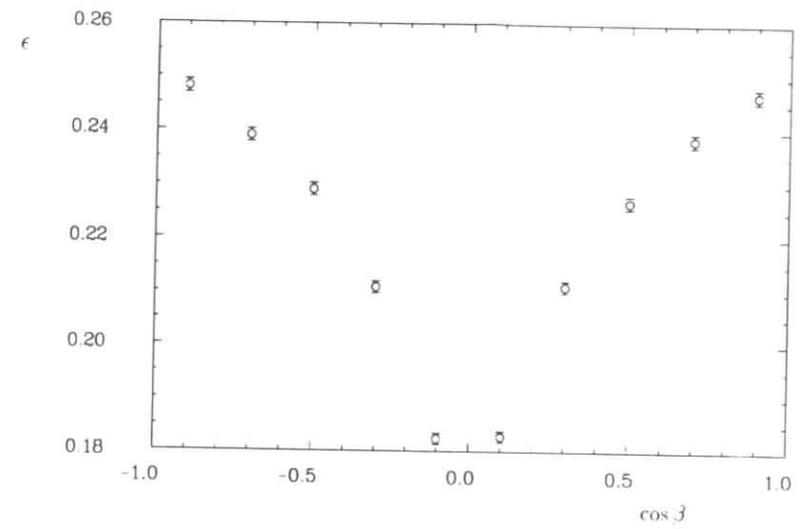
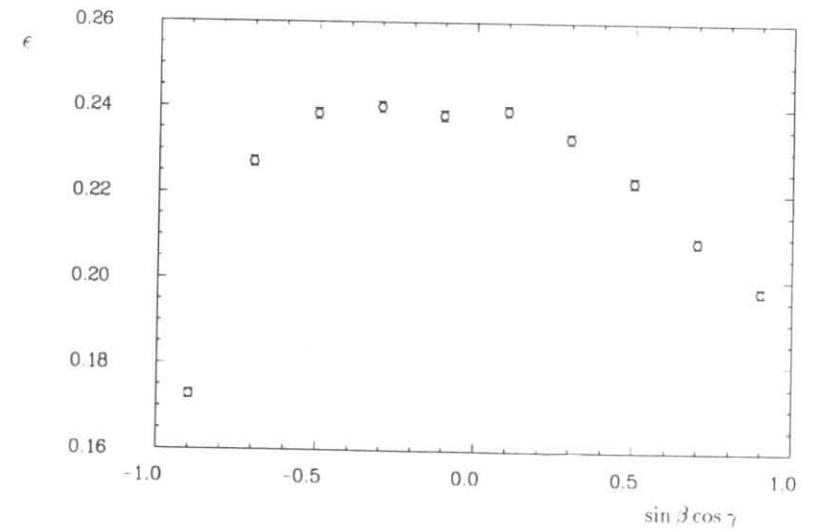
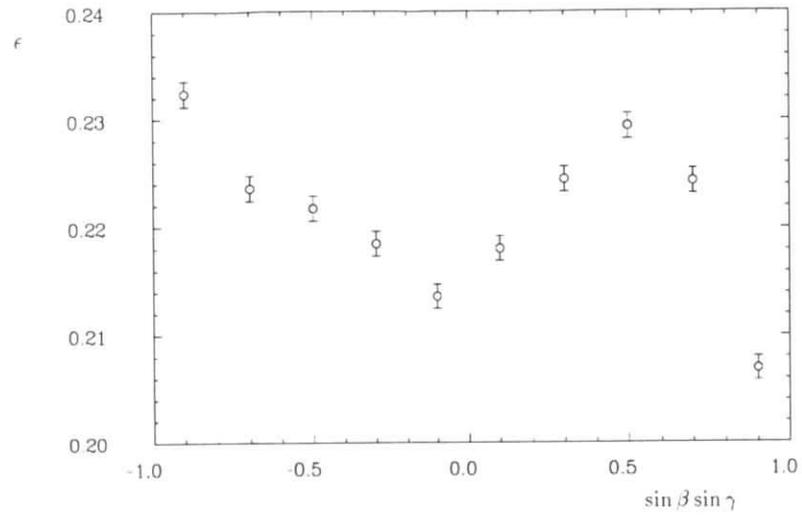
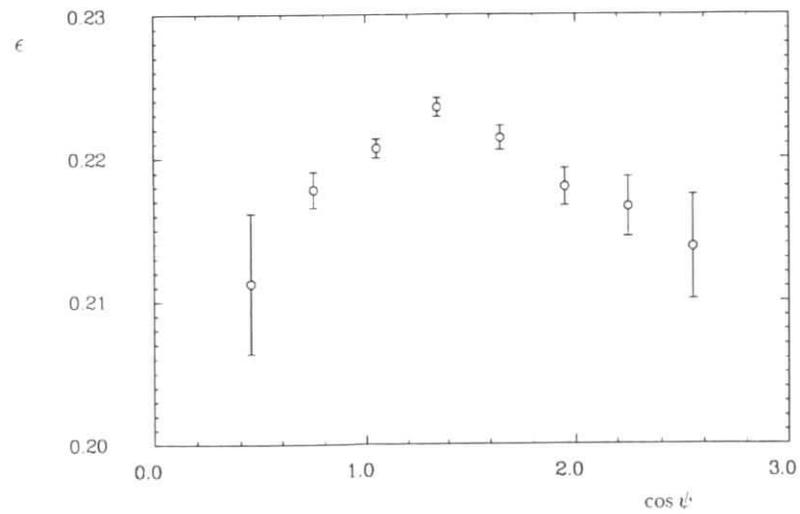
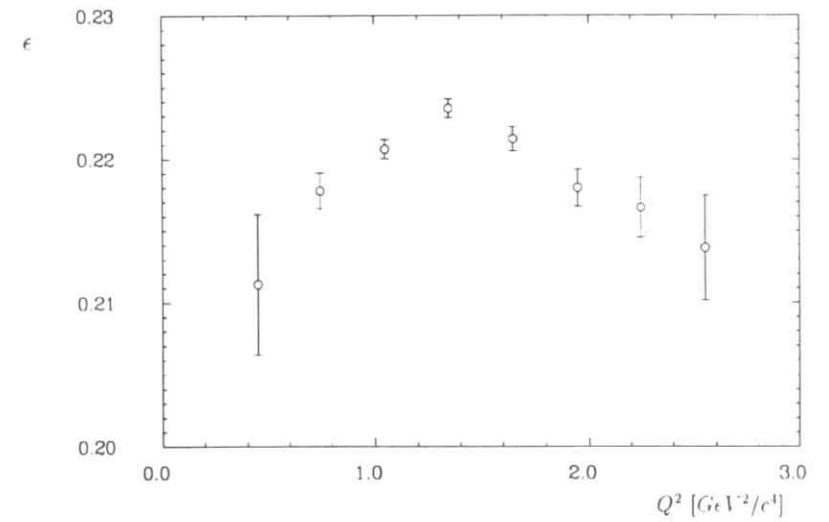


Abbildung 6.24: Akzeptanzfunktion von $(3\cos^2\beta - 1)/2$.

Abbildung 6.25: Akzeptanzfunktion von $\cos 2\gamma$.Abbildung 6.26: Akzeptanzfunktion von $\sin 2\gamma$.Abbildung 6.27: Akzeptanzfunktion von $\cos \beta$.Abbildung 6.28: Akzeptanzfunktion von $\sin \beta \cos \gamma$.

Abbildung 6.29: Akzeptanzfunktion von $\sin \beta \sin \gamma$.Abbildung 6.30: Akzeptanzfunktion von $\cos \psi$.Abbildung 6.31: Akzeptanzfunktion von Q^2 .

Die Akzeptanzfunktionen wurden mit 3 Millionen generierten Monte-Carlo-Ereignissen einschließlich der Detektorsimulation erstellt. Dadurch ergeben sich sehr kleine statistische Fehler, deren Einfluß auf das Endergebnis vernachlässigbar ist. Die Akzeptanzen liegen zwischen 18% und 25%. Der Einfluß der Akzeptanzkorrektur auf die Strukturfunktionen soll anhand der Strukturfunktion W_{SB} für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ und $f_{\pi^-} = -0.05 \text{ GeV}$ untersucht werden. Die Abbildungen 6.32 und 6.33 zeigen die Strukturfunktion jeweils für Monte-Carlo-Ereignisse nach der Detektorsimulation mit und ohne angewendeter Akzeptanzkorrektur. Man erkennt, daß die Korrektur in beiden Fällen zu keiner signifikanten Verschiebung führt.

