

Interner Bericht
DESY F15-91-03
Juli 1991

**Untersuchungen zu Verzweigungsverhältnissen
des Tau- Leptons
mit dem Detektor ARGUS**

von

Andreas Krüger

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	29. JULI 1990	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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.

**Untersuchungen zu Verzweigungsverhältnissen
des Tau- Leptons
mit dem Detektor ARGUS**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andreas Krüger
aus Geesthacht

Hamburg
1991

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Prof. Dr. V. Soergel
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Prof. Dr. P. Söding
Datum der Disputation:	21. 6. 1991
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Mack

Abstract

Using the ARGUS detector at the DORIS II storage ring, we analysed τ pair events with τ 's decaying into leptons or three prongs. We have measured the following branching ratios: $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (17.6 \pm 0.4 \pm 0.8)\%$, $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (17.0 \pm 0.4 \pm 0.9)\%$, $BR(\tau^- \rightarrow \text{three prong } \nu_\tau) = (13.4 \pm 0.3 \pm 0.5)\%$, $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (7.3 \pm 0.2 \pm 0.5)\%$, and $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau) = (5.4 \pm 0.4 \pm 0.5)\%$.

Zusammenfassung

Unter Verwendung von Daten, die mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- -Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden, haben wir drei verschiedene Mengen von τ -Ereignissen selektiert. Bei den ersten beiden Mengen befindet sich in einer Hemisphäre des Ereignisses ein Elektron oder ein Myon und in der anderen Hemisphäre drei geladene Spuren. Die dritte Ereignismenge enthält auf der einen Seite ein Elektron und auf der anderen ein Myon. Aus diesen Ereignismengen haben wir die folgenden Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons bestimmt: $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (17.6 \pm 0.4 \pm 0.8)\%$, $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (17.0 \pm 0.4 \pm 0.9)\%$, $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau) = (13.4 \pm 0.3 \pm 0.5)\%$.

Durch eine Bestimmung der größten exklusiven Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons in drei geladene Spuren können wir weiterhin die vorherige Messung von $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ bestätigen. In dieser Analyse wurden Ereignisse selektiert, die eine geladene Spur in der einen Hemisphäre des Ereignisses hatten und in der anderen drei geladene Spuren. Auf der Seite mit drei geladenen Spuren wurde verlangt, daß sich dort kein Photon befand. Aus der korrigierten Zahl der Ereignisse wurde das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ zu $(7.3 \pm 0.2 \pm 0.5)\%$ bestimmt. Durch die Selektion von Ereignissen, die zusätzlich ein rekonstruiertes neutrales Pion in der Ereignishemisphäre mit drei geladenen Spuren enthalten, wurde das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ zu $(5.4 \pm 0.4 \pm 0.5)\%$ bestimmt.

Meinen Eltern

und

Keiko

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen	vi
Verzeichnis der Tabellen	vii
Einleitung	1
1 Der Zerfall des τ- Leptons	4
1.1 Der leptonische Zerfall	6
1.2 Die Lebensdauer des τ - Leptons	9
1.3 Der semileptonische Zerfall	10
1.3.1 Der Zerfall in ein π - oder K - Meson	11
1.3.2 Der Zerfall über den Vektoranteil des schwachen Stroms	13
1.3.3 Der Zerfall über den Axialvektoranteil des schwachen Stroms	16
1.4 Die topologischen Verzweigungsverhältnisse	17
2 Das Experiment	22
2.1 Der e^+e^- - Speicherring DORIS II	22
2.2 Der Detektor ARGUS	23
2.3 Das Triggersystem	28
2.4 Die Datenverarbeitung	29
3 Die Grundlagen der Analyse	32
3.1 Die Bestimmung von τ - Verzweigungsverhältnissen	32
3.2 Die Zahl der τ - Paare	34
3.3 Die Vorselektion der Ereignisse	35
3.4 Die Simulation der Ereignisse	36
3.5 Die Leptonenidentifikation	37
3.5.1 Die Elektronenidentifikation	40
3.5.2 Die Myonenidentifikation	41
3.5.3 Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit	43
3.6 Die Strahlungskorrekturen für leptonische Zerfälle des τ - Leptons	44
3.7 Die vorgetäuschten Photonen	46
4 Die topologischen und leptonischen Verzweigungsverhältnisse des τ-Leptons	49
4.1 Die Selektion der Ereignismengen mit vier geladenen Spuren	49
4.2 Der Untergrund in den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren	52
4.3 Die Selektion der Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren	59
4.4 Der Untergrund in der selektierten Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren	60
4.5 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierten Ereignismengen	64
4.6 Die topologischen Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons	68
4.7 Die leptonischen Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons	68

5 Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	72
5.1 Die Selektion des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	72
5.2 Der Untergrund in der selektierten Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	73
5.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	75
5.4 Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	77
6 Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	80
6.1 Die Selektion des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	80
6.2 Der Untergrund in der selektierten Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	81
6.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	82
6.4 Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	84
7 Die Bilanz der Verzweigungsverhältnisse des τ-Leptons	86
Literaturverzeichnis	88
Danksagung	92

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Feynman- Diagramm des τ - Zerfalls	5	4.9	Die unkorrigierten Leptonenspektren aus der selektierten Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren	62
1.2	Der τ - Zerfall als Vier- Fermion- Punktwechselwirkung	5	4.10	Die Polarwinkelverteilung des fehlenden Impulses der Ereignismenge mit einem Elektron- und einem Myonenkandidaten	63
1.3	Die Energieverteilung für Elektronen und Myonen aus dem τ - Zerfall	8	4.11	Die korrigierten Leptonenspektren aus den drei selektierten Ereignismengen	66
1.4	Das Feynman- Diagramm des τ^- -Zerfalls ($\tau^- \rightarrow \pi^-(K^-)\nu_\tau$)	12	4.12	Die korrigierten Drei- Pion Massen aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren	67
1.5	Die Anwendung der CVC- Hypothese auf den Zerfall ($\tau^- \rightarrow 2n\pi\nu_\tau$)	13	4.13	Die bisher gemessenen topologischen Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ aufgetragen gegen die Zeit	69
1.6	Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen ($e^+e^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$) und ($e^+e^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$)	15	5.1	Die invariante Drei- Pion Masse für die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren	74
2.1	Das Beschleunigungssystem des e^+e^- - Speicherringes DORIS II	23	5.2	Die Transversalimpulssumme der selektierten Ereignisse	76
2.2	Der ARGUS-Detektor	24	5.3	Die korrigierten Drei- Pion Massen aus der selektierten Ereignismenge	77
2.3	Der sichtbare hadronische e^+e^- - Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ - Resonanzen	25	6.1	Die $\gamma\gamma$ - Massenverteilung der zwei Photonen auf der Ereignisseite mit den drei geladenen Spuren	81
3.1	Der spezifische Energieverlust (dE/dx) geladener Teilchen	38	6.2	Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ - Massenverteilung der Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion	82
3.2	Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung	39	6.3	Die invariante Vier- Pion Massenverteilung für die Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion	83
3.3	Die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Impuls	41	6.4	Die korrigierten invarianten $\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ - Massen aus der selektierten Ereignismenge	84
3.4	Die Flugzeitdifferenz für Ereignisse mit zwei geladenen Spuren	42			
3.5	Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen in Abhängigkeit vom Impuls	43			
3.6	Die Feynman Diagramme für die Strahlungskorrekturen	45			
3.7	Das Energiespektrum der Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	45			
3.8	Das Impulsspektrum der Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	46			
3.9	Die Wahrscheinlichkeit kein Rauschphoton zu finden als Funktion des Kegelwinkels θ ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$)	47			
3.10	Der Winkel Φ zwischen dem Auftreffpunkt der Spuren, denen kein Schauerzählersignal zugeordnet wurde, und dem nächstliegenden Photon	48			
4.1	Die Summe der Transversalimpulse eines Ereignisses gegen die normierte Impulssumme der geladenen Teilchen	51			
4.2	Das Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumsereignissen	51			
4.3	Die unkorrigierten Leptonenspektren aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren	53			
4.4	Die unkorrigierten invarianten Drei- Pion Massen aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren	54			
4.5	Die auf den Beitrag aus fehlidentifizierte Leptonen korrigierten Drei- Pion Massen	56			
4.6	Die auf fehlidentifizierte Leptonen korrigierten Leptonenspektren aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren	57			
4.7	Die Polarwinkelverteilung des fehlenden Impulses der Ereignismenge mit einem Elektronkandidaten	59			
4.8	Die Verteilung der deponierten Schauerenergie gegen den Impuls für Hadronenkandidaten	61			

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Quantenzahlen der möglichen hadronischen Endzustände im τ - Zerfall	11
1.2	Die semileptonischen τ -Zerfälle und die dazugehörigen Spektralfunktionen.	12
1.3	Die theoretischen Vorhersagen der Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons	18
1.4	Die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren.	19
1.5	Die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in eine geladene Spur.	20
2.1	Anzahl der vom 'langsamen' -Trigger geforderten Spurkandidaten.	29
4.1	Die bisher veröffentlichten topologischen Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren und der daraus resultierende Weltmittelwert.	69
5.1	Die bisher gemessenen Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und der daraus resultierende Weltmittelwert.	78
6.1	Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ und der daraus resultierende Weltmittelwert im Vergleich zu dieser Messung.	85
7.1	Die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren.	87

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik kennt heute innerhalb des sogenannten Standardmodells zwei Gruppen von fundamentalen Bausteinen, die Quarks und die Leptonen, und vier Arten von Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die schwache, die starke Wechselwirkung und die Gravitation. Die Wechselwirkung wird dabei durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Die Leptonen und Quarks, punktförmige Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen, kommen in drei Generationen vor, wobei jede Generation aus einem Quark- und Leptonenpaar besteht. Diese Konfiguration der Leptonen und Quarks ist im nachfolgenden Bild darstellt *



Aus der ersten Generation von Teilchen besteht im wesentlichen die uns umgebende stabile Materie. Die weiteren Generationen besitzen bezüglich den Wechselwirkungen die gleichen Eigenschaften wie die erste, können aber wegen ihrer größeren Masse erst bei höheren Energien beobachtet werden. Die Teilchen der zweiten und dritten Generation existieren daher nur in der kosmischen Strahlung oder in den Laboratorien der Hochenergiephysik und zerfallen sehr schnell in die erste Generation als Endprodukte. Von den Teilchen der dritten Generation ist das Tau-Neutrino (ν_τ) bisher nur indirekt nachgewiesen worden. Auch das Top- Quark (t) konnte selbst bei den bis heute höchsten erreichten Energien noch nicht direkt nachgewiesen werden.

Das in dieser Arbeit untersuchte Tau- Lepton (τ) ist ein Teilchen der dritten Generation. Es zerfällt nach 3.03×10^{-13} s [1] in Teilchen der ersten und zweiten Generation. Bei der Erzeugung und dem Zerfall des τ - Leptons spielen drei der vier bekannten Wechselwirkungen eine Rolle. Diese sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die vierte Wechselwirkung, die Gravitation, ist so schwach, daß sie in den Prozessen der Hochenergiephysik im allgemeinen vernachlässigt werden kann.

Die τ - Leptonen entstehen durch elektromagnetische Wechselwirkung, bei der sich ein Elektron und ein Positron zu einem virtuellen Photon (γ) vernichten. Das Photon geht dann in ein τ - Paar über. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion kann mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) berechnet werden.

Der Zerfall des τ - Leptons erfolgt über die schwache Kraft. Das τ^- - Lepton zerfällt in sein entsprechendes Neutrino (ν_τ) und in das virtuelle geladene Vektorboson (W^-), das die schwache Wechselwirkung überträgt. Da alle Teilchen an dieser Wechselwirkung teilnehmen können, kann aus dem virtuellen W^- - Boson sowohl ein Leptonen- wie auch ein Quarkpaar entstehen. Zusätzlich zu dem geladenen schwachen Strom des W^- - Bosons gibt es einen neutralen schwachen Strom durch das sogenannte Z^0 - Boson. Dieser neutrale schwache Strom durch das Z^0 - Boson macht bei der Elektron- Positron Vernichtung im Energiebereich um 90 GeV , der Masse der Z^0 - Resonanz, den Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt der τ - Lepton Erzeugung

*Die hochgestellten Indizes geben dabei die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung an.

während er bei den in dieser Arbeit vorkommenden Schwerpunktsenergien von 10 GeV vernachlässigbar ist. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung wurde durch die $SU(2) \times U(1)$ Theorie von Glashow, Salam und Weinberg [2], auf eine gemeinsame Basis zusammengeführt. Die durch diese Theorie vorhergesagten W^\pm - und Z^0 -Bosonen konnten 1983 durch die Experimente UA1 und UA2 am SPS-Speicherring bei CERN nachgewiesen werden [3].

Bei dem τ -Zerfall kann das virtuelle W^- -Boson auch in ein Quarkpaar übergehen. Die Quarks fragmentieren dann durch die starke Wechselwirkung zu Hadronen. Die starke Wechselwirkung wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Eine weitere Vereinheitlichung der Wechselwirkungen über die elektroschwache Wechselwirkung hinaus wird angestrebt, ist aber bis heute nicht schlüssig gelungen.

In der vorliegenden Arbeit werden Daten analysiert, die mit dem Detektor ARGUS bei Schwerpunktsenergien von ca. 10 GeV aufgezeichnet wurden. Der Detektor ARGUS untersucht Elektron-Positron Kollisionen, die im Speicherring DORIS II des Deutschen Elektronen-Synchrotrons erzeugt werden. Das hauptsächliche Forschungsgebiet der ARGUS Kollaboration ist die Untersuchung von resonanten gebundenen $b\bar{b}$ -Zuständen, den sogenannten Υ -Resonanzen und von B -Mesonen. Andere Forschungsgebiete sind Fragmentationsuntersuchungen im $q\bar{q}$ -Kontinuum, Zwei-Photon Reaktionen und die τ -Physik, in die sich diese Analyse einreicht.

Bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV liegt der Wirkungsquerschnitt für die τ -Paarerzeugung bei ungefähr 1 nb . Während der Datennahme am DORIS II Speicherring werden ungefähr tausend τ -Paare am Tag erzeugt. Die inzwischen angesammelte Datenmenge von 262 000 τ -Paaren bei guten Detektorbedingungen reicht aus, um detaillierte Studien an τ -Zerfällen vornehmen zu können. τ -Ereignisse haben eine spezielle Signatur, die sie von den anderen oben angegebenen Reaktionen unterscheidet. Diese Ereignisstruktur ist umso ausgeprägter, je höher die Schwerpunktsenergie liegt. Bei Schwerpunktsenergien von 10 GeV besitzen viele Quark-Antiquarkereignisse ($q\bar{q}$) mit einer niedrigen Multiplizität noch eine ähnliche Struktur wie die τ -Ereignisse. Daher stellen $q\bar{q}$ -Ereignisse bei 10 GeV Schwerpunktsenergie einen schwer abzutrennenden Untergrund dar.

Die vorliegende Analyse leistet einen Beitrag zu dem folgenden Problem: Die Summe der bisher gemessenen exklusiven τ -Verzweigungsverhältnisse in eine geladene Spur stimmt nicht mit dem topologischen Verzweigungsverhältnis in eine geladene Spur überein. Summiert man die Weltmittelwerte [1] der bisherigen exklusiven Messungen des τ -Leptons in eine geladene Spur auf, so ergibt sich ein Anteil von $(81.2 \pm 1.4)\%$. Das topologische Verzweigungsverhältnis in eine geladene Spur beträgt im Weltmittelwert allerdings $(86.1 \pm 0.3)\%$. Dieses beobachtete Defizit wird als Problem der fehlenden Zerfälle des τ -Leptons in eine geladene Spur bezeichnet. Die Begründung für die fehlenden $(4.8 \pm 1.4)\%$ können bisher nicht beobachtete oder auch exotische Zerfallskanäle sein, oder auch nur ein oder mehrere Meßfehler. Eine Messung zur Lösung dieses Problems hat die CELLO Kollaboration veröffentlicht [4]. Sie hat zuerst die topologischen Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Als nächster Schritt wurde die gleiche Ereignismenge in die exklusiven Zerfallskanäle mit einer Spur aufgeteilt. Dabei ergaben sich für die Verzweigungsverhältnisse der Kanäle $(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ höhere Werte als der Weltmittelwert. Eine Bestätigung oder Falsifikation dieser Messung könnte einen wichtigen Beitrag zum Problem der τ -Verzweigungsverhältnisse leisten.

In der vorliegenden Arbeit wird die erste präzise Messung der topologischen Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons im Bereich der Υ -Resonanzen präsentiert. Es wird das Verzweigungsverhältnis $(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ bestimmt. Damit verknüpft wird die Messung der leptonischen Verzweigungsverhältnisse $(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und $(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$. Bei den Verzweigungsverhältnissen in drei geladene Teilchen werden die größten exklusiven Kanäle $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ durch eine weitere Messung explizit untersucht, um damit den topologischen Wert zu kontrollieren. Die dann vorliegenden Messungen werden

mit den Vorhersagen des Standardmodells und den zahlreichen Messungen anderer Kollaborationen verglichen. Weiterhin wird diskutiert, wie aufgrund dieser Messungen nach Lösungen für das Problem der fehlenden Verzweigungsverhältnisse zu suchen ist.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden der Zerfall des τ -Leptons und die Vorhersagen für die Verzweigungsverhältnisse von der theoretischen Seite dargestellt. Das zweite Kapitel beschreibt das Experiment ARGUS und seine wesentlichen Komponenten, die in dieser Analyse eine Rolle gespielt haben. Im dritten Kapitel werden die Grundlagen der Analysemethoden vorgestellt, die die folgenden Messungen erst ermöglicht haben. Die Messung der topologischen und der leptonischen Verzweigungsverhältnisse wird im vierten Kapitel vorgestellt. Die Messung des Verzweigungsverhältnisses $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ wird im fünften Kapitel und die Messung des Verzweigungsverhältnisses $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ im sechsten Kapitel beschrieben. Im siebenten Kapitel werden die gemessenen Verzweigungsverhältnisse im Zusammenhang diskutiert und es wird versucht für das Problem der fehlenden Verzweigungsverhältnisse einen Lösungshinweis zu geben.

Kapitel 1

Der Zerfall des τ - Leptons

Im Jahr 1975 wurde das τ - Lepton als erstes Teilchen der dritten Generation von Perl et al. [5] am e^+e^- - Speicherring SPEAR entdeckt. Die bisherigen Untersuchungen zum τ - Lepton sind mit den Vorhersagen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung verträglich. Die drei geladenen Leptonen (e^- , μ^- und τ^-) unterscheiden sich nur durch ihre Massen. Das τ - Lepton ist mit einer Masse von $M_\tau = (1784.2 \pm 3.2) MeV/c^2$ [1] das bisher schwerste bekannte Lepton. Diese Masse erlaubt auch Zerfälle in Hadronen und somit eine Untersuchung der Kopplung des geladenen Stroms an Quarks, die dann in Hadronen fragmentieren.

Die in dieser Arbeit untersuchten τ - Leptonen wurden in der e^+e^- - Annihilation produziert. Die τ - Leptonen werden dabei paarweise erzeugt und zeichnen sich durch eine Ereignisstruktur aus, die die Selektion und Unterscheidung von Ereignissen anderer Reaktionen ermöglicht. Der Spin $\frac{1}{2}$ des τ - Leptons und seine Masse sind aus dem Schwellenverhalten des Produktionswirkungsquerschnitts $\sigma_{\tau\tau}(\sqrt{s})$ in der Reaktion

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

bestimmt worden.

Der Wirkungsquerschnitt im Kontinuum kann mit Hilfe der QED wie folgt angegeben werden:

$$\sigma_{QED}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot F(\beta, Spin), \quad (1.1)$$

wobei

$$\begin{aligned} s &: E_{cm}^2 = 4E_{Strahl}^2, \\ \alpha &: \text{Kopplungskonstante der QED}, \\ \beta &: \frac{2E_\tau}{\sqrt{s}}, \\ F(\beta, Spin = \frac{1}{2}) &: \frac{\beta(3-\beta^2)}{2}. \end{aligned}$$

Bei dem Zerfall des τ - Leptons wird zwischen leptonischen und semileptonischen Zerfällen unterschieden. In der Standardtheorie der schwachen Wechselwirkung [2] hat der leptonische geladene Strom eine Vektor- Axialvektor ($V - A$) Lorenzstruktur:

$$J_{lept}^\lambda = \bar{\nu}_e \gamma^\lambda \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\epsilon + \bar{\nu}_\mu \gamma^\lambda \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\mu + \bar{\nu}_\tau \gamma^\lambda \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\tau. \quad (1.2)$$

Die linkshändige Komponente des leptonischen Spinors wird mit dem Operator $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ für die jeweiligen Leptonen e, μ und τ ausgedrückt.

*Angaben eines bestimmten Ladungszustand schließen in der gesamten Arbeit jeweils den entsprechenden ladungskonjugierten Zustand mit ein.

Liegt ein leptonischer Zerfall des τ - Leptons vor, wechselwirken zwei dieser leptonischen Ströme über den Austausch eines W^- Bosons. Das entsprechende Feynman- Diagramm ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Da das τ - Lepton schwerer ist als das π Meson ist es auch möglich.

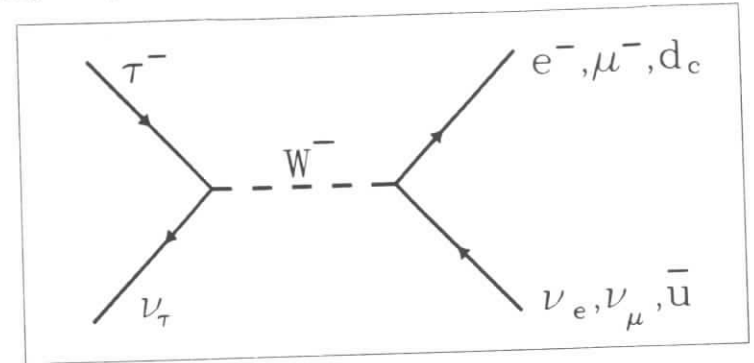


Abbildung 1.1: Das Feynman- Diagramm des τ - Zerfalls.

daß ein hadronischer Strom über das W^- Boson an den leptonischen Strom des τ - Leptons und seines Neutrinos koppelt (Abb. 1.1). In diesem Fall ist der hadronische Strom gegeben durch

$$J_{had}^\lambda = \bar{u} \gamma^\lambda \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)d_c. \quad (1.3)$$

Hier ist u das Feld des up Quarks und d_c das Cabibbo rotierte Feld des $down$ Quarks:

$$d_c = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c. \quad (1.4)$$

Die Masseneigenzustände des $down$ und $strange$ Quarks, sind mit d und s bezeichnet, und θ_c steht für den Cabibbowinkel.

Bei den in dieser Arbeit vorkommenden Schwerpunktsenergien von $10 GeV$ ist das Impulsübertragsquadrat zwischen den koppelnden Strömen klein gegen das Quadrat der W^- Bosonmasse. In diesem Fall kann man die Fermitheorie benutzen und eine Vier- Fermion- Punktwechselwirkung ansetzen (Abb. 1.2). Für die Vier- Fermion Kopplung wird in Analogie zum

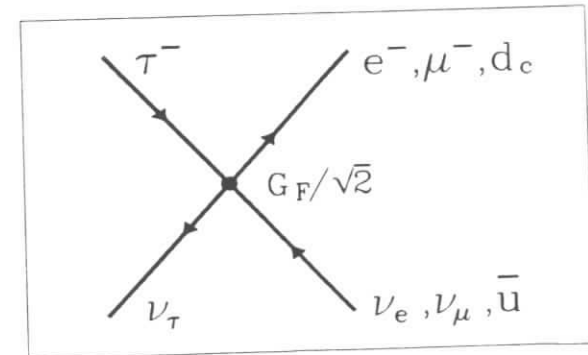


Abbildung 1.2: Der τ - Zerfall als Vier- Fermion- Punktwechselwirkung.

Myon- Zerfall ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$) die Kopplungskonstante mit $G_F/\sqrt{2}$ bezeichnet (Fermikopplungskonstante). Das Matricelement für die Vier- Fermion- Wechselwirkung wird dann angesetzt als:

$$M = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} J_\mu(\tau) \cdot J^\mu. \quad (1.5)$$

Der Strom J^μ kann hierbei leptonischer oder hadronischer Natur sein.

Die Vorhersagen für die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in Elektronen, Myonen oder in Hadronen ergeben sich aus der Kombination von theoretischen Prinzipien und experimentellen Ergebnissen. Die wesentlichen in dieser Arbeit benutzten Vorhersagen sind schon vor der Entdeckung des τ - Leptons von Tsai [6] entwickelt worden. Nach der Entdeckung des τ - Leptons und der Bestimmung seiner wichtigsten Parameter sind die Vorhersagen von Gilman and Rhie [7] verifiziert worden und in den Referenzen [8,9] im Zusammenhang mit experimentellen Ergebnissen dargestellt worden.

1.1 Der leptonische Zerfall

In der vorliegenden Arbeit werden die leptonischen Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons gemessen. In diesem Abschnitt werden die theoretischen Vorhersagen für diese Verzweigungsverhältnisse vorgestellt.

Die Kopplung des geladenen Stroms des τ - Leptons an den des Elektrons ergibt unter Benutzung der Gleichungen 1.2 und 1.5 das Matricelement für den Zerfall ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$).

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}_e(p) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_{\bar{\nu}_e}(\bar{k}) \right] \left[\bar{\nu}_{\nu_\tau}(k) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\tau(P) \right]. \quad (1.6)$$

Die Faktoren $u(p)$ bzw. $v(k)$ stehen für die Spinoren der verschiedenen Teilchen, die im Zerfall vorkommen und durch ihre Indizes gekennzeichnet sind. Die Viererimpulse der Teilchen sind dabei die Argumente der Spinoren. Bei der Bildung des Quadrates des Matricelementes muß über die Anfangsspins gemittelt und über die Endspins summiert werden.

$$|M|^2 = \frac{G_F^2}{2} L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Dabei ist $L_{\mu\nu}$ der ν_τ - τ - Tensor und $T^{\mu\nu}$ der e - ν_e - Tensor.

$$L_{\mu\nu} = \text{Tr} \left[(\not{p} + m_e) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{k} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \right] \quad (1.8)$$

$$T^{\mu\nu} = \text{Tr} \left[\not{k} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (\not{P} + M_\tau) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \right] \quad (1.9)$$

Die Massen des τ - Leptons und des Elektrons werden dabei durch M_τ bzw. m_e ausgedrückt. Die Partialbreite des Zerfalls ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$) ergibt sich aus dem Matricelement.

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{2M_\tau} \int \frac{d^3p}{2E} \frac{d^3k}{2E_\nu} \frac{d^3\bar{k}}{2E_{\bar{\nu}}} \delta^4(P - k - \bar{k} - p) |M|^2 \quad (1.10)$$

Nach der Integration über den Phasenraum des Drei- Körperzerfalls ergibt sich die elektronische Breite, wobei p und E den Impuls und die Energie des Elektrons bezeichnen.

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M_\tau}{(12\pi)^3} \int p^2 dp \left(3M_\tau - 4E - \frac{2m_e^2}{E} + \frac{3m_e^2}{M_\tau} \right) \quad (1.11)$$

Unter Vernachlässigung der Massenterme setzen wir p gleich E und führen den Michelparameter ρ [10] ein, der ein Maß für eine beliebige Mischung von $V - A$ und $V + A$ Anteilen des leptonischen

Stromes ist. Die sich ergebende Formel beschreibt das Energiespektrum für das Elektron oder Myon aus dem τ - Zerfall.

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M_\tau}{(12\pi)^3} \int E^2 dE \left[6M_\tau - 12E - \frac{4}{3} \rho (3M_\tau - 8E) \right] \quad (1.12)$$

Der Michelparameter nimmt für einen $V + A$ Strom einen Wert von $\rho = 0$ an und für den Fall des $V - A$ Stroms den Wert $\rho = \frac{3}{4}$.

Die ARGUS Kollaboration hat die Spektren der Elektronen und Myonen aus dem τ - Zerfall gemessen. Eine Anpassungsrechnung an die Spektren ergibt den kombinierten Wert für Elektronen und Myonen von $\rho = 0.742 \pm 0.035$ [11], in Übereinstimmung mit einem $V - A$ geladenen Strom (Abb. 1.3). In dieser Arbeit wird daher für die theoretischen Vorhersagen und die Simulation der Elektronen- und Myonenspektren von einem $V - A$ geladenen Strom des τ - Leptons ausgegangen.

Die Breite des τ - Zerfalls in Elektronen ergibt sich wenn man die Gleichung 1.11 integriert unter der Vernachlässigung der Massen des Elektrons und seines Neutrinos gegenüber der Masse des τ - Leptons.

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M_\tau^5}{(192\pi)^3} \quad (1.13)$$

Bei der Berechnung des τ - Zerfalls in ein Myon ($\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$) ist die Myonmasse nicht gegenüber der τ - Masse zu vernachlässigen und das Impulsintegral ist begrenzt auf den Wert $p_{\text{max}} = (M_\tau^2 - m_\mu^2)/2M_\tau$.

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M_\tau^5}{(192\pi)^3} \cdot f \left(\left(\frac{m_\mu}{M_\tau} \right)^2 \right) \quad (1.14)$$

Dabei ist $f(x)$ gegeben durch $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x$. Der Unterschied in der Masse des Elektrons und des Myons führt somit zu einem Unterschied in der Zerfallsbreite.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.973 \quad (1.15)$$

Dieser relative Wert der Zerfallsbreiten in Form der Verzweigungsverhältnisse zueinander wird im Rahmen dieser Arbeit gemessen. Genauso werden weiterhin alle theoretischen Vorhersagen relativ zur Elektronenbreite angegeben, weil sie sich in dieser Form präziser berechnen lassen [8].

Die Größe $R(e^+e^-)$ ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Prozesse ($e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$) und ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Diese Größe hat eine wichtige Rolle gespielt bei der Entwicklung der Quantenchromodynamik (QCD), weil sie im direkten Zusammenhang steht mit der Anzahl der Farbladungen, in der ein Quark vorkommen kann. Nimmt man die Anzahl der Farbladungen zu $N_c = 3$ an, so ergibt eine einfache Berechnung eine genügend gute Vorhersage für $R(e^+e^-)$. Korrekturen an $R(e^+e^-)$ erhält man aus Störungsrechnungen der QCD.

Ein entsprechendes Verhältnis läßt sich auch für den Zerfall des τ - Leptons angeben.

$$R_H = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} + \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \quad (1.16)$$

Die einfache Annahme für die Zerfallsraten aus den drei elementaren Zerfallskanälen des Feynmangraphen (Abb. 1.1) ergibt $R_H \approx N_c (\cos^2 \theta_C + \sin^2 \theta_C) = 3$. Die Korrekturen, die an diese einfache Erwartung angebracht werden, kommen im wesentlichen aus Störungsrechnungen der QCD. Das Verhältnis R_H ist als Reihe bis zur zweiten Ordnung in α_s , der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung, entwickelt worden [12].

$$R_H = 3 \left[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 5.2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \mathcal{O} \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right] \quad (1.17)$$

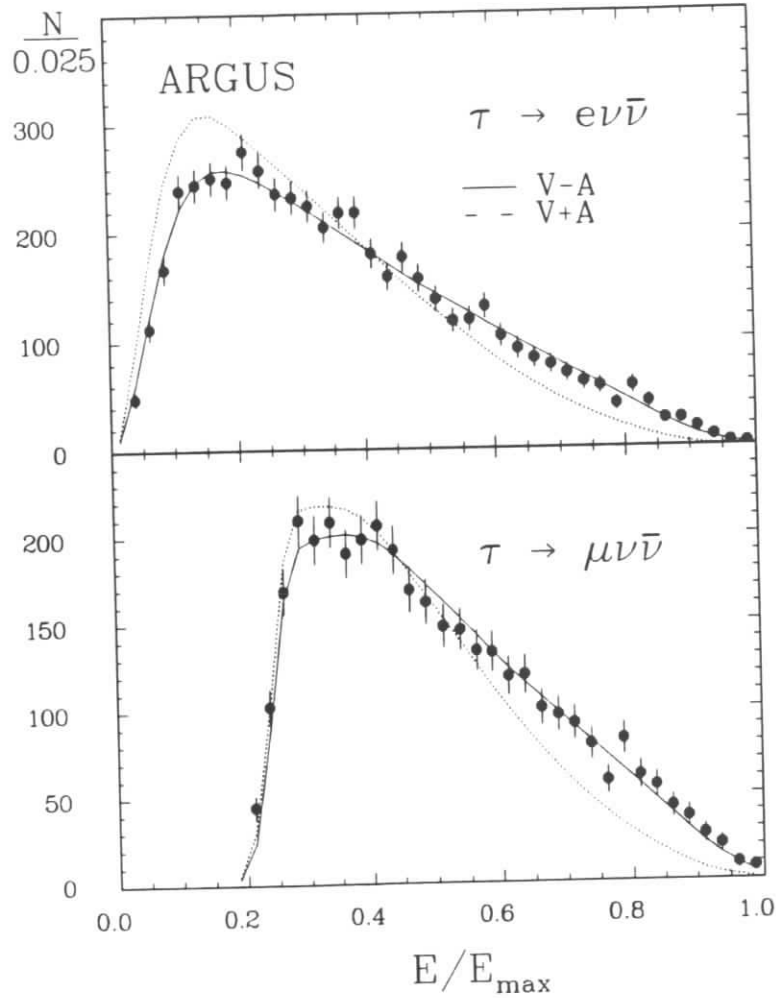


Abbildung 1.3: Die Energieverteilung für Elektronen und Myonen aus dem τ -Zerfall im Vergleich mit den Vorhersagen für den Fall des $V-A$ (durchgezogene Linie) und des $V+A$ Stroms (gepunktete Linie). Die Analyse ist wegen der Leptonenidentifikation eingeschränkt auf $E/E_{max} > 0.08$ für Elektronen und $E/E_{max} > 0.28$ für Myonen.

Der Wert für α_s bei der Masse des τ -Leptons $\alpha_s(M_\tau)$ ist aus einer Anpassungsrechnung an Daten der e^+e^- -Annihilation zu $\alpha_s(M_\tau) = 0.33 \pm 0.08$ [13] bestimmt worden. Damit ergibt sich eine Vorhersage für R_H durch Benutzung der Gleichung 1.17 zu $R_H = 3.9 \pm 0.5$. Das Verzweigungsverhältnis* des τ -Leptons in Elektronen ist definiert durch die Zerfallsbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und die totale Breite des τ -Leptons.

$$BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^-)} \quad (1.18)$$

Das Verhältnis R_H steht in Beziehung mit der totalen Breite des τ -Leptons, der Breite des τ -Zerfalls $\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und dem Verhältnis der Leptonenmassen m_μ/M_τ [14].

$$\Gamma(\tau^-) = \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \left[1 + f \left(\left(\frac{m_\mu}{M_\tau} \right)^2 \right) + R_H \right] \quad (1.19)$$

Dabei ist $f(x)$ genauso definiert wie in Gleichung 1.14. Aus den Gleichungen 1.18 und 1.19 folgt die Beziehung zwischen dem Verhältnis R_H und dem Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$.

$$R_H = \frac{(1 - 1.973 \cdot BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau))}{BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \quad (1.20)$$

Der aus Rechnungen der QCD vorhergesagte Wert von $R_H = (3.9 \pm 0.5)$ ergibt somit einen erwarteten Wert von $(17 \pm 2)\%$ für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$. Die Genauigkeit dieser Vorhersage ist begrenzt durch die Unsicherheit über den Wert der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei der τ -Masse $\alpha_s(M_\tau)$. Es ist aber auch möglich diese Betrachtung umzudrehen und somit aus der Messung des Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$), die in dieser Arbeit durchgeführt wird, das Verhältnis R_H zu bestimmen und dadurch einen Wert für $\alpha_s(M_\tau)$ zu erhalten [14,15].

In direktem Zusammenhang mit der Kopplungskonstanten α_s steht der Renormierungsparameter der Quantenchromodynamik $\Lambda_{\overline{MS}}$. Unter Benutzung einer QCD Summenregel ist eine Berechnung für $\Lambda_{\overline{MS}}$ aus dem Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$) bis zur vierten Ordnung durchgeführt worden [14].

Die vorgestellten Berechnungen zeigen, daß der leptonische Zerfall des τ auch zur Bestimmung der Parameter der starken Wechselwirkung herangezogen werden kann.

1.2 Die Lebensdauer des τ -Leptons

Die Messung der Lebensdauer des τ -Leptons T_τ , die von verschiedenen Kollaborationen durchgeführt wurde [1], kann genutzt werden für eine Vorhersage des Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$). Dabei muß man annehmen, daß die Leptonenuniversalität für die drei Leptonengenerationen des Standardmodells gilt. Unter Benutzung der Leptonenuniversalität gilt die Zerfallsbreite aus Gleichung 1.13 auch für den Zerfall ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$), wenn für M die Myonmasse eingesetzt wird. Unter Benutzung dieser Annahme läßt sich eine direkte Beziehung zwischen der τ -Lebensdauer und dem Verzweigungsverhältnis in Elektronen herleiten.

$$\begin{aligned} T_\tau &= \frac{1}{\Gamma(\tau)} = \frac{1}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \cdot \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau)} \\ &= \frac{1}{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu)} \cdot \frac{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \cdot BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \quad (1.21) \\ &= T_\mu \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 \cdot BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \end{aligned}$$

*In dieser Arbeit werden Verzweigungsverhältnisse auch mit BR bezeichnet.

Unter Benutzung des Weltmittelwertes der τ - Lebensdauer [1] und der Beziehung 1.21 erwarten wir ein Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (18.9 \pm 0.5)\%$. Diese Vorhersage wird in Kapitel 4.7 mit dem gemessenen Wert verglichen.

1.3 Der semileptonische Zerfall

In dieser Arbeit werden die Verzweungsverhältnisse der semileptonischen Zerfallskanäle ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) gemessen. Für diese Zerfallskanäle werden in diesem Abschnitt die theoretischen Vorhersagen dargestellt. Um die zusammenfassende Diskussion über die fehlenden Verzweungsverhältnisse führen zu können, werden hier auch die Vorhersagen von Zerfallskanälen vorgestellt, die einen absoluten Anteil von mehr als 1% an der Menge aller τ - Zerfälle haben.

