

Interner Bericht

DESY F15-92-01

Januar 1992

Hamburg

Suche nach neutrinolosen Zerfällen des τ -Leptons mit dem ARGUS-Detektor

Eigentum der	Library
Property of	Library
Zugriff:	29. JAN. 1992
Leihzeit:	7 To e
Loan period:	7 days

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“**

Interner Bericht
DESY F15-92-01
Januar 1992

Suche nach neutrinolosen Zerfällen des τ -Leptons mit dem ARGUS-Detektor

von

D. Töpfer

**Suche nach neutrinolosen Zerfällen des τ -Leptons
mit dem ARGUS-Detektor**

Diplomarbeit ✓

Dirk Töpfer ✓

Institut für Physik
Universität Dortmund

14. Mai 1991

Abstract

Upper limits on branching ratios for six neutrinoless leptonic, 16 semileptonic, two radiative-leptonic, two radiative-hadronic and three purely hadronic τ decays have been determined. The results improve over previously published ones by about a factor of two. For the first time the lepton and baryon-number violating decays $\tau^- \rightarrow \bar{p} \gamma$, $\tau^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ and $\tau^- \rightarrow \bar{p} \eta$ have been investigated. The 90% confidence level (CL) limits for the corresponding branching ratios amount to 2.9×10^{-4} , 6.6×10^{-4} and 1.3×10^{-3} respectively.

Zusammenfassung

Es wurden obere Grenzen von Verzweigungsverhältnissen für sechs neutrinolose leptonische, 16 semileptonische, zwei radiativ-leptonische, zwei radiativ-hadronische und drei rein hadronische τ -Zerfälle bestimmt. Die Resultate stellen eine Verbesserung gegenüber früher veröffentlichten Grenzen um etwa einen Faktor zwei dar. Erstmals wurden die Lepton- und Baryonenzahl verletzenden Zerfälle $\tau^- \rightarrow \bar{p} \gamma$, $\tau^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p} \eta$ untersucht. Die entsprechenden oberen Grenzen sind 2.9×10^{-4} , 6.6×10^{-4} und 1.3×10^{-4} bei einem Konfidenzintervall von 90%.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vi
Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Lepton-Modelle	6
1.2 Leptonzahl- und Leptonflavorverletzung	7
1.2.1 Vorhersagen	8
2 Der ARGUS-Detektor	13
2.1 Die Detektorkomponenten	13
2.1.1 Die Driftkammer	15
2.1.2 Die Vertexkammer	17
2.1.3 Das Flugzeitsystem	17
2.1.4 Das elektromagnetische Kalorimeter	17
2.1.5 Die Myonkammern	18
2.2 Das ARGUS-Trigger-System	18
2.2.1 Der Fast-Pretrigger	18
2.2.2 Der Little-Track-Finder (LTF)	19
2.3 Die Signalverarbeitung	19
3 Die Grundlagen der Analyse	21
3.1 Die Simulation der gesuchten Zerfälle	21
3.1.1 Der Monte-Carlo-Generator	22
3.1.2 Die Detektorsimulation	22
3.1.3 Vorgetäuschte Photonen	23
3.1.4 Das Trigger-Monte-Carlo	24
3.1.5 Bestimmung der Anzahl der τ -Paare in den ARGUS-Daten	27
3.2 Die Teilchenidentifizierung	27
3.2.1 Die Rekonstruktion der ρ^0 - und der K^{*0} -Mesonen	32
3.3 Die Bestimmung oberer Grenzen für Verzweigungsverhältnisse	32
3.3.1 Das Energieanpassungsverfahren	34
3.3.2 Die Berechnung der oberen Grenzen	34

4 Die Suche nach neutrinolosen τ-Zerfällen in drei geladene Teilchen	39
4.1 Die Vorselektion	40
4.1.1 Die 1-3-Topologie	41
4.2 Untergrundstudien	42
4.2.1 Die Selektion von Bhabha- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen	43
4.3 Meßgrößen der Analyse	44
4.4 Entwicklung der Selektionsschnitte	44
4.4.1 Die leptonischen Zerfallskanäle	50
4.4.2 Die semileptonischen Zerfallskanäle	59
4.4.3 Eine neue Methode zur Reduktion des Untergrundes	59
5 Die Suche nach neutrinolosen τ-Zerfällen in ein geladenes und ein neutrales Teilchen	75
5.1 Die verwendeten Daten	76
5.2 Die Vorselektion	77
5.2.1 Die 1-1-Topologie	77
5.3 Die radiativen Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und die semileptonischen Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$	78
5.3.1 Entwicklung der Selektionsschnitte	82
5.4 Die Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$ und $\tau^- \rightarrow e^- \eta$	96
5.4.1 Die Selektionsschnitte	98
6 Baryonen- und Leptonzahlverletzung in den neutrinolosen Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p} \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$	107
6.1 Die Selektionsschnitte	107
Zusammenfassung	116
Literaturverzeichnis	120
Danksagung	125

Abbildungsverzeichnis

1.1 Das Feynman-Diagramm des τ^- -Zerfalls	5
1.2 Feynman-Graph (neutraler Strom)	9
1.3 Feynman-Graph mit Austausch eines Leptoquarks	10
1.4 Feynman-Graph mit interner Photokonversion	10
1.5 Feynman-Graph mit interner Photokonversion	11
2.1 Injektionsschema für DORIS II	14
2.2 Der ARGUS-Detektor	16
3.1 Impulsverteilung der generierten τ -Leptonen	23
3.2 Gesamtimpuls aller geladenen Spuren aus dem neutrinolosen τ -Zerfall	24
3.3 Anzahl der Photonen in neutrinolosen τ -Ereignissen	25
3.4 dE/dx gegen Impuls für Daten	28
3.5 m^2 gegen Impuls für Daten	29
3.6 Kaon-Likelihood für Kaonen und Pionen	30
3.7 Schauerenergie gegen Impuls	31
3.8 $Lh_{Elektron}$	31
3.9 Lh_{Myon}	32
3.10 ρ -Massenspektrum	33
3.11 K^{*0} -Massenspektrum	33
3.12 $ E - E_{Strahl} $ gegen σ_E für neutrinolose τ -Zerfälle	35
3.13 $ E - E_{Strahl} $ gegen σ_E für Daten	35
3.14 Obere Grenzen in Abhängigkeit vom Untergrund	37
4.1 $\frac{1}{2E_{cm4}} \sum_{measured} (\vec{p}_1 + E_1^{Schauer})$ für Daten und neutrinolose τ -Zerfälle	43
4.2 $m_{e^+e^-}$ der 3-Prong-Seite für Daten und neutrinolose τ -Zerfälle	46
4.3 $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach der Vorselektion	47
4.4 $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach Schnitt 1	48
4.5 $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für neutrinolose τ -Zerfälle nach Schnitt 1	48
4.6 $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für Bhabha-Ereignisse nach Schnitt 1	49
4.7 $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für $\gamma\gamma$ -Ereignisse nach Schnitt 1	49
4.8 $ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ für Daten nach der Vorselektion	51
4.9 $ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ für Daten nach den Schnitten 1 und 2	51
4.10 $ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ für neutrinolose τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 und 2	52
4.11 $ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ für $\gamma\gamma$ -Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2	52
4.12 $ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ für Bhabha-Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2	53

4.13	$ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})$ für τ -Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2	54
4.14	$ \vec{p}_{3-Prong} $ gegen $(E_{1-Prong}^{Schauer} + \vec{p}_{1-Prong})/E_{cm,s}$ für $q\bar{q}$ -Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2	54
4.15	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	55
4.16	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-$	56
4.17	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$	56
4.18	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$	57
4.19	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$	57
4.20	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$	58
4.21	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der neutrinolosen τ -Zerfälle	60
4.22	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der neutrinolosen τ -Zerfälle	61
4.23	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten	61
4.24	$m_{\tau-1-Prong}^2$ des $\gamma\gamma$ -Untergrundes	62
4.25	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten nach vorhergehenden Schnitten	62
4.26	$m_{\tau-1-Prong}^2$ für τ -Ereignisse	63
4.27	$m_{\tau-1-Prong}^2$ für τ -Ereignisse	63
4.28	$m_{\tau-1-Prong}^2$ des $q\bar{q}$ -Untergrundes	64
4.29	$m_{\tau-1-Prong}^2$ des $q\bar{q}$ -Untergrundes	64
4.30	$m_{\tau-1-Prong}^2$ des Bhabha-Untergrundes	65
4.31	$m_{\tau-1-Prong}^2$ des Bhabha-Untergrundes	65
4.32	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$	66
4.33	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-$	67
4.34	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$	67
4.35	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-$	68
4.36	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$	68
4.37	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$	69
4.38	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ K^-$	69
4.39	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- K^-$	70
4.40	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$	70
4.41	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- K^-$	71
4.42	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$	71
4.43	Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$	72
4.44	Kandidat für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$	73
4.45	Kandidat für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$ in einer 3-dimensional Detektor-Ansicht	74
5.1	Impulsverteilung der neutralen Teilchen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall	78
5.2	Impulsverteilung der Photonen in den Daten	79
5.3	Winkelverteilung zwischen Photon und Lepton aus dem neutrinolosen τ -Zerfall	80
5.4	Winkelverteilung der Photonen relativ zur Spur aus dem neutrinolosen τ -Zerfall	80
5.5	Winkelverteilung der Photonen in den Daten	81
5.6	$\frac{1}{E_{cm,s}} \vec{p}_{trans} $ für Daten	83
5.7	$\frac{1}{E_{cm,s}} \vec{p}_{trans} $ für neutrinolose τ -Zerfälle	84
5.8	$(\vec{p}_{1-Prong} /E_{Strahl})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach der Vorselektion	85
5.9	$(\vec{p}_{1-Prong} /E_{Strahl})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für Daten	85
5.10	$(\vec{p}_{1-Prong} /E_{Strahl})$ gegen $\cos \theta_{ptot}$ für neutrinolose τ -Zerfälle	86
5.11	Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong-Spur für Daten nach Vorselektion	87

5.12	Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong für Daten	87
5.13	Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong-Spur für neutrinolose τ -Zerfälle	88
5.14	Invariante Masse für die Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$	88
5.15	$\frac{1}{E_{cm,s}} \vec{p}_{trans} $ gegen $\frac{1}{E_{cm,s}} \sum_{measured} \vec{p} $ für Daten nach Vorselektion	90
5.16	$\frac{1}{E_{cm,s}} \vec{p}_{trans} $ gegen $\frac{1}{E_{cm,s}} \sum_{measured} \vec{p} $ für Daten nach den Schnitten 1, 2 und 3	90
5.17	$\frac{1}{E_{cm,s}} \vec{p}_{trans} $ gegen $\frac{1}{E_{cm,s}} \sum_{measured} \vec{p} $ für Daten nach den Schnitten 1, 2 und 3 mit Teilchenidentifizierung	91
5.18	$\frac{1}{E_{cm,s}} \vec{p}_{trans} $ gegen $\frac{1}{E_{cm,s}} \sum_{measured} \vec{p} $ für neutrinolose Zerfälle	91
5.19	Schauerenergie des 1-Prong für Daten nach der Vorselektion	92
5.20	Schauerenergie des 1-Prong für Daten	92
5.21	Schauerenergie des 1-Prong für neutrinolose τ -Zerfälle	93
5.22	Winkel zwischen beiden Spuren für Daten nach der Vorselektion	94
5.23	Winkel zwischen beiden Spuren für Daten	94
5.24	Winkel zwischen beiden Spuren für neutrinolose τ -Zerfälle	95
5.25	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der neutrinolosen τ -Zerfälle	96
5.26	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten nach der Vorselektion	97
5.27	$m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten nach den Schnitten 1, 2, 3, 4, 5 und 6	97
5.28	Invariante Masse für die Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$	98
5.29	Impulsverteilung der η -Mesonen	99
5.30	Impulsverteilung der Photonen aus dem η -Zerfall	99
5.31	Invariante Masse zweier Photonen in den Daten	101
5.32	Invariante Masse zweier Photonen neutrinoloser τ -Zerfälle	101
5.33	Invariante Masse der Photonen aus dem η -Zerfall	102
5.34	Winkel zwischen Photonen aus dem η -Zerfall und der neutrinolosen Spur	103
5.35	Winkel zwischen η und der neutrinolosen Spur für Daten	104
5.36	Winkel zwischen η und neutrinolosen Spur für neutrinolose τ -Zerfälle	104
5.37	η -Impuls für Daten	105
5.38	η -Impuls für neutrinolose τ -Zerfälle	105
5.39	Massenspektrum für $\tau^- \rightarrow e^- \eta$	106
5.40	Massenspektrum für $\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$	106
6.1	Öffnungswinkel zwischen Photon und Proton	109
6.2	Massenspektren für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$	110
6.3	Proton-Impuls gegen Proton γ -Masse für Daten	111
6.4	Proton-Impuls gegen Proton γ -Masse für τ -Zerfälle	111
6.5	Proton-Impuls gegen Proton γ -Masse für neutrinolose τ -Zerfälle	112
6.6	Lh_{Proton} für Daten	112
6.7	Lh_{π} für Daten	113
6.8	Lh_{Proton} für τ -Zerfälle	113
6.9	Lh_{π} für τ -Zerfälle	114
6.10	Lh_{Proton} für neutrinolose τ -Zerfälle	114
6.11	Lh_{π} für neutrinolose τ -Zerfälle	115
6.12	Invariante Masse für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ für Daten nach den Schnitten 1 bis 9	115

Tabellenverzeichnis

3.1	Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten	26
3.2	Anzahl der τ -Paare	27
4.1	Die untersuchten neutrinolosen τ -Zerfälle	39
4.2	Resultate für die leptonischen Zerfallskanäle	58
4.3	Resultate für die semileptonischen Zerfallskanäle	72
5.1	Resultate der Selektion	86
5.2	Resultate der Selektion	96
5.3	Resultate der Selektion	103
6.1	Resultate für die hadronischen Zerfallskanäle	109
6.2	Gegenüberstellung der oberen Grenzen (90% CL) der Verzweungsverhältnisse	119

Einleitung

... it is not impossible but that Microscopes may at length be improved to the discovery of the particles of Bodies on which their Colours depend, if they are not already in some measure arrived to that degree of perfection.

Newton, *Opticks* [1]

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik ist, 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 Leptonen¹ diese fundamentalen Bausteine. Es sind punktförmige Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, die sich paarweise zu Familien zusammenfassen lassen:

Leptonen	Quarks
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

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. In der hier vorliegenden Arbeit sind besonders die Leptonen von Interesse. Jeweils ein geladenes Lepton und sein Neutrino gehören zusammen. Insgesamt gibt es drei solcher Paarungen, die man auch Generationen nennt. Auch die Quarks lassen sich zu 3 Generationen zusammenfassen.

Alle bekannten Wechselwirkungen der Materie lassen sich auf vier Grundkräfte zurückführen, die zwischen den obigen Teilchen wirken. Dies sind die Gravitation, die schwache, elektromagnetische und starke Wechselwirkung. Bis auf die Gravitation gibt es für diese Wechselwirkungen inzwischen allgemein akzeptierte Quantentheorien in Gestalt sogenannter Eichtheorien [2], in denen die Kräfte zwischen Teilchen durch den Austausch von Eichbosonen, W , Z^0 und γ für die elektroschwache und g (Gluon) für die starke Wechselwirkung, vermittelt werden. 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. Diese immer höheren Energien entsprechen aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation immer kleineren Abmessungen. Herausforderungen für das Modell 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. Deren Ziel ist es, die vom Standardmodell vorhergesagte Leptonzahl- und Leptonflavor-Erhaltung zu überprüfen.

¹griech.: leptos = fein, klein, dünn oder delikate

Im Standardmodell werden den Leptonen und Quarks zusätzlich zu einer erhaltenen Lepton- und Baryonenzahl auch charakteristische *Flavorquantenzahlen*² zugeordnet. Während das geladene und neutrale Lepton einer Generation einen gemeinsamen Flavor besitzen, der je nach Generation mit L_e , L_μ oder L_τ bezeichnet wird, sind den Quarks einer Generation getrennte Flavor eigen [3]. Geladene schwache Ströme induzieren auf dem Quarksektor Übergänge innerhalb einer, sowie auch zwischen verschiedenen Generationen. Das Standardmodell läßt, in Übereinstimmung mit der Beobachtung, auf dem Leptonsektor keine flavorändernden Ströme zu. Daraus folgt die Erhaltung der Leptonflavor und damit auch der Leptonzahl $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. Die Tabelle zeigt die Zuordnung der Flavorquanten-

	e^-	ν_e	μ^-	ν_μ	τ^-	ν_τ
L_e	1	1	0	0	0	0
L_μ	0	0	1	1	0	0
L_τ	0	0	0	0	1	1
L	1	1	1	1	1	1

zahlen und der Leptonzahlen für die Leptonen, wobei für die Antileptonen entgegengesetzte Vorzeichen gelten.

Die Leptonflavor-Erhaltung läßt sich am Zerfall des Myons verdeutlichen:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Das Myon verwandelt sich dabei in sein Neutrino mit dem gleichen Leptonflavor. Die Anzahl der Leptonen aus der "Myon-Familie" bleibt also konstant gleich 1. Andererseits wird das Elektron gemeinsam mit einem Anti-Elektron-Neutrino erzeugt. Letzteres zählt "negativ", so daß die Gesamtzahl der Leptonen aus der "Elektron-Familie" wie im Anfangszustand gleich Null bleibt. Die Leptonflavorerhaltung spiegelt sich auch darin wider, daß ein neutrinoloser Myonzerfall wie

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ e^- e^+,$$

der kinematisch erlaubt wäre, nicht beobachtet wird. Für den Myonzerfall konnte die Leptonflavor-Erhaltung durch die Suche nach neutrinolosen Zerfällen des Myons und nach μ - e -Konversionen mit hoher Präzision bestätigt werden [4,5]. Die oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse für diese leptonflavorverletzenden Prozesse liegen in der Größenordnungen von 10^{-12} .

Der kürzlich entdeckte Hinweis [6] auf eine schwache Kopplung zwischen einem Elektron-Neutrino und einem schweren Neutrino mit einer Masse von 17 keV hat das Interesse an leptonflavorverletzenden Prozessen erneut geweckt.

Das erst 1975 entdeckte τ -Lepton [7] ist gegenüber den leichteren Leptonen noch am wenigsten erforscht. Es ermöglicht im Standardmodell wegen seiner Masse von $1.8 \text{ GeV}/c^2$ [8] neben den leptonischen Zerfallskanälen auch Endzustände mit Hadronen. Unter diesen vielfältigen möglichen Endzuständen des τ -Zerfalls könnte sich möglicherweise in der Beobachtung exotischer τ -Zerfälle "neue Physik" manifestieren, so z.B. im Auftreten leptonzahl-

oder leptonflavorverletzender Übergänge. Es ist die Aufgabe dieser Arbeit, nach leptonzahl- oder leptonflavorverletzenden neutrinolosen Zerfällen des τ -Leptons zu suchen. Sie unterscheiden sich von Standardzerfällen des τ -Leptons durch eine charakteristische Signatur. Im Rahmen dieser Arbeit werden bereits früher veröffentlichte obere Grenzen für die Verzweungsverhältnisse verbessert und weitere bislang noch nicht untersuchte leptonzahl- oder leptonflavorverletzende Zerfallskanäle werden auf ihre Existenz hin überprüft.

Damit wird in dieser Arbeit die bisher größte Anzahl von seltenen τ -Zerfallskanälen untersucht. Zu ihnen zählen die neutrinolosen τ -Zerfälle in ein und drei geladene Teilchen, von denen 8 Kanäle leptonisch, 16 semileptonisch und 2 hadronisch sind. Zum ersten Mal wird nach den lepton- und baryonenzahlverletzenden Kanälen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ gesucht. Die bisherigen oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse für neutrinolose τ -Zerfälle liegen in der Größenordnung von 10^{-4} bis 10^{-5} [9,10,11,12]. Das ARGUS-Experiment ist mit fast 400 000 τ -Paaren in der Lage, diese Grenzen zu verbessern oder aber eine Verletzung dieser Erhaltungssätze nachzuweisen. Modelle, die über das Standardmodell hinausgehen (*SUSY*, *GUT*) [13] sagen Leptonflavor- oder sogar Lepton- und Baryonenzahl-Verletzung ab gewissen Grenzen voraus. Eine experimentelle Suche kann entweder diese theoretischen Grenzen widerlegen oder aber die Größenordnung festlegen, ab der mit neuer Physik gerechnet werden muß.

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Nach den theoretischen Grundlagen wird das ARGUS-Experiment beschrieben. Bevor die 26 untersuchten Zerfallskanäle im Detail nach Klassen geordnet analysiert werden, wird das ihnen zugrunde liegende Analyseverfahren beschrieben. In der Zusammenfassung werden die Resultate denen anderer Experimente gegenübergestellt.

² engl.: flavor = Geschmack

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Nach unserem heutigen Wissen sind Leptonen strukturlose punktförmige Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, die nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen [14]. 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 eigenes neutrales Lepton, das entsprechende Neutrino, welches im Standardmodell als masselos betrachtet wird. Experimentell liegen für die Neutrino-Massen aber nur obere Grenzen vor [8,15]. Bis auf das τ -Neutrino, das nur in Gestalt fehlender Energie und fehlenden Impulses beim τ -Zerfall auftritt, hat man alle Leptonen der drei Generationen direkt nachweisen können. Die LEP-Experimente und MARK II am SLC konnten die Anzahl der leichten Neutrinos einschließlich des ν_e , ν_μ und ν_τ zu 3.10 ± 0.09 bestimmen [8].

Das τ -Lepton bildet zusammen mit dem τ -Neutrino die dritte Leptonfamilie. Es wurde 1975 am e^+e^- -Speicherring SPEAR durch das Experiment MARK I entdeckt [7]. Es hat eine Masse von $1784.1_{-3.6}^{+2.7}$ und seine mittlere Lebensdauer beträgt $(0.303 \pm 0.008) \times 10^{-12} \text{s}$ [8]. Der Zerfall des τ -Leptons wird durch die schwache Wechselwirkung vermittelt. In Abb. 1.1 ist der τ -Zerfall dargestellt. Die Zerfälle werden als leptonisch oder semileptonisch klassifiziert,

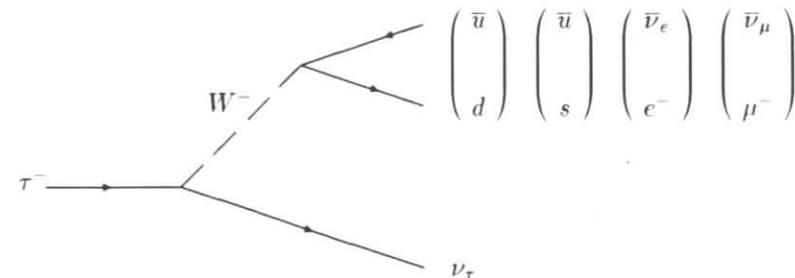


Abbildung 1.1: Das Feynman-Diagramm des τ^- -Zerfalls.

je nachdem, ob nur Leptonen oder auch Hadronen im Endzustand auftreten.

Die schwache Wechselwirkung kann im Gegensatz zur starken Wechselwirkung als einzige die Ladung der beteiligten Fermionen und deren Flavor durch geladene schwache Ströme ändern [16]. 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. Der klassischen Theorie der schwachen Wechselwirkung waren ausschließlich solche ladungsändernden Prozesse wie der β -Zerfall oder der μ -Zerfall [16] bekannt. Das Standardmodell enthält auch die Beschreibung der sogenannten neutralen Ströme [17], bei welchen sich die Fermionenladung nicht ändert. Flavorändernde neutrale Ströme hat man weder auf dem Quark- noch auf dem Leptonsektor beobachtet.

1.1 Lepton-Modelle

Sequentielles Lepton-Modell Die Klassifikation der Leptonen nach Generationen mit separat erhaltenen Leptonzahlen ist als sequentielles Lepton-Modell bekannt [18]. Ihm liegt ein additives Schema der Leptonflavor-Erhaltung zugrunde, d.h.: $\sum L_e = \text{const}$, $\sum L_\mu = \text{const}$ und $\sum L_\tau = \text{const}$. Leptonen weiterer eventuell existierender Generationen würden sich sequentiell in dieses Schema mit einem ihnen zugehörigen erhaltenen Leptonflavor einreihen. Sequentielle Leptonen können deshalb nicht radiativ in leichtere Leptonen zerfallen. Alle bisherigen experimentellen Beobachtungen über die dritte Leptonfamilie unterstützen die vom Standardmodell aufgestellte Hypothese, daß das τ -Lepton ein sequentielles Lepton mit einer eigenen, separat erhaltenen Leptonzahl ist [19].

Einige interessante Varianten dieses additiven Schemas sollen hier der Vollständigkeit halber vorgestellt werden.

Modell von Konopinski und Mahmoud (1953) In diesem Modell [20] tragen e^- , μ^+ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ die Quantenzahl $L_{KM} = +1$ und deren Antiteilchen die Quantenzahl $L_{KM} = -1$. Der Erhaltungssatz ist dann gegeben durch $\sum L_{KM} = \text{konstant}$.

Modell von Feinberg und Weinberg (1961) Ebenfalls für die ersten beiden Generationen geht dieses Modell [21] von einem multiplikativen Erhaltungssatz mit separaten Leptonzahlen L_e und L_μ aus. Der Erhaltungssatz lautet: $\sum(L_\mu + L_e) = \text{konstant}$ und $(-1)^{\sum L_e} = \text{konstant}$.

Alle drei Modelle erlauben den Standardzerfall des Myons:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Führt man eine Ladungskonjugation aller Neutrinos durch,

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

so erhält man einen Zerfall, der nur noch durch das multiplikative Feinberg-Weinberg-Modell erlaubt ist. Die experimentellen Tests haben dieses Modell inzwischen widerlegt [22,23,24]. Auch wurde der durch das Konopinski-Mamoud-Schema erlaubte neutrinolose doppelte β -Zerfall [16] bis heute nicht beobachtet. Alle drei Modelle verbieten neutrinolose Übergänge zwischen den Generationen.

Llewellyn-Smith hat zwei weitere Lepton-Modelle vorgeschlagen, in denen nur die Leptonflavor L_e und L_μ der ersten beiden Generationen vorkommen. Neuen Leptonen wird in diesen Modellen einer dieser beiden Flavor zugeordnet [25]:

Ortholepton-Modell Orthoelektronen oder Orthomyonen haben den gleichen Leptonflavor wie das gleichgeladene Elektron bzw. Myon. Falls das τ -Lepton ein Ortholepton wäre, könnte es elektromagnetisch zerfallen:

$$\begin{aligned}\tau^- &\longrightarrow e^- \gamma \\ \tau^- &\longrightarrow \mu^- \gamma.\end{aligned}$$

Diese radiativen Zerfälle können je nach Modell dominieren oder aber unterdrückt werden [26].

Paralepton-Modell Paraelektronen oder Paramyonen haben den gleichen Leptonflavor wie das entgegengesetzt geladene Elektron bzw. Myon. Paraleptonen können ebenso wie sequentielle Leptonen nicht elektromagnetisch zerfallen.

Welchem Modell ein Lepton zugeordnet werden muß, läßt sich durch Messung der leptinischen Verzweigungsverhältnisse bestimmen. Betrachtet man z.B. die Zerfälle $L \longrightarrow e \nu \nu$ und $L \longrightarrow \mu \nu \nu$, so sollten die Verzweigungsverhältnisse wegen der e - μ -Universalität, abgesehen von vernachlässigbaren Masseneffekten, gleich sein, wenn es sich um ein sequentielles oder ein Ortholepton handelt. Wenn L aber ein Paralepton ist, dann sind die Neutrinos in einem Zerfall identische Fermionen, so daß ein weiteres Feynman-Diagramm zu einer Änderung der Rate einer der beiden Prozesse führt [18]:

$$\frac{\Gamma(L^- \longrightarrow e^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e)}{\Gamma(L^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu)} \neq 1.$$

Da dieses Verhältnis für den Zerfall des τ -Leptons innerhalb der Fehlergrenzen bei Berücksichtigung der Phasenraumeffekte mit 1 übereinstimmt, kann ausgeschlossen werden, daß es sich beim τ -Lepton um ein Paralepton handelt.

1.2 Leptonzahl- und Leptonflavorverletzung

Von allen als exakt angenommenen Erhaltungssätzen der Physik sind die Lepton- und die Baryonenzahl-Erhaltung zwar experimentell sehr gut bestätigt, es liegt diesen Erhaltungssätzen nach unserem heutigen Wissen aber kein fundamentales Prinzip zugrunde, wie es etwa für die Ladungserhaltung in Gestalt der lokalen Eichinvarianz der Fall ist. Es ist auch keine Wechselwirkung bekannt, die von Leptonzahl oder Leptonflavor abhängt. Im Standard-Modell gibt es daher kein überzeugendes Argument, warum nicht auch eine Mischung zwischen verschiedenen Leptonen möglich sein sollte [27], so wie es bei den verschiedenen Quarks der Fall ist. Erweiterungen des Standardmodells gehen deshalb von einer Quark-Lepton-Universalität mit Strömen aus, die auch verschiedene Generationen miteinander verbinden.

Diese Erweiterungen des Standardmodells und andere Modelle, die zur Leptonzahl- oder Leptonflavor-Verletzung führen, sollen hier nicht weiter vertieft werden. Im folgenden werden lediglich die wesentlichen Schlagworte genannt:

- Man kann das Standardmodell so erweitern, daß die Neutrinos Masse bekommen. Vielen leptonzahlverletzenden Theorien sind Majorana-Neutrinos [28] mit nichtverschwindenden Massen gemeinsam. Majorana-Neutrinos sind solche Neutrinos, die gleich ihren Antineutrinos sind.

Um die Leptonzahl-Verletzung aber in die Reichweite heutiger Experimente zu bringen, müssen die Theorien mit einer viel reichhaltigeren Physik ausgestattet sein, als das durch die bloße Einführung der Neutrinomassen der Fall ist. Es muß darin Bosonen geben, die den Übergang zwischen den verschiedenen Leptonen vermitteln.

- Supersymmetrische Modelle beherrschen das Feld der entsprechenden Theorien [29].
- Die großen Vereinigungstheorien und Superstring- E_6 -Theorien [30] sagen die Existenz der $SU(5)$ oder $SO(10)$ Symmetriegruppen voraus [3], die sich aus einem Quintupel von Bosonen, bestehend aus zwei Higgs-Dubletts und einem *Leptoquark* LQ , zusammensetzt.

In Abb. 1.2 und Abb. 1.3 sind leptonflavorverletzende Prozesse, die durch den Austausch eines Leptoquarks oder eines Higgs-Teilchens H induziert werden, gezeigt [3]. Leptonische und semihadronische Zerfälle sind möglich.

1.2.1 Vorhersagen

Die konkretesten Vorhersagen der Theorien sind wegen der Vielzahl von freien Parametern der meisten Modelle nicht absolute Zahlen, sondern Beziehungen zwischen Verzweigungsverhältnissen:

Mischung zwischen massiven Neutrinos Der Übergang $\tau^- \rightarrow \mu^- \epsilon^+ \epsilon^-$ kann durch den Feynman-Graphen in Abb. 1.4 beschrieben werden, wenn eine Mischung zwischen den Neutrinos ν_τ und ν_μ oder zwischen anderen noch unbekannt massiven Neutrinos existiert. Petcov [31] ermittelte für diese minimale Erweiterung des Standardmodells folgende Beziehung für das Verzweigungsverhältnis:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \nu \nu)} = \frac{3}{32} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{m_W^2} \right)^2 \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta,$$

wobei m_1 und m_2 die Massen der mischenden Neutrinos sind und Θ der zugehörige Mischungswinkel ist.

Wyler-Vorhersage Sie gibt für *flavor changing lepton-higgs couplings* [14] an:

$$\frac{BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-)}{BR(\mu^- \rightarrow \epsilon^- \epsilon^+ \epsilon^-)} \approx m_\mu^2 \cdot \frac{m_\tau}{m_\epsilon^3} \approx 10^8. \quad (1.1)$$

Ein weiterer Prozeß, der ebenfalls durch ein Higgs-Teilchen vermittelt wird, führt zu der Vorhersage [32,33]:

$$\frac{BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-)}{BR(\mu^- \rightarrow \epsilon^- \epsilon^+ \epsilon^-)} \approx \left(\frac{m_\tau}{m_\epsilon} \right)^2 \approx 10^7. \quad (1.2)$$

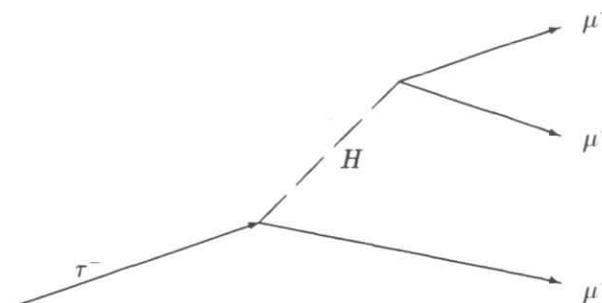


Abbildung 1.2: Feynman-Graph für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ mit neutralem flavorändernden Strom durch einen generationenverbindenden Higgs-Mechanismus

String-Modell mit E_6 -Symmetrie Durch dieses Modell wird die folgende Vorhersage für das Verhältnis der radiativen Zerfälle gemacht [34]:

$$\frac{BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma)}{BR(\mu^- \rightarrow \epsilon^- \gamma)} \approx 2 \times 10^5 \quad (1.3)$$

Aus der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses für den Kanal $\mu^- \rightarrow \epsilon^- \gamma$ von 10^{-12} folgt für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ eine obere Grenze von 10^{-7} .

Weitere Modelle und Vorhersagen sind in den Referenzen [3,14,34,35,13] angegeben.

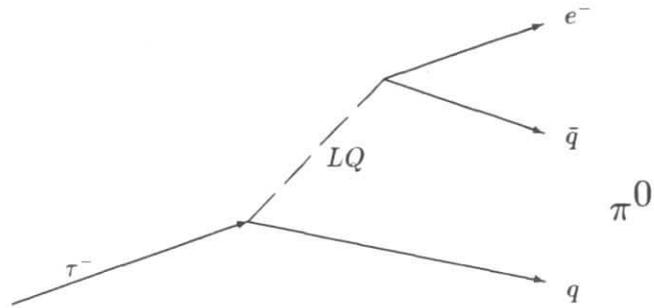


Abbildung 1.3: Feynman-Graph für den Kanal $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$ mit geladenem flavorändernden Strom durch Austausch eines Leptoquarks

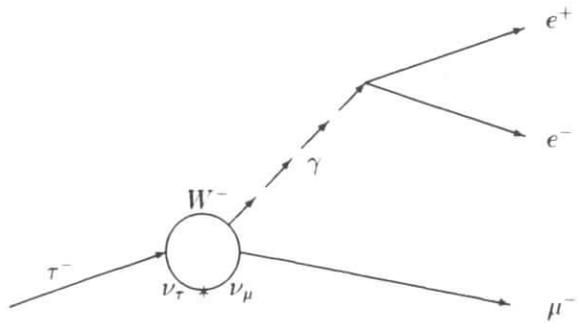


Abbildung 1.4: Feynman-Graph für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$ mit interner Konversion eines vom W^- abgestrahlten virtuellen Photons

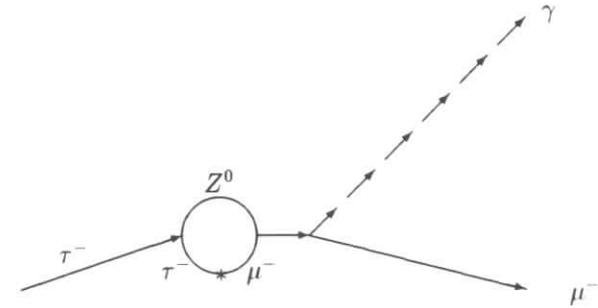


Abbildung 1.5: Feynman-Graph für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ mit neutralem flavor changing current

Kapitel 2

Der ARGUS-Detektor

Seit 1982 ist am Speicherring DORIS II [36] bei DESY das Experiment ARGUS [37] (A Russian German USA Swedish – Collaboration) in Betrieb. Der Kollaboration gehören heute auch Institute aus Kanada und Jugoslawien an.

Ziel war es, im Energiebereich der Υ -Resonanz Physik zu treiben. Dazu wurde ein universeller Detektor gebaut, der folgenden Ansprüchen genügt:

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

Ein Teilchen aus der Wechselwirkungszone durchquert nacheinander zuerst die Vertexkammer, dann die Hauptdriftkammer, das Flugzeitsystem und das elektromagnetische Kalorimeter. Danach folgt die Magnetspule und das Eisenjoch, die von Myonen mit einem Mindestimpuls von etwa $700 \text{ MeV}/c$ passiert werden und die dann die Myonkammern erreichen, in denen sie nachgewiesen werden können.

Geladene Teilchen können in der Driftkammer durch die Messung der spezifischen Ionisation dE/dx 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 arbeiten als Hadronabsorber. Mit dem Myonkammersystem, das den Detektor in drei Lagen umgibt, werden Myonen identifiziert.

2.1 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, 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

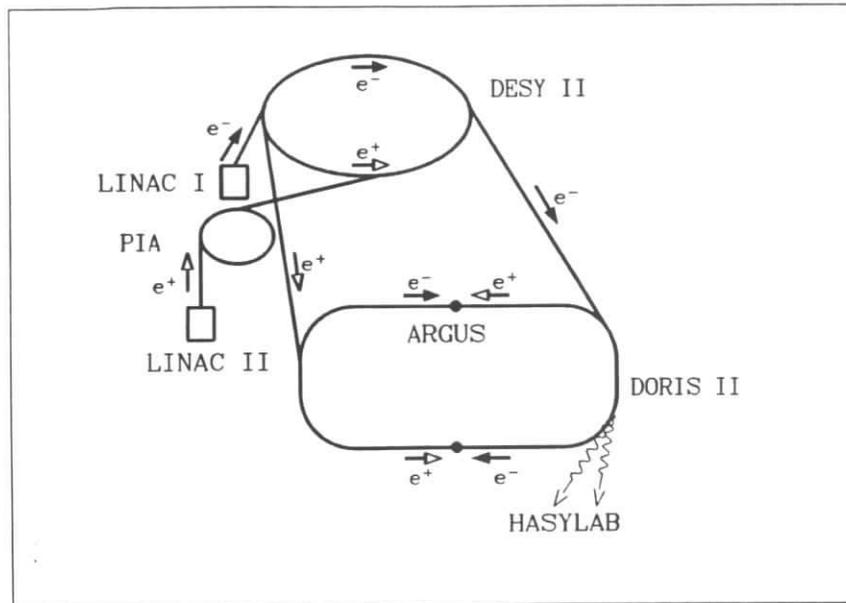


Abbildung 2.1: Injektionsschema für den Speicherring DORIS II

Hauptspule des Magnetsystems des ARGUS-Detektors. Ein Strom von 4500 Ampere in dem Solenoid mit einem Durchmesser von 3 Metern erzeugt ein magnetisches Feld von 0.8 Tesla. Dabei beträgt die Leistungsaufnahme ca. 2 MW.

2.1.1 Die Driftkammer

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

Ihre Funktionsweise beruht auf der Tatsache, daß man eine räumliche Information aus der Messung der Driftzeit der Elektronen erhält, die von einem ionisierenden Ereignis entlang einer Teilchenspur stammen. Das Prinzip einer Driftzelle basiert auf der von Charpak 1968 entwickelten *Vieldraht-Proportionalkammer*, die bei Sauli [38] ausführlich beschrieben wird. Er zeigte, daß es möglich ist, mehrere Drähte in einem Gasvolumen jeweils als individuelle Proportionalkammern zu betreiben, ohne das es zu einer kapazitiven Kopplung kommt. 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 24588 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/dx Messung enthält wegen der großen statistischen Fluktuationen wenig Informationen über den durchschnittlichen Energieverlust. Man erhält eine verbesserte Auflösung durch Bildung des *truncated mean*. 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:

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = 0.009 \times p_t |GeV/c|$$

Für Teilchen unter $1 \text{ GeV}/c$ ist die Impulsauflösung durch Vielfachstreuung (erster Term) begrenzt:

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \times p_t |GeV/c|)^2}$$

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

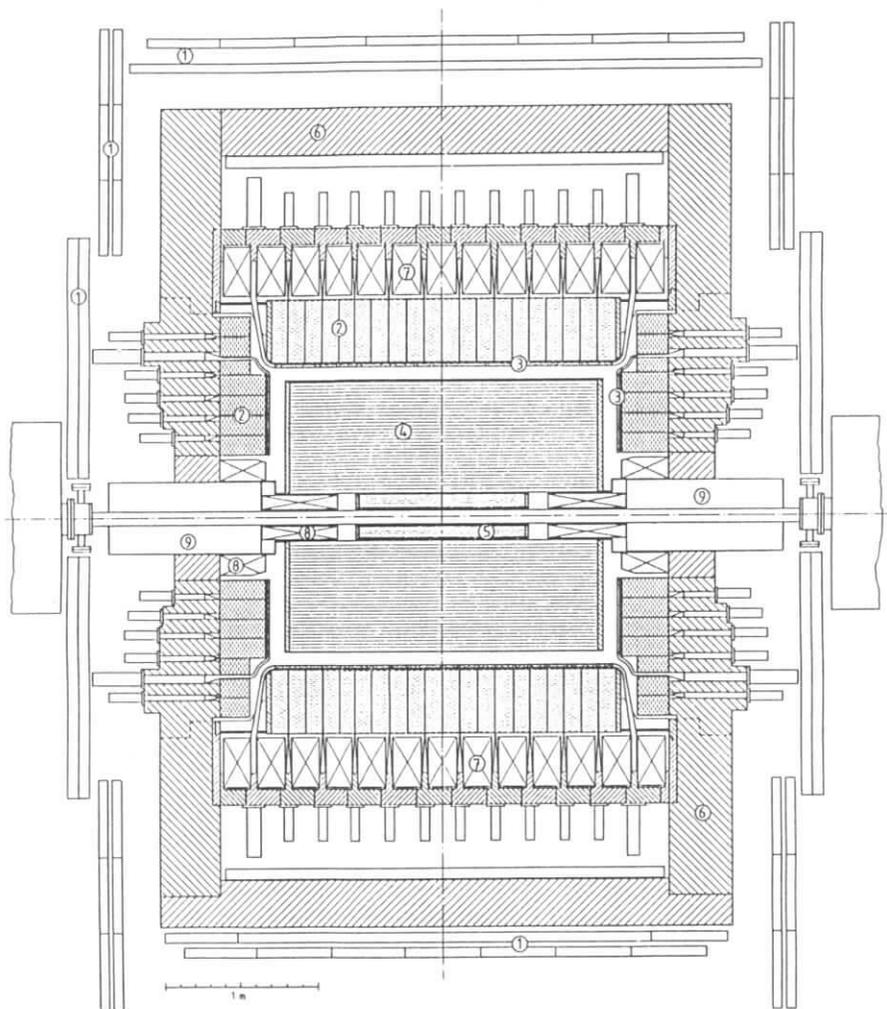


Abbildung 2.2: Der ARGUS-Detektor

Die gute Impuls- und Ortsauflösung spiegelt sich auch in der präzisen Messung der invarianten Massen von Teilchensystemen wider. Dies ist insbesondere für die Bestimmung der oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse aus den Massenspektren neutrinoloser τ -Zerfälle von Bedeutung.

2.1.2 Die Vertexkammer

Die ARGUS Vertex-Driftkammer (VDC) wurde 1984 zur Verbesserung der Impuls- und Vertex-Auflösung installiert. Für diese Arbeit wurde sie nicht verwendet und soll deshalb auch nicht ausführlich beschrieben werden. Details der VDC findet man in Referenz [37]. 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 Sekundärvertices aus Λ - und K_S^0 -Zerfällen erreicht.