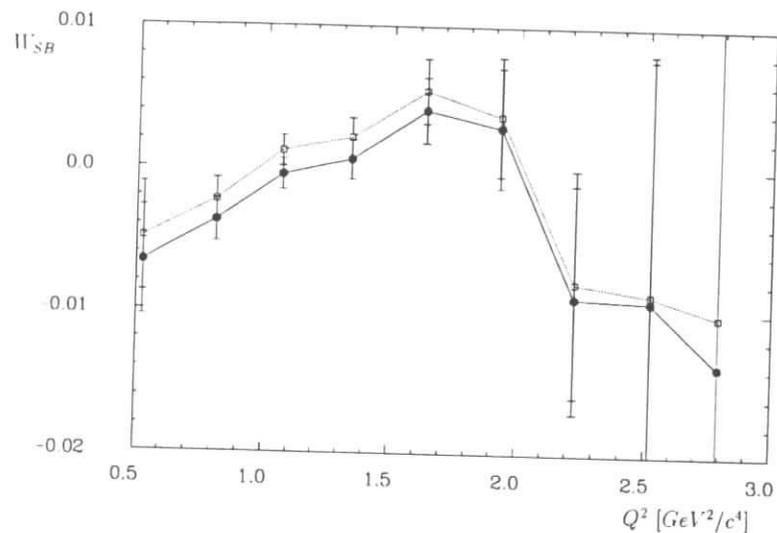


Abbildung 6.32: W_{SB} für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ nach der Detektorsimulation und Selektion mit (Kreise) und ohne (Quadrate) Akzeptanzkorrektur.

6.4 Einfluß des Untergrundes auf die Strukturfunktionen

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurden die theoretischen Vorhersagen der Strukturfunktionen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ \nu_\tau$ ermittelt und der Einfluß der Detektorakzeptanz untersucht. Die Hauptuntergrundquellen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ sind die τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$. $q\bar{q}$ - und $\gamma\gamma$ -Ereignisse liefern einen relativen Beitrag von weniger als 2%. Neben der Detektorakzeptanz können diese Beiträge ebenfalls zu einer Veränderung der Strukturfunktionen führen. Die Daten können nur dann mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden, wenn der Einfluß des Untergrundes berücksichtigt wird. Dazu werden die Untergrundquellen in der Simulation der jeweils 2 Millionen τ -Ereignisse für

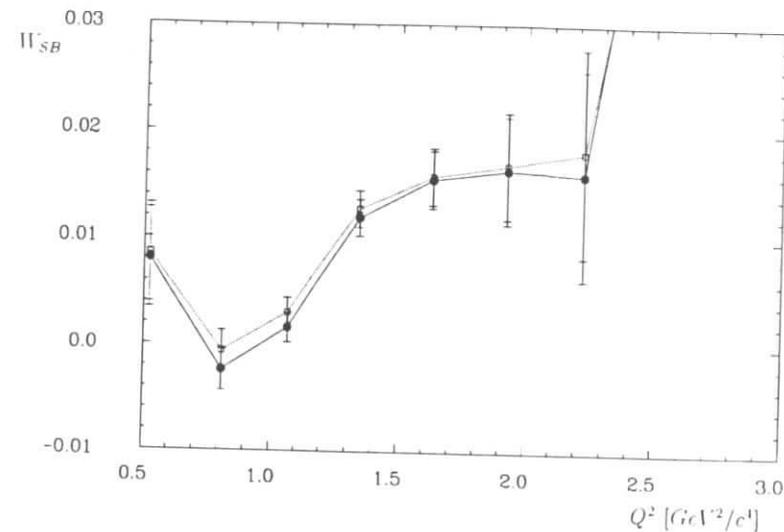


Abbildung 6.33: W_{SB} für $f_{\pi^+} = -0.05 \text{ GeV}$ nach der Detektorsimulation und Selektion mit (Kreise) und ohne (Quadrate) Akzeptanzkorrektur.

einen bestimmten Wert von f_{π^+} miterzeugt. Die Strukturfunktionen für den Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^+ \nu_\tau$, die in den Abbildungen 6.11 - 6.17 gezeigt wurden, beinhalten neben den Zerfällen $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ bereits die Zerfälle $\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$, die jeweils mit einem Verzweungsverhältnis von 0.22% [13] in der Simulation berücksichtigt wurden.

Der relative Untergrund aus der Reaktion $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ wird durch Anwendung der Selektion auf 106876 simulierte τ^- -Ereignisse dieses Typs bestimmt, wobei der τ^+ -Zerfall ein inklusiver 1-Prong-Zerfall ist. Es werden 4332 Ereignisse selektiert. Das Verzweungsverhältnis des τ -Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ beträgt $(4.45 \pm 0.14)\%$ [86]. In der verwendeten Datenmenge der Experimente 2 - 8 werden $2 \cdot 373440 \cdot 0.0445 \cdot 0.8541 = 28387$ Ereignisse dieses Typs erwartet. Daraus ergibt sich die Normierung der simulierten Datenmenge zu $28386/106876 = 0.2656$. Die Triggerwahrscheinlichkeit beträgt nach dieser Selektion 96%. In den Daten werden daher $4332 \cdot 0.2656 \cdot 0.96 = 1105$ Ereignisse erwartet. Der relative Anteil dieser Untergrundquelle in der Datenmenge von 8688 Ereignissen beträgt $1105/8688 = 0.127$. Dieser Anteil wird zu den Monte-Carlo-Ereignissen des Typs $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ addiert. Die größte systematische Unsicherheit der Strukturfunktionen durch den Untergrund geht vom Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ aus. Wie in Kapitel 5 gezeigt werden konnte, besteht eine große Diskrepanz zwischen den Daten und ihrer theoretischen Beschreibung (s. Abbildungen 5.29 - 5.33). Die Variation des Untergrundes ist ein systematischer Test in dieser Arbeit.

Abbildung 6.34 zeigt den Einfluß des Untergrundes auf die Strukturfunktion W_{SB} für $f_{\pi^+} = -0.1 \text{ GeV}$ ohne Detektorakzeptanz für einen reinen 3-Pion-Datensatz ohne

Untergrund, mit Kaon-Anteil und mit Kaon- und 4-Pion-Anteil. Da die Zumischung des Untergrundes verglichen mit der Sensitivität (s. W_{SB} für $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ in derselben Abbildung) zu keiner wesentlichen Veränderung im Bereich des Q^2 -Intervalls der Resonanzen a_1 und π' führt, wird erwartet, daß der Einfluß auf die Likelihood-Funktion des Parameters $f_{\pi'}$ ebenfalls gering ist. Die Unterschiede unterhalb von $1 \text{ GeV}^2/c^4$ sind für die Messung der Likelihood-Funktion von untergeordneter Bedeutung, da die zur Verfügung stehende Datenstatistik in diesem Bereich gering ist, so daß die statistischen Fehler um ein Vielfaches größer sind als die systematischen.

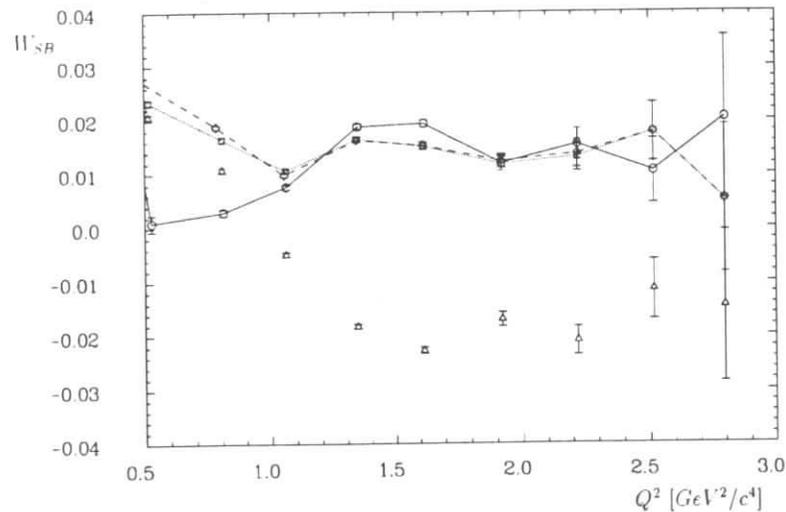


Abbildung 6.34: W_{SB} für $f_{\pi'} = -0.1 \text{ GeV}$ vor der Detektorsimulation für einen reinen 3-Pion-Datensatz (offene Kreise), mit Kaon-Beitrag (Quadrate), mit Kaon- und 4-Pion-Untergrund (Rauten) und als Kontrast für $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ für den Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^+ \nu_\tau$ (Dreiecke).

6.5 Messung der Strukturfunktionen

Zur Messung der Strukturfunktionen und zur Bestimmung des skalaren Beitrages werden Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^+ \nu_\tau$ aus den Daten der Experimente 2 - 8 mit den Schnitten 1 - 12 (s. Kapitel 4) selektiert. Der Energieschnitt für Photonen wird von 150 MeV auf 30 MeV herabgesetzt. Dadurch vermindert sich der Untergrund und somit der systematische Einfluß des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^+ \pi^0 \nu_\tau$ relativ um 25%. Nach diesen Schnitten verbleiben 8688 Ereignisse.