Das τ - Lepton ist auf Grund seiner Masse von $M_\tau = (1784.2 \pm 3.2) MeV/c^2$ [1] schwer genug, um auch in hadronische Endzustände zu zerfallen. Dabei können auch Endzustände mit strange Quarks entstehen. Zerfälle in Mesonen mit Charminhalt sind wegen der hohen Masse des Charmquarks nicht möglich. Zur Beschreibung der hadronischen Zerfälle wird von der $V-A$ Struktur des schwachen hadronischen Stroms J_{had}^μ ausgegangen (Gl.1.2).

$$J_{had}^\mu = J_V^\mu - J_A^\mu \quad (1.22)$$

Für den semileptonischen Zerfall als ganzes gibt es keine vollständig berechenbare Theorie und so zerlegt man den hadronischen Strom J_{had}^μ in Zustände mit definierten Quantenzahlen. Diese Zustände können dann unter Zuhilfenahme von verschiedenen Symmetrieüberlegungen berechnet werden.

Die beiden hadronischen Ströme aus Gleichung 1.22 enthalten Anteile, die die Strangeness erhalten ($\Delta S = 0$, proportional zu $\cos \theta_C$) und Anteile, die sie ändern ($\Delta S = 1$, proportional zu $\sin \theta_C$). Der hadronische Strom läßt sich jetzt nach Vektor und Axialvektoranteilen (Gl.1.22) und der Cabibbo- Mischung der Quarkzustände zerlegen.

$$J_{had}^\mu = (J_V^\mu - J_A^\mu) \cos \theta_C + (J_{VS}^\mu - J_{AS}^\mu) \sin \theta_C \quad (1.23)$$

Der Cabibbowinkel ist klein ($\theta_C \approx 13^\circ$) und somit tragen die hadronischen Endzustände mit $S \neq 0$ nur einen sehr kleinen Teil zur totalen Zerfallsbreite bei.

In den übrigen τ - Zerfällen wird ein $\bar{u}d$ Quarkpaar erzeugt (Abb.1.1). Der Isospin der hadronischen Endzustände muß daher $I = 1$ sein. Im Rahmen des Quarkmodells gibt es Einschränkungen für diese Endzustände $I = 1$ und $S = 0$. Durch den Vektoranteil des schwachen Stroms können nur Endzustände mit positiver G - Parität erzeugt werden und durch den Axialvektoranteil nur solche mit negativer G - Parität. Die G - Parität eines π - Mesons ist $G(\pi) = -1$. Für einen Endzustand aus n Pionen ergibt sich die G - Parität [16].

$$G(n\pi) = (G(\pi))^n = (-1)^n \quad (1.24)$$

Der τ - Zerfall in eine gerade Zahl von Pionen wird deshalb durch den Vektoranteil und der Zerfall in eine ungerade Anzahl von Pionen durch den Axialvektoranteil erzeugt. Die möglichen Quantenzahlen der hadronischen Ströme sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Den hadronischen Strom J_{had}^μ kann man nach seinem totalen Drehimpuls $J = 1$ oder $J = 0$ des hadronischen Endzustandes weiter unterteilen.

$$J = 1: \quad \langle 0 | J_{had}^\mu | J = 1, q \rangle = f_1 \epsilon^\mu \quad (1.25)$$

$$J = 0: \quad \langle 0 | J_{had}^\mu | J = 0, q \rangle = f_0 q^\mu \quad (1.26)$$

Die Funktionen f_1 und f_0 hängen ab von der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes; ϵ^μ ist der Polarisationsvektor des $J = 1$ Zustandes. Entsprechend den acht Stromanteilen der

Hadronenstrom	S	Q	G	J^P	I
J_V^μ	0	-1	+	$0^+, 1^-$	1
J_A^μ	0	-1	-	$0^-, 1^+$	1
J_{VS}^μ	1	-1		$0^+, 1^-$	$\frac{1}{2}$
J_{AS}^μ	1	-1		$0^-, 1^+$	$\frac{1}{2}$

Tabelle 1.1: Die Quantenzahlen der möglichen hadronischen Endzustände im τ - Zerfall

Spalte J^P in Tabelle 1.1 läßt sich die partielle Zerfallsbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} + \nu_\tau)$ als Summe von acht Spektralfunktionen schreiben [6].

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} + \nu_\tau) = \frac{G_F^2}{96\pi^3 M_\tau^3} \int (M_\tau^2 - q^2)^2 dq^2 \times \\ \left[\cos^2 \theta_C \left\{ (M_\tau^2 + 2q^2) (v_1(q^2) + a_1(q^2)) + M_\tau^2 (v_0(q^2) + a_0(q^2)) \right\} \right. \\ \left. + \sin^2 \theta_C \left\{ (M_\tau^2 + 2q^2) (v_1^S(q^2) + a_1^S(q^2)) + M_\tau^2 (v_0^S(q^2) + a_0^S(q^2)) \right\} \right] \quad (1.27)$$

Die Vektor- und Axialvektor- Spektralfunktionen $v(q^2)$ und $a(q^2)$ beschreiben den Einfluß der starken Wechselwirkung auf die Hadronisierung des Quark- Antiquarksystems. Die möglichen $J = 1$ Zustände werden durch die Spektralfunktionen v_1, a_1, v_1^S und a_1^S beschrieben; v_0, a_0, v_0^S und a_0^S entsprechen den Zuständen mit $J = 0$. Die Spektralfunktionen und ihre dazugehörigen Quantenzahlen aus Tabelle 1.1 sind mit den möglichen hadronischen Endzuständen in Tabelle 1.2 zusammengefaßt. Dabei sind fünf Quantenzahlkombinationen nicht aufgeführt. Die Quantenzahlkombinationen $J^{PG} = 0^{++}, 0^{-+}$ und 1^{--} können im Rahmen des Quarkmodells nicht auftreten. Die möglichen Ströme, der Axialvektorstrom $J^{PG} = 1^{++}$ und der Vektorstrom 0^{+-} , die im Rahmen des Standardmodells nicht vorkommen, werden als "Ströme zweiter Art" bezeichnet und sind bisher auch nicht beobachtet worden. [17,18].

1.3.1 Der Zerfall in ein π - oder K - Meson

Der Zerfall des τ - Leptons in sein Neutrino und ein stabiles Meson ist der einfachste semileptonische Zerfall. Die Zerfälle ($\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$) (Abb.1.4) werden beschrieben durch die Spektralfunktionen $a_0(q^2)$ und $a_0^S(q^2)$. Durch Einsetzen der Zerfallskonstanten f_π in Gleichung 1.26 erhält man die Spektralfunktion $a_0(q^2)$.

$$a_0(q^2) = 2\pi f_\pi^2 \delta(q^2 - m_\pi^2) \quad (1.28)$$

Die Spektralfunktion $a_0^S(q^2)$ ergibt sich indem wir in Gl. 1.28 f_π durch f_K und m_π durch m_K ersetzen. Die Pion- Zerfallskonstante f_π kann aus dem Zerfall ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$) gewonnen werden, indem wir den Graphen 1.4 von rechts nach links lesen und den einlaufenden Strom des τ - Leptons durch den des auslaufenden Myons ersetzen. Dabei nehmen wir die Gültigkeit von Zeitumkehrinvarianz und Leptonenuniversalität an. Die Breite des Pionzerfalls ist gegeben durch:

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \frac{1}{T_\pi} = \frac{G_F^2}{8\pi} f_\pi^2 \cos^2 \theta_C m_\tau m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right)^2, \quad (1.29)$$

so daß die Messung der Pion- Lebensdauer T_π die Zerfallskonstante zu $f_\pi = 0.943 m_\pi$ ergibt. Analog läßt sich die Zerfallskonstante f_K aus dem Zerfall ($\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$) zu $f_K = 0.313 m_K$

Spektral-funktion	J^{PG}	I	S	mögliche Endzustände
$a_0(q^2)$	0^{-}	1	0	π^{-}
$a_1(q^2)$	1^{+}	1	0	$a_1^{-}(1270), (3\pi)^{-}, (5\pi)^{-}$
$v_1(q^2)$	1^{-}	1	0	$\rho^{-}(770), \rho^{\prime-}(1600), (2\pi)^{-}, (4\pi)^{-}, (6\pi)^{-}$
$a_0^S(q^2)$	0^{-}	$\frac{1}{2}$	-1	K^{-}
$a_1^S(q^2)$	1^{+}	$\frac{1}{2}$	-1	$K_1^{*-}(1400), (K\pi\pi)^{-}$
$v_0^S(q^2)$	0^{+}	$\frac{1}{2}$	-1	$K_0^{*-}(1350), (K\pi)^{-}$
$v_1^S(q^2)$	1^{-}	$\frac{1}{2}$	-1	$K^{*-}, (K\pi)^{-}$

Tabelle 1.2: Die semileptonischen τ -Zerfälle und die dazugehörigen Spektralfunktionen.

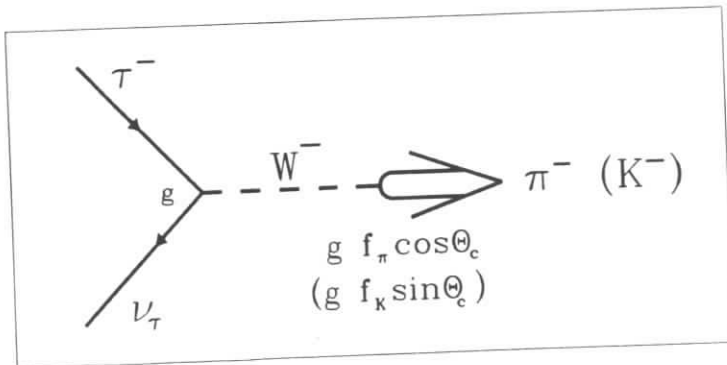


Abbildung 1.4: Das Feynman-Diagramm des τ^{-} -Zerfalls $\tau^{-} \rightarrow \pi^{-}(K^{-})\nu_{\tau}$.

bestimmen. Aus der Spektralfunktion 1.28 ergibt sich nach der Integration von Gleichung 1.27 die Zerfallsbreite $\Gamma(\tau^{-} \rightarrow \pi^{-}\nu_{\tau})$.

$$\Gamma(\tau^{-} \rightarrow \pi^{-}\nu_{\tau}) = \frac{G_F^2}{16\pi} f_{\pi}^2 \cos^2 \theta_C M_{\tau}^3 \left(1 - \frac{m_{\pi}^2}{M_{\tau}^2}\right)^2 \quad (1.30)$$

Unter Benutzung dieser Breite können wir eine Vorhersage geben relativ zur elektronischen Breite 1.13.

$$\frac{\Gamma(\tau^{-} \rightarrow \pi^{-}\nu_{\tau})}{\Gamma(\tau^{-} \rightarrow e^{-}\bar{\nu}_e\nu_{\tau})} = \frac{12\pi^2}{M_{\tau}^2} f_{\pi}^2 \cos^2 \theta_C \left(1 - \frac{m_{\pi}^2}{M_{\tau}^2}\right)^2 = 0.601 \quad (1.31)$$

Die Vorhersage für die Breite $\Gamma(\tau^{-} \rightarrow K^{-}\nu_{\tau})$ erhalten wir indem $f_{\pi} \cos \theta_C$ durch $f_K \sin \theta_C$ ersetzt wird.

$$\frac{\Gamma(\tau^{-} \rightarrow K^{-}\nu_{\tau})}{\Gamma(\tau^{-} \rightarrow e^{-}\bar{\nu}_e\nu_{\tau})} = \frac{12\pi^2}{M_{\tau}^2} f_K^2 \sin^2 \theta_C \left(1 - \frac{m_K^2}{M_{\tau}^2}\right)^2 = 0.039 \quad (1.32)$$

1.3.2 Der Zerfall über den Vektoranteil des schwachen Stroms

Die G -Parität bedingt, daß in den Vektor-Endzuständen eine gerade Anzahl an Pionen erzeugt wird. Zur Beschreibung dieser Zerfälle muß die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ bekannt sein. Bei der Bestimmung dieser Spektralfunktion wird die Hypothese des erhaltenden Vektorstroms [19] (conserved vector current CVC) verwendet.

Im Grenzfall verschwindender Quarkmassendifferenzen ($m_u = m_d$) bilden der Vektoranteil J_V^{μ} des schwachen hadronischen Stroms und sein hermitisch konjugierter Partner $J_V^{*\mu}$ zusammen mit der Isovektorkomponente des elektromagnetischen Stroms J_{em}^{μ} ein Isovektortriplett. Daraus folgt, daß J_V^{μ} und $J_V^{*\mu}$ genauso wie der elektromagnetische Strom erhalten bleiben.

$$\partial_{\mu} J_V^{\mu} = \partial_{\mu} J_V^{*\mu} = \partial_{\mu} J_{em}^{\mu} = 0 \quad (1.33)$$

Der Vektoranteil des Stroms bleibt nur erhalten wenn beide Quarks die gleichen Massen haben und so ist die CVC-Hypothese nicht auf die Strangeness verletzenden Ströme anwendbar. Aus der CVC-Hypothese läßt sich eine Beziehung zwischen der Isovektorkomponente des elektromagnetischen Stroms in der $e^{+}e^{-}$ -Vernichtung ($I = 1$) und dem Vektoranteil des schwachen hadronischen Stroms herstellen. Die Hadronisierung eines im τ -Zerfall entstandenen $\bar{u}d$ Quarkpaares ist vergleichbar mit der eines $\bar{u}u$ oder $\bar{d}d$ Paares, das in der elektromagnetischen Wechselwirkung erzeugt wurde. Die Kopplung des W^{-} -Bosons an das System aus einer geraden Anzahl von Pionen wird ersetzt durch die Kopplung des Photons (Abb.1.5). Die Spektralfunktion $v_1(q^2)$

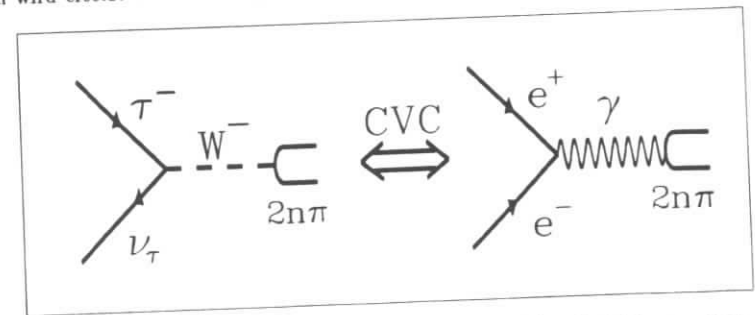


Abbildung 1.5: Die Anwendung der CVC-Hypothese auf den Zerfall $(\tau^{-} \rightarrow 2n\pi\nu_{\tau})$.

kann danach aus dem Wirkungsquerschnitt der e^+e^- - Annihilation in Endzustände mit $I = 1$ bestimmt werden [6].

$$v_1(q^2) = \frac{3q^2}{4\pi\alpha^2} \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \equiv R(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) \quad (1.34)$$

Durch die Messung des Isektoranteils des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ können Vorhersagen für die Partialbreite des τ^- - Zerfalls in Endzustände mit $J^{PC} = 1^{-+}$ getroffen werden. Da es schwierig ist, diesen Isektoranteil des totalen e^+e^- - Wirkungsquerschnittes zu bestimmen, können nur Aussagen über definierte Zustände, wie z.B. ($\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$), getroffen werden.

Die Benutzung der Gleichungen 1.13 und 1.27 führt zu den relativen Verzweigungsverhältnissen des τ^- - Leptons in eine gerade Anzahl von Pionen.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow 2n\pi\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 2 \cos^2 \theta_C \int dx (1-x)^2 (1+2x) R(e^+e^- \rightarrow 2n\pi) \quad (1.35)$$

Die Variable x steht in dieser Gleichung für q^2/M_τ^2 .

Aus der e^+e^- - Annihilation wissen wir, daß $R(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ unterhalb von 1.5 GeV Schwerpunktsenergie dominiert wird durch die ρ - Resonanz. Analog erwartet man für den Zerfall ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) eine Dominanz des Zerfalls ($\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$). Durch eine numerische Integration der Wirkungsquerschnitte ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) läßt sich eine theoretische Vorhersage für die Zerfallsbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ angeben [15].

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 1.26 \quad (1.36)$$

Die Unsicherheit dieser Vorhersage liegt in der Größenordnung von 10% und entstammt den Fehlern auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte.

Genauso wie die ρ - Resonanz das zwei Pion- System dominiert, wird das Cabibbo unterdrückte System ($K\pi$) dominiert durch die $K^*(890)$ - Resonanz. Die Spektralfunktion $v_1^S(q^2)$ läßt sich unter der Annahme, daß die Flavour SU(3) Symmetrie im Grenzfall hoher Impulsüberträge exakt ist, aus der Spektralfunktion v_1 näherungsweise mit Hilfe einer Das- Mathur-Okubo Summenregel [20] bestimmen.

$$\int_0^\infty (v_1(q^2) - v_1^S(q^2)) dq^2 = 0 \quad (1.37)$$

Unter Anwendung dieser Regel ergibt sich für v_1^S :

$$v_1^S(q^2) = 2\pi \left(\frac{f_{K^*}}{m_{K^*}} \right)^2 \delta(q^2 - m_{K^*}^2). \quad (1.38)$$

Aus der Annahme, daß v_1 und v_1^S durch die ρ , bzw. $K^*(892)$ Resonanz dominiert werden, läßt sich auch eine Beziehung für die Zerfallskonstante f_{K^*} herleiten.

$$\frac{f_\rho^2}{m_\rho^2} = \frac{f_{K^*}^2}{m_{K^*}^2}. \quad (1.39)$$

Aus diesen Gleichungen erhält man für den Zerfall ($\tau^- \rightarrow K^{*-} \nu_\tau$) die Vorhersage:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow K^{*-} \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.064. \quad (1.40)$$

Für ein System mit vier Pionen gibt es zwei mögliche Ladungszustände des τ^- - Zerfalls, ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$). Ebenso gibt es zwei Ladungszustände in der

e^+e^- - Annihilation, $\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ und $\pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$. Alle vier Ladungszustände haben den gleichen Isektorzustand $I = 1$ aber die verschiedenen I_Z - Zustände $I_Z = 0$ und -1 . Dieses bedingt eine lineare Beziehung zwischen den Produktionsraten der vier Pion- Zustände in der e^+e^- - Annihilation und denen im τ^- - Zerfall [21].

$$\frac{d\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)}{d\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)} = 1 + 2 \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+)} \quad (1.41)$$

Aus dieser Gleichung lassen sich die relativen Verzweigungsverhältnisse der vier Pion- Endzustände im τ^- - Zerfall herleiten.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 2 \cos^2 \theta_C \int dx (1-x)^2 (1+2x) \times \frac{1}{2} R(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \quad (1.42)$$

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 2 \cos^2 \theta_C \int dx (1-x)^2 (1+2x) \times \left[\frac{1}{2} R(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+) + R(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0) \right] \quad (1.43)$$

Die experimentell gewonnenen Daten der Reaktion ($e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$) und der Reaktion ($e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$) sind in der Abbildung 1.6 dargestellt. Die mit Hilfe von Anpassungsrech-

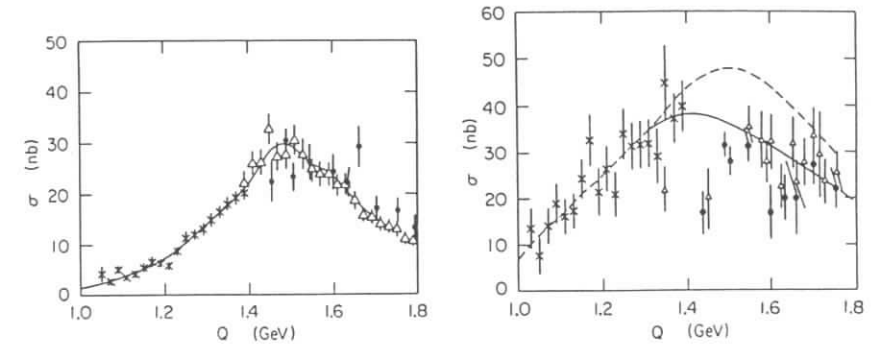


Abbildung 1.6: Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion ($e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$) (links) und ($e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$) (rechts) als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die durchgezogene Linie wurde durch eine Anpassungsrechnung gewonnen. Die unterbrochene Linie stellt den Wirkungsquerschnitt der Reaktion ($e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$) dar, normiert auf $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0)$ unterhalb vom 1.4 GeV. Die Datenpunkte sind durch Experimente in Novosibirsk (+) [22], Orsay (Δ) [23,24] und Frascati (\bullet) [25] gewonnen worden.

nungen gewonnenen durchgezogenen Linien in Abbildung 1.6 werden benutzt, um die Integration der Gleichungen 1.42 und 1.43 auszuführen.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.055 \quad (1.44)$$

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.275 \quad (1.45)$$

Die Unsicherheit dieser Vorhersage wird bestimmt durch die Fehler auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte, die für $R(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+)$ ungefähr 20% betragen und für $R(e^+e^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0)$ noch einmal um 10% größer sind. In dieser Arbeit wird das Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) gemessen und ein Vergleich mit der Vorhersage durchgeführt.

1.3.3 Der Zerfall über den Axialvektoranteil des schwachen Stroms

Bei dem Zerfall des τ -Leptons über den schwachen Axialvektorstrom treten Endzustände mit einer ungeraden Zahl von Pionen auf, wobei der Zerfall in ein Pion bereits in Abschnitt 1.3.1 behandelt wurde. Um eine Vorhersage über die Breite des Zerfalls in drei Pionen zu erhalten, werden hier zwei prinzipiell verschiedene Methoden vorgestellt, die wegen ihrer unterschiedlichen Ergebnisse aber auch zeigen, wie ungenau diese Vorhersagen sind [6,26].

Die erste Methode macht von den Weinberg-Summenregeln Gebrauch [27]. Es gibt hierbei zwei verschiedene theoretische Ansätze für die Spektralfunktionen:

$$\int_0^\infty [v_1(q^2) - a_1(q^2)] dq^2 = 2\pi f_\pi^2 \quad (1.46)$$

$$\int_0^\infty [v_1(q^2) - a_1(q^2)] dq^2 = 0. \quad (1.47)$$

Es wird angenommen, daß die SU(3)-Symmetrie exakt ist und die Spektralfunktionen v_1, a_1 durch die ρ - bzw. die $a_1(1260)$ -Resonanz dominiert werden.

$$v_1(q^2) = 2\pi \left(\frac{f_\rho}{m_\rho} \right)^2 \delta(q^2 - m_\rho^2) \quad (1.48)$$

$$a_1(q^2) = 2\pi \left(\frac{f_{a_1}}{m_{a_1}} \right)^2 \delta(q^2 - m_{a_1}^2) \quad (1.49)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 1.49 und 1.48 in Gleichung 1.46 erhalten wir für die Zerfallskonstante:

$$\frac{f_\rho^2}{m_\rho^2} - \frac{f_{a_1}^2}{m_{a_1}^2} = f_\pi^2 \quad (1.50)$$

Setzen wir die Gleichungen 1.49 und 1.48 in Gleichung 1.47 ein, erhalten wir eine zweite Möglichkeit für f_{a_1} .

$$f_\rho^2 = f_{a_1}^2 \quad (1.51)$$

Entsprechend den zwei Ansätzen erhalten wir zwei Vorhersagen für die Zerfallsbreite ($\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau$).

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.39 \quad (1.52)$$

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.46 \quad (1.53)$$

Die zweite Methode geht ebenfalls von einer Dominanz der $a_1(1260)$ -Resonanz für den drei Pion-Endzustand aus. Hierbei wird die Zerfallsbreite in eine ungerade Anzahl Pionen $\Gamma(\tau^- \rightarrow (2n+1)\pi\nu_\tau)$ über die Zerfallsbreite in eine gerade Anzahl an Pionen $\Gamma(\tau^- \rightarrow 2n\pi\nu_\tau)$ vorhergesagt. Unter Benutzung der Methode der kleinen Pionimpulse k (soft pion) [28] wird die Verbindung der Übergangsmatrixelemente $\langle 0 | J_A^\mu | (2n+1)\pi \rangle$ und $\langle 0 | J_V^\mu | 2n\pi \rangle$ durch die Stromalgebra hergestellt.

$$\lim_{k \rightarrow 0} \langle 0 | J_A^\mu | \pi(k), 2n\pi \rangle = \frac{2}{f_\pi} \langle 0 | J_V^\mu | 2n\pi \rangle \quad (1.54)$$

Im Fall des Drei Pion-Endzustandes haben wir relativ hohe Impulsüberträge und so benötigen wir zusätzlich zur Methode kleiner Pionimpulse die Hypothese des teilweise erhaltenen Axialvektorstroms [29]. Diese besagt, daß die Spektralfunktion a_0 bei großen Impulsüberträgen (q^2) verschwinden muß, da dort die endlichen u und d Quarkmassen nur noch wenig beitragen.

Die Endzustände mit drei Pionen werden deshalb durch die Spektralfunktion $a_1(q^2)$ dargestellt. Diese zweite Methode liefert sehr unterschiedliche relative Verzweungsverhältnisse in Abhängigkeit der Breite der $a_1(1260)$ -Resonanz.

$$0.58 < \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} < 3.5 \quad (1.55)$$

Der Vorhersagewert 0.58 entspricht einer Breite der $a_1(1260)$ -Resonanz von $\Gamma_{a_1} = 0.4 \text{ GeV}$ und der Wert 3.5 einer Breite $\Gamma_{a_1} = 0.1 \text{ GeV}$. Zwischen diesen Werten von Γ_{a_1} schwanken bisher die Meßwerte dieser Breite [1]. Um eine Vorhersage zu erhalten, benutzen wir hier einen mittleren Wert von $\Gamma_{a_1} = 0.3 \text{ GeV}$ und verwenden das Ergebnis in Tabelle 1.3.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.9 \quad (1.56)$$

Die a_1 -Resonanz kann in zwei mögliche Ladungsendzustände zerfallen ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$). Aus der Isospinerhaltung gewinnen wir eine Vorhersage der relativen Verzweungsverhältnisse der Ladungsendzustände zueinander.

$$\frac{1}{4} \leq \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)} \leq 1 \quad (1.57)$$

Findet der Zerfall des τ -Leptons ausschließlich über die a_1 -Resonanz statt, erwarten wir ein Verhältnis von eins. In dieser Arbeit wird das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ präzise gemessen und mit den hier beschriebenen Vorhersagen verglichen. Aus der Messung von $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und der Bedingung der Isospinerhaltung (Gl.1.57) läßt sich ferner eine Vorhersage treffen über die maximale Größe des schwer meßbaren Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)$.

Vorhersagen für den Zerfall in fünf Pionen basieren ebenfalls auf Stromalgebra-Rechnungen und geben Vorhersagen von weniger als 1% [26]. Alle weiteren meßbaren Verzweungsverhältnisse haben ebenfalls zusammen einen Anteil von kleiner als 1% an der Gesamtmenge aller τ -Zerfälle. Diese Zerfälle und die in diesem Kapitel beschriebenen Vorhersagen sind in Tabelle 1.3 zusammengefaßt.

1.4 Die topologischen Verzweungsverhältnisse

Bei der e^+e^- -Annihilation werden τ -Leptonen paarweise erzeugt. Da das τ -Lepton geladen ist, zerfällt es in eine ungerade Zahl geladener Teilchen. τ -Ereignisse lassen sich daher in e^+e^- -Experimenten anhand der entstehenden 1-1, 1-3, 1-5, 3-3 und 3-5 Topologien der geladenen Spuren beobachten. Ein Zerfall in sieben geladene Teilchen konnte bisher nicht nachgewiesen werden [1].

Im Prinzip sind die relativen topologischen Verzweungsverhältnisse in ein einzelnes Teilchen oder einen resonanten hadronischen Zustand über die Isospin-Clebsch-Gordon Koeffizienten festgelegt. Über die Isospininvarianz lassen sich Abschätzungen für einen hadronischen Mehrteilchen-Endzustand [30] angeben. Solche Abschätzungen wurden in Referenz [7] für semileptonische Zerfälle durchgeführt. Die sich daraus ergebenden Vorhersagen für die topologischen Verzweungsverhältnisse sind recht grob und werden bei weitem übertroffen durch die Präzision der experimentellen Meßergebnisse. Die Weltmittelwerte der inklusiven Verzweungsverhältnisse in n geladene Teilchen (BR_{npr}) sind [1]:

$$\begin{aligned} BR_{1pr} &= (86.13 \pm 0.33)\% \\ BR_{3pr} &= (13.76 \pm 0.32)\% \\ BR_{5pr} &= (0.113 \pm 0.027)\%. \end{aligned}$$

Zerfallskanal	$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow X \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}$	$BR[\%]$	Theoretische Annahme und Bezugsdaten
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	1.0	18.9	μ - τ Universalität, T_μ und T_τ
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	0.973	18.4	e - μ Universalität
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	0.601	11.4	T - Invarianz und T_π
$\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$	0.04	0.76	T - Invarianz und $\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	1.26	23.8	CVC- Hypothese und $\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\pi)$
$\tau^- \rightarrow (K\pi)^- \nu_\tau$	0.064	1.2	Dominanz der $K^*(892)$ - Resonanz
$\tau^- \rightarrow \pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	0.055	1.04	CVC- Hypothese und $\sigma(e^+e^- \rightarrow 4\pi)$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	0.275	5.2	CVC- Hypothese $\sigma(e^+e^- \rightarrow 4\pi)$
$\tau^- \rightarrow (6\pi)^- \nu_\tau$	0.01	0.19	CVC- Hypothese $\sigma(e^+e^- \rightarrow 6\pi)$
$\tau^- \rightarrow (K\bar{K})^- \nu_\tau$	0.03	0.57	CVC- Hypothese $\sigma(e^+e^- \rightarrow K\bar{K})$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	0.45	8.5	modellabhängig
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	0.45	8.5	$\leq BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$
$\tau^- \rightarrow (5\pi)^- \nu_\tau$	0.03	0.57	modellabhängig
Summe		~ 100	

Tabelle 1.3: Die theoretischen Vorhersagen der Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons. Zur Berechnung der absoluten Verzweigungsverhältnisse wurde die ebenfalls aufgeführte Vorhersage für das elektronische Verzweigungsverhältnis aus der Messung der Lebensdauer des τ - Leptons benutzt (Kap.1.2).

Die Verzweigungsverhältnisse in eine und drei geladene Spuren sättigen die topologischen Verzweigungsverhältnisse soweit ab, daß wir folgende Relation aufstellen können:

$$BR_{1pr} + BR_{3pr} = 1 - BR_{6pr} = 0.99887 \pm 0.00027. \quad (1.58)$$

Das topologische Verzweigungsverhältnis in fünf geladene Spuren ist sehr klein und es kann daher für diese Relation vernachlässigt werden.

Trotz der hohen angegebenen Präzision der Messungen schwanken die einzelnen Meßergebnisse verschiedener Kollaborationen stark um die Mittelwerte für die topologischen Verzweigungsverhältnisse in drei geladene Spuren und die entsprechenden in eine geladene Spur. Beispielsweise hat die HRS Kollaboration das Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren mit $(13.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$ gemessen [31], wohingegen die CELLO Kollaboration diesen Wert zu $(15.0 \pm 0.4 \pm 0.3)\%$ bestimmt [4]. Der Unterschied zwischen den beiden Messungen beträgt ungefähr zwei Standardabweichungen. Im Rahmen dieser Arbeit wird das topologische Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren zum ersten Mal präzise im Bereich der Υ - Resonanzen gemessen. Die große vorliegende Datenmenge erlaubt eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses mit einem kleinen statistischen Fehler. Ferner sind die systematischen Fehler aufgrund der benutzten Schwerpunktsenergie von 10 GeV anderer Natur als bei den zuvor durchgeführten Messungen bei $E_{cm,s} \simeq 30 \text{ GeV}$. Das topologische Verzweigungsverhältnis in eine geladene Spur läßt sich dann durch die Beziehung 1.58 bestimmen.

Eng mit der Messung des topologischen Verzweigungsverhältnisses ist das bereits erwähnte τ - Problem verknüpft. Dort werden die inklusiven Messungen verglichen mit der Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse. In Tabelle 1.4 sind die gemessenen Zerfallskanäle aufgeführt, die in drei geladene Spuren zerfallen, während in Tabelle 1.5 die entsprechenden Zerfallskanäle in eine geladene Spur aufgelistet sind. Dabei wurden die Mittelwerte aller

Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren	
Zerfallskanal	Experiment $BR[\%]$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	7.1 ± 0.6
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4.4 ± 1.6
$\tau^- \rightarrow K^- had^+ had^- (\geq 0 \text{ neutrale}) \nu_\tau$	< 0.6
Summe	$< 12.1 \pm 1.7$
Topologisches Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren	13.8 ± 0.3
Differenz	$> 1.7 \pm 1.7$

Tabelle 1.4: Die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren.

bisherigen Veröffentlichungen verwendet [1]. Es ist zu erkennen, daß das topologische Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren durch die Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse fast vollständig erklärt wird. Der Unterschied zwischen den inklusiven und exklusiven Messungen beträgt $(1.7 \pm 1.7)\%$ und ist somit nicht signifikant. In dieser Arbeit werden

Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in eine geladene Spur		
Zerfallskanal	Experiment $BR[\%]$	Theorie
$\tau^- \rightarrow \epsilon^- \bar{\nu}_\epsilon \nu_\tau$	17.7 ± 0.4	
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.8 ± 0.4	
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	22.7 ± 0.8	
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	11.0 ± 0.5	
$\tau^- \rightarrow K^- (\geq 0 \text{ neutrale}) \nu_\tau$	1.71 ± 0.23	
$\tau^- \rightarrow K^{*-} \nu_\tau, K^{*-} \rightarrow \pi^- (2\pi^0 \text{ or } K_L^0)$	0.3 ± 0.2	
$\tau^- \rightarrow \pi^- (2\pi^0) \nu_\tau$	7.5 ± 0.9	
$\tau^- \rightarrow \pi^- (\geq 3\pi^0) \nu_\tau$		< 1.4
$\tau^- \rightarrow \pi^- (\geq 1\eta) (\geq 0\pi^0) \nu_\tau$	< 1.3	< 0.8
Summe der gemessenen Zerfälle	79.0 ± 1.4	
Theoretische Grenzen auf nicht gemessene Zerfälle		< 2.2
Summe der exklusiven Zerfälle		81.2 ± 1.4
Topologisches Verzweigungsverhältnis in eine geladene Spur	86.1 ± 0.3	
Differenz		$> 4.8 \pm 1.4$

Tabelle 1.5: Die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in eine geladene Spur.

die wesentlichen Verzweigungsverhältnisse in drei geladene Spuren $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ gemessen. Am Ende der Arbeit wird diese Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse mit dem hier gemessenen topologischen Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren verglichen.

Eine signifikante Diskrepanz ist zwischen der inklusiven Messung und der Summe der exklusiven Messungen bei den Verzweigungsverhältnissen in eine geladene Spur zu beobachten. Die Summe der bekannten exklusiven Endzustände in eine geladene Spur ist um $(4.8 \pm 1.4)\%$ kleiner als der inklusive Wert (Tab.1.5). Dieses Defizit ist 1984 zuerst von Truong [32] beobachtet worden und hatte zu diesem Zeitpunkt eine Größe von $\sim 10\%$. Zu dem Zeitpunkt, als diese Arbeit begonnen wurde, betrug das Defizit noch $(6.7 \pm 1.8)\%$ [8]. Neue Messungen mit höheren Verzweigungsverhältnissen für die Kanäle $(\tau^- \rightarrow \epsilon^- \bar{\nu}_\epsilon \nu_\tau)$, $(\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau)$ und $(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)$ haben inzwischen die Differenz auf $(4.8 \pm 1.4)\%$ reduziert [1]. An dieser Stelle ist darauf hinzuweisen, daß bei der Abschätzung des Fehlers der Differenz nicht der mit einem großen Fehler behaftete Meßwert $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau) = (3.0 \pm 2.7)\%$ [1] benutzt wurde. Um dieses Verzweigungsverhältnis abzuschätzen verwendet man die theoretische Vorhersage aus der Isospinerhaltung und der CVC- Hypothese (Kap.1.3.2). Detaillierte Untersuchungen zu diesem τ - Problem finden sich in den Arbeiten von Perl et al. [33]. Für die festgestellte Diskrepanz werden mehrere Begründungen angegeben.

1. Es gibt weitere, bisher noch nicht beobachtete τ - Zerfallskanäle, die einen Beitrag zu BR_{1p} leisten. Allerdings sind obere Grenzen für die Zerfälle in η - Mesonen, für Zerfälle, die die Leptonenzahl verletzen und Zerfälle, die über Ströme zweiter Art gehen, schon gemessen worden [1]. Im Rahmen des Standardmodells sind keine weiteren Zerfälle bekannt, durch die das Defizit erklärt werden könnte.
2. Eine zweite Möglichkeit ist, daß ein Teil der exklusiven Verzweigungsverhältnisse zu klein bestimmt wurde. Diese Fehlmessungen können sich in andere Verzweigungsverhältnisse fortpflanzen, wenn diese nicht unabhängig voneinander bestimmt wurden. Für diese Möglichkeit spricht, daß das τ - Problem bei den theoretischen Vorhersagen nicht auftaucht (Tab.1.3). Dort wurde die von den Verzweigungsverhältnissen unabhängige Messung der τ - Lebensdauer zur Normierung verwendet.
3. Die dritte vorgeschlagene Lösung ist, daß bei der Angabe des Fehlers auf die Diskrepanz nicht berücksichtigt wird, daß es Korrelationen zwischen den einzelnen Messungen gibt. Die Größe der Korrelationen ist aus den systematischen Fehlern der einzelnen Messungen nicht zu ersehen. Eine quadratische Addition der Fehler könnte nicht gewährleistet sein, womit die Diskrepanz nicht mehr signifikant wäre.

Um die Ursachen der Differenz zu klären, müssen die topologischen und exklusiven Verzweigungsverhältnisse präzise gemessen werden, wobei diese Messungen unabhängig von der Benutzung der Meßwerte anderer Kollaborationen sein sollten.

In dieser Arbeit werden die Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \epsilon^- \bar{\nu}_\epsilon \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ unabhängig von anderen gemessenen Werten bestimmt. Zur Normierung wird das in dieser Arbeit bestimmte topologische Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \text{dreigeladene Spuren } \nu_\tau)$ benutzt. Durch diese drei Meßwerte und die Bestimmung einer oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)$ kann das τ - Problem weiter eingegrenzt werden.

