

Untersuchung myonischer
 τ -Zerfälle
mit dem ALEPH-Detektor
am LEP

Inaugural-Dissertation zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlich - Mathematischen Gesamtfakultät der

RUPRECHT - KARLS - UNIVERSITÄT HEIDELBERG

vorgelegt von

Diplom-Physiker Achim Stahl
aus Brackenheim
- Heidelberg, im Dezember 1991 -

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Tittel
Prof. Dr. Otto Nachtmann

Zusammenfassung

Vorgestellt werden Untersuchungen zur Produktion von τ -Leptonen in e^+e^- -Kollisionen bei Schwerpunktsenergien im Bereich der Z^0 -Resonanz und zu deren Zerfall. Die untersuchten Daten wurden mit dem ALEPH-Detektor am Speicherring LEP in den Jahren 1989, 1990 und 1991 aufgezeichnet. Alle Untersuchungen benutzen den myonischen Zerfallskanal des τ -Leptons.

Es wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem myonische τ -Zerfälle mit hoher Effizienz und geringem Untergrund selektiert werden können. Die Identifikation der Myonen basiert auf einer Analyse der räumlichen Anordnung von Treffern im Hadronkalorimeter und in den Myonkammern. Es wurde eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 90,9 % erreicht bei geringer Impulsabhängigkeit. Myonen, die nicht aus τ -Zerfällen stammen, werden durch kinematische Schnitte unterdrückt. Die Gesamtakzeptanz einschließlich der Myonidentifikation beträgt 55,1 %. Der Untergrund konnte aus den Daten bestimmt werden. Er beträgt lediglich 2,6 % und kommt hauptsächlich von falsch identifizierten Hadronen in τ -Zerfällen.

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ wurde zu $(17,8 \pm 1,0_{\text{STAT}} \pm 0,1_{\text{SYS}}) \%$ bestimmt. Dabei wurde eine Methode benutzt, bei der die Produktion eines τ -Paars durch einen hadronischen Zerfall eines τ -Leptons markiert und am zweiten τ -Lepton das Verzweigungsverhältnis gemessen wird. Mit diesem Verfahren konnte eine geringe systematische Unsicherheit bei einem statistischen Fehler, der vergleichbar mit den Fehlern der genauesten publizierten Einzelmessungen ist, erreicht werden. In den kommenden zwei Jahren lässt sich der Gesamtfehler selbst bei pessimistischen Annahmen auf 0,3 % reduzieren.

Eine Suche nach Zerfällen $Z^0 \rightarrow \tau\mu$ wurde durchgeführt. Solche Zerfälle sind im Standardmodell verboten, da sie die Erhaltung der Leptonzahl verletzen. Sie werden aber von einigen Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt. Eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von $1,5 \cdot 10^{-4}$ (90 % c.l.) kann gegeben werden.

Aus der Form des Impulsspektrums der selektierten Myonen wurde die mittlere τ -Polarisation bestimmt. Es ergab sich $(-20 \pm 10)\%$. Daraus erhält man das Verhältnis der Vektor- zur Axialvektorkopplungskonstanten für die Kopplung des τ -Leptons an das Z^0 -Boson zu $\frac{v_\tau}{a_\tau} = 0,098 \pm 0,051$. Neben der mittleren τ -Polarisation wurde auch deren Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bestimmt zu $(-2,6 \pm 7,3)\%$, woraus man das entsprechende Verhältnis der Kopplungen der Elektronen und Positronen an das Z^0 -Boson zu $\frac{v_e}{a_e} = 0,017 \pm 0,049$ erhält.

Weiterhin wurde eine Untersuchung der Lorentzstruktur im τ -Zerfall durchgeführt. Sie benutzt Resultate zur Lebensdauer des τ -Leptons, das myonische Verzweigungsverhältnis und Messungen des Michelparameters ρ bei Schwerpunktsenergien weit unterhalb der Z^0 -Resonanz. Eine Messung des Michelparameters ξ wurde durchgeführt. Die Resultate sind mit dem Standardmodell, das von reinen "V-A"-Kopplungen ausgeht, im Einklang. Unter der Annahme, daß weder skalare noch tensorielle Kopplungen am τ -Zerfall beteiligt sind, konnte erstmals das Auftreten reiner "V+A"-, "V"- oder "A"-Kopplungen für jeden der beiden Vertices ausgeschlossen werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Beschreibung des Experimentes	3
2.1 Der ALEPH-Detektor	4
2.2 Die Spurkammern	6
2.2.1 Die innere Spurkammer	6
2.2.2 Die Zeitprojektionskammer	8
2.2.3 Die Rekonstruktion der Spuren	11
2.3 Die Kalorimeter	12
2.3.1 Das elektromagnetische Kalorimeter	12
2.3.2 Das hadronische Kalorimeter	15
2.4 Die Myonkammern	17
2.5 Der Trigger	18
3 Identifikation von $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$ Zerfällen	20
3.1 Allgemeines	20
3.2 Ereignisselektion	22
3.3 Myonidentifikation	24
3.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen	25
3.5 Untergrund von $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	30
3.6 Hadronmißidentifikation	32
3.7 Weitere kleine Untergrundquellen	36
4 Das Verzweigungsverhältnis $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$	38
4.1 Motivation	38
4.2 Methode	41
4.3 Systematische Fehler	42
4.4 Ausblick	43
5 Suche nach Zerfällen $Z^0 \rightarrow \tau\mu$	44
5.1 Erhaltung der Leptonzahl ?	44
5.2 Datenanalyse	46
5.3 Systematische Fehler	48
5.4 Bewertung und Ausblick	49

6	Messung der τ-Polarisation	50
6.1	Präzisionstest des Standardmodells	50
6.2	Feynman-Graphen	51
6.3	Die Erzeugung von τ -Paaren	51
6.4	Der Zerfall des τ -Leptons	54
6.5	Strahlungskorrekturen	56
6.5.1	Renormierung	56
6.5.2	Elektroschwache Korrekturen	57
6.5.3	QED Korrekturen	60
6.6	Messungen und Ergebnisse	63
7	Die Lorentzstruktur des schwachen geladenen Stromes	67
7.1	Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung	67
7.2	Der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ mit erweiterten Kopplungen	68
7.3	Vollständige Bestimmung der Lorentzstruktur	71
7.4	Der ρ -Parameter	72
7.5	“V-A“-Wechselwirkung im τ -Zerfall ?	73
A	Der Trigger	78
A.1	Die drei Stufen des Triggers	78
A.2	Zeitliche Koordination der Datennahme	81
A.3	Eingangssignale	81
A.4	Entscheidungsablauf	83
A.5	Konfigurieren des Triggers	87
A.6	Prinzip der Datenauslese	88
A.7	Triggerbedingungen	89
A.8	Monitor-Information und Programme	89
A.9	Fehlererkennung	92

Kapitel 1

Einleitung

Im Verlauf des letzten Jahrzehntes wurde am CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf ein neuer Beschleuniger und Speicherring LEP (Large Electron Positron ring) - mit 27 km Umfang der derzeit größte - aufgebaut und im Herbst 1989 in Betrieb genommen. Mit Hilfe von LEP werden Elektronen und deren Antiteilchen Positronen, beschleunigt und zur Kollision gebracht. Mit großen Detektoren wird untersucht, was sich nach einer solchen Kollision ereignet. Einer der Detektoren, 12 m im Durchmesser, 3000 t schwer, heißt ALEPH (Apparatus for LEP pHysics). Über Untersuchungen, die mit diesem Detektor am LEP durchgeführt wurden, wird in dieser Arbeit berichtet.

Das hauptsächliche Ziel des LEP-Projektes ist das Studium der schwachen Wechselwirkung, einer der fundamentalen Kräfte in der Natur. Neben der Gravitation und der starken Wechselwirkung, die z.B. die Quarks in den Nukleonen zusammenhält, treten in der Natur der Elektromagnetismus und die schwache Wechselwirkung auf, die unter anderem für den radioaktiven β -Zerfall verantwortlich ist. Ein großer Fortschritt im Verständnis der Kräfte war die Beschreibung der beiden letztgenannten Kräfte durch eine gemeinsame Theorie, entwickelt von Glashow, Weinberg und Salam [1] in den sechziger Jahren. Man nennt diese Theorie das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung. Es erklärt die schwache Wechselwirkung in Anlehnung an den Elektromagnetismus durch den Austausch von Bosonen zwischen den wechselwirkenden Teilchen. Eine eindrucksvolle Bestätigung erlangte das Standardmodell 1983 durch den Nachweis der Existenz dieser Bosonen (Z^0 und W^\pm) am CERN SppS-Beschleuniger (Super Proton Antiproton Synchrotron) durch die Experimente UA1 [2] und UA2 [3]. LEP ist gerade so dimensioniert, daß in seiner ersten Ausbaustufe Energien erreicht werden, bei denen bei der Kollision von Elektronen und Positronen Z^0 -Bosonen in großer Anzahl erzeugt werden. In einer zweiten Ausbaustufe soll die Energie so weit erhöht werden, daß auch Paare von W^+ - und W^- -Bosonen produziert werden können.

Die Z^0 -Bosonen, die aus den Kollisionen hervorgehen, sind nicht stabil. Sie zerfallen unter Emission eines Teilchen-Antiteilchen-Paares. Dabei können nicht nur die Bestandteile der uns umgebenden Materie, das "Up"- und das "Down"-Quark sowie das Elektron und sein Neutrino zusammen mit ihren Antiteilchen, die wir die Teilchen der ersten Generation nennen, auftreten. Das Z^0 -Boson kann auch in Teilchen zerfallen, die sich von denen der ersten Generation durch größere Massen unterscheiden. Man faßt diese schwereren Teilchen

zu weiteren Generationen zusammen, die wieder aus zwei Quarks, einem geladenen Lepton und seinem Neutrino sowie den Antiteilchen bestehen. (In jeder Generation tritt ein Neutrino auf, das sich von denen der anderen Generationen unterscheidet, die aber alle möglicherweise masselos sind.) Die ersten Messungen am LEP haben gezeigt, daß es genau drei solcher Generationen gibt [4]. Die hier vorgestellte Arbeit beschäftigt sich mit der Wirkung der schwachen Wechselwirkung auf das τ -Lepton, das geladene Lepton der dritten Generation.

Das τ -Lepton, erzeugt durch die Ankopplung an das Z^0 -Boson, die elektrisch neutrale Komponente der schwachen Wechselwirkung, ist wiederum instabil. Es zerfällt unter der Wirkung der geladenen Komponente der schwachen Wechselwirkung in ein τ -Neutrino und Teilchen der ersten oder zweiten Generation. In dieser Arbeit wird ein spezieller Zerfallskanal des τ -Leptons untersucht, der Zerfall in ein Myon, das geladene Lepton der zweiten Generation ($\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ bzw. $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$).

In dieser Arbeit werden Resultate zu mehreren Themenkreisen vorgestellt: Es wurde die Erzeugung von τ -Paaren beim Zerfall des Z^0 -Bosons untersucht. Die τ -Leptonen aus diesem Zerfall sind spinpolarisiert. Aus der Messung der Polarisation läßt sich ein Wert für den Weinbergwinkel, der zusammen mit der Fermikonstante die Stärke der schwachen Wechselwirkung beschreibt, ableiten. Durch einen Vergleich verschiedener Messungen, die den Weinbergwinkel auf unterschiedliche Weise bestimmen, kann die Konsistenz des Standardmodells überprüft werden. Untersucht wurde ferner der Zerfall der τ -Leptonen. Nach der Entdeckung der Paritätsverletzung im radioaktiven β -Zerfall [5,6] wurde bei der Formulierung des Standardmodells angenommen, daß Paritätsverletzung in allen Reaktionen auftritt, die durch die schwache Wechselwirkung vermittelt werden. (Paritätsverletzung bedeutet, daß die Wechselwirkung auf ein Teilchen in einem bestimmten Zustand mit anderer Stärke wirkt, als auf ein Teilchen, das sich im dazu spiegelbildlichen Zustand befindet.) In welchem Maße dies für den τ -Zerfall zutrifft, konnte mit dieser Arbeit erstmals gemessen werden. Eine weitere Frage, die mehrfach angesprochen wird, ist die nach Leptonuniversalität. Das Standardmodell geht davon aus, daß sich die drei geladenen Leptonen Elektron, Myon und τ bis auf ihre unterschiedlichen Massen gleich verhalten. An einigen Eigenschaften wird untersucht, ob dies tatsächlich der Fall ist.

Im folgenden Kapitel wird zunächst der ALEPH-Detektor näher beschrieben. Das nächste Kapitel beschäftigt sich mit der Selektion der Ereignisse mit myonischen τ -Zerfällen, der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Bestimmung des Untergrundes. Dieses Selektionsverfahren wird für alle Messungen gleichermaßen benutzt. Die folgenden vier Kapitel widmen sich den Messungen. In Kapitel 4 wird zunächst das Verzweigungsverhältnis des myonischen Zerfalls bestimmt. Im fünften Kapitel wird nach dem Zerfall $Z^0 \rightarrow \tau\mu$ gesucht. Er ist im Standardmodell verboten, da er die Leptonzahlerhaltung verletzt, wird aber von einigen Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt. Das sechste Kapitel handelt von der τ -Polarisation und der Bestimmung des Weinbergwinkels, und im siebten Kapitel wird schließlich die Paritätsverletzung (Lorentzstruktur) im τ -Zerfall untersucht.

Kapitel 2

Beschreibung des Experimentes

Das Experiment wurde am europäischen Forschungszentrum für Hochenergiephysik CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf durchgeführt. Zur experimentellen Apparatur gehört der Beschleuniger und Speicherring für Elektronen und Positronen LEP (Large Electron Positron ring) mit den zugehörigen Vorbeschleunigern und der Detektor ALEPH (Apparatus for LEP pHysics). Mit den Beschleunigern werden Elektronen und Positronen auf eine Energie von etwa 45 GeV beschleunigt und auf Kollisionskurs gebracht. Bei der Kollision können sich e^+e^- -Paare zu Z^0 -Teilchen vernichten, die dann wieder zerfallen. Mit dem ALEPH-Detektor werden die Zerfallsprodukte untersucht.

LEP ist ein Speicherring mit einem Umfang von 26,7 km, aufgebaut in einem Tunnel am Fuße des französischen Jura. Er beschleunigt in der derzeitigen Ausbaustufe Elektronen und Positronen auf Energien bis maximal 50 GeV. Die Elektronen und Positronen kreisen dabei in je 4 Paketen gegenläufig im Ring. An insgesamt acht Wechselwirkungspunkten treffen e^+ und e^- -Pakete aufeinander. An vier Wechselwirkungspunkten werden die Pakete durch supraleitende Quadrupolmagnete fokussiert, um die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zu erhöhen. An jedem dieser vier Wechselwirkungspunkte ist ein Detektor aufgebaut. Neben dem ALEPH-Detektor [10] sind dies OPAL (Omni Purpose Apparatus for Lep [7]), DELPHI (DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification [8]) und L3 (Lep proposal 3 [9]).

LEP und die vier Detektoren nahmen im August 1989 den Betrieb auf. In drei Perioden (Sept.-Dez. 1989; März-Nov. 1990; April-Nov. 1991) wurden Daten bei Schwerpunktsenergien im Bereich der Z^0 -Masse ($M_Z \approx 91,2 \text{ GeV}/c^2$) genommen. Die Luminosität erhöhte sich seit September 1989 stetig und erreichte im Frühjahr 1991 einen Wert von $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dies entspricht einer Ereignisrate von etwa 0,5 Hz für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = M_Z$). 1989 wurden 20 000 solcher Zerfälle aufgezeichnet, 1990 weitere 180 000 und 1991 bis einschließlich Juni 100 000. Auf die in diesem Zeitraum aufgezeichneten Daten bezieht sich die hier beschriebene Analyse.

2.1 Der ALEPH-Detektor

Der ALEPH-Detektor ist ein äußerst vielseitiger Detektor, konstruiert um den gesamten Bereich physikalischer Untersuchungen am LEP abzudecken. Er weist die langlebigen Zerfallsprodukte der Z^0 -Teilchen in einem Raumwinkel von nahezu 4π nach, bestimmt deren Impulse, Ladungen und Energien und liefert Daten zur Identifikation von Elektronen, Photonen, Myonen und Hadronen.

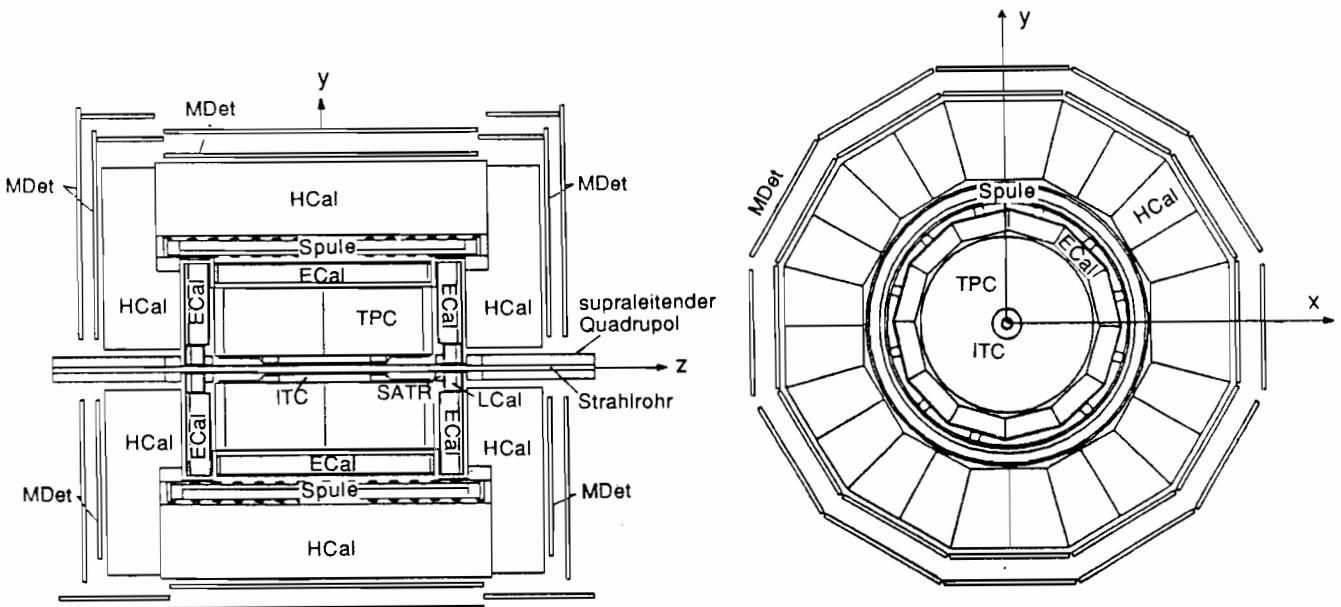


Abbildung 2.1: Querschnitte durch den ALEPH-Detektor. Links: parallel zur Strahlachse (y-z-Ebene); rechts: senkrecht zur Strahlachse (x-y-Ebene). Die Abkürzungen sind im Text erklärt.

Die Abbildung 2.1 zeigt den groben Aufbau des ALEPH-Detektors. In seinem Zentrum befindet sich der Wechselwirkungspunkt. Der Detektor ist schalenförmig um diesen aufgebaut. Er besteht aus einem zylindrischen Zentralteil, das in Strahlrichtung von zwei Endplatten abgeschlossen wird.

Der Vertexdetektor (VDET) bildet die innerste Schale, er ist direkt aufs Strahlrohr - so nahe am Wechselwirkungspunkt wie möglich - montiert. Es handelt sich um zwei Lagen Siliziumdetektoren, die über gegeneinander gekreuzte Streifen ausgelesen werden. Der Vertexdetektor soll Auskunft darüber geben, ob die Spur eines geladenen Teilchens direkt vom Wechselwirkungspunkt kommt, oder ob es sich um die Tochter eines kurzlebigen Teilchens, das noch im Strahlrohr zerfallen ist, handelt. Der Abstand der beiden Lagen zur Strahlachse beträgt 6,4 cm bzw. 11,5 cm. Die räumliche Auflösung beträgt $12\mu m$ in ϕ -Richtung und $13\mu m$ in z-Richtung. Der VDet war 1990 zu Testzwecken teilweise eingebaut und ab 1991 regulär in Betrieb.

Auf den Vertexdetektor folgen die beiden Spurkammern. Sie zeichnen die Spur geladener Teilchen auf, aus deren Richtung und Krümmung im magnetischen Feld (siehe unten) Im-

puls und Streuwinkel des Teilchens bestimmt werden. Die innere der beiden Spurkammern (ITC: Inner Tracking Chamber) ist eine zylindrische Driftkammer mit 8 konzentrischen Lagen paralleler Signaldrähte. Neben dem Beitrag zur Spurmessung spielt sie eine entscheidende Rolle in der ersten, schnellen Triggerstufe. Die äußere Spurkammer ist eine große, ebenfalls zylindrische Zeitprojektionskammer (TPC: Time Projection Chamber). Neben der exakten Vermessung der Spuren zur Impulsmessung bestimmt sie die Ionisationsdichte der Spuren, die bei niedrigen Impulsen ($< 10 \text{ GeV}/c$) zur Teilchenidentifikation benutzt werden kann. Die Impulsauflösung $\delta p/p$ beider Kammern zusammen beträgt $8 \cdot 10^{-4} [\text{GeV}/c]^{-1} \cdot p$.

Der innere Bereich des ALEPH-Detektors, vom Wechselwirkungspunkt bis einschließlich der Spurkammern, enthält nur wenig Materie (Strahlrohr, VDET, innere ITC-Wand, ITC/TPC-Wand, äußere TPC Wand). Die Teilchen durchdringen diese im wesentlichen ungestört. Sie hinterlassen, sofern sie geladen sind, eine Ionisationsspur, aber harte Wechselwirkungen sind unwahrscheinlich. (Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Hadronen beträgt ca. 7 %, die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen ebenfalls ca. 7 %.)

Die Spurkammern werden umschlossen von den Kalorimetern. Deren Aufgabe ist es, die Teilchen in dichter Materie zu stoppen und die freigesetzte Energie zu messen. Dabei kommt es zur Ausbildung von Teilchenschauern, deren räumliche Ausdehnung als räumliche Verteilung der Energiedeposition aufgezeichnet wird. Diese Information trägt wesentlich zur Teilchenidentifikation bei. Der ALEPH-Detektor enthält zwei Kalorimeter. Im Inneren befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECal: Electromagnetic CALorimeter). Die Dicke der Materie reicht aus, Elektronen und Photonen bei allen auftretenden Energien zu absorbieren. Die Granularität ist so fein gewählt, daß die räumliche Ausdehnung elektromagnetischer Schauer aufgelöst werden kann. Es handelt sich um ein Sandwich-Kalorimeter, aufgebaut aus Bleiplatten mit dazwischenliegenden Proportionalzählrohren. Weiter außen befindet sich das hadronische Kalorimeter (HCal: Hadronic CALorimeter), ebenfalls ein Sandwich-Kalorimeter. Es ist aufgebaut aus Eisenplatten und "streamer"-Röhren. Zusammen mit dem ECal bietet es genügend Materie, um nahezu alle Hadronen vollständig zu absorbieren (> 7 hadronische Wechselwirkungslängen λ_{had}). Die Granularität ist angepaßt an die im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern größeren hadronischen Schauer. Die Energieauflösung des ECal beträgt $(1,6 \% + 17 \%/\sqrt{E})$, die des HCal $84 \%/\sqrt{E}$.

Neben den Neutrinos, die den Detektor durchdringen, ohne überhaupt ein Signal zu hinterlassen, sind Myonen die einzigen bekannten Teilchen, die nicht in den Kalorimetern absorbiert werden. Diese sind deshalb umschlossen von zwei Doppellagen Myonkammern, die den Austritt eines Myons aus dem ALEPH-Detektor nachweisen. Die Myonkammern (MDet) sind aus den selben "streamer"-Röhren aufgebaut wie das HCal, aber ohne zusätzliche Materie. Die äußere Doppellage ist erst seit Beginn der Datennahme 1991 in Betrieb.

Um in den Spurkammern die Impulse geladener Teilchen messen zu können, ist ein magnetisches Feld nötig, das die Spuren umgekehrt proportional zu deren Impuls krümmt. Es wird von einem supraleitenden Solenoid und zwei ebenfalls supraleitenden Korrekturspulen erzeugt, die sich im Zentralteil des Detektors zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter befinden. Das Feld ist innerhalb der Spulen homogen und parallel zur z-Achse ausgerichtet. Es hat eine Feldstärke von 1,5 Tesla. Der magnetische Fluß wird außen über ein Eisenjoch zurückgeführt. Es handelt sich dabei um die gleichen Eisenplatten, die das HCal aufbauen.

In Vorwärts- und Rückwärtsrichtung befinden sich dicht am Strahlrohr weitere Detektoren zur Luminositätsmessung. Sie dienen zur Messung der Rate der elastischen e^+e^- -Streuung unter kleinen Streuwinkeln. Dieser Prozeß ist durch den Photonen austausch im t-Kanal dominiert. Er wird von der Quantenelektrodynamik beschrieben und ist sehr gut verstanden. Aus dieser Rate wird die absolute Luminosität bestimmt. Die Hauptaufgabe bei der Messung fällt den beiden Luminositäts-Kalorimetern (LCal: Luminosity CALorimeter) zu. Es handelt sich um elektromagnetische Kalorimeter, technisch nahezu identisch mit dem ECal. Mit dem LCal wurde die Luminosität für die hier analysierten Daten mit einer Genauigkeit von 1 % bestimmt [12]. Vor den Kalorimetern befindet sich je eine achtlagige ebene Driftkammer (SATR: Small Angle TRacking device). Unter noch flacheren Streuwinkeln stehen weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt zwei weitere kleine Kalorimeter (BCal: Bhabha CALorimeter), die bereits während der Datennahme Information über die aktuelle Luminosität liefern.

Eine grobe Beschreibung aller Komponenten des ALEPH-Detektors ist damit abgeschlossen. In den folgenden Unterabschnitten werden jene Komponenten näher betrachtet, auf denen die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse basiert.

2.2 Die Spurkammern

2.2.1 Die innere Spurkammer

Bei der inneren Spurkammer (ITC, [13]) handelt es sich um eine Driftkammer. Sie ist zylindrisch gebaut, die Signaldrähte sind in 8 konzentrischen Lagen parallel zur Strahlachse angeordnet. Näheres ist aus Abbildung 2.2 ersichtlich.

Die ITC hat zwei Aufgaben: Sie mißt bis zu 8 Raumpunkte für die spätere Rekonstruktion der Spur eines Teilchens, und sie liefert die Information über geladene Spuren für die erste, schnelle Triggerstufe.

Die $r - \phi$ -Koordinaten der Raumpunkte für die Spurekonstruktion werden wie folgt bestimmt: Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Driftzelle setzt dieses durch Ionisation des Kammergases Ladung frei. Die Ladung driftet zum Signaldraht (Driftgeschwindigkeit $49 \mu\text{m}/\text{ns}$), wird dort verstärkt (Gasverstärkung 2 bis $5 \cdot 10^{-4}$), über den Signaldraht abgeleitet und der Ausleseelektronik zugeführt. Aus dem Zeitpunkt des Eintreffens der Ladungslawine auf dem Signaldraht (Zeitauflösung $0,5 \text{ ns}$) wird der minimale Abstand der Teilchenspur zu diesem bestimmt. Die maximale Driftzeit beträgt 140 ns , die Auflösung ($r - \phi$ -Ebene) etwa $100 \mu\text{m}$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit einer einzelnen Driftzelle beträgt 98,2 %. Die Kammer weist nur Teilchen in einem engen Zeitfenster von etwa 150 ns nach der Kollision nach, was entscheidend zur Unterdrückung von Spuren aus kosmischer Höhenstrahlung beiträgt.

Für die schnelle Spurensuche in der ersten Triggerstufe wird keine Zeitmessung durchgeführt. Lediglich die Information, welche der Driftzellen angesprochen hat, wird benutzt. Spuren werden dadurch erkannt, daß das Muster der angesprochenen Zellen in einem Triggerprozessor mit vorprogrammierten Masken, die dem Muster einzelner Spuren entsprechen,

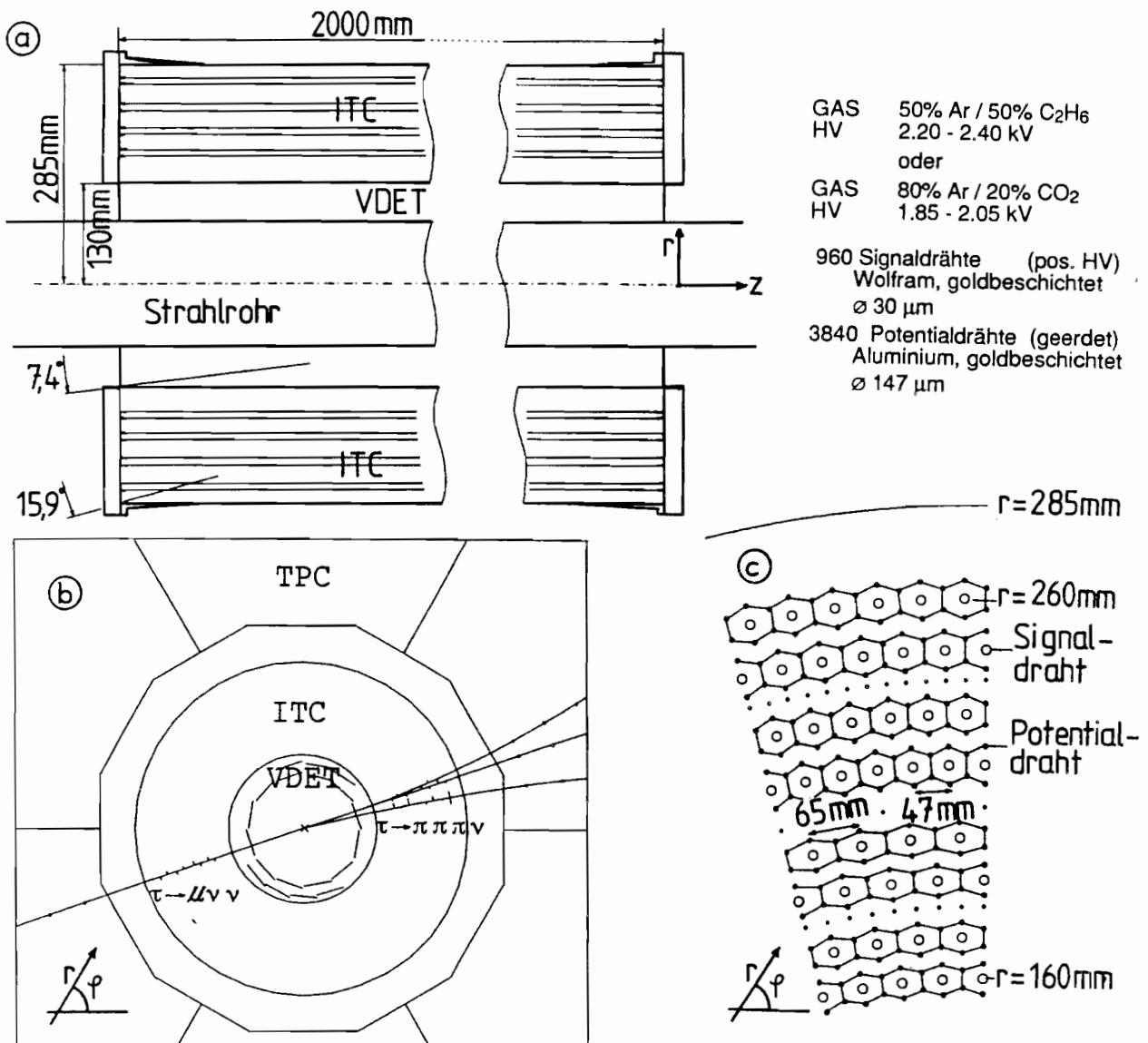


Abbildung 2.2: Die innere Spurkammer: a) Die Dimensionen der Kammer. b) Beispiel eines τ -Ereignisses. Die Endpunkte der Strecken markieren den Ort größter Annäherung an den Signaldraht. c) Der Aufbau der Driftzellen. Auf jede Doppel Lage Driftzellen folgen Löcher für den Gasfluß.

verglichen wird. Die gesamte Entscheidungszeit beträgt etwa 600 ns, darin ist die maximale Driftzeit von 140 ns bereits eingeschlossen.

Neben der $r - \phi$ -Koordinate wird für die Spurrekonstruktion in jeder Driftzelle auch die z-Koordinate bestimmt. Dies geschieht, indem an beiden Drahtenden die Ankunftszeit des Ladungspulses gemessen wird. Die Differenz der beiden Messungen entspricht der Differenz in der Laufzeit des Signals zu beiden Enden des Signaldrahtes, und dies ergibt die z-Koordinate. Mit einer Zeitauflösung von etwa 300 ps wird eine räumliche Auflösung von etwa 3 cm erreicht. Die Effizienz für die Bestimmung der z-Koordinate beträgt ca. 95 %.

2.2.2 Die Zeitprojektionskammer

Die Hauptaufgabe beim Nachweis geladener Spuren fällt der großen Zeitprojektionskammer (TPC [10]) zu. Der mechanische Aufbau ist in Abbildung 2.3 skizziert. Sie besteht aus einem zylindrischen, gasgefüllten Volumen, das von einem elektrischen Feldkäfig umschlossen wird (Gassystem siehe [15]). Eine Hochspannungsmembran im Zentrum der Kammer und die geerdeten Endplatten erzeugen ein homogenes elektrisches Feld parallel zur Strahlachse und zum magnetischen Feld der Spule. Der innere und äußere Mantel des Feldkäfigs enthält weitere Elektroden zur Homogenisierung des elektrischen Feldes.

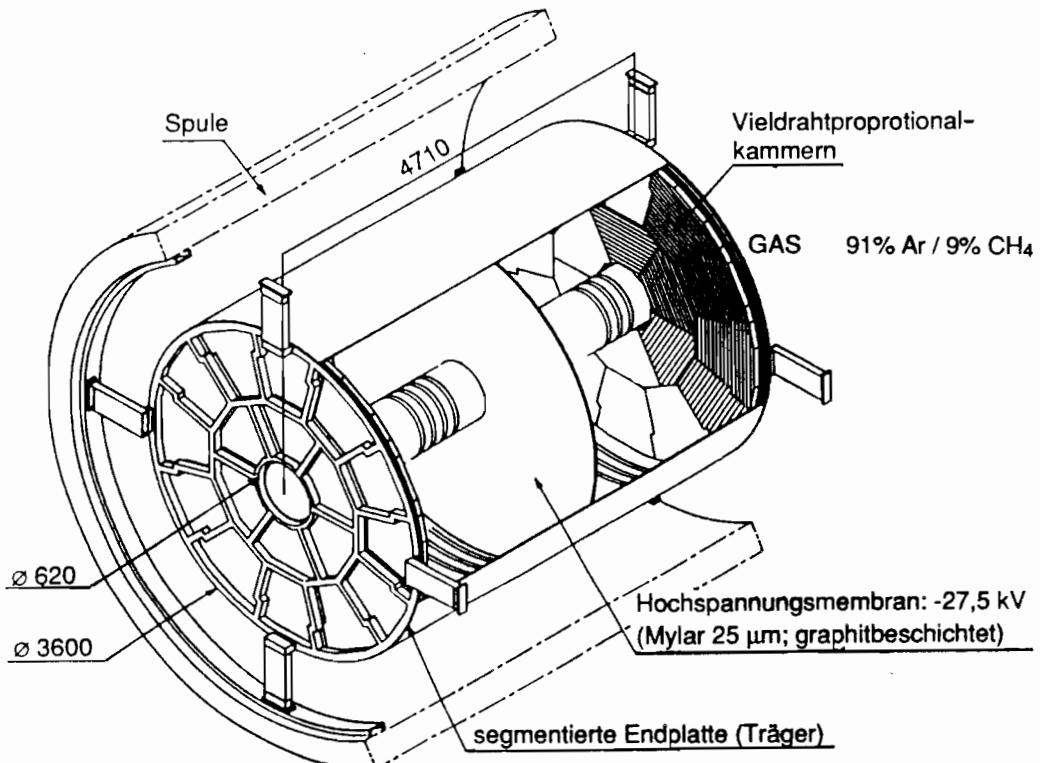


Abbildung 2.3: Mechanischer Aufbau und Dimensionen der Zeitprojektionskammer.

Durchdringt ein geladenes Teilchen die TPC, so ionisiert es entlang seines Weges das Kammergas. Die freigesetzten Elektronen driften im elektrischen Feld auf die Endplatten zu, wo sie nachgewiesen werden. Gemessen wird in den Endplatten sowohl der Ort des Eintreffens der Elektronen als auch der Zeitpunkt. Aus dem Ort erhält man eine Projektion der Spur in die $r\text{-}\phi$ -Ebene, aus dem Zeitpunkt werden die z -Koordinaten rekonstruiert. Die Elektronen werden auf dem Weg zu den Endplatten durch das elektrische Feld konstant beschleunigt, sie erleiden aber auch Stöße mit den Atomen des Kammergases, wodurch sich ihre Geschwindigkeit in Feldrichtung wieder verringert. Es stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit von etwa $5,2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ein. Ferner erhalten die driftenden Elektronen durch die Stöße Geschwindigkeitskomponenten quer zum elektrischen Feld. Deren Einfluß auf die Ortsauflösung wird durch das magnetische Feld reduziert. Es zwingt die Elektronen auf enge Spiralfahrten um die nominelle Richtung.

Nachgewiesen werden die driftenden Elektronen in den Endplatten. Jede Endplatte ist aus 18 Sektoren aufgebaut. Die Struktur der Sektoren ist in Abbildung 2.3 zu erkennen. (Die Übergänge zwischen den Sektoren wurden so gewählt, daß keine Spur vollständig im insensitiven Übergangsbereich zwischen den Sektoren verlaufen kann.) Jeder Sektor ist eine ebene, einlagige Vieldrahtproportionalkammer mit Kathodenauslese. Der Aufbau eines Sektors ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Signaldrähte befinden sich in der untersten Ebene, direkt über der Kathodenebene. Sie liegen auf positiver Hochspannung. In ihrer unmittelbaren Umgebung bilden die driftenden Elektronen durch Gasverstärkung Ladungslawinen aus. Das Referenzpotential wird von der Kathodenebene, den Potentialdrähten in der Signaldrahtebene und den Kathodendrähten gebildet. Die Kathodenebene ist stark segmentiert. Bildet sich an einem Signaldraht eine Ladungslawine aus, so wird auf den darunterliegenden zwei bis drei Segmenten der Kathodenebene ("pads") ein Ladungspuls erzeugt. Die Pulshöhe auf den Kathodensegmenten wird zeitlich aufgelöst ausgelesen. Der Ladungsschwerpunkt ergibt die ϕ -Koordinate des Spurpunktes. (Um aus zwei bis drei Pulshöhen den Ladungsschwerpunkt bestimmen zu können, muß die Breite der Ladungsverteilung bekannt sein. Diese hängt vom Winkel zwischen den Drähten und der Kathodensegmentreihe, dem Winkel, mit dem die Spur die Kathodensegmentreihe kreuzt, und der Länge der Driftstrecke ab. Sie wird in diesen Größen parametrisiert, und die Parameter an die Daten angepaßt [14].) Die r -Koordinate ist durch den Radius der Reihe von Kathodensegmenten gegeben. Die z -Koordinate wird aus der Ankunftszeit der Ladungslawine bestimmt. Insgesamt gibt es 21 Reihen von Kathodensegmenten, es werden also maximal 21 Spurpunkte gemessen.

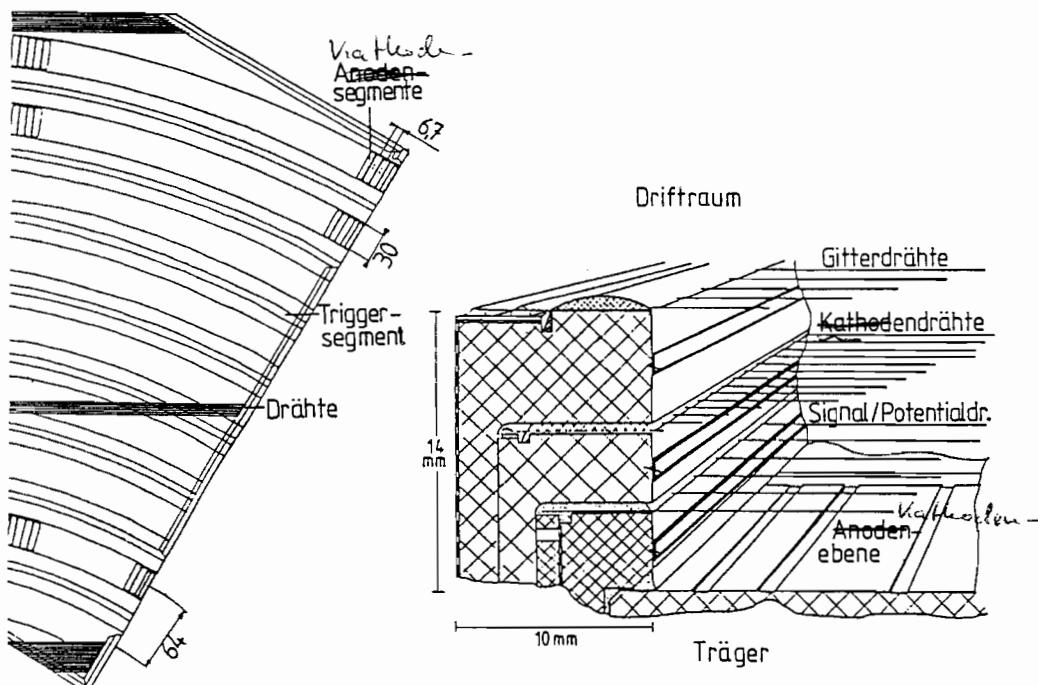


Abbildung 2.4: Ausschnitt aus einem der innere Sektoren der TPC-Endplatten: a) Blick vom Driftraum auf die Kathodenebene. Die Drähte, die die Kathodenebene überspannen, sind nur teilweise gezeichnet. b) Schnitt durch den Rand eines Sektors.