Wie bereits erläutert, können die Strukturfunktionen der akzeptanzkorrigierten Daten mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden, wenn auch der Untergrund berücksichtigt wird.

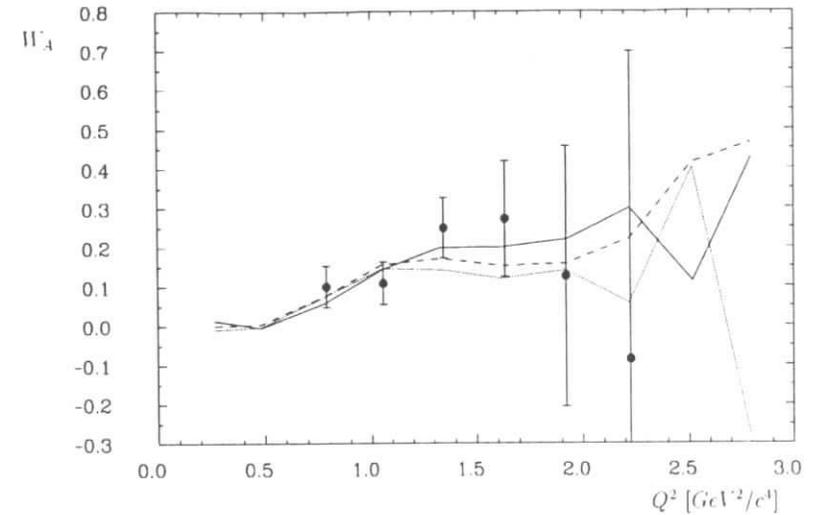


Abbildung 6.35: W_A simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken).

Die Abbildungen 6.35 - 6.41 zeigen die gemessenen Strukturfunktionen der akzeptanzkorrigierten Daten (mit Fehlerbalken) im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen für skalare Beimischungen entsprechend den Parametern $f_{\pi'} = 0, -0.06 \text{ GeV}$ und 0.1 GeV . Innerhalb der Fehler stimmen die Daten gut mit dem Modell von Decker et al. überein.

Dies gilt insbesondere auch für die Strukturfunktion W_E , die in Abbildung 6.38 dargestellt ist. W_E wurde bei ARGUS als Meßgröße zur Bestimmung der τ -Neutrinohelizität verwendet [3]. Sowohl für τ^- - als auch für τ^+ -Zerfälle läßt sich die Asymmetrie deutlich erkennen. Die Messungen basieren jeweils auf 434 Ereignissen eines Ladungszustandes (zufällig exakt gleiche Zahlen). Die Vorhersagen sind nur für den τ^- -Zerfall mit einer τ -Neutrinohelizität von -1 dargestellt. Die theoretische Strukturfunktion für den τ^+ -Zerfall erhält man durch Spiegelung an der Abszisse. Die beiden Verteilungen der Daten sind deutlich von Null verschieden und besitzen entgegengesetzte Vorzeichen. Dieses Resultat bestätigt die Messung der τ -Neutrinohelizität, für die die kleinere Datenmenge der Experimente 2 - 6 verwendet wurde.

Das Resultat der Messung der Strukturfunktionen ist, daß im Rahmen der großen statistischen Fehler keine signifikanten Abweichungen von den Vorhersagen des Modells von Decker et al. für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$ beobachtet werden. Gegenüber den großen statistischen Fehlern erweist sich der Einfluß der durchgeführten Akzeptanzkorrektur und der Berücksichtigung des Untergrundes als vernachlässigbar.

Die hier gemessenen Strukturfunktionen und die Schar ihrer theoretischen Vorhersagen bilden die Plattform für die Bestimmung des skalaren Beitrages ($f_{\pi'}$) im nächsten Abschnitt.

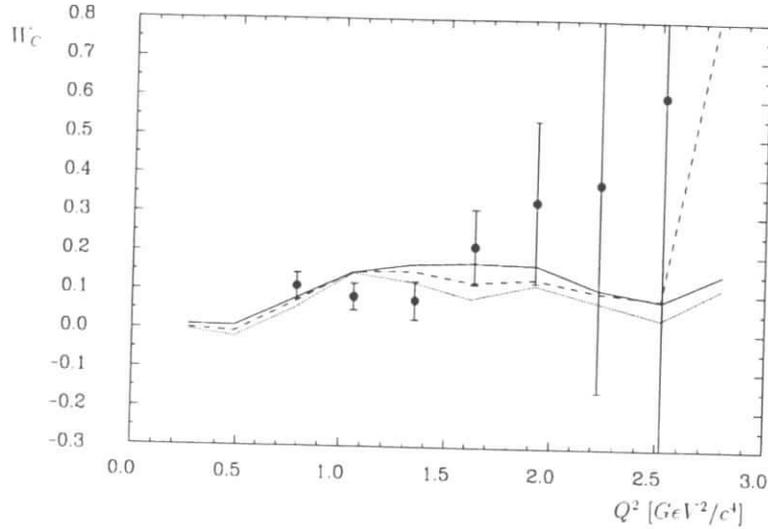


Abbildung 6.36: W_C simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken)

6.6 Bestimmung der Likelihood-Funktion für $f_{\pi'}$

Wie bereits in den Abbildungen 6.16 und 6.17 gezeigt werden konnte, besitzen nur die Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} eine ausreichende Sensitivität zur Messung des skalaren Beitrages. Das erklärt sich dadurch, daß nur diese beiden Strukturfunktionen aus der Interferenz zwischen den Amplituden der Resonanzen a_1 und π' , also zwischen den vektoriellen und dem skalaren Formfaktor, entstehen. Sie liefern unabhängige Informationen über den skalaren Beitrag [9, 10], da auch die zugrundeliegenden Winkelverteilungen $\sin \beta \cos \gamma$ und $\sin \beta \sin \gamma$ orthogonale Projektionen darstellen.

Diese Unabhängigkeit wird bewiesen, indem 600 Datensätze mit jeweils 8688 Ereignissen, entsprechend der Zahl der Ereignisse der selektierten Daten, erzeugt werden. Für jeden Datensatz wird W_{SB} und W_{SD} mit der beschriebenen Momentenmethode ermittelt. Jeder Datensatz liefert einen Eintrag in Abbildung 6.42, in der W_{SB} gegen W_{SD} aufgetragen ist. Die Abbildung zeigt exemplarisch die Werte der Strukturfunktionen für das Q^2 -Intervall von 1.2 – 1.5 GeV^2/c^4 und für eine skalare Beimischung mit $f_{\pi'} = 0.01 \text{ GeV}$. Eine Korrelation zwischen den Strukturfunktionen wird nicht beobachtet, wodurch die Unabhängigkeit bewiesen ist.

W_{SB} und W_{SD} werden für die Bestimmung der Likelihood $L(f_{\pi'})$ verwendet. Diese Likelihood-Funktion ist im Gegensatz zu einer analytisch gegebenen Wahrscheinlichkeitsdichte eine Stichprobenfunktion und damit selbst eine Zufallsvariable.

Die Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} werden in den Q^2 -Intervallen mit dem Modell für verschiedene Werte von $f_{\pi'}$ verglichen, in denen eine ausreichende Sensitivität

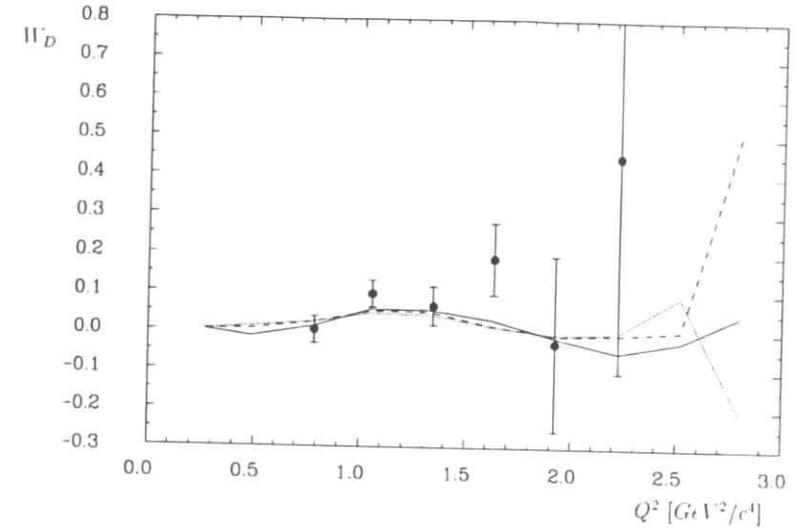


Abbildung 6.37: W_D simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi'} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\pi'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi'} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken)

und Zahl von Ereignissen vorhanden ist. Es werden die sechs Intervalle zwischen 0.6 und 2.4 GeV^2/c^4 verwendet. Wegen der Unabhängigkeit der beiden Strukturfunktionen stehen daher insgesamt 12 Intervalle für den Hypothesentest zur Verfügung.