Durch die Bestimmung der größten exklusiven Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren können wir das gemessene topologische Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \text{dreigeladene Spuren } \nu_\tau)$ kontrollieren. Diese größten exklusiven Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ werden in Kapitel 5 bzw. 6 bestimmt. Der Vergleich des topologischen mit den exklusiven Verzweigungsverhältnissen wird in Kapitel 7 diskutiert.

Kapitel 2

Das Experiment

Die vorliegende Analyse wurde im Rahmen des ARGUS - Experimentes durchgeführt. Der Name ARGUS steht für die Herkunftsländer der beteiligten Institute: **A** Russian- **G**erman- **U**nited-**S**tates-**S**wedish-**C**ollaboration. Neben den Instituten aus diesen Ländern sind nach Gründung der Kollaboration im Jahre 1978 [34] noch Institute aus Kanada und Jugoslawien hinzugekommen. Der Detektor ARGUS zeichnet seit 1982 am e^+e^- -Speicherring DORIS II des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg Daten auf. Zu seinen hervorragenden Eigenschaften gehört die Identifikation geladener und neutraler Teilchen über fast den gesamten Raumwinkelbereich.

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Detektorkomponenten kurz vorgestellt und es wird die Verarbeitung der Daten besprochen. Eine ausführliche Beschreibung des ARGUS- Detektors findet sich in Referenz [35].

2.1 Der e^+e^- - Speicherring DORIS II

Der e^+e^- -Speicherring DORIS (**D**oppel-**R**ing-**S**peicher) wurde 1974 fertiggestellt und war für Schwerpunktsenergien von 3 bis 4 GeV konzipiert. Mit diesem Speicherring ließen sich die gerade neu entdeckten Charm- Resonanzen untersuchen. Nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen wurde DORIS 1981/82 umgebaut [36,37].

Der neue DORIS II Speicherring besitzt eine zur Untersuchung der Υ -Resonanzen ausreichende Schwerpunktsenergie von $E_{CMS} \simeq 10 \text{ GeV}$. DORIS II bekommt seine Teilchen aus dem Synchrotron DESY (Abb. 2.1). Je ein Paket Elektronen und Positronen, das man sich wie die Form einer Stecknadel vorstellen kann, werden aus DESY zugeführt. Diese zwei Pakete laufen in DORIS II in einem einzigen Strahlrohr gegenläufig um. Bei einem Umfang von 288 m treffen sich die beiden Teilchenpakete ungefähr eine Million Mal pro Sekunde in einer der beiden Wechselwirkungszone, in der der Detektor ARGUS aufgebaut ist.

Die Luminosität \mathcal{L} definiert die Wechselwirkungsrate dN/dt für einen Prozeß mit dem Wirkungsquerschnitt σ und ist eine für jeden Speicherring charakteristische Größe.

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.1)$$

Die Luminosität \mathcal{L} ist abhängig von verschiedenen Strahlparametern:

$$\mathcal{L} = \frac{n \cdot I_{e^+} \cdot I_{e^-}}{4\pi \cdot f \cdot c^2 \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}$$

Die Anzahl der Teilchenpakete pro Strahl ist n , die Stromstärke eines Teilchenpaketes I , die Umlauffrequenz f , die Elektronen - Ladung e und die transversalen Strahlausdehnungen am Wechselwirkungspunkt werden durch σ_x und σ_y dargestellt. Um die Luminosität zu erhöhen

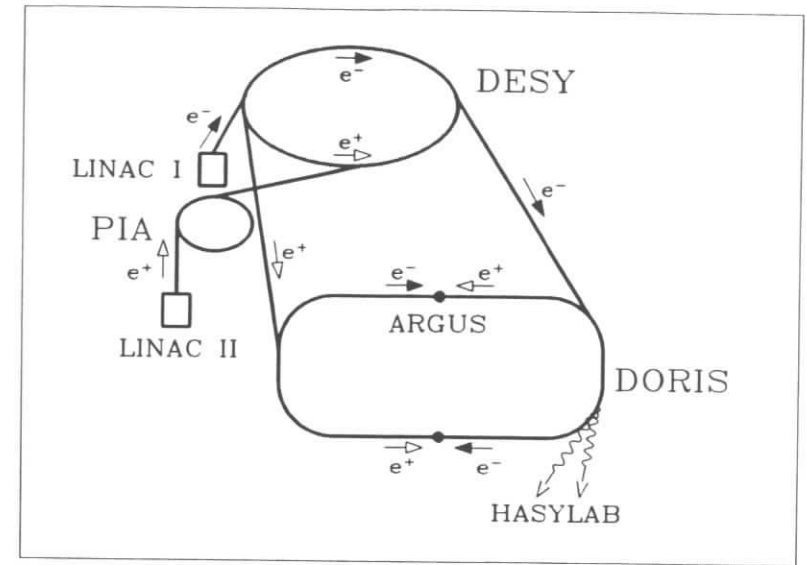


Abbildung 2.1: Das Beschleunigungssystem des e^+e^- - Speicherrings DORIS II.

wurden nachträglich sogenannte Mini- β - Quadrupolmagnete in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes installiert. Dadurch werden heute Luminositäten von mehr als $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und maximale Strahlströme von $\sim 45 \text{ mA}$ erreicht [38]. Die Energieauflösung des Strahls, die bestimmt wird durch die Synchrotronstrahlung, beträgt dabei $\sigma_{beam} \sim 6.8 \text{ MeV}$. Bei einer Schwerpunktsenergie von 10 GeV beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von τ - Paaren $\sigma \sim 1 \text{ nb}$ und so werden ca. 1000 τ - Paare pro Tag der Datennahmeperiode aufgezeichnet. Experimentell wird die Luminosität an e^+e^- - Speicherringen durch Ereignisse der Bhabha-Streuung gemessen, da deren Wirkungsquerschnitt in der QED präzise berechenbar ist, derartige Ereignisse eine eindeutige Signatur besitzen und sie relativ häufig sind.

2.2 Der Detektor ARGUS

Der ARGUS Detektor (Abb. 2.2) ist ein universelles Nachweisinstrument, um die gesamte Bandbreite der physikalischen Fragestellungen im Energiebereich der Υ -Resonanzen zu untersuchen. Der hadronische Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 2.3 zur Veranschaulichung dargestellt.

- Die $\Upsilon(1S)$ - Resonanz liegt unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von $B\bar{B}$ Paaren. Sie zerfällt hauptsächlich in Gluonen, d.h. über die Kanäle $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma g g$ und $\Upsilon(1S) \rightarrow g g g$. Die $\Upsilon(1S)$ - Zerfälle eignen sich zur Untersuchung der starken Wechselwirkung und der Fragmentation von Gluonen.
- Die $\Upsilon(2S)$ - Resonanz sitzt ebenfalls unterhalb der $B\bar{B}$ Schwelle und hat eine kompliziertere Zerfallsstruktur, die spektroskopische Untersuchungen erlaubt.
- Auf der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz werden B^0 und B^+ Mesonen erzeugt, die dann annähernd in Ruhe zerfallen. Durch die Untersuchung schwacher B - Mesonen Zerfälle können Matrix-

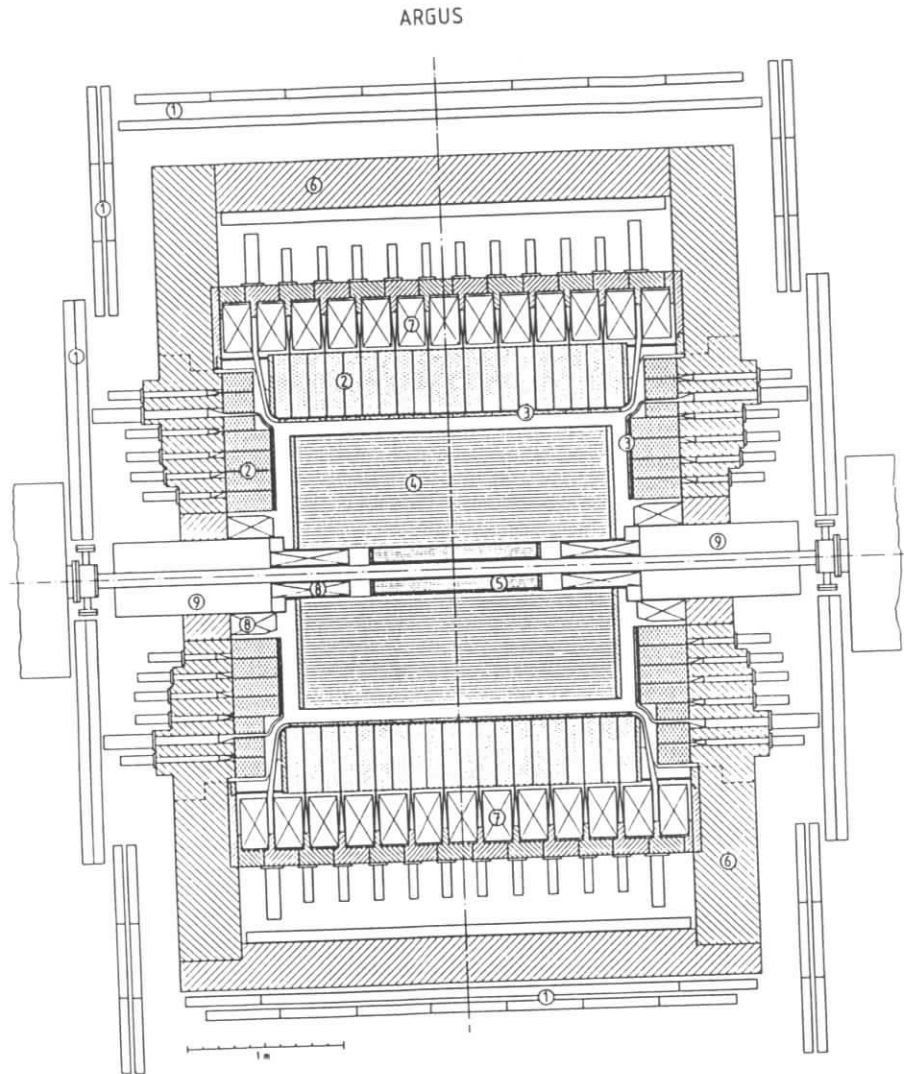


Abbildung 2.2: Der ARGUS-Detektor (Schnitt parallel zur Strahlachse): (1) Myonkammern, (2) Schauerzähler, (3) Flugzeitzähler, (4) Driftkammer, (5) Vertexkammer, (6) Eisenjoch, (7) Magnetspule, (8) Kompensationsspulen, (9) Mini-Beta-Quadrupole

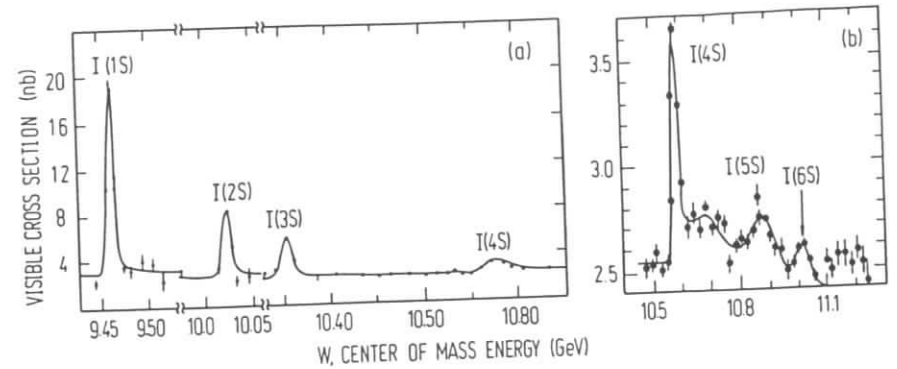


Abbildung 2.3: Der sichtbare hadronische e^+e^- - Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ - Resonanzen [39].

elemente der Cabbibo- Kobayashi- Maskawa- Massenmatrix und die Stärke der B^0 - \bar{B}^0 Oszillationen gemessen werden.

- Unterhalb der Resonanzen befindet sich das Kontinuum von Quark- Antiquark Erzeugung. Dort wird neben anderen Quarkpaaren der nichtresonante Prozeß $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ erzeugt. Er besitzt im Gegensatz zu den oben aufgeführten Resonanzzerfällen eine jetartige Struktur und bildet deshalb für die hier vorliegende τ - Analyse eine wichtige Untergrundquelle.
- Die $\Upsilon(1S)$ und $\Upsilon(2S)$ - Resonanz tragen zur Erhöhung des Wirkungsquerschnittes des τ - Leptons im Bereich dieser Resonanzen bei. In dieser Arbeit werden schwache τ - Zerfälle über den gesamten Bereich der benutzten Schwerpunktsenergien untersucht.
- Ein weiteres Feld der ARGUS Kollaboration ist die Untersuchung der Teilchenproduktion in Zwei- Photon- Wechselwirkungen.

Zur Untersuchung dieser Prozesse hat der ARGUS Detektor die folgenden wesentlichen Eigenschaften:

1. große räumliche Akzeptanz (92% des gesamten Raumwinkelbereiches),
2. gute Impulsauflösung und Energieauflösung für geladene und neutrale Teilchen,
3. gute Identifizierung der Teilchen über einen großen Impulsbereich.

Der ARGUS Detektor ist ein magnetischer, zylinderförmiger Detektor. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Positronen. Die z- Achse verläuft parallel zur Strahlachse in Richtung der auslaufenden Positronen. Zur Beschreibung der Ebene senkrecht zur Strahlachse werden die Polarkoordinaten R und φ verwendet. Die Größe ϑ bezeichnet den Azimutwinkel. Die Zylindersymmetrie bedingt eine Unterteilung in den Bereich des Zylindermantels und den Bereich der Endkappen. Ein Myon, daß im Wechselwirkungspunkt erzeugt wurde, passiert, wenn es genug Impuls hatte, die folgenden Detektorkomponenten nacheinander:

- die Vertex- Driftkammer,
- die Haupt- Driftkammer,
- das Flugzeitzählersystem,
- das Kalorimeter,
- die Myonen- Kammern.

Zur Ablenkung der geladenen Spur dient das Magnetsystem von ARGUS. Es besteht aus der Hauptspule, den Mini- β - Quadrupolen und den Kompensationsspulen. Das Feld der Hauptspule beträgt ca. 0.8 Tesla , erzeugt bei einem Strom von 4500 A . Die Kompensationsspulen schalten den Einfluß des Magnetfeldes auf den Strahl aus. Das Magnetfeld im Bereich der Driftkammer ist auf eine Genauigkeit von 0.1% bekannt. Die einzelnen Detektorkomponenten werden nun kurz vorgestellt.

Die Vertexkammer (5)

Die Vertex- Driftkammer [40] ist eine zylinderförmige Driftkammer die zusammen mit der Haupt- Driftkammer dem Nachweis und der Impulsmessung geladener Teilchen dient. Die Kammer ist 1 m lang, der äußere Radius beträgt 14 cm und der innere Radius 5 cm . Durch die genaue Ortsbestimmung der geladenen Teilchen nahe am Wechselwirkungspunkt wird die Nachweiswahrscheinlichkeit von Sekundärvertices erhöht. Die Kammer hat 594 Signaldrähte (W- Legierung mit Goldauflage und $20 \mu\text{m}$ Durchmesser) und 1492 Potentialdrähte (Cu- Be- Legierung mit $170 \mu\text{m}$ Durchmesser), die parallel zum Strahlrohr gespannt sind. An diesen Potentialdrähten liegt eine Spannung von -3500 V . Je ein Signaldraht in der Mitte umgeben von sechs benachbarten Potentialdrähten bilden eine hexagonale Driftzelle von 4.5 mm Radius. Durch das Fehlen von nicht parallelen Drähten ist keine Ortsbestimmung entlang der Strahlachse möglich. Die Kammer wird mit CO_2 bei einem Druck von 1.5 bar betrieben.

Die Haupt- Driftkammer (4)

Mit Hilfe der Meßwerte der Haupt- Driftkammer können die Spuren der geladenen Teilchen dreidimensional rekonstruiert werden. Die Haupt- Driftkammer [41] ist ebenfalls zylindrisch mit einer Länge von 2 m , einem Außenradius von 86 cm und einem Innenradius von 15 cm . In einer Anordnung von 36 konzentrischen Driftzellenlagen sind 5940 Signaldrähte (W mit Goldauflage, $30 \mu\text{m}$ Durchmesser) und 24588 Potentialdrähte (Cu- Be- Legierung, $76 \mu\text{m}$ Durchmesser) gespannt. Jeder Signaldraht befindet sich in der Mitte einer durch Potentialdrähte begrenzten quadratischen Driftzelle von $18.0 \times 18.8 \text{ mm}^2$ Seitenlänge. Die Potentialdifferenz zwischen Signal- und Potentialdrähten beträgt etwa 2900 V .

Die Signaldrähte der ungeradzahigen Lagen (von innen gezählt) verlaufen parallel zum Strahlrohr, die Drähte der geradzahigen Lagen sind um einen Stereowinkel α gegen die Strahlachse geneigt. Der Stereowinkel ist innerhalb einer Lage konstant und ändert von einer Stereolage zur nächsten sein Vorzeichen. Der Betrag des Winkels wächst mit der Wurzel des Radius von innen nach außen von 2.3° auf 4.6° an. Diese Geometrie ermöglicht die dreidimensionale Spurkonstruktion.

Ein geladenes Teilchen in der Haupt- Driftkammer ionisiert entlang seiner Spur Moleküle des Driftkammergases. Die Elektronen driften im elektrischen Feld der Zelle zum Signaldraht. In der Nähe des Signaldrahtes ist das elektrische Feld so groß, daß die Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen soviel Energie aufnehmen, daß sie die Moleküle ionisieren können. Dadurch wird eine Gasverstärkung um den Faktor $\sim 10^4$ erreicht.

Wenn die Elektronen den Signaldraht erreichen, wird der entsprechende Zeit- Digital- Wandler (TDC) gestartet. Alle TDC werden auf ein Signal hin gestoppt. Die Differenz zwischen der registrierten Zeit und der Zeitabstand zwischen der e^+e^- - Wechselwirkung und dem Stop- Signal ist die Driftzeit der Elektronen. Bei der Rekonstruktion wird die Driftzeit unter Benutzung der bekannten Weg- Zeit Beziehung in den Abstand umgerechnet.

Geladene Teilchen werden durch das Magnetfeld abgelenkt. Ihre Bahnkrümmung ist umgekehrt proportional zum Transversalimpuls. Die begrenzte Ortsauflösung bedingt so eine Impulsauflösung von:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(\frac{0.009 \cdot p_T}{(\text{GeV}/c)}\right)^2},$$

wobei der erste Term durch Vielfachstreuung bestimmt ist. (σ bezeichnet eine Standardabweichung.)

Es wird ferner die in jeder Driftzelle freigesetzte Ladung gemessen. Dies geschieht, indem das elektrische Signal über eine Zeit von maximal $2 \mu\text{s}$ integriert wird. Das integrierte Signal wird mit Hilfe eines Analog- Digital- Wandlers (ADC) digitalisiert.

Die integrierte Ladung ist proportional zur Zahl der primären Ionisationen und damit auch zum Energieverlust des Teilchens. Aus der Verteilung der Meßwerte entlang der Spur kann der spezifische Energieverlust (dE/dx) des Teilchens bestimmt werden. Diese Messung wird zur Identifikation der geladenen Teilchen verwendet (Kap.3.5).

Als Kammergas wird ein Gemisch von 97% Propan, 3% Methylal und 0.2% Wasserdampf verwendet. Der Kammerdruck liegt etwas oberhalb des Luftdruckes, um das Eindringen von Fremdgas zu verhindern.

Das Flugzeitzählersystem (3)

Das Flugzeitzählersystem [42] wird benutzt zur Messung der Flugzeit eines Teilchens vom Wechselwirkungspunkt zu den Zählern. Das System besteht aus 160 Szintillatorzählern (NE110) die um die Haupt- Driftkammer herum angeordnet sind. Der Zylindermantelbereich wird durch 64 Zähler abgedeckt, die parallel zur Strahlachse verlaufen. Die Zähler werden an beiden Enden von einem Photovervielfacher ausgelesen. Jeweils 48 trapezförmige Zähler decken die Endkappen in radialer Anordnung ab und werden an ihrem äußeren Ende ausgelesen. Die Verbindung zwischen den Zählern im Magnetfeld und den Photovervielfachern außerhalb stellen Lichtleiter aus Plexiglas her. Die mittlere Zeitauflösung beträgt $\sigma_{TOF} = 220 \text{ ps}$. Eine Teilchenseparation kann bis zu Impulsen $p \sim 1 \text{ GeV}/c$ durchgeführt werden.

Das elektromagnetische Kalorimeter (2)

Das elektromagnetische Kalorimeter [43,44] dient zur Messung der Richtung und der Energie von Photonen und zur Identifikation von Elektronen. Im Zylindermantelbereich sind 1280 Schauerzähler in 20 Ringen zu jeweils 64 Modulen zur Strahlachse hin ausgerichtet. Die Endkappen des Kalorimeters bestehen aus 240 Zählern und sind an beiden Seiten in fünf konzentrischen Ringen parallel zur Strahlachse angebracht. Die Schauerzählermodule sind schichtweise aus Szintillatorplatten (5 mm stark, ALUSTIPE UV 15105) und Bleiplatten (1 mm im Zylindermantel, 1.5 mm in den Endkappen) aufgebaut. Ein Zähler entspricht 12.5 Strahlungslängen. Das Szintillatortlicht wird durch Wellenlängenschieber und Lichtleiter zu Photovervielfachern außerhalb des Magnetfeldes geführt. Die Zähleranordnung vor der Magnetspule hat den Vorteil, daß sich nur Material entsprechend 0.16 Strahlungslängen (0.52 in den Endkappen) vor dem Kalorimeter befindet. Dies erlaubt niederenergetische Photonen bis zu $E_\gamma \sim 50 \text{ MeV}$ nachzuweisen. Das Kalorimeter

deckt 96% des Raumwinkels ab. Die Energieauflösung im Zylindermantel beträgt:

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

und in den Endkappen:

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E}} \quad (E \text{ in GeV}).$$

Zur Identifikation der Elektronen wird die deponierte Energie und die laterale Schauerbreitungsweite im Kalorimeter benutzt. Elektronen deponieren fast ihre gesamte Energie in den Schauerzählern. Myonen und Hadronen als minimal ionisierende Teilchen haben hingegen keine ausgeprägte Korrelation zwischen Impuls und deponierter Energie [35]. Hadronen können allerdings hadronische Schauer verursachen, die sich aber meistens in ihrer lateralen Ausdehnung von elektromagnetischen Schauern unterscheiden.

Die Myonen-Kammern (1)

Myonen wechselwirken im Gegensatz zu Elektronen und Hadronen nur wenig mit Materie und durchdringen deshalb bei hohen Impulsen ($p_\mu > 1.1 \text{ GeV}/c$) das Eisenjoch. Das Myonen-Kammer-System [45] besteht aus 218 Kammern. Jede dieser Kammern besteht aus 8 Proportionalzählrohren mit einem Querschnitt von $56 \times 56 \text{ mm}^2$. In der Mitte des Zählrohres befindet sich der Zählrohrdraht (goldbeschichtetes Wolfram mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser) unter einer Spannung von 2350 V. Die Kammern enthalten ein Gasgemisch aus 92% Argon und 8% Methan. Die Kammern sind in drei Lagen angeordnet. Die erste Lage ist innerhalb des Eisenjochs im Zylindermantelbereich angebracht und bedeckt etwa 43% des Raumwinkels. Das Material, das ein Myon vom Wechselwirkungspunkt zu diesen Kammern zu durchdringen hat, entspricht 3.3 hadronischen Absorptionslängen. Ein Myon benötigt einen Impuls von $p_\mu > 0.7 \text{ GeV}/c$ um diese inneren Kammern zu erreichen. Das Eisenjoch wird außerhalb des Zylindermantel- und Endkappenbereiches mit zwei Lagen von Myonen-Kammern umgeben, die 87% des Raumwinkels überdecken. Der Nachweis von Myonen in den äußeren Lagen (Abschirmung insgesamt 5.1 hadronische Wechselwirkungslängen) erfordert einen Impuls von $p_\mu > 1.1 \text{ GeV}/c$.

2.3 Das Triggersystem

Die Kollisionsrate der Elektronen- und Positronenpakete in DORIS II beträgt 1 MHz . Es steht also eine Zeitspanne von $1 \mu\text{s}$ zur Verfügung, um zu entscheiden, ob ein Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Beim ARGUS Triggersystem wird diese Entscheidung in zwei Schritte unterteilt. Erst entscheidet ein 'schneller' Trigger innerhalb von 30 ns , ob bei der Kollision der Teilchenpakete ein Ereigniskandidat vorliegt. Der 'schnelle' Trigger verwendet die Daten des Flugzeit- und des Schauerzählensystems. Ist diese Entscheidung positiv, wird der zweite Schritt des Triggersystems gestartet. Dieser 'langsame' Trigger verwendet Informationen getroffener Driftkammerdrähte und zugeordneter Flugzeitähler, um Spurkandidaten zu erkennen.

Die Ebene senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt teilt den Detektor in zwei z- Hemisphären. Getrennt für diese beiden z- Hemisphären werden die Daten von Schauerzähler- und Flugzeitählergruppen für den 'schnellen' Trigger ausgewertet. Bei der Datennahme werden gleichzeitig vier unterschiedliche 'schnelle' Triggerklassen verwendet:

ETOT Total Energy Trigger

Für diese Triggerklasse muß die totale im Kalorimeter deponierte Energie in jeder der beiden z- Hemisphären größer als 700 MeV sein. Hierbei werden die Zähler des Zylindermantel- und Endkappenbereiches benutzt.

HESH High Energy Shower Trigger

Die Schauerzähler des Zylindermantelbereiches sind in 16 Gruppen zusammengefaßt. Das Ereignis spricht den Trigger an, wenn in einer dieser Gruppen eine Energie von mehr als 1 GeV registriert wird.

CPPT Charged Particle Pre-Trigger

In jeder der beiden z- Hemisphären des Zylindermantels sind 16 Gruppen von Schauerzählern und Flugzeitählern definiert. Jede Gruppe ist aus 4 Reihen von Flugzeitählern und 6 Reihen von dahinterliegenden Schauerzählern aufgebaut. In jeder z- Hemisphäre wird ein Signal pro Gruppe verlangt. Die Ansprechschwelle entspricht einer Energiedeposition von mindestens 50 MeV in einer Schauerzählergruppe. Dabei müssen Schauer- und Flugzeitähler in Koizidenz sein. Dieser Trigger ist für das Erkennen von Ereignissen mit mehreren Spuren optimiert.

CMAT Coincidence Matrix Trigger

Die Definition der Gruppen ist hier die gleiche wie beim CPPT- Trigger. Das Ereignis wird dann ausgelesen, wenn zwei gegenüberliegende Gruppen ($\Delta\varphi > 100^\circ$) in Koizidenz ansprechen.

Der 'schnelle' Trigger führt zu einer Ereignisrate von 100 Hz . Diese Rate wird weiter durch den zweiten 'langsamen' Trigger verringert. Dieser 'langsame' Trigger, der LTF (Little Track Finder) [46] vergleicht die angesprochenen Driftkammerdrähte mit bis zu 2000 abgespeicherten Spurmasken in der $R - \varphi$ Ebene. Ein Spurkandidat muß außerdem den zur Maske gehörende Flugzeitähler angesprochen haben. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn eine Mindestanzahl von Spuren gefunden wurde. Diese Mindestanzahl hängt vom auslösenden 'schnellen' Trigger ab (Tab. 2.1). Der LTF benötigt ca. $20 \mu\text{s}$ um seine Entscheidung zu treffen. Die typische

auslösender- Trigger	Anzahl der geforderten Spurkandidaten
Total Energy Trigger	-
High Energy Shower Trigger	1
Charged Particle Pre-Trigger	2
Coincidence Matrix Trigger	2-3

Tabelle 2.1: Anzahl der vom 'langsamen' -Trigger geforderten Spurkandidaten.

Triggerrate ist 10 Hz . Die in dieser Arbeit selektierten τ - Ereignisse der 1 - 3 Topologie werden durch den CPPT oder CMAT Trigger akzeptiert. Von den Ereignissen der 1 - 1 Topologie werden ca. 85% vom CPPT oder CMAT und ca. 15% durch den HESH Trigger akzeptiert. Zu Test- und Kalibrationszwecken steht seit 1986 ein Zufallstrigger zur Verfügung. In Koizidenz mit der Kollisionsrate wird alle 10 s ein Triggersignal generiert. Ereignisse, die durch diesen Trigger akzeptiert wurden, werden in dieser Analyse zur Untergrundbestimmung benutzt.

2.4 Die Datenverarbeitung

Die Datenverarbeitung ist in mehrere Abschnitte unterteilt. Die wesentlichen Schritte sind die Rohdatenerfassung und die Rekonstruktion.

Die Rohdatenerfassung

Die elektrischen Signale der Detektorkomponenten werden durch ein CAMAC- System digitalisiert. Ein Mikroprozessor liest ein Ereignis innerhalb von 1.2 ms aus und übergibt die Daten zum ersten Experimentrechner (DEC PDP 11/45). In diesem Rechner werden die Daten zwischengespeichert, bevor sie auf einen weiteren Experimentrechner (DEC VAX 780) geleitet werden.

Der Rechner VAX 780 faßt 20 Ereignisse zu einem Block zusammen und transferiert ihn zum IBM Großrechner des DESY-Rechenzentrums. Auf dem VAX 780 Rechner ist ein Monitorprogramm installiert. Dieses Monitorprogramm erstellt aus den Daten Kontrollverteilungen für die verschiedenen Detektorkomponenten.

Vom IBM Rechner werden die Daten regelmäßig auf ein Magnetband (EXDUMP-TAPE) geschrieben. Dabei wird auch das Datenformat erzeugt. Zwei dieser EXDUMP-Bänder werden nachher zu einem EXDATA-Band zusammengefaßt. Ein EXDATA Band enthält ungefähr 70 000 aufgezeichnete Ereignisse.

Die Rekonstruktion der Ereignisse

Für eine physikalische Interpretation der Ereignisse ist es nötig, die Rohdaten in kinematische Informationen der einzelnen Spuren zu verwandeln. Dazu werden die Rohdaten mit einem Computerprogramm auf dem IBM Großrechner rekonstruiert. Dabei werden die Signale der einzelnen Detektorkomponenten unter Zuhilfenahme von Kalibrationskonstanten verarbeitet. Für jedes registrierte Teilchen wird dabei eine Datenbank angelegt, in die die Resultate abgespeichert werden und die zusammen mit den Rohdaten auf Magnetbänder (EXPDST-TAPES) geschrieben werden. Im folgenden werden die einzelnen Schritte der Rekonstruktion beschrieben [35].

Die Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der geladenen Spuren in der Driftkammer wird in zwei Schritten durchgeführt. Der erste Schritt liefert eine Spurerkennung aus allen angesprochenen Signaldrähte in der Driftkammer. Im zweiten Schritt werden diese Spuren durch eine Anpassungsrechnung rekonstruiert.

Das Programm der Spurerkennung beginnt zweidimensional in der $R - \varphi$ Projektion mit der Suche nach Spuren, unter Benutzung der achsenparallelen Drähte. Die Suche beginnt in den äußeren Lagen und versucht aus drei benachbarten angesprochenen Lagen ein Kreissegment zu bilden. Dabei werden die aus der Driftzeit bestimmten Abstände benutzt. Wird ein Triplett akzeptiert, so wird in der nächstinneren Lage versucht, einen weiteren angesprochenen Draht zu finden. Dieser Signaldraht muß mit den beiden innersten Drähten des vorherigen Triplets durch ein Kreissegment mit ungefähr der gleichen Krümmung zu verbinden sein. Dieser Algorithmus wiederholt sich bis zur innersten Lage. Die Drähte, die sich keiner Spur zuordnen lassen, werden gekennzeichnet. Ereignisse, bei denen weniger als zwei Spuren auf die Wechselwirkungszone zeigen, werden verworfen. Nach dieser zweidimensionalen Spurerkennung folgt die Auswertung der Stereodrähte. Für jeden in der $R - \varphi$ Ebene gefundenen Spurkandidaten werden nun die entsprechenden Stereodrähte gesucht. Dabei werden ebenfalls Triplets gebildet, die allerdings in der Projektion der Spurlänge und der z-Koordinate verlaufen und durch Geraden verbunden werden. Am Ende der Spurerkennung gibt es für jede Spur fünf Parameter, die diese vollständig beschreiben.

Mit diesen fünf Parametern startet die Anpassungsrechnung. Diese Anpassungsrechnung minimiert die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den Abständen der berechneten Spur von den Drähten und den Abständen aus der Driftzeit. An dieser Stelle werden die Inhomogenitäten des Magnetfeldes, der gemessene Energieverlust und die Möglichkeit von Knicken in der Spur durch Vielfachstreuung berücksichtigt. Nach dieser Anpassungsrechnung an die Driftkammerspuren wird die Spur nach außen extrapoliert. Haben entlang dieser Extrapolation Flugzeitähler, Schauerzähler oder Myonen-Kammern weitere Signale registriert, werden diese der Spur zugeordnet. Dabei wird ebenfalls dem Magnetfeld und dem Energieverlust in Materie Rechnung getragen.

Die Vertexrekonstruktion

Bei der Vertexrekonstruktion werden zwei verschiedene Sorten von Vertices berechnet. Zum einen der Ereignisvertex, wo die e^+e^- -Wechselwirkung stattgefunden hat, zum anderen Zerfallsvertex neutraler Teilchen.

Der Ereignisvertex wird durch die gefundenen Spuren bestimmt, wobei diese zur Strahlachse extrapoliert werden. Die Wechselwirkung durch die Materie wird dabei berücksichtigt. Als Ereignisvertex wird der Punkt mit der größten Annäherung aller Spuren benutzt. Dieser Punkt wird durch eine Anpassungsrechnung bestimmt. Gut gemessene Spuren, die offensichtlich nicht auf diesen Punkt zeigen, werden herausgenommen. Danach wird erneut eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Dieser Algorithmus wiederholt sich, bis alle benutzten Spuren mit dem letzten ermittelten Vertex verträglich sind. Danach werden die Spurparameter der vorbeiziehenden Spuren zum Vertex ermittelt.

Bei den Sekundärvertices wird der gleiche Algorithmus verwendet. Hier wird nach dem gemeinsamen Ursprung zweier Teilchen mit entgegengesetzter Ladung außerhalb des Hauptvertex gesucht.

Die Rekonstruktion von Photonen

Eine Gruppe von benachbarten Schauerzählern des Kalorimeters in der Energie deponiert wurde, wird als Photon akzeptiert, wobei diesem Photon keine rekonstruierte Spur zugeordnet werden darf. Aus der Verteilung der Energie auf die einzelnen Zähler der Gruppe wird der Auftreffpunkt bestimmt. Der Ereignisvertex wird bei Photonen als Ursprung angenommen.

Die Aufarbeitung der Daten

Die bei der Rekonstruktion berechneten Größen sind auf Magnetbändern (EXPDST-TAPES) abgespeichert. Auf den Magnetbändern ist eine große Anzahl von Ereignissen mit ihren Informationen über die einzelnen Schritte der Rekonstruktion und ihren Rohdaten enthalten. In den meisten Analysen wird jedoch nur ein Teil der Information der einzelnen Ereignisse benötigt. Die wichtigsten Informationen sind die kinematischen Größen und die Ergebnisse der Teilchenidentifikation. Um die großen Mengen von Ereignissen handhaben zu können wurde ein komprimiertes Datenformat entwickelt. Zur Analyse des Datenformats ist das Programmpaket KAL (Kinematic Analysis Language) [47] geschaffen worden. Dieses Paket besteht aus einer Vielzahl von Unterprogrammen, deren benutzte Programmiersprache FORTRAN 77 ist. Als Benutzer von KAL formuliert man seine Analyse in einer Syntax, ähnlich der in FORTRAN. KAL erlaubt die gespeicherte Information abzufragen, Selektionskriterien zu definieren und für eine Kombination von mehreren Teilchen resultierende kinematische Größen zu benutzen. Die Syntax wird vom KAL Programm interpretiert und es führt die Berechnungen aus.

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \bar{\nu}_\tau \quad (3.2)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \quad (3.3)$$

Es sei BR_x das Verzweungsverhältnis des gesuchten Zerfallskanals der einen Hemisphäre und BR_y das Verzweungsverhältnis für den in der Selektion zugelassenen Zerfallskanal des anderen τ -Leptons. Die Anzahl der gesuchten Ereignisse beträgt dann:

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_x \cdot BR_y = N_{sel} \quad (3.4)$$

Die drei Ereignismengen lassen sich nun beschreiben durch ein System von drei Gleichungen:

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_e \cdot BR_{3pr} = N_{e-3pr} \quad (3.5)$$

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_\mu \cdot BR_{3pr} = N_{\mu-3pr} \quad (3.6)$$

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_e \cdot BR_\mu = N_{e-\mu} \quad (3.7)$$

Die Gesamtzahl der produzierten τ -Paare stellt $N_{\tau\tau}$ dar. N_{e-3pr} , $N_{\mu-3pr}$ und $N_{e-\mu}$ sind die korrigierten Ereigniszahlen der in den oben definierten entsprechenden Mengen gefundenen Ereignisse, die uns erlauben, die Verzweungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau) (= BR_{3pr})$, $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) (= BR_e)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) (= BR_\mu)$ zu bestimmen. Die Lösungen des Gleichungssystems sind:

$$BR_{3pr} = \sqrt{\frac{N_{e-3pr} \cdot N_{\mu-3pr}}{N_{e-\mu} \cdot 2N_{\tau\tau}}} \quad (3.8)$$

$$BR_\mu = \sqrt{\frac{N_{e-\mu} \cdot N_{\mu-3pr}}{N_{e-3pr} \cdot 2N_{\tau\tau}}} \quad (3.9)$$

$$BR_e = \sqrt{\frac{N_{e-\mu} \cdot N_{e-3pr}}{N_{\mu-3pr} \cdot 2N_{\tau\tau}}} \quad (3.10)$$

Die exklusiven Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) werden in dieser Arbeit in separaten Analysen bestimmt. In diesen Analysen werden die τ -Ereignisse im Fall der drei Pionen anhand von drei gebündelten Spuren ohne ein weiteres Photon in der entsprechenden Hemisphäre erkannt. Im Fall des Zerfallskanals ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) wird zu den drei gebündelten Spuren ein rekonstruiertes neutrales Pion verlangt. In der jeweils gegenüberliegenden Hemisphäre wird eine geladene Spur gefordert. Die beiden gesuchten Ereignismengen sind:

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau \quad (3.11)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau \quad (3.12)$$

Diese beiden Ereignismengen lassen sich durch die folgenden beiden Gleichungen ausdrücken:

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_{1pr} \cdot BR_{3\pi^\pm} = N_{3\pi^\pm} \quad (3.13)$$

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_{1pr} \cdot BR_{3\pi^\pm \pi^0} = N_{3\pi^\pm \pi^0} \quad (3.14)$$

Dabei sind $N_{3\pi^\pm}$ und $N_{3\pi^\pm \pi^0}$ die korrigierten Ereigniszahlen, die es ermöglichen $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) (= BR_{3\pi^\pm})$ und $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau) (= BR_{3\pi^\pm \pi^0})$ zu bestimmen. Für die Berechnung der beiden exklusiven semileptonischen Verzweungsverhältnisse wird das in dieser Arbeit bestimmte topologische Verzweungsverhältnis in eine geladene Spur $BR(\tau^- \rightarrow \text{eine geladene Spur } \nu_\tau) (= BR_{1pr})$ benutzt, daß sich aus Gleichung 1.58 ermitteln läßt. Die Verzweungsverhältnisse ergeben sich durch Umformen der Gleichungen 3.13 und 3.14.

$$BR_{3\pi^\pm} = \frac{N_{3\pi^\pm}}{BR_{1pr} \cdot 2N_{\tau\tau}} \quad (3.15)$$

$$BR_{3\pi^\pm \pi^0} = \frac{N_{3\pi^\pm \pi^0}}{BR_{1pr} \cdot 2N_{\tau\tau}} \quad (3.16)$$

Kapitel 3

Die Grundlagen der Analyse

Diese Arbeit basiert auf verschiedenen Analyseverfahren und -techniken, die in diesem Kapitel beschrieben werden. Zuerst wird die hier entwickelte Methode zur Messung der topologischen Verzweungsverhältnisse im Bereich der Y -Resonanzen dargestellt. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit den wesentlichen Voraussetzungen zur Messung der Verzweungsverhältnisse.