Im März 1989 wurde die ARGUS-Vertex-Driftkammer durch die Mikro-Vertexkammer ersetzt. Die Mikro-VDC wurde entwickelt, um Sekundärvertices kurzlebiger Teilchen, wie z.B. des τ -Leptons, aufzulösen.

2.1.3 Das Flugzeitsystem

Das ARGUS Flugzeitsystem (TOF) besteht aus 160 Szintillationszählern, die die Driftkammer umgeben. 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.

2.1.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Schauerzähler sind vom Blei-Szintillator-Sandwich Typ und dienen der Energiemessung elektromagnetisch schauernder Teilchen, also Elektronen und Photonen. 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 Barrelzähler Material durchqueren, das nur 0.16 Strahlungslängen entspricht, bzw. 0.52 Strahlungslängen für die End-Cap-Zähler, können

Photonen mit Energien, die größer als 50 MeV sind, mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Die Energieauflösung beträgt für den Barrel-Bereich der Schauerzähler

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

und für die Endcap-Zähler

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

2.1.5 Die Myonkammern

Das Myonkammersystem besteht aus 3 Lagen von Proportionalzählern. 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.

2.2 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 $\epsilon^+\epsilon^-$ 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.

2.2.1 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.

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

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.

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.

2.2.2 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, um später von schnellen Software-Routinen weiter verarbeitet werden zu können. Die Trigger-Rate wird durch den LTF um ca. eine Größenordnung reduziert.

2.3 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.

Kapitel 3

Die Grundlagen der Analyse

In diesem Kapitel werden die für die Datenanalyse erforderlichen Grundlagen beschrieben. Es ist das Ziel der Analyse, die gesuchten seltenen τ -Zerfälle aus einer großen Datenmenge zu selektieren. Dazu ist es hilfreich, auf simulierte Ereignisse zurückgreifen zu können, um die Eigenschaften der gesuchten Prozesse zu studieren. Wendet man den entwickelte Selektionsalgorithmus auf diese simulierten Ereignisse an, so erhält man Aufschluß über seine Effizienz (oder Nachweiswahrscheinlichkeit). Das ist die Wahrscheinlichkeit, ein generiertes Ereignis auch nach der Detektorsimulation zu selektieren. Einige Detektoreffekte sind in der Detektorsimulation nicht berücksichtigt und müssen daher gesondert behandelt werden. Dazu zählen die Rauschwahrscheinlichkeiten der Photovervielfacher und die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Trigger.

Die gesuchten Zerfälle zeichnen sich durch wohldefinierte Teilchenkombinationen aus, so daß eine Identifizierung der Zerfallsprodukte zur Unterscheidung von Untergrundquellen beiträgt.

Wird nach der Selektion kein Signal gefunden, so werden obere Grenzen der Verzweungsverhältnisse bestimmt. Das dazu erforderliche Verfahren wird ebenfalls beschrieben. Für die Bestimmung der oberen Grenzen benötigt man die Anzahl der τ -Ereignisse, bezüglich derer die oberen Grenzen bestimmt werden sollen.

3.1 Die Simulation der gesuchten Zerfälle

Die hier gesuchten neutrinolosen 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 Selektionsschnitte 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 Kompromiß 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 oder aber eine möglichst kleine obere Grenze für die Produktion bestimmen zu können.

3.1.1 Der Monte-Carlo-Generator

Für die Erzeugung der neutrinolosen τ -Zerfälle wurde das Programm **MOPEK** verwendet [39]. Für diese Arbeit wurde die folgende Reaktion generiert:

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

Bei einer Schwerpunktsenergie von 10 GeV erhält man für den Impuls eines τ -Leptons 4.7 GeV/c. Die Impulsverteilung der generierten τ -Leptonen ist in Abb. 3.1 gezeigt. Deutlich ist der Strahlungsschwanz zu erkennen. Detektoreffekte, wie z.B. Bremsstrahlung im Detektormaterial, sind in dieser Abbildung nicht berücksichtigt.

Dem Programm muß weiterhin mitgeteilt werden, in welche Teilchen die beiden τ -Leptonen zerfallen sollen und nach welchem Modell dieser Zerfall geschehen soll. Da die hier gesuchten Zerfälle aus der Menge der τ -Paare selektiert werden sollen, wird für das eine τ -Lepton ein Standardzerfall in ein bzw. drei geladene Teilchen entsprechend den von der *Particle Data Group* 1988 veröffentlichten [40] Verzweigungsverhältnissen generiert. Zur Zeit der Ereignisgeneration lagen die 1990 veröffentlichten [8], nur geringfügig geänderten Verzweigungsverhältnisse noch nicht vor. Der Zerfallsdynamik liegt für die leptonischen τ -Zerfälle die $V - A$ -Struktur der schwachen Wechselwirkung und für die semileptonischen Zerfallskanäle ein Phasenraummodell zugrunde. Das andere τ -Lepton zerfällt in der Simulation dann, ebenfalls gemäß einer Phasenraumverteilung, in einen der hier gesuchten neutrinolosen τ -Zerfälle. Nachdem die Vierervektoren der Zerfallsprodukte in das Laborsystem transformiert worden sind, können die so generierten Ereignisse der Detektorsimulation unterzogen werden. Für jeden in dieser Arbeit analysierten Kanal wurden etwa 5000 bis 10000 Ereignisse generiert. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten ergeben sich dadurch kleine statistische Fehler, die für die weiteren Betrachtungen vernachlässigbar sind.

3.1.2 Die Detektorsimulation

Die Wechselwirkung geladener und neutraler Teilchen mit Materie einschließlich nachfolgender Reaktionen kann mit dem Programm GEANT [41] simuliert werden. Darauf aufbauend ist das Programmpaket SIMARG [42] speziell für den ARGUS-Detektor entwickelt worden. GEANT gibt dabei nur den groben Rahmen vor, der von SIMARG mit der Detektorkonfiguration und den Wechselwirkungen mit dem tatsächlich vorhandenen Detektormaterial ausgefüllt werden muß. SIMARG übernimmt dann 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 Vertex-Kammer, der Driftkammer und den Myon-Kammern.
- Die in den verschiedenen Detektorkomponenten deponierten Energien werden aufgezeichnet.

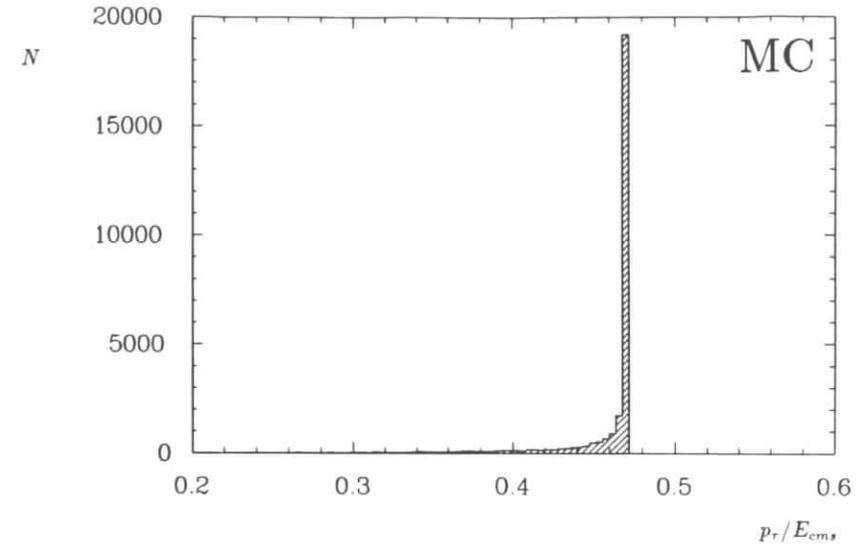


Abbildung 3.1: Impulsverteilung der generierten τ -Leptonen normiert auf E_{cms}

- Es wird eine Ereignisformat erstellt, das dem eines wirklichen Ereignisses entspricht.

Der Einfluß des Detektors auf die Impulsverteilung (Abb. 3.1) der generierten τ -Leptonen ist in Abb. 3.2 zu sehen. Da das τ -Lepton wegen seiner kurzen Lebensdauer im Detektor nur über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden kann, ist in dieser Abbildung allerdings nicht der τ -Impuls direkt, sondern nur der Gesamtimpuls aller aus dem neutrinolosen τ -Zerfall stammenden Zerfallsprodukte dargestellt, der im Rahmen der Meßgenauigkeit mit dem τ -Impuls übereinstimmt. Zur Verbreiterung der Verteilung, die insbesondere kleinere Impulse begünstigt, tragen mehrere Effekte bei, die in der Detektorsimulation berücksichtigt sind:

- Impulsauflösung des Detektors
- Bremsstrahlung im Detektormaterial
- Energieverluste im Detektormaterial (dE/dx)
- nicht nachgewiesene Teilchen.

Nachdem die so generierten Daten einer Spurrekonstruktion unterworfen worden sind, können sie mit Hilfe der auf FORTRAN basierenden Interpreter Sprache KAL (**K**inematical **A**nalysis **L**anguage) analysiert werden.

3.1.3 Vorgetäuschte Photonen

Die Detektorsimulation berücksichtigt nicht die Rauschwahrscheinlichkeiten der Photovervielfacher und der Ausleseelektronik, durch die Photonen vorgetäuscht werden können. Die

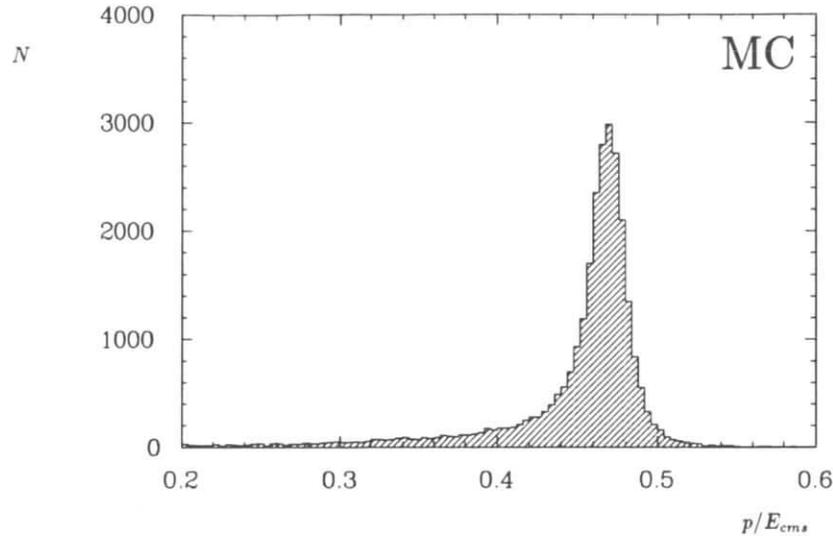


Abbildung 3.2: Gesamtpuls aller geladenen Spuren aus dem neutrinolosen τ -Zerfall in drei geladene Teilchen, normiert auf $E_{cm,s}$, nach der Detektor-Simulation

Rauschwahrscheinlichkeit ist umso höher, je mehr man sich der Ansprechschwelle der Photovervielfacher nähert. Die Wahrscheinlichkeit, in einem Ereignis ein vorgetäushtes Photon mit mehr als 80 MeV zu finden, beträgt, gemittelt über die hier verwendeten Perioden der Datennahme, etwa 10% [43]. Da bei der Analyse der neutrinolosen τ -Zerfälle in drei geladene Teilchen die Anzahl der Photonen auf 3 beschränkt wird, verliert man also von dem Anteil der neutrinolosen Ereignisse, die 3 Photonen besitzen, 10%, von denen mit 2 Photonen 1%, u.s.w. Der Abb. 3.3 entnimmt man die relativen Anteile: 48% der Ereignisse haben 0 Photonen, 24% 1 Photon, 18% 2 Photonen und 9% 3 Photonen.

$$0.48 \cdot 0.0001 + 0.24 \cdot 0.001 + 0.18 \cdot 0.01 + 0.09 \cdot 0.1 = 0.011$$

Dieser Detektoreffekt reduziert die totale Nachweiswahrscheinlichkeit also nur um 1%. Vergleicht man diesen Wert mit dem systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit, die mit einer Unsicherheit von etwa 10% versehen ist [43], so erkennt man, daß dieser Detektoreffekt bei der Bestimmung der oberen Grenzen nur eine untergeordnete Rolle spielt.

3.1.4 Das Trigger-Monte-Carlo

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-Ereignisse, die den Selektionsbedingungen genügen, über 90%. Es wird fast immer einer der Fast-Pretrigger gesetzt und die Wahrscheinlichkeit ist auch groß, daß der Little-Track-Finder ein oder zwei Spuren in der

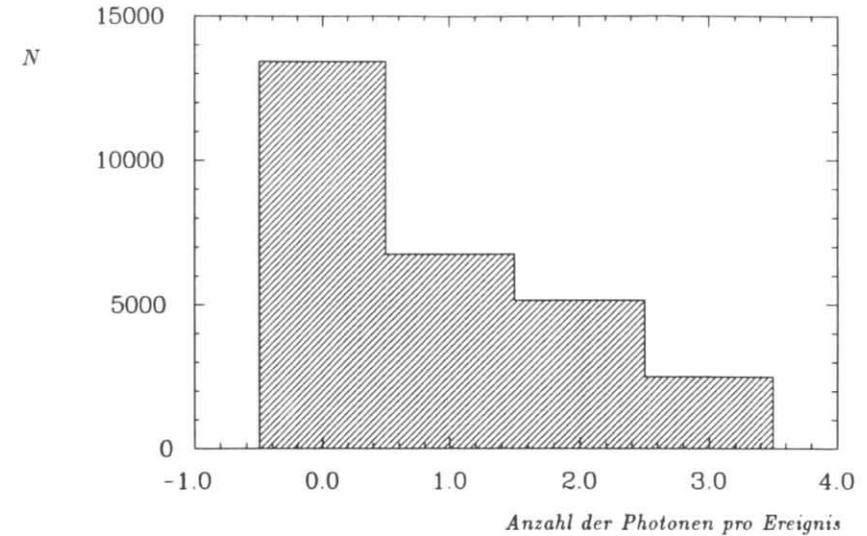


Abbildung 3.3: Anzahl der Photonen in neutrinolosen τ -Ereignissen in drei geladene Teilchen

r - ϕ -Ebene der Driftkammer findet. Das ist für die hier ebenfalls gesuchten 2-Spur-Ereignisse nicht so selbstverständlich, besonders dann nicht, wenn minimal ionisierende Myonen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall zusammen mit einem neutralen Teilchen betrachtet werden. Da diese radiativen Ereignisse aber immer von einem energiereichen Photon begleitet sind, ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß der *High Energy Shower Trigger* gesetzt wird. Aber selbst wenn dieser Trigger gesetzt worden ist, muß noch eine Spur der bevorzugt unter kleinen Winkeln fliegenden Teilchen aus dem neutrinolosen- τ -Zerfall vom LTF gefunden werden.

Um die genauen Nachweiswahrscheinlichkeiten zu ermitteln, wird ein Trigger-Monte-Carlo verwendet, daß die Ansprechwahrscheinlichkeiten der verschiedenen Trigger simuliert. Das Resultat dieser Simulation ist für alle in dieser Arbeit gesuchten Kanäle in Tabelle 3.1 gezeigt. Die ermittelten Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten stimmen nicht mit der Erwartung überein, daß sie für Zweispur-Ereignisse geringer ausfallen würden. Im Mittel beträgt sie für die Kanäle 19 bis 26 95%, für die Vierspur-Ereignisse hingegen 94%. Den Resultaten entnimmt man, daß die Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit umso höher ausfällt, je mehr Elektronen ein Endzustand enthält. Dies ist sicherlich auf den Total Energy und High Energy Shower Trigger zurückzuführen, die beide große Schauerenergien verlangen. Die Kanäle mit Photonen und neutralen Hadronen, die in Photonen zerfallen, werden diese Trigger mit großer Wahrscheinlichkeit setzen, da sie ebenfalls hohe Energien in den Schauerzählern deponieren. Dadurch können möglicherweise die hohen Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten der Kanäle 19 bis 20 begründet werden. Die Unterschiede der Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten ähnlicher Endzustände (z.B. Kanal 15 und 16) liegen im Rahmen der statistischen Unsicherheit von etwa 4%.

Nr.	3-Prong-Zerfälle	$\epsilon_{\text{Trigger}}[\%]$	Nr.	1-Prong-Zerfälle	$\epsilon_{\text{Trigger}}[\%]$
1.	$\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	98	19.	$\tau^- \rightarrow e^- \gamma$	95
2.	$\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-$	95	20.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$	98
3.	$\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$	95	21.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	94
4.	$\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$	98	22.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$	93
5.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$	95	23.	$\tau^- \rightarrow e^- \eta$	98
6.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$	98	24.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$	93
7.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$	98	25.	$\tau^- \rightarrow \bar{p} \gamma$	95
8.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-$	98	26.	$\tau^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$	95
9.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$	92			
10.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-$	90			
11.	$\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$	98			
12.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$	92			
13.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ K^-$	97			
14.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- K^-$	98			
15.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$	86			
16.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- K^-$	81			
17.	$\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$	96			
18.	$\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$	86			

Tabelle 3.1: Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten für Ereignisse, die den für jeden Kanal entsprechenden Selektionsbedingungen genügen. Das andere τ -Lepton zerfällt in einen der nach dem Standardmodell erlaubten Kanäle.

Experiment	Anzahl der τ -Paare	Luminosität L [pb^{-1}]
EXP 2	48 776	45.9
EXP 4	57 468	62.6
EXP 5	90 347	84.8
EXP 6	64 895	70.9
EXP 7	47 960	52.0
EXP 8	64 905	70.8
Summe	374 351	387.0

Tabelle 3.2: Anzahl der τ -Paare

3.1.5 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:

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

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

Für höhere Ordnung ist der Wirkungsquerschnitt allerdings nicht mehr analytisch berechenbar, so daß man auf Monte-Carlo-Methoden angewiesen ist. Beiträge höherer Ordnung führen z.B. durch Photonenabstrahlung zu einer Verringerung der verfügbaren Schwerpunktsenergie und damit zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes für die τ -Paar-Produktion. Die verwendeten Monte-Carlo-Programme von Behrends und Kleiss [44] sowie von Jadach und Was [45] berücksichtigen Beiträge der Photonenabstrahlung und Vakuumpolarisation.

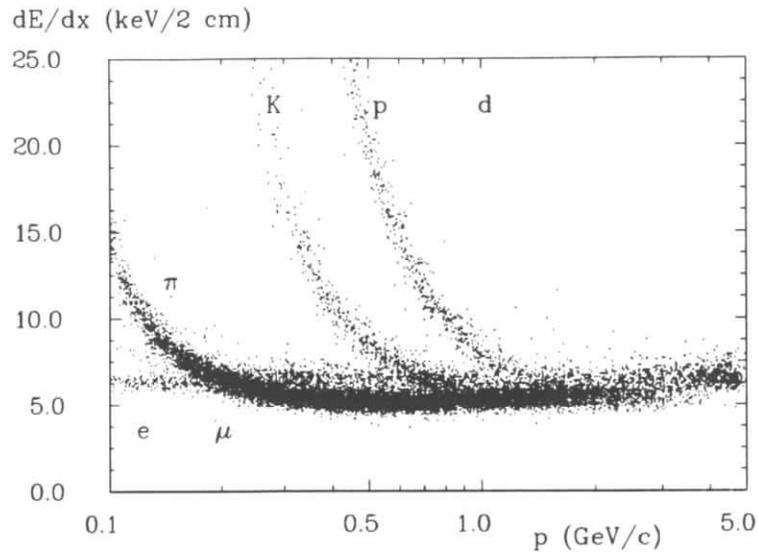
Wenn man den Wirkungsquerschnitt mit der Luminosität \mathcal{L} multipliziert, erhält man die Rate dN/dt , mit der τ -Paare produziert werden. Die Luminosität beschreibt, wie oft e^+e^- -Wechselwirkungen stattfinden und hängt nur von Parametern des Speicherringes ab. Es gilt:

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

Das verwendete Verfahren für die Bestimmung der Luminosität beruht auf der Bestimmung der Zahl der Bhabha-Ereignisse [46]. In der Tabelle 3.2 wird die Anzahl der so ermittelten τ -Paare getrennt nach zusammenhängenden Datennahmeperioden (EXP) aufgeführt. Die Gesamtzahl von 374 351 τ -Paaren entspricht einer integrierten Luminosität von $387 pb^{-1}$. Es sind auch die Korrekturen entsprechend der Beiträge aus Υ -Resonanzzerfällen berücksichtigt, die im Bereich der Schwerpunktsenergien um $10 GeV$ sehr wichtig sind.

3.2 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

Abbildung 3.4: dE/dx in Abhängigkeit vom Impuls

von mindestens 700 MeV/c können zusätzlich durch die Myon-Kammern nachgewiesen und identifiziert werden.

In Abb. 3.4 ist der spezifische Ionisationsverlust und in Abb. 3.5 das aus der Flugzeitmessung erhaltene Quadrat der Teilchenmasse in Abhängigkeit vom Impuls für experimentelle Daten dargestellt. Beide Abbildungen zeigen, daß eine gute Teilchentrennung mit diesen beiden Methoden nur bis zu Impulsen von etwa 1 GeV/c möglich ist. Die dE/dx -Bänder laufen oberhalb dieses Impulses ineinander über und kreuzen sich an mehreren Stellen. Aus beiden Größen wird jeweils ein χ^2_H für die Differenz zwischen dem gemessenen und dem theoretisch erwarteten Wert für eine Teilchenhypothese H berechnet, die dann, da sie voneinander unabhängig sind, addiert werden. Weil 5 Teilchensorten identifiziert werden, wird das Likelihood L_H einer Teilchenhypothese gebildet:

$$L_H = e^{-\chi^2_H/2}. \quad (3.2)$$

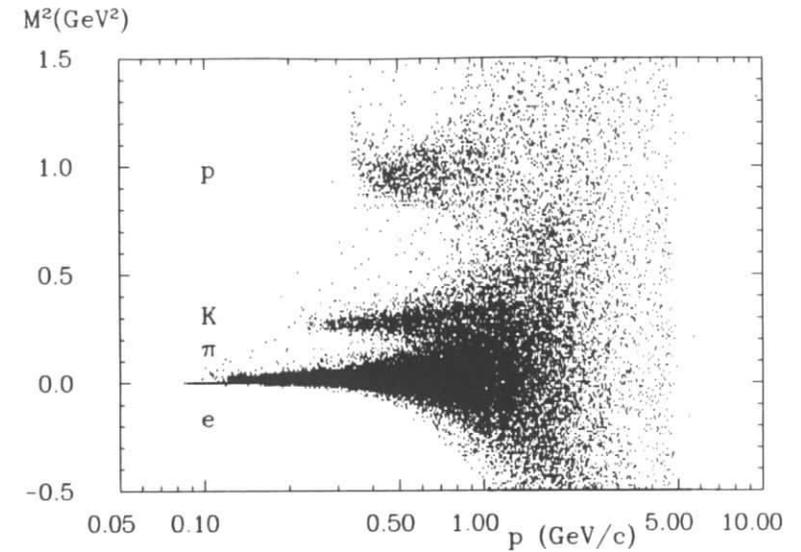
Dieses Likelihood einer bestimmten Teilchenhypothese wird dann auf die Summe aller Likelihoods aller Teilchenhypothesen normiert,

$$l_H = \frac{c_H \cdot L_H}{\sum_{i=1}^5 c_i L_i}, \quad (3.3)$$

wobei die Wichtungsfaktoren c_i berücksichtigen, daß Pionen in den Daten etwa fünfmal häufiger auftreten als z.B. Kaonen.

Folgende relative Häufigkeiten werden auch hier verwendet

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1.$$

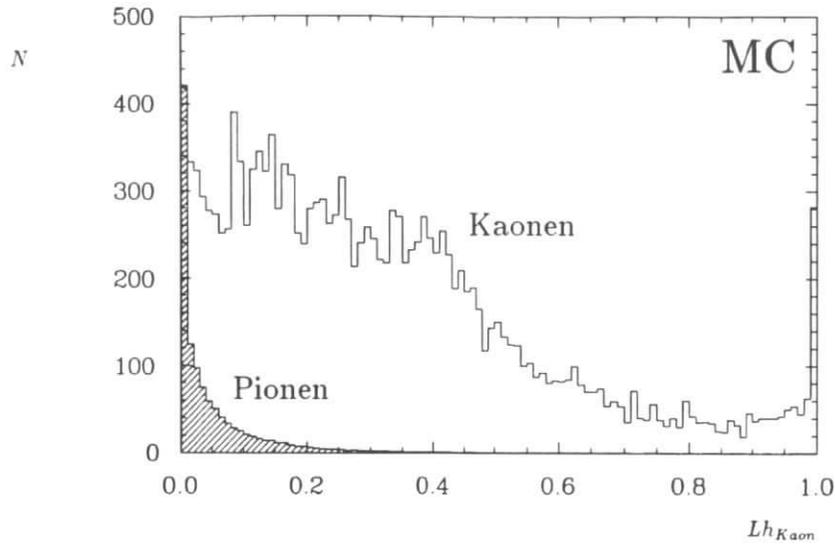
Abbildung 3.5: m^2 in Abhängigkeit vom Impuls

da die relativen Teilchenhäufigkeiten der in dieser Arbeit gesuchten neutrinolosen τ -Zerfälle nicht bekannt sind. Ist im Text von einem Teilchen mit einer bestimmten Hypothese die Rede oder werden bestimmte Teilchen selektiert, so werden sie immer mit einem normierten Likelihood von $> 1\%$ identifiziert. Wird eine darüber hinausgehende Identifizierung angewendet, so wird das explizit angegeben. Bei einer Identifizierung mit mindestens 1% kann ein Teilchen oft gleichzeitig mehrere Hypothesen erfüllen. Das kann dazu führen, daß Ereignisse mehrfach gezählt werden (*multiple counting*), und zwar für jede mögliche Teilchenkombination einmal. Tritt bei der Berechnung der invarianten Masse der Zerfallsprodukte aus dem neutrinolosen Zerfall ein Ereignis wegen mehrerer Teilchenkombinationen mehrfach auf, so wird nur die Kombination berücksichtigt, die die zugeordneten Teilchenhypothesen mit der größten Wahrscheinlichkeit erfüllt.

Für die Identifizierung von Kaonen und Protonen in einigen Zerfallskanälen mit hohem Untergrund wird das normierte Likelihood auf 10% bzw. 20% angehoben. Abb. 3.6 zeigt das Kaon-Likelihood für Kaonen und schraffiert für Pionen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall (MC). Man erkennt aus der Abbildung, daß unterhalb von 10% fast alle Pionen aus neutrinolosen τ -Zerfällen auch als Kaonen fehlidentifiziert werden. Erst darüber ergibt sich eine verbesserte Trennung.

Für die Elektron-Identifizierung kann die Größe der in den Schauerzählern deponierten Energie ausgenutzt werden. Abb. 3.7 zeigt die Schauerenergie in Abhängigkeit vom Impuls einer Spur. Elektronen, wie auch Photonen, haben die Eigenschaft, daß sie ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren. Ihnen entspricht daher das diagonal verlaufende Band. Horizontal findet man bei kleinen Energien minimal ionisierende Hadronen und Myonen. Sie werden bei

willkürliche Einheiten

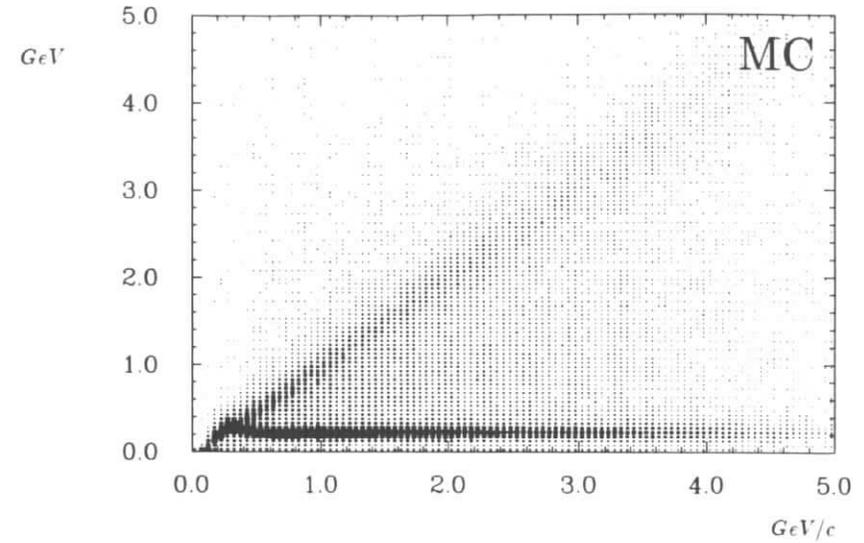
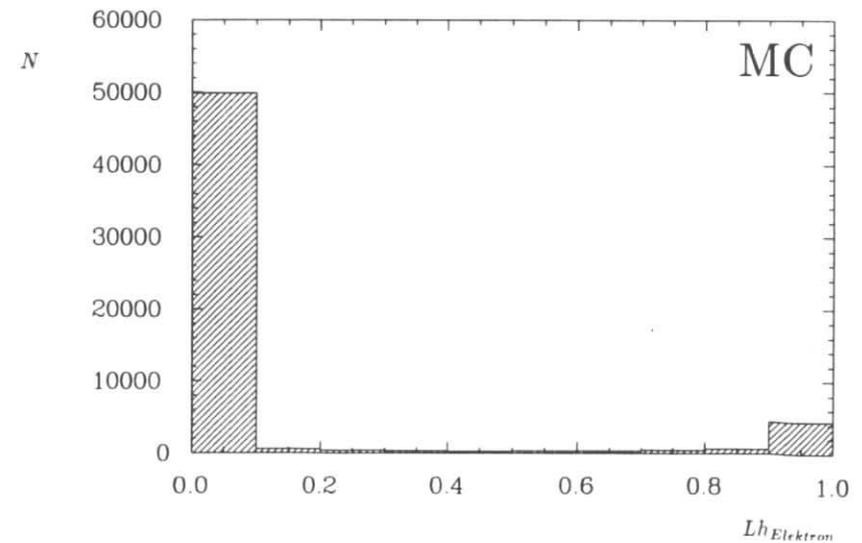
Abbildung 3.6: Kaon-Likelihood von Kaonen und Pionen (schraffiert) aus dem neutrinolosen τ -Zerfall

kleinen Impulsen im Kalorimeter stark abgebremst und sind dann nicht minimal ionisierend, wie man an Abb. 3.4 erkennt. Sie fallen daher bis etwa 200 MeV mit dem Elektronenband zusammen und führen zu der gezeigten Erhebung, die sich bis etwa 500 MeV/c bemerkbar macht. Ab ca. 700 MeV/c ist mit Hilfe der Schauerenergie eine Elektronen-Identifizierung möglich. Berücksichtigt man auch die Schauerform, so gelangt man schließlich mit all diesen Informationen zu einer $Lh_{Elektron}$, die in Abb. 3.8 für Teilchen aus MC-Ereignissen der hier gesuchten seltenen τ -Zerfälle dargestellt ist. Diese Größe bietet nahezu eine perfekte Trennung der Elektronen von anderen Teilchen, so daß die Anhäufung oberhalb von 0.7 ausschließlich Elektronen zugeschrieben werden kann. Für Teilchen anderer Identität als der eines Elektrons oder aber für nicht so gut identifizierte Elektronen findet man eine Anhäufung bei kleinen Werten nahe Null. Elektronen werden in dieser Arbeit einheitlich mit einem $Lh_{Elektron}$ -Wert von größer 0.7 identifiziert, der nicht kritisch ist. Eine geringfügige Änderung würde weder die Identifizierung verbessern oder verschlechtern, noch hätte sie einen spürbaren Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der Identifizierung.

$$Lh_{Elektron} > 0.7$$

Zur Identifikation der Myonen wird zusätzlich zum spezifischen Ionisationsverlust, der Flugzeit und der Schauerzähler-Information die Information über die Anzahl der von den Myonen getroffenen Myonkammerlagen benutzt, um auch hier eine normierte Lh_{Myon} zu ermitteln, die in Abb. 3.9 ebenfalls für Teilchen aus MC-Ereignissen der neutrinolosen τ -Zerfälle dargestellt ist. Um Myonen gut zu identifizieren, wird mindestens ein Wert von 0.7 verlangt. Es gelten für diese Abbildung die gleichen Aussagen, die für $Lh_{Elektron}$ in Abb. 3.10 gemacht wurden.

$$Lh_{Myon} > 0.7$$

Abbildung 3.7: Schauerenergie in Abhängigkeit vom Impuls für Spuren der neutrinolosen τ -ZerfälleAbbildung 3.8: $Lh_{Elektron}$ für Teilchen aus MC-Ereignissen neutrinoloser τ -Zerfälle

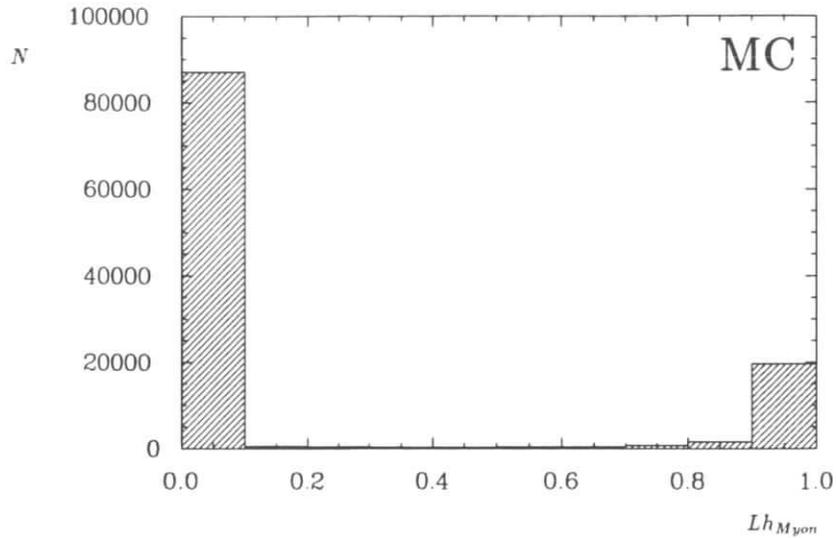


Abbildung 3.9: Lh_{M_μ} für Teilchen aus MC-Ereignissen neutrinoloser τ -Zerfälle

Außerdem wird für Myonen gefordert, daß mindestens eine der beiden äußeren Myonkammerlagen von einer aus der Driftkammer extrapolierten Spur gesetzt worden ist, wenn sie als Myon identifiziert werden soll. Um die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Analysen zu optimieren, wurde diese gute Identifizierung nur da angewendet, wo sie wirklich erforderlich war.

3.2.1 Die Rekonstruktion der ρ^0 - und der K^{*0} -Mesonen

Für die in Kapitel 4 untersuchten neutrinolosen Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$, $\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$ und $\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$ werden die ρ^0 - und die K^{*0} -Mesonen definiert und identifiziert, indem verlangt wird, daß sie sich durch die invariante Masse ihrer Zerfallsprodukte in gewissen Grenzen rekonstruieren lassen. Abb. 3.10 zeigt das $\pi^+ \pi^-$ Massenspektrum für den ρ^0 -Zerfall und Abb. 3.11 das $K^+ \pi^-$ Massenspektrum des K^{*0} -Zerfalls für ρ^0 - bzw. K^{*0} -Mesonen aus neutrinolosen τ -Zerfällen. Die der Verteilung unterlagerte Verbreiterung des K^{*0} -Spektrums ist die Folge einer Eigenreflexion, die sich ergibt, wenn Kaonen als Pionen und Pionen als Kaonen fehlidentifiziert werden. Für ρ^0 -Mesonen wird gefordert, daß die invariante Masse zwischen 0.6 und 1.1 GeV/c^2 und für K^{*0} -Mesonen zwischen 0.7 und 1.1 GeV/c^2 liegt.

3.3 Die Bestimmung oberer Grenzen für Verzweigungsverhältnisse

Die oberen Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse werden aus der Zahl der im Massenspektrum im Bereich der τ -Masse gefundenen Ereignisse bestimmt. Die Breite des betrachteten

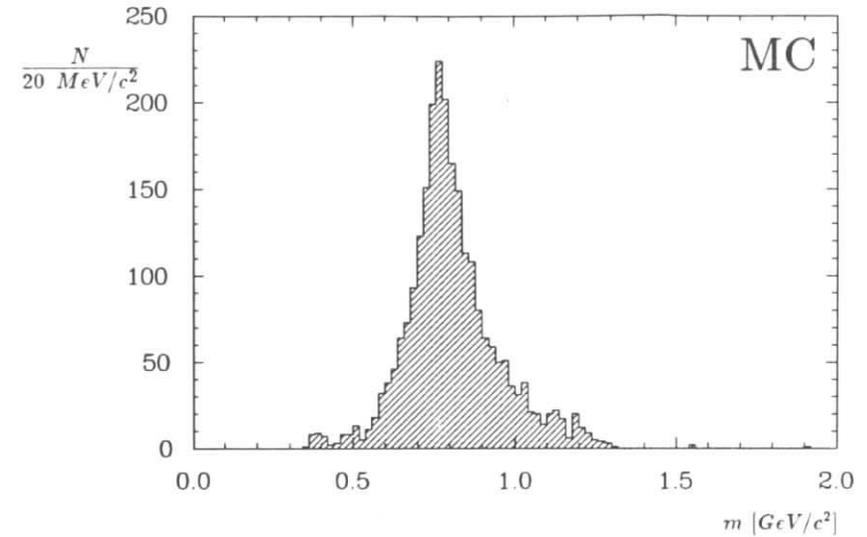


Abbildung 3.10: Invariante Masse von $\pi^+ \pi^-$ aus dem ρ^0 -Zerfall für neutrinolose τ -Zerfälle

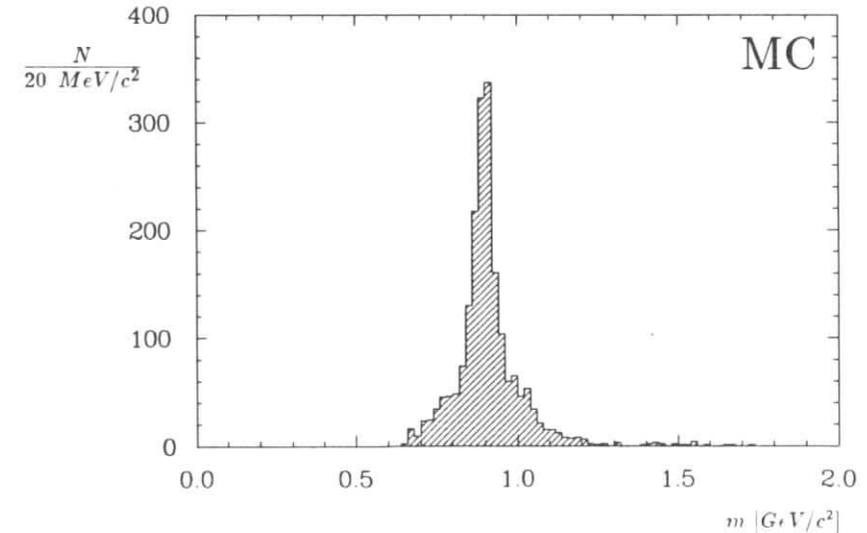


Abbildung 3.11: Invariante Masse von $K^+ \pi^-$ aus dem K^{*0} -Zerfall für neutrinolose τ -Zerfälle

Intervalls ergibt sich aus Monte-Carlo-Studien. Sind die Impulse und Massenhypothesen gegeben, so erhält man die invariante Masse für die neutrinolosen τ -Zerfälle in drei geladene Teilchen aus

$$m = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^3 E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 \vec{p}_i\right)^2}, \quad (3.4)$$

und für die radiativen Zerfälle in ein geladenes Teilchen und ein Photon aus

$$m = \sqrt{m_{Lepton}^2 + 2 \cdot E_\gamma \cdot (E_{Lepton} - |\vec{p}_{Lepton}| \cos \theta)}. \quad (3.5)$$

Die Massenaufösung (2σ) ist im Mittel für alle Kanäle im ersten Fall besser als 50 MeV und im zweiten Fall besser als 100 MeV .

3.3.1 Das Energieanpassungsverfahren

Um die Massenaufösung für neutrinolose τ -Zerfälle zu verbessern, kann die Zwangsbedingung ausgenutzt werden, daß die Gesamtenergie der Zerfallsprodukte gleich der Strahlenergie sein muß, mit der das τ -Lepton erzeugt wird. Die Massenaufösung verbessert sich durch die Energieanpassung etwa um einen Faktor 2. Besonders wirksam ist sie für die neutrinolosen τ -Zerfälle in ein geladenes Teilchen, da die Auflösung von der relativ schlechten Energieaufösung für Photonen dominiert wird. Die Anpassung ist nur dann sinnvoll, wenn die Abweichung der gemessenen Energien von der Strahlenergie nicht zu groß ist. Für neutrinolose MC-Ereignisse kommen große Abweichungen durch nicht in der Energiebilanz berücksichtigte Bremsstrahlungspotenzen oder durch radiative Anfangszustände, die zu einer kleineren als der nominellen Schwerpunktsenergie führen. Vor der Anpassung werden nur Ereignisse selektiert, deren Energie der neutrinolosen Seite mit der Strahlenergie in gewissen Grenzen übereinstimmt. Diese Grenzen entsprechen in dieser Arbeit durchgehend drei Standardabweichungen der Energieaufösung, wobei nicht auf Strahlungsverluste korrigiert wird. Abb. 3.12 zeigt den Betrag der Differenz zwischen der Strahlenergie und der gemessenen Energie der neutrinolosen Seite für MC-Ereignisse neutrinoloser τ -Zerfälle und Abb. 3.13 für vorselektierte Daten der Analyse von Kapitel 4 in Abhängigkeit von dem Fehler σ_E . Die Einträge der vorselektierten Daten bei großen Differenzen entsprechen $\gamma\gamma$ -Ereignissen, die sich durch kleine im Detektor nachweisbare Energien auszeichnen. Eingezeichnet ist in den Abbildungen auch der 3σ -Schnitt:

$$|E - E_{Strahl}| < 3 \cdot \sigma_E$$

Alle nicht voll rekonstruierten Endzustände werden durch diesen Schnitt verworfen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Schnittes ist umso geringer, je mehr Elektronen ein neutrinoloser τ -Zerfallskanal enthält, denn bei ihnen entsteht mit großer Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlung, die die gemessene Energie der geladenen Spuren verringert. Dieser Schnitt und die Energieanpassung wird nicht für Kanäle mit mehr als einem Elektron angewendet. Sonst wird er nur da benutzt, wo er maßgeblich zur Untergrundreduktion beiträgt.