Die in diesem Bereich liegenden 12 Meßpunkte sind statistisch unabhängige Messungen verschiedener Genauigkeit von $W_{SB/D}(Q^2)$. Würden die Messungen in einem Q^2 -Intervall häufig wiederholt werden, so würden sie nach dem zentralen Grenzwertsatz gaußisch um den unbekanntem wahren Wert der Strukturfunktion $w_{SB/D}(Q^2, f_{\pi'})$ streuen. Der wahre Wert ist unbekannt, weil er von dem unbekanntem Parameter $f_{\pi'}$ abhängt.

Jede Messung entspricht also einer Entnahme einer Stichprobe aus einer Gaußverteilung mit dem wahren Wert $w_{SB/D}(Q^2, f_{\pi'})$ als Mittelwert und dem statistischen Fehler $\sigma(Q^2)$ als Streuung. $\sigma(Q^2)$ wird durch den statistischen Fehler der Daten dominiert. Die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung eines Meßwertes $W_{SB/D}^{Me\beta}(Q^2)$ ist abhängig von $f_{\pi'}$ und gegeben durch:

$$P(W_{SB/D}^{Me\beta}(Q^2), f_{\pi'}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(Q^2)} \exp\left(-\frac{(W_{SB/D}^{Me\beta}(Q^2) - w_{SB/D}(Q^2, f_{\pi'}))^2}{2\sigma^2(Q^2)}\right).$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung aller 12 Meßwerte von $W_{SB}^{Me\beta}$ und $W_{SD}^{Me\beta}$ (jeweils sechs zwischen 0.6 und 2.4 GeV^2/c^4) ist dann das Produkt dieser Einzelwahrscheinlichkeiten und somit nichts anderes als die dieser Messung zugeordnete Likelihood-Funktion, deren Wert ebenfalls von dem Parameter $f_{\pi'}$ abhängt:

$$L(f_{\pi'}) = \prod_{Q^2=0.6}^{2.4} P(W_{SB/D}^{Me\beta}(Q^2), f_{\pi'}) \propto \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{Q^2=0.6}^{2.4} \left(\frac{W_{SB/D}^{Me\beta}(Q^2) - w_{SB/D}(Q^2, f_{\pi'})}{\sigma(Q^2)}\right)^2\right)$$

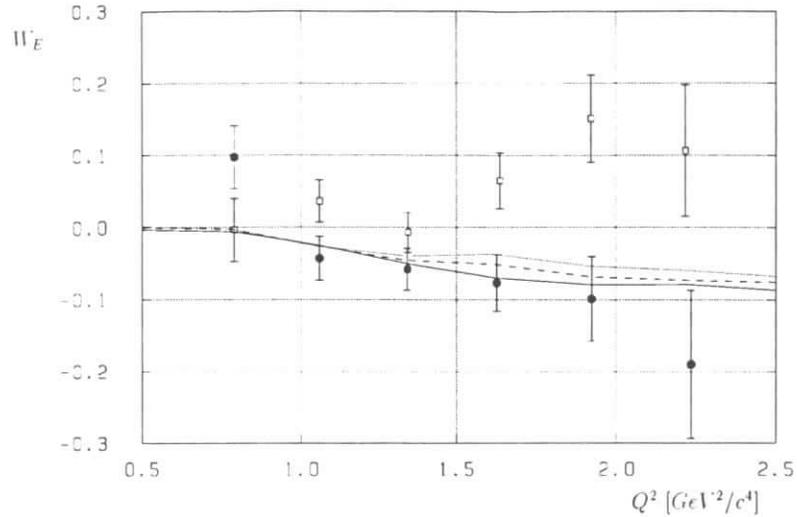


Abbildung 6.38: W_E simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\pi^+} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi^+} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken) aus τ^- -Zerfällen (schwarze Kreise) und aus τ^+ -Zerfällen (offene Quadrate). Die Vorhersagen für τ^+ -Zerfälle erhält man durch Spiegelung an der Ordinate.

Der Verlauf der Likelihood-Funktion in Abhängigkeit von f_{π^+} ergibt sich durch Variation dieses Parameters bei der Simulation der Ereignisse, aus denen dann die entsprechenden Vorhersagen $w_{SB/D}(Q^2, f_{\pi^+})$ ermittelt werden (s. Abbildungen 6.40 - 6.41). Entsprechend dem Maximum-Likelihood-Prinzip ist der Wert von f_{π^+} am wahrscheinlichsten, für den L maximal wird. L wird maximal, wenn

$$\chi^2 = \sum_{Q^2=0.6}^{2.4} \left(\frac{W_{SB/D}^{\text{reB}}(Q^2) - w_{SB/D}(Q^2, f_{\pi^+})}{\sigma(Q^2)} \right)^2 = \text{Minimum}, \quad (6.25)$$

was äquivalent zum Prinzip der kleinsten Quadrate ist. Das χ^2 wird als ein Maß für das Vertrauen in ein bestimmtes Resultat interpretiert. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist gleich der Anzahl der Summanden ($N_{\Sigma} = 12$), da keine Zwangsbedingungen zwischen ihnen erfüllt sein müssen.

Abb. 6.43 zeigt die resultierende Likelihood-Funktion. Die Breite der Verteilung ergibt sich durch den statistischen Fehler aufgrund der begrenzten Datenstatistik. Die angepaßte Gaußfunktion liefert folgendes Resultat für f_{π^+} , wobei der angegebene systematische Fehler die statistischen Fehler aufgrund der begrenzten Monte-Carlo-Statistik, aus der die Vorhersagen gewonnen wurden, beinhaltet:

$$f_{\pi^+} = 0.013 \pm 0.021^{\text{stat}} \pm 0.01^{\text{sys}} [\text{GeV}] \quad (6.26)$$

Das hier ermittelte Resultat für den Parameter f_{π^+} ist mit Null verträglich. Aus der

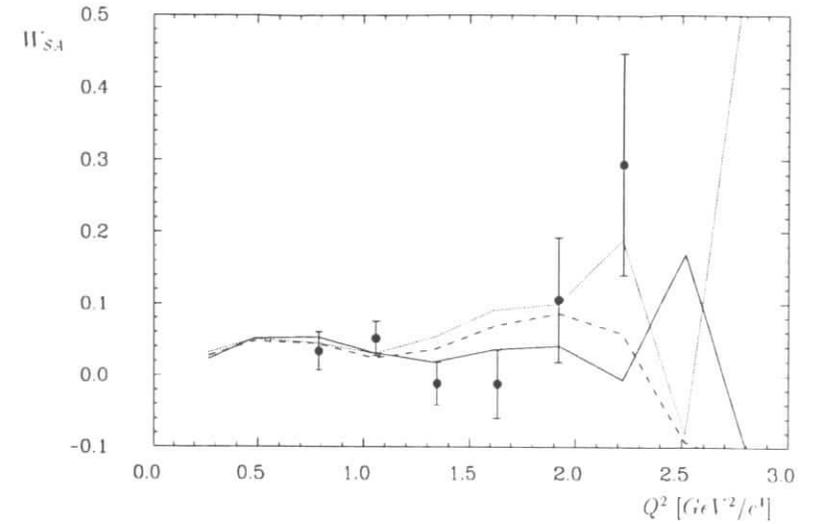


Abbildung 6.39: W_{SA} simulierter τ -Zerfälle für $f_{\pi^+} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\pi^+} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\pi^+} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken).

Likelihood-Funktion erhält man bei einem Vertrauensintervall von 95% eine obere Grenze:

$$|f_{\pi^+}| < 0.055 \text{ GeV}.$$

Mit dem Verzweungsverhältnis $BR(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = 17.8$ [86] erhält man aus der Relation (1.26) zwischen f_{π^+} und dem Verzweungsverhältnis

$$BR(\pi^+) = 2.8625 \cdot f_{\pi^+}^2 \cdot 17.8\% \quad (6.27)$$

eine obere Grenze (CL = 95%) für das absolute Verzweungsverhältnis:

$$BR(\tau^- \rightarrow (\pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \nu_\tau) < 0.15\%. \quad (6.28)$$

Die angegebenen systematischen Fehler für f_{π^+} ergeben sich dominant aus der Variation des Untergrundes. Eine konservative Abschätzung erhält man, wenn der Untergrund vollständig vernachlässigt wird. Das wird gemacht, um systematische Unsicherheiten durch eine mögliche Fehlbeschreibung der Resonanzstruktur insbesondere des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ zu berücksichtigen.

Als weiterer systematischer Test wird die Likelihood für nicht akzeptanzkorrigierte Daten bestimmt. Die resultierenden Likelihood-Funktionen sind in Abbildung 6.44 gezeigt. Die Likelihood-Funktionen ändern sich nur geringfügig. Der Gesamtfehler auf die Messung des Parameters f_{π^+} wird durch die begrenzte Datenstatistik dominiert.