3.1 Die Bestimmung von τ -Verzweungsverhältnissen

Betrachten wir das Laborsystem des Detektors ARGUS, so befindet sich der Schwerpunkt der Reaktion ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) relativ dazu in Ruhe. Die Impulse des τ^+ und des τ^- heben sich gegenseitig auf.

$$\vec{p}_{\tau^+} + \vec{p}_{\tau^-} = 0$$

Die Energie eines τ -Leptons beträgt somit die halbe Schwerpunktsenergie ($E_\tau = E_{CMS}/2$). Bei den hier benutzten Schwerpunktsenergien von ungefähr 10 GeV haben die erzeugten τ -Leptonen einen so hohen Impuls ($|\vec{p}_\tau| \sim 4.6 \text{ GeV}/c$), daß ein beim Zerfall entstandenes Teilchen mit dem Impuls \vec{p}_i fast immer einen Winkel von weniger als 90° mit der Flugrichtung des τ -Leptons bildet:

$$\cos \theta(\vec{p}_\tau, \vec{p}_i) > 0.$$

Ausnahmen von dieser Regel werden durch eine Monte-Carlo-Simulation der Ereignisse (Kap. 3.4) berücksichtigt. Die Zerfallsprodukte der beiden τ -Leptonen fliegen also in entgegengesetzte Detektorhemisphären und bilden dadurch eine charakteristische Topologie aus. Zur Selektion der τ -Ereignisse in dieser Arbeit werden die 1-1 und 1-3 Topologie benutzt.

Die Ereignisse aus der nicht resonanten Quark-Antiquark-Produktion im Kontinuum haben ebenfalls eine jetartige Struktur und können bei niedrigen Multiplizitäten die Topologie von τ -Ereignissen vortäuschen. Bei den hier benutzten Schwerpunktsenergien ($E_{CMS} \sim 10 \text{ GeV}$) reicht eine Selektion der τ -Ereignisse anhand ihrer Topologie allein nicht aus, um eine untergrundfreie Menge von τ -Ereignissen zu selektieren. Es sind weitere Selektionskriterien nötig, die in einer Hemisphäre der τ -Ereignisse bestimmte Zerfallskanäle herausaussuchen. Um die Bestimmung der topologischen Verzweungsverhältnisse zu ermöglichen, werden in dieser Analyse die hervorragenden Möglichkeiten des ARGUS-Detektors zur Leptonenidentifikation benutzt. Die τ -Ereignisse der 1-3 Topologie werden durch ihre leptonischen Zerfälle in der Hemisphäre mit einer geladenen Spur erkannt. Damit das topologische Verzweungsverhältnis unabhängig von den Meßwerten der leptonischen Verzweungsverhältnisse anderer Kollaborationen bestimmt werden kann, wird eine Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren selektiert, wo das eine τ -Lepton in ein Myon und das andere in ein Elektron zerfällt. Die drei selektierten Ereignismengen sind:

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \bar{\nu}_\tau \quad (3.1)$$

3.2 Die Zahl der τ - Paare

Die Zahl der erzeugten τ - Paare $N_{\tau\tau}$ wird aus der integrierten Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion $\sigma_{\tau\tau}$ ermittelt. Der Wirkungsquerschnitt der τ - Paar- Produktion ist von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} abhängig.

$$N_{\tau\tau} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\tau\tau}(s). \quad (3.17)$$

Die integrierte Luminosität für eine Datenmenge wird beim ARGUS Experiment bestimmt, indem die Anzahl N_{Bhabha} der im gleichen Zeitraum registrierten Bhabha- Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ermittelt wird [48]. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß kann mit Hilfe der QED genau berechnet werden [49]. Als weitere Größe ist der beobachtete Bhabha- Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha}^{vis} festzustellen. Hierbei sind die bei der Bhabha- Selektion benutzten Kriterien und die Akzeptanz des Detektors zu berücksichtigen. Die Luminosität folgt dann aus der Gleichung:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}} \quad (3.18)$$

Der relative systematische Fehler der so bestimmten Luminosität beträgt 1.8% [48].

Außer der Luminosität muß der Wirkungsquerschnitt der τ - Paarerzeugung in der e^+e^- - Annihilation bekannt sein. Er kann für die niedrigste Ordnung mit Hilfe der QED analytisch berechnet werden.

$$\sigma_{QED} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} = \frac{86.856[GeV^2 nb]}{s} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2}.$$

Durch die Berücksichtigung der Effekte höherer Ordnung vergrößert sich der Wirkungsquerschnitt. Der totale Wirkungsquerschnitt in höheren Ordnungen kann analytisch nicht mehr berechnet werden. Für die numerische Lösung des Problems wurden in dieser Arbeit die Monte-Carlo-Programme von Berends und Kleiss [50] verwendet, sowie die Programme von Jadach und Was [51] zur Kontrolle. Innerhalb der statistischen Fehler ergaben sich keine Unterschiede zwischen den Ergebnissen. Die Programme berücksichtigen Terme bis zur dritten Ordnung, inklusive der Beiträge aus Vakuumpolarisation und Photonenabstrahlung. Die Autoren geben dabei einen relativen systematischen Fehler von 1% an.

Die in der vorliegenden Arbeit benutzte Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $264 pb^{-1}$. Von dieser Datenmenge wurden ca. 11% auf der $\Upsilon(1S)$ - Resonanz und ca. 12% auf der $\Upsilon(2S)$ - Resonanz angesammelt. Bei der Bestimmung der Zahl der τ - Paare muß daher in dieser Analyse auch noch die Zahl der Υ -Zerfälle in τ - Paare berücksichtigt werden. Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt beträgt für die $\Upsilon(1S)$ - Resonanz $\sigma_{had}(\Upsilon(1S)) = (9.1 \pm 0.2) nb$ [52] und für die $\Upsilon(2S)$ - Resonanz $\sigma_{had}(\Upsilon(2S)) = (3.3 \pm 0.3) nb$. Dieser Wirkungsquerschnitt ist abhängig von der Unschärfe der Strahlenergie. Der Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis der $\Upsilon(1S)$ - Resonanz in τ - Paare ist $BR_{\tau\tau} = (2.97 \pm 0.35)\%$ [1]. Wenn wir annehmen, daß die Lepton-Universalität bezüglich der elektromagnetischen Wechselwirkung gilt, können wir $BR_{\tau\tau} = BR_{\mu\mu}$ setzen. Dies erlaubt uns auf das wesentlich genauere gemessene Verzweigungsverhältnis $BR_{\mu\mu}$ zurückzugreifen. Das Verzweigungsverhältnis $BR_{\mu\mu}$ ist zu $(2.57 \pm 0.07)\%$ bestimmt worden und befindet sich in guter Übereinstimmung mit $BR_{ee} = (2.52 \pm 0.17)\%$ [1]. Wir setzen daher $BR_{\tau\tau} = BR_{\mu\mu} = BR_{ee} = 2.6\% = BR_{ll}$ an.

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) &= 3 \cdot \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) \cdot BR_{ll} + \sigma_{had}(\Upsilon(1S)) \\ \implies \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) &= \frac{\sigma_{had}(\Upsilon(1S))}{1 - 3 \cdot BR_{ll}} = (9.87 \pm 0.23) nb. \end{aligned}$$

Der sich daraus ergebende Beitrag der $\Upsilon(1S)$ - Resonanz zum Wirkungsquerschnitt der τ - Paare beträgt:

$$\sigma_{\tau\tau}(\Upsilon(1S)) = BR_{ll} \cdot \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) = (0.257 \pm 0.021) nb.$$

Die hier berücksichtigten $\Upsilon(1S)$ - Zerfälle bewirken bei der Schwerpunktsenergie von $9.46 GeV$ eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um $\sim 25\%$. Im Fall der $\Upsilon(2S)$ - Resonanz ist das Verzweigungsverhältnis zu $BR_{\tau\tau} = (1.7 \pm 1.6)\%$ [1] bestimmt. Wegen des großen Fehlers dieser Messung benutzen wir das myonische Verzweigungsverhältnis der $\Upsilon(2S)$ - Resonanz $BR_{\mu\mu} = (1.37 \pm 0.26)\%$.

$$\sigma_{tot}(\Upsilon(2S)) = \frac{\sigma_{had}(\Upsilon(2S))}{1 - 3 \cdot BR_{\mu\mu}} = (3.44 \pm 0.65) nb.$$

Der Beitrag der $\Upsilon(2S)$ - Resonanz zum Wirkungsquerschnitt ist demnach:

$$\sigma_{\tau\tau}(\Upsilon(2S)) = BR_{\mu\mu} \cdot \sigma_{tot}(\Upsilon(2S)) = (0.04 \pm 0.01) nb.$$

Der Beitrag der $\Upsilon(2S)$ - Resonanz zum τ - Paar Wirkungsquerschnitt ist mit $\sim 5\%$ deutlich kleiner als bei der $\Upsilon(1S)$ - Resonanz. Der Beitrag der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz zum τ - Paar- Wirkungsquerschnitt ist zu klein, um eine Überhöhung beobachten zu können.

Für jede Datennahmeperiode wird nun nach dem beschriebenen Verfahren die Anzahl der τ - Paare bestimmt. Dabei werden nur Datennahmeperioden verwendet, bei denen einwandfreie Detektorbedingungen vorlagen. Die integrierte Luminosität dieser Datennahmeperioden beträgt $\mathcal{L} = 264 pb^{-1}$. Daraus ergibt sich die Anzahl der erzeugten τ - Paare zu*:

$$N_{\tau\tau} = (261.9 \pm 0.5 \pm 5.4) \cdot 10^3.$$

Der statistische Fehler wird bestimmt durch die Anzahl der erzeugten τ - Paare. Der statistische Fehler aus der Bestimmung der Luminosität ist hingegen zu vernachlässigen. In den systematischen Fehler gehen als wesentliche Größen die Unsicherheiten aus der Bestimmung der Luminosität und des Wirkungsquerschnittes ein. Diese Zahl der τ - Paare wird zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse in dieser Arbeit zugrunde gelegt.

3.3 Die Vorselektion der Ereignisse

Auf den EXPDST- Magnetbändern sind viele Ereignisse vorhanden, die für die hier bearbeiteten physikalischen Fragestellungen keine Bedeutung haben. Dies sind im wesentlichen QED Ereignisse, wie die der Bhabha- Streuung und Untergrundereignisse, z.B. Strahl- Materie- Wechselwirkungen. Um die Anzahl der zu untersuchenden Ereignisse zu reduzieren, wird entsprechend den Ereignisklassen in Kapitel 3.1 eine Vorselektion durchgeführt, nämlich in Ereignisse mit vier geladenen Spuren und zwei geladene Spuren. Die Selektion der Vierspurergebnisse teilt sich in zwei Stufen. Zuerst werden Multi- Hadronereignisse selektiert mit den Kriterien:

- Es wurde ein Ereignisvertex mit mindestens drei geladenen Spuren gefunden. Dieser Vertex muß sich innerhalb eines zylinderförmigen Volumens um den Wechselwirkungspunkt befinden. Das zylinderförmige Volumen ist gegeben durch $R < 1.5 cm$ und $|z| < 6.0 cm$.
- Wenn kein Ereignisvertex gefunden wurde, müssen mindestens drei Spuren vorhanden sein, bei denen der Punkt mit dem geringsten Abstand zur Strahlachse ebenfalls innerhalb eines zylinderförmigen Volumens um den Wechselwirkungspunkt mit den Maßen $R < 1.0 cm$ und $|z| < 5.0 cm$ befindet.

Die Datenmenge wird weiter reduziert, indem zwei positive und zwei negative geladene Spuren verlangt werden, die innerhalb von sechs Standardabweichungen zum Ereignisvertex zeigen. Es verbleiben ca. 290 000 Ereignisse in der Klasse der Vierspurergebnisse.

Die Kriterien für die Vorselektion von Ereignissen mit zwei geladenen Spuren sind:

*Bei der Angabe von zwei Fehlern ist der erste statistischer und der zweite systematischer Natur

- Es müssen mindestens zwei Spuren gefunden worden sein.
- Das Ereignis darf nicht den Multi- Hadron Kriterien genügen.
- Es müssen genau zwei Spuren in das zylinderförmige Volumen um den Wechselwirkungspunkt zeigen, das die Maße $R < 1.5 \text{ cm}$ und $|z| < 6.0 \text{ cm}$ hat.
- Diese beiden Spuren müssen entgegengesetzte Ladungen haben.
- Der Winkel zwischen beiden Spuren muß größer als 30° sein.
- Es folgt nun eine Anzahl von Kriterien für diese beiden Spuren gegen Ereignisse der Bhabha- Reaktion:
 - a) Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn eine der beiden Spuren eine Schauerenergie von kleiner 1.5 GeV hat.
 - b) Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn der Impuls einer der beiden Spuren kleiner $3 \text{ GeV}/c$ ist.
 - c) Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn beide Spuren einen Akollinearitätswinkel von größer 15° zueinander haben.
 - d) Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn eine der beiden Spuren einen Ionisationsverlust im Driftkammergas (dE/dx) hat, welches mit Elektronen unvereinbar ist: $dE/dx < 4 \left[\frac{\text{keV}}{2 \text{ cm}} \right]$ oder $dE/dx > 8.8 \left[\frac{\text{keV}}{2 \text{ cm}} \right]$.
 - e) Alle anderen Ereignisse werden verworfen.

Nach dieser Vorselektion verbleiben ca. 3 800 000 Ereignisse mit zwei geladenen Spuren.

3.4 Die Simulation der Ereignisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die fünf verschiedenen Ereignismengen (Kap.3.1) unter Anwendung der Detektorbedingungen und der Selektionskriterien, wird durch eine Simulationsrechnung (Monte- Carlo- Programm) bestimmt. Die Simulation der Ereignisse wird in drei Schritten durchgeführt.

Zuerst werden die Ereignisse der fünf verschiedenen Mengen (Kap.3.1) generiert. Hierfür wird das Programm MOPEK [53] benutzt. In diesem Programm wird die QED Reaktion

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

simuliert. Als nächstes wird die Generation der gewünschten τ - Zerfallskanäle durchgeführt. Ferner werden die Viererimpulse der Zerfallsprodukte in das Laborsystem des Detektors transformiert. Bei dem Zerfall der τ - Leptonen werden allerdings Korrelationen zwischen den beiden τ - Leptonen nicht berücksichtigt. Deswegen wurde zur Kontrolle das Programm KORAL B [54,51] verwendet. In diesem Generator- Programm werden die Korrelationen zwischen den τ - Leptonen (z.B. zwischen den Spins) bei ihrem Zerfall berücksichtigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit nach der Simulation der Ereignisse war bei der Benutzung beider Generator- Programme innerhalb der systematischen Fehler gleich.

Im zweiten Schritt wird das Verhalten der Teilchen im Detektor mit dem Programmpaket SIMARG [55] simuliert. Als Eingabe werden die Zerfallsteilchen der τ - Leptonen benutzt. Das auf dem GEANT [56] Programm basierende SIMARG verfolgt den Weg der Teilchen durch den Detektor. Hierbei werden Wechselwirkungen mit der Detektormaterie und Zerfälle von instabilen Teilchen berücksichtigt. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird nach der theoretischen Arbeit von Crawford und Messel [57] simuliert. Die hadronische Wechselwirkung wird

durch das Programm GHEISHA [58] simuliert. In den einzelnen Detektorkomponenten werden entsprechend dieser Wechselwirkungen Signale generiert. Diese Signale werden anschließend in das gleiche Datenformat gebracht wie die experimentellen Meßwerte. Zusätzlich zu diesen simulierten Ereignissen wird die Teilchenkonfiguration des Ausgangszustandes abgespeichert.

Im dritten Schritt werden diese Monte- Carlo- Ereignisse mit den gleichen Programmen rekonstruiert und analysiert wie die experimentellen Daten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird aus dem Vergleich der nach der Selektion verbleibenden Monte- Carlo- Daten mit den generierten Ereignissen bestimmt.

Zeitabhängigkeiten des Ansprechverhaltens des ARGUS Detektors, wie z.B. die Gasverstärkung der Driftkammer werden durch die Kalibration der Detektorkomponenten zum großen Teil korrigiert. Die verbleibenden Unterschiede zur Detektorsimulation und eventuell auftretende Fehlbeschreibungen der Wechselwirkungen drücken sich in den systematischen Unsicherheiten aus. Die systematischen Unsicherheiten wurden in dieser Arbeit durch eine Variation der Selektionskriterien untersucht. Der relative systematische Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde zu 5% bestimmt.

Die Triggerbedingungen sind ebenfalls nicht über die Datennahmeperioden konstant geblieben und werden durch ein spezielles Programm [59] simuliert. Das Simulationsprogramm wird auf die in dieser Arbeit selektierten Ereignismengen (Kap.3.1) angewendet, die außer der Menge (3.3) ($e-\mu$) mit einer Wahrscheinlichkeit von $\sim 100\%$ vom Trigger akzeptiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein selektiertes Ereignis der Menge (3.3) akzeptiert wird, wurde anhand des Trigger- Simulationsprogramms zu 90% bestimmt. Der systematische Fehler für die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Triggerstufen (Kap.2.3) wurde für eine Datennahmeperiode mit konstanten Triggerbedingungen aus den Daten ermittelt. Durch diese Studien wurde der Wert des Simulationsprogramms bestätigt und zu $(90 \pm 3)\%$ bestimmt.

3.5 Die Leptonenidentifikation

Der ARGUS Detektor ist dafür ausgelegt, mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und Präzision die Impulse von geladenen Teilchen und die Energie von Photonen zu messen. Bei der Identifikation der geladenen Teilchen handelt es sich um Elektronen (e), Myonen (μ), Pionen (π), Kaonen (K) und Protonen (p).

Die nachgewiesenen geladenen Teilchen sollen möglichst eindeutig identifiziert werden, wobei die Signale der folgenden Detektorkomponenten ausgewertet werden:

1. die Messung des spezifischen Energieverlusts (dE/dx) in der Driftkammer,
2. die Messung der Flugzeit (ToF) durch das Flugzeitsystem,
3. der elektromagnetische Schauer von Elektronen im Kalorimeter,
4. die Signale von Myonen in den Myonen- Kamern.

In der vorliegenden Arbeit wurden mittels aller vier Detektorkomponenten Leptonen identifiziert. Bei der Identifikation durch Driftkammer und Flugzeitsystem werden die Teilchen über ihre Ruhemasse m_0 identifiziert.

$$p = \gamma \cdot m_0 \cdot v \quad (3.19)$$

mit

$$\begin{aligned} p &= \text{Impuls} & v &= \text{Geschwindigkeit} \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} & \beta &= v/c \end{aligned}$$

Der Impuls p folgt aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld. Die Geschwindigkeit v wird durch den spezifischen Energieverlust (dE/dx) in der Driftkammer und die Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zu den Flugzeitählern bestimmt.

Der spezifische Energieverlust (dE/dx)

Beim Durchqueren des Gases in der Driftkammer verliert das geladene Teilchen einen Teil seiner Energie durch die Ionisation von Gasmolekülen. Die in den einzelnen Driftzellenlagen deponierte Energie folgt dabei einer Landau-Verteilung [60]. Die Position des Maximums der Verteilung hängt von der Geschwindigkeit des Teilchens ab. Wegen der asymmetrischen Form der Landau-Verteilung werden die kleinsten (10% aller Meßwerte) und die größten (30% aller Meßwerte) Meßpunkte verworfen. Der Mittelwert der restlichen Meßwerte ergibt den spezifischen Energieverlust. Die gemessenen dE/dx Werte sind in Abbildung 3.1 gegen den Teilchenimpuls aufgetragen. Die einzelnen Teilchensorten bilden dabei Bänder aus, die bei kleinen Impulsen deutlich

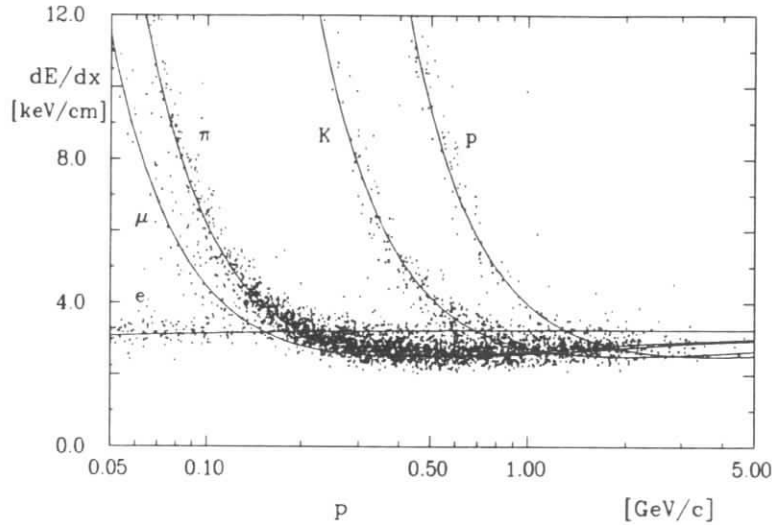


Abbildung 3.1: Der spezifische Energieverlust (dE/dx) geladener Teilchen in der Driftkammer. Die durchgezogenen Linien stellen die theoretische Erwartung dar [61].

voneinander getrennt sind und bei größeren Impulsen überlappen, so daß dort keine eindeutige Identifikation möglich ist.

Zur Identifikation einer bestimmten Teilchensorte werden für 5 $\chi^2(dE/dx)$ -Hypothesen berechnet:

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma_{exp}^2(dE/dx) + \sigma_{th}^2(dE/dx)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (3.20)$$

In dieser Formel ist $(dE/dx)_{exp}$ der gemessene Energieverlust und σ_{exp} der Fehler auf die Messung. Der bei einem bestimmten Impuls für eine bestimmte Teilchensorte erwartete Energieverlust [61] (durchgezogene Linien in Abb.3.1) wird durch $(dE/dx)_{th,i}$ dargestellt. Die Unsicherheit aus der Impulsmessung für diesen Wert geht in σ_{th} ein.

Die Flugzeitmessung (ToF)

Das Flugzeitsystem mißt die Zeit zwischen der e^+e^- -Wechselwirkung und dem Auftreffen der geladenen Teilchen auf die Flugzeitzähler. Die dabei gemessene Zeit ist typischerweise größer

als 3 ns bei einer Genauigkeit von ~ 220 ps. Die Geschwindigkeit des Teilchens ergibt sich aus der Division der rekonstruierten Spurlänge durch die Flugzeit.

Die Verteilung der berechneten Massenquadrate (Gl.3.19) ist in Abbildung 3.2 gegen den Impuls aufgetragen. Auch hier bilden sich entsprechend den Teilchensorten Bänder aus, so daß

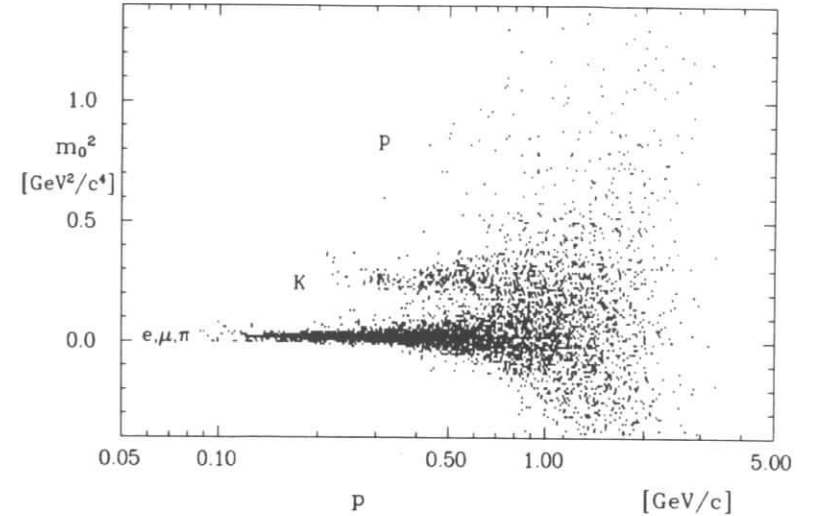


Abbildung 3.2: Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung

analog zur (dE/dx) -Messung für jede Teilchenhypothese ein $\chi^2(ToF)$ -Wert berechnet wird.

$$\chi_i^2 = \frac{[1/\beta_{exp} - 1/\beta_{th,i}]^2}{\sigma_{exp}^2(ToF) + \sigma_{th}^2(ToF)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.21)$$

Die gemessene Teilchengeschwindigkeit stellt β_{exp} dar und σ_{exp} die experimentelle Unsicherheit von $1/\beta_{exp}$. Aus dem gemessenen Impuls folgt die erwartete Geschwindigkeit $\beta_{th,i}$ und σ_{th} ist die Unsicherheit von $1/\beta_{th}$ aufgrund des Fehlers der Impulsmessung.

Die χ^2 -Werte aus der Energieverlust- und Flugzeitmessung sind unabhängig voneinander und können deshalb zu einem χ^2 -Wert kombiniert werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(ToF) \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.22)$$

Aus den χ_i^2 -Werten werden normierte Likelihoodwerte * berechnet:

$$LH_i = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_{k=e,\mu,\pi,K,p} w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.23)$$

Diese Likelihood- Werte stellen die relative Wahrscheinlichkeit für die Teilchenhypothese i dar. Die Gewichtungsfaktoren w_i berücksichtigen, daß die verschiedenen Teilchensorten in verschiedener Häufigkeit in den Ereignissen auftreten [62]. In dieser Arbeit wurden alle Likelihood- Werte entsprechend Gleichung 3.23 mit den folgenden Gewichten berechnet:

$$w_e : w_\mu : w_\pi : w_K : w_p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (3.24)$$

*Der Kürze halber wird der Ausdruck Likelihood für die nach Gl. 3.23 berechneten Werte verwendet.

3.5.1 Die Elektronenidentifikation

In der vorliegenden Arbeit werden die Ereignismengen (3.1) und (3.3) neben anderen Kriterien hauptsächlich anhand ihrer Elektronen erkannt. Daher ist eine gute Elektronenidentifikation notwendig. Aus den Abbildungen (3.1) und (3.2) ist zu ersehen, daß die eindeutige Identifikation von Elektronen und Myonen bei Impulsen von $p_{Lepton} > 0.2 \text{ GeV}/c$ durch den Ionisationsverlust oder die Flugzeitmessung nicht mehr möglich ist. Zur Identifikation der Elektronen mit Impulsen $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$ wird zusätzlich die deponierte Energie im Kalorimeter E_{sh} und die laterale Schaulausbreitung E_{lat} benutzt. Alle vier Informationsquellen werden zu einem normierten Likelihoodverhältnis für Elektronenkandidaten $LH_{Elektron}$ zusammengefaßt [63].

$$LH_{Elektron} = \frac{w_e \cdot f_e(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})} \quad (i = e, \pi, K, p) \quad (3.25)$$

$$\text{mit } f_i = \prod_k \rho_i^k(\vec{p}) \quad (k = dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})$$

Dabei ist $\rho_i^k(\vec{p})$ die Wahrscheinlichkeit, eine Spur mit Impuls \vec{p} unter Verwendung der Meßmethode k als Teilchen i zu identifizieren¹ und w_i sind die relativen Gewichtsfaktoren (Gl.(3.24)). Die Größe f_i ist die Wahrscheinlichkeit unter Benutzung aller Meßkomponenten. Die Selektion von Elektronen erfolgt bei typischen Mindestanforderungen an die $LH_{Elektron}$ -Werte von 0.5 bis 0.8. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für das hier benutzte Kriterium von $LH_{Elektron} > 0.7$ wurde aus den Daten bestimmt.

Die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit

Radiative Bhabha- Ereignisse wurden zur Bestimmung der Elektronennachweiswahrscheinlichkeit gemäß ihrer speziellen Kinematik aus der vorselektierten Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren (Kap.3.3) herausgesucht [64]:

- Es werden genau zwei Spuren verlangt, die vom Wechselwirkungspunkt kommen und eine entgegengesetzte Ladung haben.
- Die Energie des Ereignisses muß fast der Schwerpunktsenergie entsprechen $|E_{CMS} - E| < 0.5 \text{ GeV}$.
- Die Summe der vektorielle Transversalimpulse der beiden Spuren im Ereignis muß klein sein: $|\vec{p}_T| < 0.3 \text{ GeV}/c$.
- Eine der beiden Spuren muß ein Elektronenkandidat sein mit einer Likelihood $LH_{Elektron} > 0.7$.
- Um eine saubere isolierte Spur zu erhalten, muß der Winkel zwischen den beiden Spuren größer als 45° sein.
- Um Überlappungseffekte im Kalorimeter auszuschließen muß der Winkel zwischen dem Photon und den anderen beiden Spuren größer als 30° sein.

Die aus dieser Bhabha- Ereignismenge bestimmte Elektronennachweiswahrscheinlichkeit ($\eta_{e id}$) für $LH_{Elektron} > 0.7$ ist in Abhängigkeit des Teilchenimpulses in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Verteilung wurde für den Zylindermantelbereich ($|\cos \vartheta| < 0.7$) erstellt und weist in diesem Bereich eine zu vernachlässigende Winkelabhängigkeit auf. Der relative systematische Fehler wurde durch die Variation von Bhabha- Selektionskriterien zu 3% bestimmt.

¹Die Wahrscheinlichkeiten $\rho_i^k(\vec{p})$ wurden aus den Daten ermittelt.

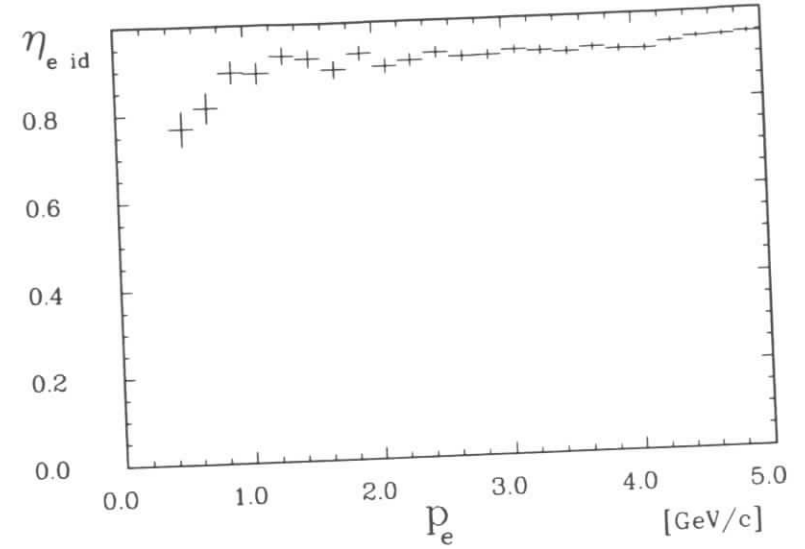


Abbildung 3.3: Die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Impuls für den Schnitt $LH_{Elektron} > 0.7$ (Zylindermantelbereich).

3.5.2 Die Myonenidentifikation

Myonen in den Ereignismengen (3.2) und (3.3) werden durch eine ähnliche Vorgehensweise wie bei den Elektronen identifiziert. Es wird ein Myonen- Likelihoodverhältnis berechnet, das zusätzlich die Trefferinformationen in den Myonen- Kammern (μ_{Treff}) berücksichtigt [35,65]:

$$LH_{Myon} = \frac{w_\mu \cdot f_\mu(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu_{Treff})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu_{Treff})} \quad (i = \mu, \pi, K, p) \quad (3.26)$$

Für die Berechnung des Likelihood- Wertes werden zusätzlich die Informationen der Myonen- Kammerlagen benutzt. Dabei werden die gemessenen und erwarteten Positionen von Treffern der Myonen- Kandidaten berücksichtigt.

Die Myonnachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Myonnachweiswahrscheinlichkeit werden die simulierten Ereignisse (Kap.3.4) verwendet. Die Kontrolle der simulierten Myonnachweiswahrscheinlichkeit wird mit kosmischen Myonen und Myonenpaaren ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$) durchgeführt. Die kosmischen Myonen und Myonenpaare werden gemäß ihrer speziellen Kinematik aus vorselektierten Ereignissen mit zwei geladenen Spuren (Kap.3.3) herausgesucht.

Für die kosmischen Myonen gelten die folgenden Selektionskriterien [66]:

- Es werden genau zwei Spuren verlangt die vom Wechselwirkungspunkt kommen und eine entgegengesetzte Ladung haben.
- Diese beiden Spuren müssen in den Zylindermantelbereich zeigen ($|\cos \vartheta| < 0.7$).
- Der Impuls beider Spuren muß jeweils größer sein als $0.5 \text{ GeV}/c$.

- Die von beiden Spuren jeweils in den Schauerzählern deponierte Energie muß kleiner als 0.5 GeV sein.
- Der Betrag der Flugzeitdifferenz zwischen beiden Spuren muß größer als 5 ns sein (Abb.3.4) ($\Delta t = |ToF1 - ToF2| > 5 \text{ ns}$).

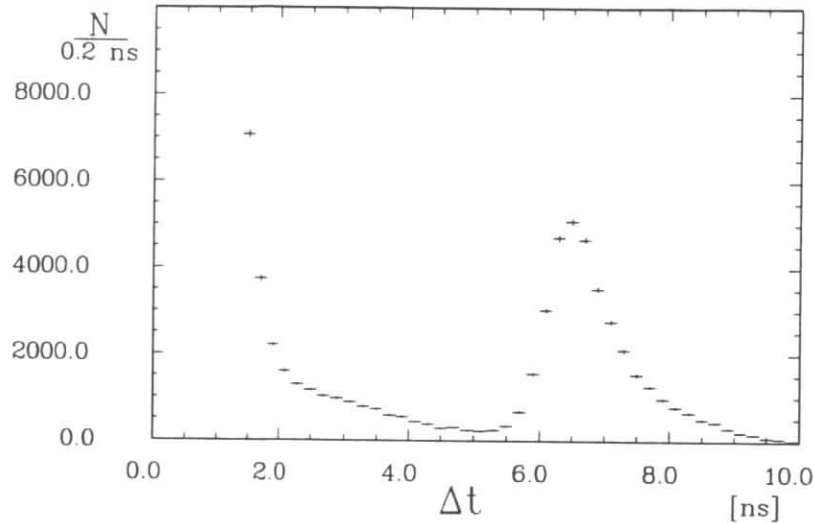


Abbildung 3.4: Die Flugzeitdifferenz für Ereignisse mit zwei geladenen Spuren

Die Myonenpaar- Ereignisse werden nach folgenden Kriterien selektiert [65]:

- Es werden zwei Spuren verlangt die vom Wechselwirkungspunkt kommen, in den Zylindermantelbereich zeigen ($|\cos \vartheta| < 0.7$) und eine entgegengesetzte Ladung haben.
- Der Impuls beider Spuren muß jeweils größer sein als $0.5 \text{ GeV}/c$.
- Die Energie des Ereignisses muß fast der Schwerpunktsenergie entsprechen $|E_{CMS} - E| < 0.5 \text{ GeV}$.
- Die Summe der vektorielle Transversalimpulse der beiden Spuren im Ereignis muß klein sein: $|\vec{p}_T| < 0.3 \text{ GeV}/c$.
- Eine der beiden Spuren muß ein Myonenkandidat sein mit einer Likelihood $LH_{Myon} > 0.7$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen ist sowohl vom Impuls als auch vom Raumwinkel (ϑ, φ) abhängig. Zusätzlich sind die Raumwinkelverteilungen von kosmischen Myonen, Myonenpaaren und Myonen aus τ - Ereignissen verschieden. Um die Raumwinkelabhängigkeiten und verschiedenen Raumwinkelverteilungen zu berücksichtigen, wird das Impulsspektrum von 0 bis 5 GeV in 25 gleichmäßige Intervalle aufgeteilt. Für jedes der 25 Intervalle wird eine zweidimensionale Verteilung der Myonnachweiswahrscheinlichkeit erstellt. Die zwei Dimensionen sind die Raumwinkel ϑ und φ . Da kosmische Myonen von *oben* ($0 > \varphi > \pi$) einfallen, kann man sie nur benutzen, um ihre Nachweiswahrscheinlichkeit in der unteren Hälfte des Detektors

($0 > \varphi > -\pi$) mit der der simulierten Ereignissen zu vergleichen [67]. Ferner sind Myonenpaare in ausreichender Zahl nur oberhalb von $4.4 \text{ GeV}/c$ vorhanden. Die unterschiedlichen Winkelverteilungen der Myonenpaare bzw. der kosmischen Myonen wurden entsprechend den Winkelverteilungen der aus τ - Paaren des MOPEK- Programms erhaltenen Myonen zweidimensional für jedes der 25 Impulsintervalle umgewichtet. Der damit erhaltene Vergleich der aus kosmischen Myonen gewonnenen Myonnachweiswahrscheinlichkeit mit Ereignissen aus der Simulation ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Simulation der Myonnachweiswahrscheinlichkeit beschreibt

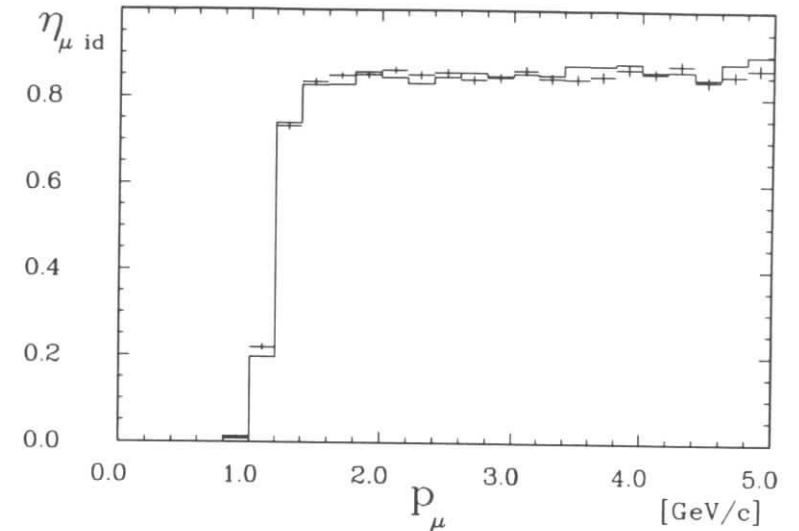


Abbildung 3.5: Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen in Abhängigkeit vom Impuls. Das Histogramm ist durch die Simulation gewonnen worden, die Kreuze durch kosmische Myonen.

die Daten für den unteren Bereich des Detektors gut. Durch die Myonenpaare im Impulsbereich von $4.4 \text{ GeV}/c$ bis $5.0 \text{ GeV}/c$ wurde festgestellt, daß in diesem Impulsbereich neben der Myonnachweiswahrscheinlichkeit auch deren Abhängigkeit über den ganzen Raumwinkelbereich ausreichend gut simuliert wird. Die relative systematische Unsicherheit der Myonnachweiswahrscheinlichkeit wurde zu 5% bestimmt.