3.3.2 Die Berechnung der oberen Grenzen

Das Verzweungsverhältnis für einen τ -Zerfallskanal wird bestimmt, indem man die Anzahl der in diesem Zerfallskanal gefundenen Ereignisse N durch die Anzahl der der Analyse zugrunde liegenden τ -Leptonen N_τ dividiert. Dabei muß die totale Nachweiswahrscheinlichkeit

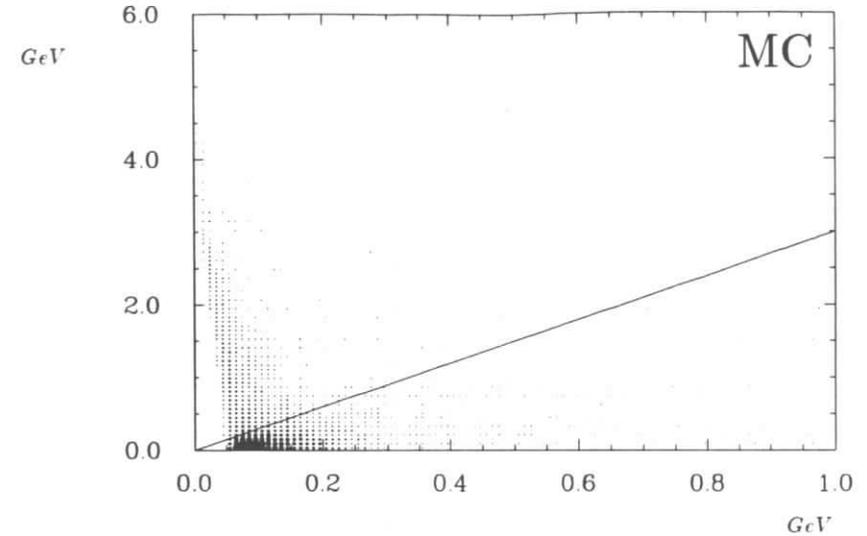


Abbildung 3.12: $|E - E_{Strahl}|$ in Abhängigkeit von σ_E für neutrinolose τ -Zerfälle

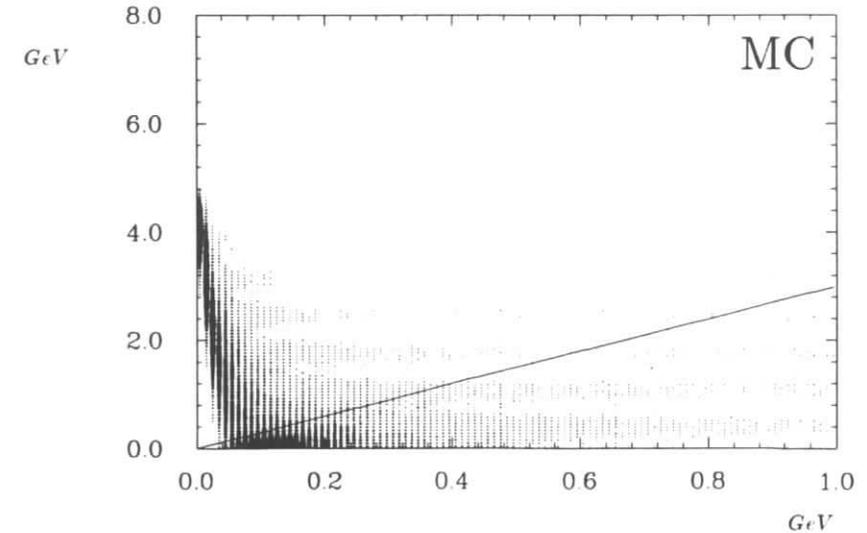


Abbildung 3.13: $|E - E_{Strahl}|$ in Abhängigkeit von σ_E für vorselektierte Daten von Kapitel 4. Die Moiré-Streifen entstehen durch die nicht exakt gleichen Auflösungen der Computergrafik und des Laserdruckers (Schwebung).

ϵ berücksichtigt werden:

$$BR = \frac{N}{N_s \cdot \epsilon}. \quad (3.6)$$

Experimente, die Erhaltungssätze überprüfen, indem sie nach verbotenen Reaktionen suchen, finden oft kein Ereignis. Sobald aber ein Ereignis gefunden worden ist, von dem man sicher ist, daß es sich nicht um eine Untergrundreaktion handelt, ist der Erhaltungssatz verletzt. Wird kein Ereignis gefunden, kann andererseits nicht das Gegenteil behauptet werden, da möglicherweise das Verzweungsverhältnis für den gesuchten Zerfallskanal zu gering ist. Es kann dann nur eine obere Grenze für das Verzweungsverhältnis angegeben werden, die mit einer gewissen Sicherheit, dem *Confidence Level CL*, versehen ist.

Nimmt man für einen verbotenen Zerfall ein Verzweungsverhältnis BR an, so ist die Wahrscheinlichkeit, ihn unter N Ereignissen zu finden, durch eine Poisson-Verteilung gegeben. Angenommen, es werden $N > 0$ Ereignisse beobachtet und es wird kein Untergrund erwartet, so ist die obere Grenze auf die Anzahl der Signal-Ereignisse $\mu_s^{CL} = BR \cdot N$ für den betrachteten Zerfallskanal definiert als die Lösung der folgenden Gleichung [8]:

$$1 - CL = \sum_{n=0}^{N_{\text{obs}}} \epsilon^{-\mu_s} \frac{\mu_s^n}{n!}. \quad (3.7)$$

μ_s ist dabei der Mittelwert der Poisson-Verteilung. μ_s^{CL} ist dann der Mittelwert, daß N oder weniger Ereignisse in $(100 - CL)\%$ aller Wiederholungen des Experimentes gefunden werden.

Kann nachgewiesen werden, daß die gefundenen Ereignisse nicht dem gesuchten, sondern einem Untergrundkanal zugeordnet werden können, so führt das zu einer restriktiveren oberen Grenze. Untergrundanteile werden durch Untergrundstudien entweder an den Daten oder an entsprechend skalierten Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Als Beispiel sei der in Kapitel 6 analysierte τ -Zerfall mit einem Proton im Endzustand genannt. Nach gewissen Selektionsschnitten werden in der Signalregion noch 59 Ereignisse beobachtet, die aber die Signatur von ρ -Zerfällen des mit einem Verzweungsverhältnis von 23 % auftretenden τ -Zerfalls tragen. Können ebensoviele Ereignisse mit den gleichen Selektionsschnitten aus einem auf die Anzahl der in den Daten vorhandenen τ -Paare skalierten Monte-Carlo-Datensatz gefunden werden, so ist diese Aussage gerechtfertigt, daß es sich um Untergrund handelt.

Sei also μ_b die Zahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse. Die Zahl der beobachteten Ereignisse ist dann die Summe $N = n_s + n_b$, wobei n_s die Zahl der Signal-Ereignisse und n_b die der Untergrund-Ereignisse ist. Die obere Grenze ist in diesem Fall gegeben durch [47]

$$1 - CL = \frac{\epsilon^{-(\mu_s + \mu_b)} \sum_{n=0}^N (\mu_s + \mu_b)^n / n!}{\sum_{n=0}^N \epsilon^{-\mu_b} \mu_b^n / n!}. \quad (3.8)$$

Die Lösung dieser und der oberen Gleichung wird für diese Arbeit numerisch mit einem Computer-Programm [43] bestimmt. In Abb. 3.14 sind die oberen Grenzen (90 % confidence level) auf die Anzahl der Signal-Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse mit der Anzahl der gefundenen Ereignisse als Parameter gezeigt.

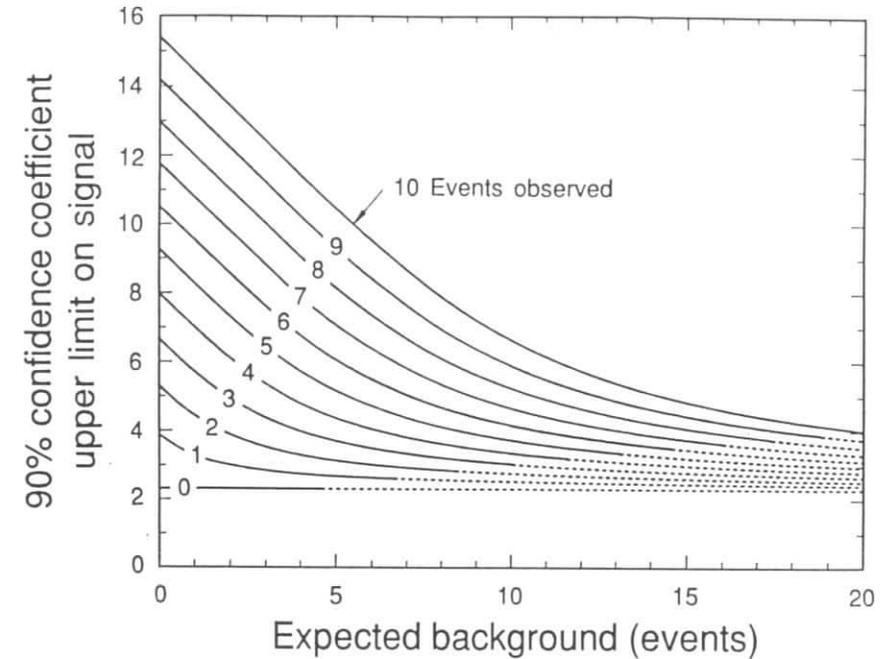


Abbildung 3.14: Obere Grenzen auf die Anzahl der Signal-Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse [8]

Kapitel 4

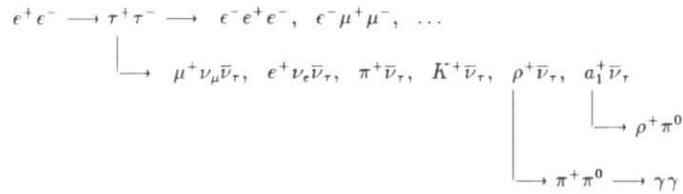
Die Suche nach neutrinolosen τ -Zerfällen in drei geladene Teilchen

Nr.	Leptonische Zerfälle	Nr.	Semileptonische Zerfälle
1.	$\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	7.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$
2.	$\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-$	8.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-$
3.	$\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$	9.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$
4.	$\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$	10.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-$
5.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$	11.	$\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$
6.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$	12.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$
		13.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ K^-$
		14.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- K^-$
		15.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$
		16.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- K^-$
		17.	$\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$
		18.	$\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$

Tabelle 4.1: Die untersuchten neutrinolosen τ -Zerfälle in drei geladene Teilchen. Neben den gezeigten werden auch die ladungskonjugierten Zustände untersucht.

In der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse werden neutrinolose leptonische oder semileptonische τ -Zerfälle in drei geladene Teilchen gesucht. Neben den in Tabelle 4 angegebenen Zerfallskanälen werden auch immer die τ^+ -Zerfälle in die entsprechenden ladungskonjugierten Endzustände untersucht. Das gilt für die gesamte Arbeit. Diese Analyse wurde von der ARGUS-Kollaboration bereits 1986 mit 180 000 τ -Paaren durchgeführt [10]. Es konnte keine Leptonzahl- oder Leptonflavorverletzung nachgewiesen werden. Die zur Zeit restriktivsten oberen Grenzen für einen Teil der in diesem Kapitel gesuchten Kanäle sind von der CLEO-Kollaboration 1989 veröffentlicht worden [11]. Diese Resultate basieren auf 449 000 τ -Paaren. Das sind 20% mehr als für diese Arbeit zur Verfügung stehen. Dieser Unterschied wird aber durch die bessere Teilchenidentifizierung des ARGUS-Detektors mehr als ausgeglichen, so daß durch höhere Nachweiswahrscheinlichkeiten in der Analyse bessere obere Grenzen der Verzweungsverhältnisse erzielt werden können. Des weiteren wird in dieser Arbeit eine neuartige, sehr effiziente Selektion neutrinoloser τ -Zerfälle entwickelt.

Wegen des großen Verzweigungsverhältnisses des τ -Zerfalls in ein geladenes Teilchen von 86% wird diese Analyse mit τ -Ereignissen der 1-3-Topologie durchgeführt. Die neutrinolosen τ -Zerfälle werden also unter den τ -Paar-Ereignissen gesucht, bei denen auf einer Seite ein Standard- τ -Zerfall in ein geladenes Teilchen verlangt wird. In der Analyse werden dann im wesentlichen die Eigenschaften der drei geladenen Teilchen aus dem anderen τ -Zerfall daraufhin untersucht, ob sie mit neutrinolosen τ -Zerfällen verträglich sind. Die dargestellte Zerfallskette verdeutlicht die gesuchten Ereignisse:



4.1 Die Vorselektion

Die Vorselektion hat die Aufgabe, die gesuchten Ereignisse grob von den Untergrundreaktionen zu trennen. Auf der Basis der daraus resultierenden Datenmenge werden dann die weiteren Selektionsschnitte entwickelt. Es handelt sich bei den hier verwendeten Vorselektionsbedingungen um bewährte Standardschnitte. Im Text werden Selektionsschnitte eingeraht, um sie von anderen Formeln zu unterscheiden.

- Es werden in einem Ereignis genau 4 geladene Spuren verlangt, die vom rekonstruierten Hauptvertex kommen müssen und die innerhalb eines zylindrischen Volumens coaxial zur Strahlachse von ± 5 cm Länge und mit einem Radius von 1.5 cm gefunden werden sollen, in dessen Zentrum der Hauptvertex liegt.

$$dz = 5 \text{ cm}, \quad dr = 1.5 \text{ cm}. \quad (4.1)$$

Werden weitere Spuren gefunden, die nicht dem Hauptvertex, wohl aber einem Sekundärvertex zugeordnet werden können oder zur Strahlachse zeigen, wird das Ereignis verworfen. Hierbei werden z.B. Spuren, die aus den Schauerzählern zurückgestreut werden, nicht berücksichtigt.

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

$$\chi^2_{VX} < 36 \quad (4.2)$$

- Die Gesamtladung eines Ereignisses soll Null betragen:

$$\sum_{i=1}^4 Q_i = 0 \quad (4.3)$$

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

$$|\vec{p}_i| > 60 \text{ MeV}/c \quad (4.4)$$

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

$$|\cos \theta| < 0.92 \quad (4.5)$$

- In der Analyse werden nur Photonen mit einem Mindestimpuls von 80 MeV/c berücksichtigt. Die Anzahl der Photonen wird auf 3 beschränkt. Dadurch werden Standard- τ -Zerfälle, in denen Photonen auftreten berücksichtigt (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 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Alle vier Photonen aus dem a_1 -Zerfall werden nur selten nachgewiesen, so daß dieser Schnitt eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit hat. Hadronische Ereignisse, die eine große Photonenmultiplizität aufweisen, werden stark unterdrückt.

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. Auf der einen Seite wird eine geladene Spur (im folgenden 1-Prong genannt) und auf der anderen Seite drei geladene Spuren (im folgenden 3-Prong genannt) verlangt. Die 1-Prong-Spur wird in zwei Schritten identifiziert:

- 1.) Es wird eine Spur gesucht, die mit allen anderen mindestens einen Winkel von 90° bildet.

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

- 2.) Ist eine 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° einschließen:

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

In den Abbildung 4.44 und 4.45 ist ein typisches Ereignis gezeigt, das die 1-3-Topologie erfüllt.

Nach jedem beschriebenen Selektionsschnitt wird in kursiver Schrift angegeben, wieviele Ereignisse noch für die weitere Selektion verbleiben und wie hoch die allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit ist. Dies ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des letzten und aller vorhergehenden Schnitte, wobei das τ -Verzweigungsverhältnis in ein geladenes Teilchen bereits berücksichtigt ist. Der Bestimmung der allgemeinen Selektionswahrscheinlichkeit liegen alle generierten Kanäle zugrunde, so daß es sich hier um eine über alle Kanäle gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit handelt, die sich aber von Kanal zu Kanal nur geringfügig ändert. Der Einfluß der Teilchenidentifizierung für einen bestimmten Kanal läßt sich deshalb an dieser Stelle noch nicht erkennen. Die allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit berücksichtigt nicht die Trigger- und Rauschwahrscheinlichkeiten.

Anzahl der nach der Vorselektion verbleibenden Ereignisse: 119 321

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 34.8%

4.3 Meßgrößen der Analyse

In diesem Abschnitt sollen die für die Selektion neutrinoloser τ -Zerfälle wichtigen Meßgrößen definiert werden. Meßbare Größen in einem Ereignis sind z.B. Impuls, Energie und Schauerenergie einzelner oder mehrerer Teilchen in einem Ereignis. Werden bei den folgenden Meßgrößen Photonen berücksichtigt, so sind damit Photonen gemeint, die mit der 1-Prong-Spur einen Winkel von weniger als 70° einschließen, da beim Standard- τ -Zerfall Photonen aus π^0 -Zerfällen auftreten, die fast immer in diesem Winkelbereich liegen. In diesem und den folgenden Kapiteln werden die folgenden Größen benutzt:

\vec{p}_{tot} = **Rekonstruierter Gesamtimpuls eines Ereignisses**

$\cos \theta_{ptot}$ = **Winkel zwischen Gesamtimpuls und e^+ -Strahlrichtung**

\vec{p}_{miss} = **Fehlender Impuls (= $-\vec{p}_{tot}$)**

E_{miss} = **Fehlende Energie**

Für diese Analyse ist es wichtig, Energie und Impuls getrennt für die 1-Prong- und die 3-Prong-Seite bestimmen zu können. Das gilt auch für die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energien:

E_{single} = **Gesamtenergie der 1-Prong-Spur einschließlich Photonen**

$E_{1-Prong}^{Schauer}$ = **Schauerenergie der 1-Prong-Spur**

$\vec{p}_{1-Prong}$ = **Impuls der 1-Prong-Spur**

\vec{p}_{single} = **Gesamtimpuls der 1-Prong-Seite einschließlich Photonen**

$E_{3-Prong}$ = **Gesamtenergie der 3-Prong-Seite**

$\vec{p}_{3-Prong}$ = **Gesamtimpuls der 3-Prong-Seite**

4.4 Entwicklung der Selektionsschnitte

Im folgenden werden die Selektionsschnitte für alle Zerfallskanäle dieses Kapitels entwickelt. Es müssen Größen gefunden werden, in denen sich die gesuchten Zerfallskanäle von Untergrund-Ereignissen unterscheiden. Dazu werden in erster Linie die Eigenschaften der generierten Monte-Carlo-Ereignisse neutrinoloser τ -Zerfälle ausgenutzt. Gleichzeitig wird aber auch immer die Wirkung der Selektionsschnitte auf die vorhandenen Untergrundbeiträge untersucht. Ziel ist es, die Schnitte so zu wählen, daß ein eventuell existierendes Signal mit großer Wahrscheinlichkeit gefunden wird und daß der Untergrund optimal unterdrückt wird. D.h., daß von den folgenden fünf Schnitten nur die Anwendung finden, die den Untergrund in der Signalregion ausreichend unterdrücken. Die angewendeten Schnitte erzeugen also für jeden Kanal den größtmöglichen Kontrast des Signals zum Untergrund.

Um die gegenseitige Beeinflussung der Schnitte besser erkennen zu können, soll eine einheitliche Darstellung gewählt werden: Jede Größe, die für die Selektion verwendet wird, soll zuerst für vorselektierte Ereignisse und anschließend nach den bereits angewendeten Schnitten für Daten, neutrinolose τ -Zerfälle und für die wichtigen Untergrundquellen gezeigt werden. Bis auf die Abbildung der vorselektierten Daten werden alle weiteren Abbildungen nur für die Ereignisse gezeigt, deren invariante Masse der neutrinolosen Seite mit der erwarteten Massenauflösung gemittelt über alle Kanäle übereinstimmt. Dabei wird allen geladenen Teilchen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall die Pion-Masse zugeordnet. Ohne Energieanpassung an die Strahlenergie ergibt sich ein Massenintervall von $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$. Die Betrachtung dieses Intervalls soll lediglich zeigen, welches die in der Signalregion wesentlichen Untergrundbeiträge sind. Die sich aus dem Monte-Carlo ergebende Massenauflösung eines einzelnen Kanals ist deutlich kleiner als dieser relativ großzügig gewählte Massenbereich, der gleichzeitig für alle Kanäle bei gleicher Massenhypothese sensitiv sein muß.

1. 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. Würde die Konversion irgendwo anders passieren, so würde das zu zwei geladenen Spuren von einem Sekundärvertex 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 $\chi_{\nu\tau}^2 < 36$ 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. 4.2 ist die invariante Masse entgegengesetzt geladener Spuren der 3-Prong-Seite aufgetragen, die mit einem normierten Likelihood von 1% als Elektronen identifiziert worden sind. Das schraffierte Histogramm, das diese Verteilung für Daten zeigt, macht deutlich, wie wichtig die Unterdrückung des Bhabha-Untergrundes für diese Analyse ist. Ein einzelner eindimensionaler Selektionsschnitt ist dafür nicht ausreichend. Die Anhäufung unterhalb von $100 \text{ MeV}/c^2$ entsteht durch Konversionselektronen. Ein Schnitt bei diesem Wert bewirkt eine gute Unterdrückung der Bhabha-Ereignisse, ohne das Signal merklich zu reduzieren:

$$m_{e^+e^-} > 100 \text{ MeV}/c^2. \quad (4.12)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 44853

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 34.6%

2. Schnitt gegen Bhabha-Ereignisse Bhabha-Ereignisse können voll rekonstruiert werden, wenn alle Teilchen nachgewiesen werden und wenn keine Energie z.B. in einem radiativen Anfangszustand verloren geht, 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. In den gesuchten Zerfällen (1 - 18) treten je nach Kanal mehr oder weniger Elektronen auf. Der Anteil der Elektronen beträgt

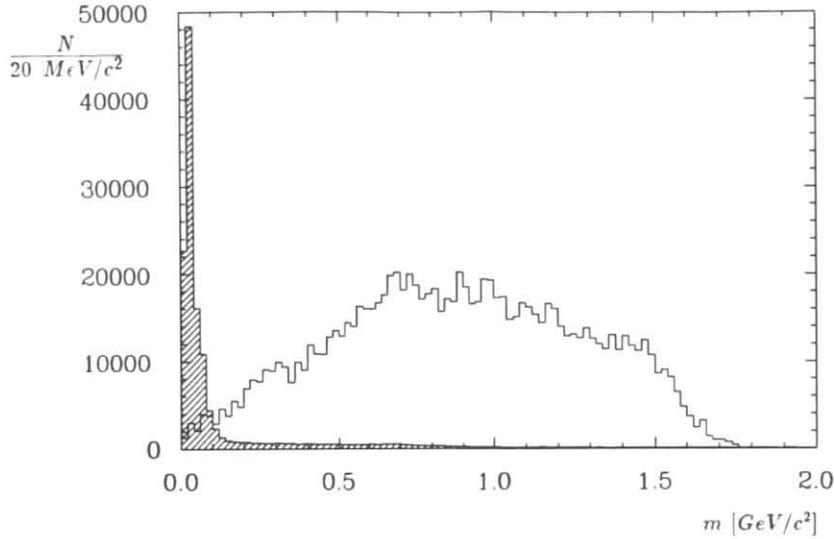


Abbildung 4.2: $m_{e^+\mu^-}$ der 3-Prong-Seite für Daten (schraffiert) und neutrinolose τ -Zerfälle nach der Vorselektion

auf der 1-Prong-Seite entsprechend dem Verzweigungsverhältnis etwa 20%. Überwiegend treten minimal ionisierende Teilchen auf, die sich den Impuls des τ -Leptons mit ein oder zwei Neutrinos teilen, also im Gegensatz zu Bhabha-Ereignissen eher kleine Impulse aufweisen. Der 1-Prong-Impuls bietet sich als gute Größe zur Signaltrennung von exklusiven Reaktionen an. Man nutzt die für Bhabha-Ereignisse charakteristische große Schauerenergie aus, wenn man zu $|\vec{p}_{1-Prong}|$ die 1-Prong-Schauerenergie $E_{1-Prong}^{Schauer}$ addiert. Diese Summe ist nur für hochenergetische Elektronen groß. Man verhindert durch einen Schnitt in dieser Summe, hochenergetische minimal ionisierende Teilchen des seltenen τ -Zerfalls zu verlieren, da sie nur geringfügig zur Schauerenergie beitragen.

Eine weitere Größe für die Untergrundreduktion ergibt sich durch die starke Winkelabhängigkeit der Bhabha-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt begünstigt wegen der Ununterscheidbarkeit der Teilchen im Anfangs- und Endzustand unter Berücksichtigung des zeitartigen s- und des raumartigen t-Kanals besonders kleine Winkel relativ zur Strahlrichtung. Für die Winkelabhängigkeit der τ -Paarerzeugung gilt [48]:

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

Auch τ -Ereignisse bevorzugen kleine Winkel, jedoch ist die Winkelabhängigkeit weniger stark ausgeprägt als für Bhabha-Ereignisse. Die Winkelverteilung spiegelt sich in der Richtung des Gesamtimpulses bezüglich der Strahlachse wider. Der Gesamtimpuls der Bhabha-Ereignisse sollte theoretisch Null betragen. Durch Meßfehler bei der Impulsmessung kommt es jedoch immer zu meist kleinen Gesamtimpulsen in Richtung der geladenen Spuren. Da der Impuls aus dem gemessenen Transversalimpuls abgeleitet wird, ist der Fehler auf die z-Komponente

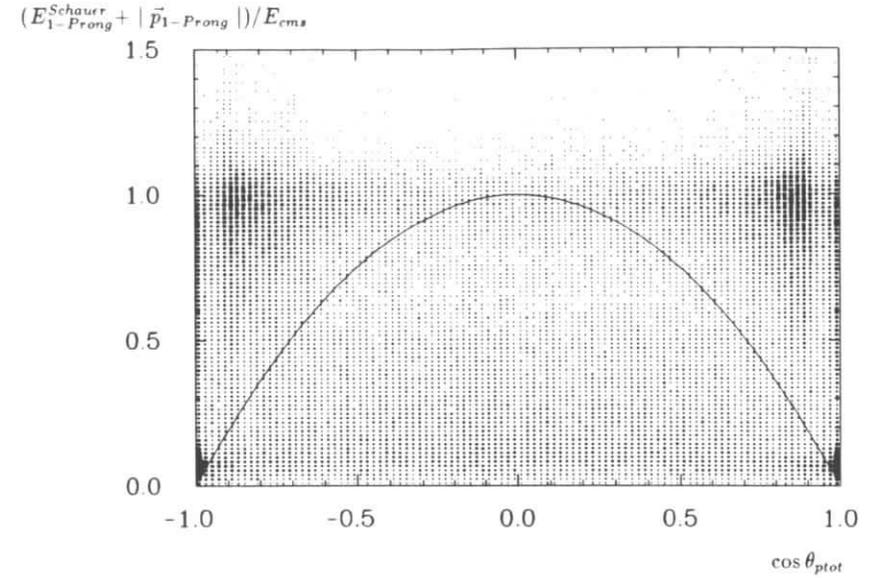


Abbildung 4.3: $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|) / E_{cms}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach der Vorselektion

des Impulses immer größer als auf die Transversal-Komponente [43]. Dadurch kommt es zu einer weiteren Ausprägung der Gesamtimpulse in Strahlrichtung, die umso stärker ist, je mehr die Spuren eines Ereignisses in Richtung der End-Caps zeigen. Dieser Detektoreffekt trägt also ebenfalls zu einer weiteren Trennung zwischen Signal- und Bhabha-Ereignissen bei. Bei den hier gesuchten neutrinolosen τ -Ereignissen entsteht der Gesamtimpuls maßgeblich durch die Neutrinos, die auf der 1-Prong-Seite emittiert werden.

Die normierte Summe aus Schauerenergie und Impuls ist für Bhabha-Ereignisse mit der Richtung des Gesamtimpulses bezüglich der Strahlrichtung korreliert. Dies ist in Abb. 4.3 für vorselektierte Daten, in Abb. 4.4 für Daten nach Schnitt 1 und in Abb. 4.6 für die aus den Daten vorselektierten Bhabha-Ereignisse, die nach Schnitt 1 noch verbleiben, zu erkennen. Abb. 4.4 macht die Wirkung von Schnitt 1 auf den Bhabha-Untergrund deutlich. Bhabha-Ereignisse entsprechen den Anhäufungen oben links und rechts. Unten links und rechts liegen bei kleinen Impulsen und Energien $\gamma\gamma$ -Ereignisse, wie Abb. 4.7 beweist. Ihr Gesamtimpuls kommt durch die primären Elektronen oder Positronen zustande, die die Strahlröhre nach der $\gamma\gamma$ -Reaktion nur selten verlassen. Ein Großteil der Energie wird von diesen primären Teilchen weggetragen. Nur eine schwache Korrelation ist für neutrinolose τ -Zerfälle vorhanden (Abb. 4.5). Der in den Abbildungen ebenfalls gezeigte Parabelschnitt

$$\frac{(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)}{E_{cms}} < 1 - \cos^2 \theta_{ptot} \quad (4.13)$$

bewirkt eine weitere starke Unterdrückung des Bhabha-Untergrundes. Der $\gamma\gamma$ -Untergrund bleibt durch diesen Schnitt weitgehend unbeeinflusst. Das gleiche gilt auch für die Untergrundbeiträge aus Standard- τ -Zerfällen und $q\bar{q}$ -Ereignissen, die die gleiche Winkelabhängigkeit und

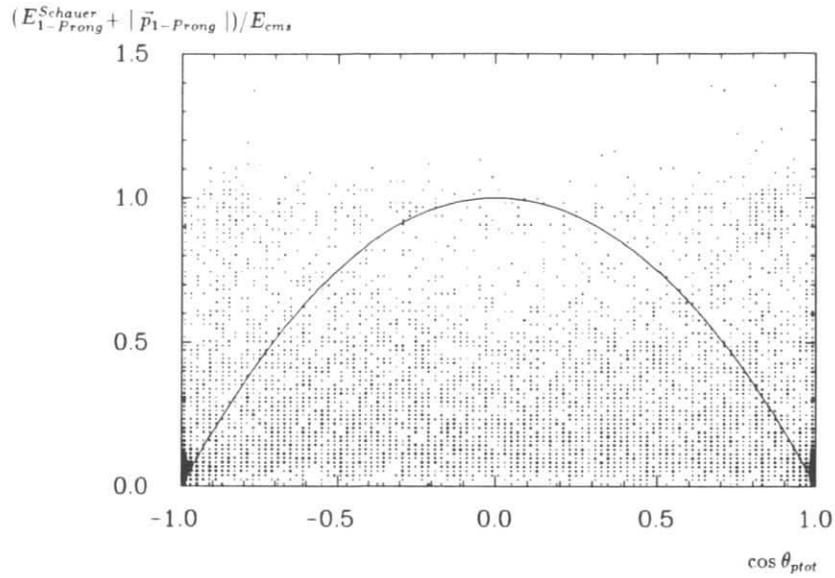


Abbildung 4.4: $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach Schnitt 1 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

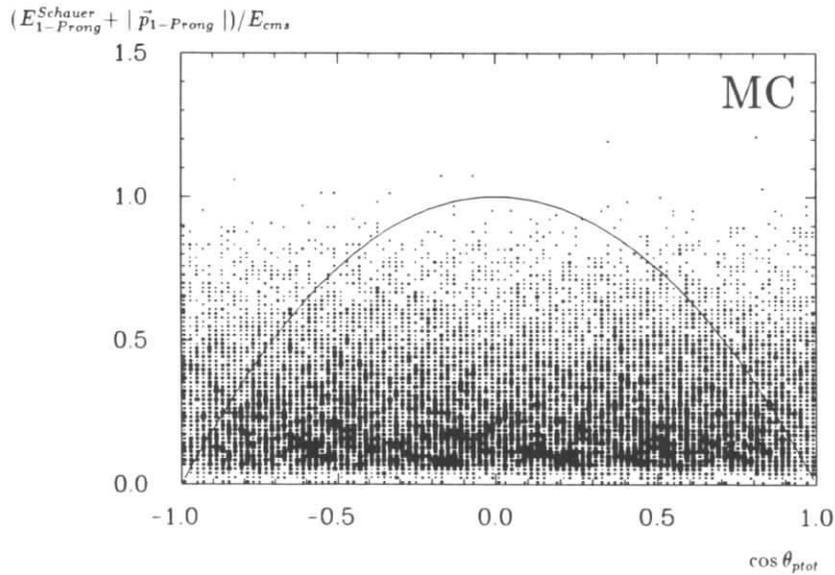


Abbildung 4.5: $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für neutrinolose τ -Zerfälle nach Schnitt 1

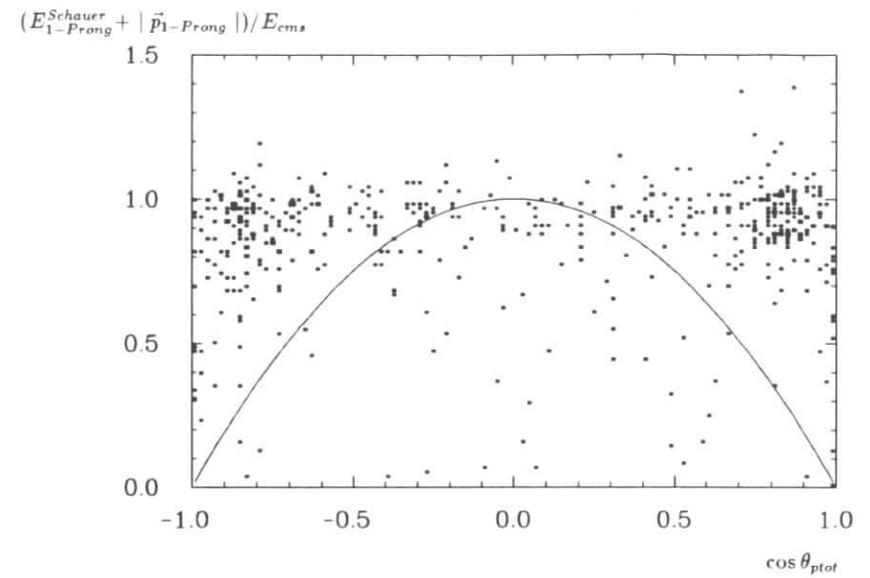


Abbildung 4.6: $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für Bhabha-Ereignisse nach Schnitt 1 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

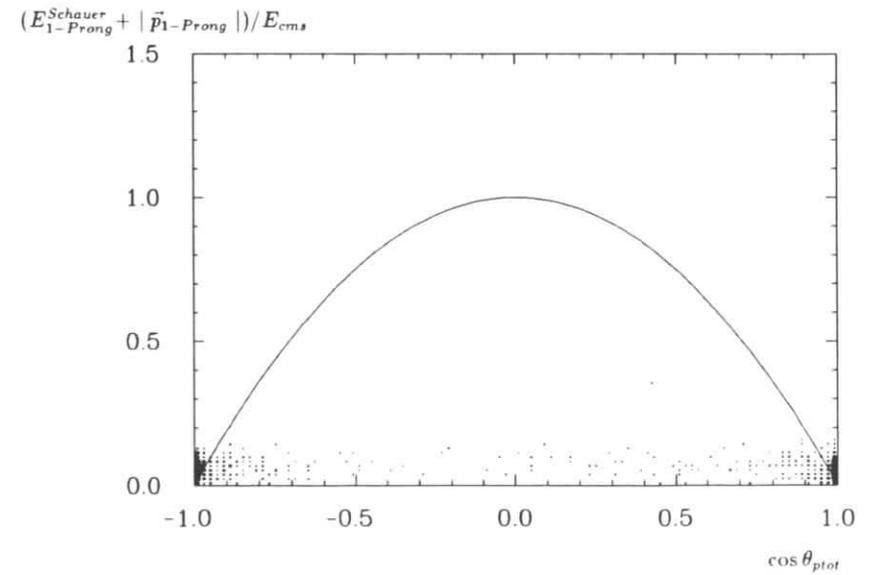


Abbildung 4.7: $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für $\gamma\gamma$ -Ereignisse nach Schnitt 1 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

in etwa die gleichen Energie- und Impulsbilanzen auf der 1-Prong-Seite wie neutrinolose τ -Zerfälle aufweisen.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 33673

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 31.6%

3. Schnitt gegen $\gamma\gamma$ -Ereignisse und anderen Untergrund Bei neutrinolosen τ -Zerfällen läßt sich auf der 3-Prong-Seite der Impuls des τ -Leptons voll rekonstruieren. Zwischen dem Gesamtimpuls der 3-Prong-Seite $|\vec{p}_{3-Prong}|$ und der beim 2. Schnitt verwendeten Größe $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)$ besteht ebenfalls eine Korrelation. Beide Größen sind in Abb. 4.8 für Daten nach der Vorselektion gegeneinander aufgetragen. Abb. 4.9 verdeutlicht die Wirkung der Schnitte 1 und 2. Die Bhabha-Ereignisse oben rechts sind weitgehend unterdrückt. Der Untergrund besteht jetzt noch hauptsächlich aus $\gamma\gamma$ -, τ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen, wie die Abbildungen 4.11 bis 4.14 zeigen. In den Abbildungen ist zu erkennen, daß der Schnitt

$$\frac{|\vec{p}_{3-Prong}|}{E_{cms}} > 0.273 \cdot \frac{(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)}{E_{cms}} + 0.3 \quad (4.14)$$

besonders $\gamma\gamma$ - (Abb. 4.11) und noch vorhandene Bhabha-Ereignisse (Abb. 4.12) unterdrückt. Die Trennung der neutrinolosen τ -Zerfälle, die in Abb. 4.10 gezeigt sind, von $q\bar{q}$ -Ereignissen und τ -Zerfällen ist nicht so stark ausgeprägt. Besonders Standard- τ -Zerfälle sind die verbleibende Untergrundquelle der semileptonischen neutrinolosen Zerfallskanäle.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 9363

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 27.9%

4.4.1 Die leptonischen Zerfallskanäle

Es zeigt sich, daß die Selektionsschnitte 1 – 3 für die leptonischen Zerfallskanäle den Untergrund in der Signalregion ausreichend unterdrücken. Nach der Selektion und der Teilchenidentifizierung der neutrinolosen 3-Prong-Seite werden zwar noch Ereignisse gefunden, sie sind aber wegen anderer invarianter Massen nicht mit neutrinolosen τ -Zerfällen verträglich. Es können also nur obere Grenzen für Verzweungsverhältnisse bestimmt werden. Die Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse für die Kanäle 1 – 6. N_{seen} gibt die Anzahl der in der Signalregion gefundenen Ereignisse an. Es werden auch die für jeden Kanal erforderlichen Schnitte angegeben. Die Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel} berücksichtigt das 1-Prong Verzweungsverhältnis des erlaubten τ -Zerfalls von $(85.7 \pm 0.4)\%$ [40], die Selektionsschnitte und die angewendete Teilchenidentifizierung. ϵ_{sel} enthält auch den $\pm 2\sigma$ -Schnitt um die τ -Masse, der eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 95% hat. Zur Bestimmung der Massenintervalle für jeden Kanal wurden die aus der Monte-Carlo-Rechnung gewonnenen Auflösungsfunktionen verwendet, die in den Massenspektren als durchgezogene Linien gezeigt sind. Die Spektren zeigen die invariante Masse der 3-Prong-Seite für Daten und neutrinolose τ -Zerfälle nach den angewendeten Schnitten. Ebenfalls ist angegeben, welche Leptonen nach Kapitel 3 “gut” identifiziert worden sind, d.h. $Lh_{Elektron} > 0.7$ für Elektronen und $Lh_{Myon} > 0.7$ und mindestens einen Treffer in einer der äußeren Myonkammern für Myonen. Die übrigen Teilchen der 3-Prong-Seite werden mit einem normierten Likelihood von 1% identifiziert. Es wird nicht verlangt, daß alle drei Leptonen “gut” identifiziert werden, da das die Nachweiswahrscheinlichkeit stark reduzieren würde. Die Identifizierung wurde mit den Schnitten 1 – 3 so

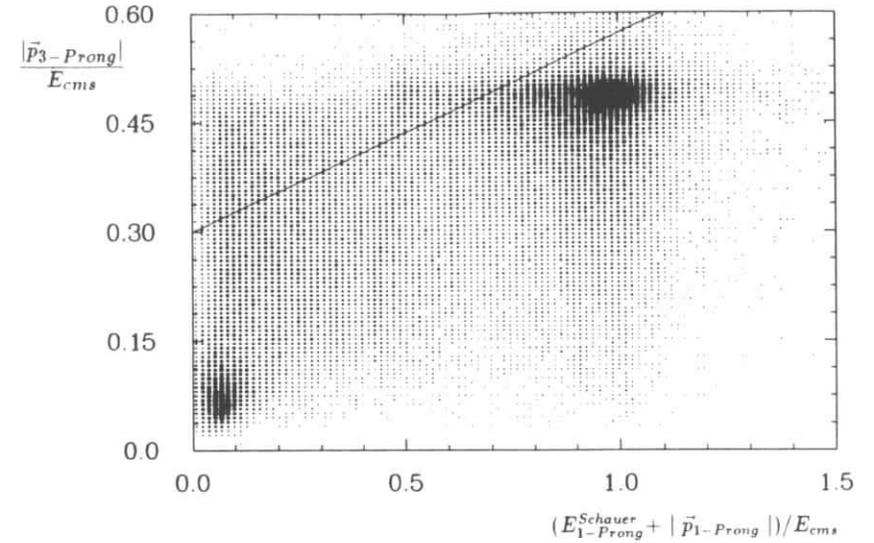


Abbildung 4.8: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für Daten nach der Vorselektion

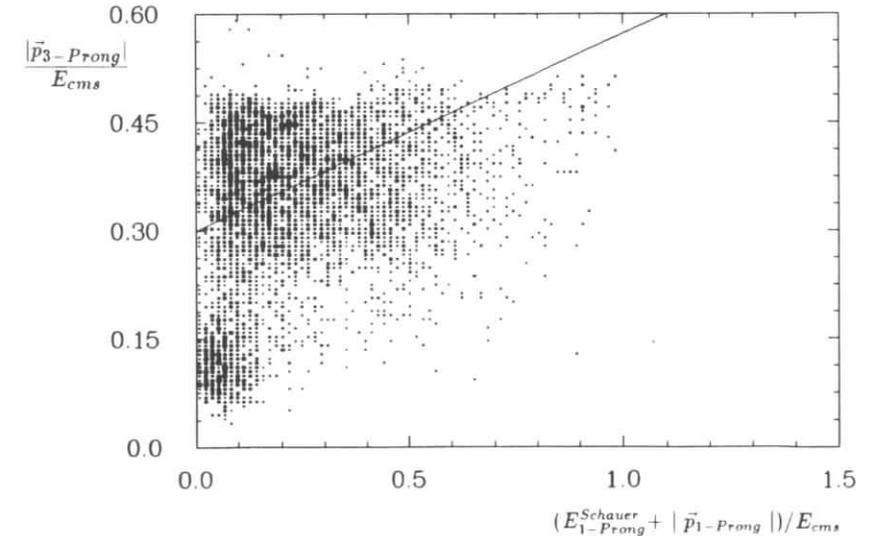


Abbildung 4.9: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für Daten nach den Schnitten 1 und 2 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

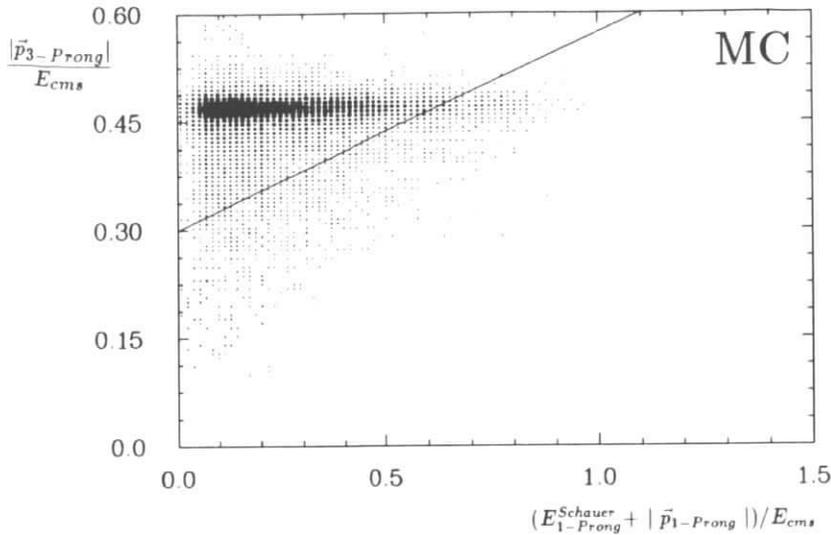


Abbildung 4.10: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für neutrino-lose τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 und 2

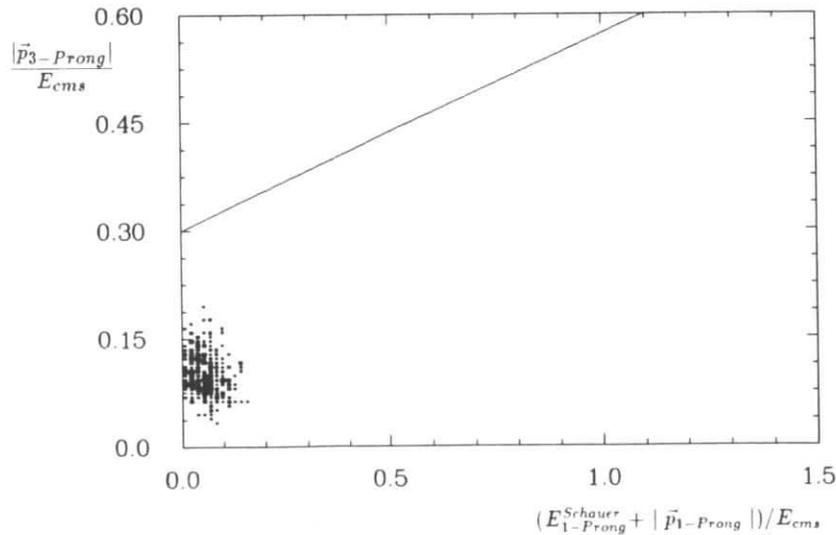


Abbildung 4.11: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für $\gamma\gamma$ -Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

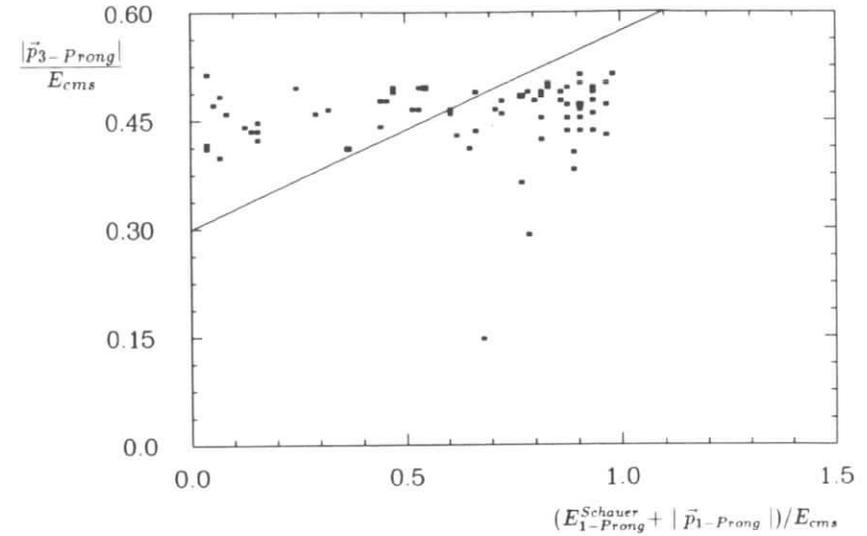


Abbildung 4.12: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für Bhabha-Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

kombiniert, daß sich je nach Kanal ein möglichst großes Signal-Untergrund-Verhältnis ergibt. In der folgenden Übersicht soll noch einmal eine Beschreibung der verwendeten Nachweiswahrscheinlichkeiten gegeben werden:

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: Sie wird nach jedem Schnitt angegeben. Sie ist eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit der Kanäle 1 - 18. 1-Prong-Verzweigungsverhältnis, Selektionsschnitte und Detektorsimulation sind berücksichtigt.

Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel} : Sie ist in der Ergebnistabelle für jeden Kanal angegeben und wurde separat unter Anwendung der in Tabelle 4.2 angegebenen Schnitte und der entsprechenden Teilchenidentifizierung mit den Monte-Carlo-Datensätzen jedes Kanals bestimmt. 1-Prong-Verzweigungsverhältnis, Selektionsschnitte, Teilchenidentifizierung und Detektorsimulation sind berücksichtigt.

Totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} : Sie ist ebenfalls in der Tabelle angegeben und berücksichtigt im Gegensatz zu ϵ_{sel} auch noch die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Trigger und die Rauschwahrscheinlichkeiten der Photovervielfacher. Mit ϵ_{tot} werden die oberen Grenzen bestimmt.

Nachweiswahrscheinlichkeit der Teilchenidentifizierung: Diese Nachweiswahrscheinlichkeit ist in der Tabelle nicht explizit aufgeführt. Man erhält eine grobe Abschätzung, indem man die allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit nach den angegebenen Schnitten mit ϵ_{sel} vergleicht. Für Kanal 1 z.B. dividiert man $\epsilon_{sel} = 24\%$ durch die allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit nach Schnitt 3 von 28% und erhält 86% . Diese so errechnete

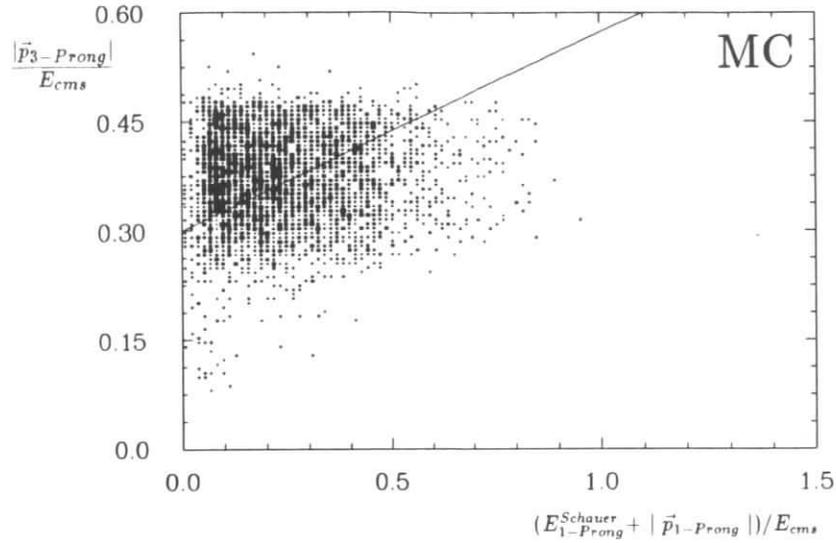


Abbildung 4.13: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für Standard- τ -Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2 für das 3-Prong-Massenintervall 1.3 - 2.0 GeV/c^2

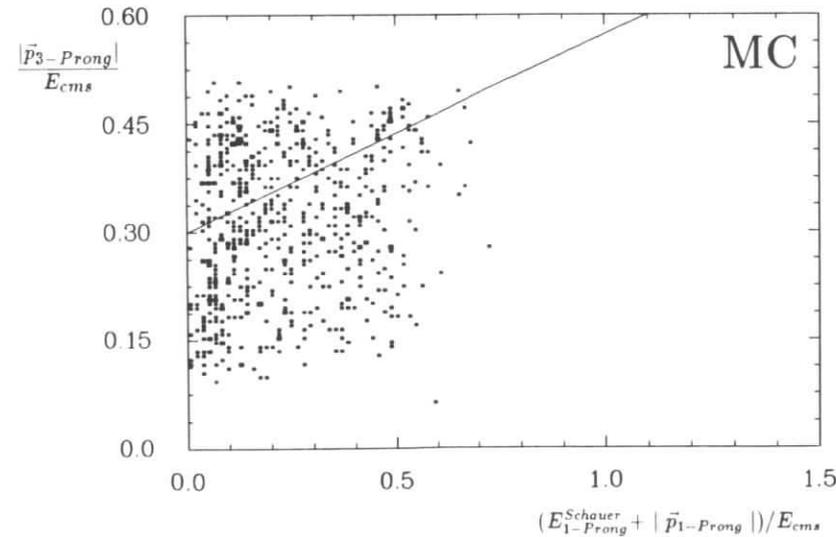


Abbildung 4.14: $|\vec{p}_{3-Prong}|$ in Abhängigkeit von $(E_{1-Prong}^{Schauer} + |\vec{p}_{1-Prong}|)/E_{cms}$ für $q\bar{q}$ -Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2 für das 3-Prong-Massenintervall 1.3 - 2.0 GeV/c^2

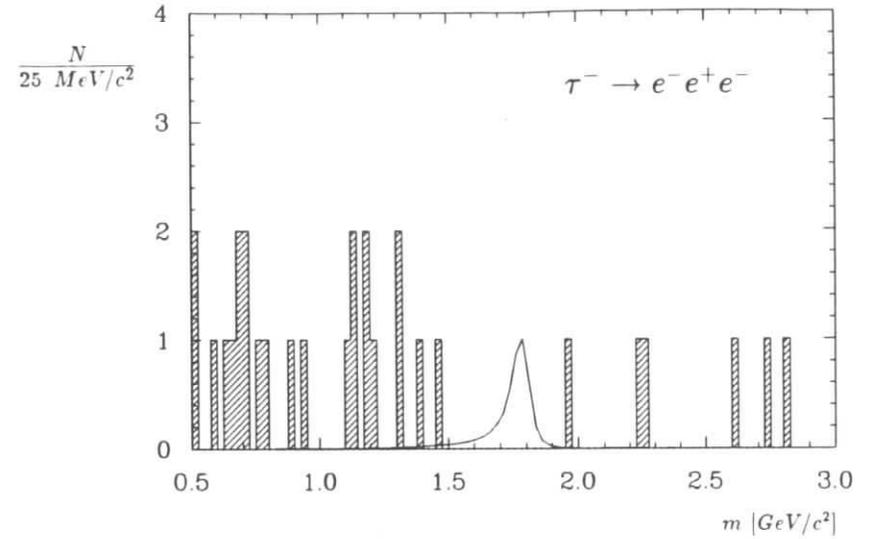


Abbildung 4.15: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ nach den Schnitten 1, 2 und 3 ohne Energieanpassung. 1 Elektron ist gut identifiziert.

Nachweiswahrscheinlichkeit ist maßgeblich von der Teilchenidentifizierung dominiert. Es ist darin aber auch immer die Nachweiswahrscheinlichkeit des $\pm 2\sigma$ -Massenschnittes und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Energieschnittes, der immer dann angewendet wird, wenn die Energieanpassung zum Einsatz kommt, enthalten.

Die Energieanpassung wird mit den entwickelten Schnitten und der Teilchenidentifizierung ebenfalls so kombiniert, daß sich ein großes Signal-Untergrund-Verhältnis ergibt. Sie wird z.B. nicht für Kanäle mit mehr als einem Elektron im Endzustand durchgeführt, da vor dem Energieschnitt nicht auf Bremsstrahlungsphotonen korrigiert wird. Es soll hier noch einmal betont werden, daß die Untergrundbedingungen je nach Kanal unterschiedlich sind. Ein Kanal mit mehr als einem Elektron, bei dem ein Elektron gut identifiziert wurde, ist besonders von einem großen Bhabha-Untergrund begleitet. Da die Myon-Pion-Trennung im Vergleich zur Elektron-Pion-Trennung schlechter ist, dominieren Untergrundbeiträge aus τ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen die Kanäle, in denen ein Myon gut identifiziert wurde. Untersuchungen mit Datensätzen der Untergrundquellen haben gezeigt, daß der in den Massenspektren außerhalb der Signalregion noch verbleibende Untergrund hauptsächlich τ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen zugeordnet werden kann. Je nachdem, welche Schnitte für einen Kanal tatsächlich angewendet wurden, sind aber auch Beiträge aus Bhabha- und $\gamma\gamma$ -Reaktionen vorhanden. Den $q\bar{q}$ -Anteil kann man aus der Verteilung der oberhalb der τ -Masse liegenden Ereignisse abschätzen. Der Untergrund aus Standard- τ -Zerfällen entspricht wegen des immer vorhandenen Neutrinos einer Anhäufung unterhalb der τ -Masse, die dem $q\bar{q}$ -Untergrund überlagert ist.

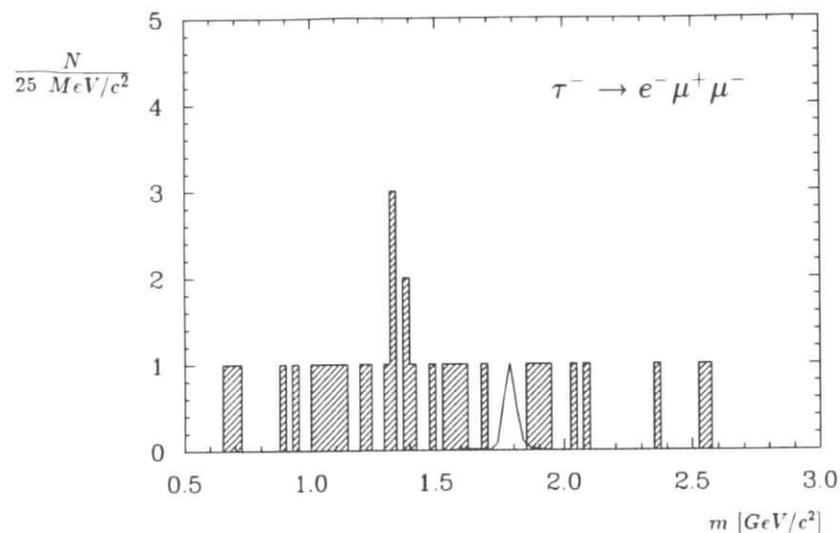


Abbildung 4.16: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-$ nach den Schnitten 1, 2 und 3 mit Energieanpassung. 1 Myon ist gut identifiziert.

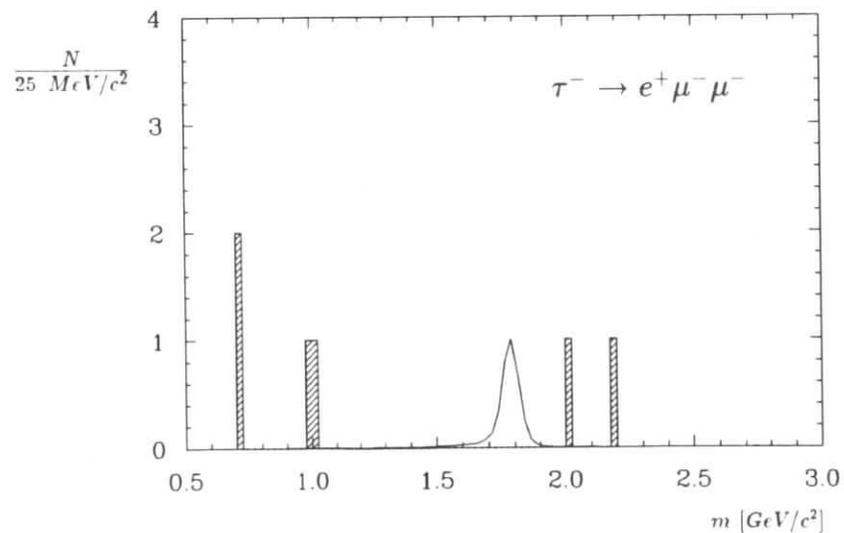


Abbildung 4.17: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$ nach dem Schnitt 1 ohne Energieanpassung. 1 Elektron und 1 Myon sind gut identifiziert.

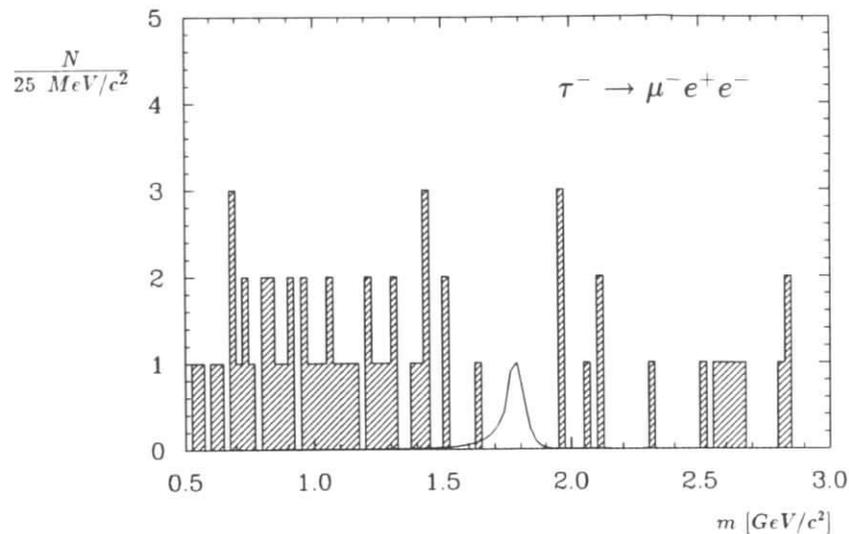


Abbildung 4.18: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$ nach den Schnitten 1, 2 und 3 ohne Energieanpassung. 1 Elektron ist gut identifiziert.

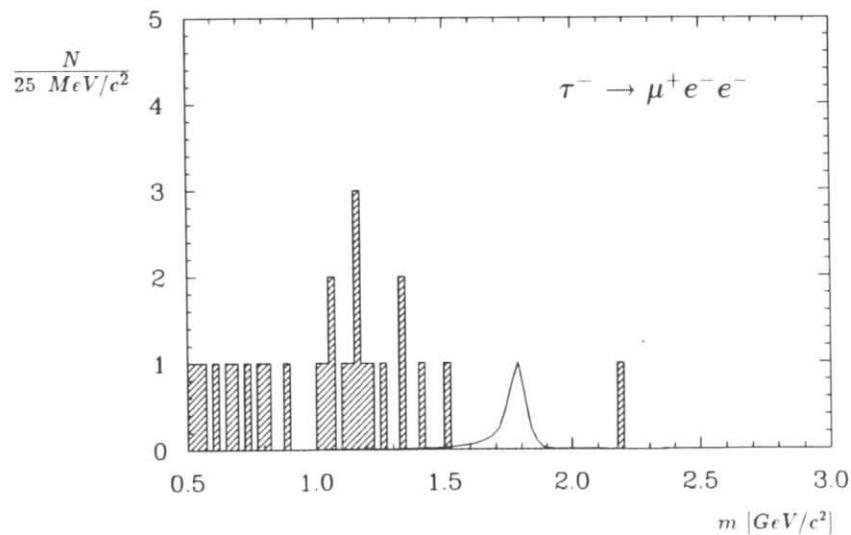


Abbildung 4.19: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$ nach den Schnitten 1, 2 und 3 ohne Energieanpassung. 1 Elektron ist gut identifiziert.

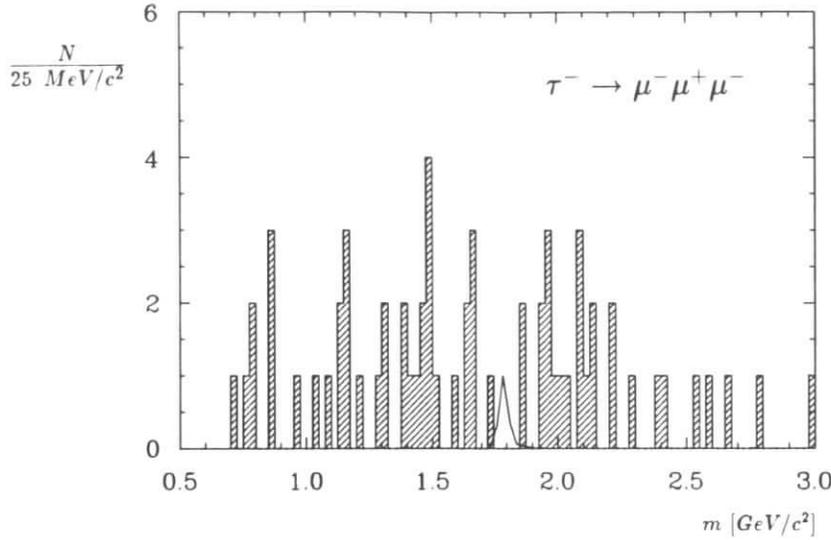


Abbildung 4.20: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ nach dem Schnitt 1 mit Energieanpassung. 1 Myon ist gut identifiziert.

Nr.	Zerfallskanal	Schnitte	Fit	ϵ_{sel} [%]	ϵ_{tot} [%]	N_{seen}	obere Grenze 10^{-5}
1.	$\tau^- \rightarrow \epsilon^- \epsilon^+ \epsilon^-$	1 2 3		24.4	23.1	0	1.3
2.	$\tau^- \rightarrow \epsilon^- \mu^+ \mu^-$	1 2 3	×	17.4	16.4	0	1.9
3.	$\tau^- \rightarrow \epsilon^+ \mu^- \mu^-$	1		17.9	16.9	0	1.8
4.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \epsilon^+ \epsilon^-$	1 2 3		23.2	22.5	0	1.4
5.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \epsilon^- \epsilon^-$	1 2 3		23.1	21.8	0	1.4
6.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$	1	×	24.2	23.5	0	1.3

Tabelle 4.2: Resultate für die leptonischen Zerfallskanäle in drei geladene Teilchen

4.4.2 Die semileptonischen Zerfallskanäle

4. Schnitt gegen Bhabha-Ereignisse Für Zerfallskanäle, deren Bhabha-Untergrund in der Signalregion besonders groß ist, werden nur die Ereignisse selektiert, deren 1-Prong-Spur nicht als gutes Elektron identifiziert wird. Der Standard- τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow \epsilon^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ wird also nur dann berücksichtigt, wenn das Elektron nicht als gutes Elektron ($Lh_{Elektron} < 0.7$) identifiziert werden kann. Der Bhabha-Untergrund, der für die leptonischen Kanäle durch die Schnitte 1 - 3 ausreichend unterdrückt wurde, ist deshalb für die semileptonischen Kanäle wieder von Bedeutung, weil er bevorzugt bei kleinen invarianten 3-Prong-Massen liegt, durch die hadronischen Massenhypothesen aber nach oben in die Signalregion verschoben wird.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 8267

Selektionswahrscheinlichkeit: 22.5%

Wie aus der Betrachtung von Schnitt 3 folgt, ist für die semileptonischen Zerfallskanäle besonders der multihadronische Untergrund aus $q\bar{q}$ -Ereignissen und τ -Zerfällen von Bedeutung. Dabei gelingt es z.B. einem Pion aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ als Lepton fehlidentifiziert zu werden.

4.4.3 Eine neue Methode zur Reduktion des Untergrundes

Das Ziel der nachfolgenden Überlegungen ist eine weitere Diskriminierung der neutrino-losen τ -Zerfälle von Untergrundquellen. Der fehlende Impuls eines Ereignisses kommt maßgeblich nur durch das oder die Neutrinos der 1-Prong-Seite zustande, so daß es bei seiner Kenntnis möglich ist, die Masse des τ -Leptons auf der 1-Prong-Seite zu rekonstruieren. Der fehlende Impuls ist gerade der negative Gesamtimpuls aller in einem Ereignis gemessenen Teilchen:

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

Die den Neutrinos entsprechende Energie erhält man einfach als Differenz zwischen der Strahlenergie und der gemessenen Energie der 1-Prong-Seite, bei der auch alle Photonen (aus ρ - oder a_1 -Zerfall oder Bremsstrahlung) berücksichtigt werden müssen:

$$E_{miss} = E_{Strahl} - E_{single}$$

Damit kann man das Quadrat der fehlenden Masse berechnen:

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

Wenn der fehlende Viererimpuls eines Ereignisses durch ein Neutrino oder Photon hervorgerufen wird, so sollte die fehlende Masse Null betragen. In Ereignissen, in denen Teilchen mit einer Ruhemasse ungleich Null nicht nachgewiesen werden, ergeben sich größere Werte. Die Auflösung des Detektors bewirkt, daß auch Werte kleiner als Null möglich sind.

Aus dem bekannten Viererimpuls des τ -Leptons ergibt sich das Quadrat seiner Masse:

$$p_{\tau-1-Prong}^\mu = p_{Single}^\mu + p_{miss}^\mu$$

$$p_{\tau-1-Prong}^{\mu 2} = m_{\tau-1-Prong}^2 = (p_{Single}^\mu + p_{miss}^\mu)^2$$

$$m_{\tau-1-Prong}^2 = m_{Single}^2 + 2(E_{single} E_{miss} - \vec{p}_{single} \vec{p}_{miss}) + m_{miss}^2$$

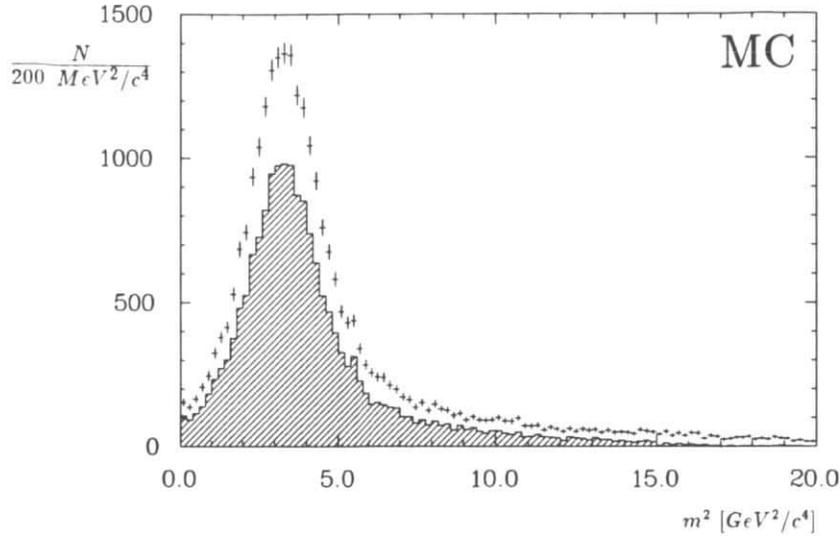


Abbildung 4.21: $m_{\tau-1-Prong}^2$ der neutrinosen τ -Zerfälle nach der Vorselektion und, schraffiert dargestellt, nach den Schnitten 1 – 4

In den Abbildungen 4.21 bis 4.31 ist $m_{\tau-1-Prong}^2$ für verschiedene Ereignisklassen dargestellt. Es zeigt sich, daß die richtige Rekonstruktion nur für die neutrinosen τ -Zerfälle gelingt, deren Maximum bei dem Quadrat der τ -Masse ($3.2 \text{ GeV}^2/c^4$) liegt (Abb. 4.21 und 4.22). Man erkennt aber an Abb. 4.25 auch, daß die Schnitte 1 – 4 kleine Massenquadrate der Untergrundquellen gegenüber der Vorselektion begünstigen. Dazu trägt besonders Schnitt 3 bei, der einen großen 3-Prong-Impuls verlangt, so daß von der Seite kein großer Beitrag zum fehlenden Impuls kommen kann. Die Wirkung der Schnitte 1 – 4 auf die verschiedenen Untergrundquellen ist ebenfalls den Abbildungen zu entnehmen, wenn man die gezeigten Histogramme jeder Untergrundklasse nach der Vorselektion mit denen nach den Schnitten 1 – 4 vergleicht. Wie erwartet sind $\gamma\gamma$ - und Bhabha-Ereignisse durch die Schnitte am stärksten reduziert worden, τ - und $q\bar{q}$ -Ereignisse hingegen deutlich weniger.

5. Schnitt auf $m_{\tau-1-Prong}^2$:

$$2 \frac{\text{GeV}^2}{c^4} < m_{\tau-1-Prong}^2 < 7 \frac{\text{GeV}^2}{c^4} \quad (4.15)$$

Schnitt 5 reduziert, der Stärke nach geordnet, besonders τ -, $q\bar{q}$ - und auch die noch marginal vorhandenen Bhabha-Ereignisse. Die aus den vorselektierten Daten gewonnenen $\gamma\gamma$ -Ereignisse konnten bereits die Schnitte 1 – 4 nicht passieren.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 3074
Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 16.5%

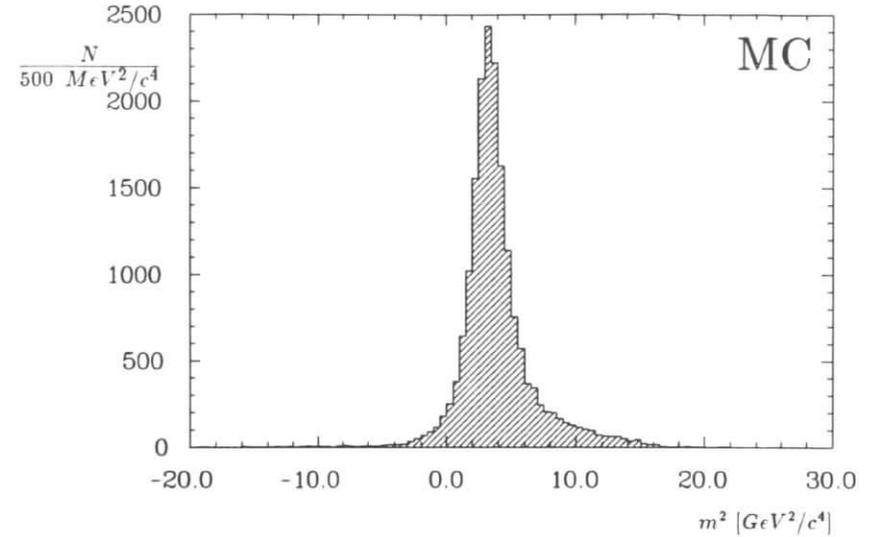


Abbildung 4.22: $m_{\tau-1-Prong}^2$ der neutrinosen τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 – 4 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

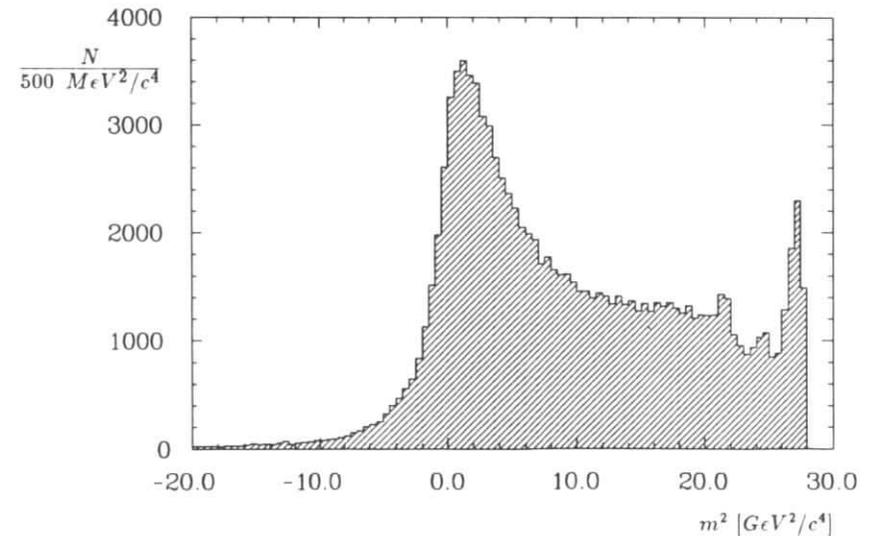


Abbildung 4.23: $m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten nach der Vorselektion

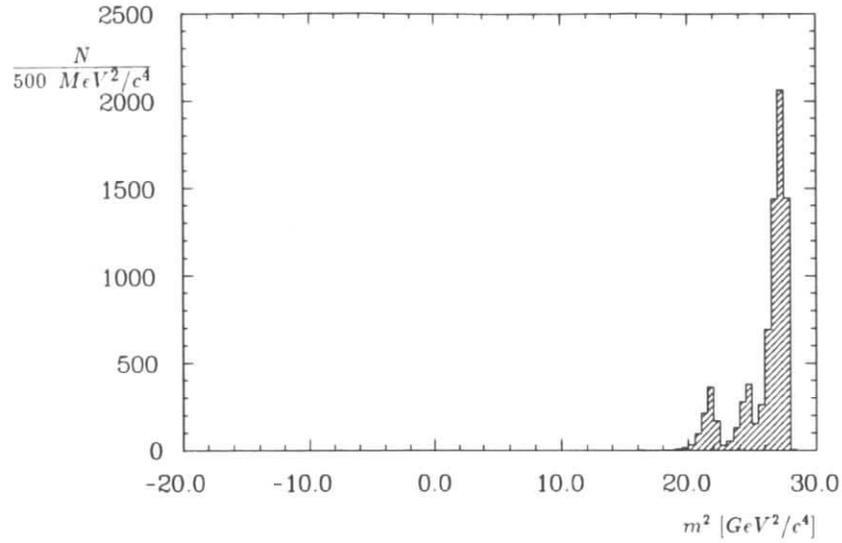


Abbildung 4.24: $m^2_{\tau-1\text{-Prong}}$ des aus Daten selektierten $\gamma\gamma$ -Untergrundes nach der Vorselektion

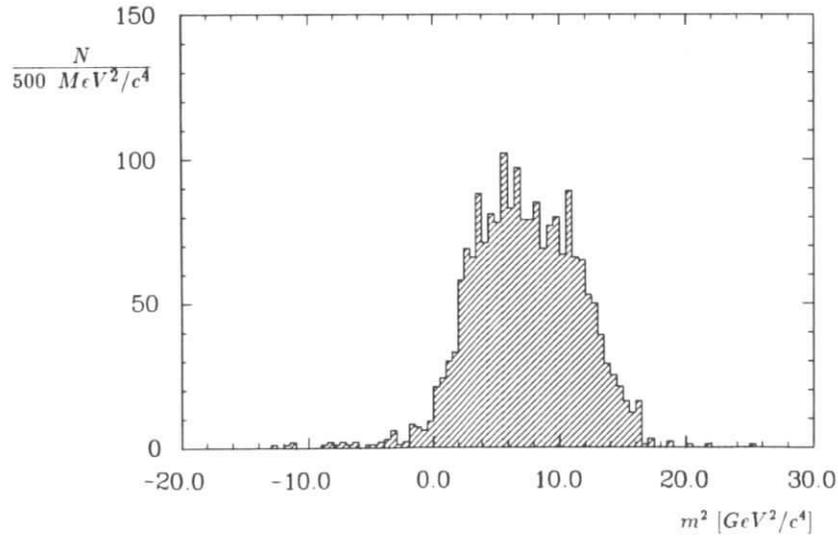


Abbildung 4.25: $m^2_{\tau-1\text{-Prong}}$ der Daten nach den Schnitten 1 - 4 für das 3-Prong-Massenintervall 1.3 - 2.0 GeV/c²

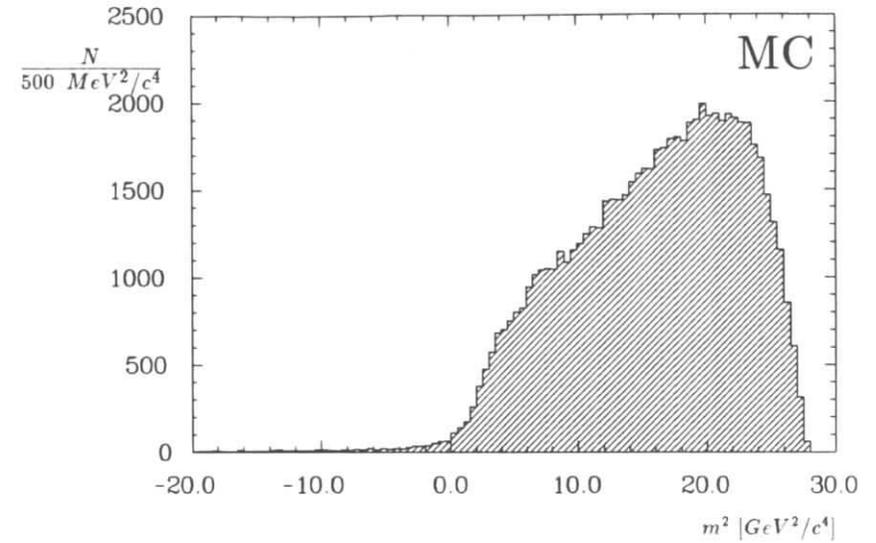


Abbildung 4.26: $m^2_{\tau-1\text{-Prong}}$ für Standard- τ -Ereignisse (MC) nach der Vorselektion

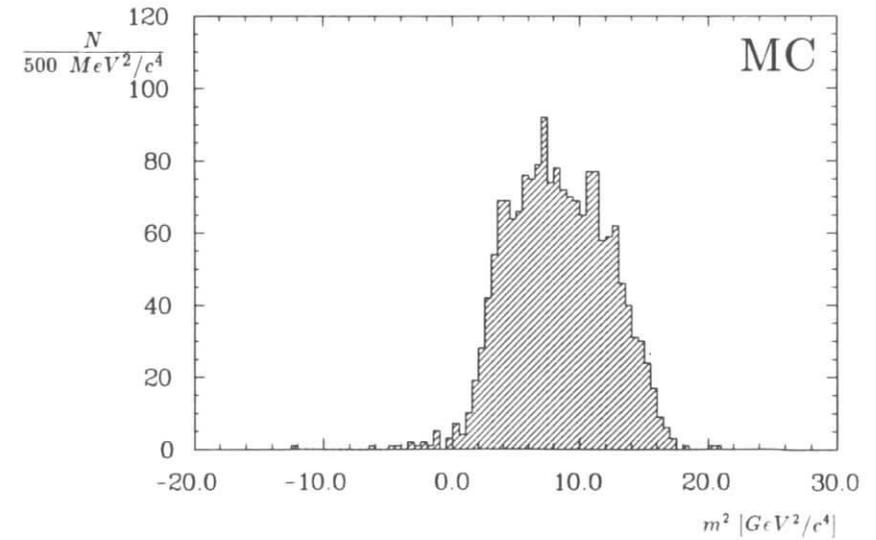


Abbildung 4.27: $m^2_{\tau-1\text{-Prong}}$ für Standard- τ -Ereignisse (MC) nach den Schnitten 1 - 4 für das 3-Prong-Massenintervall 1.3 - 2.0 GeV/c²

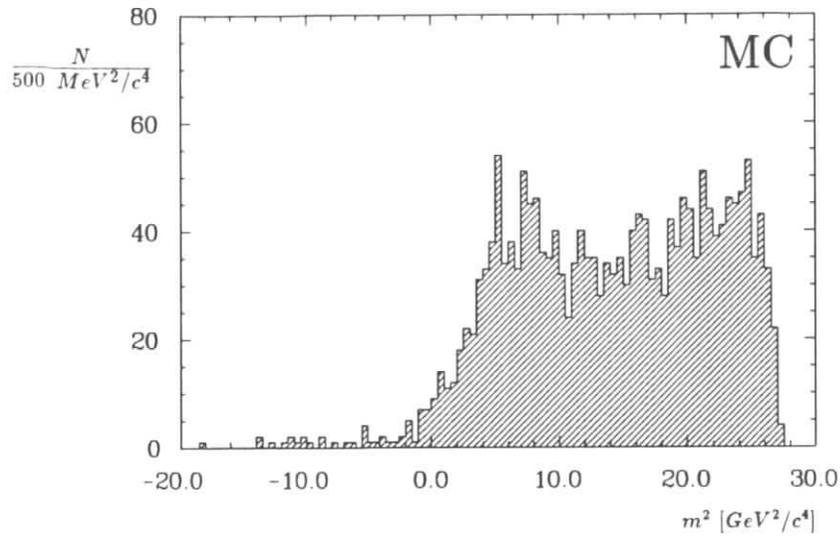


Abbildung 4.28: $m_{\tau-1-Prong}^2$ des $q\bar{q}$ -Untergrundes (MC) nach der Vorselektion

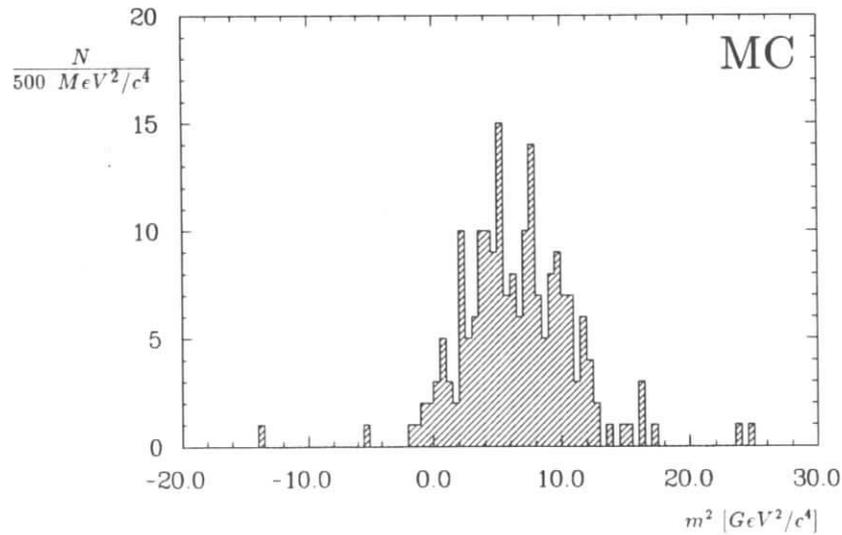


Abbildung 4.29: $m_{\tau-1-Prong}^2$ des $q\bar{q}$ -Untergrundes (MC) nach den Schnitten 1 - 4 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

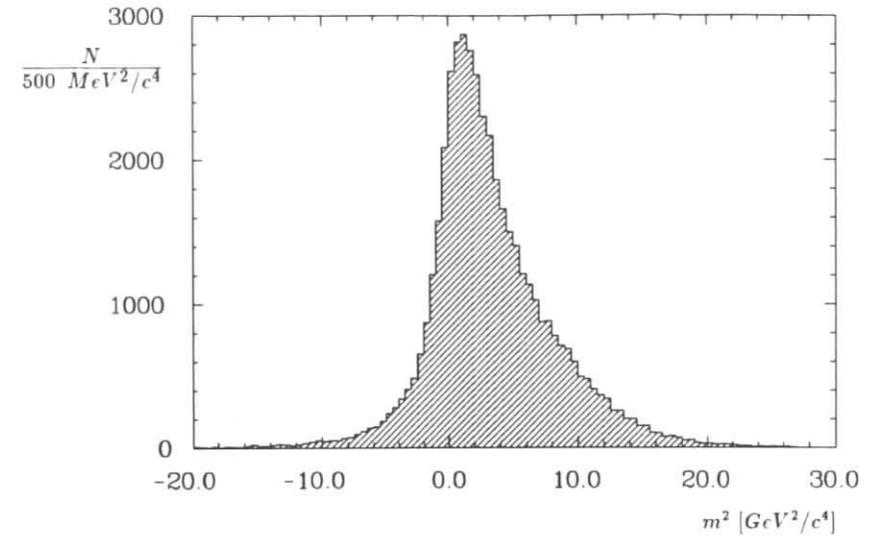


Abbildung 4.30: $m_{\tau-1-Prong}^2$ des aus den Daten selektierten Bhabha-Untergrundes nach der Vorselektion

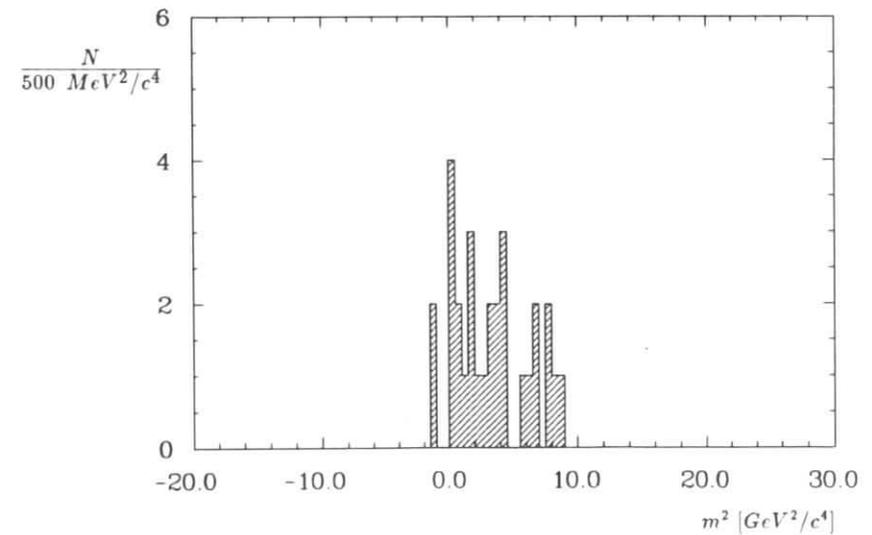


Abbildung 4.31: $m_{\tau-1-Prong}^2$ des aus den Daten selektierten Bhabha-Untergrundes nach den Schnitten 1 - 4 für das 3-Prong-Massenintervall $1.3 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$

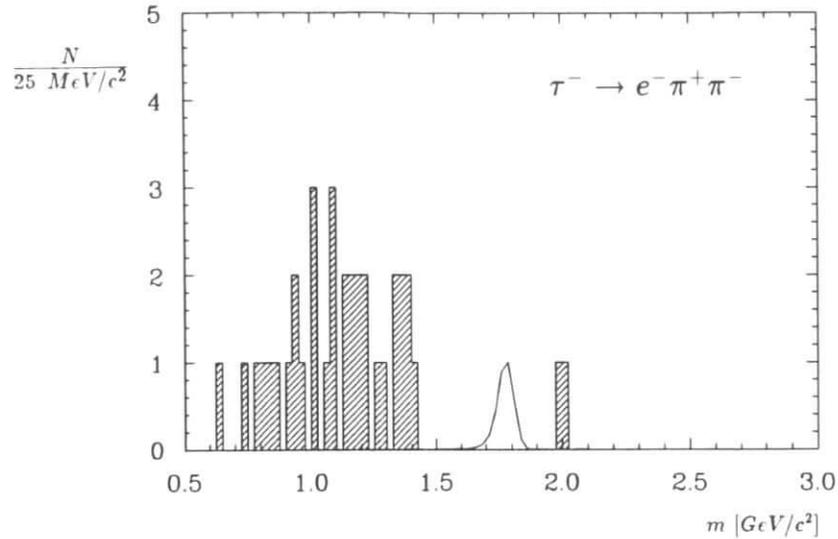


Abbildung 4.32: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$ nach den Schnitten 1, 2, 3 und 4 ohne Energieanpassung

Nach Anwendung von Schnitt 5 wird im Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$ ein Ereignis und im Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$ zwei Ereignisse gefunden. Die Abbildungen 4.44 und 4.45 zeigen eines der Ereignisse von Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$. Für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$ liegt es nahe, die gefundenen Ereignisse standard- τ -Zerfällen zuzuschreiben, deren Massenspektrum durch die Kaon-Massenhypothese nach oben in die Signalregion verschoben wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Monte-Carlo-Datensätze, bestehend aus 594 002 Standard- τ^- - und 524 267 $q\bar{q}$ -Ereignissen analysiert, von denen kein Ereignis die Selektion passierte. Der $q\bar{q}$ -Datensatz ist allerdings nicht groß genug, um den $q\bar{q}$ -Untergrund als Ursache dieser Ereignisse auszuschließen. Andererseits ist fragwürdig, ob heutige Fragmentationsmodelle genau genug sind, um eine glaubwürdige Aussage über den Untergrund zuzulassen. Die beobachteten Massenspektren der Kanäle 7 bis 18 sind in den Abbildungen 4.32 bis 4.43 wieder zusammen mit der erwarteten Massenauflösung gezeigt. Auch für die semileptonischen Zerfallkanäle können nur obere Grenzen der Verzweungsverhältnisse bestimmt werden. Die für jeden Kanal angewendeten Schnitte, Nachweiswahrscheinlichkeiten und Resultate sind in in Tabelle 4.3 zusammengestellt. Für die semileptonischen Zerfallskanäle wurden durchgehend "gut" identifizierte Leptonen verlangt.