Das Signal auf den Signaldrähten wird ebenfalls ausgelesen. Es liefert Information über den Energieverlust des primären Teilchens beim Durchgang durch die TPC und kann die Teilchenidentifikation unterstützen. Da die Energieverlustmessung in dieser Arbeit nicht benutzt wurde, wird auf eine Beschreibung verzichtet [16].

Über der Kathodenebene befindet sich eine dritte Ebene mit Drähten, das Gitter [17]. Es verhindert, daß Ionen, die bei der Gasverstärkung in den Ladungslawinen erzeugt werden, in den Driftraum gelangen und dort die Homogenität des Feldes stören. Sie werden von den Gitterdrähten eingefangen und neutralisiert. Das Gitter wird kurz vor einer Kollision geöffnet, um die driftenden Elektronen in die Drahtkammer einzulassen, und bei einer negativen Triggerentscheidung sofort, bei einer positiven Triggerentscheidung nach Ablauf der maximalen Driftzeit wieder geschlossen.

Die TPC verfügt über ein Laser-Kalibrationssystem, mit dessen Hilfe die Driftgeschwindigkeit gemessen und Inhomogenitäten der Felder studiert werden [14]. Mit zwei UV-Lasern (ND-YAG Laser; frequenzverviert; 266 nm) können 30 gerade Spuren in der TPC unter verschiedenen Winkeln erzeugt werden. Vergleicht man für zwei Spuren mit gleichem Azimutwinkel ϕ , aber verschiedenen Polarwinkeln θ die Ankunftszeiten der Driftelektronen auf den Endplatten, so kann man aus der Differenz dieser Zeiten die Driftgeschwindigkeit bestimmen. Die Genauigkeit beträgt 0,1 %. Sie ist limitiert durch die Reproduzierbarkeit der Justierung des Lasers. Die Driftgeschwindigkeit ändert sich mit der elektrischen Feldstärke im Driftraum. Durch eine Meßreihe der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Feldstärke wird die maximale Driftgeschwindigkeit bestimmt. Diese Einstellung wird als Arbeitspunkt gewählt, da in diesem Fall die mittlere freie Weglänge der driftenden Elektronen maximal und damit die Störung des Driftvorganges durch Stöße mit dem Kammergas minimal wird. Ferner werden mit dem Lasersystem Inhomogenitäten der Felder studiert, die sich in nichtverschwindenden radialen und tangentialen Feldkomponenten äußern. Die Laserspuren werden bei verschiedenen Werten des magnetischen Feldes vermessen. Aus Verschiebungen der Spurkoordinaten beim Einschalten des Feldes können die Querkomponenten bestimmt werden. (Die Verschiebungen sind proportional zur Differenz zwischen den Querkomponenten des magnetischen und des elektrischen Feldes. Eine Trennung der Einflüsse der beiden Felder ist nicht möglich und auch nicht nötig.) Es stellt sich heraus, daß die Radialkomponenten nicht vernachlässigbar sind. Es ergibt sich eine Korrektur von bis zu 100 μm , die auf die Daten angewandt wird. Dagegen sind die Tangentialkomponenten dank der Zylindersymmetrie der TPC vernachlässigbar, sie liegen unterhalb der Grenze der Meßgenauigkeit.

Eine letzte Korrektur muß noch auf die Koordinaten angewandt werden. Sie betrifft die Positionierung der Sektoren der Endplatten relativ zu einander und relativ zur ITC. Die Position der Sektoren wird beim Einbau mit vermessungstechnischen Methoden auf 100 μm genau bestimmt. Mit Spuren von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und aus dem Prozeß $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wird die Positionierung überprüft und die Genauigkeit noch etwas gesteigert. Hierzu werden die Spuren mit den Koordinaten der ITC, des inneren Sektors und des äußeren Sektors jeweils getrennt rekonstruiert und die Verschiebungen an den Sektorgrenzen bestimmt. Die Koordinaten werden daraufhin korrigiert.

Nach allen Korrekturen ergibt sich eine Auflösung in der $r-\phi$ -Ebene von etwa 170 μm . Sie wird begrenzt durch die unterschiedlichen Signalhöhen auf den Kathodensegmenten bei verschiedenen Winkeln der Signaldrähte zu den Segmenten. Die Auflösung in der z -Koordinate wird durch die Auflösung der Ausleseelektronik bestimmt. Sie beträgt 740 μm .

2.2.3 Die Rekonstruktion der Spuren

Die Rekonstruktion der Spuren erfolgt in vier Schritten:

- (i) Die Suche nach Ketten von Spurpunkten in der TPC.
- (ii) Die Kombination solcher Ketten zu Spurkandidaten.
- (iii) Die Anpassung einer Helix an die Spurpunkte.
- (iv) Die Verbindung der TPC-Spuren mit Spurpunkten in der ITC.

Die Suche nach Ketten von Spurpunkten wird in der TPC von außen nach innen durchgeführt, da die Spurpunkte außen räumlich besser getrennt sind. Jeder Spurpunkt wird nur einer Spur zugerechnet. Zunächst wird in drei aufeinanderfolgenden, getroffenen Kathodensegmentreihen nach benachbarten Spurpunkten gesucht. Diese werden zu einer ersten Kette von Spurpunkten zusammengesetzt. Ein χ^2 -Test entscheidet, ob die drei Punkte mit einer Helix verträglich sind, und verwirft die Kette, falls nicht. (Die Helixparameter sind in Abbildung 2.5 definiert.) Diese erste, noch sehr ungenau bestimmte Helix wird nun Reihe für Reihe nach innen extrapoliert und es wird nach weiteren Punkten in ihrer Nähe gesucht. Wird einer gefunden, so entscheidet wieder ein χ^2 -Test über die Zugehörigkeit zur Spur. Wird ein Punkt assoziiert, so werden die Helix-Parameter neu bestimmt, bereits assoziierte Spurpunkte mit sehr großem Abstand zur neuen Helix werden gelöscht, und die Extrapolation beginnt von neuem. Können keine weiteren Punkte mehr assoziiert werden, so ist die Kette fertig, und es wird nach der nächsten gesucht.

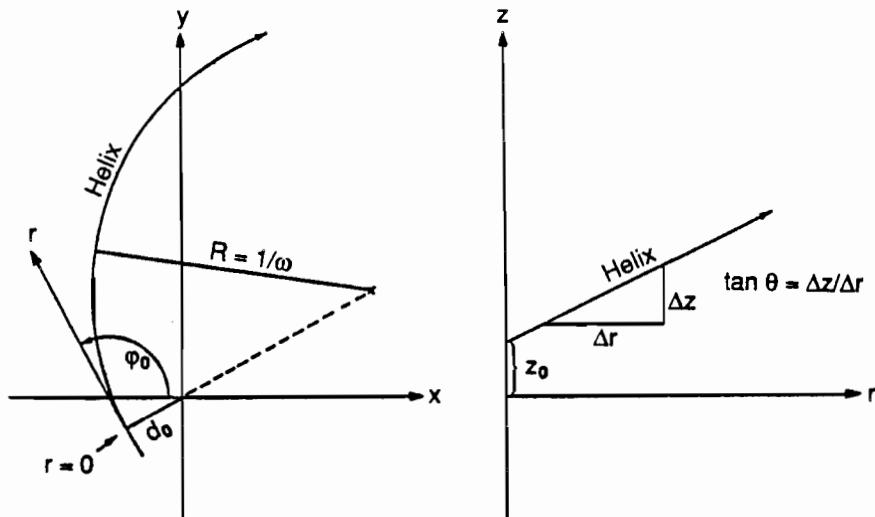


Abbildung 2.5: Die 5 Parameter der Helix: Krümmung ω , Impaktparameter d_0 und $z_0 = z(d_0)$ und Streuwinkel ϕ_0 (Azimut) und θ (Polarwinkel). Das Beispiel ist so gewählt, daß alle Parameter positiv sind.

Das Verfahren des ersten Schrittes birgt die Gefahr, daß Spurpunkte, die von einem Teilchen stammen, als mehrere Ketten rekonstruiert werden. Im zweiten Schritt wird deshalb

versucht, solche Ketten wieder zusammenzufügen. Die Helixparameter werden paarweise verglichen, und falls sie grob übereinstimmen, wird eine Helixanpassung an die Spurpunkte beider Ketten versucht. Fällt ein erneuter χ^2 -Test positiv aus, werden die beiden Ketten zu einer zusammengefaßt, und das Verfahren beginnt von neuem. Sind alle Kombinationen getestet, ist die Suche abgeschlossen. Man spricht jetzt von Spurkandidaten.

Im nächsten Schritt werden Spurpunkte gelöscht, die in der Nähe von Überkreuzungen von Spurkandidaten liegen, um ihre Zuordnung zur falschen Spur zu verhindern. Außerdem werden die Fehler auf die Koordinaten der Spurpunkte um einen Beitrag durch Vielfachstreuung im Kammergas erhöht, der aus der zurückgelegten Wegstrecke in der Kammer bestimmt wird. Es wird dann ein voller 5-Parameter-Anpassung durchgeführt. (Bis hierher wurden die Anpassung der Helices an die Spurpunkte und die χ^2 -Tests mit Näherungsformeln durchgeführt, um Rechenzeit zu sparen.) Ein letztes Mal werden Punkte gelöscht, die sehr weit entfernt von der Helix liegen, und diese gegebenenfalls neu angepaßt.

Im letzten Schritt wird die Spur aus der TPC in die ITC extrapoliert. Werden in der Nähe der Extrapolation Spurpunkte gefunden, so werden diese assoziiert und eine erneute Anpassung der Helix durchgeführt. Dies ist nun die endgültige Spur.

Es ergibt sich eine Impulsauflösung von $\Delta p/p^2 = 0,8 \cdot 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1}$. Umfangreiche Studien mit $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Ereignissen haben gezeigt, daß die Kalibration auf 0,2 % genau ist, und daß alle systematischen Effekte (Ladungs-, Winkelabhängigkeit der Kalibration) klein sind gegen die Impulsauflösung. Bei flachen Polarwinkeln läßt die Impulsauflösung deutlich nach, weshalb der Bereich $|\cos(\theta)| > 0,9$ von den Analysen ausgeschlossen wurde. Die Bestimmung der Streuwinkel ϕ und θ ist um Größenordnungen genauer, als für die hier beschriebenen Analysen erforderlich. Die Auflösung des Impaktparameters d_0 beträgt 131 μm [14].

2.3 Die Kalorimeter

2.3.1 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECal) ist ein "Sandwich"-Kalorimeter. Es besteht aus 45 Lagen Bleiplatten als Absorber mit dazwischenliegenden Proportionalzählrohren (siehe Abb. 2.7 für weitere Details). Die Dicke senkrecht zu den Bleiplatten beträgt 22 elektromagnetische Strahlungslängen X_0 . Es ist aufgebaut aus einem zylindrischen Zentralteil, der an beiden Enden von einer Endkappe abgeschlossen wird. Jeder Teil ist in 12 Module unterteilt (siehe Abb. 2.1).

Für die Analyse stehen sowohl die Signale der Drähte, die auch zum Triggern benutzt werden, als auch die Signale der Kathodensegmente zur Verfügung. Um die Anzahl der auszulesenden Kanäle auf ein bewältigbares Maß zu reduzieren, sind alle Drähte einer Lage innerhalb eines Moduls miteinander verbunden und werden nur gemeinsam ausgelesen. Sie liefern ein Energiesignal mit einer Auflösung ($1.6 \% + 17 \% / \sqrt{E}$), die die der Kathodenauslese

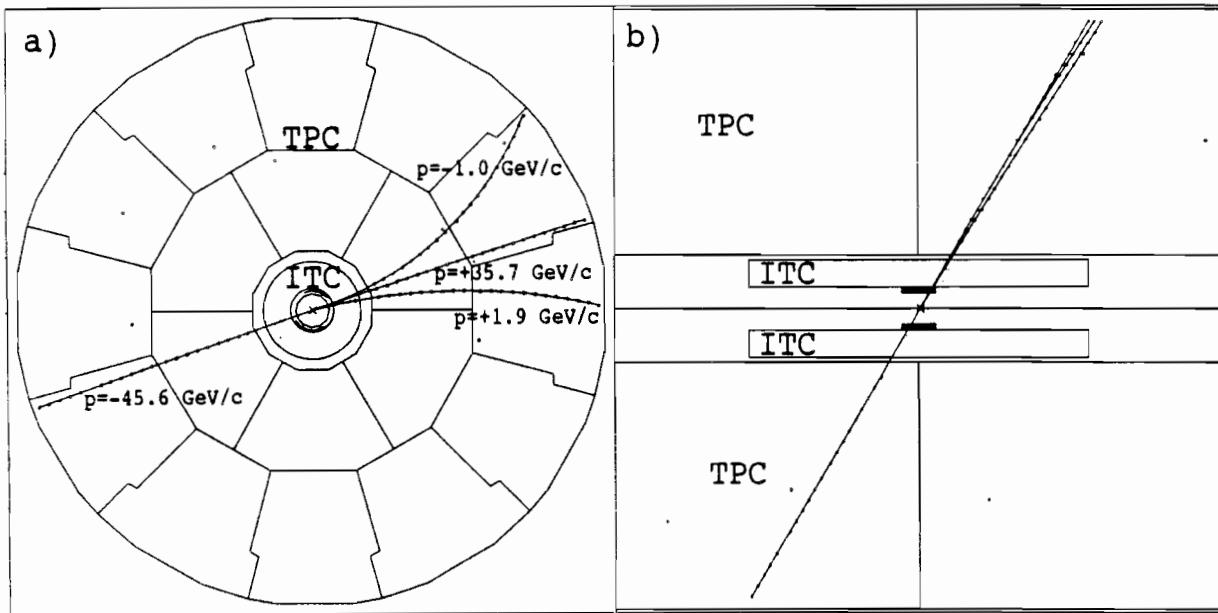


Abbildung 2.6: Die Spuren eines Ereignisses $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\bar{\nu}_\tau$
 a) $r\text{-}\phi$ -Projektion; b) $r\text{-}z$ -Projektion. (Dasselbe Ereignis wie in Abb. 2.2.)

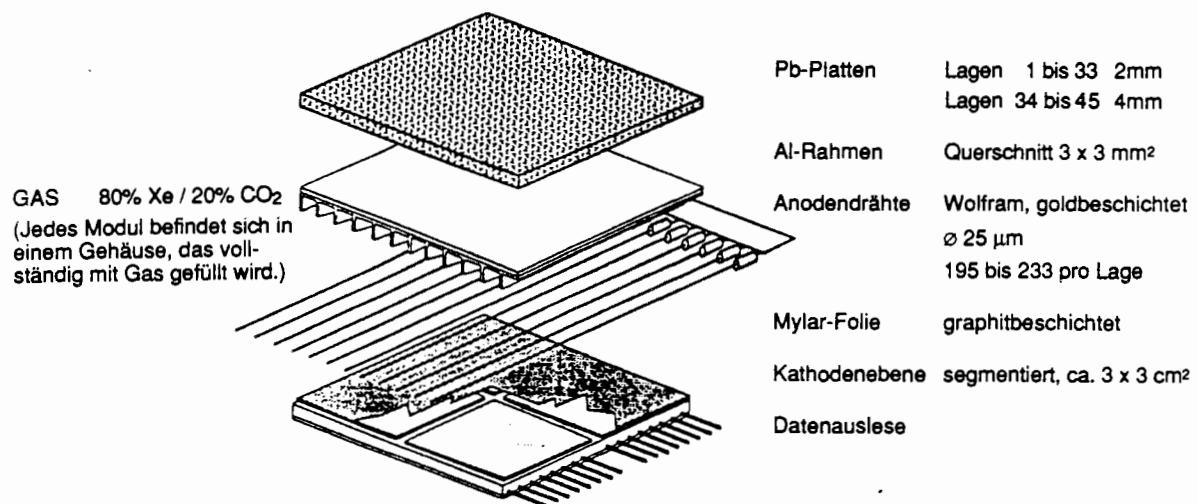


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer der 45 Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters.

übertrifft. Ferner erhält man ein sehr genaues Tiefenprofil der Energiedeposition, was zur Identifikation elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen herangezogen werden kann.

Die Kathodensegmente sind so angeordnet, daß sie über die 45 Ebenen hinweg 73728 Türmchen bilden, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Elektrisch miteinander verbunden und gemeinsam ausgelesen werden in jedem Türmchen jeweils die Segmente der 1. bis

10. Lage ($4X_0$), der 11. bis 33. Lage ($9X_0$) und der 34. bis 45. Lage ($9X_0$). Bei einem Querschnitt der Türmchen von etwa $30 \times 30 \text{ mm}^2$ senkrecht zu ihrer Achse ergibt sich eine hohe Granularität (z.B. $\Delta\phi = 0,94^\circ$ und $\Delta\theta = 0,93^\circ \cdot \sin(\theta)$ im Zentralteil). Diese Granularität muß verglichen werden mit der typischen Größe eines elektromagnetischen Schauers. Sie beträgt bei einer Energie von 30 GeV etwa 48 mm transversal zur Flugrichtung des Teilchens und etwa $15X_0$ longitudinal (90 %-Radien). Die Energieauflösung der Kathodenauslese beträgt ($1.7\% + 19\%/\sqrt{E}$).

Die hohe Granularität ermöglicht die Identifikation von Photonen selbst in der unmittelbaren Umgebung geladener Spuren. Eine Situation, wie sie z.B. in hadronischen Jets oder in τ -Zerfällen mit π^0 's im Endzustand auftritt. Abbildung 2.8 zeigt exemplarisch einen solchen τ -Zerfall.

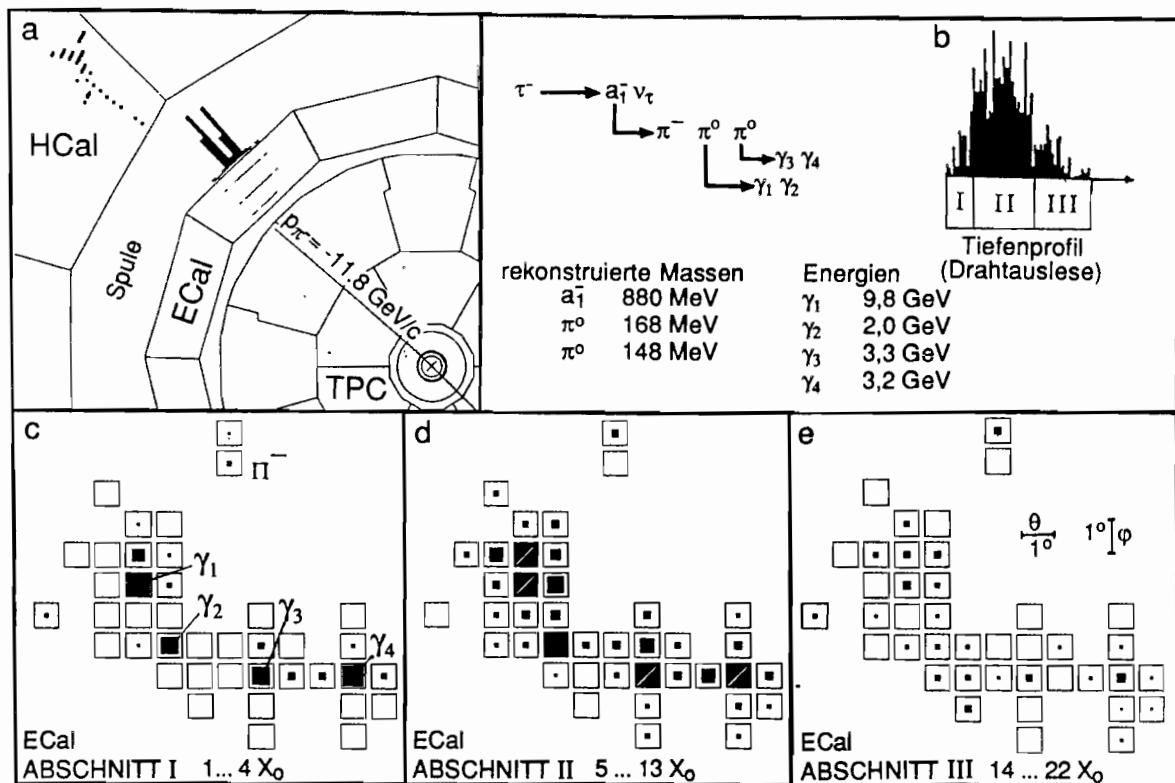


Abbildung 2.8: π^0 -Rekonstruktion im ECal. a) x-y-Projektion. Das Histogramm über dem ECal zeigt die ϕ -Verteilung der Energiedeposition (max. $5,8 \text{ GeV}$). b) Verteilung der Energiedeposition über die 45 Lagen des getroffenen Moduls. I bis III gibt die Tiefensegmentierung der Kathoden auslese an. c)-e) Energie auf den Kathodensegmenten. Jedes Quadrat entspricht einem Kathodensegment. Die ausgefüllten Quadrate symbolisieren die gemessene Energie. Von links nach rechts sind die drei getrennt ausgewählten Abschnitte in der Tiefe des ECals gezeigt.

2.3.2 Das hadronische Kalorimeter

Der ALEPH-Detektor wird umschlossen von einer Struktur aus 5 cm dicken Eisenplatten, die mehrere Funktionen gleichzeitig erfüllt. Sie bildet die tragende Struktur des gesamten Detektors, dient als Eisenjoch für die Magnetspule und als Absorbermaterial des Hadronkalorimeters (HCal). Zwischen den Eisenplatten befinden sich Lagen von "streamer"-Röhren. Das HCal besteht wie das ECal aus einem zylindrischen Zentralteil und zwei Endkappen (siehe Abb. 2.1). Der Zentralteil ist in 12 Module unterteilt, jedes Modul wiederum in zwei spiegel-symmetrische Halbmodule. Jede Endkappe ist aus 6 Modulen aufgebaut (siehe Abb. 2.9). Die Dicke des HCal variiert mit dem Azimutwinkel θ zwischen 6,2 und 7,2 hadronischen Wechselwirkungslängen λ_{had} . Hinzu kommen 1,2 bis 1,4 λ_{had} vom ECal.

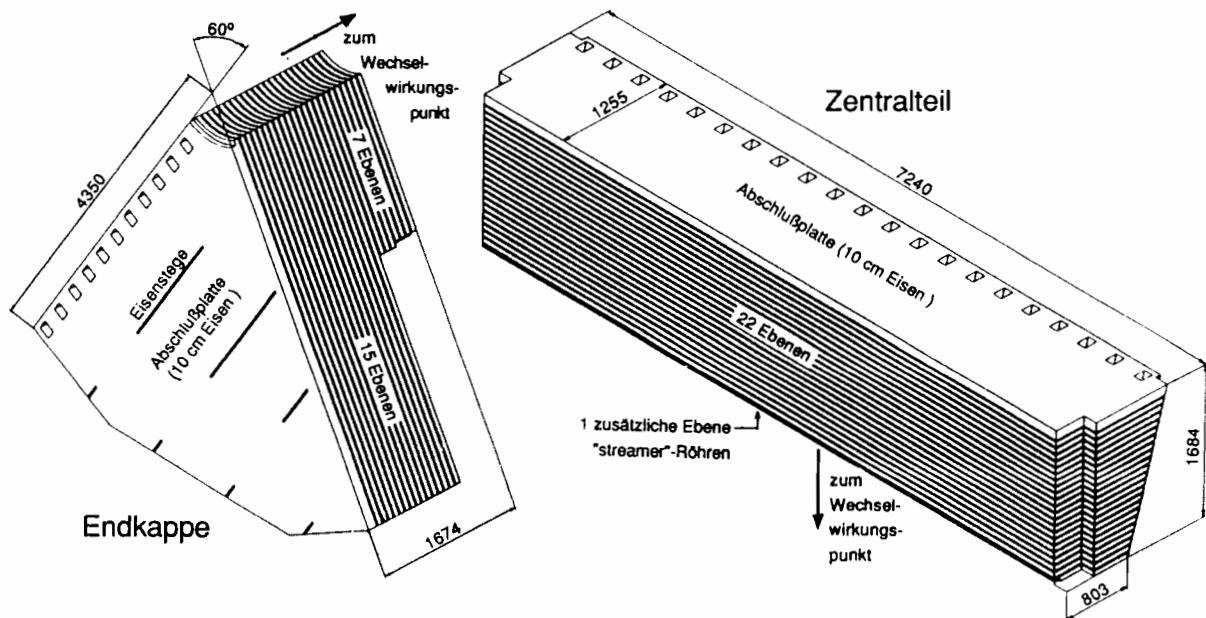


Abbildung 2.9: Die Module des HCal. Links ein Endkappenmodul. Um gegen die magnetischen Kräfte, die die Endkappen zum Zentrum ziehen, eine Deformation der Ebenen zu verhindern, befinden sich zwischen den Eisenplatten Stege. Die "streamer"-Röhren sind parallel zu diesen ausgerichtet. Rechts ein Halbmodul des Zentralteils. Durch die Aussparungen an beiden Enden laufen die Kabel zum ECal und zur TPC.

In Abbildung 2.10 ist der Aufbau einer einzelnen Ebene näher gezeigt. Eine "streamer"-Röhre unterscheidet sich von einem gewöhnlichen Proportionalzählrohr durch einen relativ dicken Draht und eine höhere Betriebsspannung. Dies verändert die Potentialverhältnisse in der Röhre so, daß sich an Stelle einer Entladung in der unmittelbaren Umgebung des Drahtes, ein Funke (= "streamer") bildet, der sich wenige mm vom Draht auf die Kathode hin ausbreitet und dann erlischt. Der Vorteil der "streamer"-Röhren ist vornehmlich technischer Art. Sie geben kräftigere Signale und sind unkritischer in ihren mechanischen Toleranzen, wodurch sie einfacher in großer Stückzahl herzustellen sind [18,19]. Das Gasgemisch enthält einen hohen Anteil CO_2 , Isobutan und kein n-Pentan, was für den Betrieb von "streamer"-Röhren ungewöhnlich ist. Es ist weniger explosiv, so daß die Sicherheit des Experimentes 140 m unter der Erde gewährleistet werden kann.

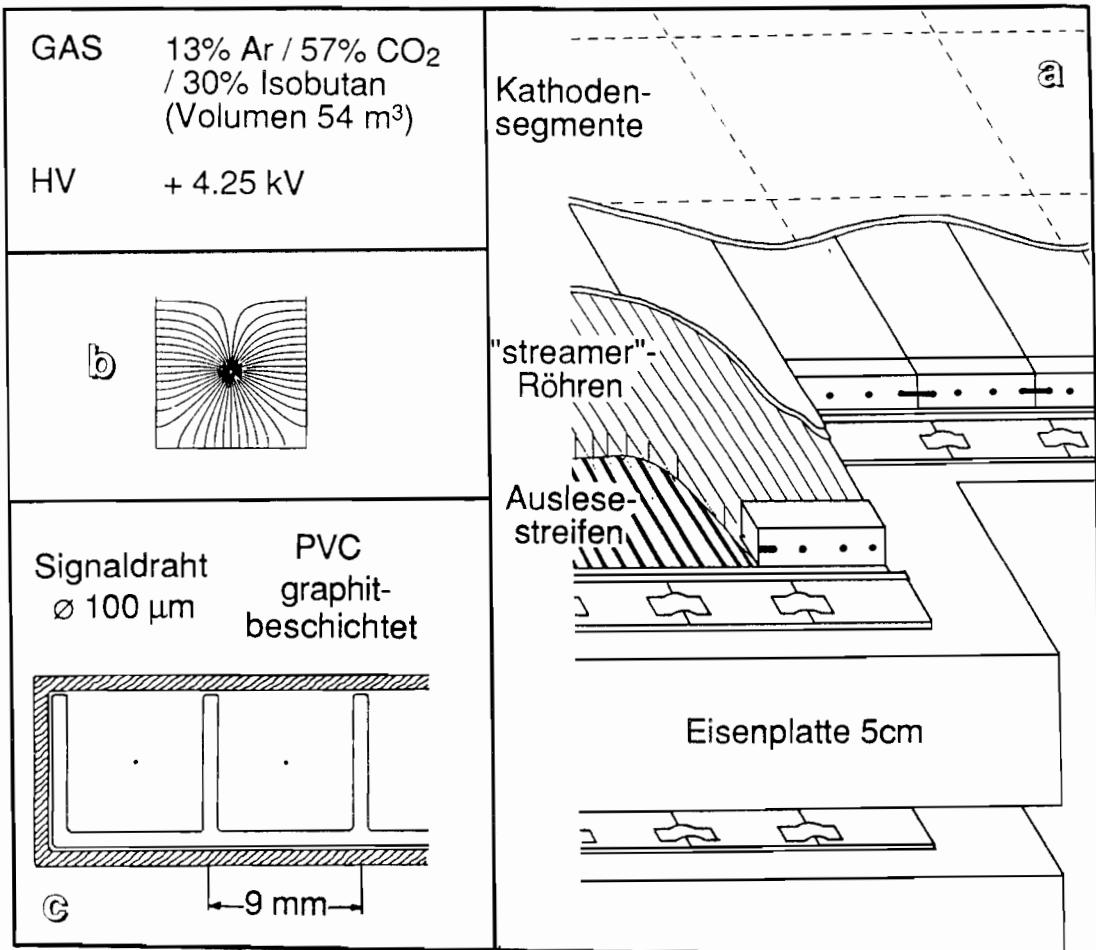


Abbildung 2.10: a: Eine Lage des Hadronkalorimeters. b: Potentialverhältnisse in einer "streamer"-Röhre. c: Querschnitt durch eine "streamer"-Röhre.

Es werden drei verschiedene Signale vom HCal gewonnen:

- (i) Auf der offenen Seite der "streamer"-Röhren befinden sich ähnlich wie im ECal Kathodensegmente, die ebenfalls zu Türmchen zusammengefaßt sind. Sie liefern ein Energiesignal mit einer Auflösung von $84\%/\sqrt{E}$. Die Kathodenauslese wird für diese Arbeit nicht benutzt und auf eine Beschreibung daher verzichtet.
- (ii) Die Signaldrähte sind innerhalb einer Lage des Kalorimeters elektrisch miteinander verbunden, und im Zentralteil sind die Lagen noch paarweise verbunden. Von jeder Lage bzw. Doppellage wird ein Signal ausgekoppelt, das zum Triggern benutzt wird. In den Endkappen werden die Signale paarweise durch ein "ODER" verknüpft, um gleiche Bedingungen wie im Zentralteil zu erreichen.
- (iii) Auf der Unterseite jeder "streamer"-Röhre befindet sich ein schmaler Aluminiumstreifen, parallel zum Signaldraht ausgerichtet. Auf ihm induziert ein "streamer" ein Signal, das am Ende abgenommen wird. Es wird mit einer Schwelle verglichen und digitalisiert. Das digitale Muster der angesprochenen Röhren wird

ausgelesen. Es liefert ein 2-dimensionales Bild (Projektion längs der Röhren) der Energiedeposition im HCal. Diese Information bildet die Basis zur Unterscheidung von Myonen und Hadronen. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.11 gezeigt.

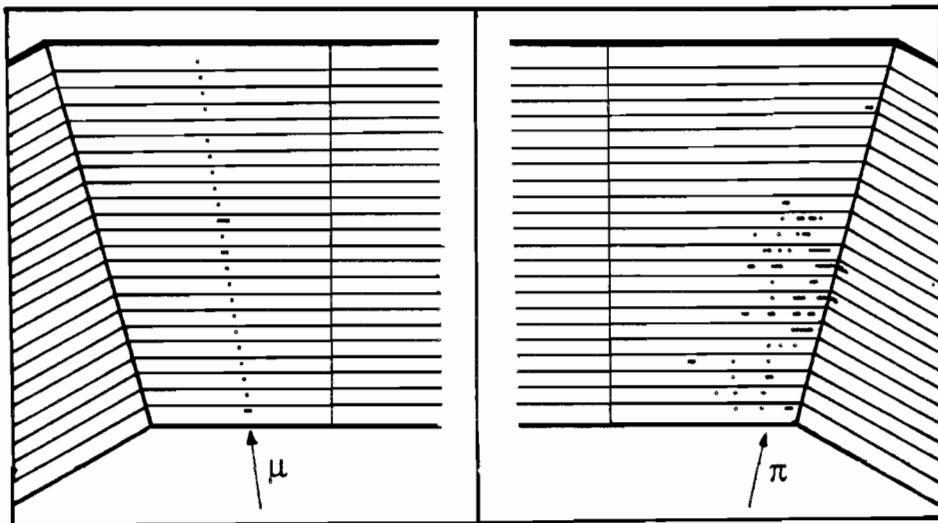


Abbildung 2.11: Typisches Signal eines Myons (links) und eines Pions (rechts) im Zentralteil des HCals. Projektion längs der "streamer"-Röhren. Jede angesprochene Röhre ist durch einen Punkt dargestellt.

2.4 Die Myonkammern

Außerhalb des Eisenjochs sind zwei Doppellagen "streamer"-Röhren als Myonkammern angebracht (MDet). (Die äußere Doppellage wurde erst mit Beginn der Datennahme 1991 in Betrieb genommen.) Sie sind unterteilt in die zentralen Myonkammern, die den Zentralteil des HCal's umschließen, die Myonkammern im Zwischenbereich, die die Endkappen des HCal's umschließen, und die Endkappenkammern, die den Detektor in Strahlrichtung abschließen. Die Anordnung der Kammern ist in Abbildung 2.12 und 2.1 gezeigt.

Die "streamer"-Röhren der Myonkammern sind auf der Ober- und Unterseite mit zueinander senkrechten Aluminiumstreifen versehen, über die sie ausgelesen werden. Es werden so alle drei Raumkoordinaten eines Spurpunktes bestimmt. Die beiden Lagen, die zusammen eine Doppellage bilden, sind gegeneinander um die halbe Breite einer "streamer"-Röhre versetzt, so daß die inaktiven Zonen der beiden Lagen nicht überlappen.

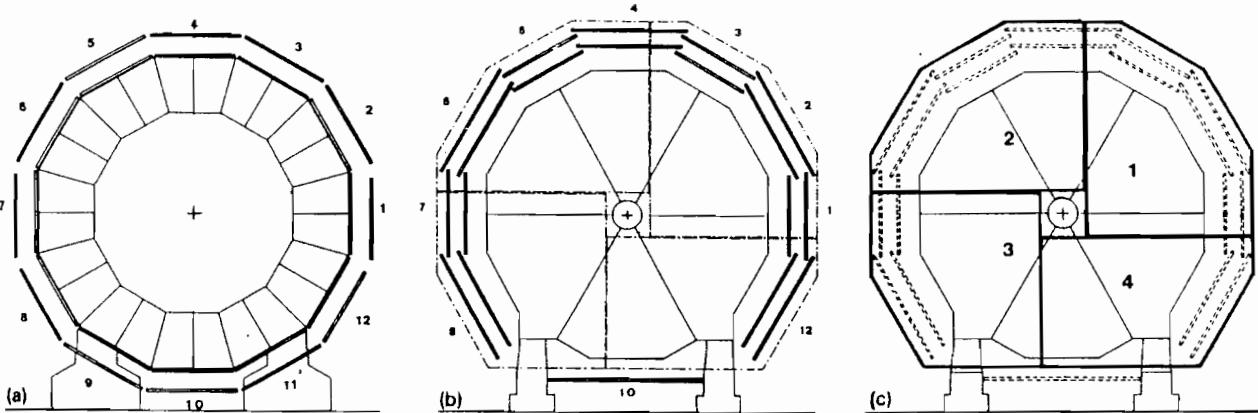


Abbildung 2.12: Blick auf HCal und Myonkammern längs der Strahlachse. (a) Zentralbereich; (b) Zwischenbereich; (c) Endkappen. Der Abstand der beiden Doppellagen zueinander beträgt 0,5 m bei (a) und (b) sowie 0,4 m bei (c).

2.5 Der Trigger

Hier sollen nur die Aspekte des Triggers besprochen werden, die für das Verständnis der Analyse wesentlich sind. (Auf eine Beschreibung der Triggerbedingungen für die Luminositätskalorimeter wird hier ganz verzichtet.) Eine mehr technisch orientierte Beschreibung des Triggers findet man im Anhang.

Der Trigger des ALEPH-Detektors muß eine Rate von etwa 45 kHz, mit der die Elektronen- und Positronenpakete im Wechselwirkungspunkt aufeinander treffen, verarbeiten und dabei möglichst alle Kollisionen, bei denen es zur Produktion eines Z^0 -Bosons oder zu harten Photonwechselwirkungen kam, zur Auslese bringen. Die Rate solcher Kollisionen kann einige Hertz erreichen. Der Trigger ist in drei Stufen organisiert. Die erste Stufe liefert eine Entscheidung ca. 5 μs nach dem Aufeinandertreffen der Pakete, rechtzeitig, um den Detektor bei negativer Entscheidung vor dem nächsten Aufeinandertreffen (22 μs später) zurücksetzen zu können. Fällt die Entscheidung der 1. Stufe positiv aus, wird zunächst der Driftvorgang in der TPC abgewartet und dann die Entscheidung der ersten Stufe wiederholt, nur daß nun die Information über geladene Spuren, die in der 1. Stufe von der ITC geliefert wird, durch die Spurinformation der TPC ersetzt wird. Fällt auch diese Entscheidung positiv aus, wird das Ereignis ausgelesen. Die 3. Stufe ist ein Computerprogramm, das auf die ausgelesenen Ereignisse weitere Triggerbedingungen anwendet, bevor sie endgültig akzeptiert werden.

Auf der Basis der folgenden Informationen werden die ersten beiden Triggerentscheidungen getroffen. (Für die Entscheidung der 3. ten Triggerstufe steht das gesamte Ereignis zur Verfügung.):

ITC	Spuren vom Wechselwirkungspunkt (nur $r - \phi$ -Projektion)
TPC	Spuren vom Wechselwirkungspunkt
ECal	Energie pro Modul; Gesamtenergie im Zentralbereich und in jeder Endkappe (abgeleitet vom Signal der Drähte)
HCal	Anzahl der angesprochenen Doppellogen

Tabelle 2.1: Informationsbasis für die ersten beiden Triggerstufen.

Für die ersten beiden Triggerentscheidungen wird jeder Detektor in 60 Raumwinkelbereiche (Segmente) unterteilt und eine Maske der angesprochenen Segmente erstellt. Ein Segment gilt für die Spurkammern als angesprochen, wenn eine Spur vom Vertex dorthin zeigt, für das ECal, wenn die déponierte Energie bestimmte Schwellen überschreitet, und für das HCal, wenn mehr als eine vorgegebene Anzahl von Doppelebenen angesprochen hat. Die Triggerentscheidung basiert auf räumlichen Koinzidenzen zwischen den Segmenten der verschiedenen Detektoren. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn eine der folgenden acht Bedingungen erfüllt ist:

Stufe 1	Stufe 2	Stufe 3	
$ITC + ECal > 1,3 \text{ GeV}$	—	—	e, π
$ITC + ECal > 200 \text{ MeV}$	$TPC + ECal > 200 \text{ MeV}$	$p_T > 1,2 \text{ GeV}$	e, μ, π
$ECal > 1 \text{ GeV}$	—	1 e.m. Schauer	γ, e, π
$ITC + HCal > 3 \text{ Dpl. Lag.}$	—	—	μ, π
<i>ITC 2 entgegen- gesetzte Spuren</i>	<i>TPC 1 Spur</i>	$p_T > 1,2 \text{ GeV}$	e, μ, π
ECal (totale Energie) Zentralbereich $> 6 \text{ GeV}$	—	—	e, π, γ
eine Endkappe $> 3,5 \text{ GeV}$	—	—	e, π, γ
beide Endkappen $> 1,5 \text{ GeV}$	—	—	e, π, γ

Tabelle 2.2: Die acht Triggerbedingungen. “—“ bedeutet, daß das Ereignis in dieser Stufe ohne weitere Bedingung akzeptiert wird. In der letzten Spalte sind die Teilchen angegeben, auf die die Triggerbedingung besonders sensitiv ist. π steht symbolisch für alle geladenen Hadronen.