3.5.3 Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit η_{mis} , daß eine Hadronspur als Lepton identifiziert wird, wurde anhand von $\Upsilon(1S)$ - Zerfällen studiert. Die $\Upsilon(1S)$ - Resonanz zerfällt in zwei oder drei Gluonen, $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ und $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg$. Die Charmproduktion ist in der Gluonenfragmentation unterdrückt und so erwarten wir keine Leptonen. Die direkten $\Upsilon(1S)$ - Zerfälle werden als leptonenfreie Quelle verwendet. Leptonenkandidaten in diesen Zerfällen werden als fehlidentifizierte Hadronen angesehen. Die Anzahl der gefundenen Leptonenkandidaten wird zur Gesamtzahl der Hadronenspur ins Verhältnis gesetzt und ergibt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit η_{mis} .

$$\eta_{mis} = \frac{N_{Leptonenkandidat}}{N_{Hadron}} \quad (3.27)$$

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen im Zylindermantelbereich wurde durch diese Methode zu $(0.75 \pm 0.2)\%$ für Impulse $p < 0.7 \text{ GeV}/c$ und zu $(0.5 \pm 0.2)\%$ für Impulse $p > 0.7 \text{ GeV}/c$ bestimmt [68]. Die Verwendung einer weiteren Methode [64] liefert innerhalb der Fehler die gleichen Ergebnisse. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Myonen im Zylindermantelbereich wurde zu $(1.5 \pm 0.4)\%$ bestimmt [68].

3.6 Die Strahlungskorrekturen für leptonische Zerfälle des τ -Leptons

Die in Abbildung 3.6 dargestellten Strahlungskorrekturen für den Zerfall des τ -Leptons führen zur Verschiebung der Leptonen- Impulsspektren hin zu kleineren Werten. In dieser Analyse werden Impulsschnitte auf Leptonenkandidaten von $(p \geq 0.4 \text{ GeV}/c)$ und $(p \geq 1.2 \text{ GeV}/c)$ angewendet. Durch Strahlungskorrekturen können Ereignisse zusätzlich unter diese Schnitte fallen und zu einer in den simulierten Ereignissen nicht berücksichtigten Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit führen.

Das Energiespektrum der Leptonen aus τ -Zerfällen wird durch den Michelparameter ρ beschrieben (Kap.1.1). Aus dem Zerfall des Myons ist bekannt, daß der Wert von ρ empfindlich von Strahlungskorrekturen abhängt. Wir müssen die Strahlungskorrekturen also auch auf die gemessenen Leptonenspektren der Zerfälle $(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und $(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ anwenden, um sie mit den Vorhersagen vergleichen zu können. Eine relative Abschätzung der Größe der Effekte erhalten wir in erster Ordnung, wenn wir statt der Feinstrukturkonstanten α setzen:

$$\alpha \left[\ln \left(\frac{M_\tau}{m_l} \right) \right]^2 \quad (l = e, \mu) \quad (3.28)$$

Für das Elektron erhalten wir einen relativen Wert von 0.5 und für das Myon von 0.06. Der zu berücksichtigende Effekt ist also für Myonen um eine Größenordnung kleiner. Die Prozesse die zu den Strahlungskorrekturen führen, kommen aus virtuellen Photonbeiträgen und Bremsstrahlung (Abb.3.6). Diese Strahlungskorrekturen lassen sich als additiver Term zur Michel-Formel ausdrücken [69], wobei $x = 2E_l/M_\tau$, $l = e, \mu$.

$$\frac{d\Gamma(x)}{dx} = 4\pi \frac{G_F^2 M_\tau^5}{384\pi^4} |\alpha|^2 x^2 \left[3(1-x) + 2\rho \left(\frac{4}{3}x - 1 \right) + \frac{\alpha}{\pi} f(x) \right] \quad (3.29)$$

$$f(x) = (6-4x)R(x) + (6-6x)\ln x + \frac{1-x}{3x^2} \left[(5-17x-34x^2)(\omega_l + \ln x) - 22x + 34x^2 \right] \quad (3.30)$$

$$R(x) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{x^2} - \frac{1}{3}\pi^2 - 2 - \omega_l \left(\frac{3}{2} + 2\ln \frac{1-x}{x} \right) - \quad (3.31)$$

$$\ln x (2\ln x - 1) + \left(3\ln x - 1 - \frac{1}{x} \right) \ln(1-x)$$

$$\omega_l = \ln \left(\frac{m_l}{M_\tau} \right) \quad (l = e, \mu) \quad (3.32)$$

Durch diese Funktion läßt sich das Energiespektrum der Elektronen aus dem τ -Zerfall in dessen Ruhesystem mit und ohne Strahlungskorrekturen darstellen (Abb.3.7). Im ARGUS Experiment befindet sich das τ -Lepton gegenüber dem Laborsystem in Bewegung und so verändert sich die Michel-Formel zu:

$$\frac{d\Gamma}{dx_l} = \frac{2}{\beta} \left[1 - \frac{4x_l^2}{(1+\beta)^3} (3 + 3\beta - 4x_l) - \frac{2}{9}\rho \left(1 - \frac{4x_l^2}{(1+\beta)^3} (9 + 9\beta - 16x_l) \right) \right] \quad (3.33)$$

$$x_l = \frac{E_l}{E_{beam}} \quad (l = e, \mu) \quad (3.34)$$

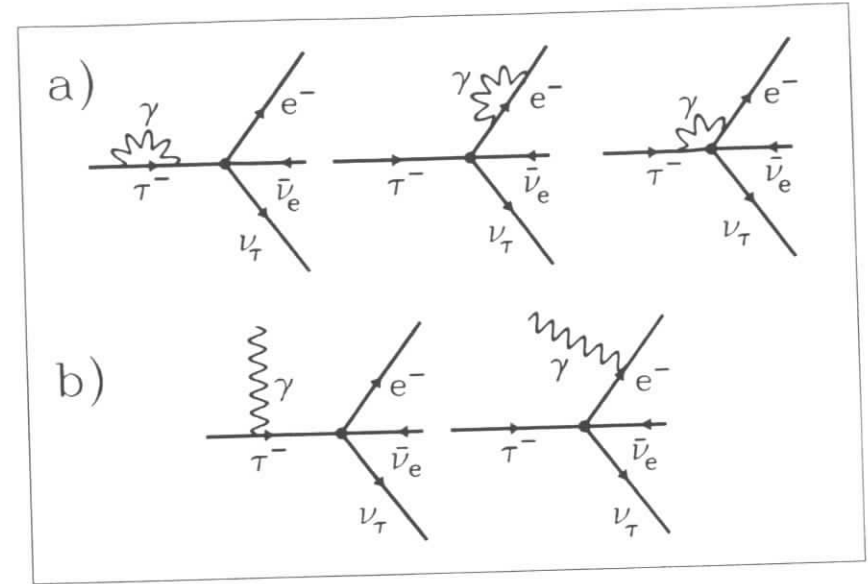


Abbildung 3.6: Die Feynman Diagramme für die Strahlungskorrekturen der ersten Ordnung des Zerfalls $(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$. Die Strahlungskorrekturen kommen aus a) virtuellen Photonbeiträgen und b) Bremsstrahlung.

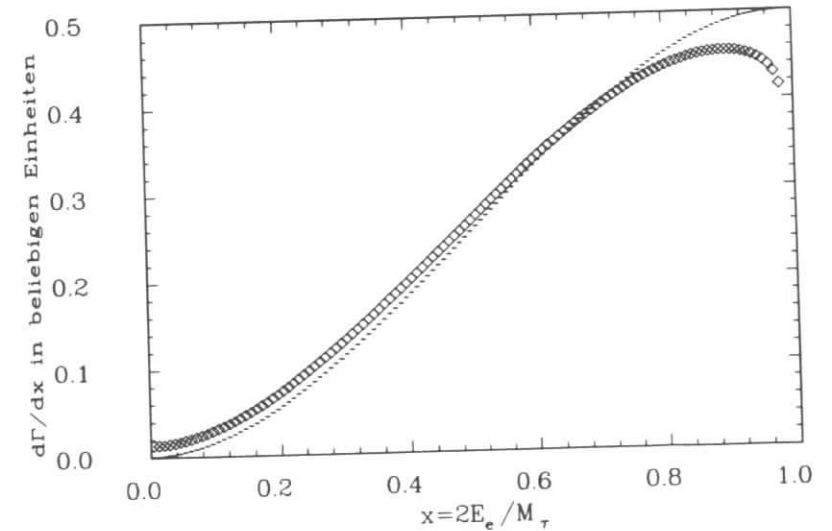


Abbildung 3.7: Das Energiespektrum der Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ als Funktion von $x = 2E_e/M_\tau$ im Ruhesystem des τ -Leptons für die $V-A$ Wechselwirkung. Das Histogramm stellt das Spektrum ohne Strahlungskorrekturen und die Rauten mit Strahlungskorrekturen dar.

$$\beta = \sqrt{1 - 4M_\tau^2/W^2} \quad (W = 2E_{\text{beam}}) \quad (3.35)$$

Die Strahlungskorrekturen lassen sich nun berücksichtigen durch Ersetzen des Michelparameters ρ mit einem effektiven Parameter ρ_{eff} [69] abhängig von den benutzten Schnitten auf das Spektrum. In dieser Analyse werden Impulsschnitte auf die Elektronenspektren von $p \geq 0.4 \text{ GeV}/c$ bzw. $p \geq 1.2 \text{ GeV}/c$ durchgeführt, die sich in effektive ρ -Parameter umsetzen von $\rho_{eff} = 0.5$ bzw. $\rho_{eff} = 0.66$. Das Impulsspektrum der Elektronen mit und ohne Strahlungskorrekturen aus den τ -Leptonen in Bewegung ($\beta \sim 0.9$), wie es für diese Arbeit zutrifft, ist in Abbildung 3.8 durch die Parameter $\rho = 0.75$ und $\rho_{eff} = 0.5$ dargestellt. Durch die Benutzung der Im-

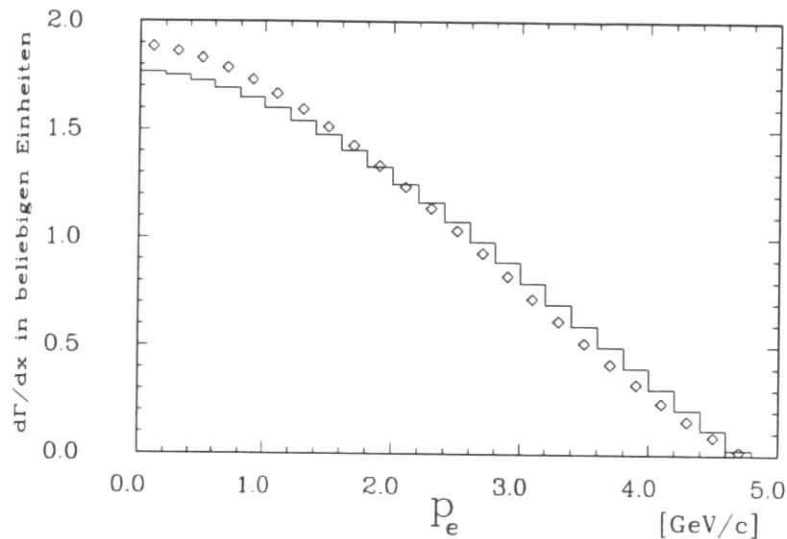


Abbildung 3.8: Das Impulsspektrum der Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ für die $V-A$ Wechselwirkung. Dabei ist das τ -Lepton in Bewegung ($\beta = 0.9$). Das Histogramm stellt das Spektrum ohne Strahlungskorrekturen und die Rauten mit Strahlungskorrekturen dar.

pulsschnitte auf die Elektronenspektren von $p \geq 0.4 \text{ GeV}/c$ bzw. $p \geq 1.2 \text{ GeV}/c$ verringert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit infolge der Strahlungskorrekturen um 2% bzw. 1.5%. Bei den Spektren der Myonen sind die Effekte der Strahlungskorrekturen um eine Größenordnung kleiner (Gl.3.28) und somit zu vernachlässigen.

3.7 Die vorgetäuschten Photonen

In der vorliegenden Arbeit werden zur Selektion der Ereignismengen (3.11) bzw. (3.12) drei gebündelte Spuren und kein registriertes Photon bzw. ein rekonstruiertes π^0 -Meson in einer Hemisphäre verlangt. Es gibt nun zwei Quellen, die ein Photon vortäuschen können, welches eine Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit verursacht und in den simulierten Ereignissen nur zum Teil oder nicht berücksichtigt wird.

Die eine Quelle der vorgetäuschten Photonen sind zufällige Signale in den Schauerzählern. Diese werden verursacht durch Rauschen in den Photovervielfachern oder in der daran angeschlossenen Elektronik. Es besteht auch die Möglichkeit, daß ein in Untergrundreaktionen

erzeugtes reales Photon nachgewiesen wird. Daher hängt die Häufigkeit solcher Photonen von der Datennahmeperiode ab und muß aus den Daten selbst bestimmt werden.

Die Bestimmung dieser *Rauschwahrscheinlichkeit* wird mit zwei unterschiedlichen Methoden durchgeführt. Für die erste Hälfte der vorliegenden Datenmenge stand kein Zufallstrigger (Kap.2.3) zur Verfügung. In der ersten Hälfte der Datenmenge wurde die Rauschwahrscheinlichkeit aus Ereignissen mit kosmischen Myonen bestimmt [70]. Zur Selektion der kosmischen Myonen wurden die Kriterien aus Kap.3.5.2 benutzt. Als zusätzliches Kriterium mußte das kosmische Myon eine der drei Myonen-Kammerlagen angesprochen haben. Im Umkreis der Spur des kosmischen Myons können δ -Elektronen Energiedepositionen in den Schauerzählern verursachen. Diese bilden jedoch einen kleinen Öffnungswinkel mit der Myonen-Spur. Um die Effekte durch δ -Elektronen zu unterdrücken, wird nur ein Teil des Raumwinkels zur Bestimmung der Rauschwahrscheinlichkeit berücksichtigt. Der nicht benutzte Bereich des Raumwinkels wird durch einen Kegel mit dem Öffnungswinkel θ um die beiden Teile der Spur definiert. Der Wechselwirkungspunkt der e^+e^- -Reaktion teilt hier die Spur in zwei Teile. Es werden Photonen, die sich außerhalb dieses Kegels befinden, als Rauschphotonen bezeichnet. Durch die Variation des Öffnungswinkels θ wird der Einfluß von Photonen, die korreliert mit den kosmischen Myonen auftreten, aufgehoben. In Abbildung 3.9 ist die Wahrscheinlichkeit kein Rauschphoton ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$) zu finden als Funktion des Kegelwinkels θ aufgetragen. Im Be-

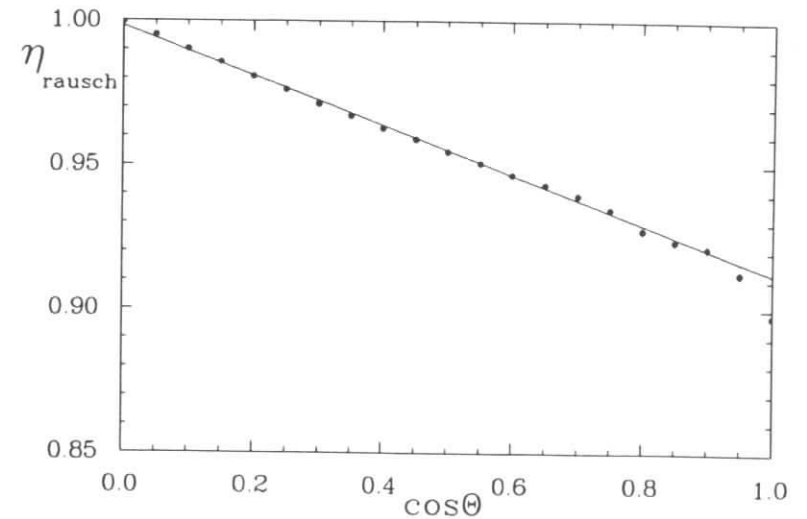


Abbildung 3.9: Die Wahrscheinlichkeit kein Rauschphoton zu finden als Funktion des Kegelwinkels θ ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$).

reich $0.1 \leq \cos\theta \leq 0.8$ wird eine Gerade angepaßt deren Extrapolation hin zu $\cos\theta = 1$ die Wahrscheinlichkeit η_{rausch} angibt kein Rauschphoton in einer Hemisphäre des Ereignisses zu finden.

Die Methode der Bestimmung der Rauschwahrscheinlichkeit durch kosmische Myonen wurde durch Zufallstrigger-Ereignisse, die für die zweite Hälfte der benutzten Datenmenge zur Verfügung standen, überprüft. Aus diesen Studien wurde die Wahrscheinlichkeit kein Rausch-

photon ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$) zu finden für die vorliegende Datenmenge bestimmt.

$$\eta_{\text{rauch}} = 0.927 \pm 0.001 \pm 0.012$$

Die zweite und kleinere Quelle vorgetäuschte Photonen zu finden, wird anhand der selektierten τ - Ereignismenge (3.11) mit drei gebündelten Spuren in einer Hemisphäre untersucht. Es besteht die Möglichkeit, daß eine oder mehrere der in der Driftkammer nachgewiesenen Spuren bei der Rekonstruktion nicht ihrem eigenen Signal in den Schauerzählern zugeordnet werden. Diese nicht zugeordneten Schauerzähler signale geladener Spuren werden dann als Photonen erkannt. Aus der Ereignismenge (3.11) wurden in der Hemisphäre mit drei geladenen Spuren diejenigen selektiert, denen kein Schauerzähler signal zugeordnet war. In Abbildung 3.10 ist von

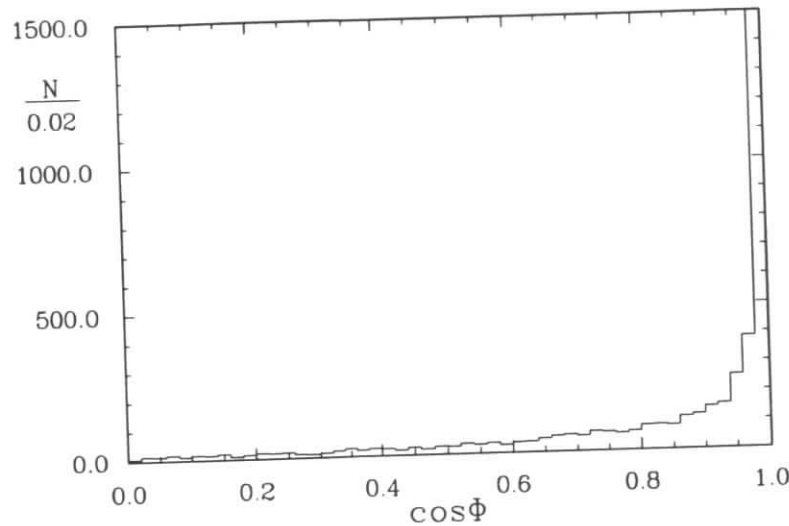


Abbildung 3.10: Der Winkel Φ zwischen dem Auftreffpunkt der Spuren, denen kein Schauerzähler signal zugeordnet wurde, und dem nächstliegenden Photon.

diesen Spuren der Winkel Φ zwischen dem berechneten Auftreffpunkt im Kalorimeter und dem am nächsten liegenden Photon ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$) aufgetragen. Im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen aus Ereignissen der Simulation wurde ein auftretender Unterschied durch einen Korrekturfaktor η_{fehl} für die drei geladenen Spuren in der einen Hemisphäre ausgeglichen.

$$\eta_{\text{fehl}} = 0.975 \pm 0.003 \pm 0.005$$

Die Wahrscheinlichkeit, kein vorgetäushtes Photon in einer Hemisphäre mit drei geladenen Spuren vorzufinden, ergibt sich aus dem Produkt der beiden Korrekturfaktoren.

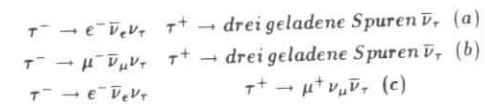
$$\eta_{\text{Photon}} = \eta_{\text{fehl}} \cdot \eta_{\text{rauch}} = 0.904 \pm 0.003 \pm 0.013$$

Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierten Zerfallskanäle ist der Korrekturfaktor η_{Photon} anzuwenden, wenn wir in einer Hemisphäre des Ereignisses drei geladene Spuren verlangen und auf die Anzahl der nachgewiesenen Photonen ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$) schneiden.

Kapitel 4

Die topologischen und leptonischen Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons

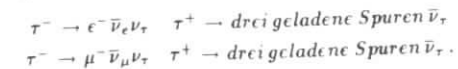
In diesem Kapitel wird die Messung des topologischen Verzweungsverhältnisses in drei geladene Spuren und die Messung der leptonischen Verzweungsverhältnisse vorgestellt. Zuerst wird die Selektion der beiden Ereignismengen (a) (3.1), (b) (3.2) beschrieben, bei der vier geladene Spuren im Ereignis auftreten und dann die Selektion der Menge (c) (3.3) mit zwei geladenen Spuren im Ereignis.



Getrennt nach der Multiplizität wird auch die jeweilige Bestimmung des Untergrundes und der Nachweiswahrscheinlichkeit vorgenommen. Im vorletzten Abschnitt dieses Kapitels wird das gemessene topologische Verzweungsverhältnis vorgestellt und mit anderen Ergebnissen verglichen. Die gemessenen leptonischen Verzweungsverhältnisse werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt und diskutiert. Die Bilanz der Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons wird schließlich im letzten Kapitel dieser Arbeit gezogen.

4.1 Die Selektion der Ereignismengen mit vier geladenen Spuren

In diesem Abschnitt wird die Selektion von τ - Paaren beschrieben, von denen eines in drei geladene Spuren und das andere in ein Lepton zerfällt. Dabei handelt es sich um die beiden folgenden Ereignismengen:



Das Ziel jeder Selektion ist es, möglichst untergrundfreie Ereignismengen zu erhalten. Für die hier interessierenden Zerfälle werden die folgenden Selektionsbedingungen gewählt:

- Es müssen in jedem Ereignis genau vier geladene Spuren vorhanden sein. Die Spuren, die nicht auf die Strahlachse zurückzeigen und keinem Sekundärvertex zugeordnet werden konnten, werden nicht berücksichtigt. Jede der vier Spuren muß die folgenden Kriterien erfüllen:

- a) Die Spur muß auf den Primärvertex zeigen, wobei für das χ^2 des geringsten Abstandes der Spur zum Hauptvertex gelten muß:

$$\chi_{VX}^2 \leq 36.$$

- b) Damit die Spur eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit und Impulsauflösung besitzt, wird für die Impulskomponente p_T senkrecht zur Strahlachse gefordert:

$$p_T > 0.06 \text{ GeV}/c.$$

- Die Ladungsbilanz der vier Spuren muß ausgeglichen sein:

$$\sum_{i=1}^4 q_i = 0.$$

- Die charakteristische Topologie für τ - Paare wird durch das folgende Kriterium gefordert:

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

wobei \vec{p}_i die Impulsvektoren der Teilchen auf der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren darstellt. Der Impulsvektor des Leptonenkandidaten ist durch \vec{p}_1 gekennzeichnet.

- Die Impulsvektoren der einen Ereignisseite mit drei geladenen Spuren werden nun zu ihrem Impulssummenvektor \vec{p}_s zusammengefaßt. Um eine gute Teilchenidentifikation und Nachweiswahrscheinlichkeit sicherzustellen, verlangen wir, daß \vec{p}_1 und \vec{p}_s in den Zylinder-mantelbereich zeigen:

$$|\cos \vartheta| < 0.7.$$

- Um Untergrund aus Bhabha- und Myonpaar- Ereignissen zu unterdrücken, benutzen wir das folgende Kriterium:

$$\cos \theta(\vec{p}_1, \vec{p}_s) > -0.997.$$

- Um die Zahl radiativer QED Ereignisse mit konvertierten Photonen zu reduzieren, verlangen wir für den Öffnungswinkel θ_{opp} zwischen entgegengesetzt geladenen Teilchen auf der Ereignisseite den mit drei geladenen Spuren:

$$\cos \theta_{opp} < 0.99.$$

- Die weitere Reduktion des verbleibenden Untergrundes aus radiativen QED Ereignissen, Zwei-Photon Wechselwirkungen und hadronischen Endzuständen wird durch den in Abbildung 4.1 dargestellten Parabelschnitt bewirkt:

$$\left| \sum_{i=1}^4 \vec{p}_{Ti} \right| > \left(8 \cdot \left(\sum_{i=1}^4 |\vec{p}_i| / E_{cms} - 0.56 \right)^2 + 0.069 \right) \text{ GeV}/c.$$

Für die Summenbildung werden die im Ereignis auftretenden geladenen Teilchen verwendet.

- Für den Leptonenkandidaten auf der Ereignisseite mit einer geladenen Spur wird folgendes Kriterium für den Impuls der Spur eingeführt:

$$p_1 > 1.2 \text{ GeV}/c.$$

Eine effiziente Elektronenidentifikation ist zwar schon für Impulse oberhalb von $0.4 \text{ GeV}/c$ möglich, aber der Schnitt bei $1.2 \text{ GeV}/c$ verwirft ca. 75% des Untergrundes aus semileptonischen Charm- Anticharm- Ereignissen, den wir bei einem Impulsschnitt von $0.4 \text{ GeV}/c$ erwarten würden. Dies wird mit Abbildung 4.2 verdeutlicht.

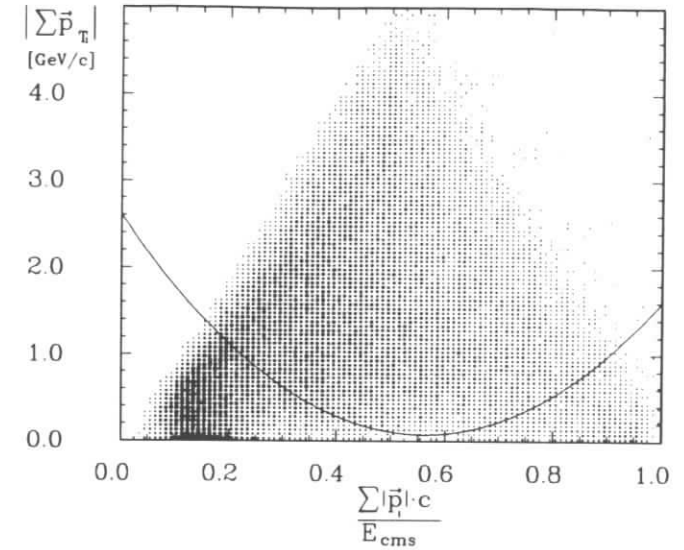


Abbildung 4.1: Die Summe der Transversalimpulse eines Ereignisses gegen die normierte Impuls-summe der geladenen Teilchen. Ereignisse unterhalb der dargestellten Kurve werden verworfen.

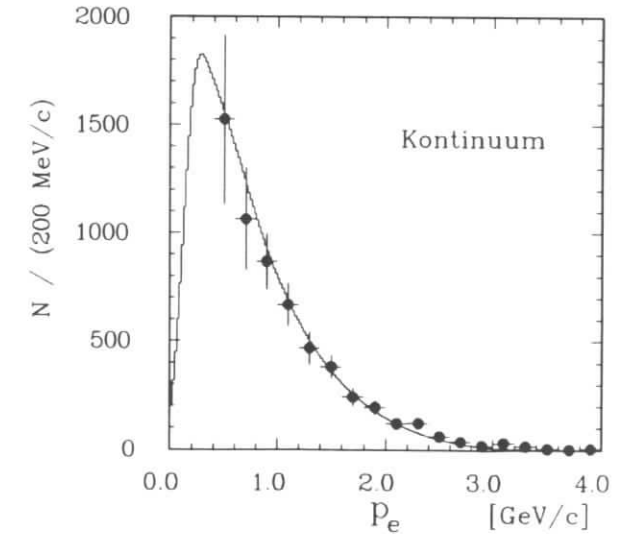


Abbildung 4.2: Das Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumsereignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 \text{ GeV}$ [64]. Die durchgezogene Linie ist ein aus der Theorie angepaßtes Spektrum.

- Die Elektronen bzw. Myonen wurden mit folgenden Likelihoodwerten selektiert:

$$LH_{Elektron} > 0.7$$

$$LH_{Myon} > 0.7.$$

Für den Myonenkandidaten verlangen wir zusätzlich einen Treffer in einer der beiden äußeren Myonen- Kammerlagen.

Nach Anwendung dieser Kriterien auf die in Kapitel 3.3 vorselektierten Daten ergeben sich Ereignismengen von 2491 Elektronenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite des Elektrons und 2335 Myonenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite.

4.2 Der Untergrund in den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung des verbliebenen Untergrundes in den Ereignismengen mit vier geladenen Spuren beschrieben.

Eine mögliche Untergrundquelle sind fehlidentifizierte Leptonen, wobei Hadronen als Leptonen erkannt wurden. Außerdem können Untergrund- Ereignisse mit einem echten Lepton die Topologie der gesuchten τ - Ereignisse vortäuschen. Hierzu zählen Quark- Antiquark-, Zwei- Photon- und radiative Bhabha- Ereignisse.

Der Untergrund aus Ereignissen mit fehlidentifizierten Leptonen

Der Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen in der Ereignismenge mit vier geladenen Spuren stammt von Zwei- Photon-, Quark- Antiquark- und τ - Ereignissen, bei denen ein Hadron auf der Ereignisseite mit der einen geladenen Spur als Lepton fehlinterpretiert wird. Diese Untergrundquelle wurde aus den Daten bestimmt, indem hadronische Ereignisse mit vier geladenen Spuren selektiert wurden. Diese Ereignisse mußten ebenfalls die in Kap.4.1 beschriebenen Bedingungen erfüllen. Auf der Ereignisseite mit einer geladenen Spur verlangen wir jetzt allerdings ein Hadron, wobei wir hier als Hadron ein Teilchen mit den folgenden Likelihoodverhältnissen bezeichnen:

$$LH_{Elektron} < 0.7$$

$$LH_{Myon} < 0.7.$$

Zusätzlich darf der Hadronenkandidat keinen Treffer in den äußeren Myonen- Kammerlagen besitzen.

Diese Anzahl der selektierten Ereignisse mit drei geladenen Spuren auf der einen Ereignisseite und einem identifizierten Hadron auf der anderen Seite wird mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit (Kap.3.5.3), ein Hadron als Lepton zu erkennen, multipliziert. Mit dieser Methode bestimmen wir in den selektierten Mengen mit vier geladenen Spuren als Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen folgende Zahlen:

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \bar{\nu}_\tau \quad 72 \pm 30 \text{ fehlidentifizierte Elektronen}$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \bar{\nu}_\tau \quad 201 \pm 59 \text{ fehlidentifizierte Myonen.}$$

Die unkorrigierten Leptonenspektren der beiden selektierten Ereignismengen mit den dazugehörigen Untergrundspektren aus fehlidentifizierten Leptonen sind in Abbildung 4.3 dargestellt. In Abbildung 4.4 ist die jeweilige unkorrigierte invariante Masse der drei geladenen Teilchen,

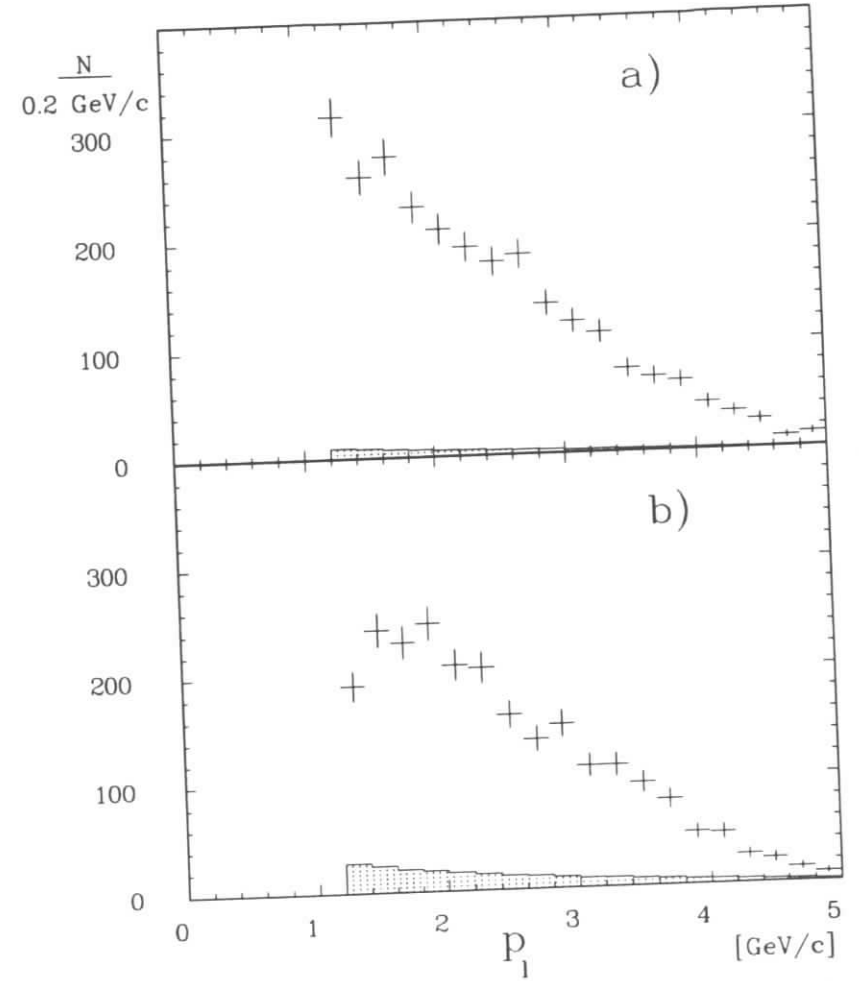


Abbildung 4.3: Die unkorrigierten Leptonenspektren für Elektronen und Myonen aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren (Kreuze). Die Spektren aus fehlidentifizierten Leptonen sind als Histogramm dargestellt. Die Abbildung a) stellt diese Verteilungen für Elektronenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite dar und Abbildung b) die entsprechende Verteilung für Myonen.

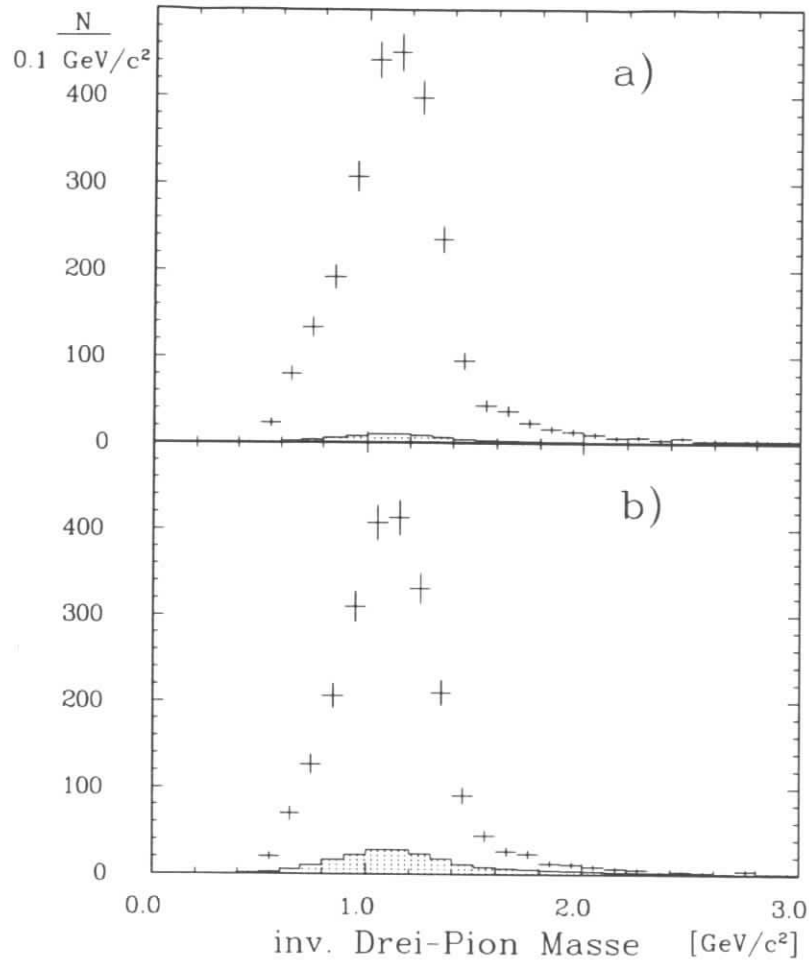


Abbildung 4.4: Die unkorrigierten invarianten Drei- Pion Massen für die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren (Kreuze). Die entsprechenden invarianten Massen aus fehlidentifizierten Leptonen sind als Histogramm dargestellt. Die Abbildung a) stellt diese Verteilungen für Elektronenkandidaten, die Abbildung b) die entsprechende Verteilung für Myonenkandidaten dar.

unter der Annahme, daß diese Pionen sind, dargestellt. Das Histogramm in Abbildung 4.4 stellt die invariante Massenverteilung der entsprechenden Ereignisse mit fehlidentifizierten Leptonen dar. Die korrigierten Spektren erhalten wir jeweils durch Subtraktion des Anteils an fehlidentifizierten Leptonen.