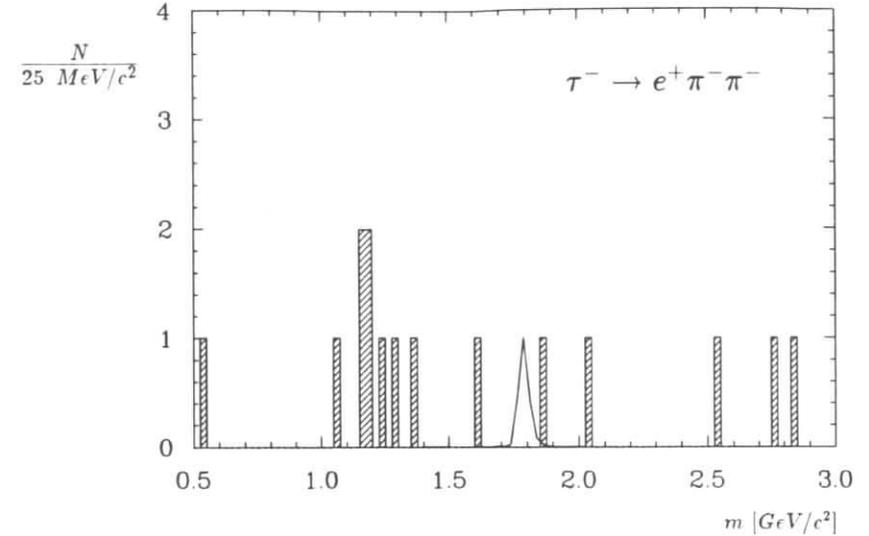


Abbildung 4.33: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-$ nach den Schnitten 1 und 2 mit Energieanpassung

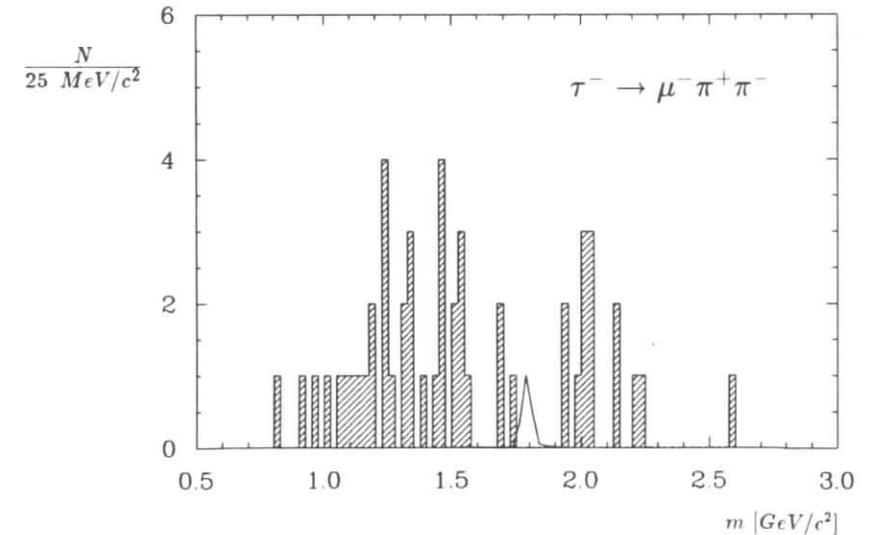


Abbildung 4.34: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$ nach den Schnitten 1, 2, 3 und 5 mit Energieanpassung

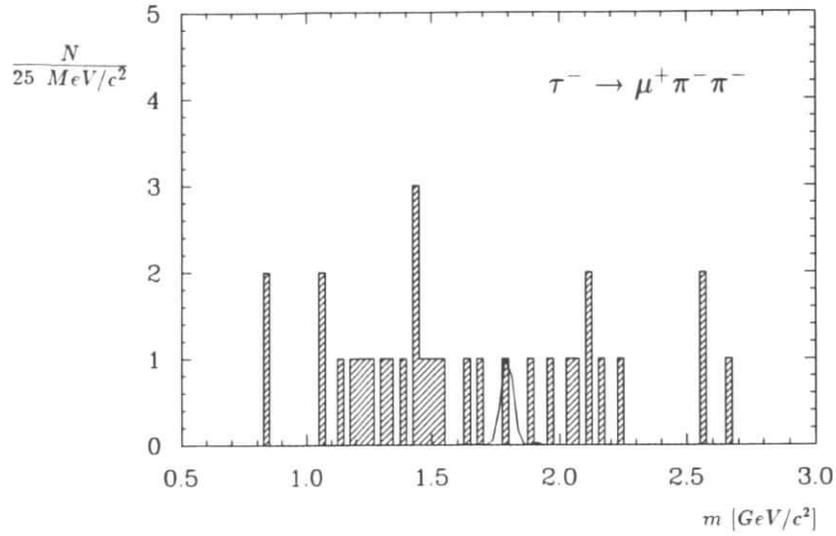


Abbildung 4.35: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-$ nach den Schnitten 1, 2, 3 und 5 mit Energieanpassung

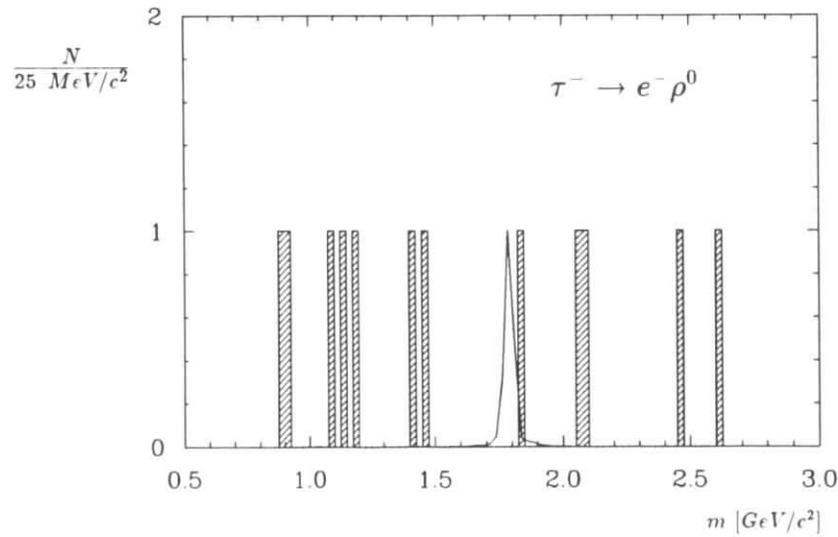


Abbildung 4.36: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$ nach den Schnitten 1, 2 und 3 mit Energieanpassung

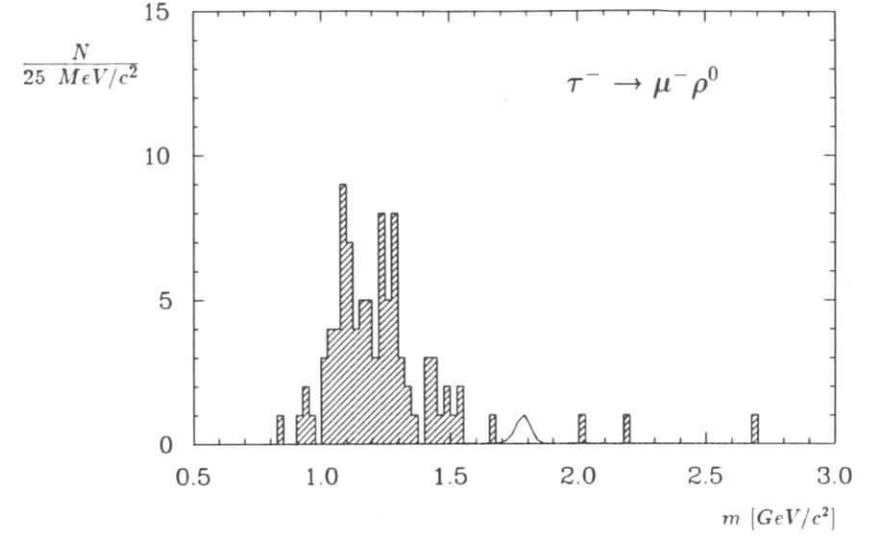


Abbildung 4.37: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$ nach den Schnitten 1, 2, 3 und 5 ohne Energieanpassung

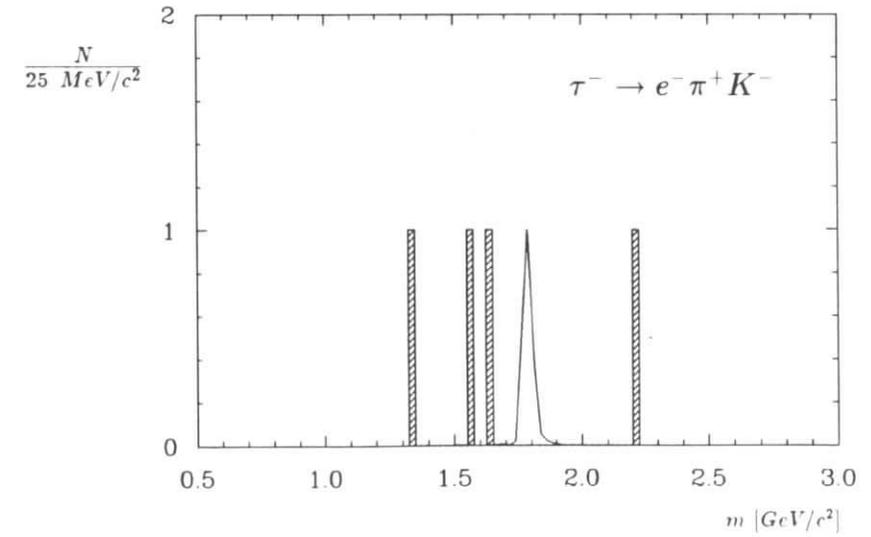


Abbildung 4.38: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ K^-$ nach den Schnitten 1, 2, 3, 4 und 5 mit Energieanpassung

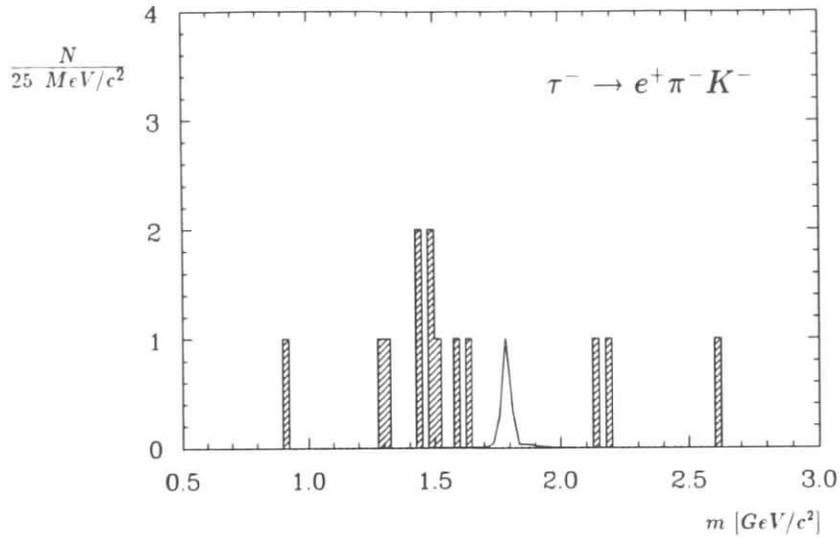


Abbildung 4.39: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- K^-$ nach den Schnitten 1 und 2 mit Energieanpassung

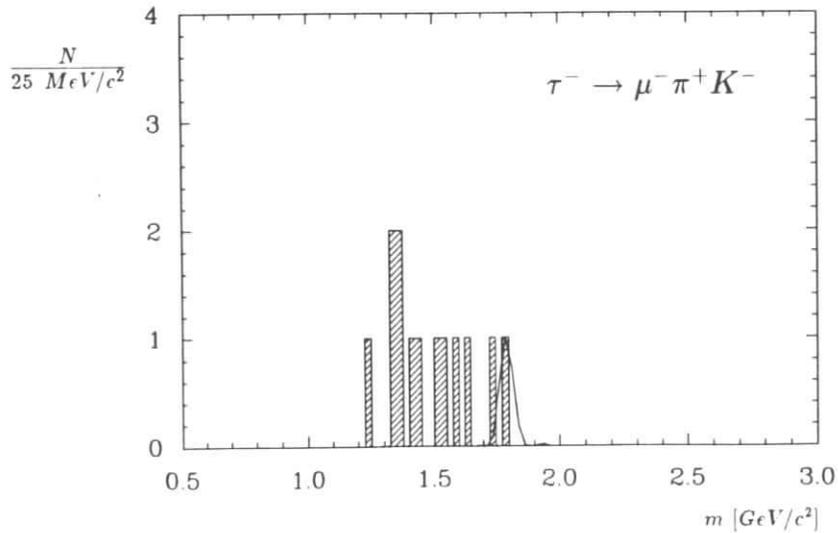


Abbildung 4.40: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$ nach den Schnitten 1, 2, 3, 4 und 5 mit Energieanpassung. Für das Kaon wurde ein normiertes Likelihood von 10% gefordert.

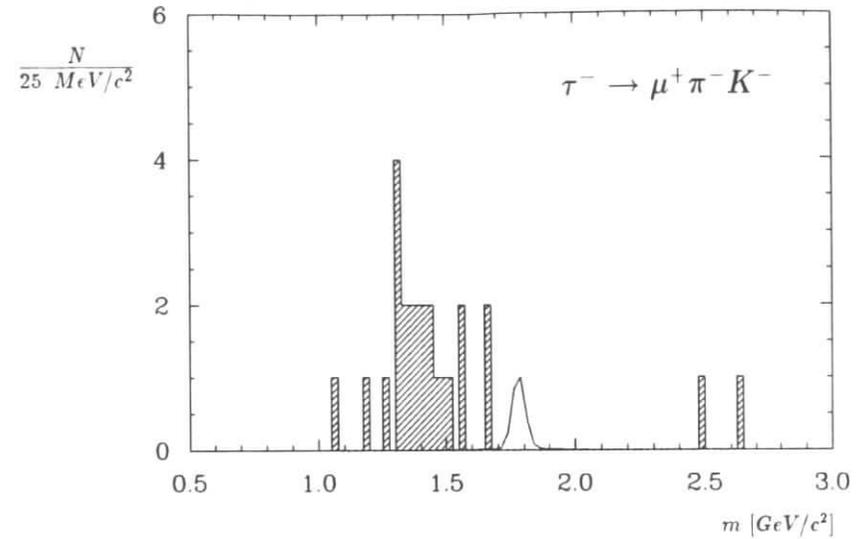


Abbildung 4.41: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- K^-$ nach den Schnitten 1, 2, 3, 4 und 5 mit Energieanpassung. Das Kaon wurde mit $L_h = 10\%$ identifiziert

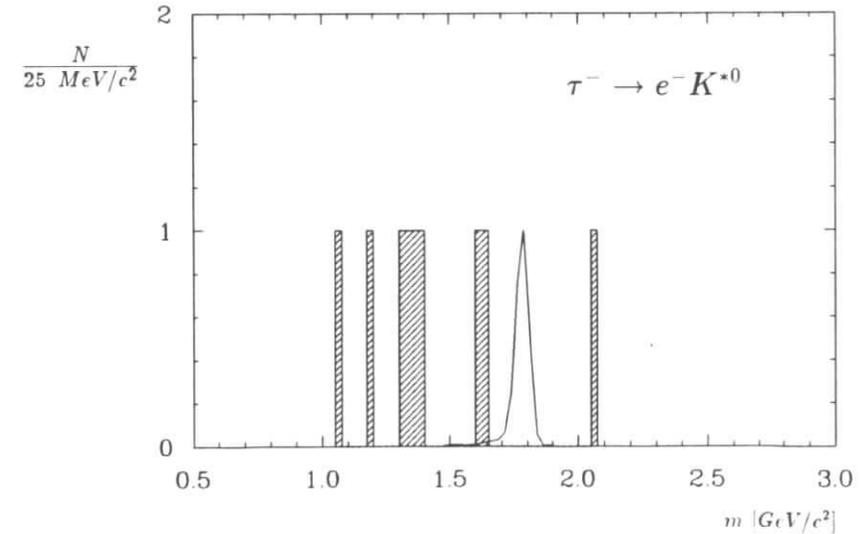


Abbildung 4.42: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$ nach den Schnitten 1, 2, 3, 4 und 5 ohne Energieanpassung

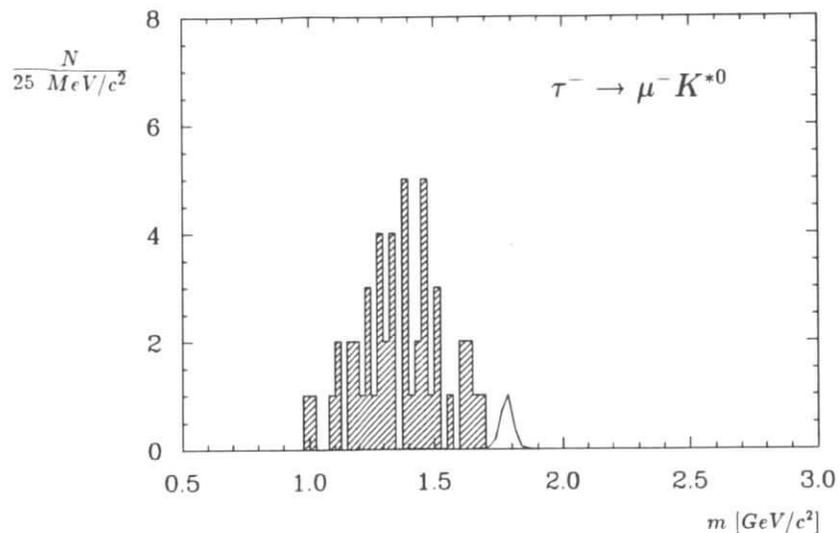


Abbildung 4.43: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$ nach den Schnitten 1, 2, 3 und 5 ohne Energieanpassung

Nr.	Zerfallskanal	Schnitte	Fit	$\epsilon_{sel}[\%]$	$\epsilon_{tot}[\%]$	N_{seen}	obere Grenze $[10^{-5}]$
7.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$	1 2 3 4 5		11.7	11.4	0	2.7
8.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-$	1 2	×	18.1	17.5	0	1.8
9.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$	1 2 3 5	×	9.5	8.6	0	3.6
10.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-$	1 2 3 5	×	9.2	8.2	1	6.3
11.	$\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$	1 2 3	×	17.0	16.6	0	1.9
12.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$	1 2 3 5		11.7	10.7	0	2.9
13.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ K^-$	1 2 3 4 5	×	10.8	10.4	0	2.9
14.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- K^-$	1 2	×	15.7	15.2	0	2.0
15.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$	1 2 3 4 5	×	6.2	5.3	2	11
16.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- K^-$	1 2 3 4 5	×	6.6	5.3	0	5.8
17.	$\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$	1 2 3 4 5		8.5	8.1	0	3.8
18.	$\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$	1 2 3 5		8.1	6.9	0	4.5

Tabelle 4.3: Resultate für die semileptonischen Zerfallskanäle in drei geladene Teilchen

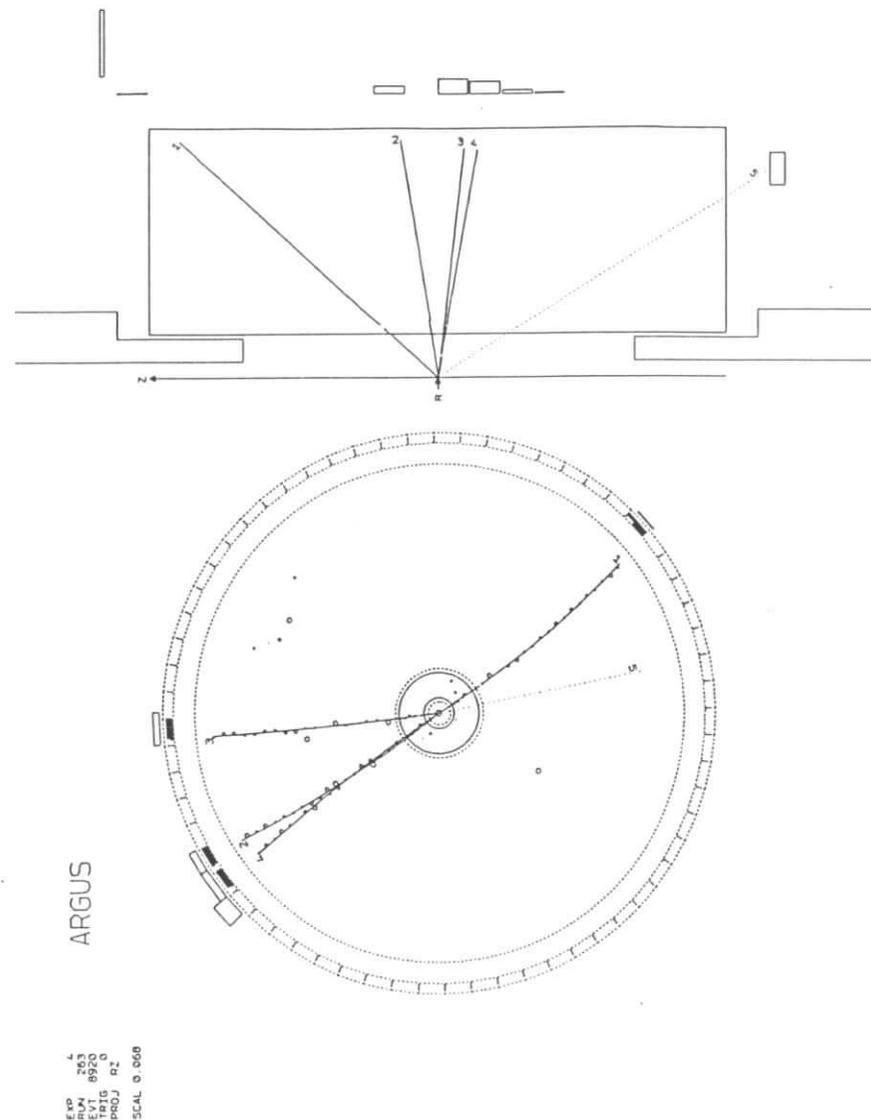


Abbildung 4.44: Kandidat für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$ im Querschnitt durch die Driftkammer senkrecht zur Strahlachse

Zusätzlich zu den Bhabha-Ereignissen, die den Untergrund dieser Analyse dominieren, tragen jetzt auch μ -Paar-Ereignisse zu den Untergrundreaktionen bei. Der Bhabha-Untergrund ist besonders für den Kanal $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ gefährlich, weil energetische Bremsstrahlungsphotonen zusammen mit dem Elektron fast immer die Strahlenergie-Zwangsbedingung erfüllen und somit einen neutrinolosen Zerfall simulieren. Da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlungsphotonen proportional zum inversen Massenquadrat eines Teilchens ist ($\sigma \propto e^4/m^2 c^4$) [50], ist die Abstrahlwahrscheinlichkeit für Myonen um einen Faktor 40 000 geringer als für Elektronen, so daß μ -Paare viel seltener den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ simulieren. Der Untergrund aus $q\bar{q}$ -Ereignissen erweist sich in dieser Analyse als vernachlässigbar, da die mittlere Multiplizität geladener Spuren bei einer Schwerpunktsenergie von 10 GeV etwa 8 beträgt [51]. Der Untergrund von $\gamma\gamma$ -Ereignissen ist in dieser Analyse im Gegensatz zu Analysen erlaubter Zweispur- τ -Ereignisse nur von marginaler Bedeutung, da er die geforderte volle Rekonstruktion der neutrinolosen Seite nicht erfüllt.

5.1 Die verwendeten Daten

Für diese Analyse wird ein Datensatz verwendet, für den bereits folgende Anti-Bhabha-Schnitte angewendet wurden:

- Wenn beide Spuren jeweils einen Winkel von $< 30^\circ$ mit dem Strahlrohr einschließen, wird das Ereignis verworfen.
- Wenn für die Schauerenergie eines Teilchens gilt

$$E^{\text{Schauer}} < 1.5 \text{ GeV}$$

wird das Ereignis akzeptiert.

- Wenn für den Impuls und die Schauerenergie eines Teilchens gilt

$$p < 3 \text{ GeV} \quad E^{\text{Schauer}} < 4 \text{ GeV}$$

wird das Ereignis akzeptiert.

- Wenn der Winkel zwischen beiden Spuren nicht mehr als 165° beträgt, wird das Ereignis akzeptiert.
- Wenn die dE/dx -Information einer Spur inkompatibel mit einem Elektron ist, wird das Ereignis akzeptiert.
- Alle anderen Ereignisse werden verworfen.

Vergleicht man diese Selektionsschnitte mit den Eigenschaften der Bhabha-Ereignisse, so sind diese Schnitte selbstmotivierend. Sie sind aber für diese Analyse bei weitem nicht ausreichend und müssen daher in der einen oder anderen Form verstärkt werden. Die später gegebenen Motivationen können zum Teil rückwirkend auf diese Schnitte übertragen werden. Auf diesen 2-Prong Datensatz von 5 371 037 Ereignissen werden die nachfolgenden Vorselektionskriterien angewendet, die strenger als die für den 2-Prong Datensatz verwendeten Schnitte sind:

5.2 Die Vorselektion

- Es werden in einem Ereignis genau 2 geladene Spuren verlangt, die vom rekonstruierten Hauptvertex kommen müssen und die innerhalb eines zylindrischen Volumens coaxial zur Strahlachse von ± 5 cm Länge und mit einem Radius von 1.5 cm gefunden werden sollen, in dessen Zentrum der Hauptvertex liegt:

$$\boxed{dz = 5 \text{ cm}, \quad dr = 1.5 \text{ cm}} \quad (5.1)$$

Werden weitere Spuren gefunden, die nicht dem Hauptvertex, wohl aber einem Sekundärvertex zugeordnet werden können oder zur Strahlachse zeigen, wird das Ereignis verworfen.

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

$$\boxed{\chi^2 < 36} \quad (5.2)$$

- Die Gesamtladung eines Ereignisses soll Null betragen:

$$\boxed{\sum_{i=1}^2 Q_i = 0} \quad (5.3)$$

- Jede Spur soll mindestens einen Transversalimpuls von $60 \text{ MeV}/c$ besitzen:

$$\boxed{|\vec{p}_t| > 60 \text{ MeV}/c} \quad (5.4)$$

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

$$\boxed{|\cos \theta| < 0.92} \quad (5.5)$$

- In der Analyse werden nur Photonen mit einem Mindestimpuls von $80 \text{ MeV}/c$ berücksichtigt. Es wird mindestens ein Photon verlangt.

5.2.1 Die 1-1-Topologie

Die Spur, die mit dem Gesamtimpuls eines Ereignisses einen Winkel von weniger als 90° einschließt, wird als die Spur des neutrinolosen τ -Zerfalls angesehen. Sie wird im folgenden neutrinolose Spur genannt, im Gegensatz zur Spur aus dem erlaubten τ -Zerfall, die auch hier wieder als 1-Prong-Spur bezeichnet wird. Die neutrinolose Spur wird in den Formeln mit *charged* bezeichnet. Sollte diese Winkelbeziehung für beide Spuren erfüllt sein, wird das Ereignis verworfen. Die hier geforderte Topologie stellt noch keine Bedingungen an Photonen oder andere neutrale Teilchen.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 1 011 582

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 48.5%

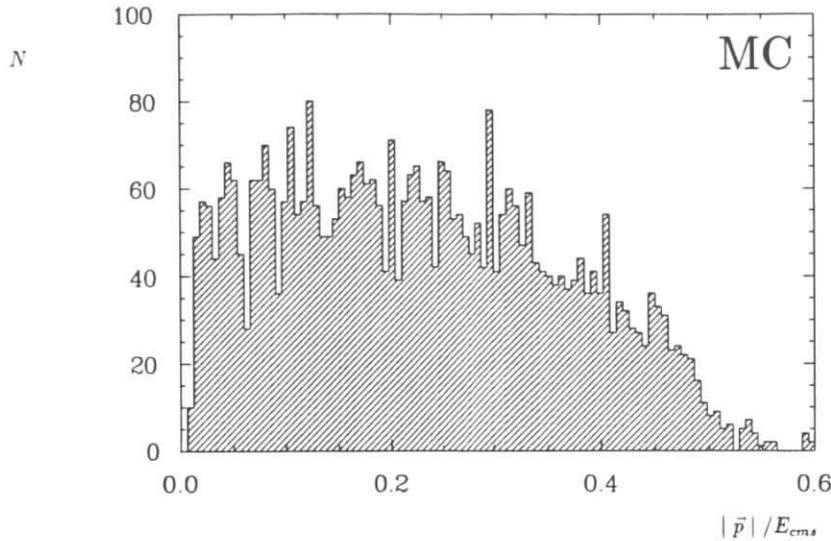


Abbildung 5.1: Impulsverteilung der neutralen Teilchen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall nach der Vorselektion

5.3 Die radiativen Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und die semileptonischen Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$

Die radiativen 1-Prong-Zerfälle und die semileptonischen Zerfälle mit einem π^0 -Meson im Endzustand weisen mindestens ein Photon auf. Das π^0 -Meson zerfällt zu 98.8% in zwei Photonen [8], die mit dem ARGUS-Kalorimeter aber nur bei π^0 -Impulsen unter ca. $1 \text{ GeV}/c$ getrennt nachgewiesen werden können, da die Zerfallsphotonen bei größeren Impulsen einen sehr kleinen Winkel untereinander aufweisen und zu einem sogenannten *Cluster*¹ überlappen können.

In Abb. 5.1 sind die sich gleichenden Impulsverteilungen für Photonen aus den radiativen Zerfällen und für die π^0 -Mesonen der semileptonischen Zerfälle in einem Spektrum zusammengefaßt, das im wesentlichen flach verteilt ist. Betrachtet man im Vergleich dazu die Impulse der Photonen in den Daten nach der Vorselektion in Abb. 5.2, so fällt auf, daß diese Verteilung erst bei Impulsen oberhalb von $1 \text{ GeV}/c$ flach ist. Bei kleineren Impulsen hingegen häufen sich niederenergetische Bremsstrahlungsphotonen, die besonders Ereignissen mit Elektronen zuzuschreiben sind, also hauptsächlich Bhabha-Ereignissen.

Fordert man für die neutralen Teilchen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall mindestens einen Impuls von $1 \text{ GeV}/c$, so wird der Bhabha-Untergrund effizient reduziert, ohne das gesuchte

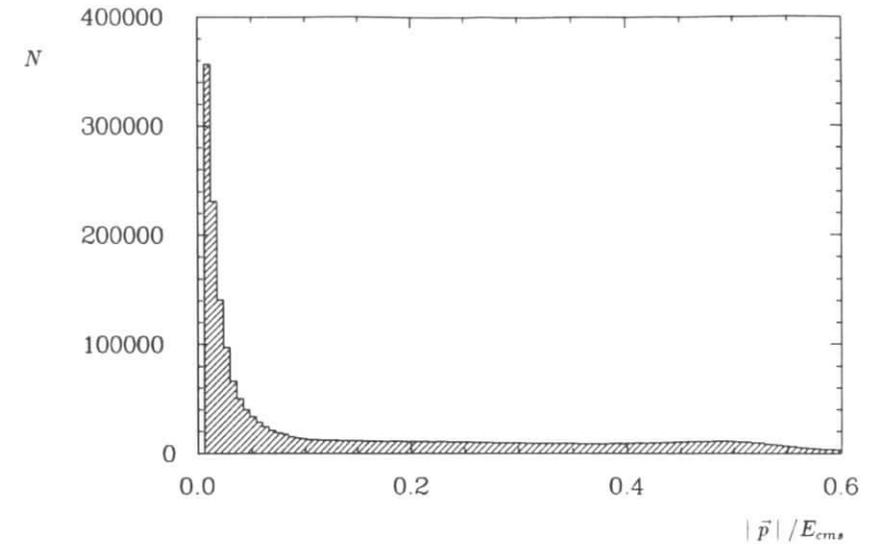


Abbildung 5.2: Impulsverteilung der Photonen in den Daten nach der Vorselektion

Signal merklich zu beeinflussen. Außerdem verbessert sich die Massenaufösung bei der Berechnung der invarianten Masse der neutrinolosen Zerfallsprodukte. Ein Photon mit einem Mindestimpuls von $1 \text{ GeV}/c$ wird in dieser Analyse auch immer als *single cluster* π^0 -Meson behandelt. Daher unterscheiden sich die Untersuchungen der radiativen Zerfallskanäle nicht von denen der Zerfallskanäle mit einem π^0 -Meson im Endzustand. Da die Zahl der Photonen in einem Ereignis nicht beschränkt wird, besteht das Problem darin, herauszufinden, welches Photon dem neutrinolosen Zerfall zuzuordnen ist. Da die Photonen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall aber energiereich sind, wird diese Entscheidung bereits erleichtert.

Die folgenden Überlegungen zur Topologie der Photonen werden zur effektiven Untergrundreduktion ausgenutzt. An der Schwelle der τ -Paar-Produktion befindet sich das τ -Lepton in Ruhe, so daß die Zerfallsprodukte in entgegengesetzte Richtungen fliegen. Mit zunehmender Energie des τ -Leptons verkleinert sich im Laborsystem der Öffnungswinkel zwischen dem geladenen und dem neutralen Teilchen. Bei der Schwerpunktsenergie von $E_{cms} \approx 10 \text{ GeV}$ beträgt der minimale Winkel 35° . Dieser Winkel wird nur dann erreicht, wenn die Zerfallsprodukte senkrecht zur Flugrichtung des τ -Leptons emittiert werden [52]. Im unsymmetrischen Fall vergrößert sich der Winkel. Abb. 5.3 zeigt diesen Öffnungswinkel zwischen dem geladenen Lepton und dem neutralen Teilchen aus dem neutrinolosen τ -Zerfall. Abb. 5.4 zeigt die Winkel zwischen der durch die Topologiebedingung gefundenen neutrinolosen Spur und beliebigen Photonen für neutrinolose Ereignisse und Abb. 5.5 für die vorselektierten Daten. Die kleinen Winkel in den Daten werden durch radiative Bhabha-Ereignisse verursacht, deren Bremsstrahlungsphotonen vorzugsweise unter kleinen Winkeln zum Elektron abgestrahlt werden. Die Suche nach dem Photon beschränkt sich also auf einen wohldefinierten Winkelbereich ($> 35^\circ$), der von einem verringerten Bhabha-Untergrundbeitrag begleitet ist.

¹ engl.: cluster = Traube, Haufen, Gruppe

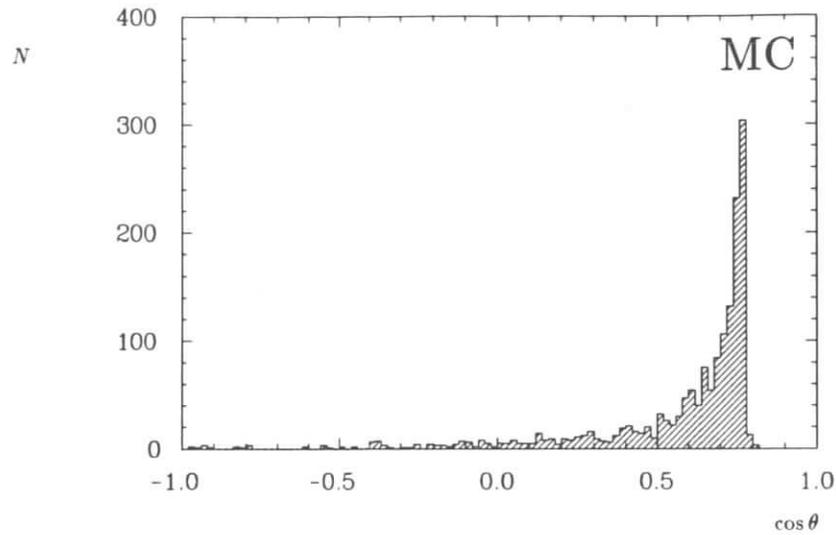


Abbildung 5.3: Winkelverteilung zwischen Photon und dem geladenen Lepton aus dem neutrinolessen τ -Zerfall

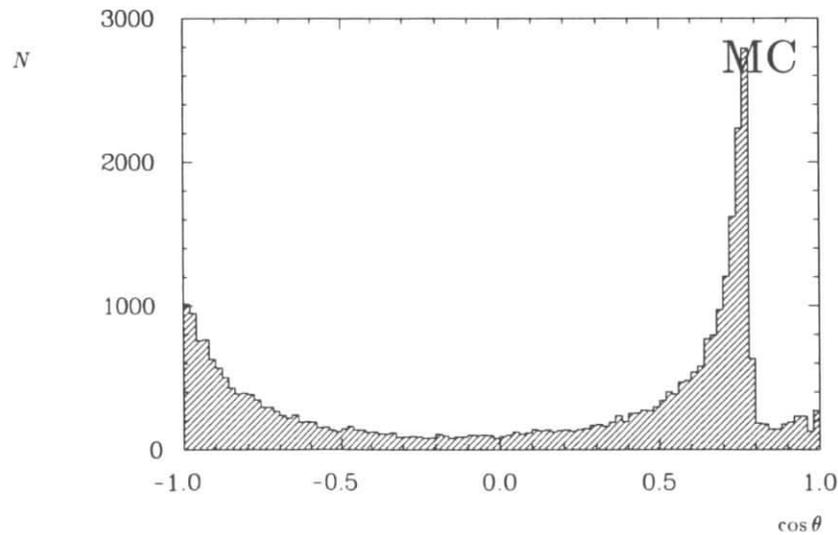


Abbildung 5.4: Winkelverteilung beliebiger Photonen relativ zur neutrinolessen Spur für neutrinolessen τ -Zerfälle nach der Vorselektion

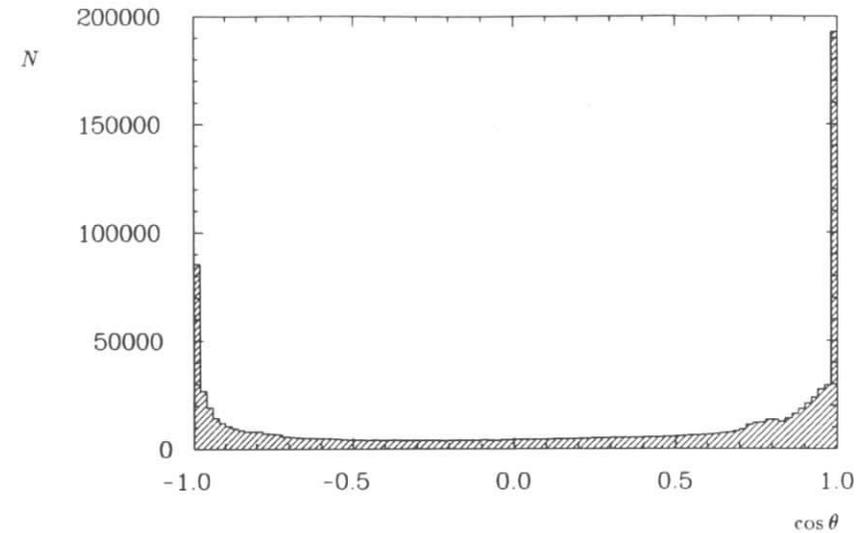


Abbildung 5.5: Winkelverteilung beliebiger Photonen relativ zur potentiellen neutrinolessen Spur in den Daten nach der Vorselektion, deren Ursprung der neutrinolessen τ -Zerfall, der Standard- τ -Zerfall oder Bremsstrahlung sein kann

Durch diese charakteristischen Eigenschaften des Photons ergeben sich erste Trennungen von Untergrundquellen. Es wird also genau ein Photon mit folgenden Bedingungen verlangt:

1. Für den Winkel des Photons bezüglich der neutrinolessen Spur soll gelten:

$$0.5 < \cos(\angle \gamma, \text{charged}) < 0.8 \quad (5.6)$$

2. Der Impuls des Photons soll mindestens

$$p_\gamma > 0.1 \cdot E_{cms} \quad (5.7)$$

betragen

3. Das Photon soll zusammen mit der neutrinolessen Spur eine Energie besitzen, die innerhalb von 3 Standardabweichungen um die Strahlenergie liegt.

$$|E_{\gamma, \text{charged}} - E_{\text{Strahl}}| < 3\sigma_E \quad (5.8)$$

Durch diese Bedingungen wird die Zahl der in Frage kommenden Photonen stark eingeschränkt, so daß es nur selten zum mehrfachen Zählen eines Ereignisses bei der Berechnung der invarianten Masse kommt. Sollten dennoch zwei oder mehr Photonen mit diesen Eigenschaften gefunden werden, wird das Ereignis verworfen. Wie in Kapitel 4 wird nach jedem

Schnitt angegeben, wieviele Ereignisse noch verbleiben und wie hoch die allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit ist. Auch hier ist nicht die Teilchenidentifizierung eines bestimmten Kanals berücksichtigt. Es handelt sich vielmehr wieder um eine über die Elektron- und Myon-Kanäle gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 21 074

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 24.1%

5.3.1 Entwicklung der Selektionsschnitte

Die Energieanpassung wird für die neutrinolose Seite in diesem und dem nächsten Kapitel für alle Kanäle durchgeführt, da sie die Massenauflösung entscheidend verbessert. Es wird ein für alle neutrinolosen 1-Prong-Zerfälle sensitives Massenintervall von $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt, wobei den geladenen Teilchen unabhängig vom Zerfallskanal immer die Pion-Masse zugeordnet wird. In den Abbildungen nach den Selektionsschnitten werden Verteilungen wieder wie in Kapitel 4 nur für Ereignisse aus dieser Signalregion gezeigt. Auch in diesem Kapitel soll die Wirkungsweise der Schnitte wieder verdeutlicht werden, indem die verwendeten Größen jeweils nach der Vorselektion und nach den bereits angewendeten Schnitten gezeigt werden.