Will man die Effizienz des Triggers für $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse bestimmen, so kann man die Tatsache ausnützen, daß diese Bedingungen zum Teil unabhängig voneinander sind. So triggern die ersten vier Bedingungen nur auf jeweils eines der beiden τ -Leptonen bzw. dessen Zerfallsprodukte. Man sucht Ereignisse heraus, bei denen die Bedingung für ein τ erfüllt war, und untersucht, wie oft das andere τ die Bedingung ebenfalls erfüllte. Ebenso kann man die Effizienz der fünften Bedingung gegen die letzten drei und umgekehrt messen. Alle Untersuchungen haben ergeben, daß die Ineffizienz des Triggers für alle praktischen Zwecke vernachlässigbar ist.

Kapitel 3

Identifikation von $\tau \rightarrow \mu\nu\mu\nu_\tau$ Zerfällen

3.1 Allgemeines

Die gesuchten Ereignisse entstehen durch die Annihilation eines Elektrons und eines Positrons in ein Z^0 -Boson oder ein virtuelles Photon und dem anschließenden Zerfall in ein $\tau^+\tau^-$ -Paar (ca. 3 % aller Annihilierungen [21]). Die beiden τ -Leptonen werden vom Wechselwirkungspunkt in entgegengesetzte Richtungen mit der vollen Strahlenergie emittiert. Sie zerfallen nach wenigen Millimetern noch vor Erreichen des Detektors in je ein τ -Neutrino und weitere Teilchen. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Zerfallskanäle des τ^- -Leptons [22].

$\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17,7 \pm 0,4 \%$
$\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17,8 \pm 0,4 \%$
$\tau^- \rightarrow had^-\nu_\tau$	$11,7 \pm 0,5 \%$
$\tau^- \rightarrow had^-\pi^0\nu_\tau$	$22,8 \pm 1,6 \%$
$\tau^- \rightarrow had^- \geq 2\pi^0\nu_\tau$	$14,7 \pm 0,8 \%$
$\tau^- \rightarrow had^- had^- had^+\nu_\tau$	$7,1 \pm 0,6 \%$
$\tau^- \rightarrow had^- had^- had^+ \geq 1\gamma \nu_\tau$	$6,7 \pm 0,7 \%$
$\tau^- \rightarrow 3had^- 2had^+ \geq 0\gamma \nu_\tau$	$0,11 \pm 0,03 \%$

Tabelle 3.1: Zerfallskanäle des τ^- -Leptons (had^- steht für π^- und K^-).

Auf Grund der hohen Energie der τ -Leptonen weicht die Flugrichtung der Zerfallsprodukte nur wenige Grad von der der τ -Leptonen ab. Das Ereignis erscheint klar getrennt in zwei Hemisphären, die die Zerfallsprodukte je eines τ -Leptons enthalten. Die Neutrinos werden im Detektor nicht nachgewiesen, so daß die totale Energie des Ereignisses unter der Schwerpunktsenergie liegt. Im Falle eines $\tau \rightarrow \mu\nu\mu\nu_\tau$ - Zerfalls findet man in einer Hemisphäre

nur die Spur eines Myons mit einem Impuls, der geringer als die Strahlenergie ist. In der anderen Hemisphäre findet man einen beliebigen τ -Zerfall. Abbildung 3.1 zeigt ein typisches Ereignis.

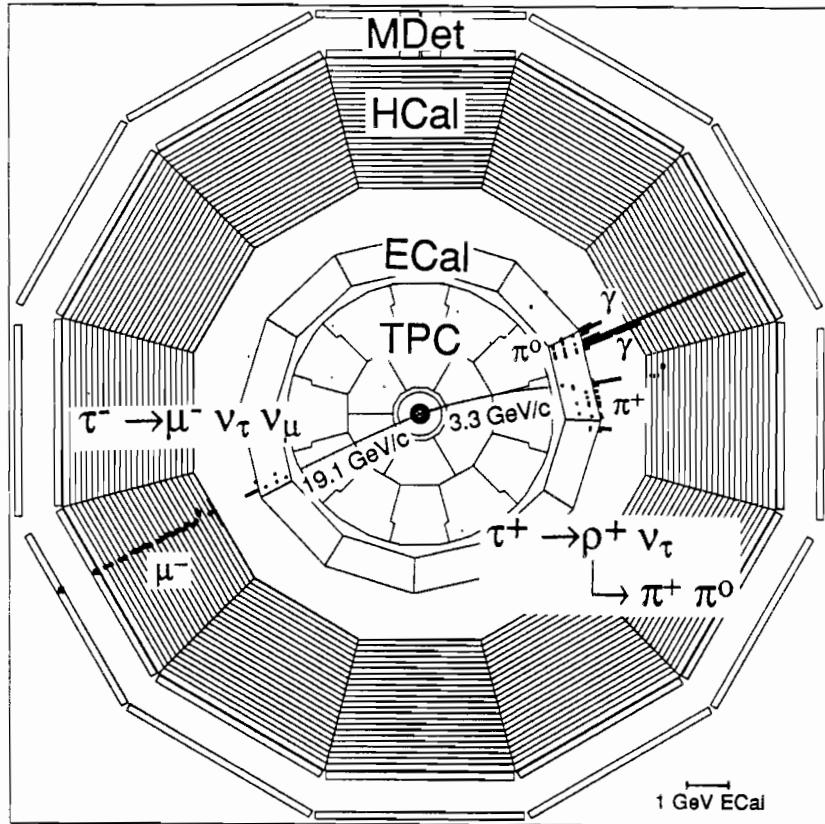


Abbildung 3.1: Darstellung eines typischen Ereignisses $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ (Blick entlang der Strahlachse).

Als Untergrundprozesse sind die folgenden vier Ereignisklassen zu betrachten:

- e^+e^- -Annihilationen, die nicht zur Bildung eines τ -Paars führen.
- τ -Zerfälle in ein Elektron oder Hadronen
- 2-Photon-Wechselwirkungen
- Ereignisse, die nicht von Wechselwirkungen der Elektronen mit den Positronen im Strahl herrühren, wie z.B. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung oder Wechselwirkungen von Teilchen eines Strahls mit dem Restgas.

Kritisch für die Analyse sind Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und hadronische τ -Zerfälle. Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ wird unterdrückt, indem nur Ereignisse akzeptiert werden, in denen genau ein Myon nachgewiesen wird. Dadurch geht allerdings jener Teil des Signals verloren, in dem sowohl das τ^- als auch das τ^+ myonisch zerfallen. Zur Diskriminierung gegen hadronische τ -Zerfälle wird die Myonidentifikation benutzt.

In den folgenden Kapiteln ist zunächst die Ereignisselektion (kinematische Schnitte) und dann die Myonidentifikation beschrieben. Es schließen sich Studien zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit, des Untergrundes und anderer systematischer Probleme an.

3.2 Ereignisselektion

Bevor die Selektionskriterien aufgelistet werden können, muß definiert werden, was unter einer guten Spur verstanden wird. Nicht jede rekonstruierte Spur wird als gute Spur gezählt, sie muß den folgenden Kriterien entsprechen (siehe Abb. 2.5 für z_0 und d_0):

- Tr.1 Mindestens 4 Spurpunkte in der TPC
- Tr.2 Impuls $p > 0,1 \text{ GeV}/c$
- Tr.3 Parameter $z_0 < 10 \text{ cm}$
- Tr.4 Parameter $d_0 < 2 \text{ cm}$

Im folgenden bezeichnet der Begriff Spuren nur noch diese guten Spuren. Die Aufteilung eines Ereignisses in zwei Hemisphären geschieht mit Hilfe der "Thrust"-Achse, gebildet aus den Spuren. Alle Spuren einer Hemisphäre werden zu einem "Jet" summiert. Akollinearität bezeichnet den Kosinus des Winkels zwischen den beiden "Jets". Ein Ereignis muß folgenden Selektionskriterien genügen:

- E.1 Mindestens 2 Spuren im Ereignis
- E.2 Höchstens 6 Spuren im Ereignis
- E.3 Mindestens 1 Spur pro Hemisphäre
- E.4 Akollinearität $\cos(\theta_{acol}) < -0,95$
- E.5 Energiedeposition im LCal $E_{LCW} < 20 \text{ GeV}$
- E.6 Mindestens 1 Spur mit einem assoziierten Spurpunkt in der ITC

Erfüllt ein Ereignis diese Bedingungen, werden die einzelnen Spuren auf $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Zerfälle hin untersucht. Eine Spur muß folgenden Kriterien genügen:

- S.1 Keine weitere Spur in dieser Hemisphäre
- S.2 $z_\mu = \frac{p_\mu}{p_{Beam}} > 0,1$
- S.3 Polarwinkel $|\cos(\theta_\mu)| < 0,9$
- S.4 Myonidentifikation (siehe nächsten Abschnitt)

Um Myonen aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ zurückzuweisen, werden an die Spuren der dem Myon entgegengesetzten Hemisphäre folgende Kriterien gestellt:

- R.1 $z_{rec} = \frac{p_{rec}}{p_{Beam}} < 0,90$
- R.2 Nicht teilidentifiziert als Myon (siehe nächsten Abschnitt)

Die Kriterien E.1 bis E.3 schränken die Topologie der Ereignisse auf die typischen Werte für e^+e^- -Annihilation in Leptonpaare ein. Die Kriterien E.4, E.5 und S.2 diskriminieren

gegen 2-Photon-Wechselwirkungen $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$. Bei einer solchen Wechselwirkung wird das primäre e^+e^- -Paar meist nur wenig aus der Strahlrichtung abgelenkt. Es kann im Detektor nicht oder nur selten im LCal nachgewiesen werden. Im Detektor erscheint bei ausreichendem Transversalimpuls der ausgetauschten Photonen das erzeugte Fermionpaar. Es besitzt meist nur geringen Impuls und hohe Akollinearität. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung werden durch die Bedingungen Tr.3 und Tr.4 unterdrückt, die die Akzeptanz auf einen engen Bereich um den Wechselwirkungspunkt einschränken. Ferner verlangt E.6, daß das Ereignis auch zeitlich mit einer Strahlwechselwirkung in Einklang zu bringen ist. (Die ITC ist nur für etwa 150 ns nach einer Kollision empfindlich.) Kriterium S.2 muß angewandt werden, da Myonen mit noch geringerem Impuls die Kalorimeter nicht mehr vollständig durchdringen. Dadurch sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit ab, und das Spektrum der Myonen wird stark verzerrt. S.3 schränkt den Raumwinkel auf einen Bereich ein, in dem die Weglänge der Spuren in der TPC ausreicht, um eine gute Impulsmessung zu gewährleisten. Durch R.2 werden nicht nur Myonen aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ zurückgewiesen, sondern auch solche aus 2-Photon-Wechselwirkungen $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ und τ -Zerfälle, falls beide τ -Leptonen myonisch zerfallen.

Selektions-kriterium	Nachweiswahr-scheinlichkeit	totale Nachweiswahr-scheinlichkeit	Impuls-abhängigkeit
S.3	$1,000 \pm 0,000$	$1,000 \pm 0,000$	$0,000 \pm 0,000$
E.1 + E.2	$0,900 \pm 0,001$	$0,900 \pm 0,001$	$0,016 \pm 0,007$
E.3	$0,993 \pm 0,000$	$0,894 \pm 0,001$	$0,014 \pm 0,007$
S.1	$0,999 \pm 0,000$	$0,893 \pm 0,001$	$0,015 \pm 0,007$
S.2	$0,996 \pm 0,000$	$0,890 \pm 0,001$	$0,016 \pm 0,007$
E.4	$0,894 \pm 0,002$	$0,755 \pm 0,002$	$0,016 \pm 0,007$
E.5	$0,990 \pm 0,000$	$0,748 \pm 0,002$	$0,035 \pm 0,007$
E.6	$1,000 \pm 0,000$	$0,748 \pm 0,002$	$0,035 \pm 0,007$
R.1	$0,998 \pm 0,000$	$0,746 \pm 0,002$	$0,035 \pm 0,007$
R.2	$0,813 \pm 0,002$	$0,606 \pm 0,002$	$0,036 \pm 0,010$

Tabelle 3.2: Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ - Zerfälle. Die erste Spalte bezieht sich nur auf das links angegebene Kriterium, während die zweite und dritte alle vorherigen Kriterien mit einbezieht.

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Selektionsschritte. Sie wurde mit simulierten Ereignissen erstellt. Die Hauptverluste entstehen durch die Reduktion des Raumwinkels (S.3), den Ausschluß der niederenergetischen Myonen (S.2) und den Verlust der Ereignisse mit zwei myonischen τ -Zerfällen (R.2). Die Effizienz der Myonidentifikation ist in der Tabelle noch nicht eingeschlossen. Ihre Bestimmung ist in Abschnitt 3.4 beschrieben. Es ergibt sich eine totale Nachweiswahrscheinlichkeit von $(55,1 \pm 0,3)\%$. Ferner wurde die Impulsabhängigkeit der Selektion untersucht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde als Funktion des skalierten Myonimpulses $x_\mu = \frac{p_\mu}{E_{beam}}$ bestimmt und durch eine Gerade approximiert. Die dritte Spalte der Tabelle gibt die Steigung dieser Geraden an.

3.3 Myonidentifikation

Die Identifikation von Myonen basiert auf der großen Reichweite von Myonen in Materie. Sie durchdringen den gesamten Detektor, ohne eine Schauerentwicklung auszulösen. Treffer in den äußeren Lagen des Hadronkalorimeters HCal) oder in den Myonkammern (MDet) sind daher ein charakteristisches Signal für Myonen. Um Myonen zu identifizieren, muß die in den Spurkammern gemessene Spur unter Berücksichtigung des magnetischen Feldes durch die Kalorimeter bis zu den Myonkammern extrapoliert werden. In jeder Lage des Hadronkalorimeters und der Myonkammern wird dann der Abstand der gefeuerten "streamer"-Röhren zur extrapolierten Spur bestimmt, und die Treffer werden assoziiert, deren Abstand kleiner als eine bestimmte Strecke (Breite des Spurbereiches) ist. Ein Teilchen wird als Myon identifiziert, wenn die Zahl und Anordnung der assoziierten Treffer im HCal oder in den Myonkammern mit denen eines Myons verträglich ist.

Die Extrapolation der Spuren geht von einer Anpassung einer speziell parametrisierten Helix an die Spurpunkte aus, die neben den 5 Standardparametern (siehe Abbildung 2.5) eine mögliche Ablenkung des Teilchens durch Vielfachstreuung in der ITC-TPC-Wand enthält. Die Extrapolation erfolgt in etwa 30 Schritten (im HCal 1 Schritt pro Lage). Für jeden Schritt wird ein über den Extrapolationsbereich gemittelter Wert des Magnetfeldes benutzt und die Spur durch das Stück einer Helix fortgesetzt. Nach jedem Schritt wird die zurückgelegte Weglänge bestimmt, und daraus der Energieverlust (Bethe-Bloch Formel) und die erwartete mittlere Abweichung von der Extrapolation durch Vielfachstreuung ($\sigma_{m.s.}$) berechnet. Vor dem nächsten Schritt wird der Impuls auf den Energieverlust hin korrigiert. In jeder Lage des HCal's wird bestimmt, ob der extrapolierte Spurpunkt in den aktiven Bereich des Detektors fällt oder nicht. (Als inaktive Bereiche werden geometrisch bedingte Totzonen und teilweise auch Ineffizienzen durch Hardware bedingte Ausfälle gewertet.) Die Gesamtzahl der erwarteten gefeuerten Lagen für ein vollständig durchdringendes Teilchen wird bestimmt.

Die Bestimmung des Abstandes zwischen den gefeuerten "streamer"-Röhren und den Punkten der extrapolierten Spur geschieht durch geometrische Relationen. Es ist zu beachten, daß im HCal im Gegensatz zu den Myonkammern nur der Abstand senkrecht zu den "streamer"-Röhren bestimmt werden kann. Die Breite des Spurbereiches, die über die Assozierung eines Treffers entscheidet, ändert sich in der Regel von Spur zu Spur und von Kalorimeterlage zu Kalorimeterlage. Sie setzt sich zusammen aus einem Vielfachen der erwarteten Abweichung durch Vielfachstreuung und einem konstanten Term, der Extrapolationsfehler durch die Ungenauigkeit der Impulsmessung und Unsicherheiten in der Bestimmung des Magnetfeldes pauschal enthält. Zur Erkennung von hadronischen Schauern kann der konstante Term soweit vergrößert werden, daß der größte Teil eines Schauers im Spurbereich liegt.

Zur Identifikation von Myonen im HCal wird verlangt, daß in den äußersten Lagen noch Treffer gefunden werden und daß die Schauerbreite nicht auf ein Hadron hindeutet. (Die Schauerbreite gibt den maximalen Abstand der assoziierten Treffer einer Ebene, gemittelt über alle gefeuerten Ebenen, an.) In den Myonkammern wird lediglich ein assoziierter Treffer verlangt. Tabelle 3.3 gibt die genauen Kriterien. Neben der Myonidentifikation sind die Anforderungen einer Teilidentifikation angegeben. Durch weniger scharfe Schnitte besitzt sie eine höhere Effizienz, aber auch einen größeren Untergrund durch Mißidentifikation. Sie wird zur Unterdrückung des Prozesses $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ benutzt.

Myonidentifikation			
	Schnitt	Lagen	Spurbereich
HCal	≥ 4 gefeuerte Lagen Schauerbreite $< 2,8\text{cm}(\cos(\theta) < 0,6)$ Schauerbreite $< 4,0\text{cm}(\cos(\theta) \geq 0,6)$	äußerste 6 Lagen gefeuerte Lagen gefeuerte Lagen	$1,5\text{cm} + 3\sigma_{m.s.}$ $30\text{cm} + 3\sigma_{m.s.}$ $30\text{cm} + 3\sigma_{m.s.}$
	≥ 1 assoziierter Treffer	alle Lagen	$2,5\sigma_{m.s.}$
Teilidentifikation			
	Schnitt	Lagen	Spurbereich
HCal	$\frac{\text{Zahl der gefeuerten Lagen}}{\text{Zahl der erwarteten gefeuerten Lagen}} \geq 0,28$ Schauerbreite $< 4,2\text{cm}(\cos(\theta) < 0,6)$ Schauerbreite $< 6,0\text{cm}(\cos(\theta) \geq 0,6)$	äußerste 7 Lagen gefeuerte Lagen gefeuerte Lagen	$2,0\text{cm} + 3\sigma_{m.s.}$ $30\text{cm} + 3\sigma_{m.s.}$ $30\text{cm} + 3\sigma_{m.s.}$
	≥ 1 assoziierter Treffer	alle Lagen	$4,0\sigma_{m.s.}$
MDET			

Tabelle 3.3: Kriterien für die Myonidentifikation.

3.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen (hiermit ist nur die Effizienz der Teilchenidentifikation gemeint, ausschließlich der in Tabelle 3.2 angegebenen Effizienz der Ereignisselektion) wurde mit Testereignissen aus den Daten bestimmt. Drei verschiedene Klassen von Testereignissen wurden zu unterschiedlichen Zwecken selektiert. Klasse I enthält Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und dient zur Bestimmung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit bei $x_\mu \approx 1$. Klasse II enthält Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ und dient zum Studium der Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Impulsen. Für die dritte Testklasse wurden Myonen mit Hilfe der Myonkammern selektiert. Sie wird zur Untersuchung der Impulsabhängigkeit der Myonidentifikation mit dem HCal benutzt.

Die Ereignisse der Klasse I werden mit den Spurkammern und dem ECal selektiert. Die Selektion ist somit unabhängig vom Signal der Myonen im HCal und MDet, auf denen die Myonidentifikation basiert. Für Klasse I werden zwei hochenergetische Spuren mit geringer Energiedeposition im ECal verlangt. Die Ereignisse müssen die Kriterien E.1 bis E.6 der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Ereignisselektion und die Folgenden erfüllen:

- I.1 Genau 1 Spur pro Hemisphäre
- I.2 Impuls $0,9 < x_\mu < 1,2$ (beide Spuren)
- I.3 Polarwinkel $|\cos(\theta_\mu)| < 0,9$ (beide Spuren)
- I.4 Energiedeposition im gesamten ECal $250\text{ MeV} < E_{ECal} < 2\text{ GeV}$

Es wurden 7973 Ereignisse selektiert. Mögliche Untergrundbeiträge wurden mit simulierten Ereignissen studiert. Der gesamte Untergrund ist kleiner als 0,1 %. Zur Illustration siehe Abbildung 3.2.

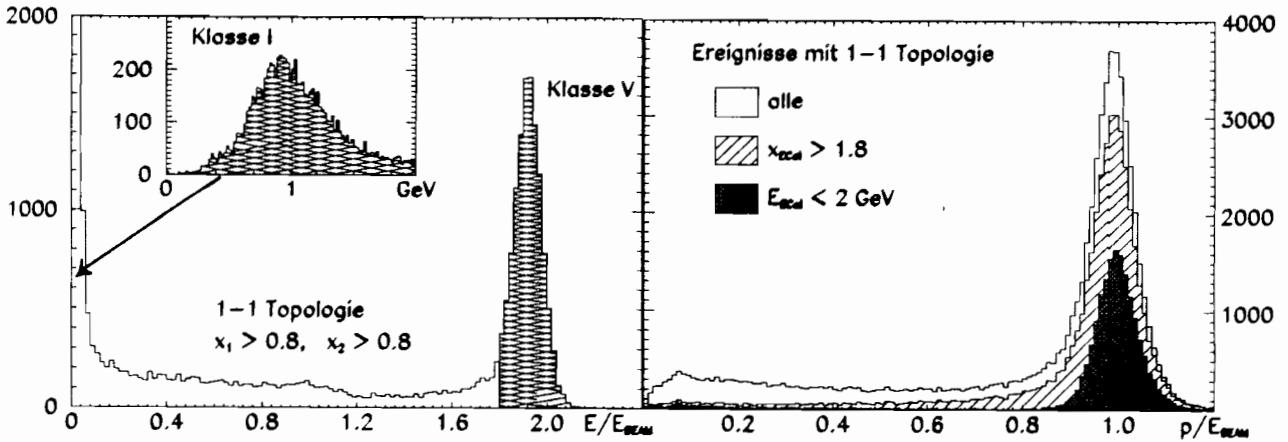


Abbildung 3.2: Impulsspektrum (rechts) und Energiedeposition im ECal (links) aller Ereignisse mit 1-1 Topologie.

Für Klasse II werden Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$ ebenfalls mit den Spurkammern und dem ECal selektiert. Es werden Ereignisse mit zwei niederenergetischen, nicht kollinearen Spuren selektiert, deren Energiedeposition im ECal verträglich mit der Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens ist. Die Selektionskriterien sind:

- II.1 Genau 2 Spuren im Ereignis
- II.2 Polarwinkel $|\cos(\theta_\mu)| < 0,9$ (beide Spuren)
- II.3 Gesamtimpuls $p_1 + p_2 < 20 \text{ GeV}/c$
- II.4 Pseudorapidität $|\log(\frac{p+p_L}{p-p_L})_{Spur1} + \log(\frac{p+p_L}{p-p_L})_{Spur2}| > 0,4$
(p_L : Longitudinalkomponente des Impulses relativ zur Strahlachse)
- II.5 Keine identifizierten Photonen im Ereignis
- II.6 Beide Spuren im aktiven Bereich des ECal's
- II.7 Energiedeposition im ECal innerhalb von 2σ verträglich mit der Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens (beide Spuren)

Abbildung 3.3 zeigt das Spektrum der selektierten Myonen und die Pseudorapiditätsverteilung. Im relevanten Spektralbereich ($x_\mu > 0,1$) wurden 169 Spuren selektiert. Der Untergrund an Hadronen aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+\tau^-$ beträgt etwa 1 % und etwa 0,1 % aus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, bestimmt mit simulierten Ereignissen.

Myonen, nachgewiesen mit den Myonkammern, bilden die III. Testklasse. Verlangt wird eine einzelne Spur in einer Hemisphäre mit einem assoziierten Treffer in einer der Myonkammern. Es wurden auch Treffer in den Myonkammern mit einem großen Abstand zur extrapolierten Spur akzeptiert, um die Testklasse nicht auf Spuren mit guter Spurextrapolation einzuschränken. Die Kriterien sind:

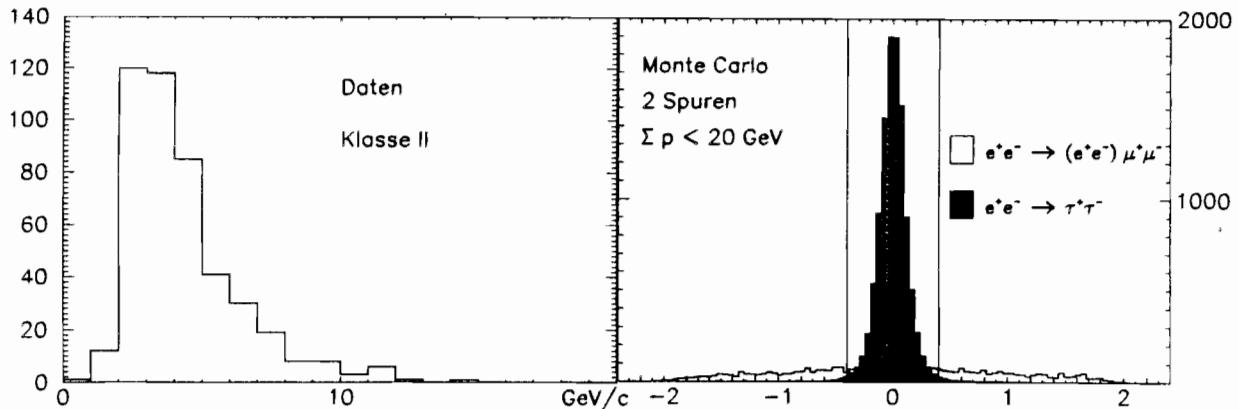


Abbildung 3.3: Selektion der Klasse II: links Impulsspektrum nach allen Schnitten, rechts Pseudorapiditätsverteilung, nach II.1 bis II.3.

- III.1 Genau 1 Spur in einer Hemisphäre
- III.2 Impuls $x_\mu > 0,1$
- III.3 Polarwinkel $|\cos(\theta_\mu)| < 0,9$
- III.4 1 Treffer in einer Myonkammer innerhalb $4,0 \sigma_{m.s.}$

Selektiert wurden 20703 Myonen, die aus zwei Quellen stammen: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ - Ereignisse bei hohen Impulsen und $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ - Zerfälle, vornehmlich bei niederen Impulsen. Der Untergrund beträgt etwa 1 % der $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ - Zerfälle (bestimmt mit der in Abschnitt 3.6 beschriebenen Methode). Diese Testklasse eignet sich nicht zur Messung absoluter Nachweiswahrscheinlichkeiten, da im Zentralteil des Detektors durch die räumliche Überdeckung der inaktiven Bereiche der Myonkammern mit denen des HCal's die durch die inaktiven Bereiche verursachten Verluste nicht richtig beschrieben werden.

	volle Identifikation		Teilidentifikation	
	ganzer Detektor	passive Zonen ausgeschlossen	ganzer Detektor	passive Zonen ausgeschlossen
Daten 1989	$74,6 \pm 1,4$	$83,1 \pm 1,3$	$93,1 \pm 0,8$	$96,7 \pm 0,6$
1990	$89,0 \pm 0,3$	$94,1 \pm 0,3$	$96,9 \pm 0,2$	$99,1 \pm 0,1$
1991	$95,8 \pm 0,3$	$98,1 \pm 0,2$	$98,2 \pm 0,2$	$99,8 \pm 0,1$
alle	$90,9 \pm 0,2$	$95,1 \pm 0,2$	$97,2 \pm 0,1$	$99,2 \pm 0,1$
Monte Carlo				
Klasse I	$95,0 \pm 0,1$	$98,6 \pm 0,1$	$98,0 \pm 0,1$	$99,7 \pm 0,0$
wahre μ	$95,1 \pm 0,1$	$98,6 \pm 0,0$	$98,2 \pm 0,0$	$99,7 \pm 0,0$

Tabelle 3.4: Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen bei $x_\mu \approx 1$ in %.

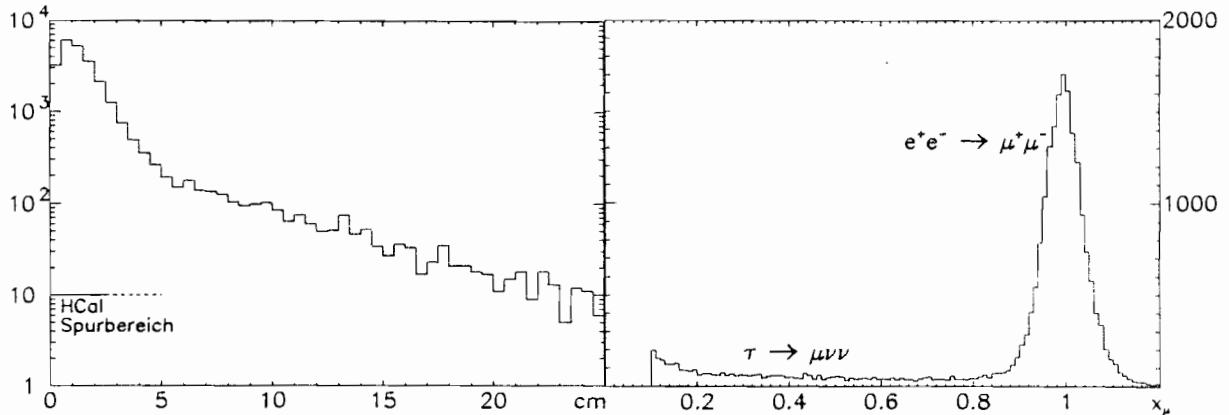


Abbildung 3.4: Ereignisse der Klasse III. Links: Abstand der Treffer in MDet zur extrapolierten Spur. Rechts: Spektrum.

In Tabelle 3.4 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen, gemessen mit den Ereignissen aus Klasse I, angegeben. Der größte Teil der Verluste geht auf Myonen zurück, die sowohl im HCal als auch im MDet auf inaktive Bereiche zwischen den Modulen bzw. Myonkammern treffen. Im Zentralbereich des Detektors ist dies möglich (siehe Abb. 2.12). Die geringere Effizienz in den 1989 aufgezeichneten Daten geht auf technische Probleme in der Anfangsphase des Experimentes zurück. Die Steigerung von 1990 auf 1991 wurde durch das Anbringen der zweiten Doppellage Myonkammern bewirkt. (Für die simulierten Ereignisse wurden ebenfalls zwei Doppellagen Myonkammern angenommen.) In der Tabelle sind außerdem je zwei Werte für simulierte Ereignisse (Monte Carlo) angegeben. Der erste Wert wurde mit demselben Verfahren wie in den Daten, also mit den Ereignissen der Klasse I, bestimmt. Der zweite Wert wurde von allen generierten Myonen abgeleitet. Ein Vergleich der beiden Werte zeigt die Gültigkeit des Verfahrens mit einer Genauigkeit von 0,1 %. Dieser Wert wird im folgenden als systematische Unsicherheit der Effizienzmessung benutzt.

Zu sehr kleinen Impulsen hin muß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen auf 0 abfallen, da der Energieverlust der Myonen in den Kalorimetern so groß wird, daß sie stecken bleiben, bevor sie die äußeren Lagen des HCal's und die Myonkammern erreichen. Dieser Abfall kann mit den Spuren aus Klasse II untersucht werden. Das Resultat ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Oberhalb von $x_\mu = 0,1$ ($p_\mu \approx 4,5 \text{ GeV}/c$) ist noch kein signifikanter Rückgang der Nachweiswahrscheinlichkeit zu erkennen. (Die gestrichelte Linie deutet die Effizienz bei $x_\mu = 1$ an.)

Für die Messung der τ -Polarisation ist die Kenntnis der Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von großer Bedeutung. Sie kann ebenfalls mit den Ereignissen der drei Klassen studiert werden. Da die Impulsabhängigkeit innerhalb des analysierten Spektralbereiches ($x_\mu = 0,1$ bis $0,95$) nur gering ist, wurde sie durch eine Gerade approximiert

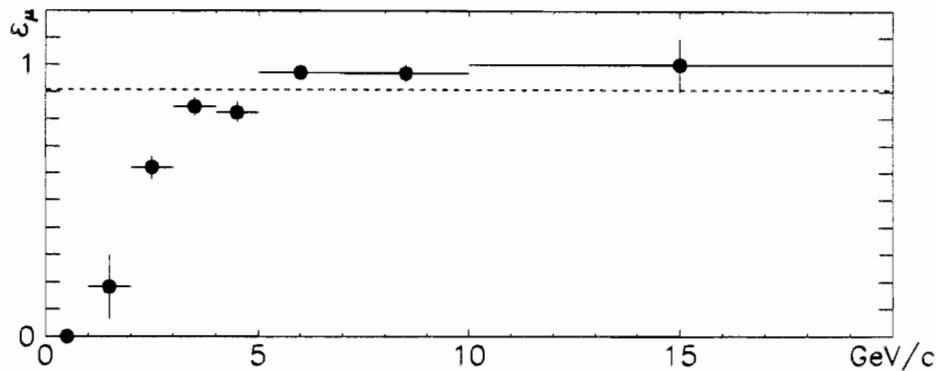


Abbildung 3.5: Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen bei kleinen Impulsen.

$(a + b \cdot x_\mu)$. Für die Bestimmung der Steigung wurden die Identifikationen mit dem HCal und dem MDet als unabhängige Selektionen betrachtet. Die Impulsabhängigkeit der gesamten Identifikation ergibt sich dann durch Multiplikation der Ineffizienzen von HCal - und MDet - Selektion (Der quadratische Term in x_μ wurde vernachlässigt).

$$1 - \epsilon_\mu(x_\mu) = [1 - (a^{H\text{Cal}} + b^{H\text{Cal}} \cdot x_\mu)] \cdot [1 - (a^{MD\text{et}} + b^{MD\text{et}} \cdot x_\mu)] \quad (3.1)$$

Die Parameter der HCal - Selektion wurden mit den Spuren der Klasse III bestimmt. Das Resultat ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Für die MDet - Selektion wurde die Gerade durch die beiden Punkte bei $x_\mu \approx 1,0$ (Klasse I) und $x_\mu = 0,14$ (Klasse II) festgelegt. Die getrennte Bestimmung für HCal und MDet wurde gewählt, da so die hohe statistische Genauigkeit von Klasse II ausgenützt werden kann. Das Ergebnis ist in Tabelle 3.5 angegeben. Wieder zeigt ein Test des Verfahrens mit simulierten Ereignissen dessen Zulässigkeit.

	$b^{H\text{Cal}}$	$b^{MD\text{et}}$	b^{gesamt}
Daten	$-2,8 \pm 1,3$	$-7,5 \pm 2,8$	$-2,3 \pm 0,7$
Monte Carlo			
Testklassen	$-3,4 \pm 0,9$	$-14,5 \pm 0,9$	$-1,9 \pm 0,1$
wahre μ	$-1,9 \pm 0,9$	$-13,4 \pm 0,6$	$-1,9 \pm 0,1$

Tabelle 3.5: Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen.

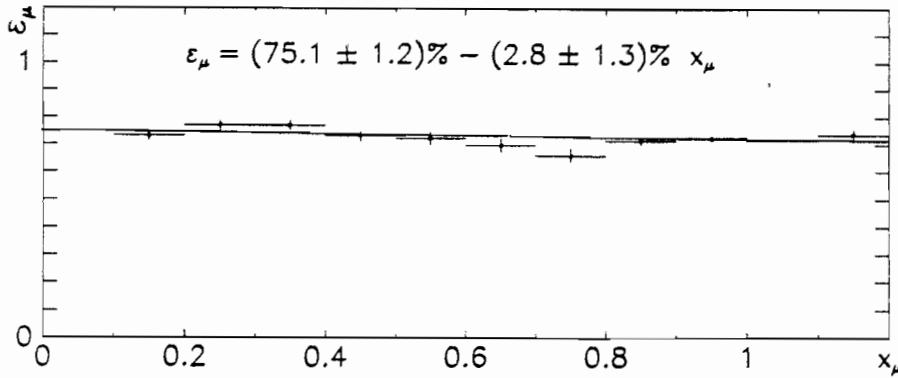


Abbildung 3.6: Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Identifikation mit dem HCal.

3.5 Untergrund von $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Myonen aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ stellen eine bedeutende Untergrundquelle dar. Diese wird dadurch unterdrückt, daß Ereignisse mit mehr als einem teilidentifizierten Myon ebenso verworfen werden wie Ereignisse, in denen eine Spur mit einem Impuls größer als $0,90 \cdot E_{Beam}$ in der dem Myon entgegengesetzten Hemisphäre rekonstruiert wurde.

Die Schnitte unterdrücken diesen Prozeß, ein geringer Untergrund verbleibt aber. Die Größe und das Spektrum dieses Untergrundes können aus den Daten bestimmt und das Spektrum der $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Ereignisse damit korrigiert werden. Die Größe des Untergrundes wird mit Hilfe der folgenden Gleichung berechnet:

$$1 = [\epsilon_\mu^2] + [2\epsilon_\mu(1 - \epsilon_\mu)] + [(1 - \epsilon_\mu)^2] \quad (3.2)$$

Bei bekannter Effizienz (siehe Abschnitt 3.4) gibt der erste Summand die Wahrscheinlichkeit, beide Myonen eines Ereignisses zu teilidentifizieren, der zweite gibt die Wahrscheinlichkeit an, nur ein teilidentifiziertes zu finden, und der letzte, keines zu finden. Sie addieren sich zu eins. Zählt man in den Daten die Ereignisse, in denen zwei Myonen teilidentifiziert wurden, und multipliziert sie mit dem Verhältnis der ersten beiden Summanden, so erhält man die Anzahl der Ereignisse, in denen eines der Myonen verloren ging.

Um das Spektrum des Untergrundes zu bestimmen, werden Ereignisse mit zwei teilidentifizierten Myonen selektiert, die die Kriterien E.1 bis E.6 und S.1 bis S.3 erfüllen. Ihr Spektrum entspricht dem der Ereignisse mit einem verlorenen Myon. Die Reduktion des Untergrundes durch die Kriterien S.4 und insbesondere R.1 muß noch berücksichtigt werden: Per Zufall wird eines der beiden Myonen als teilidentifiziert ausgewählt, und angenommen, das andere sei verloren gegangen. Auf das erste wird dann S.4 und R.1 angewandt. Die verbleibenden

Ereignisse werden mit dem obigen Verhältnis gewichtet und spiegeln so Größe und Spektrum des Untergrundes wider. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß dieses Spektrum die Korrektur aller Ereignisse mit zwei Myonen im Endzustand enthält, also $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, falls beide τ -Leptonen myonisch zerfallen, und $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$. Das Korrekturspektrum ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

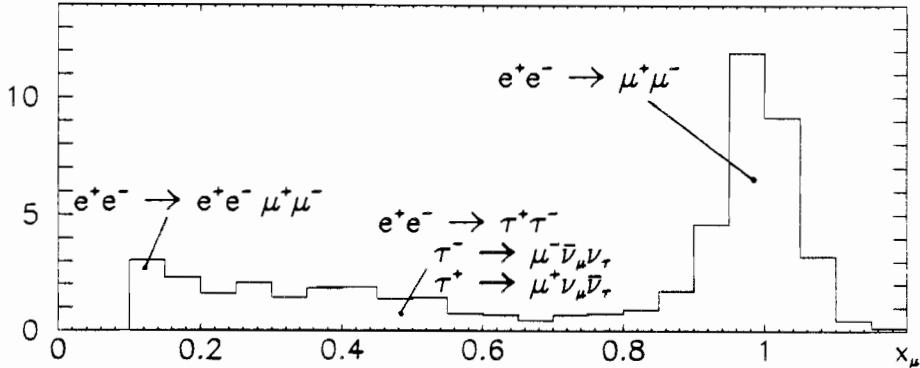


Abbildung 3.7: Korrekturspektrum für Ereignisse mit zwei Myonen im Endzustand.

Das Korrekturverfahren wurde mit simulierten Ereignissen $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ getestet. Zunächst wurde die Selektion von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Zerfällen auf diese Ereignisse angewandt und das Spektrum der selektierten Myonen aufgezeichnet. Dieses Spektrum wurde dann nach dem oben beschriebenen Verfahren korrigiert. Das korrigierte Spektrum sollte für alle Impulse mit Null verträglich sein. Tatsächlich stellt sich heraus, daß die Korrektur zu klein ausfällt. In Abbildung 3.8 ist die Anzahl selektierter und korrigierter $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Zerfälle sowie deren Verhältnis als Funktion von x_{rec} (Kriterium R.1) dargestellt. Die Korrektur wird um bis zu 40 % unterschätzt. Dieser Wert wird im folgenden als systematische Unsicherheit des Korrekturverfahrens benutzt.