Der Untergrund aus Quark- Antiquark Ereignissen

In Quark- Antiquark ($q\bar{q}$) Ereignissen entstehen Leptonen hauptsächlich aus semileptonischen Zerfällen des Charm- Quarks. Solche Ereignisse mit niedriger Multiplizität oder Ereignisse in denen mehrere Spuren nicht nachgewiesen werden, können die Topologie der gesuchten τ -Ereignisse vortäuschen.

Einige dieser $q\bar{q}$ - Ereignisse erkennen wir in Abbildung 4.4 daran, daß sie eine invariante Drei- Pion Masse haben, die oberhalb der τ - Masse ($\sim 1.8 \text{ GeV}/c^2$) liegt. Die wahren τ - Ereignisse liegen natürlich unterhalb dieses Wertes. Wir benutzen nun simulierte $q\bar{q}$ - Ereignisse, die wir mit dem LUND Programm [71] generiert haben, um den Untergrund aus dieser Quelle zu bestimmen. Für diesen Zweck wurden ca. 600 000 $q\bar{q}$ - Ereignisse generiert. Diese Zahl entspricht etwa der Hälfte der in den verwendeten Datennahmeperioden (Kap.3.2) vorhandenen $q\bar{q}$ - Ereignisse. Anschließend wurde das Verhalten der $q\bar{q}$ - Ereignisse im Detektor vollständig simuliert (Kap.3.4) und diese im nächsten Schritt mit dem gleichen Programm, wie experimentelle Daten rekonstruiert. An diese simulierten Ereignisse werden die gleichen Selektionsbedingungen (Kap.4.1) wie an die gesuchten τ - Ereignisse gestellt. Von den $q\bar{q}$ - Ereignissen, die diese Selektion passieren, wird die invariante Drei- Pion Massenverteilung auf die Einträge in den Daten oberhalb der τ - Masse ($1.8 \text{ GeV}/c^2$) normiert. Im vorliegenden Fall mußten die simulierten $q\bar{q}$ - Ereignisse dafür ungefähr mit dem Faktor zwei multipliziert werden. In Abbildung 4.5 sind die bereits auf fehlidentifizierte Leptonen korrigierten Drei- Pionen Massen abgebildet. Die Histogramme stellen die entsprechend normierten Verteilungen aus den simulierten $q\bar{q}$ - Ereignissen dar. Mit diesen Verteilungen bestimmen wir für den $q\bar{q}$ - Untergrund in der selektierten Ereignismenge mit vier geladene Spuren folgende Zahlen:

$$\begin{aligned} \tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \bar{\nu}_\tau & \quad 288 \pm 54 \text{ } q\bar{q} \text{ Ereignisse} \\ \tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \bar{\nu}_\tau & \quad 188 \pm 32 \text{ } q\bar{q} \text{ Ereignisse.} \end{aligned}$$

Die entsprechenden Leptonenspektren dieser simulierten $q\bar{q}$ - Ereignisse sind in Abbildung 4.6 durch das Histogramm dargestellt. Sie werden ebenfalls von den durch die Kreuze dargestellten Daten, die bereits auf fehlidentifizierte Leptonen korrigiert sind, subtrahiert.

Der Untergrund aus radiativen Bhabha- Ereignissen

Bhabha- Ereignisse, die ein konvertiertes Photon beinhalten, können die gleiche Topologie aufweisen wie die gesuchten τ - Ereignisse. Ferner besitzen diese Ereignisse auf der Seite der einen geladenen Spur ein Elektron. Da auf der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren keine Teilchenidentifikationskriterien verlangt werden, würden hier auch zwei Elektronen und ein Positron akzeptiert werden.

Zur Abschätzung dieses verbleibenden Untergrundes in der Ereignismenge mit einem Elektronkandidaten wird der Schnitt auf die Impulsvektoren \vec{p}_1 und \vec{p}_2 invertiert.

$$\cos \theta(\vec{p}_1, \vec{p}_2) > -0.997$$

Durch dieses Kriterium werden radiative Bhabha- Ereignisse ($N_{BhaA} \sim 13000$) selektiert. Die Anwendung der weiteren Schnitte (Kap.4.1) auf diese Ereignisse ergibt für die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Schnitte auf radiative Bhabha- Ereignisse: $\eta_{BhaA} \sim 2\%$.

Die Effizienz des Schnittes auf die Impulsvektoren \vec{p}_1 und \vec{p}_2 wird durch die Selektion einer unabhängigen Menge von radiativen Bhabha- Ereignissen bestimmt. Für diesen Zweck wurden

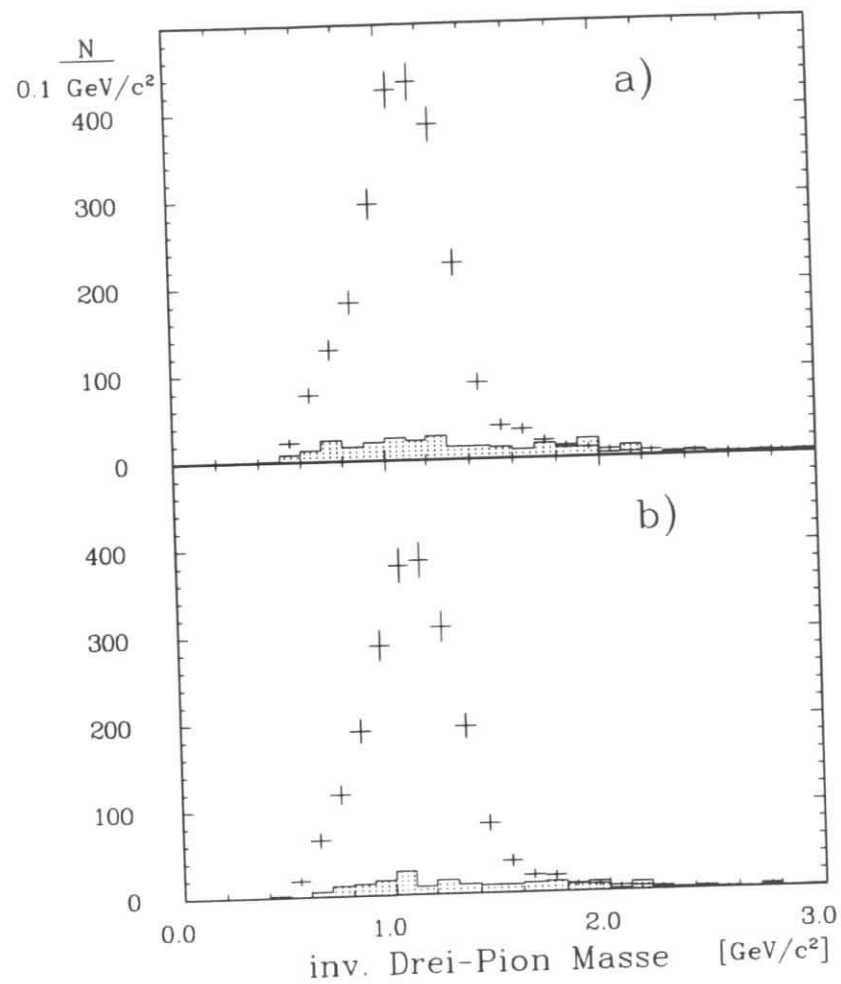


Abbildung 4.5: Die auf den Beitrag aus fehlidentifizierten Leptonen korrigierten Drei- Pion Massen für die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren (Kreuze). Die anhand von Eintägen oberhalb der τ - Masse ($1.8 \text{ GeV}/c^2$) normierten invarianten Massen aus $q\bar{q}$ - Ereignissen sind als Histogramm dargestellt. Die Abbildung **a**) zeigt diese Verteilungen für Elektronenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite. Die Abbildung **b**) ist die entsprechende Verteilung für Myonenkandidaten.

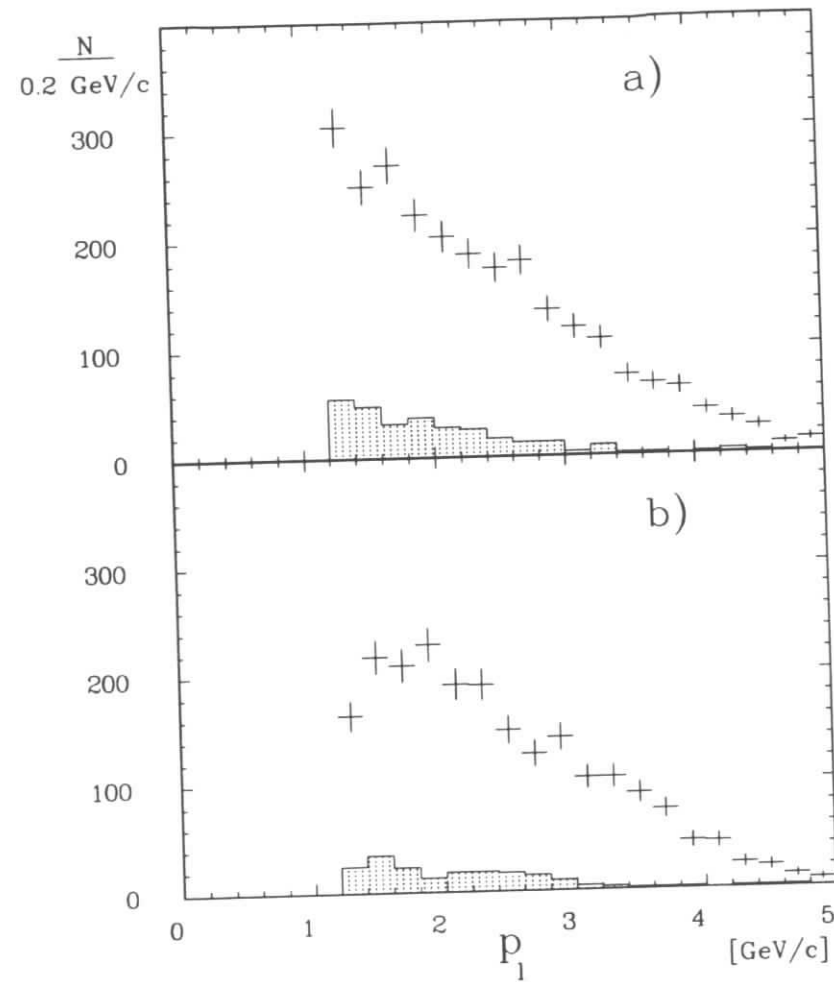


Abbildung 4.6: Die auf fehlidentifizierte Leptonen korrigierten Leptonenspektren aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren (Kreuze). Der Beitrag des Untergrundes aus $q\bar{q}$ - Ereignissen ist als Histogramm dargestellt. Die Abbildung **a**) stellt diese Verteilungen für Elektronenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite dar. Abbildung **b**) ist die entsprechende Verteilung für Myonen.

radiative Bhabha- Ereignisse selektiert, die die Kriterien bis zum Schnitt auf den Winkel der Impulsvektoren erfüllen, aber anhand eines rekonstruierten Sekundärvertex als radiative Ereignisse erkannt worden sind. Die Effizienz des Winkelschnittes für radiative Ereignisse wurde zu $\epsilon_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} \sim 0.9$ bestimmt. Die Anzahl der radiativen Bhabha- Ereignisse, die vor diesem Schnitt in der Ereignismenge vorhanden war, ergibt sich nun aus:

$$\frac{N_{Bhabha}}{\epsilon_{\vec{p}_1, \vec{p}_2}} = N_{Bhabha}$$

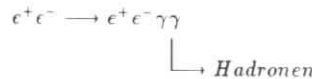
Eine obere Abschätzung für die Zahl der verbleibenden radiativen Bhabha- Ereignisse in der selektierten Ereignismenge mit einem Elektronenkandidaten ergibt sich nach:

$$(N_{Bhabha} - N_{BhaA}) \cdot \eta_{BhaA} \sim 30 \text{ Ereignisse}$$

Dieses ist eine obere Abschätzung, weil bei der Invertierung des Schnittes auf den Winkel zwischen den Impulsvektoren noch τ - Ereignisse in der Menge der radiativen Bhabha- Ereignisse verbleiben. Der Untergrund aus radiativen Bhabha- Ereignissen besitzt also maximal einen Anteil von einem Prozent an der Gesamtmenge der selektierten Ereignisse und ist deshalb zu vernachlässigen. Die Anzahl der radiativen Myonenpaare ist um Größenordnungen kleiner als die der radiativen Bhabha- Ereignisse, womit ihr Anteil in der selektierten Menge mit einem Myonenkandidaten ebenfalls zu vernachlässigen ist.

Der Untergrund aus Ereignissen der Zwei- Photon Wechselwirkung

In Zwei- Photon Ereignissen kann folgende Reaktion auftreten: Ein einlaufendes Elektron (Positron) wird unter großem Winkel gestreut und im Zylindermantelbereich des Detektors nachgewiesen, während das entsprechend entgegengesetzt einlaufende Positron (Elektron) nach der Streuung im Strahlrohr verbleibt.



Die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren kann von den aus dem $\gamma\gamma$ - System entstandenen Hadronen vorgetauscht werden. Wenn dann ein Hadron nicht nachgewiesen wird, ist die Ladungsbilanz ausgeglichen.

Die beschriebenen Ereignisse der Zwei- Photon Wechselwirkung zeichnen sich durch die Richtung des fehlenden Impulsvektors aus. Dieser Vektor muß entsprechend dem nicht nachgewiesenen Positron (Elektron) ins Strahlrohr zeigen. Wenn wir den Polarwinkel ($\cos\vartheta$) des fehlenden Impulses mit der Ladung des fehlenden Elektronen (Positronen) Kandidaten multiplizieren, erwarten wir diese Ereignisse in der entsprechenden Verteilung (Abb.4.7) bei Werten von $\cos\vartheta > 0.9$. In der gemessenen Polarwinkelverteilung (Abb.4.7) ist kein signifikanter Überschuß gegenüber Werten von $\cos\vartheta < -0.9$ zu beobachten. Die Zahl der Untergrundeignisse aus Zwei- Photon Wechselwirkungen wird anhand von Abbildung 4.7 zu einem Anteil von kleiner als 1% an der selektierten Menge abgeschätzt und ist daher zu vernachlässigen.

Der Untergrund aus Strahl- Wand und Strahl- Gas Wechselwirkungen ist ebenfalls vernachlässigbar. Dies wurde untersucht, indem die Kriterien zur Selektion der Multihadronen- Ereignisse invertiert wurden [70]. Diese falschen Multihadronen- Ereignisse wurden den Selektionskriterien (Kap.4.1) unterworfen, wobei keines diese Kriterien passieren konnte.

Nach der Subtraktion des Untergrundes aus fehlidentifizierten Leptonen und $q\bar{q}$ - Ereignissen verbleiben 2131 ± 80 ($N_{-3pr \text{ gemessen}}$) Ereignisse mit einem Elektron und drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite. Für der Fall der Myonenkandidaten sind es 1949 ± 83 ($N_{\mu-3pr \text{ gemessen}}$) Ereignisse.

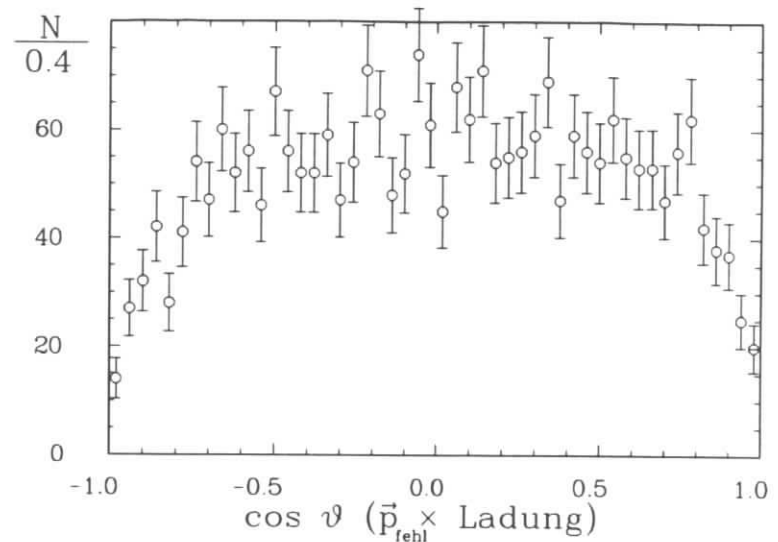
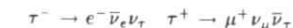


Abbildung 4.7: Die Polarwinkelverteilung des fehlenden Impulses ($\cos\vartheta \times$ Ladung) der Ereignismenge mit einem Elektronenkandidaten. In der Region von $\cos\vartheta > 0.9$ ist kein signifikanter Überschuß gegenüber den Werten bei $\cos\vartheta < -0.9$ zu beobachten.

4.3 Die Selektion der Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren

In dieser Selektion werden τ - Paare gesucht, bei denen ein τ - Lepton in ein Elektron und sein Neutrino und das andere τ - Lepton in ein Myon und sein Neutrino zerfällt:



Die Wahl dieser Zerfallskanäle führte zu den folgenden Selektionskriterien:

- Es müssen im Ereignis genau zwei Spuren mit entgegengesetzter Ladung gefunden worden sein. Dabei müssen die einzelnen Spurkandidaten die gleichen Bedingungen erfüllen, wie in Kap.4.1.

- Aufgrund der Topologie der τ - Ereignisse verlangen wir zwischen den beiden Spuren mindestens einen rechten Winkel.

$$\cos\theta(\vec{p}_1, \vec{p}_2) < 0$$

- Um eine gute Teilchenidentifikation, Nachweiswahrscheinlichkeit und Akzeptanz durch den Trigger sicherzustellen, fordern wir, daß die beiden Spuren in den Zylindermantelbereich zeigen.

$$|\cos\vartheta| < 0.7$$

- Um den Untergrund aus Bhabha- und Myonenpaar- Ereignissen zu reduzieren, verlangen wir zwischen den beiden Spuren einen Akollinearitätswinkel mit:

$$\cos\theta(\vec{p}_1, \vec{p}_2) > -0.997.$$

- Der Untergrund aus QED Ereignisse und Ereignissen der Zwei-Photon Wechselwirkung wird durch den in Kapitel 4.1 beschriebenen *Parabelschnitt* unterdrückt.

$$\left| \sum_{i=1}^2 \vec{p}_{T,i} \right| > (8 \cdot \left(\sum_{i=1}^2 |\vec{p}_i|/E_{cms} - 0.56 \right)^2 + 0.069) \text{ GeV}/c$$

Bei der Summenbildung werden die beiden im Ereignis vorkommenden geladenen Spuren benutzt.

- Die Elektronenkandidaten werden bei dieser Selektion durch die beiden folgenden Kriterien ausgewählt:

$$\begin{aligned} p_{Elektron} &> 0.4 \text{ GeV}/c \\ LH_{Elektron} &> 0.7 \end{aligned}$$

Die Myonenkandidaten müssen an dieser Stelle die gleichen Kriterien wie in Kap.4.1 erfüllen.

$$\begin{aligned} p_{Myon} &> 1.2 \text{ GeV}/c \\ LH_{Myon} &> 0.7 \end{aligned}$$

Für den Myonenkandidaten verlangen wir zusätzlich einen Treffer in den äußeren Myonen-Kammerlagen.

Die Anwendung dieser Kriterien auf die vorselektierte Menge mit zwei geladenen Spuren (Kap.3.3) ergibt 2402 Kandidaten für die Menge der gesuchten Elektron- Myon Ereignisse.

4.4 Der Untergrund in der selektierten Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren

Nach Anwendung der aufgeführten Kriterien verbleiben noch Untergrundereignisse in der selektierten Elektron- Myon Menge. Der wesentliche verbleibende Untergrund stammt aus fehlidentifizierten Leptonen und aus Ereignissen der Zwei-Photon Wechselwirkung.

Der Untergrund aus Ereignissen mit fehlidentifizierten Leptonen

Einen Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen in der selektierten Elektron- Myon Ereignismenge erwarten wir hauptsächlich aus τ - Paaren. Bei diesen τ - Paaren zerfällt ein τ - Lepton in ein Elektron oder Myon, während das andere in ein geladenes Hadron zerfällt. Dieses Hadron wird dann als Lepton fehlinterpretiert. Um diese Untergrundquelle zu studieren, wurden aus den Daten drei Ereignismengen selektiert.

Zum Studium des Untergrundes aus fehlidentifizierten Elektronen wurde eine Menge von Myon- Hadron Ereignissen selektiert. Diese Ereignisse mußten die gleichen Bedingungen erfüllen wie die selektierten Elektron- Myon Ereignisse (Kap.4.3). Allerdings wurde statt des Elektrons ein Hadron verlangt, mit den folgenden Likelihoodverhältnissen:

$$\begin{aligned} LH_{Elektron} &< 0.7 \\ LH_{Myon} &< 0.7 \end{aligned}$$

Ferner darf der Hadronenkandidat keinen Treffer in den äußeren Myonen- Kammerlagen haben. Die Anzahl der so selektierten Myon- Hadron Ereignisse wird nun mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ein Hadron als Elektron zu fehlinterpretieren multipliziert.

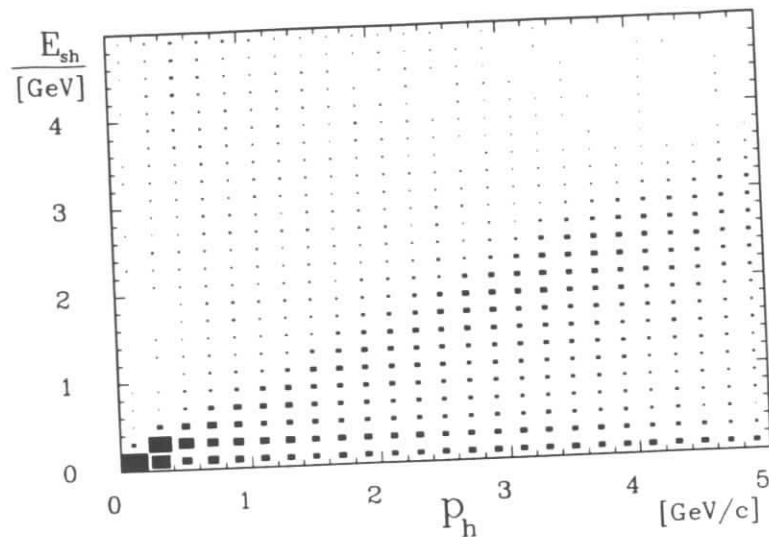


Abbildung 4.8: Die Verteilung der deponierten Schauerenergie gegen den Impuls für Hadronenkandidaten in der selektierten Elektron- Hadron Ereignismenge.

Um den Untergrund aus fehlidentifizierten Myonen zu bestimmen, wird eine Menge von Elektron- Hadron Ereignissen selektiert. An dieser Stelle ist darauf zu achten, daß einige dieser Elektron- Hadron Ereignisse Bhabha- Ereignisse sind, bei denen das Elektron nicht als Lepton erkannt worden ist und somit als Hadron identifiziert wird. Eine Abschätzung des Anteils an Bhabha- Ereignissen in der selektierten Elektron- Hadron Menge erhalten wir, indem wir die zweidimensionale Verteilung der deponierten Schauerenergie gegen den Impuls des Hadronenkandidaten betrachten (Abb.4.8). Die Bhabha-Ereignisse sind in der Verteilung deutlich zu erkennen, da sie sich sowohl durch einen hohen Impuls als auch durch eine hohe deponierte Schauerenergie auszeichnen. Der Anteil der Bhabha- Ereignisse in der selektierten Elektron- Hadron Menge wurde zu $\sim 25\%$ bestimmt. Um diesen Anteil wurde die Anzahl der Elektron- Hadron Ereignisse korrigiert. Anschließend wird die korrigierte Anzahl mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ein Myon als Hadron zu erkennen multipliziert.

Als dritte Ereignismenge zur Untersuchung der fehlidentifizierten Leptonen wurde eine Menge von Hadron- Hadron Ereignissen selektiert. Die Anzahl dieser Ereignisse multiplizieren wir sowohl mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ein Hadron als Elektron zu erkennen, als auch mit der Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron als Myon erkannt wird. Aus dieser Untersuchung ergibt sich eine zu vernachlässigende Zahl für diese Untergrundereignisse.

Durch die beschriebene Methode bestimmen wir den Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen in der selektierten Elektron- Myon Menge zu folgenden Zahlen:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau & 44 \pm 19 \text{ fehlidentifizierte Elektronen} \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau & 172 \pm 69 \text{ fehlidentifizierte Myonen.} \end{aligned}$$

Die unkorrigierten Leptonenspektren der selektierten Ereignismenge mit den dazugehörigen Spektren aus fehlidentifizierten Leptonen sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Die korrigierten Leptonenspektren erhalten wir durch Subtraktion des Anteils der fehlidentifizierten Leptonen.

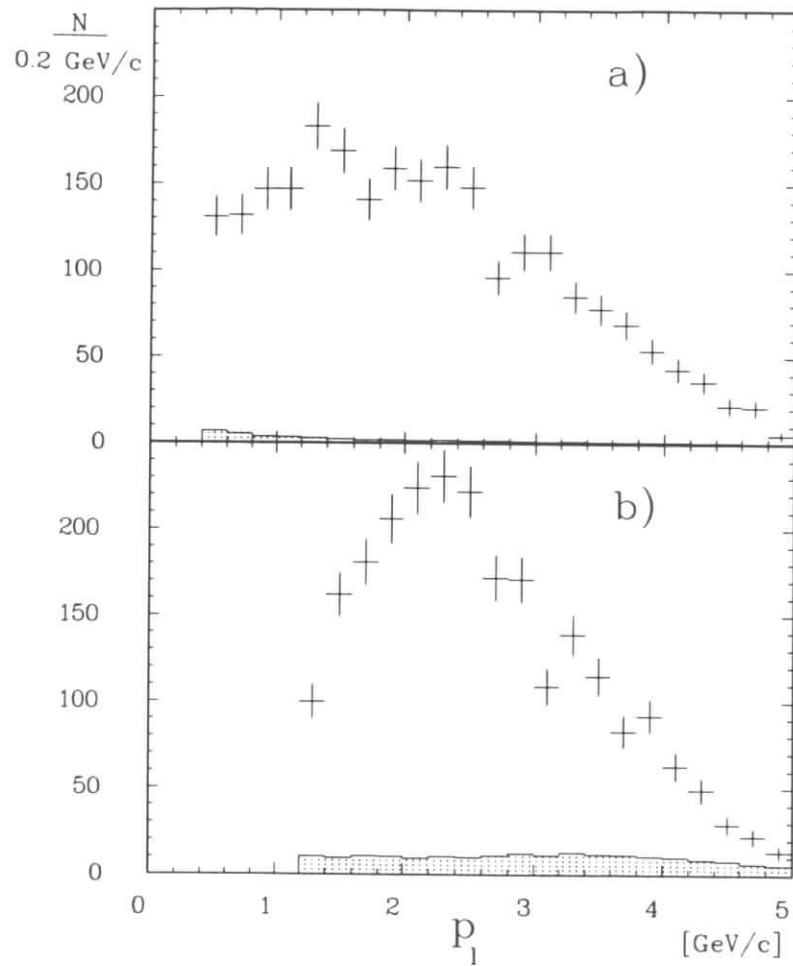


Abbildung 4.9: Die unkorrigierten Leptonenspektren für **a)** Elektronen- und **b)** Myonenkandidaten aus der selektierten Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren (Kreuze). Die Spektren aus fehlidentifizierten Leptonen sind als Histogramm dargestellt.

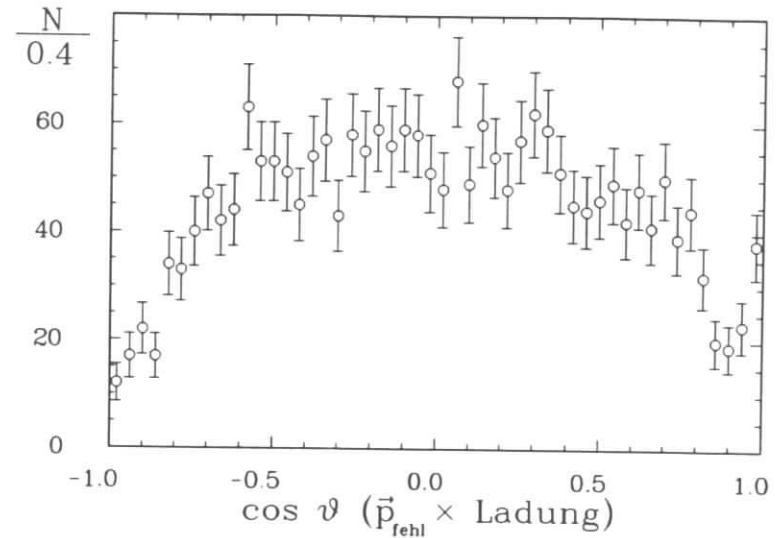
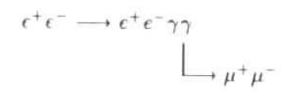


Abbildung 4.10: Die Polarwinkelverteilung des fehlenden Impulses ($\cos \vartheta \times \text{Ladung}$) der Ereignismenge mit einem Elektron- und einem Myonkandidaten. In der Region von $\cos \vartheta > 0.9$ ist ein signifikanter Überschuss gegenüber den Werten bei $\cos \vartheta < -0.9$ zu beobachten.

Der Untergrund aus Ereignissen der Zwei- Photon Wechselwirkung

Elektron- Myon Ereignisse können durch Ereignisse aus der Zwei- Photon Reaktion vorgetäuscht werden. Dabei wird ein einlaufendes Elektron (Positron) unter großem Winkel gestreut und im Zylindermantelbereich des Detektors nachgewiesen. Das entsprechend entgegengesetzt einlaufende Positron (Elektron) verbleibt nach der Streuung im Strahlrohr.



Diese Zwei- Photon Ereignisse können die selektierten Elektron- Myon Ereignisse vortäuschen, wenn aus dieser Reaktion jeweils nur ein Elektron und ein Myon nachgewiesen wird.

Die beschriebenen Ereignisse zeichnen sich durch die Richtung des fehlenden Impulsvektors aus. Dieser Vektor muß entsprechend dem nicht nachgewiesenen Positron (Elektron) ins Strahlrohr zeigen. Wenn wir wieder den Polarwinkel ($\cos \vartheta$) des fehlenden Impulses mit der Ladung des fehlenden Elektronen (Positronen) Kandidaten multiplizieren, beobachten wir einen Überschuss an Ereignissen in der Verteilung (Abb.4.10) bei Werten von $\cos \vartheta > 0.9$. Der Untergrund aus diesen Zwei- Photon Wechselwirkungen wird anhand der Abbildung 4.10 zu den folgenden Zahlen bestimmt:

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \quad 30 \pm 10 \quad \gamma\gamma \text{ Ereignisse.}$$

Der Untergrund aus $q\bar{q}$ - Ereignissen in der selektierten Elektron- Myon Menge wurde untersucht, indem die Selektionskriterien auf die 600 000 simulierten $q\bar{q}$ - Ereignisse angewendet wurden. Diese Studie ergab, daß diese Untergrundquelle zu vernachlässigen ist. Ebenso ist

die Möglichkeit zu vernachlässigen, daß Bhabha- oder Myonenpaar- Ereignisse die gesuchten Ereignisse vortäuschen.

Nach der Subtraktion des Untergrundes aus fehlidentifizierten Leptonen und $\gamma\gamma$ - Ereignissen verbleiben 2156 ± 87 ($N_{e-\mu}$ gemessen) Ereignisse mit einem Elektron auf der einen Seite des Ereignisses und einem Myon auf der gegenüberliegenden Seite.

4.5 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierten Ereignismengen

Die gemessenen Anzahlen der τ - Ereignisse in den drei selektierten Mengen muß nun auf die Nachweiswahrscheinlichkeit, die für jede der drei Ereignismengen separat bestimmt wird, korrigiert werden. Die korrigierten Anzahlen ergeben sich aus der folgenden Beziehung:

$$N_{\text{korrigiert}} = \frac{N_{\text{gemessen}}}{\eta}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der selektierten Ereignismengen läßt sich in einzelne Faktoren zerlegen.

$$\eta = \eta_{\text{Selektion}} \times \eta_{\text{Trigger}} \times \eta_{\text{Lepton id}} \times \eta_{\text{radKorr}} \quad (4.1)$$

Dabei beschreibt $\eta_{\text{Selektion}}$ die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ereignisrekonstruktion und die angewendeten Selektionskriterien. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein selektiertes Ereignis durch das Triggersystem akzeptiert wurde, ist im Faktor η_{Trigger} enthalten. Die jeweilige Leptonennachweiswahrscheinlichkeit wird durch den Faktor $\eta_{\text{Lepton id}}$ berücksichtigt. Die Strahlungskorrekturen für die elektronischen Zerfälle des τ - Leptons sind in dem Faktor η_{radKorr} enthalten.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ereignisrekonstruktion und die Anwendung der Selektionskriterien wurde aus simulierten Ereignissen bestimmt. Diese Ereignisse sind nach dem in Kap.3.4 beschriebenen Verfahren generiert worden. Die Leptonenspektren werden dabei unter Anwendung eines reinen $V - A$ Matrixelementes erzeugt.

Für die Generation des τ - Zerfalls in drei geladene Spuren werden die in Kapitel 5 und 6 gemessenen Verzweungsverhältnisse des τ - Leptons in die Zerfallskanäle ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$) benutzt. Der Zerfall ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) wird generiert mit einem Anteil von 56% an allen Zerfällen des τ - Leptons in drei geladene Spuren. Bei dem Zerfall des τ - Leptons in drei geladene Pionen nehmen wir an, daß das τ - Lepton zuerst in die $a_1(1260)$ -Resonanz zerfällt ($\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau$). Diese Resonanz zerfällt wiederum in ein $\rho\pi$ - System ($a_1 \rightarrow \rho^0 \pi^-$) und das ρ in zwei geladene Pionen ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$). Der Zerfall ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) wird mit einem Anteil von 41% an allen Zerfällen des τ - Leptons in drei geladene Spuren generiert. In diesem Fall wird angenommen, daß das τ - Lepton in die $\rho(1600)$ - Resonanz zerfällt ($\tau^- \rightarrow \rho(1600) \nu_\tau$). Für den Zerfall dieser Resonanz wurde ein Anteil von zwei Drittel in den Kanal ($\rho(1600) \rightarrow \rho\pi\pi$) angenommen. Mit einem relativen Anteil von einem Drittel wird der Kanal ($\rho(1600) \rightarrow \omega\pi$) generiert. Die relativen Anteile der Zerfallsmoden ($\tau^- \rightarrow \rho\pi\pi\nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \omega\pi\nu_\tau$) zueinander wurden von der ARGUS Kollaboration gemessen [72]. Der verbleibende Anteil von 3% wurde in den Zerfallskanälen ($\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$) generiert, innerhalb der gegebenen Begrenzungen durch den Phasenraum.

Das Verhalten der generierten Ereignisse im Detektor wurde nach dem in Kap.3.4 beschriebenen Verfahren simuliert. Anschließend wurden die Ereignisse mit dem gleichen Programm wie die Daten rekonstruiert. Die in Kapitel 4.1 und 4.3 beschriebenen Selektionskriterien wurden auf diese simulierten und rekonstruierten Ereignisse angewendet.

Die Spektren der Leptonen, die wir nach der Anwendung der Selektionskriterien aus den simulierten Ereignissen erhalten sind in Abbildung 4.11 als Histogramm dargestellt. Die aus den Daten gewonnenen Leptonenspektren sind in Abbildung 4.11 als Kreuze dargestellt. Die Spektren aus den Daten sind auf den Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen und den Beitrag

aus $q\bar{q}$ - Ereignissen korrigiert worden. Ebenso wurde die Impulsabhängigkeit der Triggernachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt und es wurden die Strahlungskorrekturen (Kap.3.6) für die elektronischen Spektren durchgeführt. Anhand der Abbildung 4.11 ist zu sehen, daß die simulierten Ereignisse die Daten gut beschreiben.

Die invariante Drei- Pion Masse der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren der simulierten τ - Ereignisse ist in Abbildung 4.12 als Histogramm dargestellt. Die entsprechende aus den Daten gewonnene Verteilung ist in Abbildung 4.12 durch die Kreuze dargestellt und ebenfalls auf den Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen und $q\bar{q}$ - Ereignissen korrigiert worden. Auch hier ist eine ausreichende Übereinstimmung zwischen den simulierten invarianten Drei- Pion Massenverteilungen und den Daten zu beobachten.

Aus den simulierten Ereignissen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Selektion}}$ für die selektierte Ereignismenge mit einem Elektronenkandidaten und drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Ereignisseite zu (19.2 ± 1.0)% bestimmt worden. Für die entsprechende Menge mit einem Myonenkandidaten wurde ein Wert von $\eta_{\text{Selektion}} = (21.1 \pm 1.1)$ % ermittelt. Für die selektierte Elektron- Myon Ereignismenge beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Selektion}} = (21.6 \pm 1.1)$ %.

Die Wahrscheinlichkeit, daß die selektierten Ereignisse vom Triggersystem akzeptiert werden, wurde durch ein spezielles Simulationsprogramm [59] (Kap.3.4) bestimmt. Diese Wahrscheinlichkeit η_{Trigger} wurde für die selektierten Elektronenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite zu ($100 - 1$)% bestimmt. Für den Fall der Myonen mit drei geladenen Spuren ergab sich ein Wert von (97 ± 2)%. Die selektierten Elektron- Myon Ereignisse haben eine Wahrscheinlichkeit von (90 ± 3)% vom Triggersystem nachgewiesen zu werden.