Der statistische Fehler durch die Datenstatistik bestimmt die Breite der Likelihood-Funktion. Eine andere Messung würde ebenfalls einen Schätzwert für f_{π^+} entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichte liefern, die durch die angegebene Likelihood-Funktion gegeben ist. Dabei entspricht der Schätzwert dem Maximum dieser anderen Likelihood-Funktion.

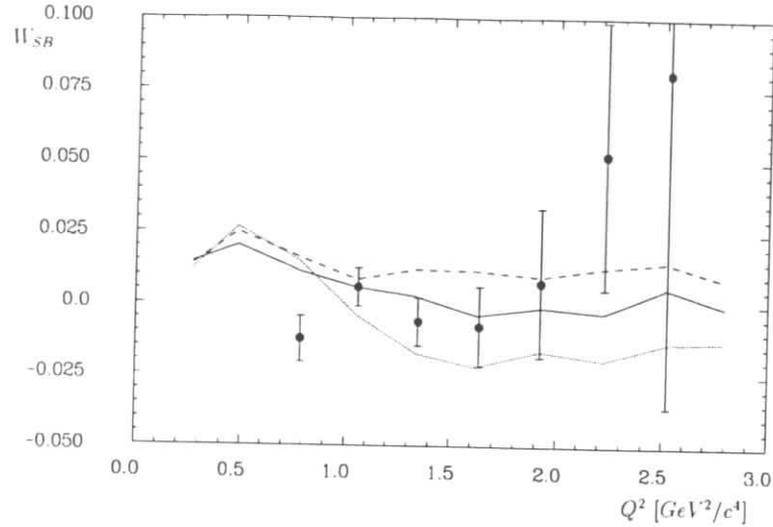


Abbildung 6.40: W_{SB} simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\tau'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\tau'} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken).

Daß diese Interpretation der Breite der Likelihood-Funktion gerechtfertigt ist, soll ebenfalls mit den bereits verwendeten 600 Datensätzen zu je 8688 Ereignissen überprüft werden. Diese Datensätze wurden mit $f_{\tau'} = 0.01$, entsprechend der Lage des gemessenen Maximums, generiert. Die Maxima der daraus resultierenden 600 Likelihood-Funktionen sollten daher im Mittel um 0.01 entsprechend der Breite der gemessenen Likelihoodfunktion streuen. Abbildung 6.45 zeigt diese Verteilung der Maxima zusammen mit der tatsächlichen gemessenen Likelihood-Funktion aus Abbildung 6.43 und bestätigt die Annahme. Dieser Test bestätigt auch die richtige Berücksichtigung sämtlicher statistischer Fehler dieser Analyse.

6.7 Diskussion und Interpretation des Resultats

In diesem Kapitel wurde eine modellunabhängige Messung der Strukturfunktionen W_A , W_C , W_D , W_E , W_{SA} , W_{SB} und W_{SD} des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ mit der Momentenmethode durchgeführt. Drei der insgesamt 16 Strukturfunktionen des semihadronischen τ -Zerfalls sind nicht meßbar, da die τ -Flugrichtung wegen des nicht nachgewiesenen Neutrinos nicht bekannt ist. Unter der hier gemachten Annahme der Erhaltung der G-Parität verschwinden sechs weitere Strukturfunktionen. Das besondere Augenmerk dieses Kapitels galt der modellabhängigen Messung des Parameters $f_{\tau'}$ unter Verwendung der Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} . Aus dem Vergleich der Daten mit den theoretischen Vorhersagen des Modells von Decker et al. für verschiedene Hypothesen von $f_{\tau'}$ wurde eine Likelihood-Funktion gewonnen, aus der erstmalig die obere Grenze für eine skalare Komponente (Spin-Parität $J^P = 0^-$) des Zerfalls

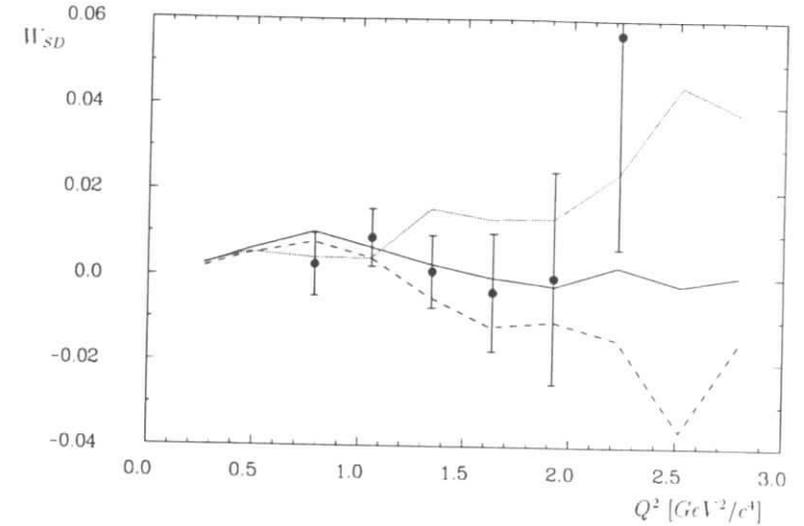


Abbildung 6.41: W_{SD} simulierter τ -Zerfälle für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ (Linie), $f_{\tau'} = -0.06 \text{ GeV}$ (Striche) und $f_{\tau'} = 0.1 \text{ GeV}$ (Punkte) und akzeptanzkorrigierte Daten (Fehlerbalken).

$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$, bestimmt wurde. Das Resultat $|f_{\tau'}| < 0.055 \text{ GeV}$ bedeutet, daß die relative skalare Komponente des 3-Hadron-Endzustandes kleiner als $0.15\%/8\% \approx 2\%$ sein muß. Der von Kühn und Mirkes angenommene Wert $f_{\tau'} = 0.08 \text{ GeV}$ [8] kann durch diese Messung ausgeschlossen werden. Die Autoren weisen darauf hin, daß dieser Wert so groß gewählt wurde, um den Einfluß des skalaren Beitrages deutlich zu machen. Dieser Wert läßt sich aber theoretisch nicht ausschließen [10], so daß er erstmalig durch diese Messung eingeschränkt wird. Dadurch wird auch eine fundamentale Voraussetzung für die Messung der a_1 -Parameter, der τ -Neutrinohelizität und der τ -Polarisation bei LEP geliefert. Bisherige Messungen gehen davon aus, daß der τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ ausschließlich über die Axialvektor-Resonanz a_1 entsteht. Die hier gemessene obere Grenze rechtfertigt diese Annahme. Alle sieben Strukturfunktionen werden gut durch die Modellvorhersagen für $f_{\tau'} = 0 \text{ GeV}$ beschrieben. Weitergehende Aussagen sind aufgrund der statistischen Fehler nicht möglich.

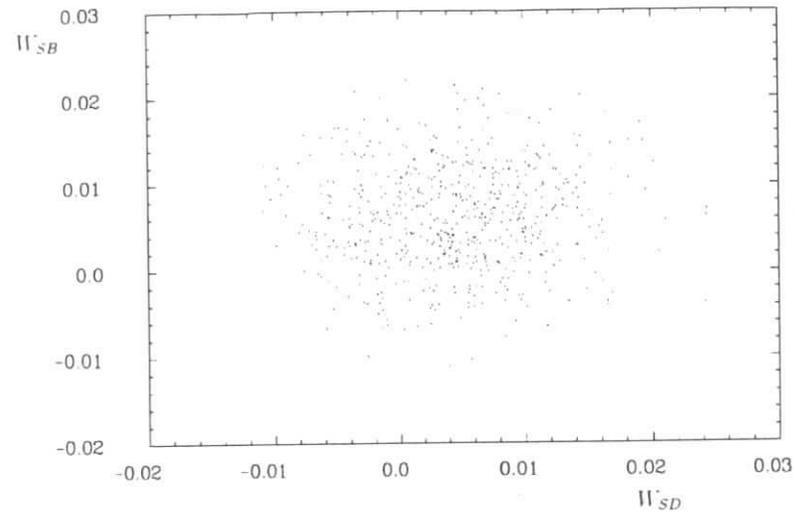


Abbildung 6.42: W_{SB} gegen W_{SD} für 600 Datensätze zu je 8688 Ereignissen mit $f_{\pi^+} = 0.01 \text{ GeV}$ in dem Q^2 -Intervall zwischen 1.2 und $1.5 \text{ GeV}^2/c^4$

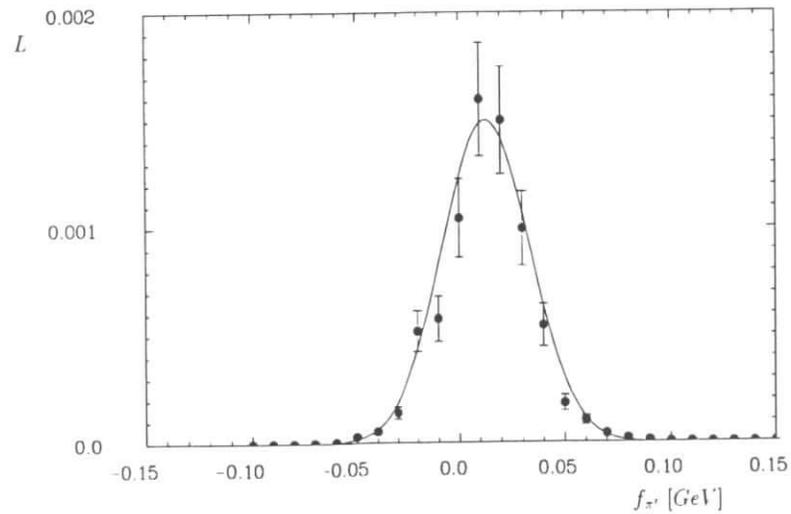


Abbildung 6.43: Likelihood-Funktion für f_{π^+} aus W_{SB} und W_{SD} (Daten). Es wurde bei beiden Strukturfunktionen das Q^2 -Intervall zwischen 0.6 und $2.4 \text{ GeV}^2/c^4$ berücksichtigt.