Die Ursache der zu kleinen Korrektur liegt in einer Korrelation zwischen ungenauer Impulsmessung und Verlusten bei der Myonteilidentifikation. Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 3.8 gezeigt. In den meisten Ereignissen, in denen nur eines der beiden Myonen identifiziert wurde, entweicht das zweite durch den inaktiven Bereich zwischen zwei Modulen des HCal's. Im Zentralbereich des Detektors befinden sich dahinter keine Myonkammern (siehe Abb. 2.12)! Wenn ein Myon mit einem Impuls von $45 \text{ GeV}/c$ in diese Richtung fliegt, bedeutet dies aber immer, daß die Spur in der TPC sehr dicht am Übergangsbereich zweier Sektoren des äußeren Ringes ist. Da am äußeren Rand der Sektoren die Ortsauflösung schlechter ist, wird die Impulsauflösung für diese Myonen schlechter. Wurde für x_{rec} ein Wert gewählt, für den das Myonspektrum steil ansteigt, so führt die schlechtere Impulsauflösung zu einer geringeren Unterdrückung des Untergrundes durch das Kriterium R.1. Das Korrekturspektrum zeigt die reduzierte Wirkung von R.1 nicht. Schließt man von vornherein alle Spuren aus, die in inaktive Bereiche des HCal's zeigen, so verschwindet der Effekt. Als systematische Unsicherheit der Korrektur wird dann nur noch 20 % angenommen, was die statistische Genauigkeit widerspiegelt, mit der der Test durchgeführt wurde.

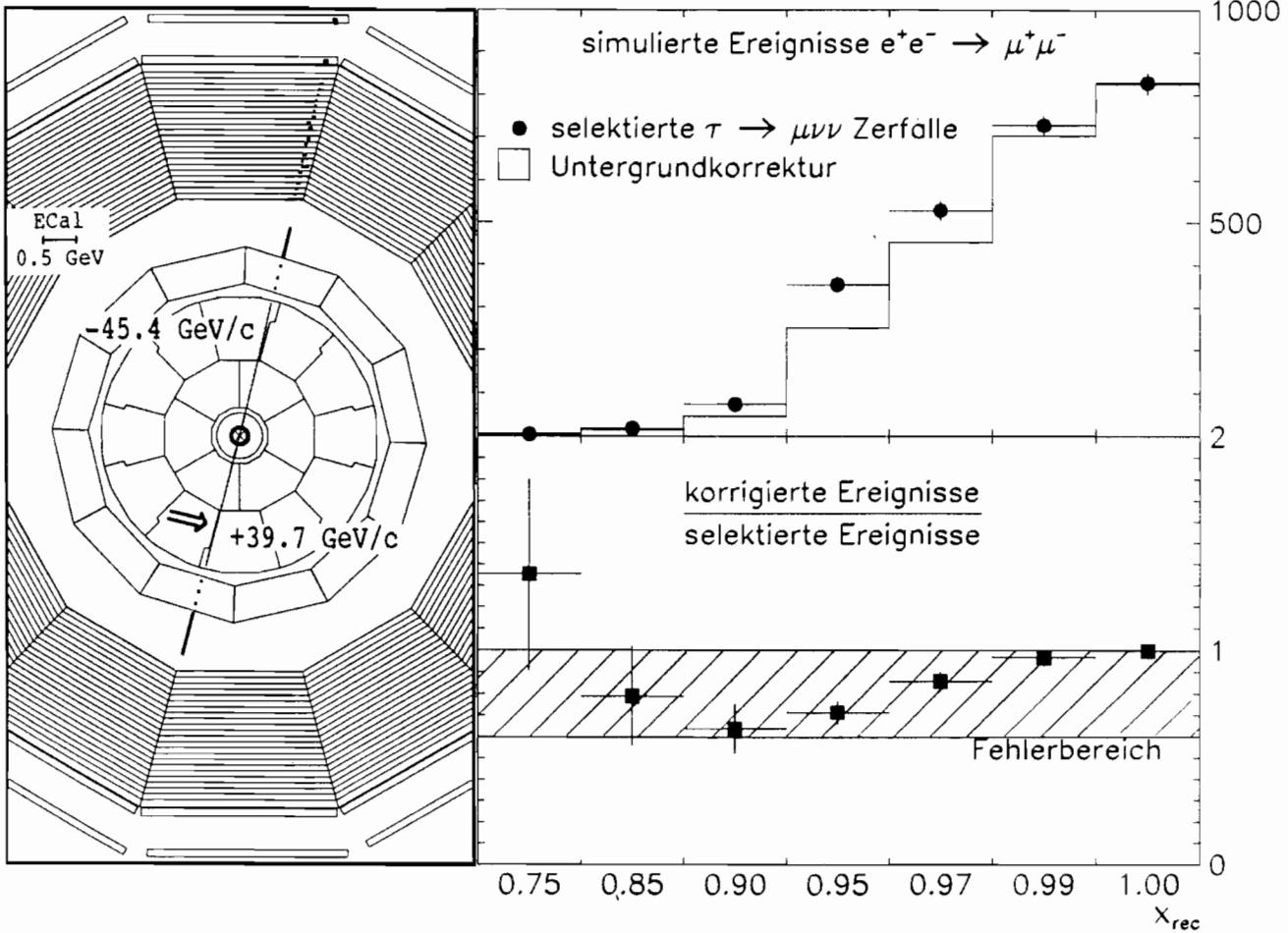


Abbildung 3.8: Links: typ. Ereignis, das durch die Korrektur nicht korrekt erfaßt wird. Rechts oben: Größe der Korrektur. Rechts unten: Verhältnis von selektierten zu identifizierten Ereignissen.

3.6 Hadronmißidentifikation

Neben dem Untergrund an $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen stellt die Mißidentifikation von Hadronen aus Zerfällen $\tau \rightarrow had\ n\pi^0\nu_\tau$ den bedeutendsten Untergrund dar. Die Unterscheidung solcher Zerfälle von den gesuchten $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Zerfällen beruht alleine auf der Myonidentifikation, d.h. dem unterschiedlichen Verhalten von Hadronen und Myonen im HCal (siehe Abb. 2.11). Abbildung 3.9 zeigt die unterschiedliche Reichweite und Breite der Energiedeposition von Hadronen und Myonen. Dargestellt sind die Verteilungen der Größen, die zur Myonidentifikation herangezogen werden.

Man klassifiziert Hadronen, die fälschlicherweise als Myonen identifiziert werden, nach der Ursache ihrer großen Reichweite:

- “decay in flight”: Pionen und Kaonen, sind nicht absolut stabil. Sie können innerhalb des Detektors in ein Myon zerfallen. Aufgrund der Zeitdilatation ist dies bei niederenergetischen Hadronen sehr viel wahrscheinlicher.

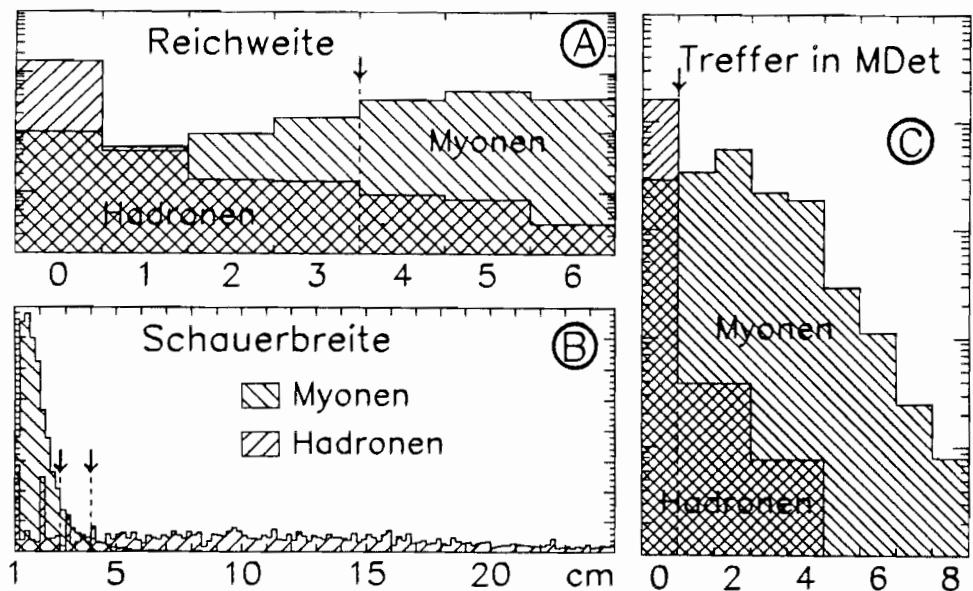


Abbildung 3.9: Unterscheidung von Hadronen und Myonen in HCal und MDet. A: Anzahl gefeuerter HCal - Lagen unter den äußersten 6; B: Schauerbreite im HCal; C: Anzahl der Treffer in MDet. (Testklasse I und IV (siehe unten); normiert auf gleiche Anzahl an Ereignissen. Man beachte den logarithmischen Maßstab von A und C.)

- “punch through“ Durch statistische Fluktuationen in der Ausbildung des hadronischen Schauers und der Absorption der freigesetzten Teilchen kann es vorkommen, daß einzelne Schauerteilchen das HCal vollständig durchdringen.
- “sail through“ Selbst bei einer Dicke der Kalorimeter von 7 hadronischen Wechselwirkungslängen bleibt eine kleine, aber nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit, daß es zu keiner Wechselwirkung im Detektor kommt.

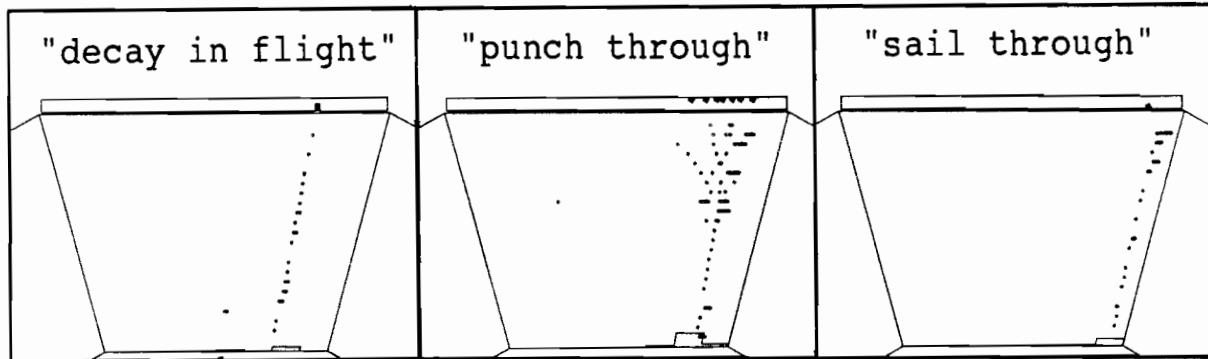


Abbildung 3.10: Beispiele mißidentifizierter Hadronen (Testklasse IV). Links: “punch through”; Mitte: “decay in flight”; rechts: “sail through”.

In Abbildung 3.10 ist für jeden der drei Fälle ein Beispiel dargestellt. Die erste Kategorie stellt mit etwa 60 % den größten Anteil am Untergrund dar. Er wird nur dadurch reduziert, daß die rekonstruierte Spur sich nicht notwendigerweise mit der Spur des Myons deckt. (In der Regel wird aus den Spurpunkten von Hadron und Myon eine gemeinsame Spur rekonstruiert.) Die Extrapolation der Spur ins HCal deckt sich dann nicht mehr mit der wahren Spur, so daß die Treffer nicht in allen Fällen mit der Spur assoziiert werden. "Punch through"-Ereignisse bilden den nächstgrößeren Anteil am Untergrund. Er entsteht vornehmlich durch Treffer in den Myonkammern, da in diesem Fall auch Spuren mit einer großen Schauerbreite akzeptiert werden. Der Beitrag der dritten Gruppe ist vernachlässigbar.

Da der Untergrund an Hadronen im Myonspektrum nicht vernachlässigbar ist, muß eine Korrektur durchgeführt werden. Der Untergrund wird dazu in zwei Schritten bestimmt. Zunächst wird mit Hilfe von simulierten Ereignissen das Spektrum der Hadronen erzeugt, die die kinematischen Schnitte passieren (E.1 bis E.6, S.1 bis S.3, R.1 bis R.2; siehe Abschnitt 3.2). Es ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Dabei nützt man die theoretischen Vorhersagen der Spektren der Hadronen und die gemessenen Verzweigungsverhältnisse aus. Die Simulation des Ansprechverhaltens des Detektors auf die Ereignisse geht nur wenig ein. Im zweiten Schritt wird die Wahrscheinlichkeit ϵ_{had} bestimmt, mit der ein Hadron als Myon identifiziert wird. Das Spektrum wird dann mit dieser Wahrscheinlichkeit skaliert. Die Bestimmung von ϵ_{had} mit simulierten Ereignissen ist mit zu großen Unsicherheiten behaftet, da hierzu eine exakte Beschreibung der Ausbildung hadronischer Schauer in den Kalorimetern nötig wäre. Statt dessen wird ϵ_{had} aus den Daten bestimmt. Mit dem ECal werden neutrale Pionen in der Nähe einer einzelnen, geladenen Spur gesucht. Da neutrale Pionen nur in hadronischen τ -Zerfällen vorkommen, kann man mit den geladenen Spuren ϵ_{had} messen.

Die Testklasse IV für Hadronen wird nach Erfüllen von E.1 bis E.6 nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- IV.1 Genau 1 Spur in der Hemisphäre
- IV.2 Impuls $x > 0,1$
- IV.3 Polarwinkel $|\cos(\theta)| < 0,9$
- IV.4a 2 Photonen mit einer invarianten Masse von $140 \pm 40 \text{ MeV}$
oder
- IV.4b ≥ 3 Photonen

Die Photonen müssen dabei eine Mindestenergie von 1 GeV besitzen. Bei IV.4b werden auch Photonen, die in ein e^+e^- -Paar konvertierten sowie solche, die in der unmittelbaren Nähe von inaktiven Bereichen des ECal's rekonstruiert wurden, akzeptiert. Durch das Kriterium IV.4a werden vornehmlich $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ -Zerfälle selektiert, durch IV.4b $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$ - und $\tau \rightarrow \pi^0\nu_\tau$ -Zerfälle.

Ferner müssen in der entgegengesetzten Hemisphäre folgende Bedingungen erfüllt sein:

- IV.5 $x_{rec} < 0,90$
- IV.6 $\frac{E_{rec}(ECal)}{E_{Beam}} < 0,85$
- IV.7 Keine Spur teilidentifiziert als Myon

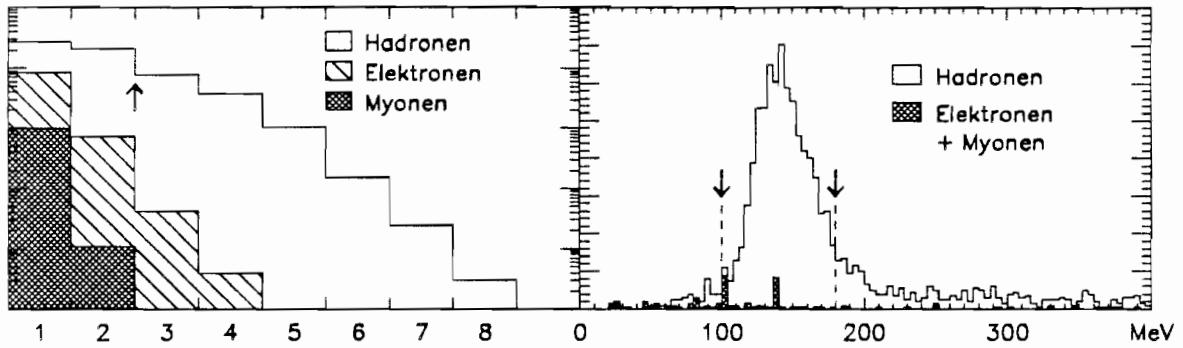


Abbildung 3.11: π^0 -Rekonstruktion. Links: Anzahl der rekonstruierten Photonen. (logarithmische Skala!) Rechts: invariante Masse für Ereignisse mit 2 Photonen. (Simulierte Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.)

Abbildung 3.11 veranschaulicht die Rekonstruktion neutraler Pionen. Insgesamt wurden 2748 Ereignisse gefunden. Der Untergrund wurde mit simulierten Ereignissen studiert. Er ist in weiten Bereichen des Spektrums vernachlässigbar. Nur bei $x_{had} \approx 1,0$ erreicht er wenige Prozent von $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen mit Bremsstrahlung.

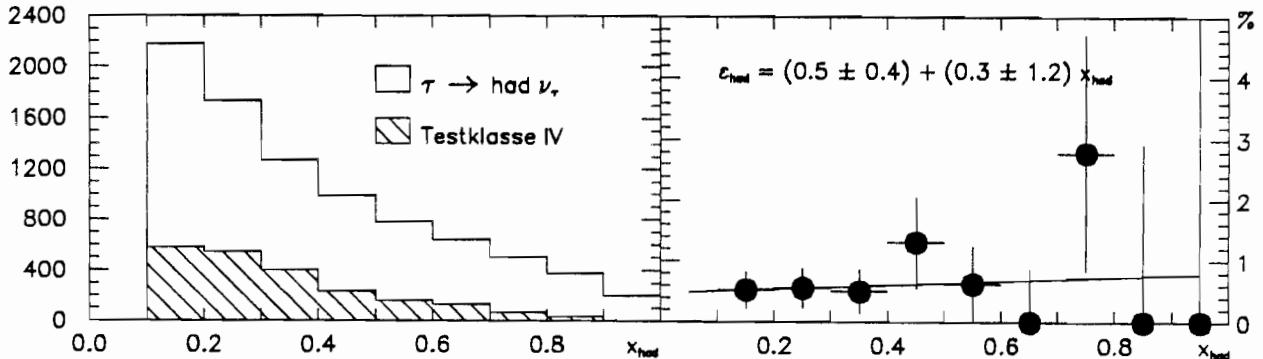


Abbildung 3.12: Links: Spektrum der Hadronen vor Anwendung der Myonidentifikation (simulierte Ereignisse; normiert auf Daten) sowie Spektrum der Testklasse IV (Daten). Rechts: Wahrscheinlichkeit für Mißidentifikation von Hadronen.

Die Messung der Mißidentifikationswahrscheinlichkeit mit den Ereignissen der Testklasse ergibt einen mittleren Wert von $\epsilon_{had}^{ID} = (0,65 \pm 0,17) \%$ für die volle Myonidentifikation und $\epsilon_{had}^{TID} = (1,25 \pm 0,24) \%$ für die Teilidentifikation. In Abbildung 3.12 ist die Impulsabhängigkeit von ϵ_{had}^{ID} dargestellt. Für die Bestimmung des Untergrundes wurde der Verlauf durch eine Gerade approximiert. Steigung und Achsenabschnitt der Geraden sind stark korreliert. Die Korrelation wurde in den weiteren Analysen berücksichtigt. Eine Anwendung des Verfahrens auf simulierte Ereignisse ergab keinerlei systematische Abweichungen von der wahren Mißidentifikation, so daß auf die Berücksichtigung einer systematischen Unsicherheit verzichtet werden kann. Abbildung 3.12 zeigt außerdem das Spektrum der Hadronen, auf das ϵ_{had}^{ID} angewendet werden muß. Der Untergrund an Hadronen im Myonspektrum ergibt sich zu 2,1 %.

3.7 Weitere kleine Untergrundquellen

Zwei-Photon-Wechselwirkungen

Eine weitere Untergrundquelle wird von Zwei-Photon-Wechselwirkungen gebildet. Studien mit simulierten Ereignissen ergaben, daß der Hauptbeitrag aus dem Kanal $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+\tau^-$ stammt. Da Zwei-Photon-Wechselwirkungen eine gänzlich andere Akollinearitätsverteilung als τ -Paare besitzen, kann man die Verteilung benutzen, um den Untergrund abzuschätzen (siehe Abb. 3.13). Man bestimmt die Anzahl identifizierter Ereignisse mit hoher Akollinearität, subtrahiert die auf Grund von Photonabstrahlung erwartete Anzahl von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ - Zerfällen und extrapoliert dann mit Hilfe simulierter $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+\tau^-$ -Ereignisse in den akzeptierten Bereich geringer Akollinearität. Es ergibt sich ein Untergrund von $5,9 \pm 1,7$ Ereignissen bei insgesamt 2504 Ereignissen. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurde angenommen, daß alle Untergrundereignisse den kleinsten akzeptierten Impuls $x_\mu = 0,1$ besitzen, was die größt mögliche Verzerrung des Spektrums bewirkt.

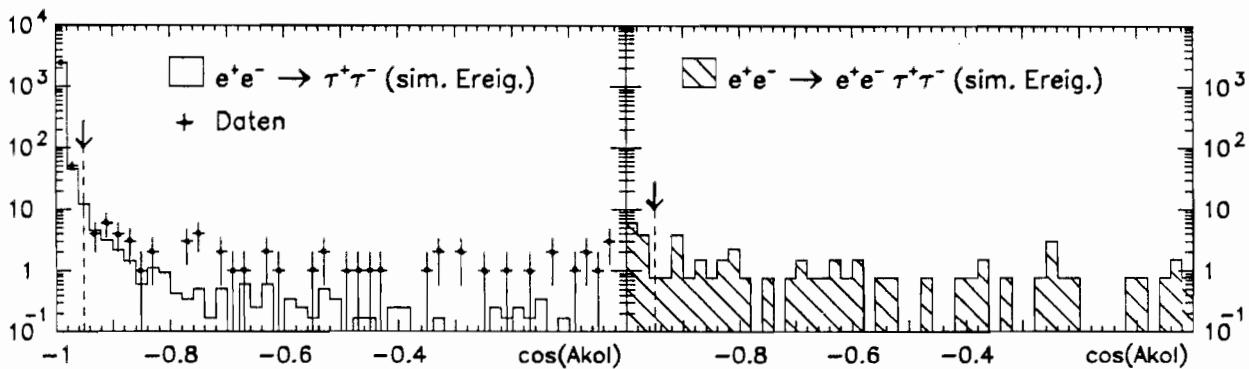


Abbildung 3.13: Akollinearitätsverteilung identifizierter Ereignisse. Links: Daten und simulierte $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse. Rechts: simulierte $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+\tau^-$ Ereignisse.

Kosmische Myonen

Myonen der kosmischen Höhenstrahlung können, sofern sie den Detektor nahe am Wechselwirkungspunkt durchqueren und auch zeitlich mit einer Strahl-Strahl-Kollision im Einklang sind, eine Untergrundquelle darstellen. Untersucht wurden Ereignisse, die alle Selektionskriterien bis auf E.6 erfüllen, bei denen also die ITC nicht angesprochen hatte. Dies bedeutet, daß das Zeitfenster der akzeptierten Ereignisse von weniger als 20 ns auf etwa $5\text{ }\mu\text{s}$ erweitert wurde. Es wurden 11 zusätzliche Ereignisse gefunden. Innerhalb des engen Zeitfensters der ITC erwartet man somit weniger als 1 Ereignis. (Ineffizienzen der ITC für Spuren aus Strahl-Strahl-Wechselwirkungen wurden mit der Testklasse V studiert. Sie sind vernachlässigbar. Testklasse V siehe unten.)

Hadronische Z^0 -Zerfälle

Zur Untersuchung von Untergrundbeiträgen aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ wurden Ereignisse mit hoher Multiplizität oder hoher invarianter Masse in der dem Myon entgegengesetzten Hemisphäre individuell untersucht. Es wurden keinerlei Anzeichen eines solchen Untergrundes gefunden.

Elektronisches Rauschen

Da bereits ein Treffer im MDet zur Identifikation eines Myons genügt, wurde sorgfältig studiert, ob ein solcher Treffer durch elektronisches Rauschen erzeugt werden kann. Dazu wurden $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse nach folgenden Kriterien selektiert (Testklasse V):

- V.1 Genau 1 Spur pro Hemisphäre
- V.2 Impuls $0,8 < z_\mu < 1,2$ (beide Spuren)
- V.3 Polarwinkel $|\cos(\theta_\mu)| < 0,9$ (beide Spuren)
- V.4 Energiedeposition im gesamten ECal $> 1,8 \cdot E_{beam}$

In 7729 Ereignissen hatte keine der Spuren einen assoziierten Treffer im MDet ($4\sigma_{m.s.}$). Diese Untergrundquelle ist somit vernachlässigbar.

Funktionsprüfung des Detektors

Mit den Ereignissen der Testklassen I,II und V wurden vielfältige Tests der Funktion von Hcal und MDet, sowohl hinsichtlich Ineffizienzen als auch im Blick auf elektronisches Rauschen, durchgeführt. Daten, bei denen sich Probleme andeuteten, wurden von der Analyse ausgeschlossen. Ferner wurde eine einwandfreie Funktion der Spurkammern gefordert.

Kapitel 4

Das Verzweigungsverhältnis

$$\tau \rightarrow \mu\nu\mu\nu\tau$$

4.1 Motivation

Die Verzweigungsverhältnisse für die rein leptonischen Zerfälle $\tau^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau$ und $\tau^+ \rightarrow l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ sind aus vielfältigen Gründen interessante Eigenschaften des τ -Leptons. (Im folgenden sind nur noch die Beziehungen für $\tau^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau$ angegeben. Sie gelten für $\tau^+ \rightarrow l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ entsprechend.) Drei Punkte seien beispielhaft aufgeführt:

Universalität von e und μ

Betrachtet man das τ -Lepton als eines der universellen Leptonen im Standardmodell, so ergibt sich seine leptonische Zerfallsbreite zu [33]:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} \cdot f\left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2}\right) \quad (4.1)$$

$$f(y) = 1 - 8y + 8y^3 - y^4 - 12y^2 \ln(y)$$

Die Korrektur f berücksichtigt die endliche Masse des Tochterleptons. Für den Zerfall $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ kann sie vernachlässigt werden, für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ ist ihr Wert 0,973. Man kann die Leptonuniversalität testen, indem man untersucht, ob das τ mit gleicher Kopplungsstärke in ein Myon wie in ein Elektron zerfällt. Das Verhältnis der beiden Verzweigungsverhältnisse ist dann nach 4.1:

$$\frac{V(\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau)}{V(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)} = f\left(\frac{m_\mu^2}{m_\tau^2}\right) = 0,973$$

Die leptonischen Verzweigungsverhältnisse wurden von vielen Kollaborationen bestimmt. Die genauesten Messungen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Als Verhältnis der beiden Verzweigungsverhältnisse erhält man $1,01 \pm 0,04$ in Übereinstimmung mit der Erwartung aus der Leptonuniversalität. (Für weitere Details siehe [39,40].)

	$\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$	$\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$
CELLO [34]	$17,7 \pm 0,8 \pm 0,4$	$18,4 \pm 0,8 \pm 0,4$
MARK J [35]	$17,4 \pm 0,4 \pm 0,9$	
JADE [36]	$18,8 \pm 0,8 \pm 0,7$	$17,0 \pm 0,7 \pm 0,9$
MAC [37]	$18,3 \pm 0,9 \pm 0,5$	$18,0 \pm 0,9 \pm 0,6$
MARK III [38]	$18,0 \pm 1,0 \pm 0,6$	$18,2 \pm 0,7 \pm 0,5$
Weltmittelwert [22]	$17,8 \pm 0,4$	$17,9 \pm 0,4$

Tabelle 4.1: Messungen der leptonischen Verzweigungsverhältnisse. (Die erste Fehlerangabe bezeichnet den statistischen, die zweite den systematischen Fehler. Alle Angaben in %.)

Lebensdauer des τ -Leptons

Vergleicht man den leptonischen τ -Zerfall mit dem Myonzerfall, so kann man die Universalität zwischen dem τ -Lepton und den anderen beiden geladenen Leptonen testen. Zwischen der Lebensdauer des Myons (τ_μ) und der des τ -Leptons (τ_τ) gilt folgende Beziehung (Γ bezeichnet die Zerfallsbreiten):

$$\begin{aligned} \tau_\tau &= \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} = \frac{1}{\Gamma_{\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu}} \cdot \frac{\Gamma_{\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu}}{\Gamma_{\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau}} \cdot \frac{\Gamma_{\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau}}{\Gamma_{\text{tot}}} \\ &= \tau_\mu \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 \left(f \left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2} \right) \right)^{-1} \cdot V(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Setzt man die gegenwärtigen Weltmittelwerte [22] ein ($m_\tau = 1784,1^{+2,7}_{-3,6} \text{ MeV}/c^2$), so ergeben sich die in Tabelle 4.2 zusammengestellten Lebensdauern. Direkte Messungen der Lebensdauer führen auf einen Wert von $(0,303 \pm 0,008) \cdot 10^{-12} \text{ s}$.

	$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	kombiniert
τ_τ	0,283	0,293	0,288
Fehler von τ_μ	vernachlässigbar		
Fehler von m_μ	vernachlässigbar		
Fehler von m_τ	0,003	0,003	0,003
Fehler von $V(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau)$	0,006	0,006	0,004
Gesamtfehler	0,007	0,007	0,005

Tabelle 4.2: Lebensdauer des τ -Leptons (in 10^{-12} s), abgeleitet aus den leptonischen Verzweigungsverhältnissen. (In der letzten Spalte sind beide Zerfallskanäle unter Beachtung von f kombiniert.)

Das τ -Puzzle

Bereits 1984 hat Truong [41] darauf hingewiesen, daß die Summe aller identifizierten τ -Zerfälle mit einer einzigen geladenen Spur im Endzustand (Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse, darunter die beiden Leptonischen Verzweigungsverhältnisse) kleiner ist als die Gesamtzahl an 1-Spur-Zerfällen (inklusives Verzweigungsverhältnis), die man beobachtet. Diese Diskrepanz ist bis heute nicht geklärt. Tabelle 4.3 zeigt den Stand der Untersuchungen [22]. ($5,8 \pm 1,4$) % aller τ -Zerfälle sind keinem der Zerfallskanäle zugeordnet.

	Messung	Theorie
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$17,7 \pm 0,4$	18,0
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$17,8 \pm 0,4$	17,5
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	$22,7 \pm 0,8$	22,7
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	$11,0 \pm 0,5$	10,8
$\tau^- \rightarrow K^- \geq 0 \gamma \nu_\tau$	$1,71 \pm 0,23$	
$\tau^- \rightarrow K^{*-} \nu_\tau, K^{*-} \rightarrow \pi^- (2\pi^0 \text{ oder } K_L)$	$0,6 \pm 0,1$	
$\tau^- \rightarrow \pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	$7,5 \pm 0,9$	$\leq 6,7 \pm 0,4$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \geq 3\pi^0 \nu_\tau$		$< 1,4$
$\tau^- \rightarrow \pi^- \geq 1\eta \geq 0\pi^0 \nu_\tau$	$< 1,3$	$< 0,8$
Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse	$< 80,2 \pm 1,4$	
Gemessenes inklusives Verzweigungsverhältnis	$86,1 \pm 0,3$	

Tabelle 4.3: Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons in Endzustände mit einer geladenen Spur in %. Für die letzten beiden Zerfallskanäle wurden die theoretischen Grenzen eingesetzt.

Eine Reihe von Erklärungen dieser Diskrepanz sind denkbar:

- Die angegebenen Fehler der exklusiven Verzweigungsverhältnisse sind zu klein: Eine statistische Untersuchung der Fehler deutet aber eher in die entgegengesetzte Richtung [42,43].
- Es gibt einen gemeinsamen, systematischen Fehler in allen Messungen aller exklusiven Verzweigungsverhältnisse: Strahlungskorrekturen wurden untersucht, ergaben aber keine Erklärung. Die Normierung vieler Messungen auf das elektronische Verzweigungsverhältnis könnte eine weitere Quelle gemeinsamer Fehler sein.
- Die Messung des inklusiven Verzweigungsverhältnisses ist falsch: Dies ist wohl eher unwahrscheinlich, da dies die einfachste der Messungen ist.
- Einzelne der gemessenen exklusiven Verzweigungsverhältnisse sind zu klein: Es wurde vielfach darauf hingewiesen, daß die Messung von Zerfallskanälen mit einer hohen Photonenmultiplizität schwierig ist [44,45]. Neuere Messungen deuten an, daß die Lösung des Problems eventuell hier zu finden ist [34,46].
- Der Beitrag der nicht gemessenen Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \pi^- \geq 4\pi^0 \nu_\tau$ ist deutlich größer, als aus den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen in geladene Pionen abgeschätzt: Die Formation von Resonanzen könnte dies erklären. Es gibt aber keinerlei experimentelle Evidenz [47,48].

- Der Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta \nu_\tau$: Dieser ist nach dem Standardmodell unterdrückt ("Second Class Current"). Für Aufregung sorgte eine Messung von HRS [49], die $(5,1 \pm 1,5)\%$ ergab, die aber von anderen Experimenten widerlegt wurde (z.B. [50] $< 0,5\%$).
- Es gibt weitere, bisher unbekannte Zerfallskanäle des τ -Leptons: Vorgeschlagen wurde z.B. der Zerfall des τ in ein Goldstone-Boson [51]. Eine Suche nach diesem Zerfall ergab aber ein negatives Resultat [52].
- Es existiert ein weiteres, massives τ -Neutrino, das die Messung der exklusiven Zerfallskanäle verfälscht: Auch diese Erklärung stellte sich als unverträglich mit den Daten heraus [53].

Es bleibt die Hoffnung, daß präzisere Messungen das Geheimnis lüften werden.

4.2 Methode

Es war das Ziel dieser Arbeit, eine Meßmethode mit kleinen systematischen Fehlern zu entwickeln, um die Messung des Verzweigungsverhältnisses längerfristig verbessern zu können. Aus diesem Grund wurde ein Verfahren benutzt, bei dem zunächst in einer der Hemisphären ein τ -Lepton identifiziert wird (Markierung von $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignissen). Der Anteil der myonischen Zerfälle des zweiten τ -Leptons ergibt dann das Verzweigungsverhältnis. Dieses Verfahren hat zwei Vorteile: Erstens benötigt man keine absolute Normierung, lediglich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen geht ein (siehe Kap. 3.4). Zweitens kann man die Kriterien für die Markierung so streng wählen, daß Untergrund von anderen als $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Ereignissen vernachlässigbar wird. Für die Markierung wurden die Ereignisse der Testklasse IV gewählt. Ein τ -Lepton wird durch eine einzelne Spur, begleitet von mindestens einem π^0 , identifiziert (siehe Kap. 3.6). Andere Markierungen sind denkbar, wurden hier aber nicht untersucht. Die Selektion der Testklasse IV wurde leicht modifiziert: Kriterium IV.6 wurde mit geändertem Wert auf die Hemisphäre angewandt, in der auch das π^0 identifiziert wurde ($E_{ECal}/E_{Beam} < 0,90$), und IV.7 wurde fallengelassen. Das Verzweigungsverhältnis ergibt sich aus:

$$V(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{N_\mu}{N_\tau} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} N_\mu &= (N_\mu^* - N_{had} - N_{\gamma\gamma}^\mu - N_{\mu\mu})/\epsilon_\mu/\epsilon_{[\dots]} \\ N_\tau &= (N_\tau^* - N_{\gamma\gamma}^\tau - N_{\mu\mu} - N_{ee} - N_{q\bar{q}})/\epsilon_{mult} \end{aligned}$$

Die Korrekturen sind in Tabelle 4.4 angegeben. Sie wurden mit den in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren bestimmt. Der Verlust an Zerfällen hoher Multiplizität durch Kriterium E.2 wurde mit simulierten Ereignissen bestimmt und wird durch ϵ_{mult} korrigiert. Die Bestimmung des Untergrundes aus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Prozessen ist im nächsten Abschnitt beschrieben.

Bedeutung	Symbol	Wert
Anzahl der identifizierten Myonen	N_μ^*	291
Anzahl der markierten τ -Leptonen	N_τ^*	2093
Anzahl der mißidentifizierten Hadronen	N_{had}	$3,5 \pm 0,3$
Untergrund an 2-Photon-Wechselwirkungen in N_μ^*	$N_{\gamma\gamma}^\mu$	$< 0,1$
Untergrund an 2-Photon-Wechselwirkungen in N_τ^*	$N_{\gamma\gamma}^\tau$	$0,6 \pm 0,6$
Untergrund aus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ - Prozessen	$N_{\mu\mu}$	$< 0,1$
Untergrund aus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ - Prozessen	N_{ee}	$< 0,1$
Untergrund aus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ - Prozessen	$N_{q\bar{q}}$	$18,8 \pm 2,2$
Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen (Kap. 3.4)	ϵ_μ	$(92,3 \pm 0,4) \%$
analysierter Anteil des Spektrums $0.1 \leq z_\mu = \leq 0,9$	$\epsilon_{[\dots]}$	$(84,1 \pm 0,2) \%$
Korrektur auf τ -Multiplizitäten > 5	ϵ_{mult}	$(99,89 \pm 0,07) \%$

Tabelle 4.4: Bestimmung des Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$.

4.3 Systematische Fehler

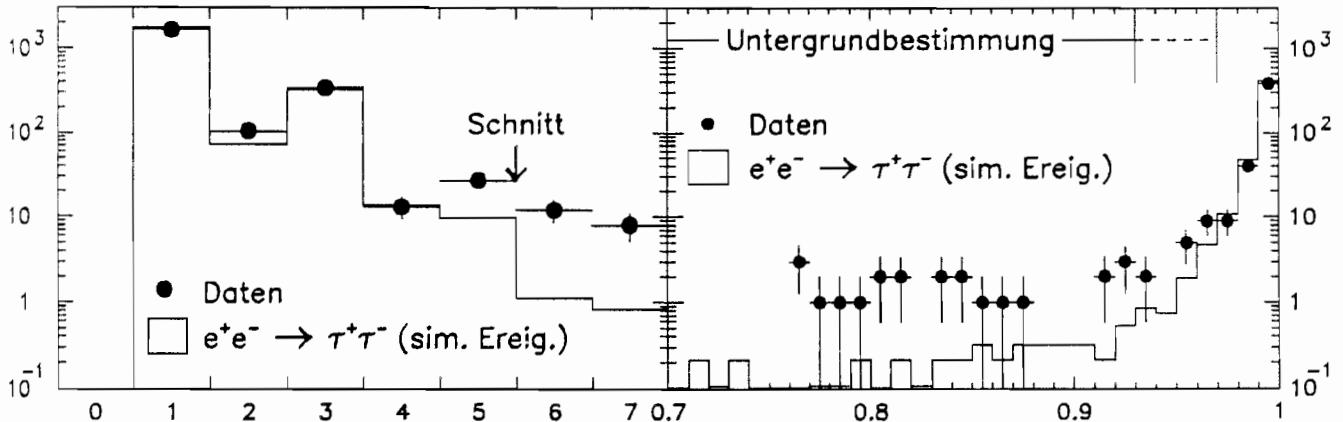


Abbildung 4.1: Bestimmung des Untergrundes aus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ - Prozessen. Links: Multiplizität; Rechts: Kosinus des maximalen Öffnungswinkels zwischen zwei Spuren.

Zur Bestimmung des Untergrundes aus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ - Prozessen wurden zwei Verteilungen untersucht, die Anzahl an Spuren (Multiplizität) und der maximale Öffnungswinkel zwischen zwei Spuren, jeweils in der dem markierten τ -Lepton gegenüberliegenden Hemisphäre. Man erwartet, daß der Untergrund bei hoher Multiplizität bzw. großen Öffnungswinkeln konzentriert ist. In Abbildung 4.1 sind die Daten im Vergleich mit Verteilungen aus simulierten $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ - Ereignissen dargestellt. Man sieht deutlich den Überschuß an Ereignissen in den Daten in den Bereichen, in denen der Untergrund erwartet wird. Aus der Multiplizitätsverteilung ermittelt man einen Untergrund von $17,3 \pm 1,0_{STAT} \pm 2,9_{SYS}$ Ereignissen, wobei der systematische Fehler Differenzen bei der Beschreibung der Ereignisse niedriger Multiplizität durch die simulierten Ereignisse widerspiegelt. Aus der Verteilung des maxi-

malen Öffnungswinkels ergibt sich ein Untergrund von $20,3 \pm 0,8_{STAT} \pm 2,9_{SYS}$ Ereignissen. Hier wurde der systematische Fehler durch Variation des Intervalls, aus dem der Untergrund errechnet wurde, bestimmt. Mittelt man die beiden Werte, so ergibt sich der in Tabelle 4.4 angegebene Wert.

Statistischer Fehler	$\pm 0,98 \%$
Mißidentifikation von Hadronen	$\pm 0,06 \%$
Untergrund von 2-Photon-Wechselwirkungen	$\pm 0,01 \%$
Untergrund aus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ - Prozessen	$< 0,01 \%$
Untergrund aus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ - Prozessen	$< 0,01 \%$
Untergrund aus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ - Prozessen	$\pm 0,02 \%$
Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen	$\pm 0,08 \%$
Extrapolation des μ -Spektrums	$\pm 0,04 \%$
Extrapolation auf hohe Multiplizitäten	$\pm 0,01 \%$

Tabelle 4.5: Liste der Fehler der Messung des Verzweigungsverhältnisses $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ in %.