Die in Kapitel 3.5 bestimmten Leptonennachweiswahrscheinlichkeiten $\eta_{\text{Lepton id}}$ werden zur Bestimmung der Verzweungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ benutzt. Die Leptonennachweiswahrscheinlichkeit hebt sich bei der Bestimmung des topologischen Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ heraus. Die in Kapitel 3.5.1 bestimmte Elektronennachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Elektronen id}}$ ergibt für Impulse oberhalb von $0.4 \text{ GeV}/c$ eine gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit von (90 ± 3)%. Die gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen mit Impulsen oberhalb von $1.2 \text{ GeV}/c$ beträgt (92 ± 3)%. Die gemittelte Myonennachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Myonen id}}$ für Impulse oberhalb von $1.2 \text{ GeV}/c$ ist zu (80 ± 4)% bestimmt worden (Kap.3.5.2).

Die Strahlungskorrekturen (Kap.3.6) führen zu weicheren Elektronen- Impulsspektren. In dieser Analyse werden Impulsschnitte auf Elektronenkandidaten angewendet. Durch Strahlungskorrekturen können Ereignisse zusätzlich unter diese Schnitte fallen und zu Akzeptanzverlusten führen, die schwach von den Impulsschnitten abhängen. Für die beiden benutzten Impulsschnitte auf das Elektronenspektrum wurde ein Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit von 2% bestimmt ($\eta_{\text{radKorr}} = (98 \pm 1)$ %).

Die aufgeführten Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit sind unabhängig voneinander und ihre systematischen Fehler können daher quadratisch addiert werden.

Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge mit einem Elektron und drei geladenen Spuren wurde zu $\eta_{e-3pr} = (17.3 \pm 1.1)$ % bestimmt. Für die selektierte Ereignismenge mit einem Myon und drei geladenen Spuren ergab sich $\eta_{\mu-3pr}$ zu (16.4 ± 1.2)%. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für die Elektron- Myon Ereignismenge beträgt $\eta_{e-\mu} = (13.8 \pm 1.1)$ %.

Als Konsistenznachweis für die Untergrundbestimmung und die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde der Elektronenimpuls in der selektierten Menge mit einem Elektronenkandidaten und drei geladenen Spuren zwischen $0.4 \text{ GeV}/c$ und $1.2 \text{ GeV}/c$ variiert. Das Ergebnis der Analyse ist stabil gegen diese Variation.

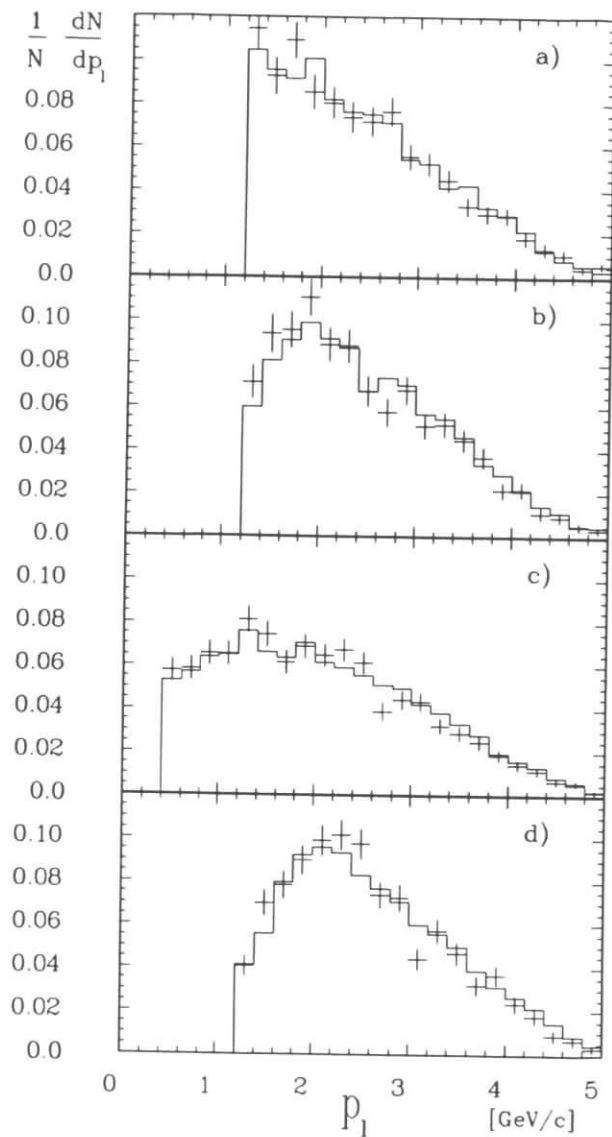


Abbildung 4.11: Die korrigierten Leptonenspektren für Elektronen **a)** und Myonen **b)** aus den Ereignismengen mit vier geladenen Spuren (Kreuze). Die korrigierten Spektren für Elektronen **c)** und Myonen **d)** aus der Ereignismenge mit zwei geladenen Spuren (Kreuze). Die entsprechenden Leptonenspektren aus den simulierten Ereignissen sind als Histogramm dargestellt.

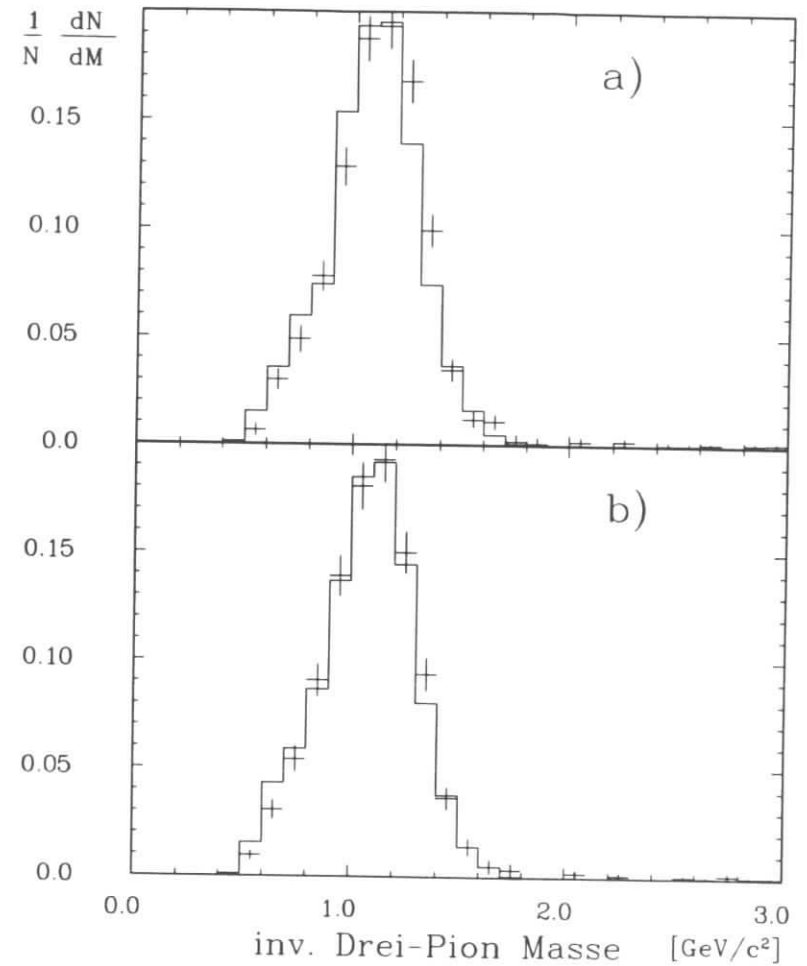


Abbildung 4.12: Die korrigierten Drei- Pion Massen für die Ereignisse mit drei geladenen Spuren aus den selektierten Ereignismengen mit vier geladenen Spuren (Kreuze). Die entsprechenden invarianten Massen aus den simulierten Ereignissen sind als Histogramm dargestellt. Die Abbildung **a)** stellt diese Verteilungen für Elektronenkandidaten mit drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite und die Abbildung **b)** die entsprechende Verteilung für Myonenkandidaten dar.

4.6 Die topologischen Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons

Die korrigierten Anzahlen der τ -Ereignisse in den drei selektierten Ereignismengen und die Zahl der produzierten τ -Paare werden nun in die Gleichung (3.8) eingesetzt. Als Ergebnis erhalten wir das topologische Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$.

$$BR_{3pr} = \sqrt{\frac{N_{e-3pr} \cdot N_{\mu-3pr}}{N_{e-\mu} \cdot 2N_{\tau\tau}}} = (13.4 \pm 0.3 \pm 0.5)\%$$

Bei der Angabe des Fehlers ist der erste statistischer und der zweite systematischer Natur. Die Benutzung der Beziehung (1.58) erlaubt es uns, aus der Messung des topologischen Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ auch den Wert für das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \text{eine geladene Spur } \nu_\tau)$ zu bestimmen.

$$BR_{1pr} = (0.99887 \pm 0.00027) \cdot BR_{3pr} = (86.5 \pm 0.3 \pm 0.5)\%$$

Das erhaltene Verzweungsverhältnis ist die erste präzise Messung des topologischen Verzweungsverhältnisses des τ -Leptons im Bereich der Υ -Resonanzen. Die Messung kann verglichen werden mit Ergebnissen, die bei Experimenten an den Speicherringen PEP und PETRA mit ähnlicher Präzision gewonnen wurden. An diesen Speicherringen war die Schwerpunktsenergie um einen Faktor drei höher ($\sim 30 \text{ GeV}/c$) und dadurch eine einfachere Separation der Topologien gegeben. Die experimentellen Werte der Kollaborationen an diesen Speicherringen wurden benutzt um den Weltmittelwert des topologischen Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ zu bestimmen. Der Weltmittelwert beträgt $BR_{3pr} = (13.76 \pm 0.32)\%$ [1]. Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung ist in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert und weist eine mit null verträgliche Differenz von $(0.4 \pm 0.6)\%$ zu diesem auf. Der Weltmittelwert und die Ergebnisse der einzelnen Kollaborationen sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Tragen wir die Messungen in eine Verteilung ein, wo die Werte des topologischen Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ auf der Abszisse aufgetragen sind und die Zeit, zu der die Messungen veröffentlicht wurden, entlang der Ordinate, so ersehen wir, daß der Weltmittelwert ein Mittelwert zwischen zwei ausgeprägten Maxima ist (Abb. 4.13). Das eine Maxima liegt bei ca. 13.5% und das andere bei ca. 15%. Die hier vorgestellte Messung des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ spricht sich für den topologischen Wert von 13.5% aus. Die präziseste Messung der CELLO Kollaboration. Der Unterschied zur hier vorgestellten Messung beträgt $(1.6 \pm 0.6)\%$, womit die beiden Messungen in schwacher Übereinstimmung wären.

4.7 Die leptonischen Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons

Mit den korrigierten Ereigniszahlen der drei selektierten Mengen lassen sich zusätzlich die leptonischen Verzweungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ messen.

$$BR_e = \sqrt{\frac{N_{e-\mu} \cdot N_{e-3pr}}{N_{\mu-3pr} \cdot 2N_{\tau\tau}}}$$

$$BR_\mu = \sqrt{\frac{N_{e-\mu} \cdot N_{\mu-3pr}}{N_{e-3pr} \cdot 2N_{\tau\tau}}}$$

$BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)[\%]$	
MAC [73]	$13.3 \pm 0.3 \pm 0.6$
PLUTO [74]	$12.2 \pm 1.3 \pm 3.9$
JADE [75]	$13.6 \pm 0.5 \pm 0.8$
TASSO [76]	$15.3 \pm 1.1 \pm 1.5$
MARK II [77]	$12.8 \pm 0.5 \pm 0.8$
DELCO [78]	$12.1 \pm 0.5 \pm 1.2$
TPC [79]	$15.1 \pm 0.8 \pm 0.6$
CELLO [4]	$15.0 \pm 0.4 \pm 0.3$
HRS [80]	$13.5 \pm 0.3 \pm 0.3$
Weltmittelwert [1]	13.76 ± 0.32
diese Messung	$13.4 \pm 0.3 \pm 0.5$

Tabelle 4.1: Die bisher veröffentlichten topologischen Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons in drei geladene Spuren und der daraus resultierende Weltmittelwert.

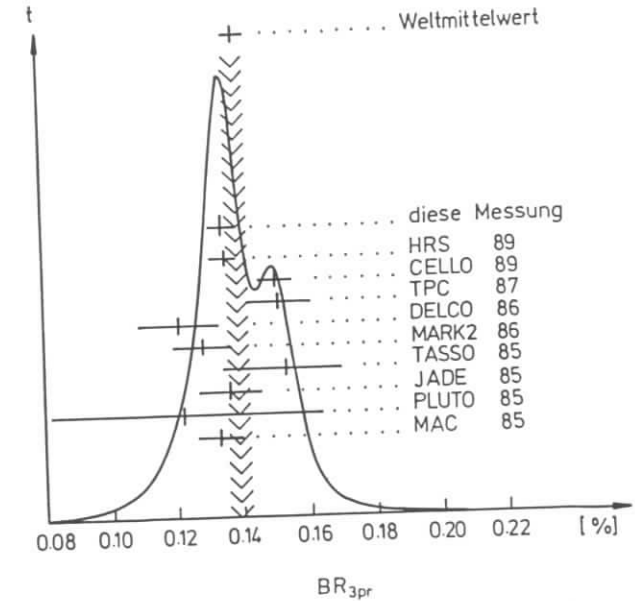


Abbildung 4.13: Die bisher gemessenen topologischen Verzweungsverhältnisse des τ -Leptons $BR(\tau^- \rightarrow \text{drei geladene Spuren } \nu_\tau)$ in chronologischer Reihenfolge der Messung.

$$\begin{aligned} BR_e &= (17.6 \pm 0.4 \pm 0.8)\% \\ BR_\mu &= (17.0 \pm 0.4 \pm 0.9)\% \end{aligned}$$

Das gemessene Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ ist in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert aller bisher veröffentlichten Messungen von $(17.7 \pm 0.4)\%$ [1]. Der in dieser Arbeit gemessene Wert liegt allerdings genauso wie der Weltmittelwert unterhalb der Vorhersage von $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (18.9 \pm 0.5)\%$, die wir in Kapitel 1.2 aus der τ^- -Lebensdauer gewonnen hatten. Der Unterschied zwischen dieser Vorhersage und dem Weltmittelwert der Messungen des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ liegt in der Größenordnung von zwei Standardabweichungen $(1.2 \pm 0.6)\%$.

Das gemessene Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ liegt etwas unterhalb seines Weltmittelwertes von $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (17.8 \pm 0.4)\%$ [1]. Die Differenz zu unserem Wert ist mit $(0.8 \pm 0.9)\%$ allerdings nicht signifikant.

Aus dem Verhältnis der korrigierten Ereigniszahlen mit einem Elektron und einem Myon und jeweils drei geladenen Spuren auf der gegenüberliegenden Seite läßt sich die Vorhersage der Leptonenuniversalität überprüfen. Die in Kapitel 1.1 hergeleitete Vorhersage des Standardmodells lautet:

$$\frac{BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.973.$$

Die in dieser Arbeit durchgeführte Messung dieses Verhältnisses gehört zu den bisher präzisesten Messungen und ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells.

$$\frac{BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 0.97 \pm 0.04 \pm 0.06$$

In Kapitel 1.1 wurde eine Vorhersage für das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ aus Berechnungen der QCD hergeleitet. Dafür wurde das Verhältnis R_H benutzt.

$$R_H = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} + \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}$$

Eine Vorhersage für das Verhältnis R_H wurde aus einer Reihenentwicklung in α_s gewonnen, wobei $\alpha_s(M_\tau)$ aus einer Anpassungsrechnung an die Daten der e^+e^- -Annihilation zu $\alpha_s(M_\tau) = 0.33 \pm 0.08$ [13] bestimmt wurde. Aus der gewonnenen Vorhersage $R_H = 3.9 \pm 0.5$ ergab sich ein erwarteter Wert von $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (17 \pm 2)\%$. Das gemessene Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ ist in guter Übereinstimmung mit dieser Vorhersage.

Da in diesem Fall die Messung des Verzweungsverhältnisses präziser ist als die Vorhersage, ist es sinnvoll, die Berechnungen umzudrehen und R_H und α_s aus der Messung des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ zu bestimmen.

Das Verhältnis R_H wurde unter Benutzung der Messung $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und der Gleichung (1.20) bestimmt.

$$\begin{aligned} R_H &= \frac{(1 - 1.973 \cdot BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau))}{BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \\ R_H &= 3.71 \pm 0.08 \pm 0.17 \end{aligned}$$

Die Benutzung der Reihenentwicklung (1.17) erlaubt es uns aus R_H einen Wert für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung $\alpha_s(M_\tau)$ zu gewinnen.

$$\alpha_s(M_\tau) = 0.30 \pm 0.02 \pm 0.04$$

Die Messung des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ erlaubt auch die Bestimmung des Renormalisierungsparameters der starken Wechselwirkung $\Lambda_{\overline{MS}}$. Unter Verwendung des gemessenen Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und einer QCD Summenregel ist die

Berechnung für $\Lambda_{\overline{MS}}$ bis zur vierten Ordnung durchgeführt worden [14]. Mit diesen Berechnungen ergibt sich aus unserer Messung des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = (234 \pm 43 \pm 86) \text{ MeV}.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem bisher präzisesten Wert, von $\Lambda_{\overline{MS}} = (230 \pm 20 \pm 60) \text{ MeV}$, bestimmt durch die BCDMS Kollaboration in der tiefinelastischen Streuung [81] und weiteren Messungen, die auf verschiedenen Methoden basieren [1]. Die präziseste Bestimmung des Renormalisierungsparameters $\Lambda_{\overline{MS}}$ wird in Zukunft durch noch genauere Messungen des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ möglich sein.

Kapitel 5

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

In diesem Kapitel wird die Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ beschrieben. Es werden im ersten Abschnitt die Selektionskriterien für die Ereignismenge (3.11) dargestellt.

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur} \bar{\nu}_\tau$$

Der verbleibende Untergrund in der selektierten Ereignismenge wird in Abschnitt 5.2 bestimmt und die Nachweiswahrscheinlichkeit für die ausgewählten Zerfallskanäle in Abschnitt 5.3. Das gemessene Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ wird in Kapitel 5.4 vorgestellt und mit den theoretischen Vorhersagen und Messungen anderer Kollaborationen verglichen.

5.1 Die Selektion des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

Die Kriterien für die Selektion des exklusiven Zerfallskanals ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) sind mit den in Kapitel 4.1 beschriebenen verwandt. Auf der Ereignisseite mit einer geladenen Spur wird allerdings hier keine Leptonenidentifikation verlangt. Daher werden hier auch die hadronischen Zerfallskanäle in eine geladene Spur mütselektiert. Auf der Ereignisseite mit drei geladenen Pionen wird hingegen gefordert, daß kein Photon nachgewiesen wurde. Die exakten Kriterien sind die folgenden:

- Im Ereignis müssen genau vier geladene Spuren gefunden worden sein, deren Ladungsbilanz ausgeglichen ist. Jeder Spurkandidat muß die in Kap.4.1 beschriebenen Bedingungen erfüllen.
- Die für τ^- Paare typische Topologie wird durch die folgende Bedingung selektiert:

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

Die drei Impulse der einen Ereignisseite (\vec{p}_i) werden zu ihrem Summenimpulsvektor \vec{p}_τ zusammengefaßt. Der Öffnungswinkel zwischen diesen drei Spuren wird eingeschränkt, um Quark-Antiquark Ereignisse zu unterdrücken:

$$\cos \theta(\vec{p}_\tau, \vec{p}_i) > 0.7 \quad (i = 2, 3, 4).$$

- Um eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit zu gewährleisten, müssen \vec{p}_1 und \vec{p}_i in den Zylinderbereich zeigen:

$$|\cos \vartheta| < 0.7.$$

- Eine Reduktion der Bhabha- und Myonpaar-Ereignisse wird durch einen Schnitt auf den Akollinearitätswinkel erreicht:

$$\cos \theta(\vec{p}_1, \vec{p}_i) > -0.997.$$

- Radiative QED Ereignisse mit konvertierten Photonen werden durch einen Öffnungswinkelschnitt θ_{opp} auf die entgegengesetzt geladenen Teilchen der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren reduziert:

$$\cos \theta_{opp} < -0.99.$$

- Die Ereignisse der Zwei-Photon Reaktion und verbliebene radiative QED Ereignisse werden durch den in Kapitel 4.1 beschriebenen *Parabelschnitt* weiter unterdrückt.
- Um den gesuchten Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) zu selektieren und um den Untergrund aus $q\bar{q}$ -Ereignissen und dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) zu reduzieren, verlangen wir für die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren, daß dort kein Photon ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$) nachgewiesen wurde:

$$\cos \theta(\vec{p}_i, \vec{p}_\gamma) < 0 \quad (E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}).$$

Nach Anwendung der Selektionskriterien verbleiben 8779 Kandidaten für den Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) mit einer geladenen Spur auf der gegenüberliegenden Seite.

5.2 Der Untergrund in der selektierten Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

Die größte verbleibende Untergrundquelle in der selektierten Menge sind Ereignisse aus anderen τ^- Zerfällen. Des weiteren ist der Untergrund aus $q\bar{q}$ -Ereignissen und Zwei-Photon Reaktionen nicht zu vernachlässigen.

Der Untergrund aus anderen τ^- Zerfällen

Die vier τ^- Zerfallskanäle ($\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$), ($\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$), ($\tau^- \rightarrow K^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) können fehlinterpretiert werden als Endzustand mit drei geladenen Pionen. Um den Untergrund aus dieser Quelle zu bestimmen, wurden diese Zerfallskanäle des τ^- Leptons mit dem MOPEK-Programm generiert und anschließend simuliert und rekonstruiert (Kap.3.4). Mit Hilfe dieser vier simulierten Ereignismengen wurde unter Anwendung der Selektionskriterien (Kap.5.1) die jeweilige Wahrscheinlichkeit $\epsilon_{3\pi^\pm}$ bestimmt, daß diese vier Zerfallskanäle als Endzustand mit drei Pionen interpretiert werden. Die Zahl der Untergrundereignisse aus anderen τ^- Zerfallskanälen N_{falsch} ergibt sich unter Verwendung des Weltmittelwertes des jeweiligen Verzweigungsverhältnisses BR_{falsch} [1], des topologischen Verzweigungsverhältnisses in eine geladene Spur BR_{1pr} und der Zahl der produzierten τ^- Paare $N_{\tau\tau}$.

$$2N_{\tau\tau} \cdot BR_{falsch} \cdot BR_{1pr} \cdot \epsilon_{3\pi^\pm} = N_{falsch}$$

Für die Bestimmung des größten Untergrundanteils aus anderen τ^- Zerfällen, den aus dem Kanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$), wurde die in Kapitel 6 bestimmte Anzahl der gemessenen Zerfälle in diesem Kanal $N_{3\pi^\pm \pi^0 \text{ gemessen}}$ und dessen Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{3\pi^\pm \pi^0}$ verwendet. Die Anzahl der Zerfälle ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) $N_{3\pi^\pm \pi^0 \text{ falsch}}$ in der selektierten Ereignismenge des Kanals ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) ergibt sich aus der folgenden Beziehung:

$$\frac{N_{3\pi^\pm \pi^0 \text{ gemessen}}}{\eta_{3\pi^\pm \pi^0}} \cdot \epsilon_{3\pi^\pm} = N_{3\pi^\pm \pi^0 \text{ falsch}}$$

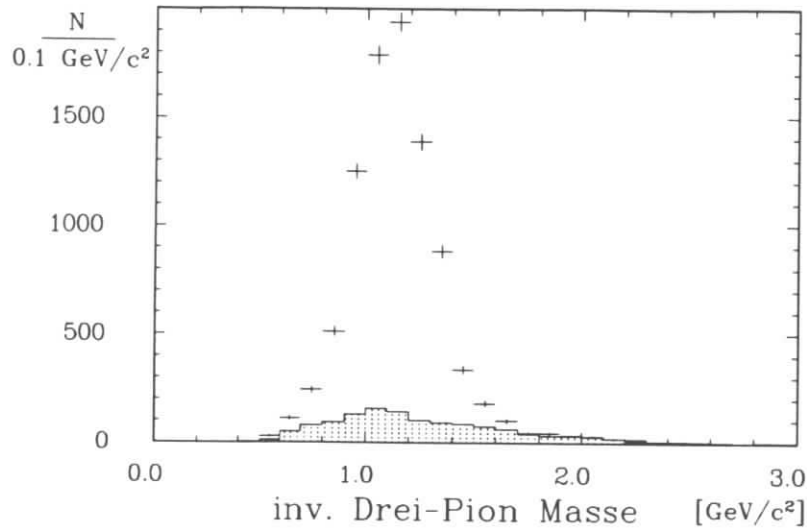


Abbildung 5.1: Die invariante Drei- Pion Masse für die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren (Kreuze). Die oberhalb der τ - Masse ($1.8 \text{ GeV}/c^2$) normierten invarianten Massen aus $q\bar{q}$ - Ereignissen sind als Histogramm dargestellt.

Diese Methode hat den Vorteil, daß wir die eigenen präzise bestimmten Werte benutzen können und nicht auf den mit einem großen Fehler behafteten Weltmittelwert ($4.4 \pm 1.6\%$) [1] des Verzweungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ angewiesen sind. Ferner hebt sich bei dieser Methode das topologische Verzweungsverhältnis und die Zahl der τ - Paare heraus. Der Fehler auf den Untergrund aus dieser Quelle ist dadurch um einen Faktor drei kleiner. Mit diesen Studien bestimmen wir die Zahl der Untergrundereignisse aus dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$) zu 205 ± 151 Ereignisse, aus dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) zu 206 ± 151 Ereignisse, aus dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow K^+ \pi^- \nu_\tau$) zu 53 ± 13 Ereignisse und aus dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) zu 1083 ± 138 Ereignisse. Als Gesamtsumme des Untergrundes aus anderen τ - Zerfällen ergibt sich die folgende Zahl:

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau, \quad 1547 \pm 255 \text{ andere } \tau \text{ Ereignisse}$$

Der Untergrund aus Quark- Antiquark Ereignissen

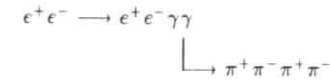
Zur Bestimmung des Untergrundes aus Quark- Antiquark Ereignissen wurde die in Kapitel 4.2 beschriebene Methode benutzt. Hierbei wurden die Selektionskriterien des Zerfallskanals ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) (Kap.5.1) angewendet auf die 600 000 simulierten $q\bar{q}$ - Ereignisse. Die invariante Drei- Pion Masse der verbleibenden $q\bar{q}$ - Ereignisse wurde oberhalb der τ - Masse ($1.8 \text{ GeV}/c^2$) an die entsprechende Verteilung der τ - Kandidaten normiert. In Abbildung 5.1 ist die Verteilung der invarianten Drei- Pionen Masse der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren und die entsprechende Verteilung aus den simulierten $q\bar{q}$ - Ereignissen dargestellt. Die Normierung ergibt die folgende Zahl der $q\bar{q}$ - Untergrundereignisse in der selektierten τ - Menge:

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau, \quad 1100 \pm 110 \text{ } q\bar{q} \text{ Ereignisse}$$

Der Untergrund aus Ereignissen der Zwei- Photon Wechselwirkung

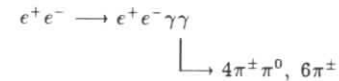
Es gibt zwei verschiedene Quellen von Zwei- Photon Reaktionen, die die Topologie der gesuchten τ - Ereignisse vortäuschen können.

Eine mögliche Untergrundquelle sind exklusive vollständig nachgewiesene Ereignisse der folgenden Reaktion:



Diese Ereignisse zeichnen sich größtenteils durch eine kleine Transversalimpulssumme aus, so daß wir bei Transversalimpulssummen $|\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{T_i}| < 50 \text{ MeV}/c$ ausschließlich Ereignisse dieser Reaktion wiederfinden. Durch ein Monte- Carlo Programm generieren wir derartige $\gamma\gamma$ - Ereignisse. Anschließend werden sie wieder simuliert, rekonstruiert und den gleichen Selektionskriterien (Kap.5.1) unterworfen wie die gesuchten τ - Ereignisse. Die vor der Anwendung des Parabelschnittes verbliebenen simulierten Ereignisse werden im Transversalimpulssummenbereich $|\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{T_i}| < 50 \text{ MeV}/c$ auf die Daten normiert. Die Zahl der in der selektierten τ - Menge vorhandenen Ereignisse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ ergibt sich dann aus der Zahl der simulierten $\gamma\gamma$ - Ereignisse, die weder durch den Parabelschnitt noch durch den Schnitt auf die Photonenzahl verworfen werden.

Die zweite Quelle sind überwiegend unvollständig nachgewiesene Ereignisse der Reaktion



Simulierte Ereignisse dieser Reaktionen werden im Transversalimpulssummenbereich zwischen $|\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{T_i}| > 50 \text{ MeV}/c$ bis zur Parabel des Parabelschnittes, vor Anwendung desselben, auf die Daten normiert. In diesem Bereich erwarten wir überwiegend Ereignisse aus diesen $\gamma\gamma$ - Reaktionen. Die Zahl der nach allen Schnitten verbliebenen $\gamma\gamma$ - Ereignissen gibt die Zahl dieser Ereignisse in der selektierten τ - Menge wieder. Dabei wird die Anzahl der Ereignisse $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ in diesem Bereich berücksichtigt. In Abbildung 5.2 ist die Verteilung der Transversalimpulssumme aus den normierten $\gamma\gamma$ - Ereignissen im Vergleich mit den Daten unterhalb des Parabelschnittes dargestellt. Aus diesen Studien ergab sich die folgende Zahl von verbliebenen $\gamma\gamma$ - Ereignissen in der selektierten τ - Ereignismenge:

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau, \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau, \quad 99 \pm 42 \text{ } \gamma\gamma \text{ Ereignisse.}$$

Der Untergrund aus radiativen QED Ereignissen wurde nach dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Verfahren untersucht. Die Anzahl dieser Ereignisse in der selektierten Ereignismenge stellt sich als vernachlässigbar heraus.

Nach der Subtraktion des Untergrundes aus anderen τ - Zerfällen, $q\bar{q}$ - und $\gamma\gamma$ - Ereignissen verbleiben 6033 ± 296 ($N_{3\pi^\pm \text{ gemessen}}$) Ereignisse mit drei geladenen Pionen und einer geladenen Spur auf der gegenüberliegenden Seite des Ereignisses.

5.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

Die gemessene Anzahl der τ - Ereignisse in dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) muß nun mit der Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge korrigiert werden.

$$N_{3\pi^\pm \text{ korrigiert}} = \frac{N_{3\pi^\pm \text{ gemessen}}}{\eta_{3\pi^\pm}}$$

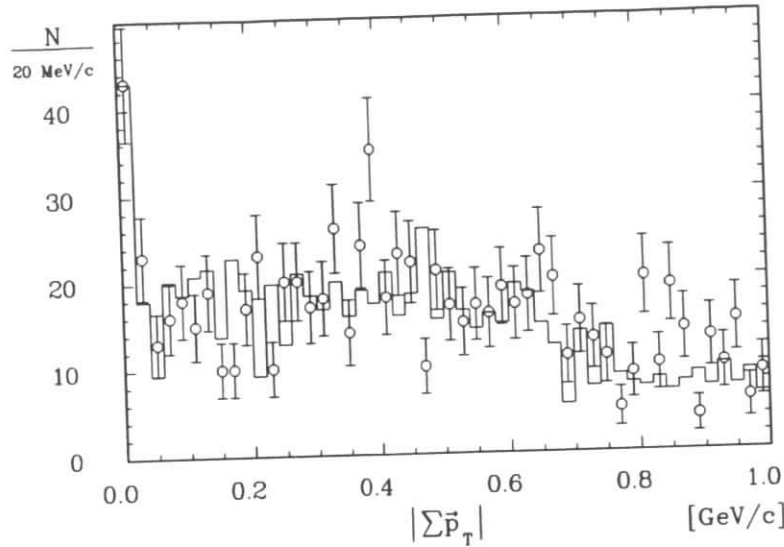


Abbildung 5.2: Die Transversalimpulssumme der selektierten Ereignisse unterhalb des Parabelschnittes (Punkte). Die daran normierten simulierten $\gamma\gamma$ -Ereignisse sind als Histogramm dargestellt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit dafür läßt sich in die folgenden Faktoren zerlegen:

$$\eta = \eta_{\text{Selektion}} \times \eta_{\text{Trigger}} \times \eta_{\text{Photon}}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ereignisrekonstruktion und die angewendeten Selektionskriterien wird durch den Faktor $\eta_{\text{Selektion}}$ beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, daß die interessierenden Ereignisse durch das Triggersystem akzeptiert werden, ist in η_{Trigger} enthalten. Der Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit, der durch vorgetäuschte Photonen auf der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren entsteht, wird durch η_{Photon} korrigiert.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ereignisrekonstruktion und die angewendeten Selektionskriterien wird aus simulierten Ereignissen bestimmt, die nach dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Verfahren generiert wurden. Für die Generation der Ereignisseite ($\tau^- \rightarrow$ eine geladene Spur ν_τ) haben wir die jeweiligen Weltmittelwerte der Verzweungsverhältnisse [1] so unnormiert, daß sie sich zu 100% addieren und sie dann mit den folgenden Anteilen generiert: ($\tau^- \rightarrow c^- \bar{\nu}_c \nu_\tau$) 22.5%, ($\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$) 22.5%, ($\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$) 28%, ($\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$) 13%, ($\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$) 1%, ($\tau^- \rightarrow K^{*0} \nu_\tau$) 2%, ($\tau^- \rightarrow \rho^- \pi^0 \nu_\tau$) 7% und ($\tau^- \rightarrow \rho^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$) 4%. Für die Generation des τ^- -Zerfalls in drei geladene Pionen nehmen wir an, daß das τ^- -Lepton zu 100% in die $a_1(1260)$ -Resonanz zerfällt ($\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau$). Diese Resonanz zerfällt in ein $\rho\pi$ -System ($a_1 \rightarrow \rho^0 \pi^-$), das dann in den Endzustand mit drei geladenen Pionen übergeht.

Das Verhalten der so generierten τ^- -Ereignisse im Detektor wurde simuliert (Kap.3.4), rekonstruiert und dann den im Kapitel 5.1 beschriebenen Selektionskriterien unterworfen.

Die auf $q\bar{q}$ -Untergrundereignisse korrigierte invariante Drei-Pion Massenverteilung der selektierten Ereignismenge ist in Abbildung 5.3 im Vergleich zur entsprechenden Verteilung aus den simulierten Ereignissen dargestellt. Eine gute Übereinstimmung der beiden Verteilungen ist gegeben.

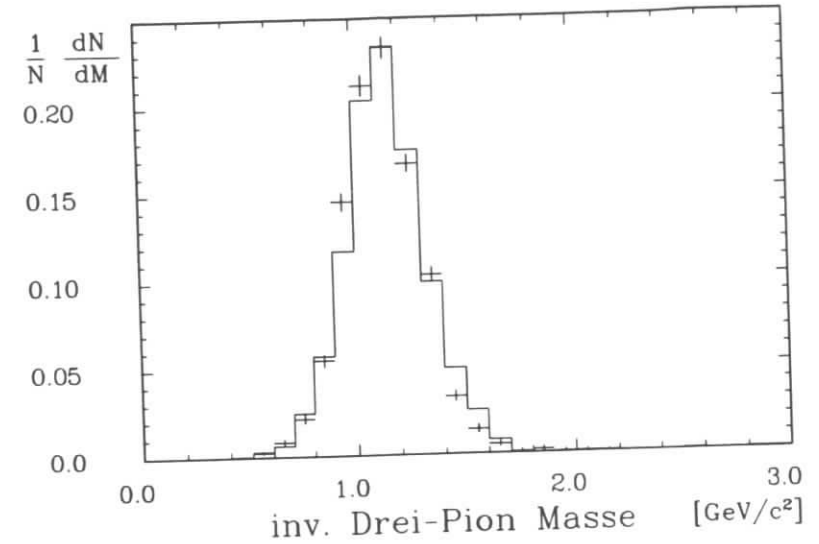


Abbildung 5.3: Die korrigierte Drei-Pion Masse für die Ereignisseite mit drei geladenen Spuren aus der selektierten Ereignismenge (Kreuze). Die entsprechende invariante Massenverteilung aus den simulierten Ereignissen ist als Histogramm dargestellt.

Aus den simulierten Ereignissen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Selektion}}$ für die selektierte Ereignismenge mit drei geladenen Pionen und einer geladenen Spur auf der gegenüberliegenden Ereignisseite zu $(20.5 \pm 1.0)\%$ bestimmt worden. Die Wahrscheinlichkeit, daß die selektierten Ereignisse vom Triggersystem akzeptiert werden, wurde durch das Trigger-Simulationsprogramm zu $(98 \pm 2)\%$ bestimmt. Vorgetäuschte Photonen auf der Ereignisseite mit drei Pionen führen zu einer Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit, die durch den in Kapitel 3.7 bestimmten Faktor $\eta_{\text{Photon}} = (90 \pm 2)\%$ korrigiert wird. Die aufgeführten Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit sind unabhängig voneinander und ihre systematischen Fehler können daher quadratisch addiert werden. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge wurde zu $\eta_{3\pi^\pm} = (18.1 \pm 1.0)\%$ bestimmt.

5.4 Das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$

Aus der korrigierten Ereigniszahl der selektierten Menge mit drei Pionen und einer geladenen Spur auf der gegenüberliegenden Ereignisseite ($N_{3\pi^\pm}$) läßt sich unter Verwendung des topologischen Verzweungsverhältnisses (BR_{1pr}) in eine geladene Spur und der Anzahl der τ^- -Paare ($N_{\tau\tau}$) das Verzweungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ bestimmen.

$$\begin{aligned} BR_{3\pi^\pm} &= \frac{N_{3\pi^\pm}}{BR_{1pr} \cdot 2N_{\tau\tau}} = \\ &= (7.3 \pm 0.2 \pm 0.5)\% \end{aligned}$$

Dies ist die bisher präziseste Messung des Verzweungsverhältnisses. Das Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert von $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (7.1 \pm 0.6)\%$ [1]. Die einzelnen Messungen, die zu diesem Weltmittelwert beitragen, schwanken allerdings

sehr stark um diesen Wert, wie aus Tabelle 5.1 zu ersehen ist. Das hier gemessene Verzweigungsverhältnis ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der MARK II und der MAC Kollaboration. Die Übereinstimmung mit früheren Meßergebnissen der ARGUS und der DELCO Kollaborationen aus dem Jahre 1986, die einen Wert von $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (5.6 \pm 0.7)\%$ [84] bzw. $(5.0 \pm 1.0)\%$ [78] angeben, ist schwach. Dies gilt auch für den Wert der CELLO Kollaboration, die ein höheres Verzweigungsverhältnis von $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9.4 \pm 1.2)\%$ [4] mißt.

$BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)[\%]$	
TASSO [82]	9 ± 6
CELLO [83]	9.7 ± 2.4
MARK II [77]	$7.8 \pm 0.5 \pm 0.8$
DELCO [78]	5.0 ± 1.0
ARGUS [84]	5.6 ± 0.7
MAC [85]	$7.0 \pm 0.3 \pm 0.7$
CELLO [4]	9.4 ± 1.2
Weltmittelwert [1]	7.1 ± 0.6
diese Messung	$7.3 \pm 0.2 \pm 0.5$

Tabelle 5.1: Die bisher gemessenen Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und der daraus resultierende Weltmittelwert.

Die Messung des Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$) erlaubt es, die relativen Vorhersagen für die Breite der Zerfälle umzurechnen in absolute Vorhersagen der Verzweigungsverhältnisse. Diese vorhergesagten Werte der Verzweigungsverhältnisse lassen sich dann mit den in dieser Arbeit gemessenen Verzweigungsverhältnissen vergleichen.

Um den Vergleich des in dieser Arbeit gemessenen Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) mit den theoretischen Vorhersagen durchführen zu können, nehmen wir an, daß der Zerfall ausschließlich über die $a_1(1260)$ -Resonanz geschieht ($\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau$). Diese Resonanz zerfällt dann aus Isospingründen zu gleichen Teilen in die Kanäle ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$).

Durch die Anwendung der Weinberg- Summenregeln [27] aus Kapitel 1.3.3 hatten wir unter Verwendung zweier verschiedener Ansätze für die Spektralfunktionen zwei Vorhersagen für die Zerfallsbreite ($\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau$) erhalten. Wenn wir die Dominanz der $a_1(1260)$ -Resonanz für den drei Pion- Endzustand annehmen und das gemessene Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$) verwenden, läßt sich die vorhergesagte Zerfallsbreite in ein vorhergesagtes Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ von 3.5% bzw. 4% übersetzen. Das gemessene Verzweigungsverhältnis ist somit nicht in Übereinstimmung mit diesen Vorhersagen.

Aus der Benutzung der Methode der kleinen Pionimpulse [28] und der Hypothese des teilweise erhaltenen Axialvektorstroms [29] hatten wir in Kapitel 1.3.3 eine Vorhersage für die Zerfallsbreite des Kanals ($\tau^- \rightarrow a_1 \nu_\tau$) in Abhängigkeit der Breite der $a_1(1260)$ -Resonanz erhalten. Unter der Annahme der Dominanz der $a_1(1260)$ -Resonanz für den drei Pion- Endzustand und der Verwendung des gemessenen Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$) lassen sich die

vorhergesagten Zerfallsbreiten in Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ von 5% bis 30% übersetzen, wenn eine Breite der $a_1(1260)$ -Resonanz von $\Gamma_{a_1} = 0.4 \text{ GeV}$ bis $\Gamma_{a_1} = 0.1 \text{ GeV}$ genommen wird. Für den ausgewählten Wert von $\Gamma_{a_1} = 0.3 \text{ GeV}$ erhalten wir die Vorhersage $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) \sim 8\%$, die in guter Übereinstimmung ist mit dem gemessenen Verzweigungsverhältnis. Das gemessene Verzweigungsverhältnis favorisiert die Methode der kleinen Pionimpulse und des teilweise erhaltenen Axialvektorstroms gegenüber der Anwendung der Weinberg- Summenregeln zur Beschreibung des Zerfalls ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$).

Aus der Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und der Bedingung der Isospinerhaltung läßt sich eine Vorhersage treffen über die maximale Größe des schwer meßbaren Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$), welche in $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau) \leq (7.3 \pm 0.6)\%$ resultiert. Die Vorhersage ist in Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert der bisher gemessenen Verzweigungsverhältnisse von $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau) = (7.5 \pm 0.9)\%$ [1].

Kapitel 6

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

Die Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ wird in diesem Kapitel beschrieben. Die angewendeten Kriterien zur Selektion der Ereignismenge (3.12) werden in Kapitel 6.1 vorgestellt.

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau \quad \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau$$

In Kapitel 6.2 wird der verbleibende Untergrund in der selektierten Ereignismenge ermittelt. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die ausgewählten Zerfallskanäle wird in Kapitel 6.3 beschrieben. Das resultierende Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$ wird in Kapitel 6.4 vorgestellt und mit der theoretischen Vorhersage verglichen.

6.1 Die Selektion des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$

Die Kriterien für die Selektion des Zerfallskanals ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) sind bis auf die beiden letzten gleich den Kriterien für den Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) (Kap.5.1). Die letzten beiden Schritte berücksichtigen die Bedingung des zusätzlich nachgewiesenen neutralen Pions auf der Ereignisseite mit drei geladenen Pionen:

- Wir verlangen für die Ereignisseite der drei geladenen Spuren, daß dort genau zwei Photonen ($E_\gamma \geq 80 \text{ MeV}$) nachgewiesen wurden. In Abbildung 6.1 ist die invariante $\gamma\gamma$ -Massenverteilung für Ereignisse mit zwei nachgewiesenen Photonen auf der Ereignisseite der drei geladenen Spuren abgebildet. Wir erkennen, daß eine große Anzahl neutraler Pionen (π^0) zu dieser Verteilung beitragen. Die invariante Masse der beiden Photonen muß einen neutralen Pionen-Kandidaten formen. Die invariante Masse der Kombination der zwei Photonen $m_{\gamma\gamma}$ darf nicht mehr als $\pm 100 \text{ MeV}/c^2$ von der nominellen π^0 -Masse abweichen ($m_{\pi^0} = 134.97 \text{ MeV}/c^2$ [1]) und muß zusätzlich die folgende Bedingung erfüllen:

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}}{\sigma(m_{\gamma\gamma})} \right)^2 \leq 9.$$

Zusätzlich wird eine kinematische Anpassungsrechnung durchgeführt, bei dem innerhalb der Fehler Impuls und Energie der $\gamma\gamma$ -Kombination variiert werden, so daß $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ erfüllt ist.

- Die Reduktion des verbleibenden Untergrundes aus Zwei-Photon Wechselwirkungen wird durch den *Parabelschnitt* (Kap.4.1) bewirkt.

$$\left| \sum_{i=1}^5 \vec{p}_{T_i} \right| > (8 \cdot \left(\sum_{i=1}^5 |\vec{p}_i| / E_{cms} - 0.56 \right)^2 + 0.069) \text{ GeV}/c$$

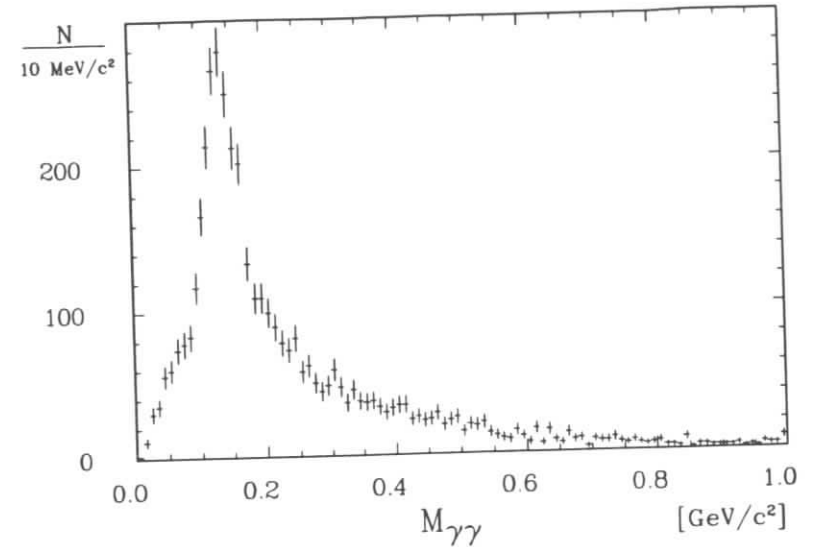


Abbildung 6.1: Die $\gamma\gamma$ -Massenverteilung der zwei Photonen auf der Ereignisseite mit drei geladenen Spuren.

Bei der Summenbildung werden die im Ereignis vorkommenden geladenen Teilchen und das rekonstruierte neutrale Pion verwendet.

Nach Anwendung der aufgeführten Selektionskriterien verbleiben 2087 Kandidaten für den Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) mit einer geladenen Spur auf der gegenüberliegenden Seite des Ereignisses.

Im selektierten Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$) sind von der ARGUS Kollaboration mehrere resonante Zustände entdeckt worden. So wurde der Zerfall ($\tau^- \rightarrow \omega^0 \pi^- \nu_\tau$) im Jahr 1987 gemessen und das Verzweigungsverhältnis von der ARGUS Kollaboration zu $BR(\tau^- \rightarrow \omega^0 \pi^- \nu_\tau) = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$ [86] bestimmt. In der Verteilung der invarianten $\pi^- \pi^+ \pi^0$ -Massenkombinationen der selektierten Ereignisse tritt ein deutliches Signal bei der Masse der $\omega(783)$ -Resonanz auf (Abb.6.2). Die in Abbildung 6.2 dargestellte Verteilung der invarianten $\pi^- \pi^+ \pi^0$ -Massenkombinationen enthält zwei Einträge pro Ereignis. Ebenso wurden die durch die ARGUS Kollaboration erstmals beobachteten resonanten Zustände ($\tau^- \rightarrow \rho^0 \pi^- \pi^0 \nu_\tau$), ($\tau^- \rightarrow \rho^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) und ($\tau^- \rightarrow \rho^+ \pi^- \pi^-$) [72] in den jeweiligen invarianten Massenverteilungen der Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pionenkandidaten gesehen.

6.2 Der Untergrund in der selektierten Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$

Die größte verbleibende Untergrundquelle in der selektierten Ereignismenge sind $q\bar{q}$ -Ereignisse. Der Untergrund aus anderen τ -Zerfällen und Ereignissen der Zwei-Photon Reaktion ist hingegen zu vernachlässigen.

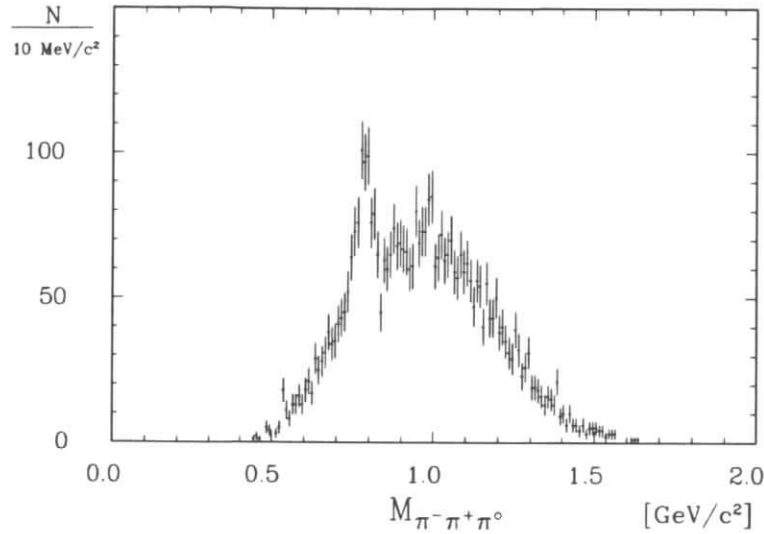


Abbildung 6.2: Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ - Massenverteilung der Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion.

Der Untergrund aus Quark- Antiquark Ereignissen

Bei der Bestimmung des Untergrundes aus Quark- Antiquark Ereignissen wurde ebenfalls die in Kapitel 4.2 beschriebene Methode benutzt. Die Selektionskriterien des Zerfallskanals ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$) (Kap.6.1) werden dabei auf 600 000 simulierte $q\bar{q}$ - Ereignisse angewendet. Die invariante Masse des Vier- Pion Systems ($\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$) der verbleibenden $q\bar{q}$ - Ereignisse wird oberhalb der τ - Masse ($1.8 \text{ GeV}/c^2$) auf die entsprechende Verteilung der τ - Kandidaten normiert. In Abbildung 6.3 ist die invariante Vier- Pionen Massenverteilung der selektierten τ - Kandidaten und die entsprechend normierte Verteilung aus den simulierten $q\bar{q}$ - Ereignissen dargestellt. Aus dieser Untersuchung erhalten wir die folgende Zahl von $q\bar{q}$ - Untergrundereignissen in der selektierten τ - Menge:

$$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau, \quad \tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau \quad 799 \pm 108 \text{ } q\bar{q} \text{ Ereignisse.}$$

Nach der Subtraktion des Untergrundes aus $q\bar{q}$ - Ereignissen verbleiben 1288 ± 177 Ereignisse ($N_{3\pi^\pm\pi^0 \text{ gemessen}}$) mit drei geladenen und einem neutralen Pion auf der einen Ereignisseite und einer geladenen Spur auf der gegenüberliegenden Seite.

6.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$

Die gemessene Anzahl der τ - Ereignisse wird auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für den selektierten Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$) auf der einen Seite und dem Kanal ($\tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau$) auf der anderen Ereignisseite korrigiert:

$$N_{3\pi^\pm\pi^0 \text{ korrigiert}} = \frac{N_{3\pi^\pm\pi^0 \text{ gemessen}}}{\eta_{3\pi^\pm\pi^0}}$$

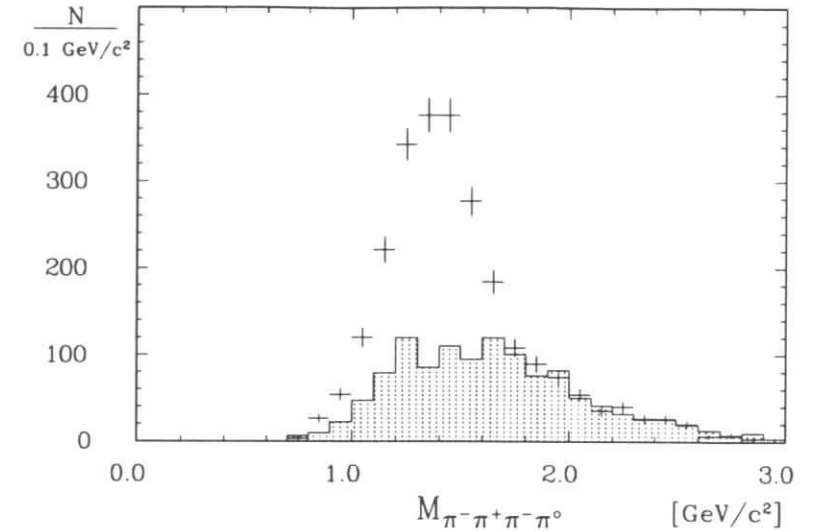


Abbildung 6.3: Die invariante Vier- Pion Massenverteilung für die Daten (Kreuze). Die auf die Daten oberhalb der τ - Masse ($1.8 \text{ GeV}/c^2$) normierten invarianten Massen aus $q\bar{q}$ - Ereignissen sind als Histogramm dargestellt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich genauso wie in Kapitel 5.3 in die folgenden Faktoren zerlegen:

$$\eta = \eta_{\text{Selektion}} \times \eta_{\text{Trigger}} \times \eta_{\text{Photon}}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ereignisrekonstruktion und die angewendeten Selektionskriterien ($\eta_{\text{Selektion}}$) wird aus simulierten Ereignissen bestimmt, die nach dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Verfahren generiert worden sind. Die Ereignisseite ($\tau^- \rightarrow \text{eine geladene Spur } \nu_\tau$) wurde mit den in Kapitel 5.3 beschriebenen Beiträgen und Anteilen generiert. Für die Generation der Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion nehmen wir an, daß das τ - Lepton in die $\rho^-(1600)$ - Resonanz zerfällt ($\tau^- \rightarrow \rho^-(1600)\nu_\tau$). Für den Zerfall der Resonanz wurde ein Anteil von zwei Drittel in dem Kanal ($\rho(1600) \rightarrow \rho\pi\pi$) angenommen. Mit einem relativen Anteil von einem Drittel wird der Kanal ($\rho^-(1600) \rightarrow \omega^0\pi^-$) generiert. Der Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \rho(1600)\nu_\tau$) zerfällt zur einen Hälfte in den Kanal ($\tau^- \rightarrow \rho^0\pi^-\pi^0$) und zur anderen Hälfte in den Kanal ($\tau^- \rightarrow \rho^\pm\pi^\pm\pi^\pm\nu_\tau$), der sich zu zwei Drittel in den Kanal ($\tau^- \rightarrow \rho^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$) und zu einem Drittel in den Kanal ($\tau^- \rightarrow \rho^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$) aufteilt. Die relativen Anteile der resonanten Zerfallsmoden zueinander wurden von der ARGUS Kollaboration gemessen [72]. Alle aufgeführten resonanten Zerfallsmoden haben den Endzustand mit drei geladenen und einem neutralen Pion auf einer Ereignisseite.

Das Verhalten der mit diesen Anteilen generierten τ - Ereignisse im Detektor wurde simuliert (Kap.3.4). Die Ereignisse wurden anschließend rekonstruiert und den im Kapitel 6.1 beschriebenen Selektionskriterien unterworfen.

Die simulierte invariante Masse der Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion und die entsprechende auf $q\bar{q}$ - Untergrundereignisse korrigierte Verteilung der selektierten Ereignismenge ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Eine ausreichende Übereinstimmung der beiden Verteilungen ist gegeben.

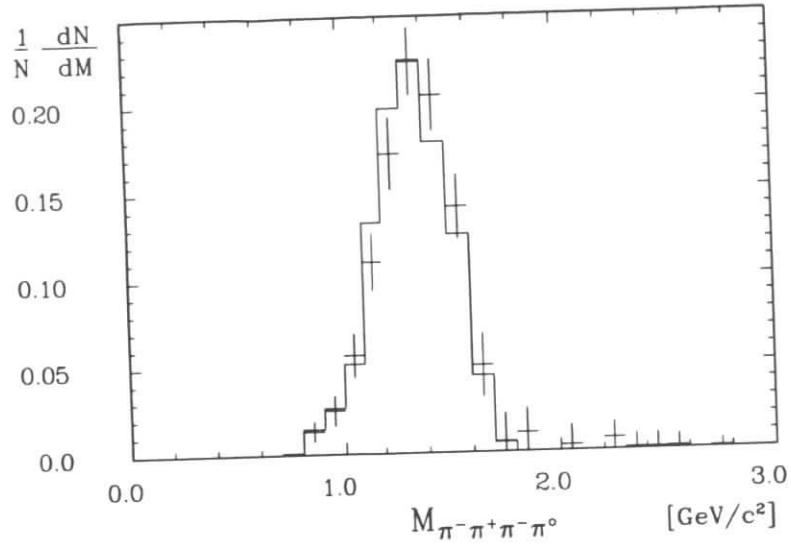


Abbildung 6.4: Die korrigierten invarianten Massen für die Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion aus der selektierten Ereignismenge (Kreuze). Die entsprechende invariante Massenverteilung der simulierten Ereignisse ist als Histogramm dargestellt.

Aus den simulierten Ereignissen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Selektion}}$ für die selektierte Ereignismenge zu $(5.9 \pm 0.3)\%$ bestimmt worden. Die Wahrscheinlichkeit, daß die selektierten Ereignisse vom Triggersystem akzeptiert werden, wurde zu $(\eta_{\text{Trigger}}) = (99 \pm 1)\%$ bestimmt. Vorgetäuschte Photonen auf der Ereignisseite mit drei geladenen und einem neutralen Pion führen zu einer Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit, die durch den Faktor $\eta_{\text{Photon}} = (90 \pm 2)\%$ berücksichtigt wird (Kap.3.7). Die aufgeführten Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit sind unabhängig voneinander und ihre systematischen Fehler können daher quadratisch addiert werden. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierte Ereignismenge wurde zu $\eta_{3\pi^+\pi^0} = (5.2 \pm 0.3)\%$ bestimmt.

6.4 Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$

Aus der korrigierten Ereigniszahl ($N_{3\pi^+\pi^0}$) der selektierten Menge mit dem Zerfallskanal ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$) auf der einen Seite und dem Zerfallskanal ($\tau^+ \rightarrow \text{eine geladene Spur } \bar{\nu}_\tau$) auf der anderen Ereignisseite läßt sich unter Benutzung des topologischen Verzweigungsverhältnisses (BR_{1pr}) und der Anzahl der τ -Paare ($N_{\tau\tau}$) das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau)$ bestimmen.

$$\begin{aligned} BR_{3\pi^+\pi^0} &= \frac{N_{3\pi^+\pi^0}}{BR_{1pr} \cdot 2N_{\tau\tau}} = \\ &= (5.4 \pm 0.4 \pm 0.5)\% \end{aligned}$$

Dieses hier bestimmte Verzweigungsverhältnis ist die bisher präziseste Messung und ist in Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert von $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau) = (4.6 \pm 1.6)\%$ [1]. Der Weltmittelwert wird dominiert durch die Messung der ARGUS Kollaboration aus dem

Jahre 1987, die ein Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau)$ von $(4.2 \pm 0.5 \pm 0.9)\%$ [86] ermittelt hat. Das in dieser Arbeit gemessene Verzweigungsverhältnis liegt eine Standardabweichung oberhalb dieses Wertes. Die anderen beiden Werte, die in den Weltmittelwert eingehen, liegen oberhalb des in dieser Arbeit gemessenen Verzweigungsverhältnisses (Tab.6.1). Diese Werte haben aber einen wesentlich größeren Fehler und stimmen deshalb ebenfalls mit dem hier bestimmten Verzweigungsverhältnis überein.

$BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau)[\%]$	
TASSO [82]	15 ± 7
C'ELLO [83]	6.2 ± 2.9
ARGUS [86]	$4.2 \pm 0.5 \pm 0.9$
Weltmittelwert [1]	4.6 ± 1.6
diese Messung	$5.4 \pm 0.4 \pm 0.5$

Tabelle 6.1: Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau)$ und der daraus resultierende Weltmittelwert im Vergleich zu dieser Messung.

Die Messung des Verzweigungsverhältnisses ($\tau^- \rightarrow \epsilon^-\bar{\nu}_\epsilon\nu_\tau$) erlaubt wieder die relative Vorhersage für die Breite des Zerfalls ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$) in eine absolute Vorhersage umzurechnen. Durch die Anwendung der Hypothese des erhaltenen Vektorstroms [19] in Kapitel 1.3.2 hatten wir unter Verwendung der gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen ($\epsilon^+\epsilon^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$) und ($\epsilon^+\epsilon^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$) eine Vorhersage für die Zerfallsbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau)$ erhalten.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \epsilon^-\bar{\nu}_\epsilon\nu_\tau)} = 0.275 \pm 0.083$$

Wenn wir das in dieser Arbeit gemessene Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow \epsilon^-\bar{\nu}_\epsilon\nu_\tau$) verwenden, läßt sich diese Breite in die folgende theoretische Vorhersage für das Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$) umrechnen:

$$BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau) = (4.8 \pm 1.5)\%.$$

Es besteht somit eine gute Übereinstimmung dieser Vorhersage mit dem gemessenen Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$).

Kapitel 7

Die Bilanz der Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons

In dieser Arbeit sind die wesentlichen exklusiven Verzweigungsverhältnisse des τ - Zerfalls in drei geladene Spuren, $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau)$, gemessen worden. Die in Kapitel 5 und 6 vorgestellten Messungen sind die bisher präzisesten Bestimmungen dieser Verzweigungsverhältnisse. Die Verwendung von verschiedenen Zerfallskanälen und Selektionskriterien bei der Bestimmung der exklusiven Verzweigungsverhältnisse und dem topologischen Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren erlaubt es uns, einen Vergleich zwischen der Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse und der inklusiven Messung des topologischen Verzweigungsverhältnisses in drei geladene Spuren durchzuführen. Für den verbleibenden Beitrag aus exklusiven Zerfallskanälen in drei geladene Spuren, die ein K^\pm - Meson beinhalten, können wir die Messung der TPC Kollaboration [87] verwenden. Die beiden in dieser Arbeit gemessenen exklusiven Verzweigungsverhältnisse in drei geladene Spuren und die Messung der TPC Kollaboration sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Die Summe dieser drei exklusiven Verzweigungsverhältnisse von $(13.3 \pm 0.8)\%$ bestätigt das inklusiv gemessene topologische Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren von $(13.4 \pm 0.3 \pm 0.5)\%$. Die Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse in drei geladene Spuren spricht sich somit ebenfalls für einen topologischen Wert von $\sim 13.5\%$ aus (Kap.4.6).

In Kapitel 1.4 wurde das τ - *Problem* vorgestellt, welches besagt, daß die Summe der bisher bekannten exklusiven Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in eine geladene Spur nicht mit dem topologischen Verzweigungsverhältnis in eine geladene Spur übereinstimmt. In Kapitel 4 dieser Arbeit wurde das topologische Verzweigungsverhältnis gemessen. Der hier gemessene Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert und hingegen in schwacher Übereinstimmung mit dem Meßergebnis der CELLO Kollaboration [4]. Diese leichte Abweichung führte unter anderem dazu, daß die CELLO Kollaboration kein τ - *Problem* beobachtete.

In dieser Arbeit wurden die Verzweigungsverhältnisse $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ und $BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ gemessen. Diese beiden Verzweigungsverhältnisse tragen wesentlich zur Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse in eine geladene Spur bei (Tab.1.5). Die Messung wurde unabhängig von den Meßergebnissen anderer Kollaborationen durchgeführt. Die hier gemessenen Verzweigungsverhältnisse sind in Übereinstimmung mit ihren jeweiligen Weltmittelwerten. Diese Bestätigung der Weltmittelwerte der leptonischen Verzweigungsverhältnisse führt dazu, daß die bestehende Differenz zwischen dem topologischen Wert und der Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse in eine geladene Spur bestätigt wird. Ebenso bestätigt die in dieser Arbeit für das Verzweigungsverhältnis ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$) gewonnene Vorhersage $BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau) \leq (7.3 \pm 0.6)\%$ den Weltmittelwert dieses Verzweigungsverhältnisses und

Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren	
Zerfallskanal	Experiment $BR[\%]$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$7.3 \pm 0.2 \pm 0.5$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$5.4 \pm 0.4 \pm 0.5$
$\tau^- \rightarrow K^- had^+ had^- (\geq 0 \text{ neutrale}) \nu_\tau$	< 0.6
Summe	$< 13.3 \pm 0.8$
Topologisches Verzweigungsverhältnis in drei geladene Spuren	$13.4 \pm 0.3 \pm 0.5$
Differenz	$> 0.1 \pm 0.8$

Tabelle 7.1: Die Verzweigungsverhältnisse des τ - Leptons in drei geladene Spuren.

somit das bestehende τ - *Problem*. Das τ - *Problem* ist also nach wie vor nicht gelöst.

Die Lösung des τ - *Problems* ist in nächster Zukunft durch die am LEP Speicherring arbeitenden Kollaborationen ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL möglich. Bei Schwerpunktsenergien von $\sim 90 \text{ GeV}/c$ ist eine fast untergrundfreie Selektion der τ - Paare anhand ihrer Topologie möglich. Außerdem liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit für die einzelnen Zerfallskanäle mit 30% bis 60% um ungefähr einen Faktor zwei höher als in dieser Analyse. Durch den Vergleich von Ergebnissen der vier aufgeführten Kollaborationen, die unter den gleichen Bedingungen arbeiten, wird man die Möglichkeit haben, systematische Fehlerquellen zu analysieren. Eine Erhöhung der bisher am LEP Speicherring angesammelten Luminosität, die momentan etwa 10 000 produzierten τ - Paaren entspricht, wird in Zukunft auch zu kleineren statistischen Fehlern führen.

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group, Phys. Lett. **239B** (1990).
- [2] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett **12** (1967) 1264;
A.Salam, Proc. of the 8th Nobel Symp., Lerum, Schweden 1968;
S.Weinberg, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 515;
A.Salam, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 525;
S.L.Glashow, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 539.
- [3] G.Arnison et al. (UA1), Phys. Lett. **122B** (1983) 103;
M.Banner et al. (UA2), Phys. Lett. **122B** (1983) 476;
G.Arnison et al. (UA1), Phys. Lett. **126B** (1983) 398;
P.Bagnaia et al. (UA2), Phys. Lett. **129B** (1983) 130.
- [4] H.J.Behrend et al. (CELLO), Phys. Lett.B **222** (1989) 163.
- [5] M.L.Pertl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 2489.
- [6] Y.S.Tsai, Phys. Rev. **D4** (1971) 2821.
- [7] F.J.Gilman und S.H.Rhie, Phys. Rev. **D31** (1985) 1066.
- [8] B.C.Barish und R.Stroynowski, Phys. Rep. **157** (1988) 1.
- [9] C.Kiesling, "High Energy Elektron- Positron Physics",
Singapore, World Scientific (1988), 177.
- [10] L.Michel, Proc. Phys. Soc. (London) **A63** (1950) 514.
- [11] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **246B** (1990) 278.
- [12] E.Braaten, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1606.
E.Braaten, Phys. Rev. **D39** (1989) 1458.
- [13] R.Marshall, Rutherford Report No. RAL-88-049.
- [14] S.Narison und A.Pich, Phys. Lett. **211B** (1988) 183.
- [15] W.J.Marciano, A.Sirlin, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1815.
- [16] D.H.Perkins, "Introduction to High Energy Physics",
2nd ed. (1982), Addison-Wesley, Reading.
- [17] S.Weinberg, Phys. Rev. **4** (1958) 1375.
- [18] S.Weinberg, Proc. XIX Int. Conf. High Energy Physics Tokyo 1978, 907.
- [19] S.S.Gerstein und A.B.Zelodovich, Soviet. Phys. **JETP 2** (1957) 576;
R.P.Feynman und M.Gell-Mann, Phys. Rev. **109** (1958) 193.
- [20] T.Das, V.S.Mathur und S.Okubo, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 761.
- [21] F.J.Gilman and D.H. Miller, Phys. Rev. **D17** (1978) 1846.
- [22] V.Sidorov, "Proceedings of the 1979 International Symposium on Lepton and
Photon Interactions at High Energies", Fermilab, Batavia, Illinois, (1980), 490.
- [23] J.E.Augustin et al., Orsay Report No. LAL/83-21,1983.
- [24] G.Cosme et al., Nucl. Phys. **B152** (1979) 215.
- [25] C.Bacci et al., Nucl. Phys. **B184** (1981) 31.
- [26] T.N.Pham, C.Roiesnel und T. N. Truong, Phys. Lett. **78B** (1978) 623.
- [27] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 507.
- [28] S.L.Adler und R.F.Dashen, "Current Algebra", (Benjamin), New York (1968).
- [29] M.L.Goldberger und S.B.Treiman, Phys. Rev. **110** (1958) 1178;
M.L.Goldberger und S.B.Treiman, Phys. Rev. **111** (1958) 354.
- [30] M.Peshkin und J.Rosner, Nucl. Phys. **B122** (1977) 215.
- [31] S. Abachi et al. (HRS), Phys. Rev. **D40** (1989) 902.
- [32] T.N.Truong, Phys. Rev. **D30** (1984) 1509.
- [33] M.L.Pertl, Phys. Rev. **D38** (1988) 845;
K.G.Hayes und M.L.Pertl, SLAC-PUB-4471;
M.L.Pertl, SLAC-PUB-4632;
K.G.Hayes, M.L.Pertl und B.Efron, SLAC-PUB-4669.
- [34] H.Hasemann et al., "ARGUS, A New Detector for DORIS", DESY interner Bericht, DESY
F15/Pro 148 (1978).
- [35] H. Albrecht et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Methods **A275** (1989) 1.
- [36] H.Nesemann et al., "DORIS II, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections", DESY
interner Bericht, DESY **M-80-09** (1980).
- [37] K.Wille, "DORIS II/III - a 5.8 GeV e^+e^- Storage Ring with High Luminosity", DESY
interner Bericht, DESY **M-81-047** (1981).
- [38] H.Nesemann and K.Wille, IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** (1983) 1998.
- [39] B.Gittelmann und S.Stone (CLEO), "B Meson Decays", CLNS 87/81 (1987).
- [40] K.W.Edwards et al., Nucl. Instr. Meth. **A252** (1986) 384.
- [41] M.Danilov et al., Nucl. Instr. Meth. **217** (1983) 153.
- [42] R.Heller et al., Nucl. Instr. Meth. **A235** (1985) 26.

- [43] W.Hofmann et al., Nucl. Instr. Meth. **163** (1979) 77;
W.Hofmann et al., Nucl. Instr. Meth. **195** (1982) 475;
A.Drescher et al., Nucl. Instr. Meth. **216** (1983) 35;
A.Drescher et al., Nucl. Instr. Meth. **A249** (1986) 277.
- [44] A.Drescher et al., Nucl. Instr. Meth. **A237** (1985) 464.
- [45] A.Arefiev et al., DESY Report **83-025**
A.Arefiev et al., Instr.Exp.Tech. **29** (1986) 333
- [46] H.D.Schulz and H.J.Stuckenberg, Proc. Topical Conf. on the Application of Microprocessors in High Energy Physics Experiments, CERN, Geneva 1981 (CERN **81-07**, p.194).
- [47] H.Albrecht, "ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL)", März 1985, unveröffentlicht.
- [48] C.Hast, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1988, unveröffentlicht.
- [49] F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. **B228** (1983) 537
- [50] 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, Acta. Phys. Polon. **B14** (1983) 413.
- [51] S.Jadach and Z.Was, Comp. Phys. Comm. **36** (1985) 191;
S.Jadach and Z.Was, Erratum, Acta Phys. Polon. **B 16** (1985) 483.
- [52] B.Gräwe, Dissertation, Universität Dortmund 1985, unveröffentlicht.
- [53] R.Waldi, "Using the Event Generator Program MOPEK for ARGUS"
ARGUS software note **28** (1984), unveröffentlicht.
- [54] S.Jadach and Z.Was, "An Upgrade with TAUOLA Library of Tau- Decays",
CERN-TH-5855/90 1990;
S.Jadach, J.H.Kühn and Z.Was, "TAUOLA- A library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized Tau- Leptons", CERN-TH-5856/90 1990.
- [55] H.Gennow, "SIMARG: A Program to simulate the ARGUS Detector",
DESY interner Bericht, DESY **F15-85-02** (1985).
- [56] B.Brun, R.Hagelberg, M.Hansroul and J.C.Lassalle,
"GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments", CERN-DD/78/2.
- [57] H.Crawford and D.F.Messel,
"Electron Photon Shower Distribution Function Tables for Lead, Copper and Air Absorbers",
Pergamom Press. Oxford (1970).
- [58] H.Fesefeldt, RWTH Aachen Report PITHA **85/02** (1985).
- [59] K.W.McLean, DESY interner Bericht, DESY-F15-90-03.
- [60] B.Rossi, "High Energy Particles", Prentice Hall (1952).
- [61] A.H.Walenta et al., Nucl. Instr. and Methods **161** (1979) 45.
- [62] H.Albrecht et al. (ARGUS), Z. Phys. **C44** (1989) 547.
- [63] S.Weseler (ARGUS), Dissertation, IHEP-HD/86-2, Heidelberg (1986).
- [64] A.Nippe (ARGUS), Dissertation,
Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F15-90-05 (1990).
- [65] J.C.Gabriel (ARGUS), Dissertation, IHEP-HD/89-1, Heidelberg (1989).
- [66] B.Fominykh (ARGUS), interner ARGUS Vortrag (1988), unveröffentlicht.
- [67] H.Albrecht et al.(ARGUS), Phys. Lett.B **246** (1990) 278.
- [68] H.Albrecht et al.(ARGUS), Phys.Lett.B **234** (1990) 409.
- [69] A.Ali and Z.Z.Aydin, Il Nuovo Cimento Vol.43A, N. 2 (1978) 270.
- [70] B.Spaan (ARGUS), Dissertation, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht.
- [71] B.Andersson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31
- [72] H. Albrecht et al. (ARGUS): "Observation of the Decay $\tau^- \rightarrow \rho\pi\nu_\tau$ ", DESY 90-155 (1990).
- [73] E. Fernandes et al. (MAC), Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1624.
- [74] C.Berger et al. (PLUTO), Z. Phys. **C28** (1985) 1.
- [75] W. Bartel et al. (JADE), Phys.Lett.B **161** (1985) 188.
- [76] M.Althoff et al. (TASSO), Z. Phys. **C26** (1985) 521.
- [77] W.B.Schmidke et al. (MARK II), Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 527.
- [78] W. Ruckstuhl et al. (DELCO), Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2132.
- [79] H.Aihara et al. (TPC), Phys. Rev. **D35** (1987) 1553.
- [80] S. Abachi et al. (HRS), Phys. Rev. **D40** (1989) 902.
- [81] A.C.Benvenuti et al. (BCDMS), Phys. Lett. **195B** (1987) 97.
- [82] R.Brandelik et al. (TASSO), Phys.Lett.B **92**(1980) 199.
- [83] H.J.Behrend et al. (CELLO), Z. Phys. **C23** (1984) 103.
- [84] H.Albrecht et al.(ARGUS), Z. Phys. **C33** (1986) 7.
- [85] H. Band et al. (MAC), Phys.Lett.B **198** (1987) 297.
- [86] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **185B** (1987) 223
- [87] H.Aihara et al. (TPC), Phys. Rev. **D30** (1984) 2436.

Danksagung

Allen Mitgliedern der ARGUS- Kollaboration, die zur erfolgreichen Durchführung des Experimentes beigetragen haben, sei an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. V. Soergel, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit innerhalb der ARGUS- Kollaboration durchzuführen und sie mit Interesse und Anregungen begleitet hat.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall und Herrn Dr. habil. H. Schröder für die Schaffung einer angenehmen Arbeitsatmosphäre innerhalb der Kollaboration.

Für viele hilfreiche Gespräche über physikalische und technische Fragen möchte ich mich besonders bei den Herren R. D. Appuhn, B. Brandl, Dr. R. Gläser, T. Hamacher, Dr. G. Harder, Dr. M. Kuhlen, A. Nau, Dr. A. Nippe, M. Paulini, Dr. M. Schäfer, Dr. U. Schneekloth, Dr. F. Sefkow und Dr. B. Spaan bedanken.