Der die Daten dominierende Hauptuntergrund besteht vorwiegend aus Bhabha-Ereignissen. In den meisten Meßgrößen ist die Signatur der Bhabha-Ereignisse so deutlich zu erkennen, daß es oft nicht erforderlich ist, Untergrundstudien an separat angelegten Bhabha-Datensätzen durchzuführen. Es ist für die Selektion neutrinoloser τ -Zerfälle von entscheidender Bedeutung, diesen Untergrund in den Griff zu bekommen. Der Unterschied zwischen Bhabha- und μ -Paar-Ereignissen besteht im wesentlichen darin, daß die letzteren viel seltener Bremsstrahlungsphotonen und nur kleine Schauerenergien aufweisen. μ -Paare werden daher ebenfalls stark durch die Anforderungen an ein Photon reduziert. Durch die volle Rekonstruktion der neutrinolosen Seite wird der Untergrund aus Standard- τ -Zerfällen vermindert. Er ist für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$ von untergeordneter Bedeutung, da die gut identifizierten Myonen aus dem τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ nur selten Bremsstrahlungsphotonen erzeugen, die einen radiativen Zerfall simulieren könnten. Das ist anders für die Kanäle $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$, deren Elektronen gut identifiziert werden. Der Standard- τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \gamma \bar{\nu}_e \nu_\tau$ kann mit einem energiereichen strahlenden Elektron die gesuchten Zerfälle simulieren. Für diese Kanäle wird daher wieder wie in Kapitel 4 die τ -Masse der 1-Prong-Seite rekonstruiert, um den τ -Untergrund zu unterdrücken. Die Argumentation von Kapitel 4 ist ohne weiteres übertragbar.

1. Schnitt auf den Transversalimpuls Voll rekonstruierte Ereignisse wie, Bhabha- oder μ -Paar-Ereignisse, zeichnen sich im Gegensatz zu Standard- τ -Zerfällen und den hier gesuchten neutrinolosen τ -Zerfällen durch einen kleinen Transversalimpuls aus. Das bestätigen die Transversalimpulse der Daten nach der Vorselektion in Abb. 5.6, die noch überwiegend aus Bhabha- und μ -Paar-Ereignissen bestehen. Die Neutrinos der τ -Zerfälle führen in einem Ereignis zu einer nicht ausgeglichenen Impulsbilanz, was sich in einem mehr oder weniger großen Transversalimpuls widerspiegelt (Abb. 5.7). Der Schnitt

$$\frac{1}{E_{cm,s}} |\vec{p}_{trans}| > 0.03 \quad (5.9)$$

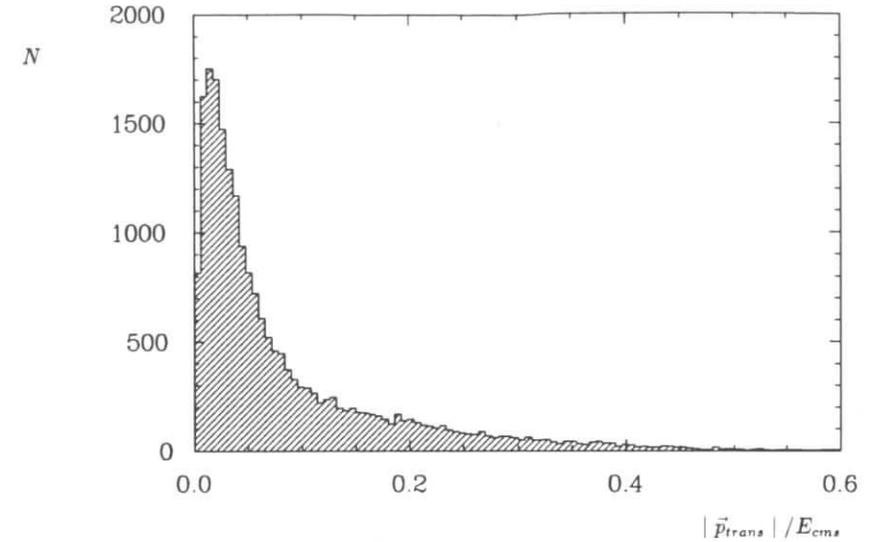


Abbildung 5.6: $\frac{1}{E_{cm,s}} |\vec{p}_{trans}|$ für Daten nach der Vorselektion

führt zu einer ersten relativ großen Unterdrückung dieser Untergrundbeiträge, ohne die Nachweiswahrscheinlichkeit des Signals negativ zu beeinflussen. Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, daß es nicht sinnvoll ist, diesen Schnitt restriktiver anzulegen, sondern ihn durch andere Schnitte so zu ergänzen, daß sich ein möglichst großes Signal-Untergrund-Verhältnis ergibt.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 13 704

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 23.6%

2. Schnitt gegen Bhabha-Ereignisse und μ -Paare Hier wird der in Kapitel 4 benutzte Parabelschnitt in etwas abgewandelter Form verwendet, um gleichzeitig auch einen Schnitt gegen μ -Paare zu haben. Es wird deshalb nicht die Summe $(E_{Schauer}^{1-Prong} + |\vec{p}_{1-Prong}|)$, sondern nur der Impuls der 1-Prong-Spur benutzt, weil dieser für μ -Paar- und Bhabha-Ereignisse groß ist. Die entsprechenden Verteilungen sind in den Abb. 5.8 bis 5.10 gezeigt. Im Gegensatz zu Bhabha-Ereignissen weist der Wirkungsquerschnitt der μ -Paar-Erzeugung die gleiche Winkelabhängigkeit wie für τ -Ereignisse auf. In den Abbildungen 5.8 und 5.9 findet man μ -Paare bei großen Impulsen der 1-Prong-Spur. Wieder ist für Bhabha-Ereignisse eine starke Korrelation zu erkennen, die für μ - und τ -Ereignisse nur schwach ausgeprägt ist. Der Parabelschnitt

$$\frac{|\vec{p}_{1-Prong}|}{E_{Strahl}} < 0.8 - \cos^2 \theta_{ptot} \quad (5.10)$$

nutzt einerseits diese Korrelation aus und verwirft andererseits Ereignisse mit großen 1-Prong-Impulsen.

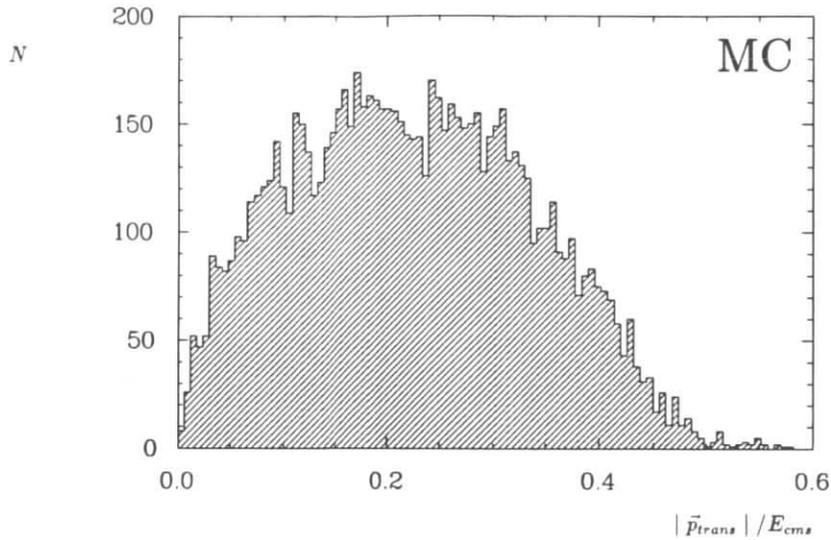


Abbildung 5.7: $\frac{1}{E_{cms}} |\vec{p}_{1-trans}|$ für neutrinoless τ -Zerfälle nach der Vorselektion

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 2638
Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 17.0%

3. Schnitt auf den Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong-Spur Da die Spuren der zumeist vollrekonstruierten μ -Paar- und Bhabha-Ereignisse vorwiegend kollinear verlaufen, findet man auch den Gesamtimpuls dieser Ereignisse entgegengesetzt zur 1-Prong-Spur. Die Abbildungen 5.11 und 5.12 der Daten zeigen deutlich die Anhäufung der μ -Paar- und Bhabha-Ereignisse bei großen Winkeln. Der Grund ist, wie auch schon in Kapitel 4 beschrieben, daß der Gesamtimpuls für vollrekonstruierte Ereignisse hauptsächlich durch Fehler in der Impulsmessung zustande kommt. Für die neutrinolessen τ -Zerfälle entsteht er wieder durch die Neutrinos aus dem erlaubten Standard- τ -Zerfall. Die Winkel zwischen 180° und 140° relativ zur 1-Prong-Spur werden durch die Gesamtimpulse der neutrinolessen Ereignisse etwa gleichmäßig bevölkert (Abb. 5.13).

Folgender Schnitt berücksichtigt überwiegend nur die flach verteilten Daten, verwirft also die durch μ -Paar- und Bhabha-Ereignisse verursachten großen Winkel in der Nähe von 180° :

$$\cos(\angle 1-Prong, \vec{p}_{tot}) > -0.95 \quad (5.11)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 1615
Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 14.8%

Nach den Schnitten 1, 2 und 3 kann für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$ kein Kandidat in der Signalregion für neutrinolessen τ -Zerfälle gefunden werden. Dabei werden nur Ereignisse berücksichtigt, deren 1-Prong-Spur nicht auch als gutes Myon identifiziert wird, um die

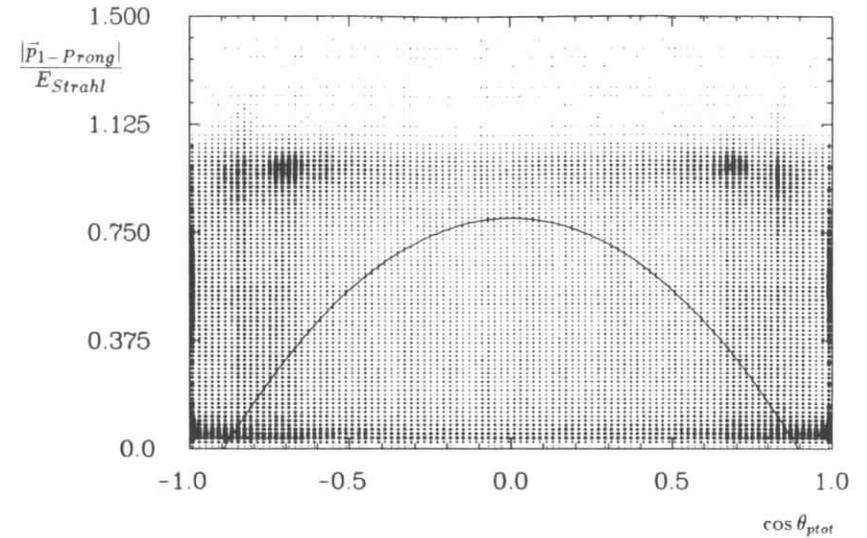


Abbildung 5.8: $(|\vec{p}_{1-Prong}|/E_{Strahl})$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach der Vorselektion

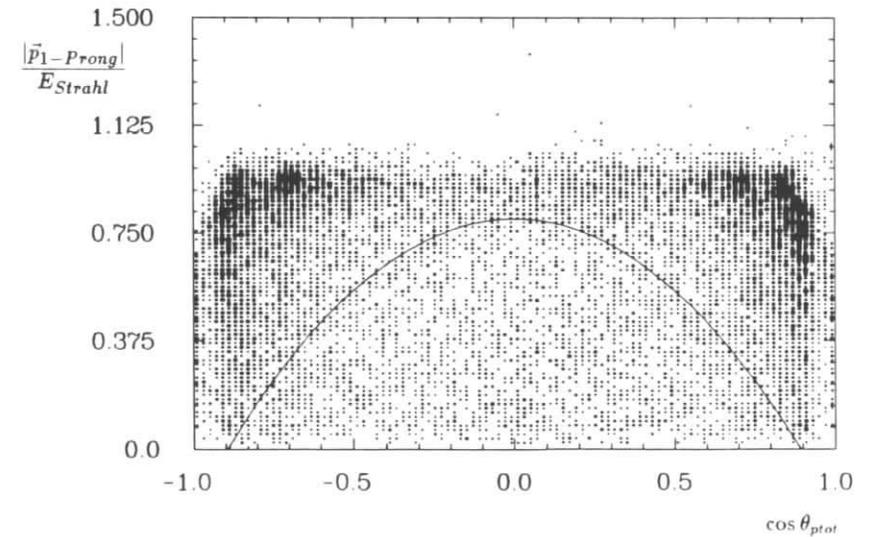


Abbildung 5.9: $(|\vec{p}_{1-Prong}|/E_{Strahl})$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für Daten nach Schnitt 1 für das Massenintervall von $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$

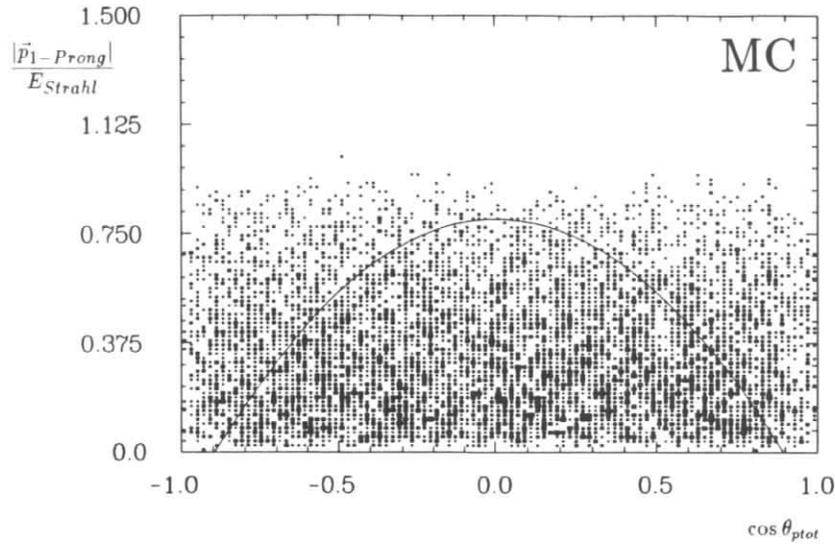


Abbildung 5.10: $(|\vec{p}_{1-Prong}|/E_{Strahl})$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{ptot}$ für neutrinoless τ -Zerfälle nach Schnitt 1

Nr.	Zerfallskanal	Schnitte	Fit	$\epsilon_{sel}[\%]$	$\epsilon_{tot}[\%]$	N_{seen}	obere Grenze 10^{-5}
21.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	1 2 3	×	9.6	9.0	0	3.4
22.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$	1 2 3	×	7.5	6.9	0	4.4

Tabelle 5.1: Resultate der Selektion

für diese Kanäle gefährlichen μ -Paar-Ereignisse ausreichend zu reduzieren. Der Standard- τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ kann nur für schlechter identifizierte Myonen auftreten, deren Lh_{Myon} also kleiner als 0.7 ist. Abb. 5.14 zeigt das gemeinsame Massenspektrum. Tabelle 5.3.1 enthält wie in Kapitel 4 die wesentlichen Resultate der Selektion. Für alle Kanäle dieses und des nächsten Kapitels wird das 2σ breite Massenintervall $1.7 - 1.9 \text{ GeV}/c^2$ nach der Energieanpassung betrachtet.

4. Schnitt auf den normierten Gesamtimpuls und Transversalimpuls Die Kanäle $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$ reagieren besonders empfindlich auf den noch vorhandenen Bhabha-Untergrund, so daß weitere Schnitte entwickelt werden müssen. Der Schnitt auf den Transversalimpuls wird hier zusammen mit der skalar addierten Impulssumme aller gemessenen Teilchen eines Ereignisses, die für voll rekonstruierte Ereignisse groß ist, noch verstärkt. Beide Größen sind in den Abbildungen 5.15 bis 5.18 gegeneinander aufgetragen. Auf der Ordinate ist $\frac{1}{E_{cm}} |\vec{p}_{trans}|$ und auf der Abzisse diese skalar addierte Summe, normiert auf E_{cm} , dargestellt. Unten rechts sind Bhabha- und μ -Paar-Ereignisse bei voll rekonstruierten Impulsen und kleinen Transversalimpulsen und unten links bei kleinen Impulsen $\gamma\gamma$ -Ereignisse

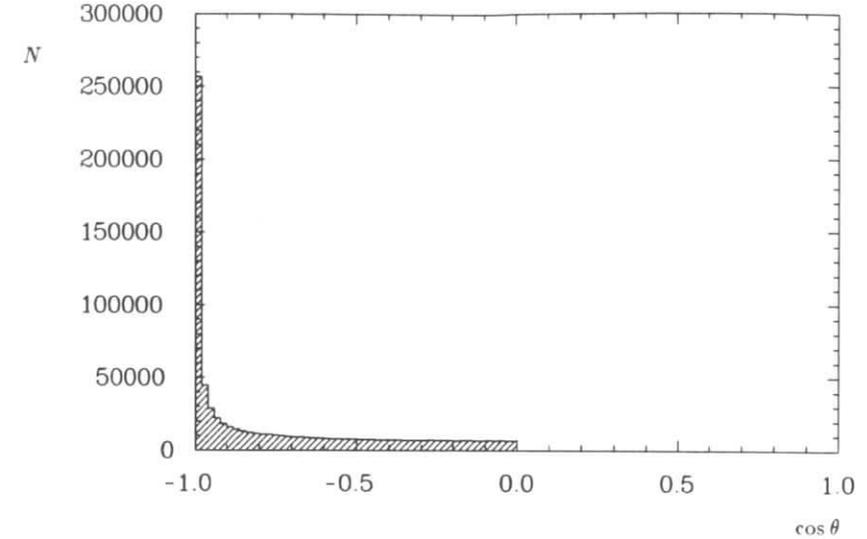


Abbildung 5.11: Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong für Daten nach der Vorselektion

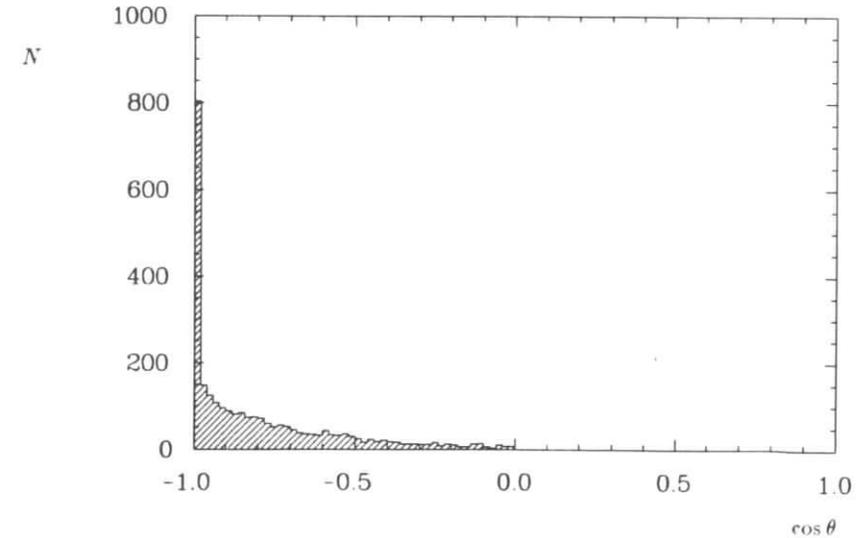


Abbildung 5.12: Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong-Spur für Daten nach Schnitt 1 und 2 für das Massenintervall $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$

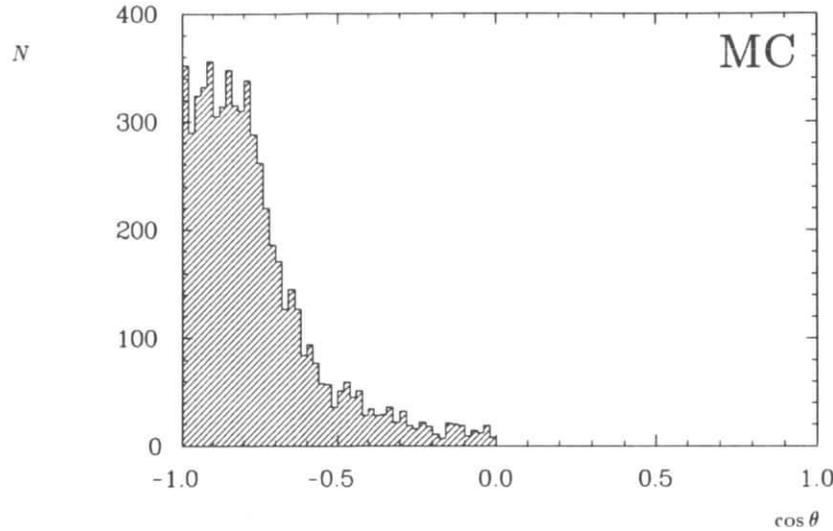


Abbildung 5.13: Winkel zwischen \vec{p}_{tot} und 1-Prong für neutrinoless τ -Zerfälle nach Schnitt 1 und 2

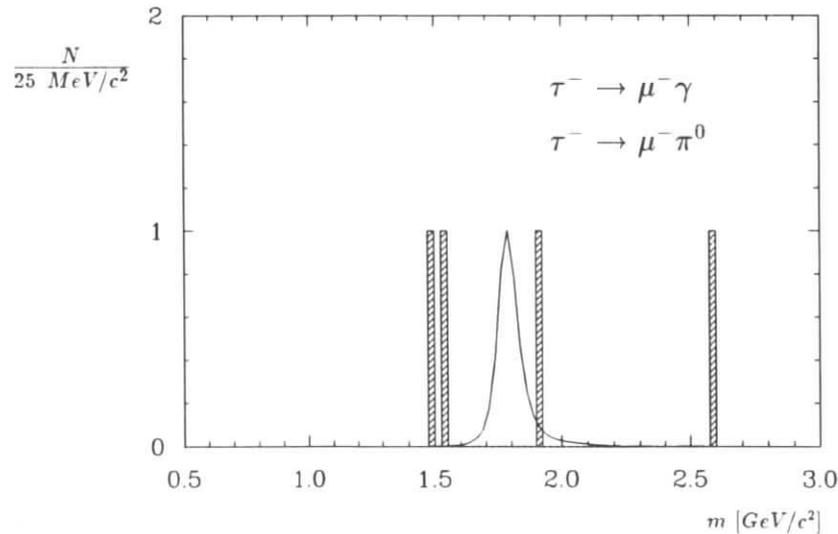


Abbildung 5.14: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$ nach den Schnitten 1, 2 und 3 mit Energieanpassung. Das Myon der neutrinolessen Spur ist gut identifiziert. Die 1-Prong-Spur hingegen ist kein "gut" identifiziertes Myon

konzentriert. Dazwischen liegen bei größeren Transversalimpulsen τ -Ereignisse, die zusammen mit dem immer noch vorhandenen Bhabha-Untergrund die Verteilung nach den Schnitten 1 – 3 in Abb. 5.16 dominieren. Man erkennt im Vergleich mit Abb. 5.15 deutlich, wie diese Schnitte 1 – 3 den Bhabha-Untergrund zugunsten der Standard- τ -Ereignisse reduziert haben. Die Verteilung der Standard- τ -Ereignisse stimmt weitgehend mit der Verteilung der neutrinolessen τ -Ereignisse überein. Da bei den neutrinolessen τ -Zerfällen aber nur aus einem τ -Zerfall Neutrinos entstehen, sind sie horizontal zu etwas größeren Impulsummen verschoben. $\gamma\gamma$ -Ereignisse konnten die vorhergehenden Schnitte nicht passieren.

Der in den Abbildungen eingezeichnete Schnitt

$$\frac{1}{E_{cms}} |\vec{p}_{trans}| > \frac{1}{2} \frac{1}{E_{cms}} \sum_{measured} |\vec{p}| - 0.3 \text{ GeV}/c \quad (5.12)$$

scheint die Nachweiswahrscheinlichkeit in gleicher Weise zu reduzieren wie die verbleibende Datenmenge, so daß auf den ersten Blick keine entscheidende Verbesserung des Signal-Untergrund-Verhältnisses zu erwarten ist. Die Wirkung des Schnittes gegen Bhabha-Ereignisse wird deutlicher, wenn man Abb. 5.17 betrachtet, die die Verteilung nur noch für Ereignisse zeigt, deren potentielle neutrinolessen Spur als gutes Elektron identifiziert werden kann, so wie es auch für die Kanäle $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$ geschieht. Neben Bhabha-Ereignissen sind noch die Standard- τ -Ereignisse vorhanden, die den Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ auf der "neutrinolessen" Seite aufweisen.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 1378

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 13.3%

5. Schnitt auf die Schauerenergie der 1-Prong-Spur Für Bhabha-Ereignisse ist eine große Schauerenergie charakteristisch. Die den Elektronen übertragene Strahlenergie wird im elektromagnetischen Kalorimeter gänzlich in Schauerenergie umgewandelt, wenn nicht zusätzlich auch Photonen entstehen². Das unterscheidet Bhabha-Ereignisse vom durchaus erwünschten Standard- τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, dessen kleinere Elektron-Energien auch kleinere Schauerenergien erzeugen. Die den Bhabha-Ereignissen in der Abb. 5.19 oberhalb von 0.2 entsprechende ansteigende Verteilung ist auch noch nach den Schnitten 1 – 4 in Abb. 5.20 zu erkennen. Der Anteil der Verteilung in Abb. 5.21, der zwischen 0.05 und 0.2 leicht abfällt, entspricht überwiegend den Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$. Unterhalb von 0.05 liegt die Anhäufung der minimal ionisierenden 1-Prong-Spuren der τ -Zerfälle. Dieser Unterschied wird in dem Schnitt

$$E_{1-Prong}^{Schauer} < 0.2 \cdot E_{cms} \quad (5.13)$$

ausgenutzt, um nur hochenergetische Elektronen zu unterdrücken. Für die Kanäle $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$ werden im Gegensatz zur Analyse von Kapitel 6 zusätzlich alle Ereignisse mit gut identifizierten Elektronen auf der 1-Prong-Seite verworfen.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 1064

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 12.2%

²Bremsstrahlungsphotonen von Elektronen fliegen oft in den Schauerzähler-Cluster der Elektronen und werden daher nicht getrennt als Photonen nachgewiesen.

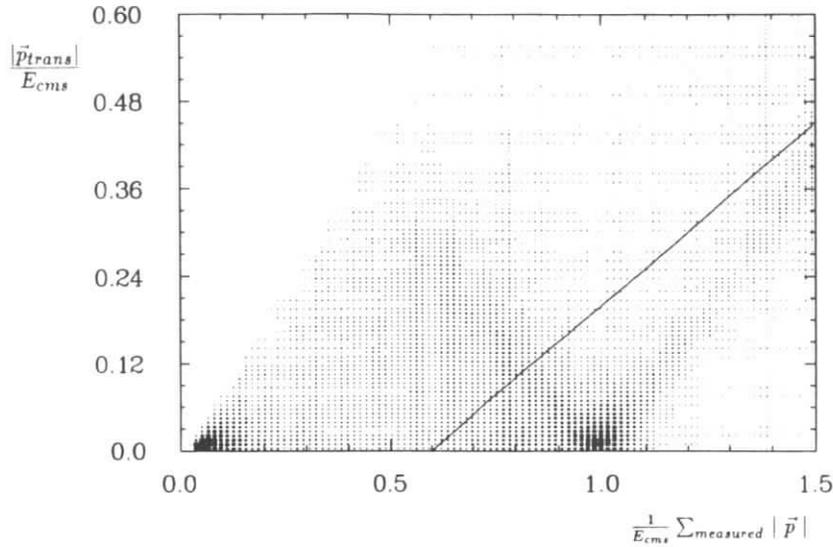


Abbildung 5.15: $\frac{1}{E_{cm_s}} |\vec{p}_{trans}|$ in Abhängigkeit von $\frac{1}{E_{cm_s}} \sum_{measured} |\vec{p}|$ für Daten nach der Vorselektion

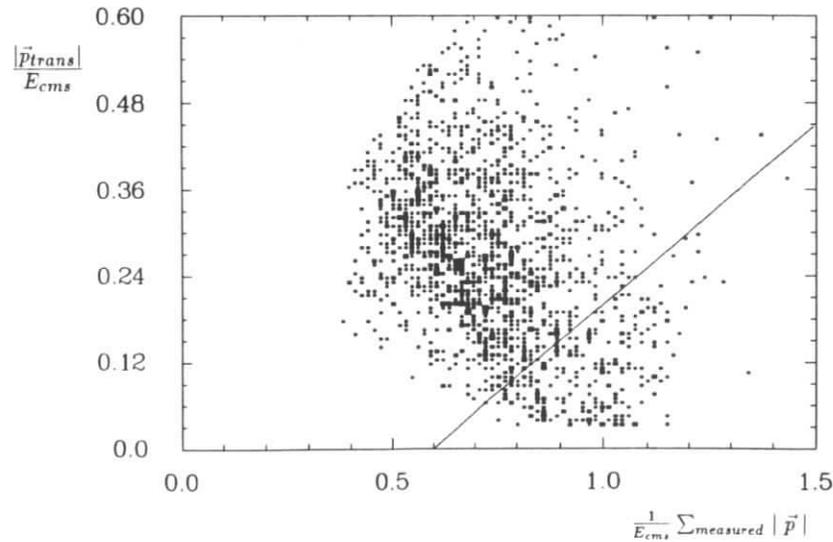


Abbildung 5.16: $\frac{1}{E_{cm_s}} |\vec{p}_{trans}|$ in Abhängigkeit von $\frac{1}{E_{cm_s}} \sum_{measured} |\vec{p}|$ für Daten nach den Schnitten 1, 2 und 3 für das Massenintervall $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$

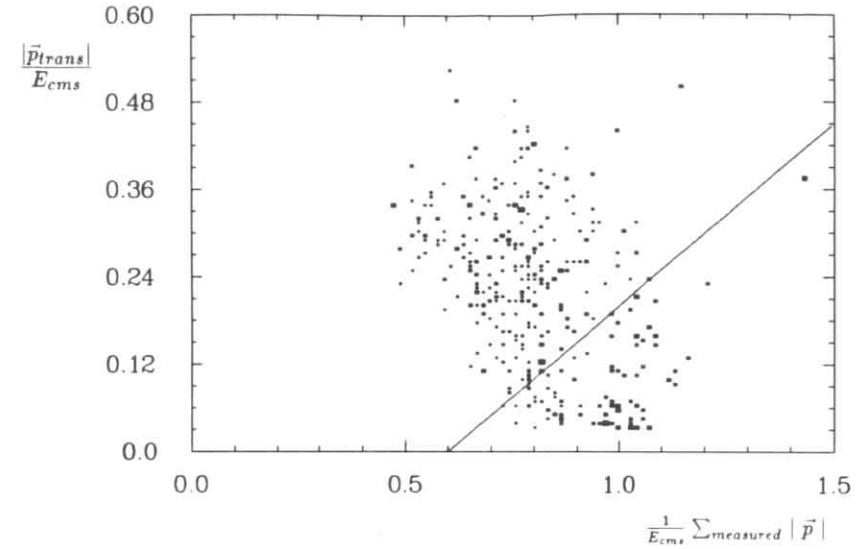


Abbildung 5.17: $\frac{1}{E_{cm_s}} |\vec{p}_{trans}|$ in Abhängigkeit von $\frac{1}{E_{cm_s}} \sum_{measured} |\vec{p}|$ für Daten nach den Schnitten 1, 2 und 3 für das Massenintervall $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$ mit Identifizierung der potentiellen neutrinoartigen Spur als gutes Elektron

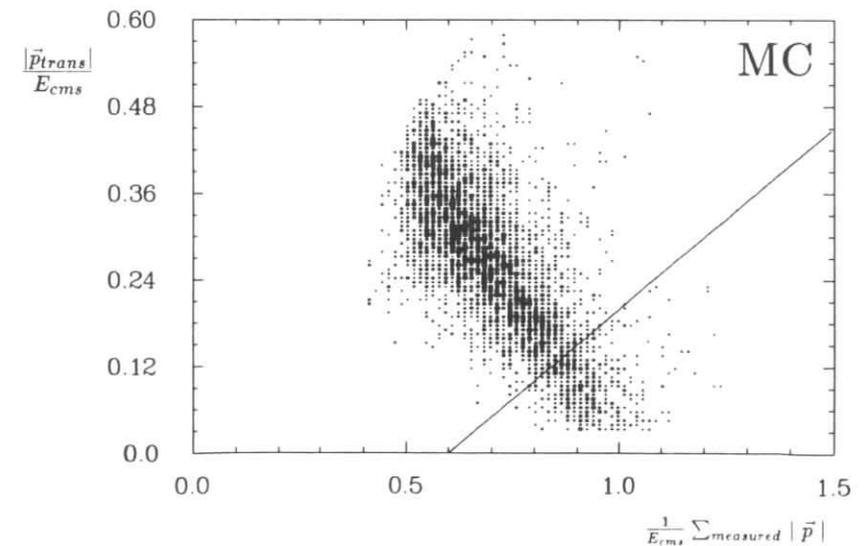


Abbildung 5.18: $\frac{1}{E_{cm_s}} |\vec{p}_{trans}|$ in Abhängigkeit von $\frac{1}{E_{cm_s}} \sum_{measured} |\vec{p}|$ für neutrinoartige Zerfälle nach den Schnitten 1, 2 und 3

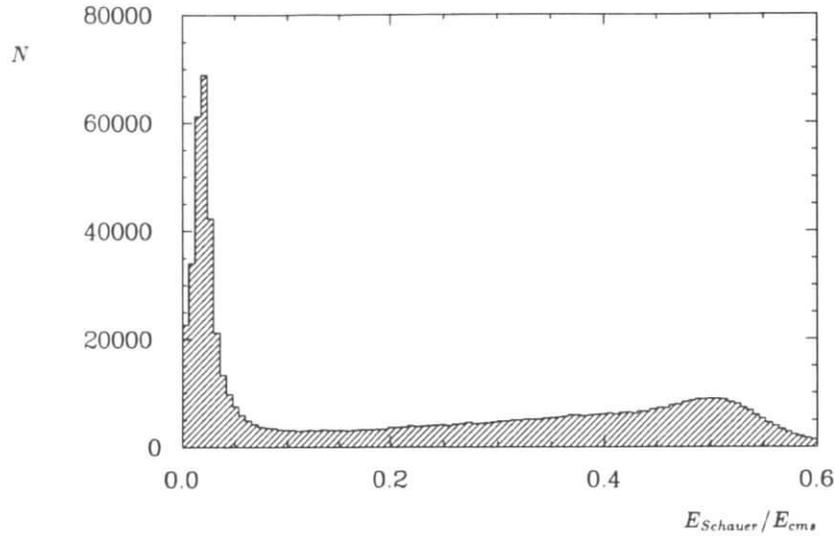


Abbildung 5.19: Schauerenergie der 1-Prong-Spur für Daten nach der Vorselektion

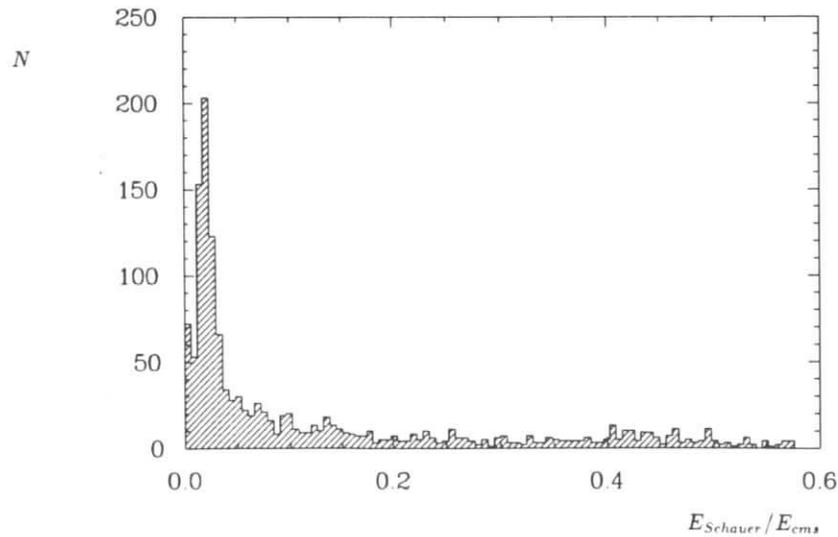


Abbildung 5.20: Schauerenergie der 1-Prong-Spur für Daten nach den Schnitten 1, 2, 3 und 4 für das Massenintervall $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$

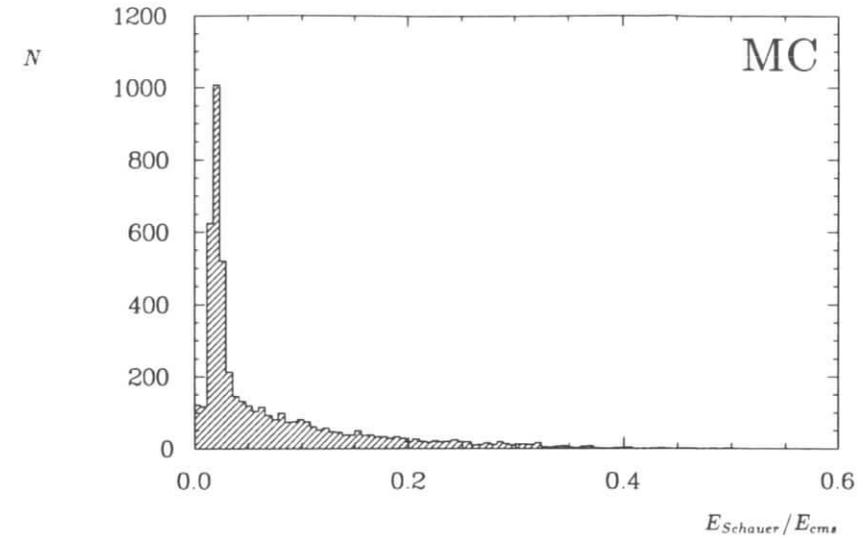


Abbildung 5.21: Schauerenergie der 1-Prong-Spur für neutrinolose τ -Zerfälle nach den Schnitten 1, 2, 3, und 4

6. Schnitt auf den Winkel zwischen beiden Spuren Die bisherigen Schnitte gegen Bhabha-Ereignisse sind, jeder für sich betrachtet, relativ schwach. Ihre Kombination erweist sich jedoch als sehr effizient, wie die Abbildungen 5.22 – 5.24 beweisen, die den Winkel zwischen beiden geladenen Spuren eines Ereignisses zeigen. Vergleicht man die Verteilung nach der Vorselektion (Abb. 5.22) mit der nach den Schnitten 1 – 5 (Abb. 5.23), so wird deutlich, daß die Bhabha-Ereignisse bei großen Winkeln erheblich vermindert wurden. Zusätzlich zu der Akollinearität der 1-Prong-Spur und \vec{p}_{tot} wird in dem hier beschriebenen Schnitt auch eine Akollinearität zwischen beiden geladenen Spuren verlangt, um eine weitere Reduktion des Bhabha-Untergrundes zu erreichen. Es wird eine Akollinearität von mindestens 30° verlangt:

$$\cos(1 - \text{Prong, charged}) > -0.86 \quad (5.14)$$

Dieser Schnitt scheint auf den ersten Blick sehr hart zu sein, da er auch einen relativ großen Teil der gesuchten neutrinolosen τ -Zerfälle verwirft, die aber wegen des starken Überlapps von Bhabha-Ereignissen bei größeren Winkeln für eine saubere Selektion eines Signals unbrauchbar sind. Es hat sich gezeigt, daß kleinere Akollinearitäten zu deutlich schlechteren Signal-Untergrund-Verhältnissen führen.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 751

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 7.1%

7. Schnitt auf die rekonstruierten τ -Masse der 1-Prong-Seite In den bisherigen Schnitten galt die Aufmerksamkeit fast ausschließlich dem Bhabha-Untergrund, der die Trennung zwischen Signal und Untergrund erschwerte. Die Unterdrückung der μ -Paare ergab sich

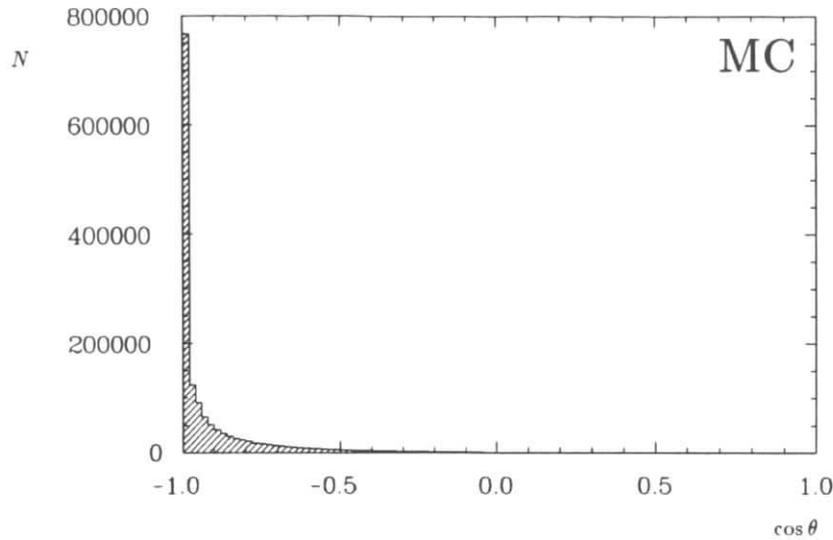


Abbildung 5.22: Winkel zwischen beiden Spuren für Daten nach der Vorselektion

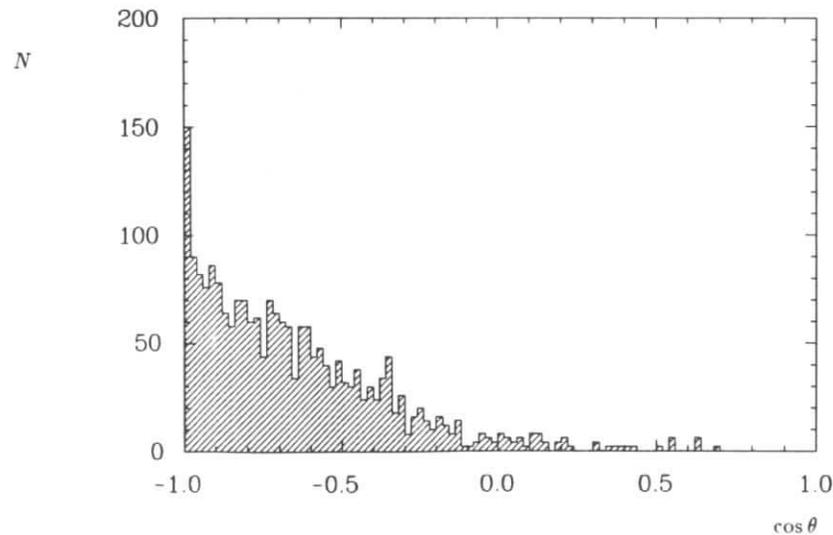


Abbildung 5.23: Winkel zwischen beiden Spuren für Daten nach den Schnitten 1, 2, 3, 4 und 5 für das Massenintervall $1.6 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$

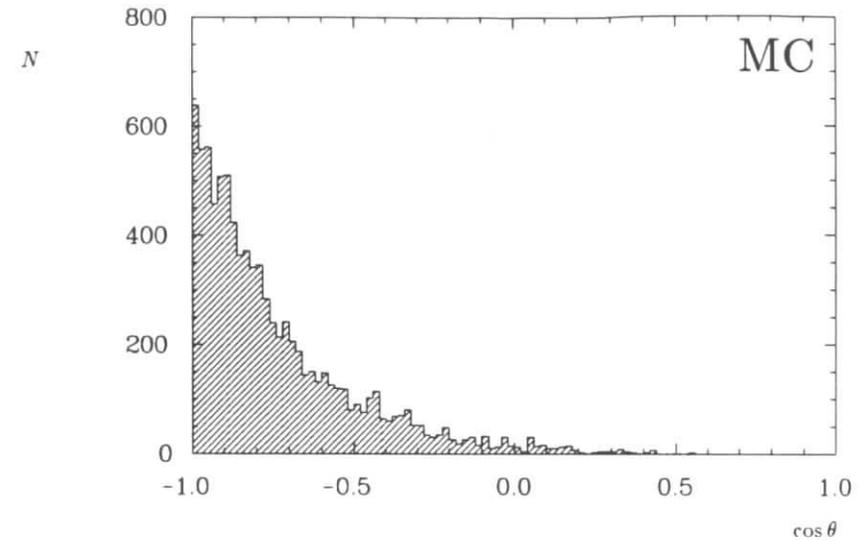


Abbildung 5.24: Winkel zwischen beiden Spuren für neutrinoless τ -Zerfälle nach der Vorselektion

fast automatisch. Bevor die Struktur des Massenspektrums auf ein Signal hin untersucht wird, sollen noch einmal Untergrundstudien durchgeführt werden. Es soll dazu auch hier wieder die in Kapitel 4 (Schnitt 5) eingeführte Methode der Rekonstruktion der τ -Masse verwendet werden. Abb. 5.25 zeigt, daß auch für die neutrinoless Zweispur-Ereignisse das Quadrat der τ -Masse rekonstruiert werden kann. Die Verteilung ist ein wenig breiter als für Vierspur-Ereignisse, was auf die schlechte Impulsauflösung der immer anwesenden Photonen zurückzuführen ist. Vergleicht man diese Verteilung mit den Daten nach den Schnitten 1 – 6 in Abb. 5.27, so erkennt man, daß der typische Untergrund zum großen Teil nicht mit neutrinoless τ -Zerfällen vereinbar ist. Wie in Kapitel 4 beschrieben und durch Untergrund-Datenmengen belegt, besitzen Standard- τ -Zerfälle große und Bhabha-Ereignisse kleine rekonstruierte Massenquadrate, deren Anwesenheit noch immer das Signal stört. Durch den in Kapitel 4 entwickelten Schnitt

$$2 \text{ GeV}^2/c^4 < m_{\tau-1-\text{Prong}}^2 < 7 \text{ GeV}^2/c^4 \quad (5.15)$$

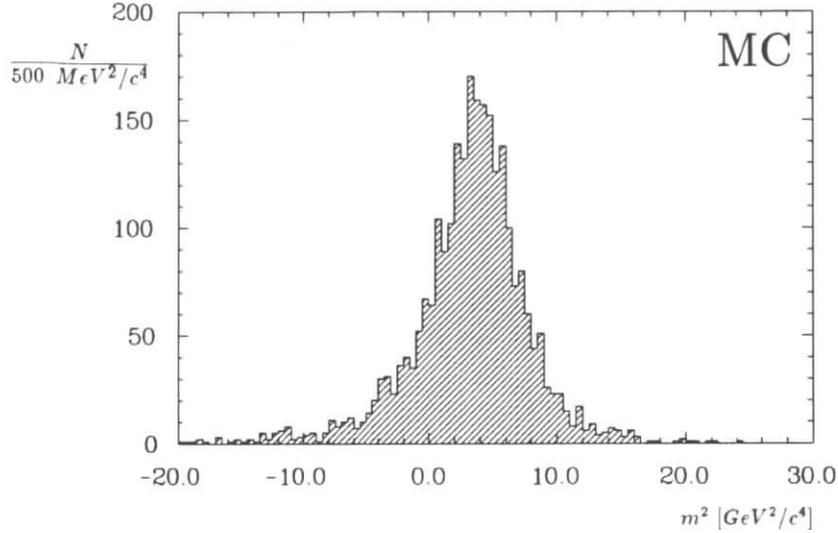
können sie an dieser Stelle nochmals, bei hoher Nachweiswahrscheinlichkeit für das Signal, wirkungsvoll reduziert werden.