In Tabelle 4.5 sind alle Fehler zusammengestellt. Im Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit ist auch die Unsicherheit in deren Impulsabhängigkeit berücksichtigt. Die τ -Polarisation beeinflußt die Extrapolation des μ -Spektrums. Die Unsicherheit der τ -Polarisation ist im systematischen Fehler, der für die Extrapolation angegeben ist, enthalten. Das endgültige Resultat lautet

$$V(\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau) = (17,84 \pm 0,98_{STAT} \pm 0,11_{SYS}) \%$$

4.4 Ausblick

Es wurde eine Methode aufgezeigt, mit der das Verzweigungsverhältnis $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ mit einer Genauigkeit von 1 % gemessen werden konnte. Damit wurde die Genauigkeit der besten bisherigen Einzelmessungen erreicht. Es ergab sich ein Wert von $(17,8 \pm 1,0) \%$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert. Der systematische Fehler beträgt lediglich 0,1 %, so daß sich das Resultat mit weiteren Daten verbessern wird. Ferner sind andere Markierungstechniken denkbar, die dann ebenfalls den Fehler verkleinern. Bis Ende des Jahres 1993 kann so selbst bei pessimistischen Annahmen ($400000 Z^0$ pro Jahr) eine Genauigkeit von 0,3 % erreicht werden.

Kapitel 5

Suche nach Zerfällen $Z^0 \rightarrow \tau\mu$

5.1 Erhaltung der Leptonzahl ?

Im Standardmodell koppelt das Z^0 -Boson nur an zwei Fermionen derselben Generation. In niedrigster Ordnung ist daher der Zerfall $Z^0 \rightarrow \tau\mu$ ebenso verboten, wie die Zerfälle $Z^0 \rightarrow \mu e$, $Z^0 \rightarrow \tau e$ und $Z^0 \rightarrow q_1\bar{q}_2$ in Quarks verschiedener Generationen. Diese Kopplung des Z^0 an Fermionen verschiedener Generationen bezeichnet man als "Flavour Violating Neutral Currents" (FVNC). Durch Prozesse höherer Ordnung, in denen die geladenen Vektorbosonen W^\pm auftreten, können im Quarksektor FVNC erzeugt werden (siehe Abb. 5.1). Im Leptonsektor treten sie aber auch in höheren Ordnungen nicht auf. (Auch die geladenen Vektorbosonen W^\pm koppeln nur an Leptonen der selben Generation.) Dies bedeutet, daß in allen Reaktionen die Anzahl der Leptonen einer jeden Generation erhalten bleibt. Der gesuchte Zerfall $Z^0 \rightarrow \tau\mu$ ist streng verboten.

Im Gegensatz dazu treten FVNC im Leptonsektor in vielen Erweiterungen des Standardmodells auf (Für einen Überblick siehe [23]). Es gibt Erweiterungen, die eine Verletzung der Leptonzahlerhaltung bereits in Prozessen niedrigster Ordnung vorhersagen. Dies kann durch zusätzliche Vektorbosonen Z' geschehen, die an Fermionen unterschiedlicher Generationen koppeln [24], oder durch exotische Leptonen, die mit den bekannten mischen [25]. Ferner gibt es eine große Zahl von Erweiterungen, die in Prozessen höherer Ordnung die Leptonzahlerhaltung verletzen [26,27,28]. In Abbildung 5.1 sind zwei Beispiele für Feynmandiagramme mit FVNC angegeben.

In all diesen Erweiterungen des Standardmodells tritt die Verletzung der Leptonzahlerhaltung nicht nur im Zerfall des Z^0 -Bosons auf, sondern auch in den Zerfällen der schweren Leptonen. Nach solchen Zerfällen wurde experimentell gesucht, aber keine gefunden. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über einige der untersuchten Verzweigungsverhältnisse [22]. Man kann diese Zerfälle in Relation zu den leptonzahlverletzenden Zerfällen des Z^0 -Bosons setzen (siehe Abb. 5.1D) und erhält auf diesem Wege Grenzen für deren Verzweigungsverhältnisse. Für den Zerfall $Z^0 \rightarrow \mu e$ führt die hohe Präzision, mit der die Zerfälle $\mu^- \rightarrow e^-e^-e^+$ und $\mu^- \rightarrow e^-\gamma$ untersucht wurden, zu äußerst restriktiven Grenzen. Für $Z^0 \rightarrow \tau\mu$ sind auch

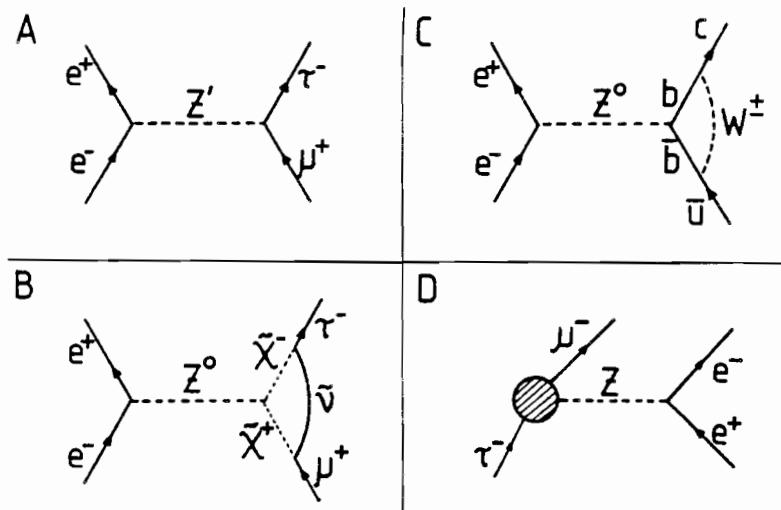


Abbildung 5.1: Verletzung der Leptonzahlerhaltung durch einen Prozeß niedrigster Ordnung (A) und eine Vertexkorrektur (B, $\tilde{\chi}$ Chargino, $\tilde{\nu}$ Soneutrino). C: Vertexkorrektur, die im Standardmodell zu FVNC führt. D: Diagramm des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \mu^- e^- e^+$. Die Blase symbolisiert eine leptonzahlverletzende Kopplung.

μ - Zerfälle		τ - Zerfälle			
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$5 \cdot 10^{-2}$	$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^- \mu^+$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$	$4,9 \cdot 10^{-11}$	$\tau^- \rightarrow e^- \gamma$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$\tau^- \rightarrow e^- e^- e^+$	$3,8 \cdot 10^{-5}$
$\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^0$	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$\tau^- \rightarrow \mu^- e^- e^+$	$3,3 \cdot 10^{-5}$
$\mu^- \rightarrow e^- 2\gamma$	$7,2 \cdot 10^{-11}$	$\tau^- \rightarrow e^- \pi^0$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$\tau^- \rightarrow e^- \mu^- \mu^+$	$3,3 \cdot 10^{-5}$
		$\tau^- \rightarrow \mu^- \rho^0$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$	$3,8 \cdot 10^{-5}$
		$\tau^- \rightarrow e^- \rho^0$	$3,9 \cdot 10^{-5}$	$\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$	$3,8 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.1: Zerfälle der schweren Leptonen, die die Erhaltung der Leptonzahl verletzen würden (90 % c.l.).

größere Verzweigungsverhältnisse noch mit den Daten im Einklang. (Eine feste Relation zwischen $Z^0 \rightarrow \mu e$ und den beiden anderen Zerfällen gibt es nicht. Sie können selbst dann mit hohen Verzweigungsverhältnissen auftreten, wenn $Z^0 \rightarrow \mu e$ unterhalb der angegebenen Grenze liegt.) Im Rahmen von Modellen, die FVNC durch Prozesse niedrigster Ordnung vorhersagen, ergeben sich generell weniger restriktive Grenzen. Man darf größere Verzweigungsverhältnisse erwarten, als sie in Modellen, in denen FVNC nur in höheren Ordnungen auftreten, erlaubt wären.

Zerfalls-kanäle	Grenzen aus Leptonzerfällen	UA1 90 % c.l.	OPAL	ALEPH
$Z^0 \rightarrow \mu e$	$8 \cdot 10^{-13}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$
$Z^0 \rightarrow \tau e$	$2 \cdot 10^{-4}$	—	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
$Z^0 \rightarrow \tau \mu$	$2 \cdot 10^{-4}$	—	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.2: Obere Grenzen für Zerfälle des Z^0 -Bosons, die die Erhaltung der Leptonzahl verletzen würden (90 % c.l.).

Neben den aus den Leptonzerfällen bestimmten, indirekten Grenzen gibt es einige Versuche, leptonzahlverletzende Zerfälle des Z^0 -Bosons direkt nachzuweisen [29,30,31]. (Das ALEPH-Resultat wurde in einer von dieser unabhängigen Arbeit, die speziell auf die Suche nach FVNC angelegt war, bestimmt.) Tabelle 5.2 faßt die Resultate zusammen.

5.2 Datenanalyse

Selektiert man mittels des in Kapitel 3 beschriebenen Verfahrens das Spektrum myonischer τ -Zerfälle, so werden Myonen aus $Z^0 \rightarrow \tau \mu$ -Zerfällen - sofern es solche gibt - ebenfalls selektiert. Sie würden sich im Spektrum als Anhäufung von Ereignissen bei $x_\mu \approx 1,0$ über dem Spektrum der Myonen aus τ -Zerfällen zeigen, das in diesem Bereich auf Null abklingt. Um das Verzweigungsverhältnis $Z^0 \rightarrow \tau \mu$ zu bestimmen, muß untersucht werden, ob es bei $x_\mu = 1,0$ ein Überschuß an Ereignissen gibt. Das Spektrum ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Alle Ereignisse oberhalb von $x_\mu = 0,94$ wurden als Kandidaten für $Z^0 \rightarrow \tau \mu$ -Zerfälle ($N_{\tau\mu}^*$) gewertet. Die Anzahl der Myonen aus τ -Zerfällen ($N_{\tau\tau}^*$) wurde im Intervall $0,1 \leq x_\mu \leq 0,85$ bestimmt und dann mittels simulierter Ereignisse in den Signalbereich extrapoliert. Beide Zahlen $N_{\tau\mu}^*$ und $N_{\tau\tau}^*$ (vor der Extrapolation) müssen auf falsch identifizierte Hadronen (Kapitel 3.6) und auf Myonen aus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Prozessen (Kapitel 3.5) korrigiert werden. Der Untergrund von $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Prozessen ist hier besonders kritisch, da er wie die gesuchten Ereignisse bei $x_\mu = 1$ konzentriert ist. Die Untergrundunterdrückung wurde deshalb gegenüber der Standardselektion verstärkt. Das Kriterium R.1 $x_{rec} < 0,90$ (Kapitel 3.2) wurde auf $x_{rec} < 0,80$ verschärft, und es wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen diese Spur nicht in inaktive Bereiche des HCal's zeigt. In Tabelle 5.3 sind die Anzahl der selektierten Ereignisse und die erwarteten Untergrundbeiträge zusammengestellt.

Subtrahiert man den Untergrund von der Anzahl selektierter Kandidaten, so erhält man unter Beachtung der Poissonstatistik $12,6^{+5,2}_{-4,7}$ $Z^0 \rightarrow \tau \mu$ Zerfälle.

Um diese Anzahl von Ereignissen in ein Verzweigungsverhältnis umzurechnen, bietet es sich an, die selektierten $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$ -Zerfälle als Normierung zu benutzen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten heben sich dann größtenteils gegenseitig auf, da sie für Signal und Normierung weitgehend gleich sind. Übrig bleibt lediglich ein Faktor $\epsilon^{[\dots]}$, der den Anteil des analysierten Intervalls am Gesamtspektrum des Prozesses angibt, und eine Funktion f

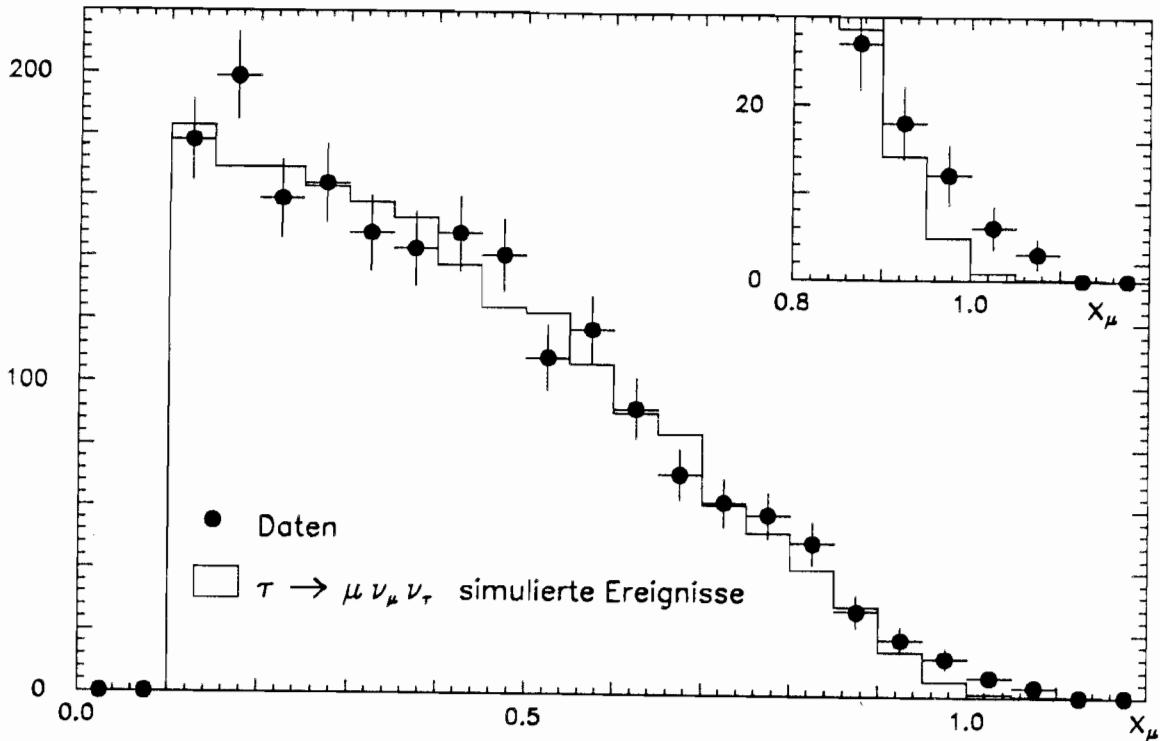


Abbildung 5.2: Spektrum der Myonen (unkorrigiert).

	$\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$	$Z^0 \rightarrow \tau \mu$
selektierte Ereignisse N^*	1837	23
Untergrund $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$4,2^{+1,0}_{-0,8}$	$2,5^{+0,8}_{-0,4}$
Untergrund $\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$	$10,4 \pm 5,5$	$0,1 \pm 0,1$
Extrapolation $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$	—	$8,6^{+1,5}_{-1,6}$

Tabelle 5.3: Kandidaten für $Z^0 \rightarrow \tau \mu$ -Zerfälle und $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$ -Ereignisse. Die angegebenen Fehler bezeichnen die systematischen Unsicherheiten in der Erwartung des Untergrundes.

der Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons. Für $Z^0 \rightarrow \tau \mu$ wurde zur Bestimmung von $\epsilon_{\tau \mu}^{[\dots]}$ das Spektrum von $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Ereignissen benutzt). Die Funktion f berücksichtigt, daß alle Ereignisse verworfen werden, in denen das τ in der entgegengesetzten Hemisphäre myonisch zerfällt. Dabei wird die Mißidentifikation von Hadronen berücksichtigt. Das Verzweigungsverhältnis $V(Z^0 \rightarrow \tau \mu)$ ergibt sich aus

$$V(Z^0 \rightarrow \tau \mu) = \left(\frac{N_{\tau \mu}}{\epsilon_{\tau \mu}^{[\dots]} f_{\tau \mu}} \right) \cdot \left(\frac{N_{\tau \tau}}{\epsilon_{\tau \tau}^{[\dots]} f_{\tau \tau}} \right)^{-1} \cdot V(Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-) \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} f_{\tau \mu} &= 1 - V^*(\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau) \\ f_{\tau \tau} &= 2V(\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau) - V^*(\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau)^2 \\ V^*(\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau) &= V(\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau) + \epsilon_{\text{had}}^{\text{TID}} \cdot \sum_n n \cdot V(\tau \rightarrow n \text{ had } \nu_\tau) \end{aligned}$$

5.3 Systematische Fehler

Untergrundkorrektur $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$		Kap.
Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit in Kriterium R.2 $\epsilon_\mu^{\text{TID}} = (99,2 \pm 0,1) \%$	$\pm 2,2 \cdot 10^{-6}$	3.4
Unsicherheit des Korrekturverfahrens (-20 %)	$-3,6 \cdot 10^{-6}$	3.5
Statistischer Fehler der Ereignisse mit zwei teilidentifizierten Myonen	$\pm 1,5 \cdot 10^{-6}$	3.5
Korrektur auf falsch identifizierte Hadronen		
Statistik simulierter Ereignisse	$< 2 \cdot 10^{-7}$	3.6
Unsicherheit in der Mißidentifikationswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\text{had}} = (0,5 \pm 0,4) \% + (0,3 \pm 1,2) \cdot x_{\text{had}} \%$	$\approx 4 \cdot 10^{-7}$	3.6
Extrapolation der Spektren		
Statistik simulierter Ereignisse		
- Extrapolation von $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ in den Signalbereich	$\pm 7,3 \cdot 10^{-6}$	5.2
- Bestimmung von $\epsilon_{\tau\mu}^{[...]}$	$< 2 \cdot 10^{-7}$	5.2
- Bestimmung von $\epsilon_{\tau\tau}^{[...]}$	$\approx 4 \cdot 10^{-7}$	5.2
τ - Polarisation ($-12,9 \pm 4,9$) % gemessen mit hadronischen τ -Zerfällen	$\pm 1,8 \cdot 10^{-6}$	[32]
Impulsmessung		
Kalibration der Spurkammern ($\pm 0,2 \%$)	$7,8 \cdot 10^{-6}$	2.2.3
Impulsauflösung $\Delta p/p^2 = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$	$-2,5 / + 3,6 \cdot 10^{-6}$	2.2.3
Verzweigungsverhältnisse ($f_{\tau\mu}/f_{\tau\tau}$)		
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	$\pm 2,2 \cdot 10^{-6}$	[22]
$\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$	$< 2 \cdot 10^{-7}$	[22]
$\epsilon_{\text{had}}^{\text{TID}}$	$< 2 \cdot 10^{-7}$	3.6
Kompensation der Nachweiswahrscheinlichkeiten für $Z^0 \rightarrow \tau\mu / \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$		
Produktion von τ -Paaren durch Photonaustausch	$< 10^{-6}$	5.2
	$< 10^{-6}$	-

Tabelle 5.4: Systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $Z^0 \rightarrow \tau\mu$.

Die systematischen Fehler sind in Tabelle 5.4 zusammengestellt. Sie sind gegenüber dem statistischen Fehler vernachlässigbar. Als endgültiges Resultat ergibt sich

$$V(Z^0 \rightarrow \tau\mu) = (9,4 \pm 3,8_{\text{STAT}} \pm 0,9_{\text{SYS}}) \cdot 10^{-5}.$$

Die 23 selektierten Ereignisse wurden eingehend untersucht. Es wurde 1 falsch identifiziertes Hadron entdeckt, 21 stellten sich als klare Myonen heraus, beim 23. Ereignis war eine sichere Identifikation nicht möglich. Die dem Myon entgegengesetzte Hemisphäre konnte in 17 Fällen als klarer τ -Zerfall identifiziert werden, 4 Ereignisse stellten sich als Untergrundprozesse vom Typ $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ heraus. Zwei Ereignisse konnten nicht eindeutig identifiziert werden.

5.4 Bewertung und Ausblick

Mit der analysierten Statistik konnte das Verzweigungsverhältnis $Z^0 \rightarrow \tau\mu$ mit einer Genauigkeit von $4 \cdot 10^{-5}$ bestimmt werden. Damit wurde der Bereich erreicht, in dem in verschiedenen Erweiterungen des Standardmodells FVNC möglich werden. Es ergab sich ein Wert, der um etwa zwei Standardabweichungen von Null verschieden ist. Die statistische Signifikanz des Resultates genügt nicht, um von einem positiven Resultat zu sprechen. Mit dem gegenwärtigen Resultat lässt sich lediglich eine obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses angeben. Sie beträgt $1,5 \cdot 10^{-4}$ (90 % c.l.).

Kapitel 6

Messung der τ -Polarisation

6.1 Präzisionstest des Standardmodells

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung (im folgenden einfach als Standardmodell bezeichnet) geht zurück auf die Vereinheitlichung der Quantenelektrodynamik mit Feynmans Theorie der schwachen Wechselwirkung durch Glashow, Weinberg und Salam [1]. Es wurde durch die Idee der Cabibbo-Mischung [54,55] und den GIM-Mechanismus [56] auf die Behandlung von Reaktionen, an denen schwere Quarks beteiligt sind, ausgedehnt. Es enthält eine Reihe freier Parameter, die durch Experimente bestimmt werden müssen. Diese sind die Massen der Fermionen, die Mischungswinkel im Quarksektor, die Masse des Higgsbosons und drei Parameter, die die Kopplungsstärken festlegen. Hierfür kann die Feinstrukturkonstante α , die Fermikonstante G_F und die Masse M_Z des Z^0 -Bosons gewählt werden.

Die Experimente am LEP erlauben es erstmals, die noch unbekannten Parameter mit einer solchen Präzision zu messen, daß selbst die Beschreibung von Prozessen höherer Ordnung im Standardmodell überprüft werden kann. Hierzu muß die Masse des Z^0 -Bosons mit großer Genauigkeit gemessen werden und die noch unbekannten Massen des "Top"-Quarks und des Higgsbosons bestimmt werden. (Obwohl sowohl das "Top"-Quark als auch das Higgsboson so schwer sind, daß sie bisher nicht nachgewiesen werden konnten, tauchen sie als virtuelle Teilchen in Prozessen höherer Ordnung auf und beeinflussen die Messungen.) Am LEP sind verschiedene, unabhängige Messungen dieser Größen möglich, die entweder unterschiedliche Reaktionen oder verschiedene Eigenschaften gleicher Reaktionen ausnützen. Ergibt sich aus allen Messungen ein konsistenter Parametersatz, so zeigt dies, daß mit dem Standardmodell eine große Vielfalt physikalischer Prozesse ohne Widersprüche beschrieben werden kann. Läßt sich hingegen kein konsistenter Satz von Parametern finden, so bedeutet dies, daß zumindest in einigen der Messungen Effekte auftreten, die nicht im Standardmodell enthalten sind.

6.2 Feynman-Graphen

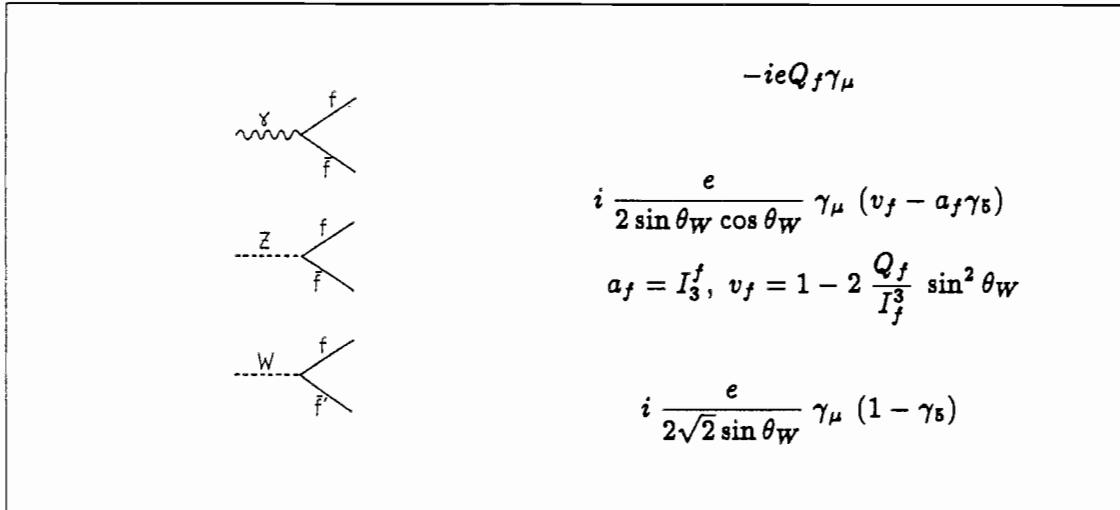


Abbildung 6.1: Die drei grundlegenden Vertices im Standardmodell (e Elementarladung, Q_f elektrische Ladung des Fermions, I_3^f 3. Komponente des Isospins, θ_W Weinbergwinkel, v_f Vektor- und a_f Axialvektorkopplungskonstante des neutralen Stromes).

Bevor in den nächsten Abschnitten die Vorhersagen des Standardmodells der Erzeugung und des Zerfalls des τ -Leptons beschrieben werden, sollen die wichtigsten Bezeichnungen eingeführt werden. Die Wirkungsquerschnitte und Zerfallsbreiten werden nach Potenzen der Kopplungskonstanten in Störungsreihen entwickelt, die sich durch Feynman-Graphen darstellen lassen. Abbildung 6.1 zeigt die Vertices, die darin auftreten, zusammen mit den Kopplungsstärken. Der Weinbergwinkel gibt die Rotation der Masseneigenzustände der Vektorbosonen gegenüber den $SU(2) \times U(1)$ Feldern an. Er ist folgendermaßen definiert [57]:

$$\sin^2 \theta_W := 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z} \right)^2 \quad (6.1)$$

Die Boson-Propagatoren sind gegeben durch (von links nach rechts γ, Z^0, W^\pm ; k ist der Bosonimpuls, $g^{\mu\nu}$ die Metrik):

$$-i \frac{g^{\mu\nu}}{k^2}, \quad -i \frac{g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu / M_Z^2}{k^2 - M_Z^2}, \quad -i \frac{g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu / M_W^2}{k^2 - M_W^2}$$

6.3 Die Erzeugung von τ -Paaren

In diesem und dem folgenden Abschnitt soll ein Überblick über die Erzeugung von τ -Leptonen und deren anschließenden Zerfall, wie er vom Standardmodell beschrieben wird, gegeben werden. Um das Verständnis der grundlegenden Zusammenhänge nicht unnötig zu erschweren, werden zunächst nur die Prozesse niedrigster Ordnung in den Kopplungskonstanten betrachtet. Die Strahlungskorrekturen werden im Anschluß daran in Abschnitt 6.5 diskutiert.

In niedrigster Ordnung tragen nur zwei Feynman-Graphen zur Erzeugung von τ -Paaren aus dem e^+e^- Anfangszustand bei, der Austausch eines virtuellen Photons oder eines Z^0 -Bosons. Aus dem Standardmodell ergibt sich für einen unpolarisierten Anfangszustand der folgende Wirkungsquerschnitt [60]:

$$\frac{d\sigma^{\text{Born}}}{d\cos\theta}(s, \cos\theta, p) = \left(1 + \cos^2\theta\right) F_0(s) + 2\cos\theta F_1(s) - p \left[\left(1 + \cos^2\theta\right) F_2(s) + 2\cos\theta F_3(s) \right] \quad (6.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt hängt von drei Größen ab, dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s , dem Polarwinkel θ , unter dem das negative τ -Lepton emittiert wird, und dessen Helizität p . Streuwinkel und Helizität des τ^+ -Leptons sind dann durch Impuls- und Spinerhaltung festgelegt. Terme proportional zu m_τ^2/s wurden vernachlässigt. Die vier Formfaktoren sind gegeben durch (v_l, a_l bezeichnen die Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten der Leptonen, Leptonuniversalität wurde nicht ausgenutzt):

$$\begin{aligned} F_0(s) &= \frac{\pi\alpha^2}{4s} + \frac{\sqrt{2}G_FM_Z^2}{16s} 2\text{Re}\{\alpha^*\chi(s)\}v_e v_\tau + \frac{G_F^2 M_Z^4}{32\pi s} |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2) (v_\tau^2 + a_\tau^2) \\ F_1(s) &= \frac{\sqrt{2}G_FM_Z^2}{16s} 2\text{Re}\{\alpha^*\chi(s)\}a_e a_\tau + \frac{G_F^2 M_Z^4}{32\pi s} |\chi(s)|^2 2v_e a_e 2v_\tau a_\tau \\ F_2(s) &= \frac{\sqrt{2}G_FM_Z^2}{16s} 2\text{Re}\{\alpha^*\chi(s)\}v_e a_\tau + \frac{G_F^2 M_Z^4}{32\pi s} |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2) 2v_\tau a_\tau \\ F_3(s) &= \frac{\sqrt{2}G_FM_Z^2}{16s} 2\text{Re}\{\alpha^*\chi(s)\}a_e v_\tau + \frac{G_F^2 M_Z^4}{32\pi s} |\chi(s)|^2 2v_e a_e (v_\tau^2 + a_\tau^2) \end{aligned} \quad (6.3)$$

mit dem Z – Propagator $\chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z}$

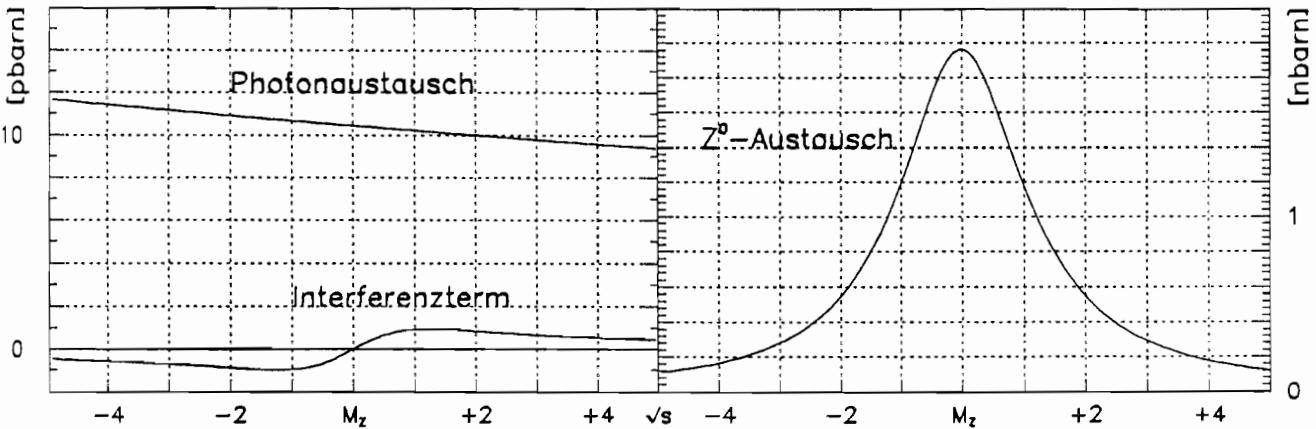


Abbildung 6.2: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von τ -Paaren in der Nähe der Z^0 -Resonanz. Links: Photonaustausch und Interferenzterm. Rechts: Z^0 -Austausch. Man beachte die unterschiedlichen Skalen! (Schwerpunktsenergie in GeV relativ zu $\sqrt{s} = M_Z$)

Mittelt man Gleichung 6.2 über den Polarwinkel und summiert die beiden Helizitätszustände auf, so erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt. Er wird durch den Formfaktor F_0 beschrieben: $\sigma^{\text{Born}} = \frac{16}{3} F_0(s)$. Er setzt sich aus dem Beitrag des Photonaustausches, dem Interferenzterm und dem Beitrag des Z^0 -Austausches zusammen (von links nach rechts in Gl. 6.3). Die einzelnen Terme sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

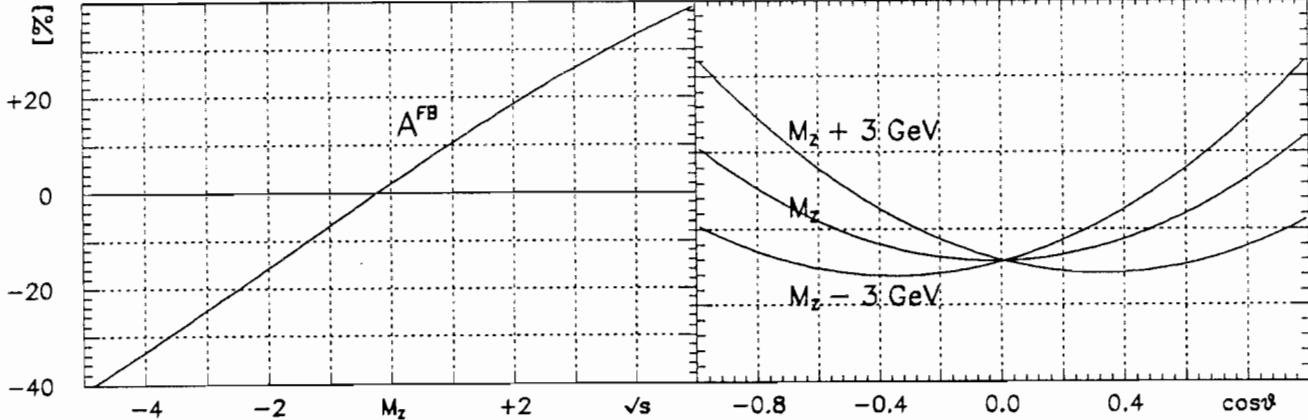


Abbildung 6.3: Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Links: Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Rechts: Winkelverteilung der τ -Produktion bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

Der Formfaktor F_1 gibt die Asymmetrie des Wirkungsquerschnittes im Polarwinkel θ an, die der $(1 + \cos^2 \theta)$ Abhängigkeit von F_0 überlagert ist (Summation über die Helizitätszustände des τ^- vorausgesetzt). Sie wird Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie genannt und üblicherweise durch folgende Größe beschrieben:

$$A^{\text{FB}} = \frac{N_{\cos\theta>0} - N_{\cos\theta<0}}{N_{\cos\theta>0} + N_{\cos\theta<0}} = \frac{3}{4} \frac{F_1(s)}{F_0(s)} \xrightarrow{s=M_Z^2} \frac{3}{4} A_e A_\tau. \quad (6.4)$$

$$A_l = \frac{2v_l a_l}{v_l^2 + a_l^2}$$

In Abbildung 6.3 sind die Variation von A^{FB} mit der Schwerpunktsenergie sowie Winkelverteilungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gezeigt.

Die mittlere τ -Polarisation A_{pol} - gemittelt über den Polarwinkel θ - gibt den Unterschied in der Erzeugung von τ^- -Leptonen der beiden Helizitätszustände p an. Man erhält sie aus 6.2 durch Integration über den Polarwinkel. (Die τ -Polarisation unter einem bestimmten Polarwinkel wird mit $P_{\tau^-}(\theta)$ bezeichnet.):

$$A_{\text{pol}} = \frac{N_{p=+1} - N_{p=-1}}{N_{p=+1} + N_{p=-1}} = -\frac{F_2(s)}{F_0(s)} \xrightarrow{s=M_Z^2} -A_\tau \quad (6.5)$$

Der letzte Formfaktor gibt an, wie stark sich P_{τ^-} mit dem Streuwinkel θ ändert. Man kann in Analogie zu A^{FB} eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der τ -Polarisation definieren:

$$A_{\text{pol}}^{\text{FB}} = \frac{[N_{\cos\theta>0,p=+1} - N_{\cos\theta>0,p=-1}] - [N_{\cos\theta<0,p=+1} - N_{\cos\theta<0,p=-1}]}{[N_{\cos\theta>0,p=+1} + N_{\cos\theta>0,p=-1}] + [N_{\cos\theta<0,p=+1} + N_{\cos\theta<0,p=-1}]} = -\frac{3}{4} \frac{F_3(s)}{F_0(s)} \xrightarrow{s=M_Z^2} -\frac{3}{4} A_e$$

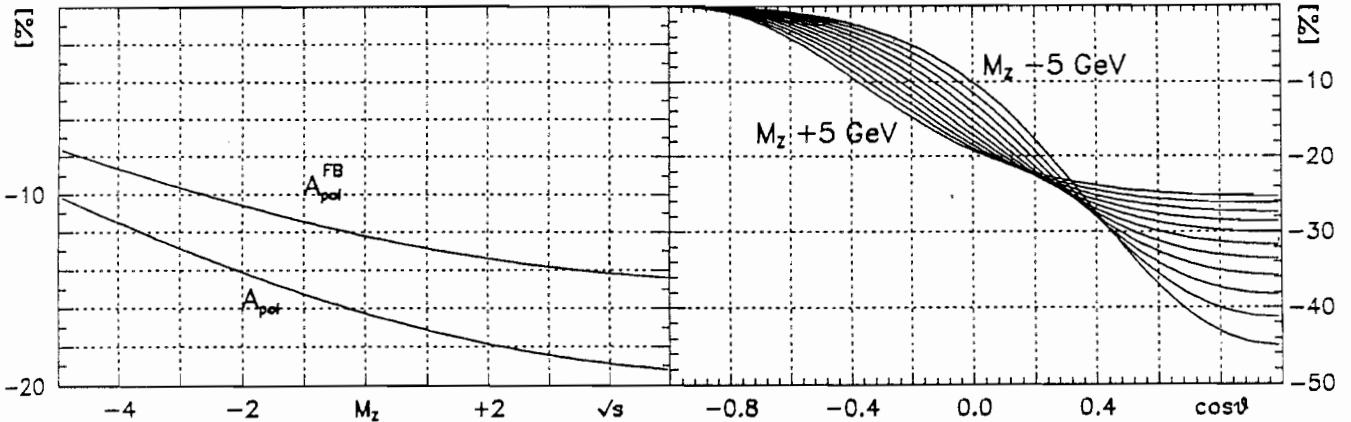


Abbildung 6.4: Polarisation und deren Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. Links: A_{pol} und A_{pol}^{FB} als Funktion der Schwerpunktsenergie (x-Achse siehe Abb. 6.2). Rechts: Winkelabhängigkeit der Polarisation.

Abbildung 6.4 zeigt die Winkelabhängigkeit der Polarisation für verschiedene Schwerpunktsenergien. Der Wert bei $\cos \theta = 0$ entspricht dem Wert von A_{pol} bei der jeweiligen Schwerpunktsenergie.

Den Formfaktor F_0 bestimmt man durch die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes, die anderen drei kann man entweder durch eine Messung der Asymmetrien A^{FB} , A_{pol} und A_{pol}^{FB} bestimmen oder durch eine Anpassung der Formel 6.2 an die Daten. Beide Methoden verlangen eine Messung des Polarwinkels des τ^- -Leptons (für A^{FB} und A_{pol}^{FB}) und dessen Polarisation (für A_{pol} und A_{pol}^{FB}). Da das τ -Lepton zerfällt, bevor es den Detektor erreicht, kann man nur die Polarwinkel der Zerfallsprodukte messen. Da die Neutrinos aber der Beobachtung entgehen, lässt sich die Flugrichtung des τ -Leptons nur noch unvollständig rekonstruieren. Für den myonischen τ -Zerfall zeigt sich, dass der Polarwinkel des Myons um maximal 7° von dem des τ -Leptons abweicht, wenn man die Analyse auf Myonen mit einem skalierten Impuls $x_\mu \geq 0,1$ beschränkt. Studien mit simulierten Ereignissen haben gezeigt, dass diese Verschmierung der Winkelmessung toleriert werden kann. Die Messung der Polarisation ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

6.4 Der Zerfall des τ -Leptons

Nach der Erzeugung der τ -Paare muß nun noch deren myonischer Zerfall im Rahmen des Standardmodells berechnet werden. (Das Standardmodell geht von einer "V-A"-Struktur im τ -Zerfall aus, ein allgemeinerer Ansatz wird im nächsten Kapitel diskutiert.) Im Ruhesystem des τ^- -Leptons ergibt sich [62]:

$$\frac{d^2\Gamma(x^*, \cos \theta^*)}{dx^* d\cos \theta^*} = \frac{m_\tau^5 G_F^2}{32\pi^3} x^{*2} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}x^* \right) + \frac{1}{3} \cos \theta^* \left(\frac{1}{2} - x^* \right) \right] \quad (6.6)$$

Dabei bezeichnet x^* die Energie des Myons bezogen auf die maximal mögliche ($x^* \approx E_\mu^- / \frac{m_\tau}{2}$) und θ^* die Flugrichtung des Myons in Bezug auf den τ^- -Spin. In der Formel sind Terme

proportional zu $\frac{m_\mu^2}{m_\tau^2}$ vernachlässigt. Da diese Terme teilweise in Summen mit x^* auftreten, ist diese Näherung nur gültig für Werte von x^* nicht zu nahe bei Null. Abbildung 6.5 zeigt die Winkelverteilung für einige Werte von x^* . Man erkennt, daß hochenergetische Myonen vornehmlich entgegen der Spinrichtung des τ^- -Leptons emittiert werden, niederenergetische dagegen isotrop. Transformiert man Gleichung 6.6 ins Laborsystem und integriert über den Winkel θ^* , der ja nicht beobachtet werden kann, so erhält man unterschiedliche Spektren, je nach Helizität des τ^- -Leptons. (Für τ^- -Leptonen positiver Helizität erfolgt die Lorentztransformation längs der Spinrichtung, für negative Helizität entgegen.) Vernachlässigt man die Ruheenergie der bewegten Teilchen gegenüber deren kinetischer Energie, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma(x)}{dx} &= \frac{m_\tau^5 G_F^2}{32\pi^3} [h_0^\mu(x) - p h_1^\mu(x)] \quad (6.7) \\ h_0^\mu(x) &= \frac{5}{3} - 3x^2 + \frac{4}{3}x^3 \\ h_1^\mu(x) &= -\frac{1}{3} + 3x^2 - \frac{8}{3}x^3\end{aligned}$$

Die Größe x bezeichnet nun die Energie des Myons, normiert auf die des τ^- -Leptons, und p die τ^- -Helizität.