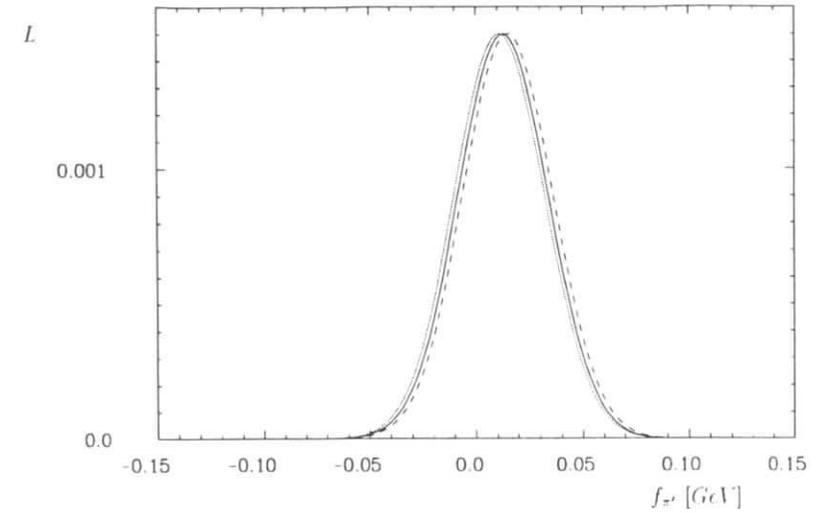


Abbildung 6.44: Likelihood-Funktion aus Abb. 6.43 (durchgezogene Linie), ohne Akzeptanzkorrektur (gepunktete Linie) und ohne Berücksichtigung des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ (gestrichelte Linie).

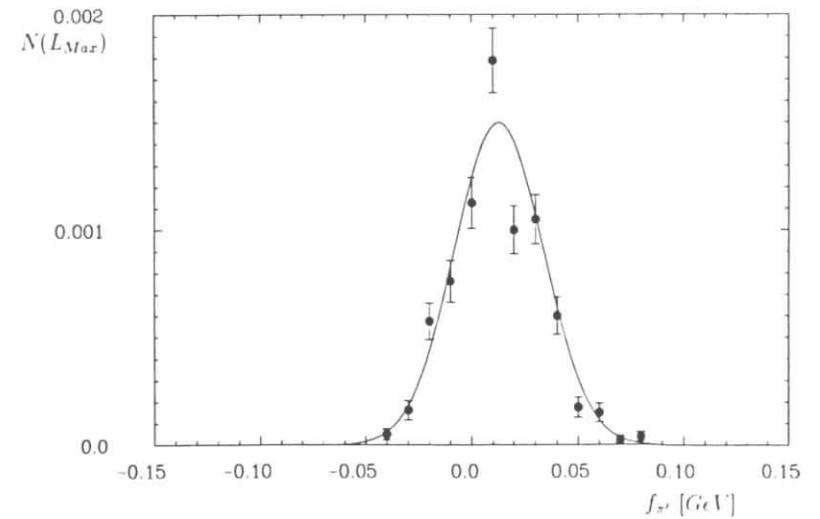


Abbildung 6.45: Maxima von 600 Likelihood-Funktionen für $f_{\pi^+} = 0.01 \text{ GeV}$ aus W_{SB} und W_{SD} . Die Untermengen haben die gleiche Größe von 8688 Ereignissen wie die verwendete Datenmenge.

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, einen Beitrag zum Verständnis der τ -Zerfälle $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ zu liefern. Dazu wurden Verzweigungsverhältnisse beider Zerfallskanäle und die Strukturfunktionen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ gemessen.

Zur Messung der Verzweigungsverhältnisse wurden detaillierte systematische Studien der Zerfallstopologien durchgeführt. Dazu wurden die folgenden Topologien untersucht, die durch zusätzliche Spuren oder Spurverlust hervorgerufen werden: Die 1-3-Topologie ohne weitere Spuren im Ereignis, mit weiteren Spuren, die zur Strahlachse zeigen (1-3+N-Topologie), die 1-2-Topologie, bei der eine Spur nicht rekonstruiert werden konnte und die 1-2+1-Topologie, bei der eine der vier Spuren nicht dem Hauptvertex zugeordnet werden konnte. Es zeigte sich, daß die Simulation diese topologischen Klassen quantitativ nicht richtig beschreibt. In den Daten treten diese Effekte etwa viermal häufiger auf als in der Simulation. Andererseits findet man wegen dieser Migration in den Daten anteilig weniger Ereignisse der 1-3-Topologie als in der Simulation. Damit ergibt sich eine zu hohe Nachweiswahrscheinlichkeit in der 1-3-Topologie und eine zu geringe Nachweiswahrscheinlichkeit in allen anderen Klassen.

Dieser systematische Effekt wurde vermieden, indem eine gemeinsame Selektion auf alle Topologien angewendet wurde, da die Summe der Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Summe der gefundenen Ereignisse invariant gegenüber der Migration zwischen den Klassen ist. Die Analyse ergibt die Verzweigungsverhältnisse

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau) = 8.27 \pm 0.23^{\text{stat}} \pm 0.50^{\text{sys}} [\%],$$

$$BR(\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau) = 4.67 \pm 0.39^{\text{stat}} \pm 0.30^{\text{sys}} [\%].$$

Das in dieser Arbeit bestimmte Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ liegt zwei Standardabweichungen über der alten Messung der ARGUS-Kollaboration [39] und zwei Standardabweichungen unter dem Weltmittelwert von $BR(\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau) = (9.24 \pm 0.21)\%$ [86]. Es bleibt die Frage offen, ob weitere systematische Effekte für die vorhandene Diskrepanz verantwortlich sind.

Für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau)$ besteht eine gute Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert von $BR(\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau) = (4.3 \pm 0.3)\%$ [86].

In der vorliegenden Arbeit wurde der Zerfall

$$\tau^- \rightarrow (a_1^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^0 \nu_\tau$$

als mögliche Ursache für die Diskrepanz interpretiert, die sich zwischen den 3- und 4-Meson-Massenspektren der Monte-Carlo-Simulation des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$

(KORALB 2.2) und der Daten zeigt. Diese Annahme konnte durch Decker bestätigt werden, der durch eine entsprechende Modifikation des hadronischen Stromes eine gute Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit ermittelten Spektren erzielte [98]. Dieses Resultat ist als ein erster Hinweis auf die Präsenz der a_1 -Resonanz im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ zu verstehen, da die theoretische Arbeit wegen des Todes von Herrn Decker im Dezember 1994 nicht abgeschlossen werden konnte.

Gegenstand von Kapitel 6 war eine detaillierte Analyse des hadronischen Endzustandes. Es wurde eine modellunabhängige Messung von sieben Strukturfunktionen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ unter Verwendung der von Kühn und Mirkes [8] definierten Momente durchgeführt. Erstmals wurden die Strukturfunktionen W_{SA} , W_{SB} und W_{SD} gemessen, die mit dem skalaren Formfaktor F_S zusammenhängen. Die sieben Strukturfunktionen liefern unabhängige Informationen über den hadronischen Strom und somit über die Formfaktoren F_1 , F_2 und F_S .

Die gemessenen Strukturfunktionen stimmen gut mit dem Modell von Kühn und Santamaria [46] überein. Um genauere Aussagen oder gar eine Trennung theoretischer Modelle vornehmen zu können, ist eine deutlich höhere Statistik erforderlich.

Durch diese Analyse konnte gezeigt werden, daß die Strukturfunktionen mit der Momentenmethode meßbar sind. Die Genauigkeit der Strukturfunktionen ist jedoch durch die Datenstatistik limitiert. Ein Experiment mit einer deutlich größeren Zahl von τ -Paaren, wie CLEO II, wäre in der Lage, die Zerfallsdynamik am W -Hadron-Vertex genauer aufzulösen.