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 191

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 4.7%

Die Schnitte 1 bis 7 sind ein guter Kompromiß, einerseits, um den Untergrund wirkungsvoll zu unterdrücken und andererseits, um eine große Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen. Die Suche nach neutrinoless τ -Zerfällen in Gestalt der Kanäle $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$ ist

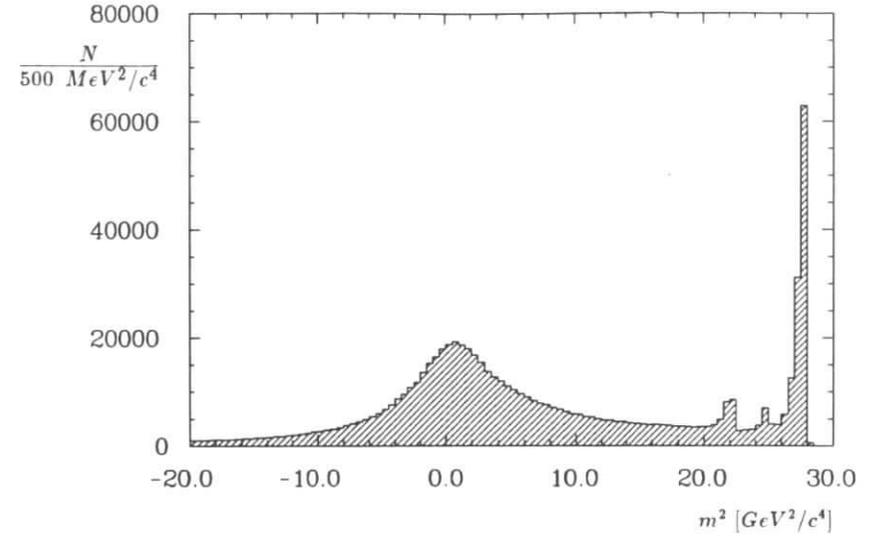
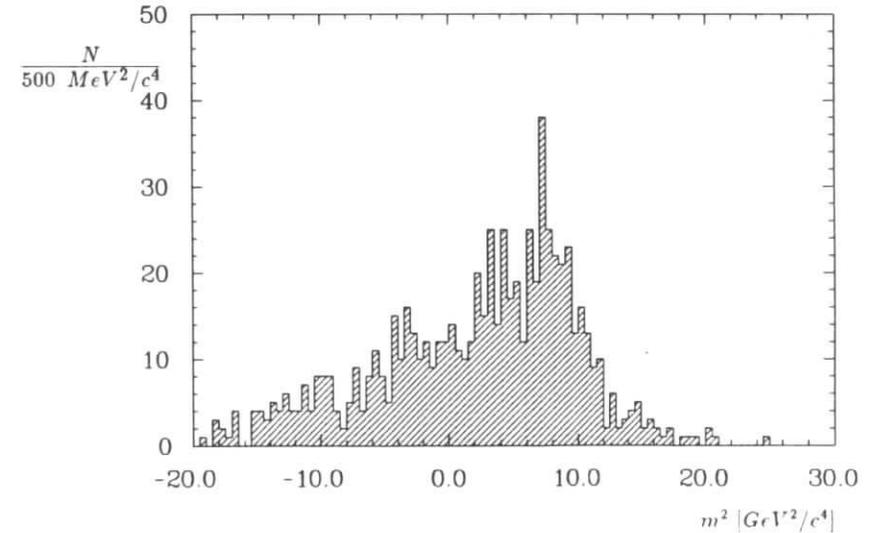
Nr.	Zerfallskanal	Schnitte	Fit	ϵ_{sel} [%]	ϵ_{tot} [%]	N_{seen}	obere Grenze [10^{-5}]
19.	$\tau^- \rightarrow e^- \gamma$	1 - 7	×	2.7	2.6	0	12
20.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$	1 - 7	×	1.8	1.8	0	17

Tabelle 5.2: *Resultate der Selektion*Abbildung 5.25: $m_{\tau-1-Prong}^2$ der neutrinosen τ -Zerfälle nach den Schnitten 1, 2, 3, 4, 5 und 6

auch hier erfolglos geblieben, wie man dem gemeinsamen Massenspektrum in Abb. 5.28 entnimmt. Die beiden übrig bleibenden Ereignisse erfüllen offenbar alle Kriterien der Selektion. Ihre invariante Masse entspricht jedoch nicht einem neutrinosen τ -Zerfall. Die Ergebnisse der Analyse sind ebenfalls in Tabelle 5.3.1 zusammengefasst.

5.4 Die Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$ und $\tau^- \rightarrow e^- \eta$

Dieser Analyse liegt ebenfalls die aus 1011582 bestehende vorselektierte Datenmenge der Zweispur-Ereignisse zugrunde. Das η -Meson wird in dieser Analyse über seinen Zerfall in zwei Photonen, der ein Verzweigungsverhältnis von 39% aufweist [8], nachgewiesen. Der Phasenraum für diesen Zerfall ist wegen der η -Masse von $549 \text{ MeV}/c^2$ [8] größer als beim Zerfall des π^0 -Mesons, so daß beide Photonen mit einem größeren Winkel untereinander aus dem Zerfall hervorgehen und daher fast immer getrennt in den Schauerzählern nachweisbar sind. Abb. 5.29 zeigt die Impulsverteilung der η -Mesonen für zwei nachgewiesene Photonen und schraffiert bei großen η -Impulsen für Zerfälle, deren Photonen zu einem Cluster überlappen. Wie die Verteilung zeigt, ist es bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit nicht

Abbildung 5.26: $m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten nach der VorselektionAbbildung 5.27: $m_{\tau-1-Prong}^2$ der Daten nach den Schnitten 1, 2, 3, 4, 5 und 6 für das Massenintervall $1.6 - 2.2 \text{ GeV}^2/c^2$

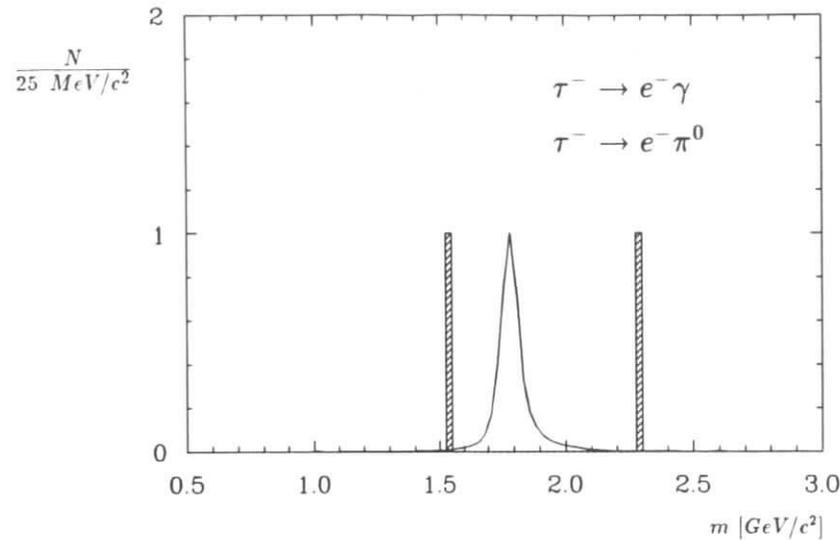


Abbildung 5.28: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ und $\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$ nach den Schnitten 1, 2, 3, 4, 5, 6 und 7 mit Energieanpassung. Das Elektron ist gut identifiziert. Die 1-Prong-Spur ist kein "gut" identifiziertes Elektron (Anti-Bhabha)

lohnenswert, die wenigen single cluster η -Mesonen oberhalb von $3 \text{ GeV}/c$ zu berücksichtigen.

Diese Analyse unterscheidet sich von der vorhergehenden also dadurch, daß die Seite des neutrinolosen τ -Zerfalls jetzt aus zwei Photonen und der geladenen Spur rekonstruiert wird, wobei beide Photonen mit den Eigenschaften eines η -Mesons verträglich sein müssen. Durch die Rekonstruktion des η -Mesons aus zwei Photonen ergibt sich für diese Zerfallskanäle eine so ausgeprägte Signatur gegenüber den diskutierten Untergrundquellen dieses Kapitels, daß daher auf die Schnitte 1 bis 7 verzichtet werden kann.

5.4.1 Die Selektionsschnitte

Im folgenden werden die Anforderungen an Photonen beschrieben, die für die η -Rekonstruktion verwendet werden. Ihre Eigenschaften wie Impuls und Winkelverteilung ergeben sich aus Untersuchungen an den gezeigten Monte-Carlo-Verteilungen.

- Der Mindestimpuls der Photonen soll etwa $200 \text{ MeV}/c$ betragen:

$$\frac{|\vec{p}_{\min}(\gamma)|}{E_{\text{cm}\tau}} > 0.02 \quad (5.16)$$

Die Impulsverteilung der Photonen aus dem η -Zerfall ist für neutrinolose τ -Zerfälle in Abb. 5.30 dargestellt. Die Motivation dieses Schnittes ergibt sich aus einer verbesserten Massenauflösung bei der Rekonstruktion der η -Masse. Außerdem wird die Wahrscheinlichkeit vermindert, daß Bremsstrahlungspotonen, in Abb. 5.2 bei kleinen Impulsen zu sehen,

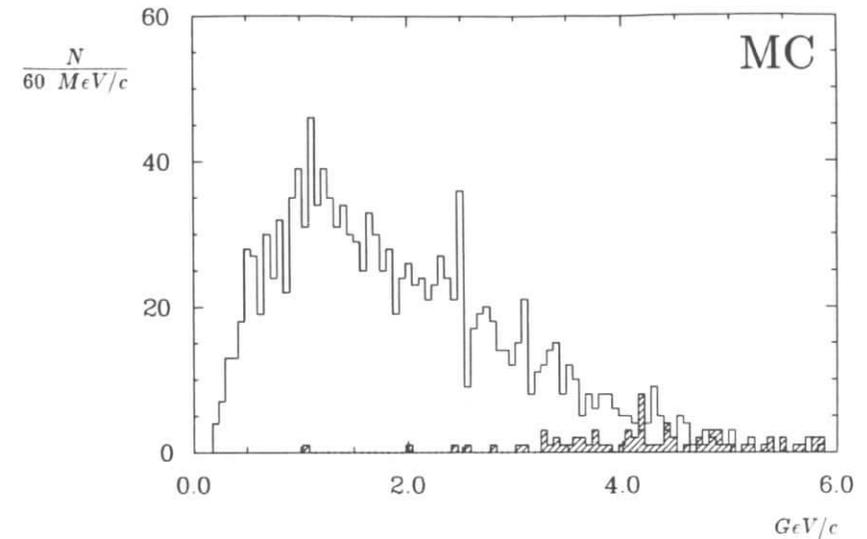


Abbildung 5.29: Impulsverteilung der η -Mesonen mit zwei nachgewiesenen Photonen und (schraffiert) für single cluster η -Mesonen aus neutrinolosen τ -Zerfällen

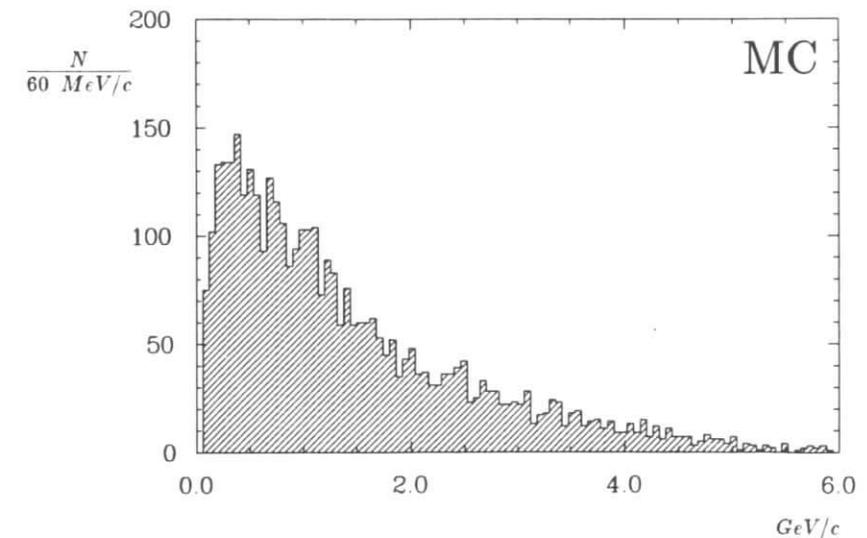


Abbildung 5.30: Impulsverteilung der Photonen aus dem η -Zerfall neutrinoloser τ -Zerfälle

fälschlicherweise η -Mesonen rekonstruieren. Auch wird die Anzahl der möglichen Mehrfachkombinationen (multiple counting) reduziert. In einem weiteren Schnitt werden Mehrfachkombinationen vermieden, indem je Ereignis nur ein rekonstruiertes η -Meson zugelassen wird. Durch den angewendeten Impulsschnitt wird also die Wahrscheinlichkeit erhöht, daß ein rekonstruiertes η -Meson auch tatsächlich eines war und nicht etwa kombinatorischer Untergrund aus Bremsstrahlungsphotonen oder Photonen anderen Ursprungs, wie z.B. aus π^0 -Zerfällen des erlaubten τ -Zerfalls.

Die Winkelverteilung zwischen den Photonen aus dem η -Zerfall und der neutrinolosen Spur (Abb. 5.34) zeigt nicht eine so scharfe Struktur wie für die Kanäle des vorhergehenden Abschnittes. Diese scharfe Ausprägung findet man hier erst zwischen der Flugrichtung des η -Mesons und der neutrinolosen Spur in Abb. 5.36 wieder. Die Anhäufung der Photonen in Abb. 5.34 bei 180° entsteht dadurch, daß durch die Topologie-Bedingung eines Ereignisses manchmal die falsche Spur als neutrinolose Seite gefunden wird. Das kann zum Beispiel dann geschehen, wenn der Gesamtimpuls eines Ereignisses durch ein nicht nachgewiesenes Photon aus einem radiativen Anfangszustand dominiert wird.

- Für die Topologie der für die η -Rekonstruktion verwendeten Photonen bezüglich der neutrinolosen Spur soll gelten:

$$\boxed{\cos(\angle \text{Photon, charged}) > 0.3.} \quad (5.17)$$

Nachdem die Eigenschaften der Photonen charakterisiert wurden, sollen jeweils zwei Photonen gesucht werden, deren invariante Masse mit einem η -Meson verträglich sind. Abb. 5.31 und Abb. 5.32 zeigen die Verteilung der invarianten Masse jeweils zweier Photonen, die den obigen Anforderungen genügen, für Daten und für neutrinolose τ -Zerfälle. Abb. 5.33 zeigt die invariante Masse der Photonen, die aus dem η -Zerfall stammen. Um die η -Massenauflösung zu verbessern, die durch die Energieauflösung der Photonen dominiert wird, wird ein Massen-anpassungsverfahren verwendet, das die Energie und den Impuls der Photonen entsprechend einer Fehlermatrix wichtet und der folgenden Zwangsbedingung anpaßt, wenn die invariante Masse der Photonen nicht mehr als $150 \text{ MeV}/c^2$ von der nominellen η -Masse abweicht:

$$\sqrt{E^2 - p^2} = m(\eta)$$

- Ein Ereignis wird nur dann akzeptiert, wenn genau ein η -Meson aus zwei Photonen rekonstruiert werden kann.

Die Winkelverteilung der rekonstruierten η -Mesonen bezüglich der neutrinolosen Spur kann in den Abbildungen 5.35 und 5.36 untersucht werden.

- Folgende Bedingung kann ohne Beeinträchtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit für den Winkel gefordert werden:

$$\boxed{0.5 < \cos(\angle \eta, \text{charged}) < 0.9} \quad (5.18)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 7540

Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 10.5%

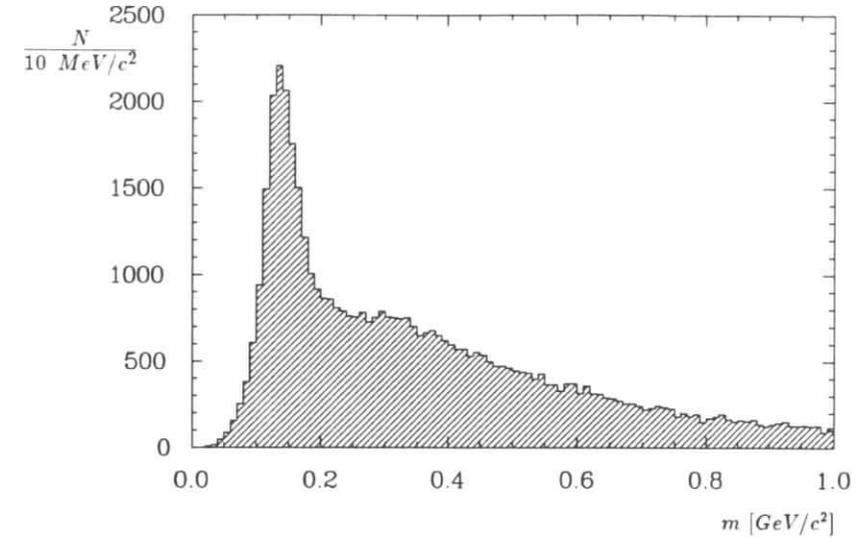


Abbildung 5.31: Invariante Masse zweier Photonen in den Daten nach der Vorselektion

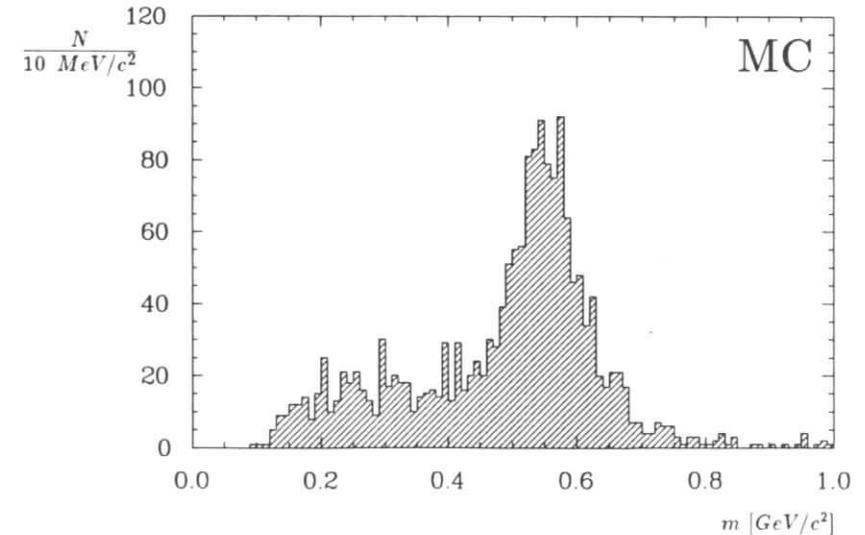


Abbildung 5.32: Invariante Masse zweier Photonen neutrinoloser τ -Zerfälle

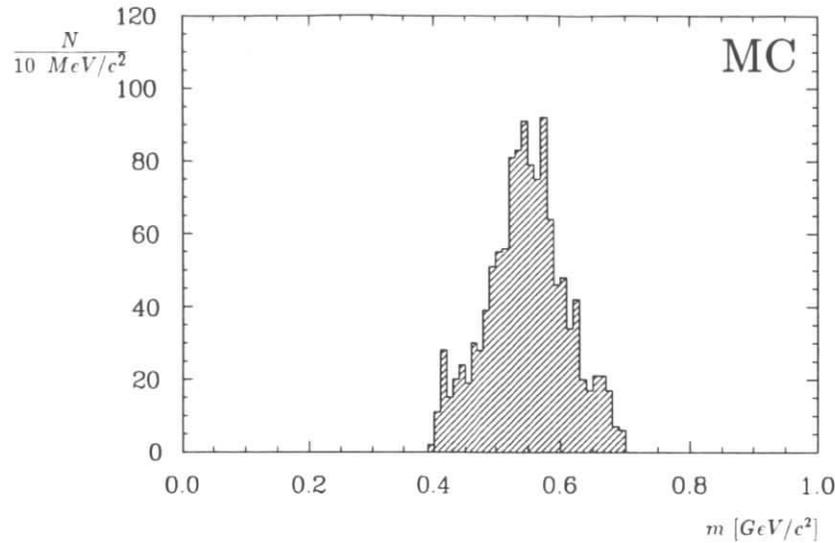


Abbildung 5.33: Invariante Masse der Photonen aus dem η -Zerfall für neutrinoless τ -Zerfälle

- Um die Massenaufösung bei der Berechnung der invarianten Masse der neutrinolessen Seite zu verbessern, wird verlangt, daß das η -Meson mindestens einen Impuls von etwa $1 \text{ GeV}/c$ besitzt.

$$\frac{|\vec{p}_\eta|}{E_{cms}} > 0.01 \quad (5.19)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 6569
Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 10.0%

Die Abbildungen 5.37 und 5.38 zeigen die η -Impulse für Daten bzw. für neutrinoless τ -Zerfälle nach der η -Rekonstruktion. Auch dieser Schnitt hat eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit.

- Die Gesamtenergie vom rekonstruierten η -Meson und der neutrinolessen Spur soll auch hier innerhalb von drei Standardabweichungen mit der Strahlenergie übereinstimmen:

$$|E_{\eta, \text{charged}} - E_{\text{Strahl}}| < 3\sigma_E \quad (5.20)$$

Anzahl der noch verbleibenden Ereignisse: 2089
Allgemeine Selektionswahrscheinlichkeit: 8.1%

Für den Kanal $\tau^- \rightarrow e^- \eta$ werden Ereignisse mit einer als gutes Elektron identifizierten 1-Prong-Spur und für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$ solche mit einer als gutes Myon identifizierten 1-Prong-Spur verworfen, um den Untergrund aus Bhabha- und μ -Paar-Ereignissen zu reduzieren. Diese Selektionskriterien werden nach der Lepton-Identifizierung nur von 7 Ereignissen für den Kanal $\tau^- \rightarrow e^- \eta$ und von 5 Ereignissen für den Kanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$ erfüllt.

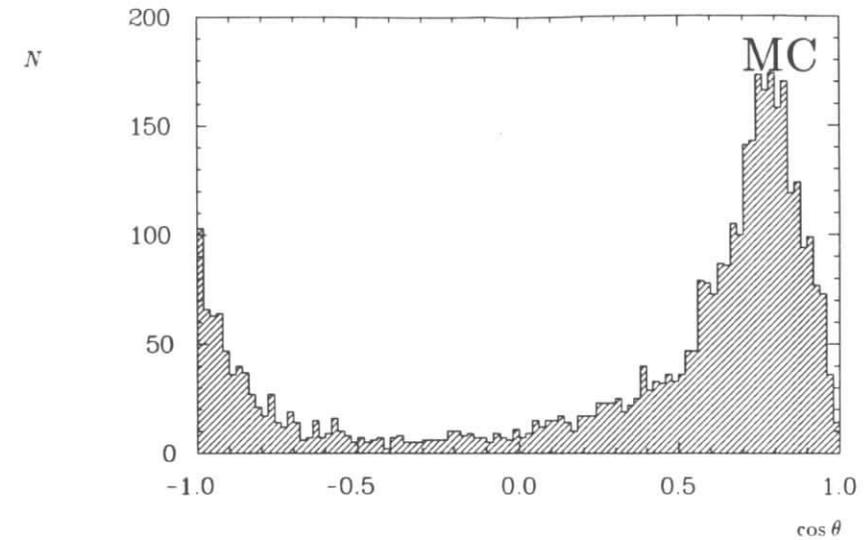


Abbildung 5.34: Winkelverteilung zwischen den Photonen aus dem η -Zerfall und der neutrinolessen Spur für neutrinoless τ -Zerfälle

Nr.	Zerfallskanal	Schnitte	Fit	$\epsilon_{\text{sel}}[\%]$	$\epsilon_{\text{tot}}[\%]$	N_{seen}	obere Grenze $[10^{-5}]$
23.	$\tau^- \rightarrow e^- \eta$	s. Text	×	5.0	4.9	0	6.3
24.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$	s. Text	×	4.5	4.2	0	7.3

Tabelle 5.3: Resultate der Selektion

Allerdings liegt ihre invariante Masse außerhalb der erwarteten Massenaufösung der neutrinolessen τ -Zerfälle. Die Abbildungen 5.39 und 5.40 zeigen die Massenspektren nach der Energieanpassung. Die Resultate sind in Tabelle 5.4.1 aufgeführt.

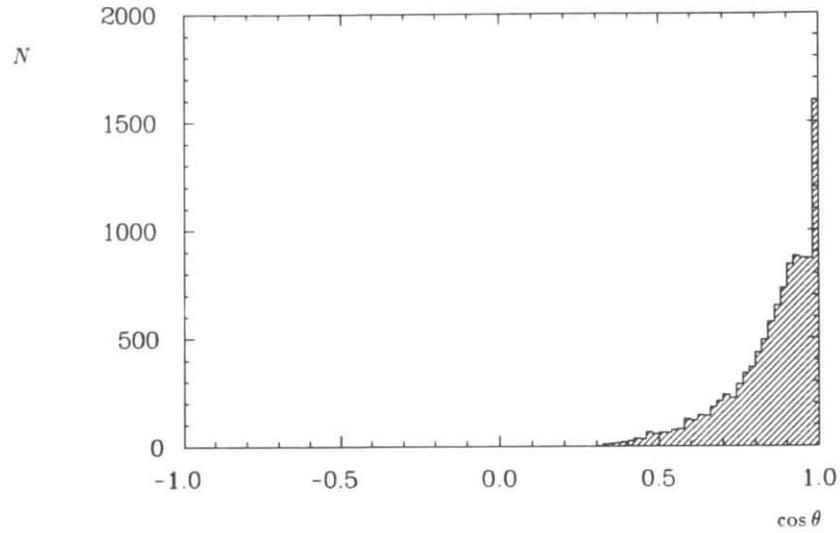


Abbildung 5.35: Winkel zwischen dem rekonstruierten η -Meson und der potentiellen neutrinolosen Spur für Daten nach der Vorselektion

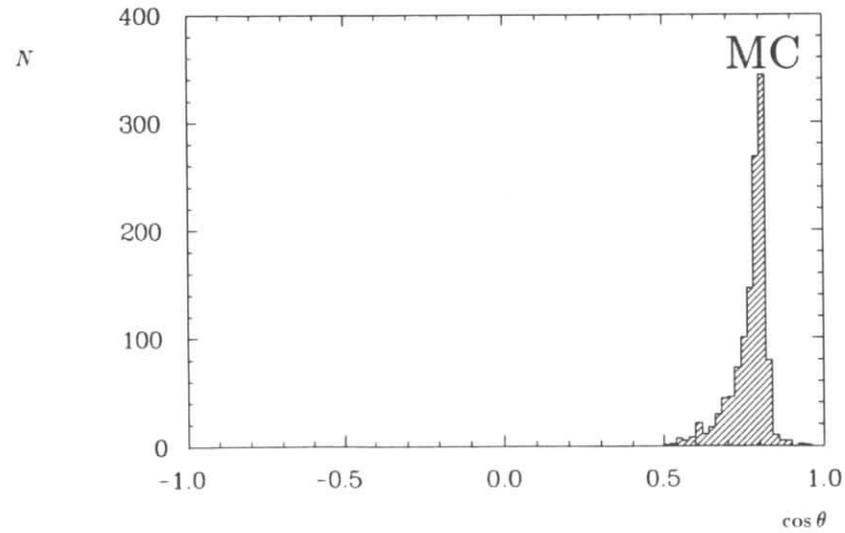


Abbildung 5.36: Winkel zwischen η -Meson und der neutrinolosen Spur für neutrinolose τ -Zerfälle

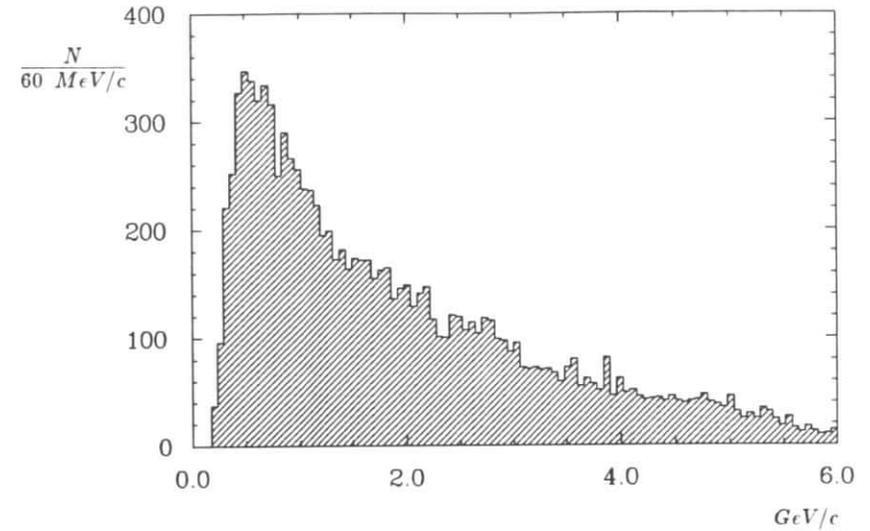


Abbildung 5.37: η -Impuls für Daten nach der η -Rekonstruktion

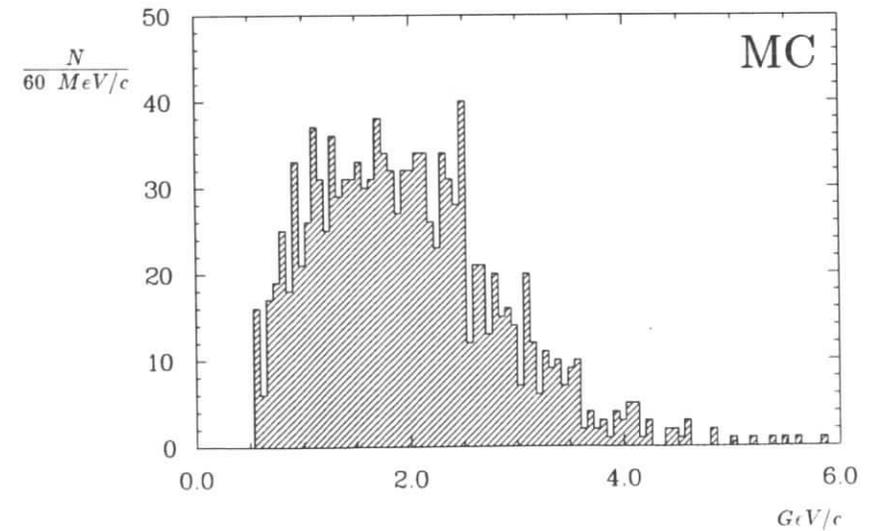


Abbildung 5.38: η -Impuls für neutrinolose τ -Zerfälle nach der η -Rekonstruktion

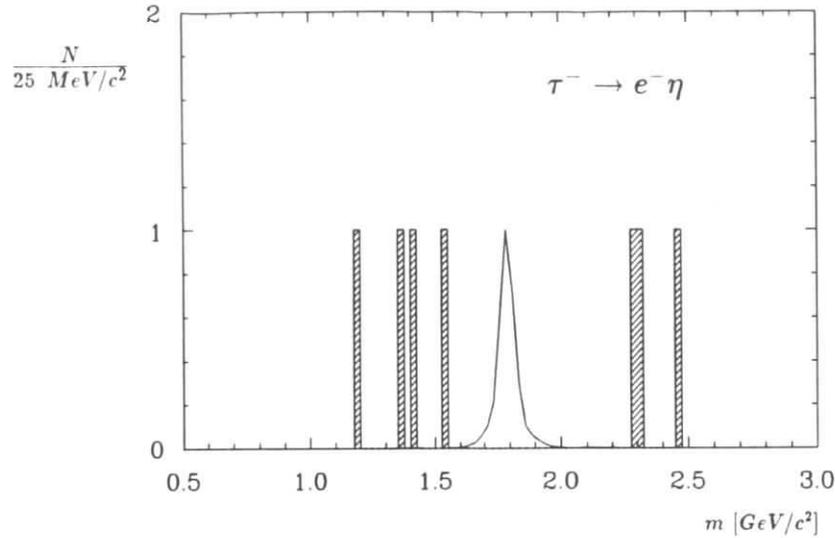


Abbildung 5.39: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow e^- \eta$ mit Energieanpassung; das Elektron ist gut identifiziert, wobei die 1-Prong-Spur aber nicht als gutes Elektron identifiziert wurde.

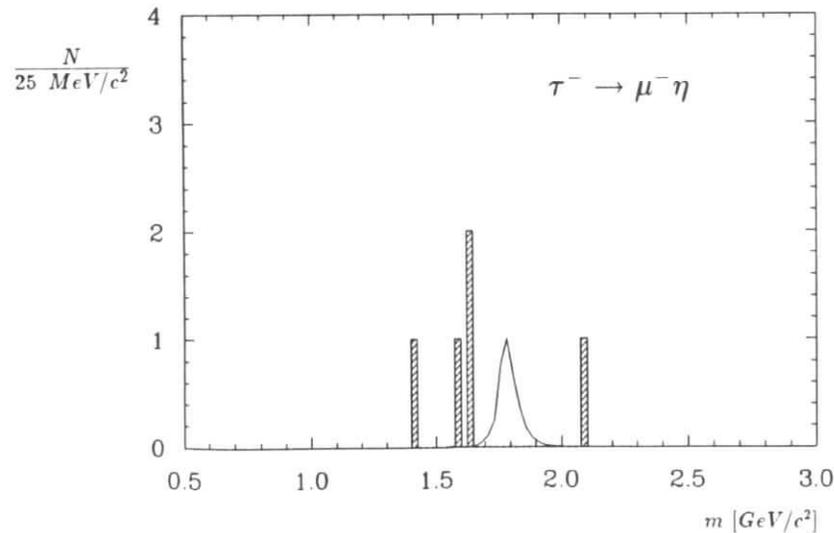


Abbildung 5.40: Invariante Masse für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$ mit Energieanpassung; das Myon ist gut identifiziert, wobei die 1-Prong-Spur aber nicht als gutes Myon identifiziert wurde.

Kapitel 6

Baryonen- und Leptonzahlverletzung in den neutrinolosen Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p} \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$

Im Rahmen der großen Vereinigungstheorien wird nicht nur Leptonflavorverletzung, sondern auch Baryonen- und Leptonzahlverletzung [53] vorausgesagt. Eine Darlegung dieser Theorien würde über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen. Gut lesbare Darstellungen finden sich in den Referenzen [54,55,56]. Eine zentrale Rolle in diesen Theorien spielt die Erhaltung oder Verletzung der Differenz zwischen der Baryonen- und Leptonzahl $B-L$. Die Zerfälle $\tau^- \rightarrow \bar{p} \gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ sowie deren ladungskonjugierte Prozesse, die hier ebenfalls untersucht werden, verletzen zwar die Lepton- und Baryonenzahl, erhalten aber die Differenz $B-L$.

6.1 Die Selektionsschnitte

Es werden hier die gleichen vorselektierten Daten wie in Kapitel 5 verwendet. Auch werden die Schnitte 1 bis 7 übernommen, da hier ähnliche Untergrundbedingungen herrschen. Der Untergrund aus μ -Paar- und Bhabha-Ereignissen ist zwar einerseits durch die Proton-Identifizierung reduziert, andererseits aber werden diese bei kleinen invarianten Massen dominierenden Untergrundbeiträge durch die Zuweisung der Proton-Masse in die Signalregion verschoben, was auch hier die Anwendung der Schnitte 1 – 7 rechtfertigt. Aus leptonischen τ -Zerfällen ist kein bedeutender Untergrund wie in Kapitel 4 zu erwarten, denn Ereignisse, deren neutrinolose Spur neben der Proton-Hypothese auch eine gut identifizierte Elektron- oder Myon-Hypothese aufweisen, werden verworfen. Andererseits ist hier aber der semileptonische τ -Zerfall

$$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau,$$

der über die ρ -Resonanz mit einem Verzweungsverhältnis von 23% abläuft, nach Anwendung der Schnitte 1 – 7 die wesentliche Untergrundquelle, da das ρ -Spektrum bei Fehlidentifizierung des Pions als Proton gerade genau in den Bereich der τ -Masse verschoben wird.

Abb. 6.1 zeigt die Öffnungswinkelverteilung zwischen Photonen und Protonen aus neutrinolosen τ -Zerfällen. Für das Photon wird wieder ein Mindestimpuls von etwa $1 \text{ GeV}/c$ gefordert, so daß ein Photon auch hier immer als *single cluster* π^0 -Meson behandelt wird. Da der Phasenraum für die hier untersuchten Kanäle kleiner ist als für die Kanäle von Kapitel 5, die Zerfallsprodukte also einen kleineren Impuls aus dem τ -Zerfall erhalten, ergibt sich auch

ein kleinerer minimaler Öffnungswinkel zwischen dem Proton und dem neutralen Teilchen aus dem neutrinosen τ -Zerfall. An die Öffnungswinkelverteilung wird folgende Bedingung gestellt:

$$0.6 < \cos(\angle \gamma, \text{charged}) < 0.98 \quad (6.1)$$

Es wird auf der neutrinosen Seite ebenfalls die volle Rekonstruktion der Strahlenergie verlangt, bevor die Energieanpassung durchgeführt wird:

$$|E_{\text{Proton},\gamma} - E_{\text{Strahl}}| < 3\sigma_E \quad (6.2)$$

Nach diesen Schnitten ergibt sich das mit Fehlerbalken dargestellte Massenspektrum von Abb. 6.2. Es ist zusammen mit der aus dem Monte-Carlo bestimmten Auflösungsfunktion gezeigt. In dem 2σ entsprechenden Massenintervall $1.7 - 1.9 \text{ GeV}/c^2$ befinden sich noch 59 Ereignisse. Bevor obere Grenzen für die Verzweungsverhältnisse bestimmt werden, soll der Untergrund-Anteil ermittelt werden. Nach obiger Vermutung über die mögliche Untergrundquelle geschieht dies durch Anwendung der gleichen Selektionsschnitte auf einen τ -Monte-Carlo-Datensatz. Es stehen 594 002 τ -Paare zur Verfügung. Das resultierende Massenspektrum ist ebenfalls in Abb. 6.2 als schraffiertes Histogramm gezeigt. Die Abbildung beweist, daß das ρ -Spektrum durch die Proton-Identifizierung in die Signalregion verschoben wird und mit der Verteilung der Daten gut übereinstimmt. Es werden 72 Ereignisse aus Standard- τ -Zerfällen zwischen 1.7 und $1.9 \text{ GeV}/c^2$ in der Signalregion gefunden, die, wenn man sie auf die 374 351 τ -Paare in den Daten skaliert, 45 Untergrund-Ereignissen entsprechen. Mit diesem Untergrundanteil werden vorläufige obere Grenzen bestimmt. Sie sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Aufmerksamkeit gilt in der weiteren Analyse der Unterdrückung des ρ -Spektrums.