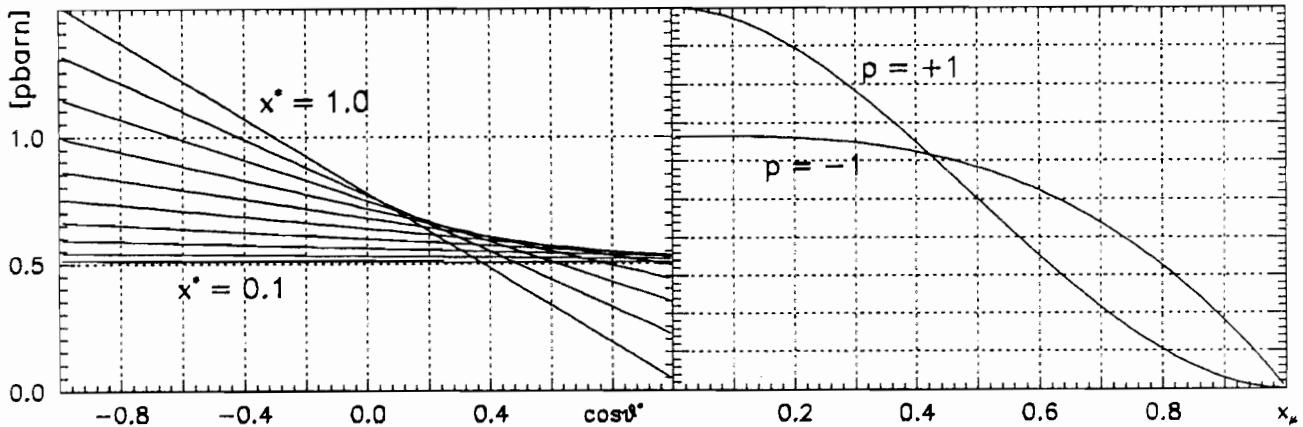


Abbildung 6.5: Spektren des myonischen τ -Zerfalls. Links: Winkelverteilung im Schwerpunktssystem des τ^- -Leptons für einige Werte von x^* . Rechts: Spektren im Laborsystem für $p = \pm 1$.

Die Spektren sind ebenfalls in Abbildung 6.5 gezeigt. Im Experiment beobachtet man eine Überlagerung der beiden Helizitätszustände. Das resultierende Spektrum hat dieselbe Form wie in Gleichung 6.7, nur daß die Polarisation P_{τ^-} an die Stelle der Helizität p tritt. Wegen CP-Invarianz ergibt sich für ein τ^+ -Lepton positiver Helizität dasselbe Spektrum wie für ein τ^- -Lepton negativer Helizität. Beachtet man ferner, daß wegen Spinerhaltung $P_{\tau+} = -P_{\tau-}$ ist, so kann man die Spektren der positiven und negativen Myonen zusammenfassen und sie durch ein Spektrum der Form (6.7) mit der unbekannten Größe $P_{\tau-}$ beschreiben. Diese wird durch Anpassung an die Daten bestimmt.

Alle bei der Ableitung von Gleichung 6.6 und 6.7 gemachten Näherungen wurden durch einen Vergleich mit simulierten Ereignissen, die ohne die Näherungen erzeugt wurden, getestet. Für $x > 0,07$ sind die Abweichungen vernachlässigbar.

6.5 Strahlungskorrekturen

6.5.1 Renormierung

Versucht man die Formeln der vorherigen Abschnitte durch die Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung zu verfeinern, so stößt man bei deren Berechnung auf Divergenzen, die zu unphysikalischen Vorhersagen führen. Die divergenten Beiträge müssen abgetrennt und durch eine Redefinition der Parameter absorbiert werden. Erst die so redefinierten Parameter sind einer klaren physikalischen Interpretation zugänglich [58]. Ihre Bedeutung wird durch die Renormierungsbedingungen festgelegt. Folgende Renormierungsbedingungen wurden gewählt:

- Die Propagatoren der Vektorbosonen besitzen einen Pol bei einer bestimmten Energie, die von der Renormierung abhängt. Die Renormierung soll so durchgeführt werden, daß der Pol auf der Ruheenergie des physikalischen Teilchens zu liegen kommt.
- Die Renormierung sei so gewählt, daß sich für die Kopplung des Photons ans Elektron im Grenzwert verschwindenden Impulsübertrages (Thomsonstreuung) $\alpha = e^2/4\pi$ ergibt, wobei e die physikalische Ladung des Elektrons ist.

Für die Renormierung wurden M_Z , M_W und α als Parameter gewählt. M_W soll aber wieder durch die Fermikonstante G_F ersetzt werden, da deren Wert besser bekannt ist. Die Relation zwischen M_W und G_F ergibt sich aus der Berechnung des Myonzerfalls einschließlich der Strahlungskorrekturen (Δr , siehe [61]). M_W und $\sin^2 \theta_W$ (definiert nach (6.1)) ergeben sich zu. (Die Summation der führenden Terme höherer Ordnung ist nur näherungsweise wiedergegeben; siehe [66]):

$$M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4A_0}{M_Z^2}} \frac{1}{1 - \Delta r} \right) \quad (6.8)$$

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A_0}{M_Z^2}} \frac{1}{1 - \Delta r} \right) \quad (6.9)$$

$$A_0 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F} \quad (6.10)$$

Dieses Renormierungsschema ist eine Erweiterung des in der QED gebräuchlichen "on-shell scheme" [59]. Es hat unter anderem den Vorteil, daß sich die Strahlungskorrekturen aufspalten lassen in QED-Korrekturen und elektroschwache Korrekturen, die getrennt behandelt werden können (siehe Abschnit 6.5.2 und 6.5.3). Unter QED-Korrekturen sind dabei alle Diagramme zweiter Ordnung gemeint, die mindestens ein Photon enthalten, und die dazugehörigen Diagramme noch höherer Ordnung. (Weitere Einzelheiten siehe [63,64,65].)

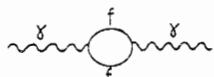
6.5.2 Elektroschwache Korrekturen

Bevor die Korrekturen im Einzelnen noch etwas näher beschrieben werden, seien drei allgemeine Bemerkungen gemacht:

- (i) Wegen der schwachen Kopplung des Higgsbosons an die Fermionen wurde die e^+e^- -Annihilation in ein Higgsboson, "Box"-Diagramme mit Higgsbosonen und Oszillationen zwischen dem Higgs- und den anderen Bosonen vernachlässigt. Es tritt nur noch in den Selbstenergien der Vektorbosonen und den Vertexkorrekturen auf.
- (ii) In die Berechnung der Selbstenergien der Vektorbosonen gehen die Massen der leichten Quarks ein, deren Bedeutung unklar ist. Unter Ausnutzung von Dispersionsrelationen wurde der Beitrag dieser Diagramme aus Messungen des Wirkungsquerschnittes $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ abgeleitet.
- (iii) Zur Berechnung der Vertexkorrekturen und "Box"-Diagramme wurden alle Fermionmassen außer der des "Top"-Quarks vernachlässigt.

Propagatorkorrekturen

Vakuum polarisation



$$\alpha_0 \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha_0}{1 - \text{Re}(\Delta\alpha(s)) - i\text{Im}(\Delta\alpha(s))}$$

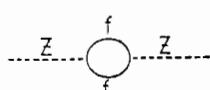
$$\text{Re}(\Delta\alpha(M_Z^2)) = 0,060$$

$$\text{Im}(\Delta\alpha(M_Z^2)) = 0,013$$

Die Angabe im Kasten ist so zu verstehen, daß die Vakuum polarisation dadurch berücksichtigt wird, daß die Kopplungskonstante α_0 , die sich aus der Thomson-Streuung ergibt, ersetzt wird durch $\alpha(s)$ ("running coupling"). Analytische Formeln für $\Delta\alpha(s)$ findet man in [63,64,65]. Entsprechendes gilt für die folgenden Kästen.

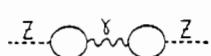
- Die Summation der führenden Terme höherer Ordnung ist berücksichtigt.

Selbstenergie des Z^0 -Bosons



$$\text{Realteil : } \frac{G_F}{\sqrt{2}M_Z^2}\rho^0 \rightarrow \frac{G_F}{\sqrt{2}M_Z^2}\rho^0(1 + \Delta\rho(s))$$

$$\Delta\rho(M_Z^2) \approx 0,010$$



$$\text{für } m_t = 150 \text{ GeV}, m_{Higgs} = 200 \text{ GeV}$$

$$\text{Imaginärteil : } \longrightarrow \chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + i\frac{s\Gamma_Z}{M_Z}}$$

- Der Imaginärteil dieser Korrektur beschreibt die endliche Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons. Er ist in den Formeln des Abschnitts 6.3 bereits enthalten.
- In Analogie zur Vakuumpolarisation, die in $\alpha(s)$ absorbiert wird, berücksichtigt man die Selbstenergie des Z^0 -Bosons durch eine schwache, neutrale Kopplungskonstante, die sich mit der Schwerpunktsenergie ändert.
- $\Delta\rho(s)$ enthält neben der Selbstenergie des Z^0 -Bosons die Größe Δr .
- Bei der Behandlung des ersten Feynman-Diagrammes ist die Summation der führenden Terme höherer Ordnung berücksichtigt. Beim zweiten wurden für die Propagatoren von γ und Z^0 die Resultate mit Vakuumpolarisation bzw. Selbstenergie einschließlich der Summation der höheren Ordnungen benutzt.

$\gamma - Z^0$ - Oszillationen



Realteil : $\sin^2 \theta_W \rightarrow \overline{\sin^2 \theta_W}(s) = \sin^2 \theta_W (1 + \Delta\kappa(s))$
 $\text{Re}(\Delta\kappa(M_Z^2)) = 0,027$

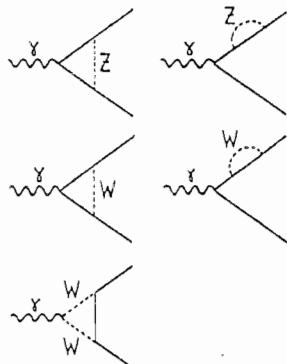


Imaginärteil : vernachlässigt
 $\text{Im}(\Delta\kappa(M_Z^2)) \approx -0,010$

- Der Realteil von $\Delta\kappa$ hängt stark von der Masse des "Top" - Quarks ab. Er variiert zwischen 0,008 und 0,052 für m_t zwischen 100 und 200 GeV, $m_{Higgs} = 200$ GeV. Die Abhängigkeit von der Masse des Higgsbosons beträgt nur $\pm 0,005$ für m_{Higgs} zwischen 50 und 1000 GeV.
- In den Propagatoren für γ und Z^0 wurden die oben beschriebenen Selbstenergien einschließlich der Summation der führenden Terme höherer Ordnung berücksichtigt.
- Der Imaginärteil von κ stellt die größte Strahlungskorrektur dar, die vernachlässigt wurde. Er entspricht einem Beitrag von 0,8 % auf die τ -Polarisation, der im systematischen Fehler berücksichtigt wird.

Vertexkorrekturen und Fermionselbstenergien

Photonvertex



Realteil:

$$\overline{\sin^2 \theta_W}(s) \rightarrow \overline{\sin^2 \theta_{W,f}}(s) = \overline{\sin^2 \theta_W}(s)(1 + \Delta \kappa_f(s))$$

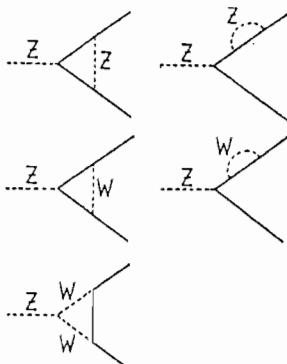
$$\Delta \kappa_{e,\mu,\tau}(M_Z^2) = 0,0032$$

für $m_t = 150$ GeV

Imaginärteil: vernachlässigt

- Der Wert von $\Delta \kappa_l$ gilt nur für geladene Leptonen. Für andere Fermionen hat die Korrektur andere Werte.
- Die Fermionselbstenergien wurden für beide auslaufenden Fermionen berücksichtigt. (Nur für eines gezeichnet.)
- Die Abhängigkeit von der Masse des "Top"-Quarks ist gering ($\pm 0,1 \cdot 10^{-3}$ für $m_t \pm 50$ GeV). Die Abhängigkeit von der Higgsmasse ist vernachlässigbar.

Z^0 - Vertex



Realteil:

$$v_f \rightarrow \overline{v_f} = \sqrt{\rho_f(s)} (I_f^3 - 2Q_f \overline{\sin^2 \theta_{W,f}}(s))$$

$$a_f \rightarrow \overline{a_f} = \sqrt{\rho_f(s)} I_f^3$$

$$\overline{\rho_f}(s) = \overline{\rho}(s)(1 + \Delta \rho_f(s))$$

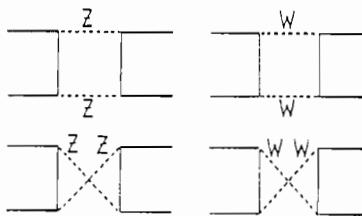
$$\Delta \rho_{e,\mu,\tau}(M_Z^2) = -0,006$$

Imaginärteil: vernachlässigt

- Wie $\Delta \kappa_l$ hängt auch $\Delta \rho_l$ vom Typ des auslaufenden Fermions ab.
- Die Abhängigkeit von der Masse des "Top"-Quarks ist gering.
- Da in die Analyse der τ -Polarisation nur das Verhältnis v_f/a_f eingeht, hebt sich diese Korrektur auf. Sie wurde nicht berücksichtigt.

“Box“-Diagramme

“Box“ - Diagramme



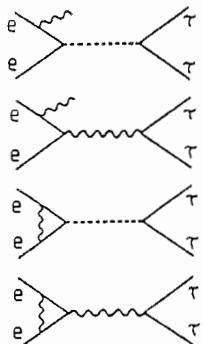
vernachlässigt

- Diese Prozesse zeigen keine Resonanzstruktur, so daß sie für Schwerpunktsenergien in der Nähe der Z^0 -Resonanz vernachlässigbar sind. Für $s = M_Z^2$ ist ihr Beitrag zum differentiellen Wirkungsquerschnitt kleiner als 0,02 %.

6.5.3 QED Korrekturen

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die QED-Korrekturen gegeben werden, die bei der Erzeugung des τ -Paars und beim myonischen Zerfall auftreten. Man kann die auftretenden Effekte in direkte [67], das sind solche, die zu einer Veränderung der Polarisation der τ -Leptonen führen, und indirekte, die die Messung der Polarisation aus dem Spektrum der Myonen beeinflussen, unterteilen. Mit den Näherungen, die benutzt wurden, lassen sich die Korrekturen in eine (semi-)analytische Form (eine Integration bleibt numerisch auszuführen) bringen, was deren Handhabung erheblich erleichtert. Näheres findet man in [60].

Strahlung im Anfangszustand



direkter Effekt:

$$A_{pol} (s = M_Z^2) \rightarrow A_{pol} (s' \neq M_Z^2)$$

$$\Delta A_{pol} = -0,2 \%$$

berücksichtigt

indirekter Effekt:

$$E_\tau \neq E_{Strahl}$$

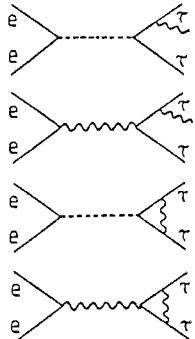
$$\Delta A_{pol} = -0,2 \%$$

berücksichtigt

- Der indirekte Effekt entsteht dadurch, daß in der Messung E_τ durch die halbe Schwerpunktsenergie ersetzt wird, was unumgänglich ist, da das τ -Lepton selbst nicht beobachtet werden kann.

- Betrachtet wurde die Abstrahlung beider Fermionen im Anfangszustand. Im Kasten ist jeweils nur eines der Feynman-Diagramme stellvertretend gezeichnet. (Gilt auch für die folgenden Kästen.)
- Zwischen der Abstrahlung weicher Photonen ($E_\gamma \ll \sqrt{s}$) und den Vertexkorrekturen tritt eine Kompensation von Infrarotdivergenzen auf. Deshalb müssen diese Diagramme gemeinsam behandelt werden.
- Bei der Korrektur der Abstrahlung weicher Photonen wurde die Störungsreihe vollständig aufsummiert [68], für die harten Photonen ist die erste Ordnung und der führende Term der zweiten Ordnung berücksichtigt [69].

Strahlung vom τ -Lepton



direkter Effekt:

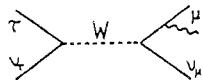
Spinflip bei der Abstrahlung [70]
 $\Delta A_{pol} = -0,02\%$
 vernachlässigt

indirekter Effekt:

$E_\tau \neq E_{Strahl}$
 $\Delta A_{pol} \approx -5\% (!)$
 berücksichtigt

- Die Abstrahlung des τ -Leptons stellt die größte Strahlungskorrektur dar. Sie beträgt etwa ein Drittel der erwarteten Polarisation [71,72].
- Kompensation von Infrarotdivergenzen wie oben.
- Bei der Abstrahlung weicher Photonen wurden neben der Korrektur erster Ordnung die führenden (logarithmischen) Terme der höheren Ordnungen mitgenommen. Die Abstrahlung harter Photonen ist in erster Ordnung berücksichtigt.

Abstrahlung des Myons



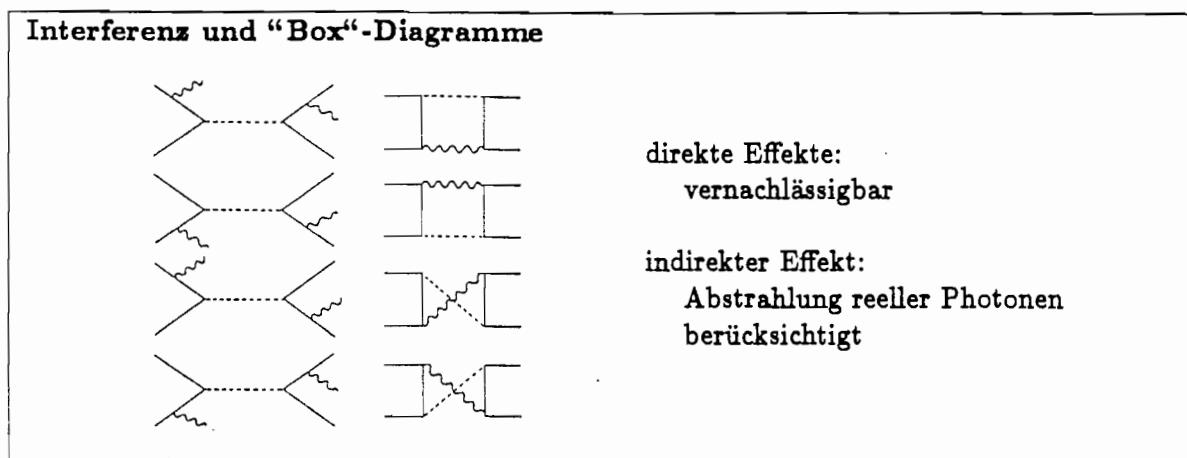
direkter Effekt:

—

indirekter Effekt:

$E_\mu \rightarrow E'_\mu$
 $\Delta A_{pol} \approx -2\%$
 berücksichtigt

- Die Abstrahlung wurde in der selben Näherung behandelt wie die des τ -Leptons.



- Bei der gleichzeitigen Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und im Endzustand tritt ein Interferenzterm auf, der den Beitrag der “Box“-Diagramme nahezu kompensiert. Studien zu A^{FB} und zur Rechts-Links-Asymmetrie, die bei polarisiertem Anfangszustand auftritt, haben ergeben, daß der verbleibende Beitrag zum Wirkungsquerschnitt kleiner als 0,1 % ist [73].
- Der entsprechende Beitrag im Zerfall des τ -Leptons wurde ebenfalls vernachlässigt.

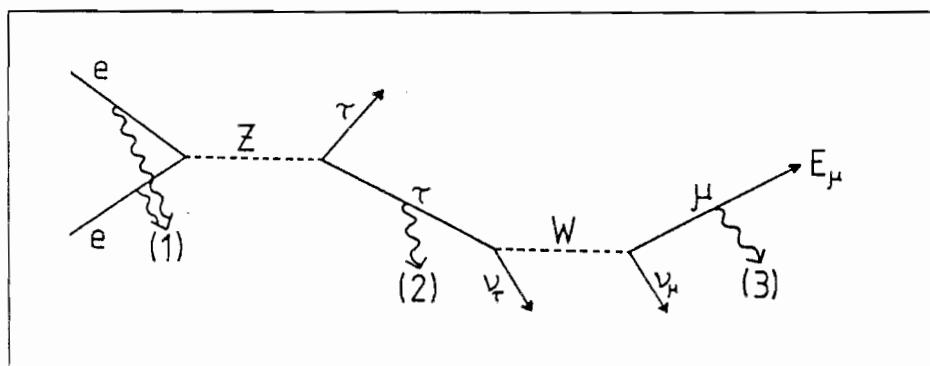


Abbildung 6.6: Darstellung der QED-Strahlungskorrekturen als unabhängige Fragmentationsschritte.

Die Abstrahlung reeller Photonen verringert nicht nur die Energie des strahlenden Teilchens, sie kann auch dessen Richtung verändern. Ferner führt Abstrahlung im Anfangszustand zu einem bewegten Schwerpunktsystem, so daß der gemessene Streuwinkel nicht mehr dem Streuwinkel im Ruhesystem des ausgetauschten Z^0 -Bosons bzw. Photons entspricht. Beide Effekte sind klein und wurden vernachlässigt. Zusammen mit der Vernachlässigung der Interferenz zwischen der Abstrahlung im Anfangszustand, vom τ -Lepton und vom Myon ermöglicht dies, den Prozeß als eine Abfolge unabhängiger Fragmentationen zu beschreiben, die zur Emission des Myons mit dem Streuwinkel des τ -Leptons führt. Dies ist in Abbildung

6.6 schematisch dargestellt. Der Prozeß beginnt mit der Abstrahlung aus dem Anfangszustand (1), dann folgt die Erzeugung des τ -Paares. Dieses strahlt eventuell Photonen (2) ab und zerfällt dann ins Myon, das ebenfalls Photonen (3) abstrahlen kann. Dieser Ansatz ist in [60] ausgewertet (Faltung des strahlungsfreien Spektrums mit der Wahrscheinlichkeit, Photonen einer bestimmten Energie abzustrahlen, für jeden der drei Strahlungsprozesse). Zur Vereinfachung wurde die gleichzeitige Abstrahlung von Photonen vom τ -Lepton und vom Myon vernachlässigt. Dieser Teil kann dann analytisch integriert werden, und es bleibt die Faltung über die Schwerpunktsenergie nach Abstrahlung aus dem Anfangszustand numerisch zu lösen. Ein Vergleich dieser (semi-)analytischen Rechnung mit dem Monte Carlo Programm KORALZ [74] ergab Übereinstimmung bis auf etwa 0,1 %.

Schlußbemerkungen

Die Selektionskriterien für $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ -Zerfälle wurden so gewählt, daß die Ereignisse auch dann noch akzeptiert werden, wenn Abstrahlung auftrat, so daß diese bei der Behandlung der Strahlungskorrekturen nicht berücksichtigt werden mußten. Einzige Ausnahme bildet die Abstrahlung harter Photonen aus dem Anfangszustand (Kriterium E.4; Abschnitt 3.2), die aber ohnehin klein ist. Nicht erwähnt wurden bisher die elektroschwachen Korrekturen im τ -Zerfall. Sie sind klein und wurden vernachlässigt [75]. Ebenfalls vernachlässigt wurde Bremsstrahlung des Myons beim Durchgang durch die Materie des Detektors. Diese macht nur 1 % der gesamten Abstrahlung aus, wie Studien mit simulierten Ereignissen ergaben.

6.6 Messungen und Ergebnisse

Zwei verschiedene Messungen wurden durchgeführt:

- Messung A

Das Spektrum der Myonen summiert über den Streuwinkel θ wurde benutzt, um die mittlere Polarisation A_{pol} der τ -Leptonen zu bestimmen. Hierzu wurde die Formel 6.2 über θ integriert und A_{pol} als Funktion von $\frac{v_\tau}{a_\tau}$ und s berechnet. Sodann wurde $d\Gamma/dx_\mu$ aus 6.7 - für das über den Streuwinkel summierte Spektrum tritt A_{pol} an die Stelle von P_{τ^-} - durch Variation von $\frac{v_\tau}{a_\tau}$ unter Beachtung der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien, bei denen die Daten aufgezeichnet wurden, an diese angepaßt.

- Messung B

In einer zweiten Messung wurde das Spektrum der Myonen als Funktion des Streuwinkels θ aufgezeichnet. Aus Formel 6.2 wurde P_{τ^-} als Funktion von $\frac{v_\tau}{a_\tau}$, $\frac{v_e}{a_e}$ und s bestimmt und dann $d\Gamma/dx_\mu$ durch Variation von $\frac{v_\tau}{a_\tau}$ und $\frac{v_e}{a_e}$ an die Daten angepaßt. Dies bedeutet die simultane Messung von A_{pol} und A_{pol}^{FB} . Um für diese Messung die systematischen Fehler zu bestimmen, muß neben der Energieabhängigkeit der Akzeptanz und des Untergrundes deren Winkelabhängigkeit studiert werden. Dazu wurde der ALEPH-Detektor in fünf Abschnitte in θ unterteilt und die in Abschnitt 3.1 beschriebenen Studien für jedes Winkelintervall getrennt wiederholt.

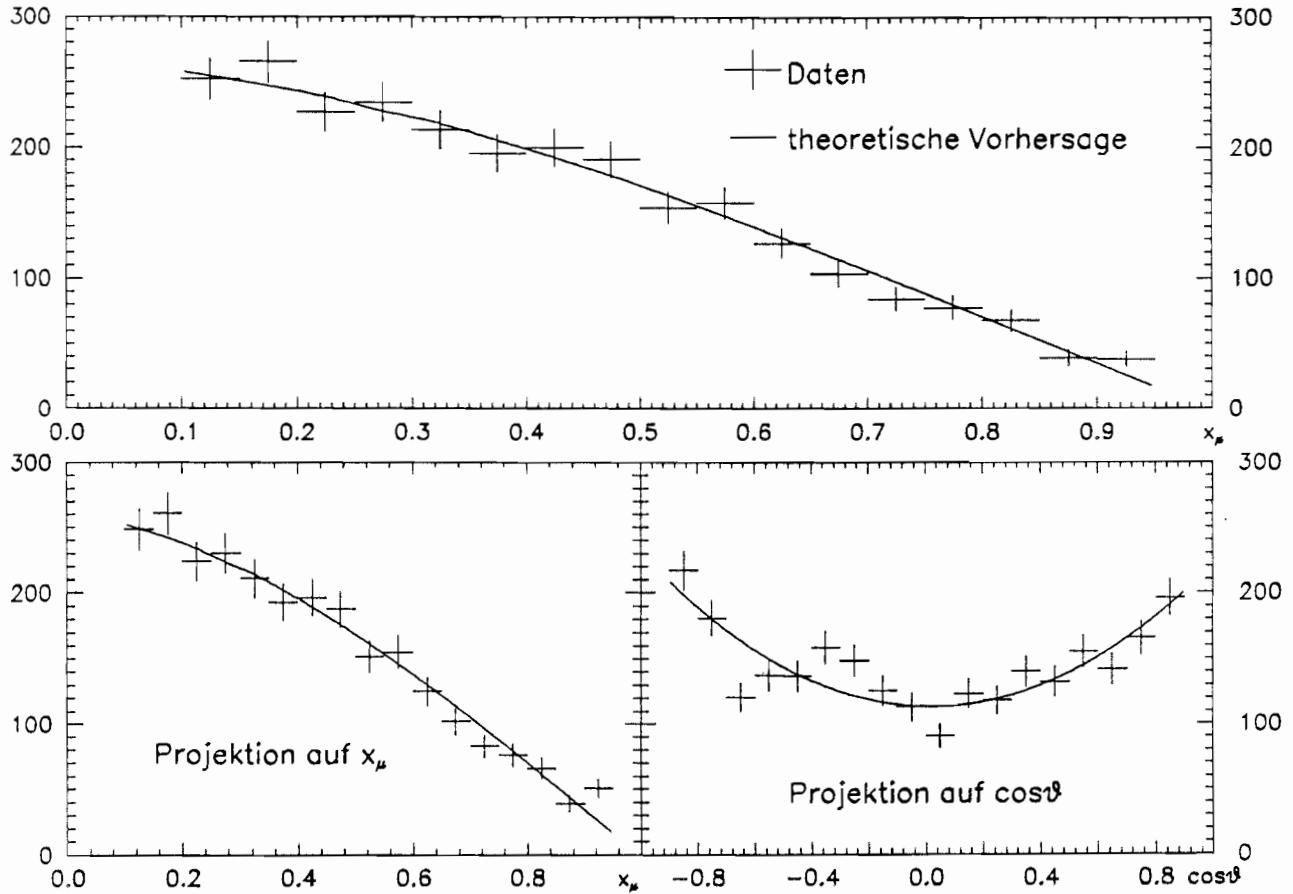


Abbildung 6.7: Oben: Messung A, Spektrum der Myonen Unten: Messung B, Anpassung der theoretischen Vorhersage als Funktion der Myonenergie und des Streuwinkels θ . Gezeigt ist die Projektion des 2-dimensionalen Spektrums auf die Energie und den Streuwinkel.

Abbildung 6.7 zeigt die Spektren zusammen mit der theoretischen Vorhersage nach Anpassung der Parameter. Die Anpassung ergab $A_{pol} = (-19,5 \pm 9,6_{\text{STAT}}) \%$ für Messung A und $A_{pol} = (-22,0 \pm 9,9_{\text{STAT}}) \%$, $A_{pol}^{\text{FB}} = (-2,6 \pm 7,2_{\text{STAT}}) \%$ für Messung B. Die systematischen Fehler sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Daraus ergibt sich für das Verhältnis der Kopplungskonstanten $\frac{v_\tau}{a_\tau} = 0,098 \pm 0,051$ aus Messung A bzw. $\frac{v_\tau}{a_\tau} = 0,111 \pm 0,053$ und $\frac{v_e}{a_e} = 0,017 \pm 0,049$ aus Messung B. Für den Weinbergwinkel erhält man $\sin^2 \theta_W (M_Z^2) = 0,226 \pm 0,013$ aus A bzw. $\sin^2 \theta_W (M_Z^2) = 0,235 \pm 0,009$ aus B unter der Annahme von Leptonuniversalität.

	siehe	Messung A A_{pol}	Messung B	
			A_{pol}^{FB}	A_{pol}
Ereignisselektion	Tab. 3.2	$\pm 0,9\%$	$\pm 0,1\%$	$\pm 0,9\%$
Impuls- und Winkelabhängigkeit				
Myonidentifikation	Kap. 3.4	$\pm 0,7\%$	$\pm 0,1\%$	$\pm 1,6\%$
Impuls- und Winkelabhängigkeit				
Mißidentifikation von	Kap. 3.6	$\pm 2,7\%$	$\pm 0,6\%$	$\pm 2,7\%$
$\tau \rightarrow had \nu_\tau$ -Zerfällen				
Untergrund aus	Kap. 3.5	$^{+0,8}_{-0,1}\%$	$\pm 0,1\%$	$^{+0,8}_{-0,1}\%$
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen				
Untergrund aus	Kap. 3.7	$-0,9\%$	$+0,2\%$	$-1,0\%$
2-Photon-Prozessen				
Impulsauflösung	Kap. 2.2.3	$\pm 1,3\%$	$\pm 0,2\%$	$\pm 1,3\%$
Kalibration der	Kap. 2.2.3	$\pm 1,1\%$	$\pm 0,8\%$	$\pm 1,0\%$
Spurkammern				
Ungenauigkeit der	Kap. 6.5.2	$\pm 0,8\%$	$\pm 0,6\%$	$\pm 0,8\%$
Strahlungskorrekturen				
Summe		$\pm 3,5\%$	$\pm 1,3\%$	$\pm 3,9\%$

Tabelle 6.1: Systematische Fehler der Messung von A_{pol} und A_{pol}^{FB} .

Um das Standardmodell, wie in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben, zu testen, kombiniert man die hier beschriebene Messung der mittleren τ -Polarisation mit entsprechenden Messungen aus anderen Zerfallskanälen des τ -Leptons. Die Messungen mit verschiedenen Zerfallskanälen sind statistisch unabhängig, bestimmen aber dieselbe physikalische Größe A_{pol} . Nach Ende der Datennahme 1990 wurde dies durchgeführt und publiziert [32]. Tabelle 6.2 faßt die Resultate der fünf untersuchten Kanäle zusammen. Insgesamt ergab sich eine mittlere τ -Polarisation von $(-15,2 \pm 4,5)\%$. Die Verbesserungen des hier gegebenen Resultates im Zerfallskanal $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ gegenüber dem publizierten beruhen auf der Hinzunahme neuer Daten und Weiterentwicklungen in der Selektion. Für die weitere Interpretation sollen trotzdem die veröffentlichten Resultate benutzt werden, so daß allen Messungen der gleiche Datensatz zu Grunde liegt.

	A_{pol} in %				
$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$	-36	\pm	17 _{STAT}	\pm	6 _{SYS}
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	-19	\pm	13 _{STAT}	\pm	6 _{SYS}
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	-13,0	\pm	6,5 _{STAT}	\pm	4,4 _{SYS}
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	-12,4	\pm	4,7 _{STAT}	\pm	5,1 _{SYS}
$\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$	-15	\pm	15 _{STAT}	\pm	7 _{SYS}
Mittelwert	$-15,2 \pm 4,5$				

Tabelle 6.2: Messung der τ -Polarisation in verschiedenen Zerfallskanälen.

Kombiniert man die Messung der mittleren τ -Polarisation ($A_{pol} \approx -2 \frac{v_\tau}{a_\tau}$) mit der Messung der partiellen Zerfallsbreite ($\Gamma_{\tau\tau} \propto a_\tau^2$) des Z^0 -Bosons [21], so kann man die Kopplungskonstanten des τ -Leptons an das Z^0 -Boson einzeln bestimmen. (Resultate aus der Neutrino-Elektron-Streuung wurden benutzt, um das Vorzeichen von a_τ festzulegen [76,77,78,79].) Siehe Tabelle 6.3, vierte Zeile. Auch aus den Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien [21] der drei geladenen Leptonen lassen sich in Kombination mit den partiellen Zerfallsbreiten die Kopplungskonstanten der jeweiligen Spezies an das Z^0 -Boson bestimmen. Ein Vergleich (Tabelle 6.3) bestätigt eindrucksvoll die Annahme von Leptonuniversalität im Standardmodell.

	a_l	v_l
e	$-0,501^{+0,003}_{-0,003}$	$-0,035^{+0,013}_{-0,014}$
μ	$-0,494^{+0,005}_{-0,004}$	$-0,023^{+0,029}_{-0,037}$
τ	$-0,486^{+0,019}_{-0,009}$	$-0,104^{+0,040}_{-0,066}$
$A_{pol}(\tau)$	$-0,497 \pm 0,005$	$-0,038 \pm 0,012$
Summe	$-0,498^{+0,002}_{-0,002}$	$-0,041^{+0,007}_{-0,006}$

Tabelle 6.3: Kopplungskonstanten der Leptonen ans Z^0 -Boson.

Ein Test des Standardmodells, wie er in der Einleitung dieses Kapitels angesprochen wurde, kann in einen Vergleich der Weinbergwinkel ausgedrückt werden, die sich aus verschiedenen Messungen ergeben. Tabelle 6.4 zeigt diesen Vergleich. Die verschiedenen Werte von $\sin^2 \theta_W$ sind miteinander im Einklang.

	$\sin^2 \theta_W (M_Z^2)$
$A_{FB}^{FB} Z^0 \rightarrow l^+l^-$ [21]	$0,2281 \pm 0,0040$
$A_{FB}^{FB} Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ [80]	$0,2310 \pm 0,0120$
$A_{FB}^{FB} Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ [80]	$0,2262 \pm 0,0054$
Ladungsasymmetrie $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ [81]	$0,2300 \pm 0,0052$
τ -Polarisation [32]	$0,2302 \pm 0,0057$
partielle Breite Γ_{ll} [21]	$0,2340 \pm 0,0025$
Mittelwert	$0,2312 \pm 0,0018$

Tabelle 6.4: Bestimmung des Weinbergwinkels durch verschiedene Messungen.

Nicht betrachtet wurde bis jetzt die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Polarisation A_{pol}^{FB} , da Messungen in den anderen Zerfallskanälen noch nicht vorliegen. Erst nach Kombination mit diesen wird die statistische Aussagekraft groß genug sein, um einen weiteren Stein im Fundament des Standardmodells zu bilden.

Kapitel 7

Die Lorentzstruktur des schwachen geladenen Stromes

7.1 Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung

Fermi hatte seine Theorie der schwachen Wechselwirkung 1933 [82] in enger Anlehnung an die Quantenelektrodynamik entwickelt. Sie war wie diese paritätserhaltend. Nach der Entdeckung der Paritätsverletzung im β -Zerfall [5,6] mußte sie modifiziert werden. Dies gelang 1958 Feynman und Gell-Mann durch die Einführung der "V-A"-Struktur [83,84]. Sie beschreiben die schwache Wechselwirkung durch die Kopplung zweier Ströme. Um die Paritätsverletzung zu berücksichtigen, nahmen sie an, daß nur linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Antineutrinos an der Wechselwirkung teilnehmen. Der schwache Strom der Leptonen wird dargestellt als:

$$j^\mu = c \bar{\psi}(l) \gamma^\mu \psi_L(\nu)$$

Dabei ist $\bar{\psi}(l)$ die Wellenfunktion des geladenen Leptons und $\psi_L(\nu)$ die des linkshändigen Neutrinos. Möchte man für das Neutrino eine Wellenfunktion allgemeiner Händigkeit benutzen, so muß man den Projektionsoperator auf den linkshändigen Zustand einführen:

$$j^\mu = c \bar{\psi}(l) \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi(\nu) = c' \bar{\psi}(l) (\gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma_5) \psi(\nu)$$

Man sieht, daß sich der Strom aus zwei Anteilen zusammensetzt. Der erste verhält sich unter Lorentztransformationen wie ein Vektor V , der zweite wie ein Axialvektor A . Deshalb nennt man dies eine "V-A"-Struktur. Es ist nicht von vorneherein klar, daß nur diese Anteile in der Kopplung vorkommen. Man kann sich Kopplungen vorstellen, die sich unter Lorentztransformation wie Skalare oder wie Tensoren zweiter Stufe transformieren. Ebenso könnten V und A mit unterschiedlicher Amplitude oder mit einer anderen relativen Phase auftreten. (Die Kopplungen können im allgemeinen komplexe Vorfaktoren besitzen). Welches die richtige Kopplung ist, muß experimentell bestimmt werden. Für den schwachen Strom des Myons wurden die dafür nötigen Messungen durchgeführt (siehe übernächster Abschnitt). Die letzte Messung dieser Arbeit beschäftigt sich mit der entsprechenden Untersuchung des schwachen Stromes des τ -Leptons, über dessen Lorentzstruktur bisher nur wenig bekannt ist.

7.2 Der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ mit erweiterten Kopplungen

Der myonische Zerfall des τ -Leptons soll durch eine lokale Wechselwirkung beschrieben werden, an die folgende Forderungen gestellt werden:

- Die Leptonzahl soll erhalten sein.
- Der Hamiltonoperator soll keine Ableitungen enthalten.
- Der Hamiltonoperator soll keine Tensoren von höherem als zweitem Rang und keine Pseudotensoren von Rang größer eins enthalten.