Die Messung einer skalaren Komponente im Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ wurde in der vorliegenden Arbeit erstmalig durchgeführt. Dazu wurden die gemessenen Strukturfunktionen W_{SB} und W_{SD} mit den Vorhersagen des Modells von Decker et al. für verschiedene Werte der Kopplungskonstante $f_{\pi'}$ des $\pi'(1300)$ -Mesons an das W -Boson verglichen. Die aus diesem Vergleich ermittelte Likelihood-Funktion liefert bei einem Vertrauensintervall von 95% eine obere Grenze der Kopplungsstärke

$$|f_{\pi'}| < 0.055 \text{ GeV}.$$

Daraus folgt für das absolute Verzweigungsverhältnis ebenfalls bei einem Vertrauensintervall von 95% eine obere Grenze von

$$BR(\tau^- \rightarrow (\pi' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-) \nu_\tau) < 0.15\%.$$

Der relative skalare Beitrag zum Zerfall $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$ ist also kleiner als 2%. Die Messung dieser oberen Grenze liefert eine wichtige Voraussetzung für die Messung der a_1 -Parameter in τ -Zerfällen, der τ -Neutrino-Helizität [3] und der Messung der τ -Polarisation bei LEP, da diese Messungen davon ausgehen, daß der 3-Hadron-Endzustand ausschließlich über den Axialvektorstrom entsteht.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Huang, *Quarks, Leptons and Gauge Fields*, Singapore (1982)
- [2] H. Albrecht et al. (ARGUS), *Phys. Lett.* **B 292** (1992) 221.
- [3] H. Albrecht et al. (ARGUS), *Determination of the tau-neutrino helicity* *Phys. Lett.* **B 250** (1990) 164
- [4] H. Thurn and H. Kolanoski, *A Test of the Lorentz Structure of Semi-hadronic τ Decays*, *Z. Phys.* **C 60** (1993) 277
- [5] H. Albrecht et al. (ARGUS), *Determination of the structure of τ Decays in the reaction $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \rho^+\rho^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ and a precision Measurement of the τ Neutrino Helicity*, *Phys.Lett.* **B 337** (1994) 383
- [6] H. Albrecht et al. (ARGUS): *A Measurement of the Tau Mass*, *Phys. Lett.* **B 292**, 221 (1992)
- [7] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett* **12** (1967) 1264
A. Salam, *Proc. of the 8th Nobel Symp., Lerum, Schweden 1968*
S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 515
A. Salam, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 525
S. L. Glashow, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 539
- [8] J. H. Kühn, E. Mirkes, *Structure functions in τ decays*, *Z. Phys.* **C56** (1992) 661
- [9] R. Decker, private Mitteilung
- [10] E. Mirkes, private Mitteilung
- [11] M. Davier, Summary talk, Proceedings of the Second Workshop on Tau Lepton Physics, publiziert in *Tau Lepton Physics*, World Scientific (1993) 514
- [12] D. Töpfer, *Suche nach neutrinoselosen Zerfällen des τ -Leptons mit dem ARGUS-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991),
Interner Bericht DESY F15-92-01 (1992)
H. Albrecht et al. (ARGUS), *Search for neutrinoless τ decays*, *Z. Phys.* **C55** (1992) 179
- [13] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D 50** (1994) 3
- [14] M. L. Perl, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 2489

- [15] K. Grotz u. H. V. Klapdor, *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Teubner Verlag, Stuttgart (1989)
- [16] K. Bethge, U. E. Schröder, *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1986)
- [17] L. B. Okun, *Leptons and Quarks*, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1982)
- [18] E. Braaten, Phys. Rev. **D39** (1989) 1458
- [19] A. Pich, Proceedings of the 2nd Workshop on τ Lepton Physics, Columbus, Ohio, USA (8.-11. September 1992), K.K. Gan (Ed.), World Scientific (1993) 121
- [20] H. Kolanoski, *Hadronic τ decays*, Presented at 5th International Symposium on Heavy Flavor Physics, Montreal, Canada, 6-10 July 1993. DESY-93-168. (1993)
- [21] Y.S. Tsai, Phys. Rev. **D4** (1971) 2821; erratum: Phys. Rev. **D13** (1976) 771.
- [22] S. Weinberg, Phys. Rev. **4** (1958) 1375
- [23] S. Weinberg, Proc. XIX Int. Conf. High Energy Physics Tokyo (1978) 907
- [24] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Third Edition (1982), Addison-Wesley Publishing Company, Inc
- [25] S. S. Gerstein and A. B. Zelodovich, Soviet. Phys. **JETP** **2** (1957) 576
R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109** (1958) 193
- [26] E. D. Commins and P. H. Bucksbaum "Weak interactions of leptons and quarks", Cambridge University Press, Cambridge (1983)
- [27] F. J. Gilman and S. H. Rhee, Phys. Rev. **D31** (1985) 1066
- [28] M. L. Goldberger and S. B. Treiman, Phys. Rev. **110** (1958) 1178
M. L. Goldberger and S. B. Treiman, Phys. Rev. **111** (1958) 354
- [29] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 507
- [30] T. N. Pham, C. Roiesnel and T. N. Truong, Phys. Lett. **78B** (1978) 623
- [31] C. Zemach, Phys. Rev. **B133** (1964) 1201
- [32] N. Isgur, C. Morningstar and C. Reader, *The a_1 in τ decay*, Phys. Rev. **D39** (1989) 1357
- [33] N. Isgur, J. Paton, Phys. Lett **124B** (1983) 247;
N. Isgur, J. Paton, Phys. Rev. **D31** (1985) 2910
- [34] Reviews über Gittereichttheorien findet man z.B. in:
M. Bander, Phys. Rep. **75** (1981) 206;
J. Kogut, Ref. Mod. Phys. **55** (1983) 775

- [35] R. Kokoski, N. Isgur, Phys. Rev. **D35** (1987) 907
- [36] W. B. Ruckstuhl et al. (DELCO), Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2132
- [37] W. B. Schmidke et al. (MARK II), Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 527
- [38] H. Albrecht et al. (ARGUS), Z. Phys. **C33** (1986) 7
- [39] H. Albrecht et al. (ARGUS), *Analysis of the decay $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ and determination of the $a_1(1260)$ resonance parameters*, Z. Phys. **C** **58**, (1993) 61
- [40] M. Feindt, *Measuring Hadronic Currents and Weak Coupling Constants in $\tau \rightarrow \nu 3\pi$* , Z. Phys. **C48** (1990) 681
- [41] H. Pilkuhn, in Landolt-Börnstein, New Ser. Vol 6, Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1972
- [42] R. J. Cashmore, *Amplitude Analysis in Three Body Final States*, Procs. 11th Scottish Universities Summer School in Physics, 1973. Academic Press, New York 1974
- [43] *Three Particle Phase Shift Analysis and Meson Resonance Production*, Daresbury Study Weekend Series No. 8, 1975, ed. J. B. Dainton and A. J. G. Hey
- [44] D. Aston, T. A. Lasinski, P. K. Sinervo, *The SLAC Three-Body Partial Wave Analysis System*, SLAC-287, 1985
- [45] Particle Data Group, G. P. Yost et al., Phys. Lett. **204B** (1988) 1
- [46] J. H. Kühn, A. Santamaria, *τ decays to pions*, Z. Phys. **C48** (1990) 415
- [47] S. Jadach and Z. Was, *Monte Carlo Simulation of the Process $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tau^\pm \rightarrow X^\pm$ Including Radiative $O(\alpha^3)$ QED Corrections, Mass and Spin Effects*, Comp. Phys. Commun. **36** (1985) 191;
S. Jadach and Z. Was, *KORALB Version 2.1 - An Upgrade with TAUOLA Library of τ Decays*, Comp. Phys. Commun. **64** (1991) 267;
S. Jadach, J. H. Kühn and Z. Was, *TAUOLA - A Library of Monte Carlo Programs to Simulate Decays of Polarized τ Leptons*, Comp. Phys. Commun. **64** (1990) 275
- [48] R. Decker, S. Jadach, J. H. Kühn and Z. Was, *The Tau Decay Library TAUOLA: Version 2.4*, Comp. Phys. Commun. **76** (1993) 361.
- [49] S. Coleman, J. Wess, B. Zumino, Phys. Rev. **177** (1969) 2239;
C. G. Callan, S. Coleman, J. Wess, B. Zumino, Phys. Rev. **177** (1969) 2217
- [50] R. Fischer, J. Wess, F. Wagner, Z. Phys. **C3** (1980) 313
- [51] R. Decker, E. Mirkes, R. Sauer, Z. Was, *Tau decays into three pseudoscalar mesons*, Z. Phys. **C58** (1993) 445