8. Schnitt auf den Impuls des Protons Eine Trennung zwischen den gesuchten Zerfällen und dem ρ -Untergrund ergibt sich aus der Impulsverteilung der als Proton identifizierten neutrinosen Spur in Abhängigkeit von der invarianten Masse der neutrinosen Seite. Die Abbildungen 6.3 bis 6.5 zeigen die Verteilungen für Daten, für ρ -Zerfälle aus Standard- τ -Ereignissen und für neutrinosen τ -Zerfälle. Für die ρ -Zerfälle (Abb. 6.4) ist wie in den Daten (Abb. 6.3) eine Korrelation zu erkennen. Für die neutrinosen τ -Zerfällen ist das nicht der Fall. Ereignisse unterhalb der Geraden

$$\frac{|\vec{p}_{\text{Proton}}|}{E_{\text{cms}}} > -0.22 \cdot m_{\text{Proton},\gamma} + 0.66 \quad (6.3)$$

werden verworfen, wodurch sich die bestmögliche Anreicherung der gesuchten Ereignisse gegenüber dem Untergrund ergibt.

9. Schnitt auf das normierte Likelihood der Protonen Zusätzlich zum vorhergehenden Schnitt kann eine Trennung erzielt werden, wenn man die normierten Likelihoods der neutrinosen Spuren für die verschiedenen Ereignisklassen betrachtet. In Abb. 6.6 ist das Proton-Likelihood der neutrinosen Spur für Daten gezeigt. Man erkennt, daß die Daten die Proton-Hypothese überwiegend nur mit einem Likelihood unter 20%, die Pion-Hypothese in Abb. 6.7 hingegen aber mit einem viel höheren Likelihood erfüllen. Vergleicht man diese Eigenschaft mit den Likelihood-Verteilungen in den Abbildungen 6.8 und 6.9 für Standard- τ -Zerfälle, so findet man auch auf diese Weise eine Übereinstimmung zwischen den Daten und

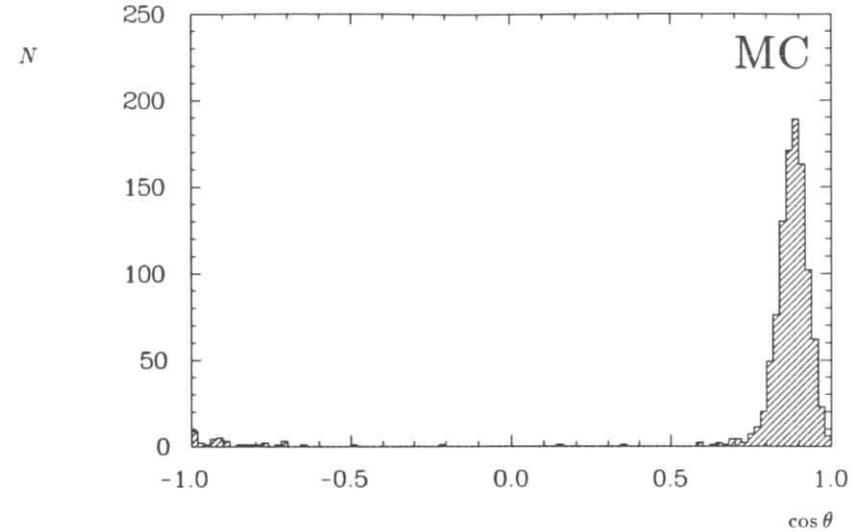


Abbildung 6.1: Öffnungswinkelverteilung zwischen Photon und Proton aus dem neutrinosen τ -Zerfall

Nr.	Zerfallskanal	Schnitte	Fit	$\epsilon_{\text{sel}}[\%]$	$\epsilon_{\text{tot}}[\%]$	N_{seen}	obere Grenze [10^{-5}]
25.	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$	1 - 7	×	2.5	2.4	59	140
25.	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$	1 - 9	×	1.1	1.0	0	29.0
26.	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$	1 - 7	×	1.6	1.5	59	224
26.	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$	1 - 9	×	0.5	0.5	0	65.5

Tabelle 6.1: Resultate für die hadronischen Zerfallskanäle

dem dominierenden ρ -Untergrund. Die Abbildungen 6.10 und 6.11 zeigen die entsprechenden Verteilungen für die hier gesuchten neutrinosen τ -Zerfälle. Die Protonen aus neutrinosen τ -Zerfällen erhalten, verglichen mit Pionen, im Mittel kleinere Likelihoods, da der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Pionen in einem Ereignis das fünffache Gewicht gegeben wurde (s. Kapitel 3). Durch einen Schnitt in dem normierten Proton-Likelihood bei 20% kann eine weitere Trennung zwischen Signal und Untergrund erreicht werden:

$$Lh_{\text{Proton}} > 20\% \quad (6.4)$$

Nach Anwendung der Schnitte 8 und 9 verbleibt kein Ereignis in der Signalregion, wie man der Abb. 6.12 entnimmt. Es können also auch hier nur obere Grenzen angegeben werden, die wesentlich kleiner als nach den Schnitten 1 bis 7 ausfallen. Die Resultate sind in Tabelle 6.1 gegenübergestellt.

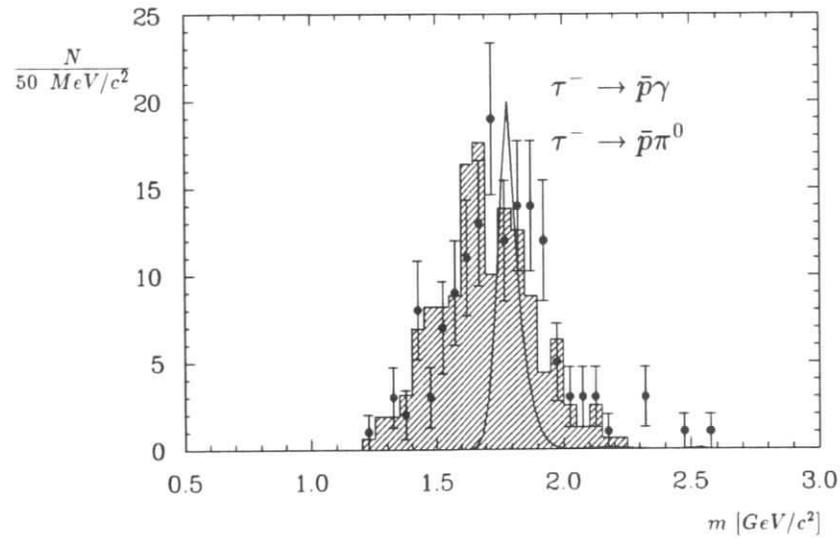


Abbildung 6.2: Invariante Masse für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ mit Energieanpassung nach den Schnitten 1 bis 7 für Daten (mit Fehlerbalken), Standard- τ -Zerfälle eines auf die Daten skalierten MC-Datensatzes (schraffiertes Histogramm) und erwartete Auflösungsfunktion für neutrinoless τ -Zerfälle.

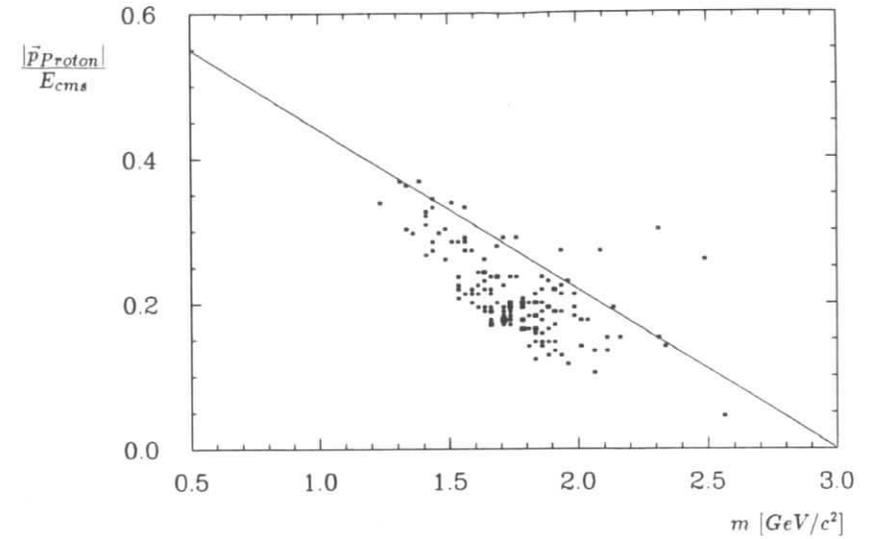


Abbildung 6.3: Proton-Impuls in Abhängigkeit von der invarianten Masse der neutrinolessen Seite für Daten

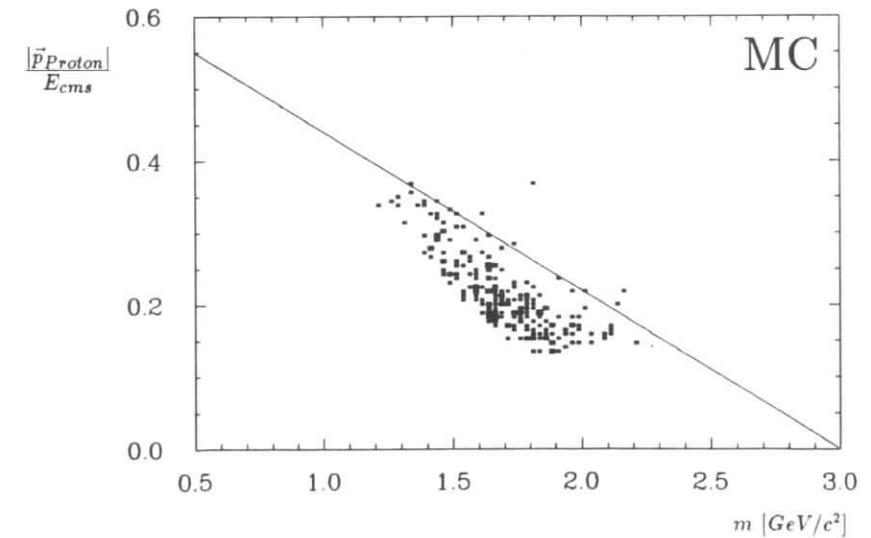


Abbildung 6.4: Proton-Impuls in Abhängigkeit von der invarianten Masse der neutrinolessen Seite für Standard- τ -Zerfälle

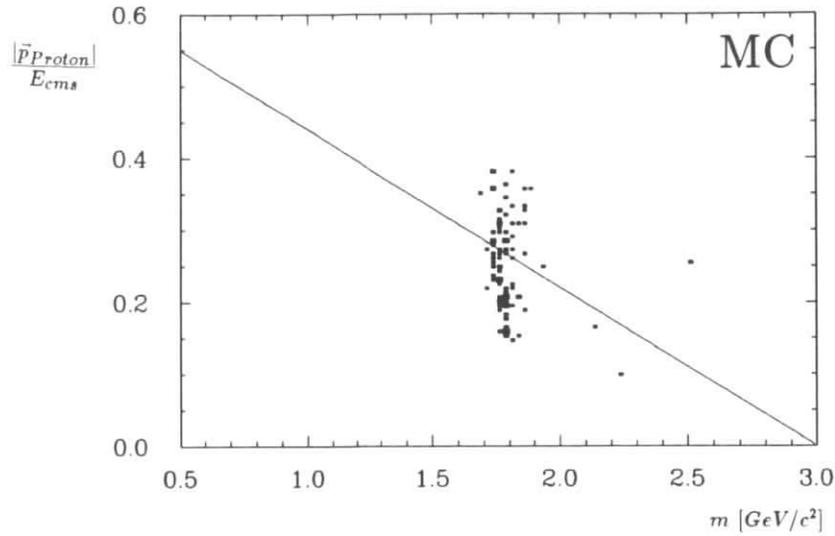


Abbildung 6.5: Proton-Impuls in Abhängigkeit von der invarianten Masse der neutrinosen Seite für neutrinosen τ -Zerfälle

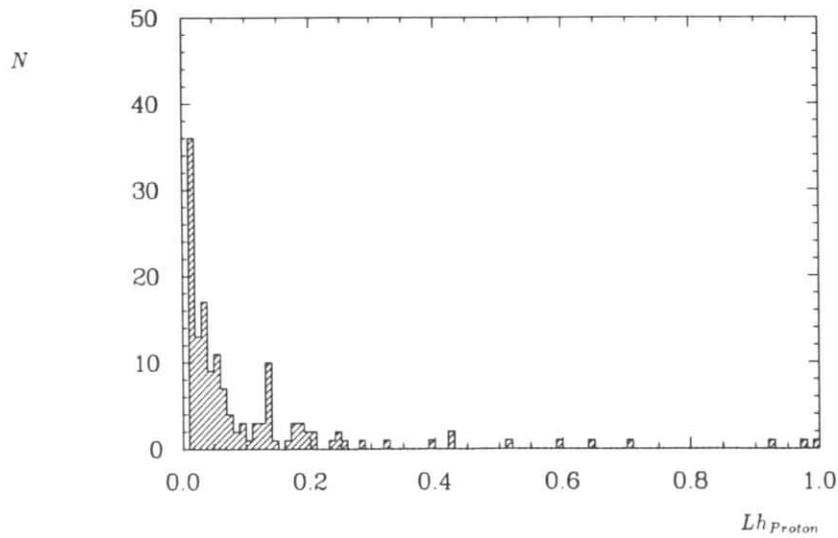


Abbildung 6.6: Lh_{Proton} für Daten nach den Schnitten 1 - 7

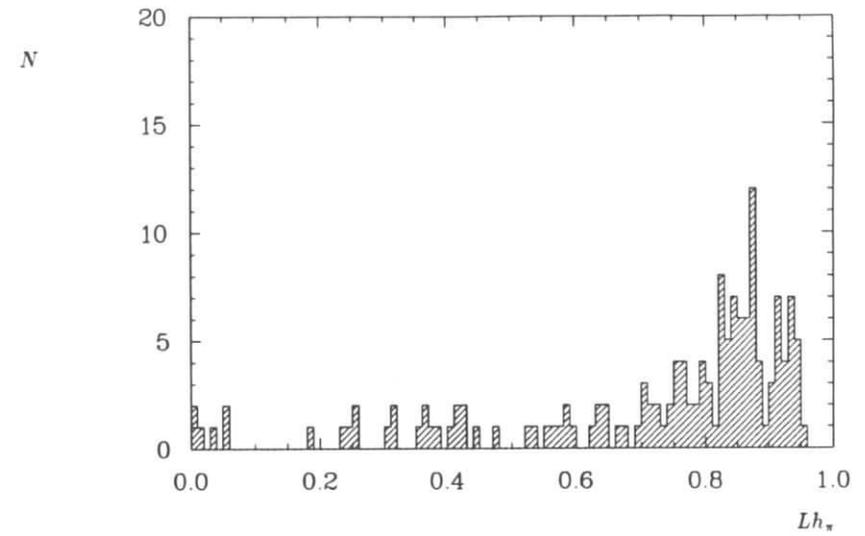


Abbildung 6.7: Lh_{ν} für Daten nach den Schnitten 1 - 7

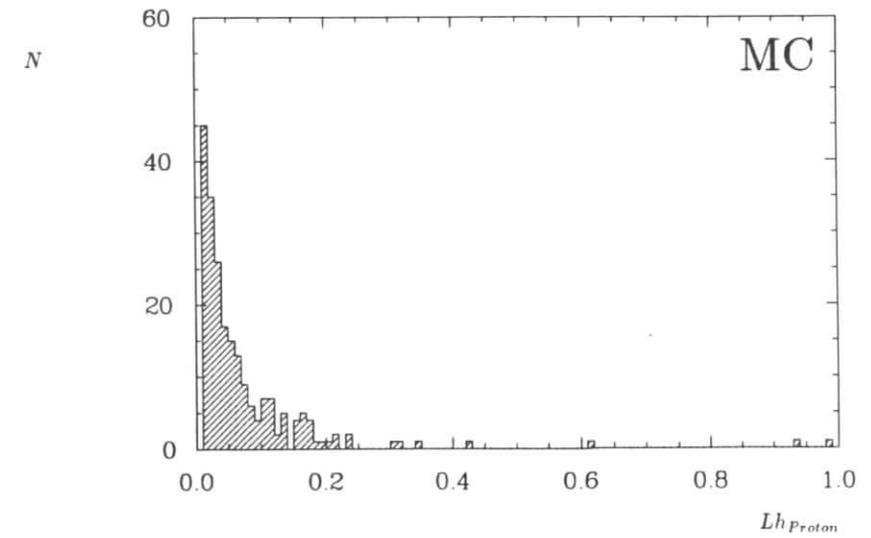
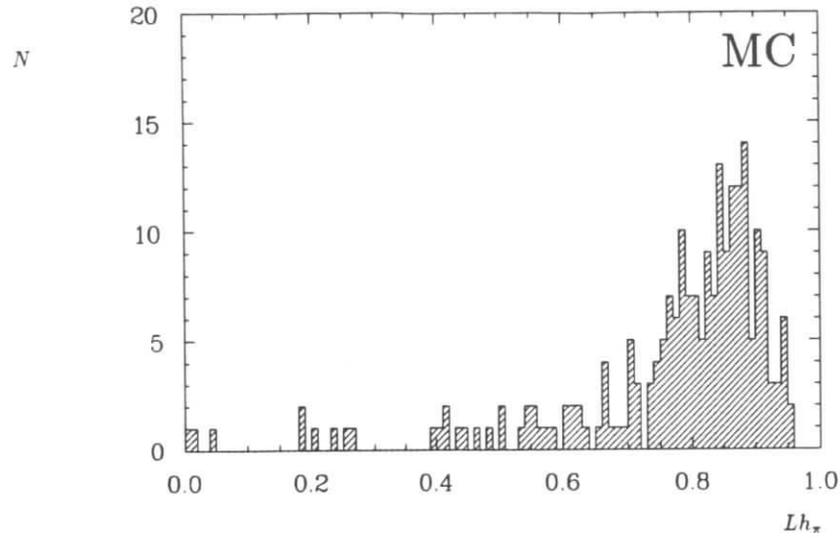
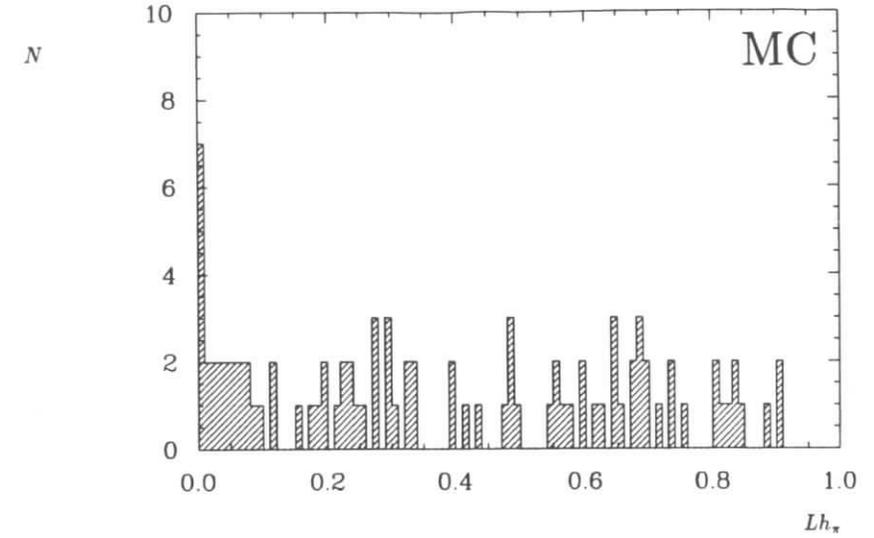
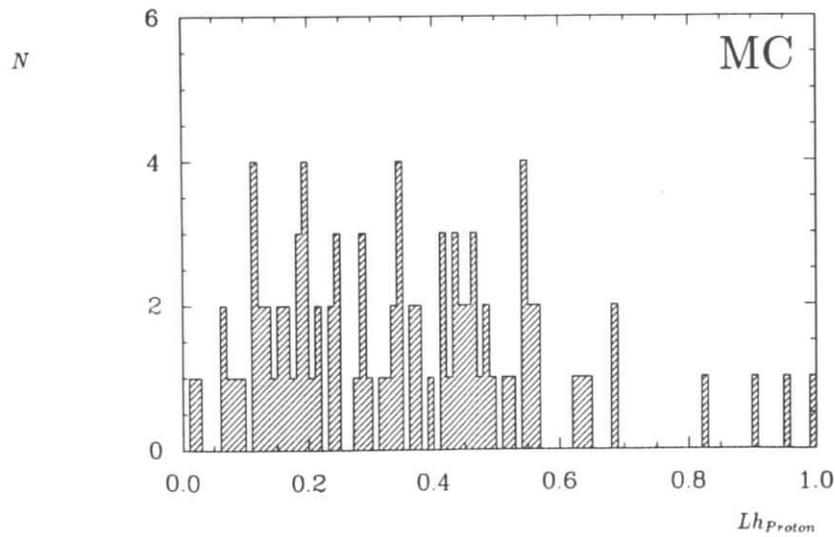
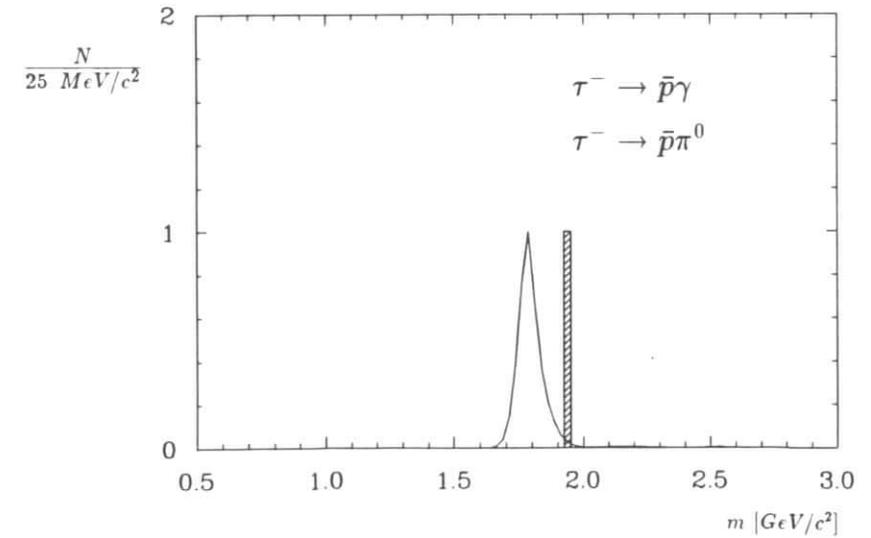


Abbildung 6.8: Lh_{Proton} für τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 - 7

Abbildung 6.9: Lh_π für τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 - 7Abbildung 6.11: Lh_π für neutrinoless τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 - 7Abbildung 6.10: Lh_{Proton} für neutrinoless τ -Zerfälle nach den Schnitten 1 - 7Abbildung 6.12: Invariante Masse für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ mit Energieanpassung für Daten nach den Schnitten 1 bis 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Suche nach insgesamt 26 neutrinolosen Zerfallskanälen des τ -Leptons beschrieben. Die Daten wurden mit dem ARGUS-Detektor aufgezeichnet. Nahezu 400 000 τ -Paar-Ereignisse standen für die Analyse zur Verfügung. Nicht nur leptonflavor- sondern auch leptonzahlverletzende Zerfälle wurden betrachtet. Erstmals wurden auch Lepton-Baryon Übergänge in die Analyse einbezogen. Hinweise für die Existenz dieser neutrinolosen τ -Zerfälle wurden nicht gefunden. Die daraus resultierenden oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse stellen eine erhebliche Verbesserung gegenüber bisherigen Ergebnissen dar, wie Tabelle 6.2 zeigt. Fast alle oberen Grenzen liegen im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-4} . Sie sind deutlich kleiner als das kleinste bislang bekannte Verzweigungsverhältnis des τ -Leptons von $(5.1 \pm 2.2) \cdot 10^{-4}$ für den Zerfall $\tau^- \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^- \pi^0 \nu_\tau$ [8]. Die Resultate sind mit der Hypothese des Standardmodells, daß das τ -Lepton und sein Neutrino sequentielle Leptonen mit einem ihnen eigenen erhaltenen Leptonflavor sind, in Übereinstimmung.

Von ausschlaggebender Bedeutung für die erreichte Sensitivität sind die hervorragenden Detektoreigenschaften des ARGUS-Detektor. Er zeichnet sich durch eine fast vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkelbereiches und durch eine gute Leptonidentifizierung aus. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Teilchen ist schon für geringe Photonenergien sehr hoch, wodurch eine nahezu vollständige Rekonstruktion von Ereignissen ermöglicht wird. Aufgrund dieser Detektoreigenschaften konnten wirkungsvolle Schnitte zur Reduktion des Untergrundes und zur Selektion der Ereignisse angewendet werden.

Die Tatsache, daß τ -Leptonen in der e^+e^- -Vernichtung paarweise erzeugt werden, bildet eine wesentliche Grundlage der Datenanalyse. Diese τ -Paar-Ereignisse werden daraufhin untersucht, ob einer der τ -Zerfälle mit den Eigenschaften eines der gesuchten neutrinolosen Zerfallskanäle verträglich ist. Das andere τ -Lepton soll dabei in einen erlaubten Endzustand mit einem geladenen Teilchen zerfallen. Hierbei handelt es sich um sogenannte erlaubte 1-Prong-Zerfälle. Je nach Art des neutrinolosen Zerfallskanals bildet sich eine charakteristische 1-3- oder 1-1-Topologie aus. Die Selektionskriterien wurden anhand von Monte-Carlo-Simulationen der gesuchten Zerfälle sowie der Untergrundquellen entwickelt. Die Eigenschaften des Bhabha- und $\gamma\gamma$ -Untergrundes konnten direkt aus den Daten bestimmt werden.

Als Hauptuntergrund erwiesen sich für die neutrinolosen Zerfallskanäle in drei geladene Teilchen vollrekonstruierte radiative Bhabha-Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, wobei das Photon in ein e^+e^- -Paar konvertiert, die zu vier geladenen Spuren führen und die für τ -Ereignisse typische 1-3-Topologie aufweisen. Dieser Untergrund konnte unter Ausnutzung der Tatsache, daß der erlaubte τ -Zerfall im Gegensatz zu Bhabha-Ereignissen zu fehlenden Impulsen führt, unterdrückt werden.

Durch die Anwendung einer neuen Methode, die die guten Nachweiseigenschaften des ARGUS-Detektors ausnutzt, konnten die Untergrundbeiträge aus Standard- τ -Zerfällen bei gleichzeitig hoher Nachweiswahrscheinlichkeit reduziert werden. Diese Methode beruht auf der Berechnung der invarianten Masse des 1-Prong-Zerfalls unter Berücksichtigung des fehlenden Viererimpulses. Für die neutrinolosen τ -Zerfälle ergibt sich dieser Viererimpuls aus dem oder den Neutrinos des erlaubten τ -Zerfalls. Es zeigt sich, daß die τ -Masse annähernd für Ereignisse, in denen eines der τ -Leptonen in einen neutrinolosen Kanal zerfällt, rekonstruiert werden kann. Für Ereignisse, deren fehlende Impulse anderen Ursprungs sind, gelingt dies nicht. Es ergibt sich dadurch eine gute Trennung der neutrinolosen τ -Zerfälle von multihadronischem Untergrund aus Standard- τ -Zerfällen und $q\bar{q}$ -Ereignissen.

Diese Methode konnte auch erfolgreich für die Selektion der neutrinolosen τ -Zerfälle in ein geladenes und ein neutrales Teilchen angewendet werden. Charakteristisch für sie ist, daß die neutralen Teilchen in Gestalt von energiereichen Photonen aus Gründen der Zerfallskinetik in einem wohldefinierten Winkelbereich relativ zur geladenen Spur gefunden werden, der einen minimalen Winkel nicht unterschreiten kann. In der Selektion wurde diese typische Signatur und die Eigenschaften der Untergrundquellen ausgenutzt, die, der Stärke nach geordnet, aus Bhabha-, μ -Paar- und leptonischen Standard- τ -Zerfällen bestehen.

Für die Kanäle $\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$ und $\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ wird der Untergrund von dem Standard- τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ beherrscht, dessen geladenes Pion als Proton fehlidentifiziert wird.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind mit den oberen Grenzen der mit dem ARGUS-Detektor 1986 durchgeführten Suche konsistent, wenn man berücksichtigt, daß der früheren Analyse nur 180 000 τ -Paare zugrunde lagen. Obwohl die CLEO-Kollaboration bei der Suche nach 13 neutrinolosen τ -Zerfallskanälen auf 449 000 τ -Paare zurückgreifen konnte, sind die Resultate besonders wegen der besseren Teilchenidentifizierung und der besseren Triggerbedingungen des ARGUS-Detektors in vielen Kanälen um einen Faktor 2 weniger restriktiv als die der hier vorliegenden Arbeit.

Die fast zehnfache Statistik und die Eigenschaften des vergleichsweise neuen ARGUS-Detektors gegenüber dem Experiment MARK II spiegelt sich ebenfalls in der Tabelle wider. Auch führt die Schwerpunktsenergie des SPEAR-Speicherringes um 4 GeV noch nicht zu einer ausgeprägten 1-3-Topologie, die zur Unterdrückung des isotrop verteilten Untergrundes eingesetzt werden könnte.

Bekannte theoretische Modelle wurden durch diese oberen Grenzen weder widerlegt noch bestätigt. Für die Wyler-Vorhersage (s. Kapitel 1) ist die in dieser Arbeit erhaltene obere Grenze für das Verzweungsverhältnis von $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ mit $1.4 \cdot 10^{-5}$ um fast eine Größenordnung bezüglich der *lepton flavor changing higgs-couplings* sensitiver als die obere Grenze für den Zerfall $\mu \rightarrow eee$ von $1.0 \cdot 10^{-12}$ [8]. Die meisten theoretischen Vorhersagen hängen von vielen Parametern ab oder sind, wie die Wyler-Vorhersage, Beziehungen zwischen Verzweungsverhältnissen und daher keine absoluten Zahlen. Es kann also keine Aussage darüber getroffen werden, ab welcher Größenordnung sich die experimentelle Suche nach neuer Physik als erfolgreich erweisen wird. Die in dieser Arbeit bestimmten Grenzwerte schränken allerdings den möglichen Bereich der Modellparameter weiter ein.

Obere Grenzen $\cdot (10^{-5})$						
Nr.	Zerfallskanal	MARK II	ARGUS 86	Crystal Ball	CLEO	ARGUS 91
1.	$\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	40	3.8		2.7	1.3
2.	$\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-$	33	3.3		2.7	1.9
3.	$\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$				1.6	1.8
4.	$\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$	44	3.3		2.7	1.4
5.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$				1.6	1.4
6.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$	49	2.9		1.7	1.3
7.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$		4.2		6.0	2.7
8.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- \pi^-$				1.7	1.8
9.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$		4.0		3.9	3.6
10.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- \pi^-$					6.3
11.	$\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$	37	3.9			1.9
12.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$	44	3.8			2.9
13.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^- K^-$		4.2		5.8	2.9
14.	$\tau^- \rightarrow e^+ \pi^- K^-$				4.9	2.0
15.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ K^-$		12		7.7	11
16.	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \pi^- K^-$				4.0	5.8
17.	$\tau^- \rightarrow e^- K^{*0}$	130	5.4			3.8
18.	$\tau^- \rightarrow \mu^- K^{*0}$	100	5.9			4.5
19.	$\tau^- \rightarrow e^- \gamma$	64		20		12
20.	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$	210		14		17
21.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	55				3.4
22.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$	82				4.4
23.	$\tau^- \rightarrow e^- \eta$			24		6.3
24.	$\tau^- \rightarrow \mu^- \eta$					7.3
25.	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\gamma$					29.0
26.	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$					65.5

Tabelle 6.2: Gegenüberstellung der oberen Grenzen (90% CL) der Verzweungsverhältnisse [10^{-5}]. Es wurden ebenfalls die ladungskonjugierten Zerfälle untersucht

Literaturverzeichnis

- [1] Isaac Newton, *Opticks*, Dover Publications, New York (1979) 261
- [2] K. Huang, *Quarks, Leptons and Gauge Fields*, Singapore (1982)
- [3] C. A. Heusch, *Where do we stand on Lepton-Flavor Violation?*, SCIPP 89/55, University of California (1989)
- [4] A. Badertscher, et al. (SINDRUM) *Search for $\mu^- \rightarrow e^-$ Conversion with SINDRUM II*, PSI-PR-90-41, Paul Scherrer Institut (1990)
- [5] U. Bellgardt, et al. (SINDRUM) *Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$* , Nucl. Phys. **B229** (1988) 1
- [6] A. Hime und N. A. Jelley, *New Evidence for the 17-keV Neutrino*, Phys. Lett. **B257** (1991) 441
- [7] M. L. Perl, *The Discovery of the Tau and its major Properties: 1970-1985*, SLAC-PUB-5388 (1990)
- [8] Particle Data Group, Phys. Lett. **239B** (1990)
- [9] K. G. Hayes et al., *Experimental upper limits on branching fractions for unexpected decay modes of the τ lepton*, Phys. Rev. **D25** (1982) 2869
- [10] H. Albrecht et al. (ARGUS) *Search for Lepton Number and Lepton Flavour Violation in τ -Decays*, Phys. Lett. **185B** (1987) 228
- [11] T. Bowcock et al. (CLEO), *Search for Neutrinoless Decays of the τ Lepton*, Phys. Rev. **D41** (1990) 805
- [12] S. Keh et al. (Crystal Ball), *Search for exotic Tau Decays*, Phys. Lett. **212B** (1988) 123
- [13] A. Zee, *Unity of Forces in the Universe*, Volume 1, World Scientific (1982)
- [14] H.-J. Gerber, *Lepton Properties*, Uppsala EPS HEP (1987) 937
- [15] B. Spaan, *Untersuchungen zu seltenen Zerfällen des τ -Leptons und zur Masse des τ -Neutrinos*, Dissertation, Universität Dortmund (1988)
- [16] K. Grotz u. H. V. Klapdor, *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Teubner Verlag, Stuttgart (1989)
- [17] K. Bethge, U. E. Schröder, *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1986)

- [18] F. W. Bullock, R. C. E. Devenish, *Lepton Spectroscopy*, Rep. Progr. Phys **46** (1983) 1029
- [19] C. Kiesling, τ -Physics, erschienen in "A. Ali, P. Soeding: High Energy Electron-Positron Physics" (1989) 177
- [20] E. J. Konopinski, H. M. Mahmoud, Phys. Rev. Lett. **92** (1953) 1045
- [21] G. Feinberg, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 381
- [22] S. E. Willis et al., Phys. Rev. Lett **44** 522, 903(E), **45** 1370 (1980)
- [23] M. Jonker et al., Phys. Lett. **93B** (1980) 229
- [24] W. C. Barber, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 902
- [25] C. H. Llewellyn-Smith, *Heavy Leptons* Proc. R. Soc. **A355** (1977) 585
- [26] F. Wilczek, A. Zee, *New Leptons and old Lepton Numbers* Nucl. Phys. **B106** (1976) 461
- [27] A. Pich, *The τ -Lepton and its associated Neutrino*, Mod. Phys. Lett. **A5** (1990) 1995
- [28] F. Halzen, A. D. Martini, *Quarks and Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons (1984)
- [29] A. Masiero, *Looking beyond the Standard Model in Tau Physics* DFPD/90/TH732 (1990)
- [30] Y. Achiman, B. Stech, *Quark-Lepton Symmetry and Mass Scales in an E_6 Unified Gauge Model*, Phys. Lett. **77B** (1978) 389
- [31] S. T. Petcov, Yad. Phys. **25** (1977) 641
- [32] *Proposal for an Electron Positron Collider for Heavy Flavour Particle Physics and Synchrotron Radiation*, Paul Scherrer Institut, PR-88-09 (1988)
- [33] W. Buchmüller, D. Wyler, *Constraints on $SU(5)$ Type Leptoquarks* Phys. Lett. **177B** (1986) 377
- [34] R. Arnowitt, P. Nath, $\mu \rightarrow \epsilon + \gamma$ and $\tau \rightarrow \mu + \gamma$ Decays in String Models with E_6 Symmetry, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2708
- [35] S. Kelley, J. L. Lopez, D. V. Nanopoulos and H. Pois, *A new Mechanism for Lepton Flavor Violation: $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ in the flipped String*, Nucl. Phys. **B358** (1991) 27
- [36] H. Neemann et al., *DORIS II, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections*, DESY interner Bericht, DESY **M-80-09** (1980)
- [37] H. Albrecht et al. (ARGUS), *ARGUS: A Universal Detector at DORIS-II*, Nucl. Instrum. Methods **a275** (1989) 1
- [38] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977)
- [39] R. Waldi, *Using the Event Generator Program MOPEK for ARGUS* ARGUS software note **28** (1984), unveröffentlicht

- [40] Particle Data Group, Phys. Lett. **204B** (1988)
- [41] B. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J. C. Lassalle, *GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments*, CERN-DD/78/2
- [42] H. Gennow, *SIMARG: A Program to simulate the ARGUS Detector*, DESY interner Bericht, DESY **F15-85-02** (1985)
- [43] B. Spaan, private Mitteilung
- [44] 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
- [45] S. Jadach and Z. Was, Act. Phys. Pol. **b15** (1984) 1151;
S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Comm. **36** (1985) 191
- [46] C. Hast, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988)
- [47] M. L. Swartz, *An Improved Method for Setting Upper Limits with Small Numbers of Events*, SLAC-PUB-5194 (1990)
- [48] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Third Edition (1982), Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [49] K. G. Hayes, *A search for unconventional Tau decays and measurement of the Tau production cross section in e^+e^- annihilations at SPEAR*, SLAC-Report-232 (1981)
- [50] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987)
- [51] K. Reim, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1989)
- [52] G. Källen, *Elementarteilchenphysik*, Bibliographisches Institut (1974)
- [53] S. Weinberg, *Baryon- and lepton-nonconserving processes*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1566
- [54] A. Zee, *Non-conservation of baryon number*, Proceedings of the 1980 Guangzhou Conference on Theoretical Particle Physics, Vol. 1. Science Press, Beijing (1980) 287
- [55] F. Wilczek, A. Zee, *Conservation or violation of $B - L$ in proton decay*, Phys. Lett. **88B**, (1979) 311
- [56] R. N. Mohapatra, R. E. Marshak, *Local $B - L$ symmetry of electroweak interactions, majoranan neutrinos, and neutron oscillations*, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1316

Danksagung

Ganz besonders danke ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die freundliche Aufnahme in das Institut für Physik der Universität Dortmund und für die interessante Aufgabe am ARGUS-Experiment. Durch sein ständiges Interesse und die vielen Anregungen hat er diese Arbeit entscheidend beeinflusst. Besonders schätze ich die Freiheit, die er seinen Studenten beim wissenschaftlichen Arbeiten läßt. Dies war für mich eine besondere Motivation, selbständig neue Themen in die Arbeit aufzunehmen.

Der ganzen Dortmunder Gruppe möchte ich für die nette Arbeitsatmosphäre danken, ganz besonders natürlich meiner Hamburger Kollegin Anke und meinen Kollegen Achim, Albin, Arnd, Axel, Andreas, Bernhard, Carsten, Gerardo, Gerd, Holger, Matthias, Rainer, Rolf und Shaukat, ohne deren kleine und große Hilfen die Arbeit nicht in der vorliegenden Form entstanden wäre.

Besonders danke ich meinem Freund Gerardo aus Mexiko, mit dem mich eine besonders gute Zusammenarbeit und das gemeinsame Büroleben verbindet.

Auch möchte ich mich besonders bei Albin bedanken, der mich bei der Simulation der vergeblich gesuchten Zerfälle unterstützt hat und die Aufgabe der ersten Korrektur dieser Arbeit auf sich genommen hat. Ebenso danke ich Rainer, Axel, Rolf, Holger und Andreas für die gründlichen Korrekturen und die vielen Anregungen.

Last not least gilt mein besonderer Dank Bernhard, dem τ -Guru, für seine ständige Bereitschaft und Fähigkeit, Fragen kurz und prägnant zu beantworten sowie für die gute unmittelbare Betreuung dieser Arbeit und die vielen Tips, die dieser Arbeit entscheidende Impulse gegeben haben.

Außerdem danke ich meinen Eltern für die Unterstützung während meines Studiums.

Das Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 054DO51P gefördert.

Search for Neutrinoless τ Decays

The ARGUS Collaboration

H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, A. Krüger, A. Nau, A. Nippe, S. Nowak¹,
M. Reidenbach, M. Schäfer, H. Schröder, H. D. Schulz, M. Walter¹, R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany

R. D. Appuhn, C. Hast, G. Herrera, H. Kolanoski, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel,
M. Schieber, T. Siegmund, B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, A. Walther, D. Wegener
Institut für Physik², Universität Dortmund, Germany

M. Paulini, K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut³, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. Mundt, T. Oest, W. Schmidt-Parzefall
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

W. Funk, J. Stiewe, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik⁴, Universität Heidelberg, Germany

K. Ehret, A. Hölscher, W. Hofmann, A. Hüpper, S. Khan, K. T. Knöpfle, J. Spengler
Maz-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. Britton⁵, C. E. K. Charlesworth⁶, K. W. Edwards⁷, E. R. F. Hyatt⁵, H. Kapitza⁷,
P. Krieger⁸, D. B. MacFarlane⁵, P. M. Patel⁵, J. D. Prentice⁶, P. R. B. Saull⁵, S. C. Seidel⁶,
K. Tzamariudaki⁵, R. G. Van de Water⁶, T.-S. Yoon⁶
Institute of Particle Physics⁹, Canada

D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, K. Strahl, R. Waldi, S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik¹⁰, Universität Karlsruhe, Germany

G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, T. Podobnik, T. Živko
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹¹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia

H. I. Cronström, L. Jönsson
Institute of Physics¹², University of Lund, Sweden

V. Balagura, I. Belyaev, M. Danilov, A. Drutskoy, A. Golutvin, I. Gorelov, G. Kostina,
V. Lubimov, P. Murat, P. Pakhlov, F. Ratnikov, S. Semenov, V. Shibaev, V. Soloshenko,
I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

¹ IfH, Zeuthen

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

⁴ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁵ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁶ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁷ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁸ Supported in part by the Walter C. Sumner Foundation.

⁹ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

¹⁰ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

¹¹ Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.

¹² Supported by the Swedish Research Council.