Unter diesen Bedingungen kann das Matrixelement in der folgenden Form geschrieben werden (Helizitätsdarstellung) [86,87]:

$$M = 4 \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\kappa, \epsilon, \lambda} g_{\epsilon \lambda}^{\kappa} \langle \bar{\psi}_{\epsilon}(\mu) | \Gamma^{\kappa} | \psi_{\rho}(\nu_{\mu}) \rangle \langle \bar{\psi}_{\omega}(\nu_{\tau}) | \Gamma_{\kappa} | \psi_{\lambda}(\tau) \rangle \quad (7.1)$$

$$\text{mit } \Gamma^S = 1, \Gamma^V = \gamma^{\mu}, \Gamma^T = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu}$$

Dabei bezeichnet κ den Rang des Wechselwirkungsoperators ($\kappa = S, V, T$ für Skalar-, Vektor- und Tensorwechselwirkung) und $\epsilon, \lambda = R, L$ die Helizitäten der geladenen Leptonen. Die Helizitäten ρ, ω der Neutrinos sind dann eindeutig festgelegt. Die Wechselwirkung enthält 10 komplexe Kopplungskonstanten, die experimentell bestimmt werden müssen. Für reine "V-A"-Wechselwirkung ist lediglich $g_{LL}^V = 1$ von Null verschieden. (Tabelle 7.1 gibt die Werte der Kopplungskonstanten in der Helizitätsdarstellung für einige Kombinationen von Vektor- und Axialvektorkopplungen.)

Das Spektrum der Myonen im Ruhesystem des τ -Leptons ergibt sich dann zu [62]

$$\frac{d^2\Gamma(x^*, \cos\theta^*)}{dx^* d\cos\theta^*} = \frac{Am_{\tau}^5 G_F^2}{256\pi^3} x^* \left\{ \left[x^*(1-x^*) + \frac{2}{9}\rho(4x^{*2} - 3x^*) + 2\eta\frac{m_{\mu}}{m_{\tau}}(1-x^*) \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{3}\xi x^* \cos\theta^* \left[1 - x^* + \frac{2}{3}\delta(4x^* - 3) \right] \right\} \quad (7.2)$$

$$x^* = 2 \frac{E_{\mu}}{m_{\tau}}$$

und die partielle Zerfallsbreite nach Integration über x^* und $\cos\theta^*$ zu

$$\Gamma_{\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_{\mu} \nu_{\tau}} = \frac{Am_{\tau}^5 G_F^2}{3072\pi^3} \left(1 + 4\eta\frac{m_{\mu}}{m_{\tau}} \right). \quad (7.3)$$

Dabei ist θ^* der Winkel zwischen dem Spin des τ -Leptons und dem Impuls des Myons (A siehe Gleichung 7.8). Über die Spinrichtung des Myons wurde integriert. Terme proportional zu m_{μ}^2/m_{τ}^2 wurden vernachlässigt. Im weiteren soll außerdem der Term proportional zu m_{μ}/m_{τ} , der η enthält, vernachlässigt werden. Die Größen ρ, ξ, η und δ charakterisieren den Einfluß

Vertices		Kopplungskonstanten	Michelpараметры			
$\tau - \nu_\tau$	$\mu - \nu_\mu$		ρ	ξ	δ	η
V-A	V-A	$g_{LL}^V = 1$	$\frac{3}{4}$	1	$\frac{3}{4}$	0
V	V	$g_{LL}^V = g_{RL}^V = g_{LR}^V = g_{RR}^V = \frac{1}{2}$	$\frac{3}{8}$	0	0	0
A	A	$g_{LL}^V = -g_{RL}^V = -g_{LR}^V = g_{RR}^V = \frac{1}{2}$	$\frac{3}{8}$	0	0	0
V+A	V+A	$g_{RR}^V = 1$	$\frac{3}{4}$	-1	$\frac{3}{4}$	0
V	V-A	$g_{LL}^V = g_{LR}^V = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{3}{8}$	2	$\frac{3}{16}$	0
A	V-A	$g_{LL}^V = -g_{LR}^V = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{3}{8}$	2	$\frac{3}{16}$	0
V+A	V-A	$g_{LR}^V = 1$	0	3	0	0

Tabelle 7.1: Werte der Kopplungskonstanten in der Helizitätsdarstellung für einige Kombinationen von Vektor- und Axialvektorkopplungen an den beiden Vertices. Es sind nur die angegeben, die nicht verschwinden. Skalare und tensorielle Kopplungen wurden zu Null angenommen ($A=16$).

der verschiedenen Kopplungen auf das Spektrum. Sie werden Michelparameter genannt [85]. In der Darstellung der Wechselwirkung nach Gleichung 7.1 sind sie gegeben durch:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\sqrt{16}}{A} \frac{3}{16} (|g_{RR}^S|^2 + |g_{LR}^S|^2 + |g_{RL}^S|^2 + |g_{LL}^S|^2) + \frac{3}{4} (|g_{RR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2 + |g_{LR}^T|^2 + |g_{RL}^T|^2) \\ &\quad - 4 \frac{3}{4} \operatorname{Re} (g_{LR}^S g_{LR}^{T*} + g_{RL}^S g_{RL}^{T*}) \\ A=16 &= \frac{3}{4} - \frac{3}{4} (|g_{LR}^V|^2 + |g_{RL}^V|^2 + 2|g_{LR}^T|^2 + 2|g_{RL}^T|^2 + \operatorname{Re} (g_{LR}^S g_{LR}^{T*} + g_{RL}^S g_{RL}^{T*})) \end{aligned} \quad (7.4)$$

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\sqrt{16}}{A} - \frac{1}{4} (|g_{RR}^S|^2 + |g_{LR}^S|^2 - |g_{RL}^S|^2 - |g_{LL}^S|^2) - (|g_{RR}^V|^2 - 3|g_{LR}^V|^2 + 3|g_{RL}^V|^2 - |g_{LL}^V|^2) \\ &\quad + 5 (|g_{LR}^T|^2 - |g_{RL}^T|^2) + 4 \operatorname{Re} (g_{RL}^S g_{RL}^{T*} - g_{LR}^S g_{LR}^{T*}) \end{aligned} \quad (7.5)$$

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\sqrt{16}}{A} \frac{1}{\xi} \left[-\frac{3}{16} (|g_{RR}^S|^2 - |g_{RL}^S|^2 + |g_{LR}^S|^2 - |g_{LL}^S|^2) - \frac{3}{4} (|g_{RR}^V|^2 - |g_{LL}^V|^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{4} (|g_{RL}^T|^2 - |g_{LR}^T|^2) + \frac{3}{4} \operatorname{Re} (g_{RL}^S g_{RL}^{T*} - g_{LR}^S g_{LR}^{T*}) \right] \end{aligned} \quad (7.6)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{16}}{A} \frac{1}{2} \operatorname{Re} (g_{RL}^V g_{RL}^{T*} + 6g_{LR}^V g_{LR}^{T*} + g_{RR}^V g_{LL}^{T*} + g_{RL}^V g_{LR}^{T*} + g_{LR}^V g_{RL}^{T*} + g_{LL}^V g_{RR}^{T*}) \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} A &= 4 (|g_{RR}^S|^2 + |g_{RL}^S|^2 + |g_{LR}^S|^2 + |g_{LL}^S|^2) + 16 (|g_{RR}^V|^2 + |g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2) \\ &\quad + 48 (|g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Für reine "V-A"-Wechselwirkung ist $\rho = \frac{3}{4}$, $\xi = 1$, $\delta = \frac{3}{4}$ und $\eta = 0$. Zerfällt das τ -Lepton mit derselben Kopplungsstärke wie das Myon, so ist $A = 16$. Nach Lorentztransformation ins Laborsystem (Ruhesystem des Z^0 -Bosons) und Integration über θ^* erhält man (bei der Lorentztransformation wurden die Ruheenergien der Leptonen gegen deren kinetische Energie vernachlässigt, $p \approx E$):

$$\frac{d\Gamma(x)}{dx} = \frac{Am_\tau^5 G_F^2}{3072\pi^3} \left\{ 2 - 6x^2 + 4x^3 + \frac{4}{9}\rho(-1 + 9x^2 - 8x^3) - \xi P_{\tau^-} \left[-\frac{2}{3} + 4x - 6x^2 + \frac{8}{3}x^3 + \frac{4}{9}\delta(1 - 12x + 27x^2 - 16x^3) \right] \right\} \quad (7.9)$$

$$x = \frac{E_\mu}{E_\tau}$$

P_{τ^-} ist wieder die Polarisierung des negativen τ -Leptons. Setzt man die Michelparameter auf die Werte, die einer reinen "V-A"-Wechselwirkung entsprechen, und $A = 16$, so ergibt sich Gleichung 6.7. Abbildung 7.1 zeigt den Einfluß der Michelparameter auf das Spektrum. Das Spektrum hängt nur schwach von δ ab. Die Parameter ρ und ξ erscheinen nahezu vollständig korreliert. Der Einfluß von ξ variiert aber mit dem Streuwinkel, da P_{τ^-} mit dem Streuwinkel variiert, so daß es möglich ist, sowohl ρ als auch ξ zu bestimmen.

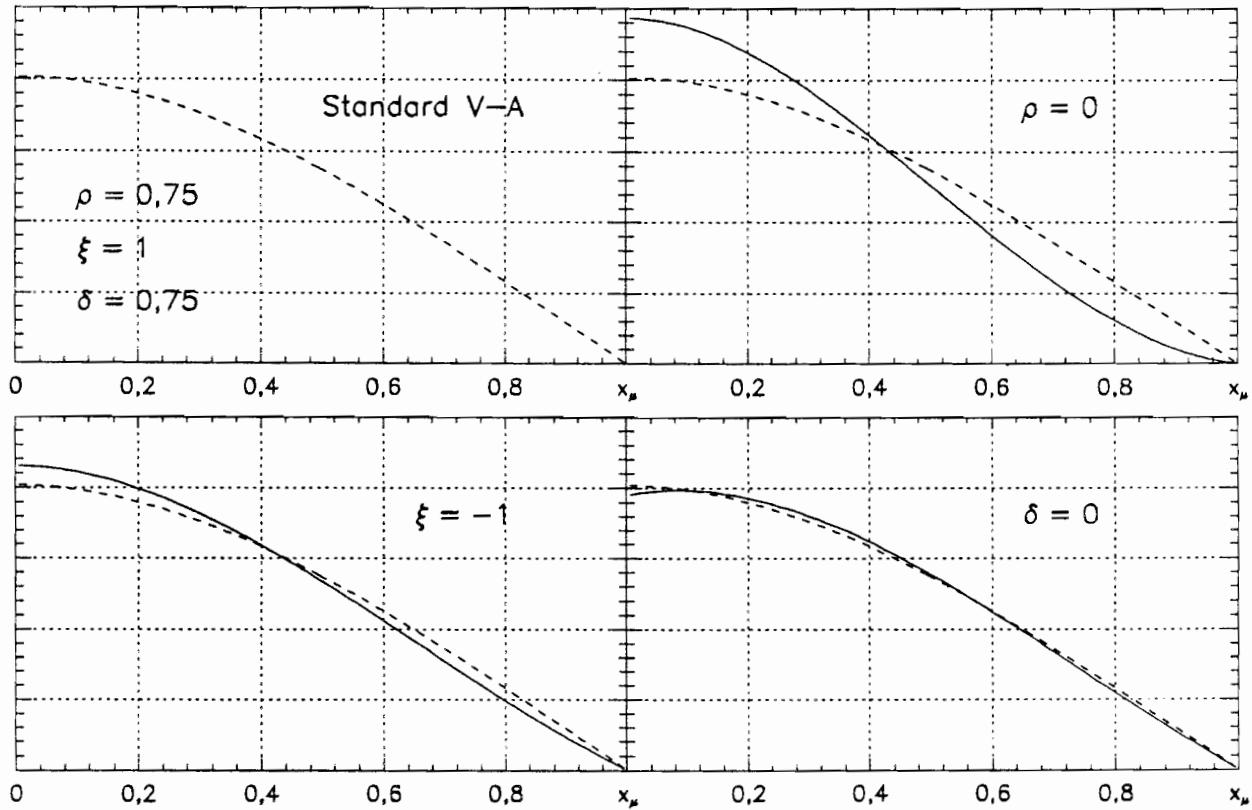


Abbildung 7.1: Gestrichelte Kurven: Spektrum für reine "V-A"-Wechselwirkung. Rechts oben: Einfluß des Michelparameters ρ auf das Spektrum. Links unten: Michelparameter ξ . Rechts unten: Michelparameter δ .

7.3 Vollständige Bestimmung der Lorentzstruktur

In Anlehnung an die Analyse der Lorentzstruktur im Myonzerfall wurde von Fettscher ein Verfahren zur vollständigen Bestimmung der Lorentzstruktur im τ -Zerfall vorgeschlagen [87]. Handelt es sich tatsächlich um eine reine "V-A"-Wechselwirkung, so genügt die Messung von fünf Größen, um dies zu verifizieren. Nur falls man Abweichungen von "V-A" findet, sind weitere Experimente nötig, um alle Kopplungskonstanten zu bestimmen. Die fünf Größen können in folgenden Experimenten bestimmt werden:

- Die Messung der Lebensdauer des τ -Leptons und mindestens eines leptonischen Verzweigungsverhältnisses.
Daraus läßt sich die partielle Zerfallsbreite berechnen und dann mit Gleichung 7.3 die Normierung der Kopplungskonstanten überprüfen. Hierzu liegen Resultate vor [22]. Allerdings ist zu beachten, daß in Gleichung 7.3 ein Korrekturterm auftritt, der den Parameter η enthält. Für maximales η beträgt die Korrektur 12 %, ist also nicht vernachlässigbar.
- Die Messung von Korrelationen zwischen den Energien der geladenen Zerfallsprodukte des τ^- und τ^+ -Leptons [88] und eventuell dem Winkel zwischen ihnen [87,89]. (Die Rechnungen gehen zurück auf [33,90].)
Aus dieser Messung ergeben sich die Michelparameter ρ , ξ , δ und η . (Von ξ erhält man nur den Betrag, das Vorzeichen kann durch eine Analyse des a_1 -Zerfalls festgelegt werden. Siehe [91].) Findet man $\xi = 1$ und $\delta = \frac{3}{4}$ innerhalb der Meßfehler, so kann man daraus obere Grenzen für die fünf Kopplungskonstanten g_{eR} ableiten. Das bedeutet, daß die Kopplung rechtshändiger τ^- -Leptonen an den schwachen geladenen Strom ausgeschlossen werden kann. An dieser Messung wird derzeit gearbeitet.
- Die Messung der longitudinalen Polarisation eines Tochterleptons aus dem τ Zerfall (Parameter ξ').
Findet man $\xi' = 1$, wie erwartet, so kann man obere Grenzen für die Kopplungskonstanten $g_{R\lambda}$ angeben, das heißt, daß der Zerfall in rechtshändige geladene Leptonen ausgeschlossen ist. Mit den derzeit verfügbaren Apparaturen ist diese Messung allerdings nicht durchführbar. (Fettscher unterbreitet einen Vorschlag zur Erweiterung eines bestehenden Detektors für diese Messung.)
- Die Messung eines inversen τ -Zerfalls, z.B. in der Reaktion $\nu_\tau e^- \rightarrow \tau^- \nu_e$ (oder von Korrelationen zwischen den Neutrinos und dem Tochterlepton).
Mit den Resultaten der zweiten und dritten Messung sind alle Kopplungen ausgeschlossen bis auf g_{LL}^S und g_{LL}^V . Ferner ist durch die erste Messung die Summe der Beträge festgelegt, also $4|g_{LL}^S|^2 + |g_{LL}^V|^2 = 1$. Der inverse τ -Zerfall erlaubt die Unterscheidung der beiden verbleibenden Kopplungen, denn er kann nach Berücksichtigung der obigen (hypothetischen) Resultate nur durch g_{LL}^V vermittelt werden [92]. Tritt er auf, ist die Kopplung g_{LL}^V , wird er nicht nachgewiesen, hat man $2g_{LL}^S$. (Die Phase der verbleibenden Kopplung ist willkürlich und wird meist reell gewählt.) Diese Messung liegt experimentell noch weit außerhalb des derzeit Möglichen.

$ g_{RR}^S < 0,066$	$ g_{RR}^V < 0,033$	
$ g_{LR}^S < 0,125$	$ g_{LR}^V < 0,060$	$ g_{LR}^T < 0,036$
$ g_{RL}^S < 0,424$	$ g_{RL}^V < 0,110$	$ g_{RL}^T < 0,122$
$ g_{LL}^S < 0,918$	$ g_{LL}^V > 0,888$	

Tabelle 7.2: Messung der Kopplungskonstanten im Myonzerfall (90 % c.l.).

Für den Zerfall des Myons wurde eine vollständige Bestimmung der Lorentzstruktur durchgeführt. (Die Michelparameter wurden nach einer anderen Methode, als oben für das τ -Lepton vorgeschlagen, bestimmt.) Die Resultate sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt [22,86,93].

7.4 Der ρ -Parameter

	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
DELCO [94]	$0,72 \pm 0,15$	
CLEO [95]	$0,60 \pm 0,13$	$0,81 \pm 0,13$
MAC [96]	$0,62 \pm 0,22$	$0,89 \pm 0,16$
Crystal Ball [97]	$0,64 \pm 0,09$	
ARGUS [98]	$0,747 \pm 0,053$	$0,734 \pm 0,061$
Weltmittelwert	$0,704 \pm 0,041$	$0,763 \pm 0,052$

Tabelle 7.3: Messungen des Michelparameters ρ aus den Spektren von Leptonen aus dem τ -Zerfall.

Der einzige Michelparameter, der bisher gemessen wurde, ist ρ . Die Resultate sind in Tabelle 7.3 zusammengefaßt. Alle Messungen wurden bei Schwerpunktsenergien von weniger als 30 GeV durchgeführt. Bei diesen Schwerpunktsenergien ist die τ -Polarisation vernachlässigbar gering (siehe Gl. 6.5 und [96]), so daß lediglich ρ das Spektrum beeinflußt (siehe Gl. 7.10 für $P_{\tau^-} = 0$; η wurde vernachlässigt). In Tabelle 7.1 ist die Erwartung für die Michelparameter für einige Kombinationen von Vektor- und Axialvektorkopplungen an den beiden Vertices angegeben. Ferner kann man der Tabelle entnehmen, wie sich diese Kopplungen in der Helizitätsdarstellung ausdrücken.

Die gute Übereinstimmung zwischen dem gemessenen Wert und der Erwartung für eine reine "V-A"-Wechselwirkung wurde von den meisten Experimenten überinterpretiert ([97] ausgenommen). Aus diesen Messungen alleine läßt sich nicht schließen, daß reine "V-A"-Kopplung vorliegt. Drei Punkte sind zu beachten:

- Treten neben den Vektorkopplungen skalare und tensorielle Kopplungen auf, so kann es zu Kompensationen im ρ -Parameter kommen (siehe Gl. 7.4). Zu jeder beliebigen Kombination von Vektor- und Axialvektorkopplungen lassen sich Beimischungen skalarer und tensorieller Kopplungen finden, so daß $\rho = \frac{3}{4}$ wird. Fettscher [87] hat darauf hingewiesen. Unter dieser allgemeinen Annahme bedeutet $\rho = \frac{3}{4}$ lediglich, daß

$$|g_{LR}^V|^2 + |g_{RL}^V|^2 + 2|g_{LR}^T|^2 + 2|g_{RL}^T|^2 = -\text{Re} \left(g_{LR}^S g_{LR}^{T*} + g_{RL}^S g_{RL}^{T*} \right).$$

- Von allen Autoren wird angenommen, daß am $\mu - \nu_\mu$ -Vertex reine "V-A"-Kopplung auftritt, wie dies im Myonzerfall experimentell bestätigt wurde (auch wenn dies nicht in allen Publikationen explizit erwähnt wird). Es ist aber keineswegs klar, daß der $\mu - \nu_\mu$ -Vertex im τ -Zerfall dieselbe Struktur hat wie im Myonzerfall. (Man denke z.B. an die Möglichkeit, daß der τ -Zerfall nicht durch das W-Boson vermittelt wird.)
- Von allen Autoren wird ferner angenommen, daß die Gesamtstärke der Kopplung mit der im Myonzerfall (Fermikonstante) übereinstimmt. Damit wird die Normierung der Kopplungskonstanten als bekannt vorausgesetzt ($A = 16$ in Gl. 7.8).

Eine Bestätigung dieser Annahme aus den Messungen der Lebensdauer und der leptonischen Verzweigungsverhältnisse ist wegen der Unkenntnis des Parameters η derzeit nicht möglich (siehe Gl. 7.3). Selbst wenn man annimmt, daß η verschwindet (dies ist z.B. der Fall, wenn keine skalaren und tensoriellen Kopplungen auftreten), würde eine zusätzliche rechtshändige Kopplung am $\tau - \nu_\tau$ -Vertex von 10 % der "V-A"-Kopplung (also $g_{LL}^V = 1$, $g_{LR}^V = 0,1$) $\rho = \frac{3}{4}$ ergeben und die Lebensdauer des τ -Leptons nur um 1 % verändern. Diese Veränderung wäre derzeit experimentell nicht nachweisbar.

Auch die Behauptung, daß ein Wert von $\rho > \frac{3}{4}$ das Auftreten von skalaren und tensoriellen Kopplungen anzeigen, ist nur richtig, wenn die Gesamtstärke der Kopplung G_F ist.

7.5 "V-A"-Wechselwirkung im τ -Zerfall ?

In diesem letzten Abschnitt soll untersucht werden, was man aus dem Myonspektrum und der Lebensdauer des τ -Leptons über die Lorentzstruktur in seinem Zerfall lernen kann:

Aus dem in Abschnitt 7.3 Gesagten geht hervor, daß die Untersuchung des Myonspektrums alleine nicht genügt, um die Lorentzstruktur unter den allgemeinen Bedingungen, die in Kapitel 7.2 angegeben sind, zu bestimmen. Es müssen weitere Annahmen gemacht werden. Für die weitere Analyse sei angenommen, daß keine skalaren oder tensoriellen Kopplungen auftreten ($g_{e\lambda}^S = g_{e\lambda}^T = 0$). Mit dieser Einschränkung lassen sich die Michelparameter folgendermaßen durch die Kopplungskonstanten ausdrücken (aus 7.4 bis 7.7):

$$\rho = \frac{3}{4} (|g_{RR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2) \quad (7.10)$$

$$\xi = (|g_{LL}^V|^2 - 3|g_{RL}^V|^2 + 3|g_{LR}^V|^2 - |g_{RR}^V|^2) \quad (7.11)$$

$$\delta = \frac{3}{4} \frac{|g_{LL}^V|^2 - |g_{RR}^V|^2}{|g_{LL}^V|^2 - 3|g_{RL}^V|^2 + 3|g_{LR}^V|^2 - |g_{RR}^V|^2} \quad (7.12)$$

$$\eta = 0 \quad (7.13)$$

$$A = 16 (|g_{RR}^V|^2 + |g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2) \quad (7.14)$$

Zunächst sei darauf hingewiesen, daß unter dieser Annahme η verschwindet. Damit kann die Lebensdauer des τ -Leptons zusammen mit dem myonischen Verzweigungsverhältnis benutzt werden, um die Normierung einzuschränken. Mit der Lebensdauer $T_\tau = (3,03 \pm 0,08) \cdot 10^{-13} \text{ s}$ [22] und dem Verzweigungsverhältnis $V(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (17,8 \pm 0,4) \%$ [22] erhält man aus Gleichung 7.3

$$\frac{A}{16} = \frac{\Gamma_{\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau}}{\frac{m_\tau^5 G_F^2}{192\pi^3}} = \frac{(3,87 \pm 0,13) \cdot 10^{-13} \text{ GeV}}{4,1306 \cdot 10^{-13} \text{ GeV}} = 0,936 \pm 0,031$$

Als nächster Schritt soll die Messung des ρ -Parameters ausgenützt werden. Gleichung 7.10 mit $\rho = 0,763 \pm 0,052$ in die Normierungsbedingung eingesetzt ergibt:

$$|g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2 = \frac{A}{16} - \frac{4}{3}\rho = -0,081 \pm 0,076$$

Daraus kann man obere Grenzen für beide Kopplungen g_{RL}^V und g_{LR}^V ableiten. Ihr Betragsquadrat muß jeweils kleiner als $0,016(90\% \text{ c.l.})$ sein. Von den Autoren der ρ -Messungen wird das Auftreten reiner "V", "A" oder "V+A"-Kopplung am $\tau - \nu_\tau$ -Vertex ausgeschlossen. Wie hier dargelegt wurde, trifft dies zu, falls am $\mu - \nu_\mu$ -Vertex "V-A" gilt, keine skalaren und tensoriellen Kopplungen auftreten und die Normierung bekannt ist. Dies ist dann äquivalent zur Angabe einer oberen Grenze für g_{LR}^V .

Um die Lorentzstruktur des τ -Zerfalls weiter einzuschränken, wurde eine Messung des Michelparameters ξ durchgeführt. Bei Schwerpunktsenergien im Bereich der Z^0 -Resonanz besteht, wegen der nicht verschwindenden τ -Polarisation, die Möglichkeit ξ und δ aus der Form des Myonspektrums zu bestimmen. Die Messung von δ ist allerdings schwierig, da der Einfluß auf das Spektrum gering ist (siehe Abb. 7.1) und δ außerdem stark mit ξ korreliert ist. Ein Versuch beide Parameter zu messen ergab $\xi = 0,2 \pm 0,8 \text{ STAT}$ und $\delta = 3 \pm 13 \text{ STAT}$ bei vernachlässigbaren systematischen Fehlern (Korrelationskoeffizient 0,998). Der statistische Fehler auf δ ist so groß, daß man daraus keine Information über die Lorentzstruktur im τ -Zerfall gewinnen kann. Von einer Messung von δ wird deshalb abgesehen und δ auf einen Bereich von 0 bis 1 eingeschränkt. Hierzu eine Bemerkung:

Für die meisten Kombinationen der Kopplungskonstanten, die mit der Messung von ρ und der Normierung im Einklang sind, ergibt sich $\delta = \frac{3}{4}$. Wenn aber g_{RL}^V oder g_{LR}^V nicht exakt verschwinden und $g_{RR}^V \approx g_{LL}^V$, genauer $|g_{LL}^V|^2 - |g_{RR}^V|^2 = 3(|g_{LR}^V|^2 - |g_{RL}^V|^2)$, dann divergiert δ , da ξ gegen Null geht. Die Divergenz ist sehr

scharf. Bereits dann, wenn die Kopplungskonstanten um 0,2 % von diesem Pol entfernt liegen, ist δ im Bereich 0 bis 1. Der Bereich der Divergenz muß für die weiteren Überlegungen ausgeschlossen werden. Sollten die Kopplungskonstanten doch in diesem Bereich liegen, ist die gleichzeitige Bestimmung beider Parameter unumgänglich. Diese ergab $\xi = 0,2 \pm 0,8$, was leider zu ungenau ist, um weitere Schlüsse daraus zu ziehen.

	siehe	$\Delta\xi$
statistischer Fehler	-	$+0,31$ $-0,26$
Ereignisselektion Impuls- und Winkelabhängigkeit	Tab. 3.2	$\pm 0,02$
Myonidentifikation Impuls- und Winkelabhängigkeit	Kap. 3.4	$\pm 0,05$
Mißidentifikation von $\tau \rightarrow had \nu_\tau$ -Zerfällen	Kap. 3.6	$\pm 0,07$
Untergrund aus $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen	Kap. 3.5	$< 0,01$ $-0,02$
Untergrund aus 2-Photon-Prozessen	Kap. 3.7	$+0,02$
Impulsauflösung	Kap. 2.2.3	$\pm 0,06$
Kalibration der Spurkammern	Kap. 2.2.3	$\pm 0,03$
Summe der systematischen Fehler		$\pm 0,11$
Unsicherheit der externen Parameter		
$\frac{v_\tau}{a_\tau} = 0,070^{+0,026}_{-0,028}$	Tab. 6.3	$+0,01$ $-0,02$
$\frac{v_\tau}{a_\tau} = 0,214^{+0,082}_{-0,136}$	Tab. 6.3	$(+0,35)$ $(-0,23)$
$\delta = 0 \dots 1$	Text	$< -0,14$
$\rho = 0,763 \pm 0,052$	Tab. 7.3	$-0,17$ $+0,19$

Tabelle 7.4: Systematische Fehler der Messung von ξ .

Im Prinzip ist es möglich, die τ -Polarisation und den Michelparameter ξ gleichzeitig zu messen (im Wirkungsquerschnitt tritt nur das Produkt $P_{\tau-} \cdot \xi$ auf), da sich die τ -Polarisation mit dem Streuwinkel ändert, ξ aber nicht. Die Fehler beider Größen sind aber teilweise korreliert. Man kann die Genauigkeit der Messung von ξ erhöhen, wenn es gelingt den Wert der τ -Polarisation einzuschränken. Dies ist in der Tat möglich. Die Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien ergeben einen Wert für $\frac{v_\tau}{a_\tau}$ (Tabelle 6.3), und daraus kann man die τ -Polarisation vorhersagen (siehe Kapitel 6.3). (Um die Vorzeichen von v_τ und a_τ zu bestimmen wurden Ergebnisse aus Neutrinostrueperimenten benutzt [76,77,78,79].) Dieser Wert (mit seinem Fehler) wurde bei der Messung von ξ als Einschränkung benutzt. Die Vorwärts-

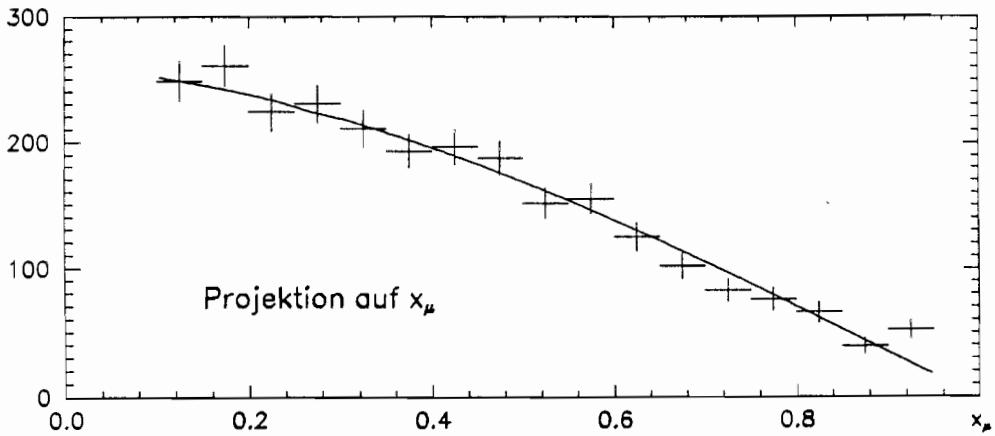


Abbildung 7.2: Messung des Michelparameters ξ . Daten (Kreuze) und theoretische Vorhersage nach Anpassung von ξ (und P_{τ^-}).

Rückwärts-Asymmetrie der Polarisation (A_{pol}^{FB}) wurde ebenfalls aus Tabelle 6.3 berechnet und vorgegeben. Für den ρ -Parameter wurde der gegenwärtige Weltmittelwert der Messungen am myonischen Zerfallskanal angenommen (siehe Tabelle 7.3). (Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß dieser bei Schwerpunktsenergien bestimmt wurde, bei denen die τ -Polarisation vernachlässigbar gering ist, so daß diese Messungen unabhängig vom Wert des ξ -Parameters sind.) Strahlungskorrektoren sind vernachlässigbar gering [99]. Sie wurden daher nicht berücksichtigt. Der Michelparameter ξ und die τ -Polarisation wurden dann durch Anpassung an die Daten unter Beachtung der Einschränkung von A_{pol} bestimmt. Abbildung 7.2 zeigt das Spektrum mit der Vorhersage für den resultierenden ξ -Wert. Tabelle 7.4 faßt die systematischen Fehler, die nach demselben Verfahren wie bei der Messung der τ -Polarisation bestimmt wurden, zusammen. Der Einfluß der τ -Polarisation auf ξ ist bereits im statistischen Fehler enthalten. Zur Illustration dieses Einflusses wurde eine Variation der τ -Polarisation, die einer Variation der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien um eine Standardabweichung entspricht, erzwungen. Dies ist in Tabelle 7.4 mit aufgeführt. Das endgültige Resultat lautet

$$\xi = 0,56 \pm 0,38.$$

$ g_{LL}^V > 0,74$	$ g_{RL}^V < 0,13$
$ g_{RR}^V < 0,68$	$ g_{LR}^V < 0,13$

Tabelle 7.5: Grenzen der vektoriellen Kopplungskonstanten (90 % c.l.) unter der Annahme, daß weder skalare noch tensorielle Kopplungen auftreten.

Aus ξ lassen sich nun die verbleibenden beiden Kopplungskonstanten bestimmen:

$$|g_{LL}^V|^2 = \frac{1}{2}\xi + \frac{2}{3}\rho - \frac{3}{2}(|g_{LR}^V|^2 - |g_{RL}^V|^2) = 0,79 \pm 0,19$$

$$|g_{RR}^V|^2 = -\frac{1}{2}\xi + \frac{2}{3}\rho + \frac{3}{2}(|g_{LR}^V|^2 - |g_{RL}^V|^2) = 0,23 \pm 0,19$$

Damit ist die Lorentzstruktur im τ -Zerfall unter der Annahme, daß nur vektorielle Kopplungen auftreten, vollständig bestimmt. In Tabelle 7.5 sind die Grenzen, die sich für die vier Kopplungskonstanten ergeben, zusammengestellt. Die Resultate sind in Übereinstimmung mit der Annahme reiner "V-A"-Wechselwirkung an beiden Vertices. "V", "A" oder "V+A"-Kopplung kann mit 90-prozentiger Sicherheit an beiden Vertices ausgeschlossen werden.

Anhang A

Der Trigger

Vorbemerkung:

Einen breiten Raum in meiner Arbeit bei ALEPH hat der Trigger eingenommen (genauer die ersten beiden Triggerstufen). Es war eine äußerst vielseitige Beschäftigung. Sie reichte von der Entwicklung kleinerer Elektronikkomponenten über umfangreiche Tests der gesamten Hardware bis zur Entwicklung von Programmen, sowohl für den Einsatz direkt am Experiment (ONLINE) als auch für die spätere Analyse des Verhaltens des Triggers (OFFLINE). Ferner gehörte dazu der Betrieb des Triggers während der Datennahme, dies bedeutet vor allem eine ständige, eingehende Überprüfung seiner Funktion. Als Abriß dieser Arbeit möchte ich den Trigger hier ausführlicher beschreiben, als dies im Hauptteil des Textes geschehen ist. Diese Beschreibung kann trotzdem nur einzelne Punkte herausgreifen und muß an vielen Stellen oberflächig bleiben, sie würde sonst den Rahmen sprengen (siehe auch [11], Kapitel IX). Konzentrieren möchte ich mich auf Punkte, die das Funktionsprinzip des Triggers betreffen, und beschreiben, wie die korrekte Funktion des Triggers überprüft wird und wie dies noch verbessert werden könnte.

A.1 Die drei Stufen des Triggers

Die Randbedingungen, unter denen der Trigger arbeiten muß, sind die folgenden:

- (i) Die Kollisionsrate zwischen den e^+e^- -Paketen im Ring beträgt 45 kHz, was einem zeitlichen Abstand zweier möglicher Wechselwirkungen (Beam Crossing BX) von 22 μs entspricht.
- (ii) Die Rate an echten e^+e^- -Wechselwirkungen (im beobachtbaren Raumwinkelbereich) beträgt nur wenige Hertz. Die Datenauslese kann Raten bis etwa 10 Hz bewältigen, so daß eine Ereignisselektion auf dem Niveau des Triggers nicht nötig und nicht wünschenswert ist. Der Trigger muß lediglich den Untergrund an Ereignissen, die nicht von e^+e^- - Wechselwirkungen herrühren, auf ein ebenfalls bewältigbares Maß reduzieren. (Die Totzeit beträgt etwa 1 % pro Hertz Ausleserate.)

- (iii) Wird in der TPC das Gitter vor den Endplatten geöffnet, um die Ankunft driftender Elektronen nachzuweisen, so können Ionen, die bei der Gasverstärkung entstehen, in umgekehrter Richtung ins Driftvolumen der TPC gelangen. Sie erzeugen Raumladungen, die das E -Feld verzerrn und damit die Spurrekonstruktion beeinträchtigen. Um diesen Effekt zu begrenzen, wird das Gitter in der Regel kurz nach der Kollision wieder geschlossen. Es darf höchstens 100 mal pro Sekunde für die gesamte Driftzeit geöffnet bleiben.

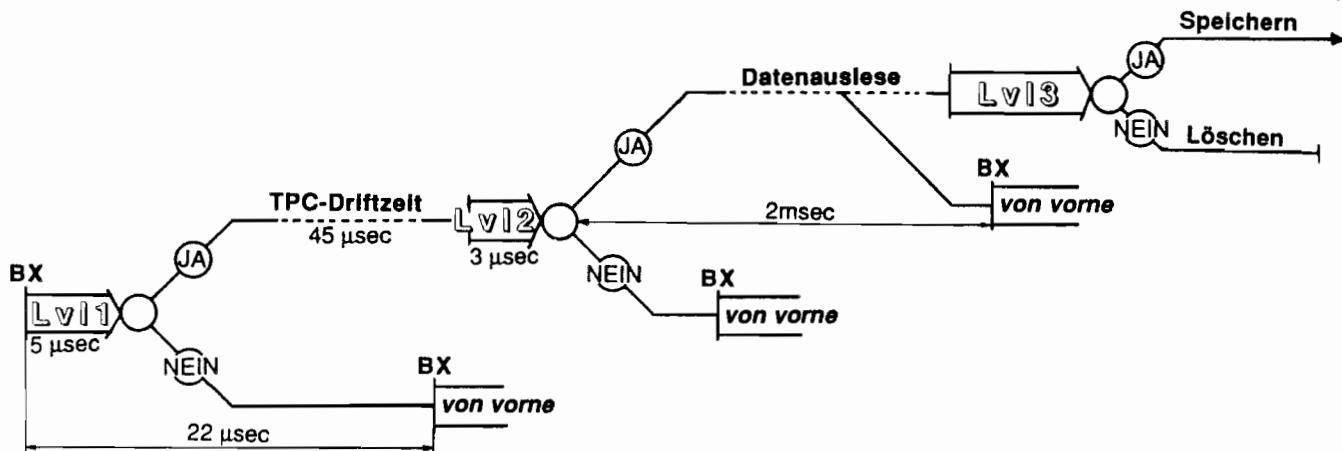
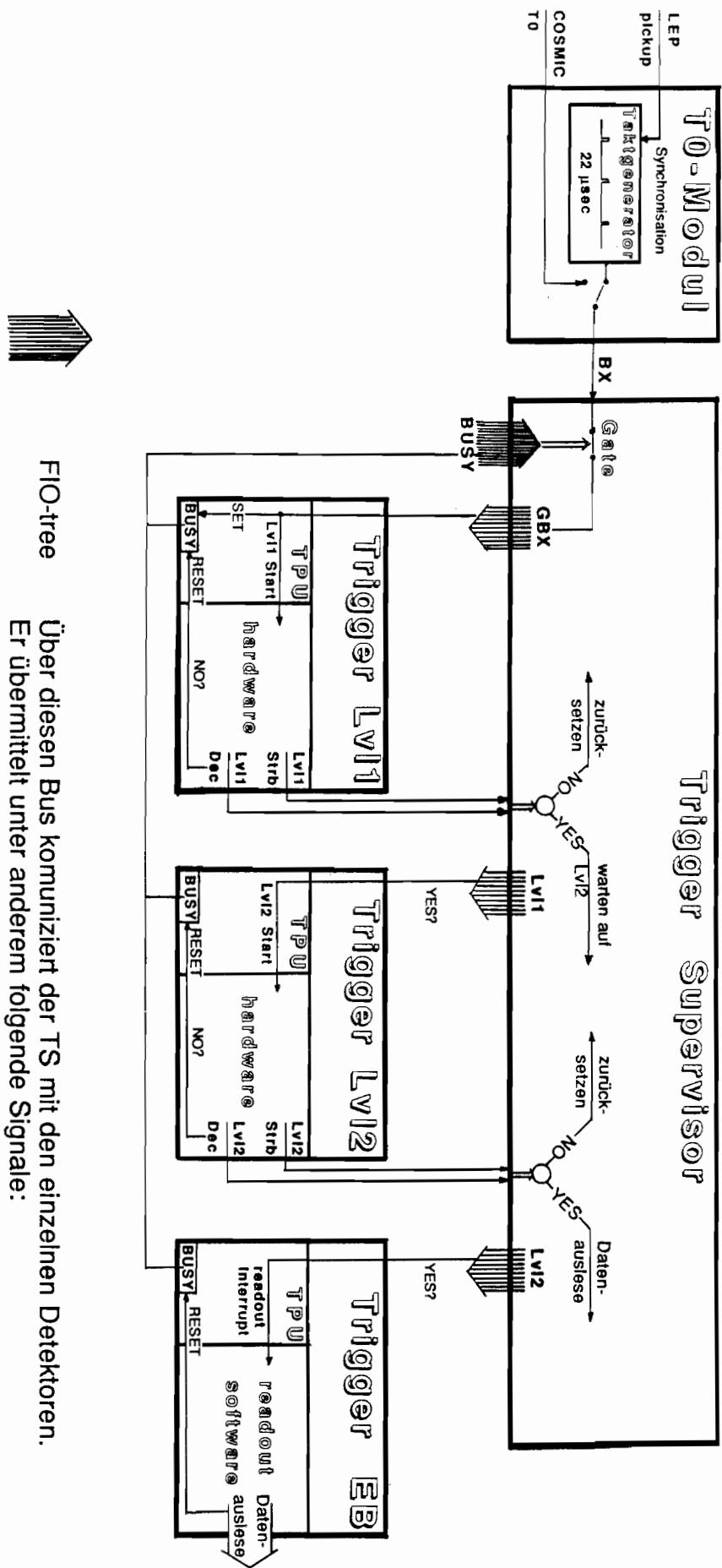


Abbildung A.1: Schematischer Ablauf einer Triggerentscheidung von der Kollision (BX) bis zur Speicherung eines Ereignisses. (Die Zeitangaben stellen nur grobe Anhaltspunkte dar.)