- [52] R. Decker, M. Finkemeier, E. Mirkes, *Pseudoscalar mass effects in decays of taus with three pseudoscalar mesons*, Phys. Rev. **D50** (1994) 6863
- [53] R. Decker, E. Mirkes, *Measuring the Wess-Zumino anomaly in tau decays*, Phys. Rev. **D47** (1993) 4012
- [54] J. H. Kühn, E. Mirkes, *Semileptonic tau decays, structure functions, kinematics and polarization*, TTP-94-27, November 1994, Presented at 3rd Workshop on Tau Lepton Physics, Montreux, Switzerland, 19 - 22 September 1994.
- [55] J. H. Kühn, E. Mirkes, *Structure functions and distributions in semileptonic tau decays*, MAD-PH-848, August 1994, Presented at 1994 Meeting of the American Physical Society, Division of Particles and Fields (DPF 94), Albuquerque, NM, 2 - 6 August 1994.
- [56] J. H. Kühn, E. Mirkes, *Angular distributions in semileptonic tau decays*, Phys. Lett. **B286** (1992) 381
- [57] A. Walther, *Untersuchung des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu$, und Bestimmung der Helizität des Tau-Neutrinos*, Dissertation, Universität Dortmund (1991), unveröffentlicht
- [58] C. Daum et al., Nucl. Phys. **B182** (1981) 269
- [59] J. Dankowych et al., Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 580
- [60] M. Bellini et al., Nuovo Cimento **29** (1963) 896
- [61] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 336
- [62] S. U. Chung et al., Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 621
- [63] P. Gavillet et al., Phys. Lett. **69B** (1977) 119
- [64] R. T. Deck, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 169
- [65] Particle Data Group, Phys. Lett. **170B** (1986)
- [66] M. G. Bowler, Phys. Lett. **182B** (1986) 400
- [67] M. G. Bowler, Phys. Lett. **209B** (1988) 99
- [68] M. Zielinski et al., *Partial-wave analysis of coherent 3π production on nuclei at 200 GeV*, Phys. Rev. **D30** (1984) 1855
- [69] H. Nesemann et al., "DORIS II, an e^+e^- -Storage Ring with Mini Beta Sections", DESY interner Bericht M-80-09 (1980);
K. Wille, "DORIS II/III - a 5.8 GeV e^+e^- -Storage Ring with High Luminosity", DESY interner Bericht M-81-047 (1981);
H. Nesemann and K. Wille, IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** (1983) 1998.
- [70] H. Albrecht et al. (ARGUS), *ARGUS: A Universal Detector at DORIS-II*, Nucl. Instrum. Methods **a275** (1989) 1

- [71] A. Lindner, *Messung der $K^*(892)^-$, $\rho^0(770)^-$, $\omega(783)^-$ und $f_0(975)$ -Produktion in Ereignissen der e^+e^- -Annihilation bei Energien im Bereich der Υ -Resonanzen*, Dissertation, Universität Dortmund (1992), unveröffentlicht
- [72] B. Spaan, *Untersuchungen zu seltenen Zerfällen des τ -Leptons und zur Masse des τ -Neutrinos*, Dissertation, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht
- [73] A. Lange, *Messung der Zweiphoton-Kopplung des η_c -Mesons mit dem ARGUS-Detektor*, Dissertation, Universität Dortmund (1993), unveröffentlicht
- [74] D. Kamp, *Untersuchungen zur Baryonproduktion in Zerfällen von B-Mesonen*, Dissertation, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht
- [75] M. Nikolic, *Kinematics and Multiparticle Systems*, Gordon and Breach (1968)
- [76] B. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J. C. Lassalle, *GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments*, CERN-DD/78/2
- [77] H. Gennow, *SIMARG: A Program to simulate the ARGUS Detector*, DESY interner Bericht, DESY **F15-85-02** (1985)
- [78] K. W. McLean, Dissertation, DESY interner Bericht, DESY **F15-90-03** (1990).
- [79] M. Schieber, *Zerfälle des Tau-Leptons in ein geladenes und neutrale Pionen*, Dissertation, Universität Dortmund (1994);
M. Schieber, *Noisy Shower Counters: Detection and Removing*, ARGUS software note **48** (1992), unveröffentlicht.
- [80] F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B177** (1981) 237;
F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B178** (1981) 141;
F. A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach and Z. Was, Act. Phys. Polon. **B14** (1983) 413
- [81] S. Jadach and Z. Was, Act. Phys. Pol. **b15** (1984) 1151;
S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Comm. **36** (1985) 191
- [82] C. Hast, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht.
- [83] C. Hast, *Messung der Verzweigungsverhältnisse des Tau-Leptons in Zerfällen mit seltsamen Teilchen*, Dissertation, Universität Dortmund (1993), unveröffentlicht
- [84] S. Weseler, Dissertation, Universität Heidelberg, HIEP-HD/86-2 (1986).
- [85] R. D. Appuhn, Dissertation, Universität Dortmund (1992)
- [86] R. Stroynowski, Summary talk, Vortrag auf dem 3. Workshop on Tau Lepton Physics, Montreux, Switzerland, 19 - 22 September (1994)
- [87] I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, V. G. Serbo: *One Photon and Two Photon Annihilation $e^+e^- \rightarrow$ Hadrons*, Yadern. Fiz. **21**, 793-795 (1975)
- [88] M. Schieber, private Mitteilung

- [89] H. Thurn, *Untersuchungen zur Struktur der Kopplung in hadronischen τ -Zerfällen und eine Präzisionsmessung der τ -Neutrinohelizität*, Dissertation, Universität Dortmund (1994), unveröffentlicht
- [90] P. Privitera *Study of the decay $\tau \rightarrow 3\pi(n\gamma)\nu_\tau$ with the DELPHI Detector at LEP*, Dissertation, Universität Karlsruhe (1993), unveröffentlicht
- [91] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was, *The Monte Carlo Program KORALZ. Version 3.8. for the Lepton or Quark Pair Production at LEP/SLC Energies*, Comp. Phys. Commun. **66** (1991) 276.
- [92] B. Heltsley, *Review of hadronic modes*, Vortrag auf dem 3. Workshop on Tau Lepton Physics, Montreux, Switzerland, 19 - 22 September (1994)
- [93] M. Davier, *τ Physics at ALEPH*, Vortrag im Graduiertenkolleg der Universität Dortmund, 30.01.1995
- [94] H. Kapitza, private Mitteilung
- [95] B. Spaan, private Mitteilung
- [96] H. Albrecht et al. (ARGUS): *Observation of the decay $\tau \rightarrow \rho\pi\pi\nu_\tau$* , Phys. Lett. **B 260**, 259 (1991)
- [97] D. Bisello, et al. (DM2-Kollaboration) *PWA of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ reaction in the $\rho'(1600)$ mass range*, LAL-91-64 (1991)
- [98] R. Decker, Vortrag auf dem 3. Workshop on Tau Lepton Physics, Montreux, Switzerland, 19 - 22 September (1994)
- [99] H. Albrecht et al. (ARGUS), *Evidence for the Decay $\tau \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau$* Phys.Lett. **B 185** (1990) 223
- [100] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget, Columbia University Press (1979) 321

Danksagung

Ganz besonders danke ich Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener für die ausgezeichnete Betreuung dieser Arbeit und die richtungsweisenden Hilfen. Außerdem danke ich ihm für das Stipendium des Graduiertenkollegs der Universität Dortmund und für die Ermöglichung zahlreicher Reisen, u.a. in die USA und nach Rußland.

Dem Sprecher des Graduiertenkollegs, Herrn Prof. Dr. Hermann Kolanoski, danke ich für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit und die Betreuung im Graduiertenkolleg.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr. Roger Decker von der Universität Karlsruhe, der im Dezember 1994 sehr jung verstarb. Er hat zusammen mit Erwin Mirkes die entscheidenden Impulse für die Arbeit mit Strukturfunktionen gegeben. Ich danke beiden für die zahlreichen Hilfen und Gespräche in Karlsruhe und Hamburg, ohne die diese Arbeit einen anderen Verlauf genommen hätte.

Der ganzen Dortmunder Gruppe möchte ich für die nette Arbeitsatmosphäre danken, ganz besonders natürlich meinen Hamburger Kollegen Achim Spengler, dem Haus und Hof Mathematiker Andreas Hüpper, Carsten Hast, Rainer Mankel und Matthias Schieber, ohne deren kleine und große Hilfen die Arbeit nicht in der vorliegenden Form entstanden wäre.

Dabei geht ein besonderer Dank an Bernhard Spaan, der diese Arbeit immer kritisch verfolgte und damit wesentlich zu ihrem Gelingen beigetragen hat.

Besonders danke ich meinem Freund Holger Thurn, mit dem mich eine besonders gute Zusammenarbeit und das gemeinsame Büroleben verbunden hat.

Ganz besonderer Dank gilt den Korrekturen der Null-Versionen dieser Arbeit: Holger, Carsten und Albin Walther, die viel Zeit und Mühe investiert haben, um diese Arbeit verständlich und lesbar zu machen.

Diese Arbeit entstand mit der freundlichen Unterstützung der DFG im Rahmen eines Stipendiums des Graduiertenkollegs "Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen" an der Universität Dortmund.

Das Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 054DO51P gefördert.