Um diesen Randbedingungen gerecht zu werden, wurde ein 3-stufiges Triggerkonzept gewählt (siehe Abb. A.1). Die erste Trigger-Stufe (Lvl1) verwendet die Signale der Kalorimeter und der ITC. Die Entscheidung liegt etwa 5 μ s nach dem BX vor. Fällt sie negativ aus, wird das TPC-Gitter sofort wieder geschlossen, und der Detektor rechtzeitig vor dem nächsten BX zurückgesetzt. Fällt sie dagegen positiv aus, wird der Driftvorgang in der TPC abgewartet (ca. 40 μ s) und dann die Triggerentscheidung wiederholt, wobei die Spurinformation der ITC durch die der TPC ersetzt wird (Lvl2). Fällt auch sie positiv aus, wird das Ereignis ausgelesen. Das nun vollständige Ereignis wird einem Computerprogramm zugeführt, der dritten Triggerstufe (Lvl3). Dieses entscheidet, ob das Ereignis endgültig gespeichert oder gelöscht wird.



FIO-tree
Über diesen Bus kommuniziert der TS mit den einzelnen Detektoren.
Er übermittelt unter anderem folgende Signale:

GBX	(Gated Beam Xing) Dient den Detektoren als zeitliches Referenzsignal.
Lvl1 / Lvl2	Triggerentscheidungen. Steuert die Datenauslese und das Rücksetzen der Detektoren.
BUSY	Zeigt dem TS an, ob alle Detektoren bereit sind.

A.2 Zeitliche Koordination der Datennahme

Der zeitliche Ablauf der Datennahme wird vom Trigger Supervisor (TS) koordiniert. Er ist in Abbildung A.2 schematisch dargestellt. Die Kommunikation des TS mit den Detektoren erfolgt über den "FIO-Tree", einen Bus, an den alle Detektoren angeschlossen sind. Vom TS auslaufende Signale werden identisch an alle gesendet, von einlaufenden Signalen erhält der TS ein logisches "UND" und/oder "ODER". Der TS überwacht, ob alle Detektoren innerhalb gesetzter Zeitspannen auf die Signale reagieren oder nicht (timeout). Er erhält vom T0-Modul ein Taktsignal (BX), das den Moment der Kollision anzeigt. Sind alle Detektoren bereit, d.h. kein "BUSY"-Signal ist gesetzt, so wird das BX (Beam "X"ing) als GBX (Gated Beam "X"ing) an alle Detektoren verteilt. Im Trigger nimmt die TPU (Trigger Protocol Unit) das GBX auf, sie setzt das "BUSY" und startet den Lvl1-Zyklus (Lvl1 Start). Ist die Entscheidung getroffen, d.h. liegt sie auf "Lvl1 Dec" an, so wird dies durch einen Puls auf "Lvl1 Strb" angezeigt. Dies geschieht über ein spezielles Kabel, das den Trigger mit dem TS verbindet. Der TS verteilt die Lvl1-Entscheidung über den FIO-tree an alle.

Liest nun die TPU ein Lvl1-YES auf dem FIO-tree, so wartet sie zunächst $40 \mu s$ (TPC Driftzeit) und startet dann den Lvl2-Zyklus (Lvl2 Start). Er wird nach demselben Protokoll wie die Lvl1-Entscheidung von derselben Elektronik durchgeführt (näheres im nächsten Kapitel) und endet mit der Übertragung der Lvl2-Entscheidung an den TS, der diese wieder an alle verteilt.

Eine positive Lvl2-Entscheidung löst nun bei allen Detektoren die Datenauslese aus. Der Trigger spielt dabei keine Sonderrolle mehr, er arbeitet jetzt wie die anderen Detektoren auch. Die TPU nimmt die positive Entscheidung auf und löst am EB (EventBuilder, ein Mikrocomputer auf der Basis der CPU Motorola M68020 [100]) die Unterbrechung (Interrupt) aus, die die Datenauslese startet (siehe A.6).

A.3 Eingangssignale

Um die Information, die vom Trigger verarbeitet werden muß, auf ein bewältigbares Maß zu reduzieren, ist jeder Detektor in Triggersegmente unterteilt. Jedes Segment erfaßt einen bestimmten Raumwinkelbereich eines Detektors. In Abbildung A.3 ist die Segmentierung dargestellt.

Die Triggerentscheidung wird aus folgenden Eingangssignalen gebildet:

- ITC • 60 Bits, die anzeigen, ob im entsprechenden Raumwinkelbereich eine Spur gefunden wurde.
• Anzahl der gefundenen Spuren.
• Wurden zwei entgegengerichtete Spuren gefunden?
• Anzahl der Lagen mit mehreren Treffern (zur Untergrunderkennung).
- TPC • 60 Bits, die anzeigen, ob im entsprechenden Raumwinkelbereich eine Spur gefunden wurde.
• Anzahl der gefundenen Spuren (separat für die inneren und äußeren TPC Sektoren).
- ECW • Energiedeposition in den 36 ECal-Modulen, abgeleitet vom Signal der Drähte. Die Signalsummen über die geraden und ungeraden Lagen werden separat diskriminiert. Um einen Trigger auszulösen müssen beide Summen 50 % der Schwelle überschreiten. Dadurch werden Trigger vom Signal einer einzelnen Röhre, die z.B. durch einen Hochspannungsüberschlag erzeugt werden könnten, unterdrückt. Die 60 Bits der Triggersegmente werden durch logische Verknüpfungen aus den diskriminierten Signalen der Module gebildet.
• Energiesummen über die Endkappen, den Zentralteil und den gesamten Detektor (gerade/ungerade Lagen wie oben).
- ECT • Energiedeposition im ECal in den 60 Triggersegmenten, abgeleitet vom Kathodensignal sowie entsprechende Energiesummen. Diese Signale stehen zur Verfügung, wurden aber nicht benutzt.
- HCW • Anzahl der angesprochenen Doppelstellen in den 60 Triggersegmenten. Tragen mehrere Module zu einem Triggersegment bei, so werden die angesprochenen Doppelstellen aufsummiert.
- HCT • Energiedeposition im HCal in den 60 Triggersegmenten, abgeleitet vom Kathodensignal sowie entsprechende Energiesummen. Diese Signale stehen zur Verfügung, wurden aber bisher nicht benutzt.
- LCW • Energiedeposition in den 4 LCal Modulen, abgeleitet vom Signal der Drähte, getrennt für gerade und ungerade Lagen, wie oben.
• Energiesummen über alle Lagen des Vorwärts- und Rückwärtsskalimeters sowie beide zusammen.
- LCT • Energiedeposition in den 2×12 Triggersegmenten, abgeleitet vom Kathodensignal.
- SATR • Koinzidenzsignal (back-to-back) zwischen den SATR-Kammern.
- VDET • Startsignal für VDET-Kalibration.
- RNDM • Ein triggerinterner Zähler zählt die GBX-Signale und löst nach einer vorgegebenen Anzahl einen Trigger aus (Zufallstrigger zum Studium des Detektors).

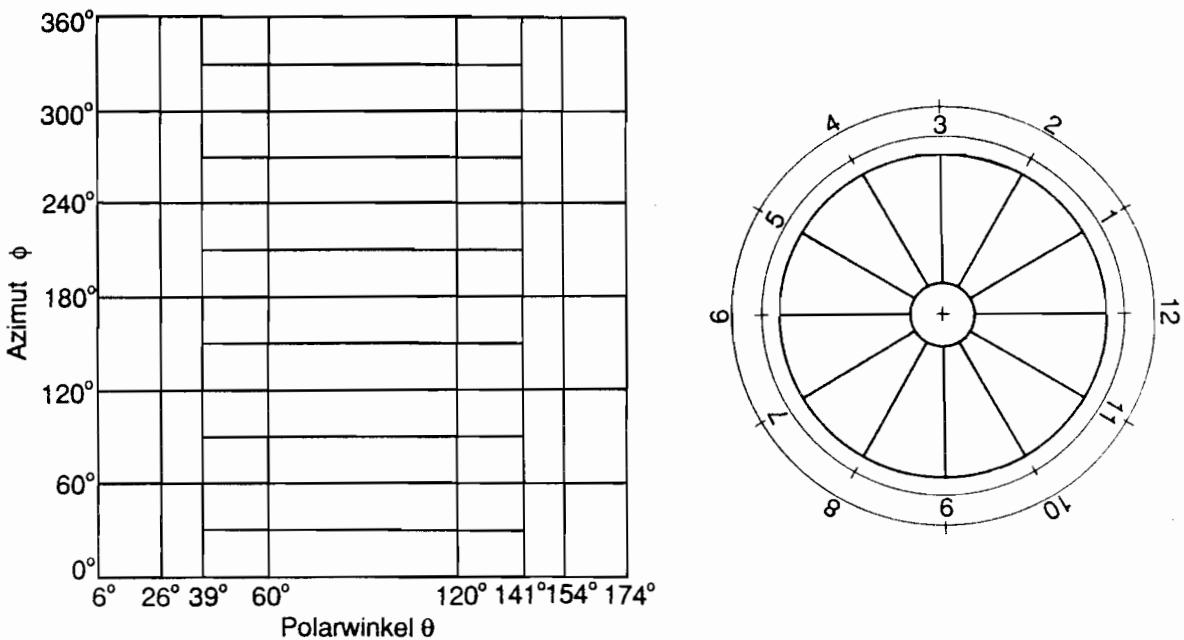


Abbildung A.3: Einteilung der Detektoren in Triggersegmente. Links Hauptdetektor (60 Segmente), rechts LCal (12 Segmente pro Kalorimeter, die um 30° mit den Nachbarsegmenten überlappen).

A.4 Entscheidungsablauf

Abbildung A.4 zeigt den prinzipiellen Ablauf der Bildung einer Triggerentscheidung.

Die Eingangssignale werden bereits am Detektor soweit wie möglich vorsummiert. Sie gelangen dann zur ersten Triggerkomponente, dem Mixer (siehe Abb. A.5). Hier werden die Eingangssignale in zwei Stufen über die Triggersegmente aufsummiert. Nach der ersten Stufe wird eine eventuelle Verschiebung der Nulllinie gemessen. Ein entgegengesetztes Korrektursignal wird zusätzlich auf die erste Summationsstufe gegeben (nur ECal und LCal). Ein Mixer besitzt pro Triggersegment 3 Ausgänge: Der erste führt zum Diskriminatator (siehe unten), das zweite Signal wird von einem ADC digitalisiert und dient als Monitorinformation. Der dritte Ausgang wird weiteren Summationsstufen zugeführt, die die Energiesummen über den Zentralteil, die Endkappen und den gesamten Detektor bilden (nur HCT, ECT, ECW, LCW).

Im Diskriminatator (siehe Abb. A.5) erfolgt die Digitalisierung. Ein DAC (Digital-nach-Analog Konverter) speichert pro Triggersegment vier Zahlen und konvertiert diese in Spannungen. Je vier Komparatoren vergleichen diese mit dem Signal des Triggersegmentes. Ist das Signal des Segmentes größer als die Vergleichsspannung, liefert der Komparator eine "1" als Ausgangssignal, sonst eine "0". Der Komparator ist aktiv während das "gate"-Signal anliegt, mit seiner fallenden Flanke wird das momentane Ausgangssignal eingefroren.

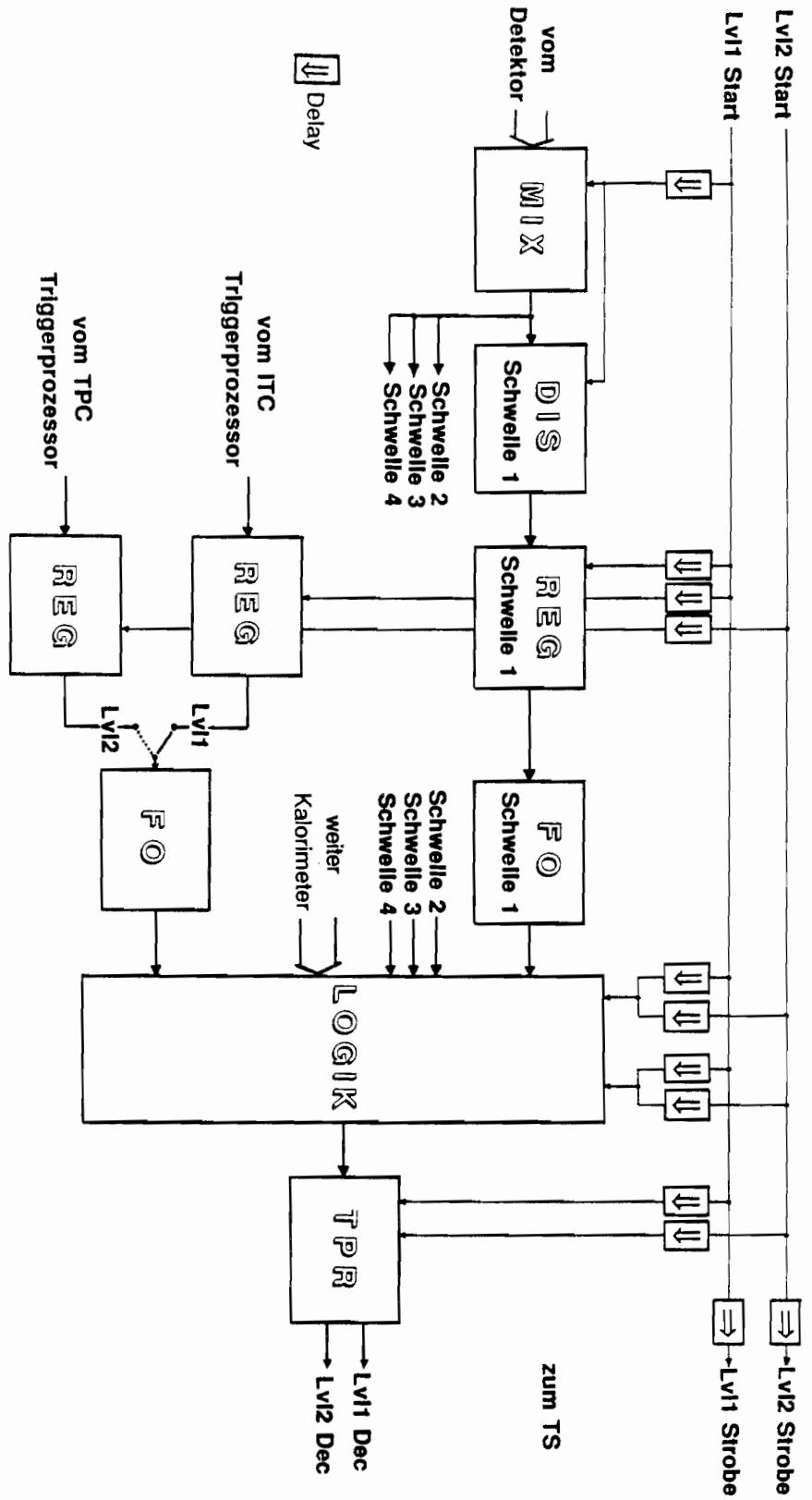


Abbildung A.4: Der Datenfluß im Trigger. Dies entspricht dem Teil, der in Abbildung A.2 mit "hardware" abgekürzt ist. Dargestellt ist eine Schwelle eines Kalorimeters sowie ITC und TPC. Näheres siehe Text.

Die nun digitalisierte Information wird in vier Registern gespeichert, je eines pro Schwelle (siehe Abb. A.5). Ferner speichert ein Register eine Maske. Durch Setzen von Bits in dieser Maske kann man einzelne Triggersegmente zu Testzwecken feuern oder in Koinzidenztriggern defekte Triggersegmente auf "angesprochen" schalten, um so Verluste zu vermeiden. (Dies mußte bis jetzt noch nicht eingesetzt werden.) Der Registerinhalt wird mit jedem Ereignis ausgelesen und steht als Monitorinformation zur Verfügung. Der Ausgang der Register wird von FanOut-Karten vervielfacht, falls die Information für mehrere Triggerbedingungen benötigt wird. Die FanOut-Karten bestehen lediglich aus einer Abfolge von Verstärkern. Ein weiterer Ausgang der Register führt auf Zähler (TSS Trigger Segment Scaler), mit denen die Ansprechrate jedes Triggersegmentes gemessen wird, eine weitere nützliche Monitorinformation.

Von den FanOut-Karten wird die Information der Triggerlogik zugeführt. Diese ist aus käuflichen Einschubeinheiten aufgebaut (CAMAC ECL-line) und unterscheidet sich stark von Triggerbedingung zu Triggerbedingung. Insgesamt sind bis zu 32 verschiedene Trigger(bedingungen) möglich. Bei Triggerbedingungen, die auf den Triggersegmenten basieren, wird zunächst für jedes Segment die Koinzidenz der entsprechenden Detektoren gebildet. Ein globales "ODER" über die 60 Koinzidenzen bildet das Ergebnis dieses Triggers.

Die 32 Ergebnisse gelangen zum TPR (Trigger Pattern Register, siehe Abb. A.5) und werden dort in den Eingangsregistern gespeichert (getrennte Register für den Lvl1- und Lvl2-Zyklus). Die ersten 8 Trigger sind skalierbar. Sie laufen auf je einen einstellbaren Zähler, der nur jeden n-ten positiven Trigger weitergibt. Man kann so die Rate einzelner Trigger auf das gewünschte Maß reduzieren. Ferner enthält das TPR eine Maske, die bestimmt, welche der 32 Trigger für die endgültige Entscheidung freigegeben sind. Zwischen der Maske und dem Inhalt des gerade aktiven Eingangsregisters wird ein bitweises "UND" ausgeführt und dann über das Ergebnis ein globales "ODER". Dies ist die Triggerentscheidung, die an den TS weitergegeben wird. Mit jedem Ereignis werden die beiden Eingangsregister und das Ergebnis des bitweisen "UND" ausgelesen (Monitorinformation).

Der Datenfluß wird durch "gate"-Signale gesteuert. Diese werden von programmierbaren Signalgeneratoren (TSG: Timing Signal Generator) mit der gewünschten Verzögerung aus den "Lvl1-Start" bzw. "Lvl2 Start"-Signalen abgeleitet. Das Umschalten von einem Lvl1- auf einen Lvl2-Zyklus geschieht dadurch, daß das TPC-Register statt dem ITC-Register auf die gemeinsamen FanOut-Karten gegeben wird.

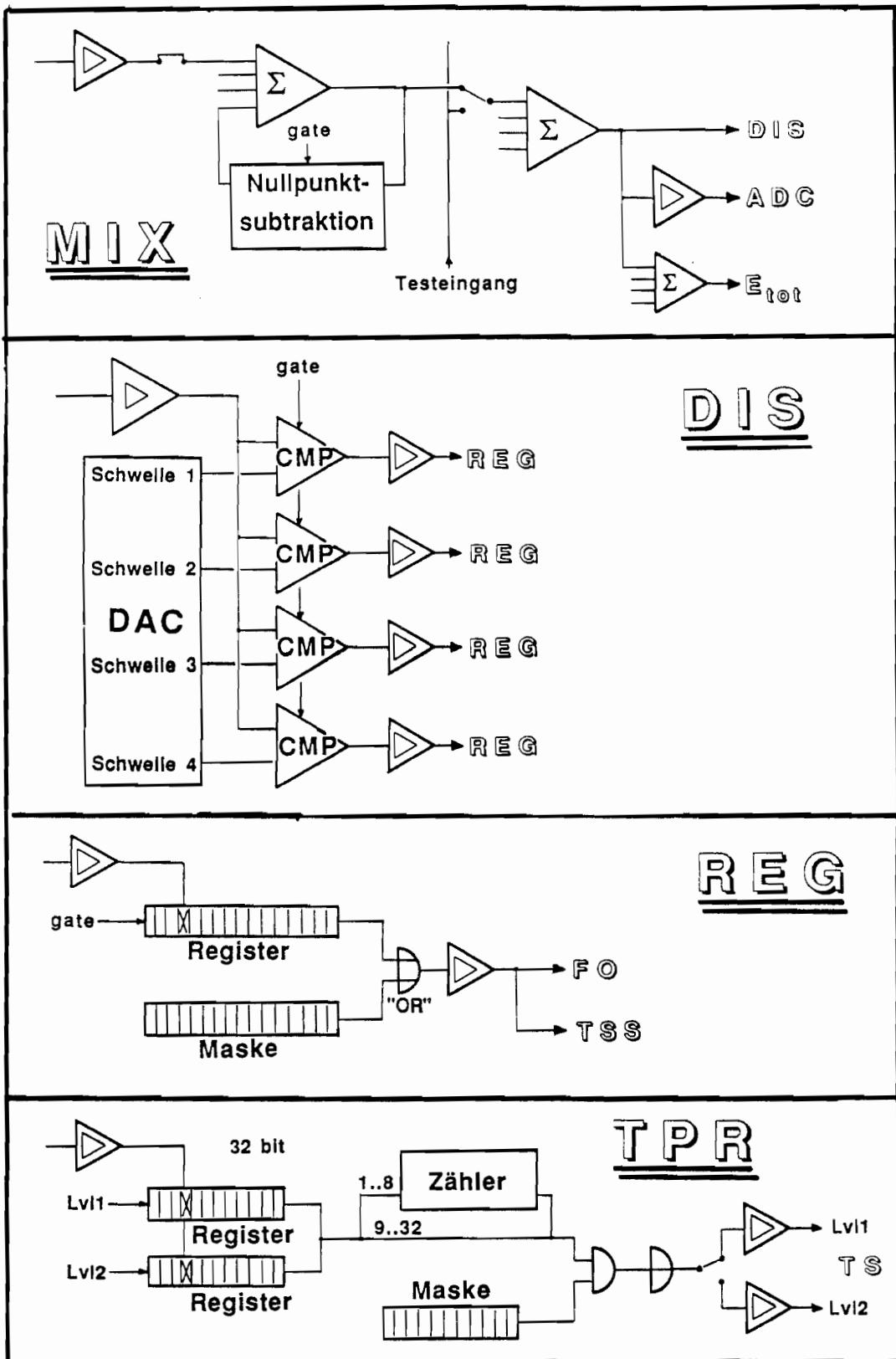


Abbildung A.5: Die Blockschaltbilder einiger Triggerkomponenten. Es bedeuten:
 ▷ Verstärker; Σ Summationsstufe; DAC Digital-nach-Analog Konverter; CMP Komparator.

A.5 Konfigurieren des Triggers

Alle Schalter, Schwellen, Zähler und Masken des Triggers sind programmierbar. Sie müssen zu Beginn einer jeden Datennahme geladen werden. Dies geschieht folgendermaßen:

Alle Information ist in vier Datenbanken (global sections) im ONLINE VAX-Cluster gespeichert. (Das VAX-Cluster ist ein Computer-Cluster von VAX 3100 Workstations, vier VAX 8200/8250, einer VAX 6000-500 und einer VAX 8700, von denen aus die Datennahme gesteuert wird.) Zu Beginn der Datennahme werden die benötigten Informationen aus den Datenbanken extrahiert und als Datenmodule in den Speicher des EB (Eventbuilder) kopiert. Dieser liest die Datenmodule und programmiert die Hardware.

<u>TrgStatus</u>	<u>TrgTiming</u>	<u>TrgBit</u>
Adresse des EB Flags für Testmoden Autostart von Monitoren ...	Programmierung der Delays (Bild A.4 oben)	Kurzbeschreibung der 32 Triggerbedingungen Beschreibung der Triggerlogik
<u>TrgType</u>		
<u>Schwellen</u>	<u>Schalter</u>	<u>Optionen</u>
DIS Schwellen REG Masken	MIX Schalter auf Testeingang	TPR Maske Zähler TPU RNDM-Rate

Abbildung A.6: In den vier dargestellten Datenbanken ist die Konfiguration des Triggers gespeichert.

Die vier Datenbanken sind in Abb. A.6 dargestellt. In "TrgStatus" stehen allgemeine Informationen, die der EB zum Konfigurieren benötigt. "TrgTiming" enthält die Information zum Aufsetzen der TSGs. In "TrgBit" ist die Triggerlogik vollständig beschrieben. Die Triggerlogik ist größtenteils nicht programmierbar, sondern durch die Verkabelung der CAMAC-Einheiten festgelegt. Eine Beschreibung der logischen Verknüpfungen wird für Monitoraufgaben benötigt und ist hier gespeichert. Diese drei Datenbanken enthalten jeweils nur den aktuellen Satz Daten. Im Gegensatz dazu sind in "TrgType" mehrere Konfigurationen gespeichert. Zu Beginn der Datennahme wird eine Konfiguration ausgewählt. Die "TrgType" Datenbank ist in drei Sektionen untergliedert: "Schwellen", "Schalter", "Optionen", die

ersten beiden Sektionen sind nach Detektoren weiter untergliedert. In Abbildung A.6 ist angegeben, welche Informationen die einzelnen Sektionen enthalten.

Ein aktueller Auszug der Datenbanken wird zu Beginn der Datennahme als Dokumentation zu den zu erwartenden Ereignissen geschrieben (SOR-record).

A.6 Prinzip der Datenauslese

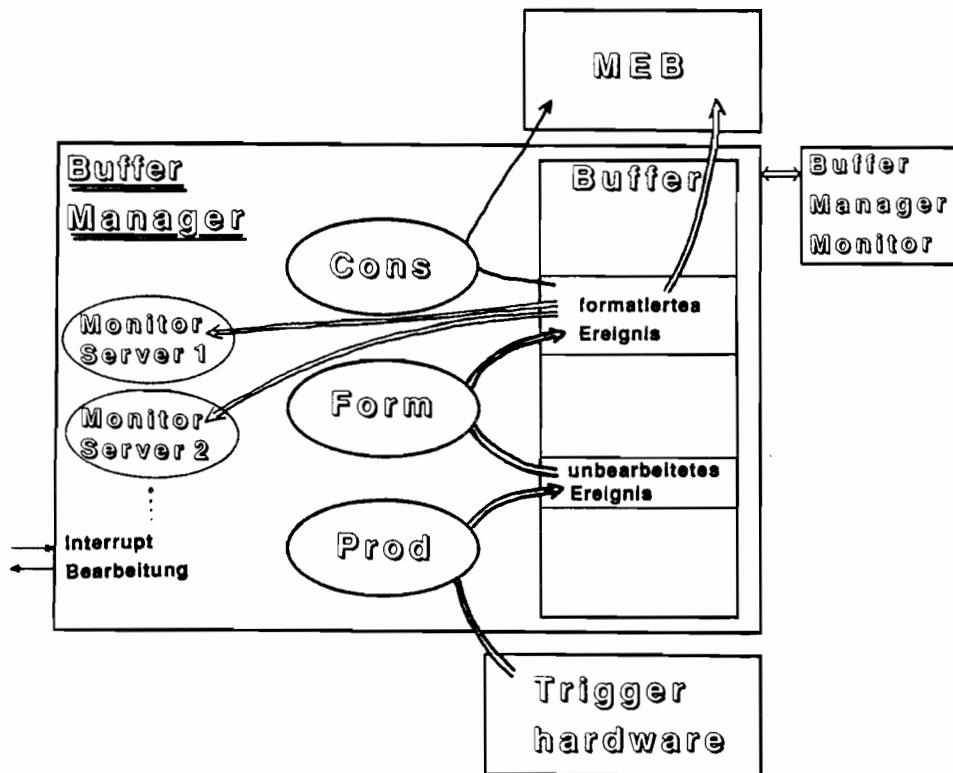


Abbildung A.7: Die Organisation der an der Datenauslese beteiligten Programme.

Die Datenauslese des Triggers erfolgt durch drei Ausleseprogramme (siehe Abb. A.7), dem "Producer", "Formatter" und "Consumer". Der "Buffer Manager" weist den drei Programmen freie Speicherbereiche innerhalb des "Buffers", einem Abschnitt im Speicher des EB, zu. Der "Producer" bedient den Interrupt. Dann liest er die Elektronikkarten eine nach der anderen und kopiert die Information in den "Buffer" und erzeugt damit das unbearbeitete Ereignis. Danach aktiviert er den "Formatter". Dieser bringt das Ereignis in eine Struktur, die in Tabellen (BOS-Bänken) organisiert ist. (Je eine Tabelle für ADC, REG, TSS und allgemeine Informationen; je eine Zeile pro Detektor und pro Schwelle.) Ist auch dies abgeschlossen, wird der "Consumer" aktiviert. Dieser meldet dem MEB (Main Event Builder), daß der Trigger die Datenauslese abgeschlossen hat, und die Adresse des formatierten Ereignisses. Der MEB nimmt von allen Detektoren diese Information auf und schickt das gesamte Ereignis direkt aus dem "Buffer" der einzelnen EB zum Lvl3-Trigger.

Der "Buffer" ist so organisiert, daß mehrere Ereignisse gleichzeitig aufgenommen werden können. So kann die Datennahme bereits wieder freigegeben werden (Rücksetzen des BUSY), sobald der "Producer" das unbearbeitete Ereignis erzeugt hat. (Die Totzeit beträgt etwa 1 % pro 1 Hz Ereignisrate.)

Zur Datenauslese gehören noch weitere Programme, "Server" genannt. Diese haben Monitoraufgaben. Sie können auf die Ereignisse zugreifen und diese entweder selbst bearbeiten oder soweit aufarbeiten, daß sie an Monitorprogramme außerhalb der EB verschickt werden können. Die "Server" werden nur aktiviert, wenn sie die Datenauslese nicht behindern, d.h. freie CPU-Leistung und Platz im "Buffer" vorhanden sind.

Mit dem "Buffer Manager Monitor" kann die Aufteilung des "Buffers" und die Aktivität der Ausleseprogramme und "Server" überwacht werden.

A.7 Triggerbedingungen

Die Bedingungen unter denen ein Trigger ausgelöst wird (Schwellen, Koinzidenzen, ...) wurden während der Datennahme 1989 optimiert und haben sich im folgenden nur noch geringfügig verändert. Beschrieben sei hier der Stand zu Beginn der Datennahme 1991. In Kapitel 2.5 sind bereits wesentliche Triggerbedingungen aufgelistet, es bleiben die Luminositätstrigger nachzutragen (siehe Tabelle A.1; die Energieangaben für die Kathodensignale beziehen sich auf die Triggersegmente, die Drahtsignale auf ein gesamtes Kalorimeter.). Sie passieren die 2. Triggerstufe (TPC) grundsätzlich ohne Einschränkung, und auch die 3. Triggerstufe wurde auf sie nicht angewendet. Ein Teil dieser Triggerbedingungen dient zum Studium des Untergrundes, diese wurden skaliert, d.h. es wurde nur jedes n-te Ereignis, das die Bedingungen erfüllt, ausgelesen.

Ferner gibt es einen Zufallstrigger, der alle 60 Sekunden eine Datenauslese einleitet, sowie spezielle Triggerbedingungen zur Aufnahme kosmischer Höhenstrahlung.

A.8 Monitor-Information und Programme

Die zentrale Rolle des Triggers bei der Datennahme erfordert seine einwandfreie Funktion für alle Daten, die zur Analyse herangezogen werden sollen. Deshalb ist es wichtig, Fehlfunktionen möglichst schnell und effektiv zu erkennen. Zu diesem Zweck gibt es vielfältige Monitorinformation über den Trigger. Sie ist in Tabelle A.2 zusammengestellt.

Die Monitorinformation wird von einer Reihe von Programmen sowohl ONLINE wie auch OFFLINE verarbeitet. Diese sind:

Trigger Status Display (ONLINE) Zeigt den aktuellen Zustand des Datenausleseprogrammes auf dem EB sowie Meldungen von diesem an. Gibt die Triggerraten und Zahl der getriggerten Ereignisse für die erste und zweite Triggerstufe an, sowohl global als auch für jede der 32 Triggerbedingungen separat.

	1. Triggerstufe	Skal.-faktor
LCal Kathoden-signale	$A > 5\text{GeV}$ und $B > 25\text{GeV}$	1
	$A > 25\text{GeV}$ und $B > 5\text{GeV}$	1
	$A > 35\text{GeV}$ oder $B > 35\text{GeV}$	1
	$A > 20\text{GeV}$ oder $B > 20\text{GeV}$	10^2
	$A > 5\text{GeV}$ oder $B > 5\text{GeV}$	10^4
LCal Draht-signale	$A + B > 45\text{GeV}$ und $A, B > 10\text{GeV}$	1
	$A + B > 35\text{GeV}$ und ASK $(A > 35\text{GeV}$ oder $B > 35\text{GeV})$ und ASK	4
		4
SATR	Spuren in 2 gegenüberliegenden Modulen, kein Signale in den anderen Modulen und kein Signal in der ITC.	2

Tabelle A.1: Die Luminositätstrigger. A bedeutet Energiedeposition im Vorwärtskalorimeter, B im Rückwärtskalorimeter. ASK (Anti-Spark-Koinzidenz): Energiedeposition $> 2,5 \text{ GeV}$ in den geraden und ungeraden Ebenen eines Moduls, wie bei ECW.

	Information	Zugriff
ADC	Signalhöhe am Ausgang der MIX (nach Bildung der Triggersegmente)	ONLINE + OFFLINE pro ausgelesenem Ereignis
REG	Inhalt des Eingangsregisters = Ergebnis der Diskriminierung	ONLINE + OFFLINE pro ausgelesenem Ereignis
TSS	Triggerrate für jedes Triggersegment	ONLINE + OFFLINE ca. 1 x pro Sekunde
TPR	Eingangsregister zum Zeitpunkt der Lvl1 und Lvl2 Entscheidung sowie Ausgangsregister nach Skalierung und Anwendung der Maske Lvl1-Raten der 32 Trigger (TSS)	ONLINE + OFFLINE pro ausgelesenem Ereignis integriert über ca. 10^6 GBX
SOR	Ausgewählte Konfiguration des Triggers	ONLINE + OFFLINE 1 x pro Run
EB	LOG-file: Kopie der Datenmodule, die die Konfiguration enthalten	ONLINE 1 x pro Run
R	Detektorreadout; Rekonstruktion der Energiedeposition in den Triggersegmenten	OFFLINE

Tabelle A.2: Die Quellen für Monitorinformation.

Standardmonitor (ONLINE) Er integriert die Information der REG, TSS und TPR über den Verlauf eines gesamten Runs und stellt sie graphisch in Histogrammen dar. Man hat mit diesem Programm Zugang zu den integrierten Triggerraten der einzelnen Triggersegmente. Referenzhistogramme stehen zur Verfügung. Einfache Tests der Histogramme (z.B. Suche nach leeren Kanälen) werden automatisch durchgeführt.

Triggerverifikation 1 (ONLINE + OFFLINE) Berechnet aus der Information der ADCs (Signalhöhe im Triggersegment) und den eingestellten Schwellen das zu erwartende Ergebnis der Diskriminierung und vergleicht dieses mit dem Inhalt der REG. (Die ONLINE-Version des Programmes existiert noch nicht.)

Triggerverifikation 2 (ONLINE + OFFLINE) Berechnet aus der Information der REG (Ergebnis der Diskriminierung) und der Konfiguration der Trigger-Logik das zu erwartende Resultat der Triggerentscheidung und vergleicht dieses mit der Information aus dem TPR. Die ONLINE-Version (Trigger Segment Display) führt eine automatische Fehlersuche durch und löst gegebenenfalls einen Alarm aus. Sie ist mit einem Graphikteil versehen, der im Falle einer Fehlfunktion aktiviert werden kann, und eine weitgehende Lokalisierung des Fehlers erlaubt.

Timing-Monitor (ONLINE) Dieses Programm existiert bisher nur als Konzeption. Es soll mit Hilfe eines TDC (Time-to-Digital Converter) Kopien der triggerinternen "gate"-Signale analysieren. Es soll überwachen, ob alle "gate"-Signale in der richtigen Reihenfolge und innerhalb vorgegebener Zeitfenster erzeugt wurden. Das Programm darf sich nicht nur auf die ausgelesenen Ereignisse beschränken, es soll ja gerade verloren gegangene Ereignisse erkennen.

Run Summary (OFFLINE) Dieses Programm analysiert OFFLINE jeden neuen Run. Es liefert statistische Information über den Trigger, enthält Triggerverifikation 1 + 2, kalibriert die Trigger-ADCs relativ zum Detektor-Readout und überprüft das Ansprechen einiger Triggerbedingungen für bestimmte Ereignistypen. Für Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ im Streuwinkelbereich des LCals wird das Ansprechen der unskalierten Luminositättrigger überprüft, für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse die ITC + HCal Koinzidenz und für leptonische Ereignisse der reine Spurtrigger (siehe Tabelle 2.2).

Trigger Kalibration (OFFLINE) Dieses Programm berechnet für jedes Triggersegment und jede Schwelle die Triggereffizienz als Funktion der Energiedeposition im jeweiligen Segment. Die Energiedeposition wird aus den ausgelesenen Daten des jeweiligen Detektors bestimmt. Aus dem Anstieg der Effizienz von 0 nach 1 wird die Schwelle bestimmt. Die Schwellenkurven geben ferner Aufschluß über das Maß an elektronischem Rauschen auf dem jeweiligen Segment.

ITC Monitor (ONLINE) Dies ist ein Monitorprogramm der ITC. Es überprüft neben anderen Dingen, ob der Inhalt des ITC-REG sich mit dem deckt, was die ITC an Spuren gesehen hat.

A.9 Fehlererkennung

Mögliche Triggerfehler kann man grob in drei Klassen einteilen: Fehler beim Konfigurieren des Triggers, Hardwarefehler beim Bilden der Triggerentscheidung sowie Hard- und Softwarefehler bei der Datenauslese. Die dritte Fehlerquelle ist weniger kritisch. Sie erschwert die Fehlersuche, hat aber keinen Einfluß auf die Funktion des Triggers. Deshalb sei hier nur die Kontrolle der ersten beiden Fehlerquellen beschrieben.

Konfigurierung des Triggers

Wie in Kapitel A.5 beschrieben muß die Information über die gewünschte Konfiguration zunächst aus Datenbanken extrahiert und in den Speicher des EB transferiert werden. Von dort liest der EB die Information und schreibt eine Kopie in eine Ausgabedatei. Diese erste Etappe kann also einfach überprüft werden. Schwieriger zu kontrollieren ist das eigentliche Programmieren der Hardware, da nicht alle Elektronikkomponenten ein Zurücklesen der einmal geschriebene Information erlauben. Man kann Fehler bei diesem Schritt nur an den Auswirkungen, die sie auf die Funktion des Triggers haben, erkennen. Dazu sind die zu programmierenden Funktionen getrennt zu untersuchen:

MIX: Schalter auf Testeingang Das betroffene Segment erhält keine Eingangssignale vom Detektor. Der Testeingang ist während der Datennahme nicht aktiv. Die Triggerrate auf dem entsprechenden Segment wird Null. Dies kann man mit Hilfe des Standardmonitors leicht erkennen (sowie Run Summary).

DIS: Schwellen ONLINE kann man, solange Triggerverifikation 1 noch nicht installiert ist, nur grobe Fehler an Veränderungen der Triggerrate erkennen. OFFLINE (Standardmonitor) erlauben Triggerverifikation 1 und die Kalibration ein Überprüfen der Schwellen.

REG: Masken Wurde eine Maske fälschlicherweise gesetzt, so zeigt das Segment eine Rate, die der GBX-Rate entspricht (Standardmonitor).

LOG: PLUs (Programmable Logic Units) Nur ein geringer Teil der Triggerlogik muß computerprogrammiert werden. Tauchen dabei Fehler auf, so werden diese von Triggerverifikation 2 erkannt.

TPR: Skalierungsfaktoren Durch Vergleich der Raten im Eingangs- und im Ausgangsregister kann man die Skalierungsfaktoren überprüfen.

TPR: Maske Triggerverifikation 2 erkennt Fehler bei der Anwendung der Maske.

Fehlfunktionen der Hardware

Bevor auf die Fehlererkennung im einzelnen eingegangen wird, sei auf einen wichtigen Punkt hingewiesen:

Die OFFLINE-Programme und auch die Triggerverifikation ONLINE können fehlerhafte Ereignisse nur dann erkennen, wenn diese trotz des Fehlers ausgelesen werden. Aus diesem Grund sind die Triggerbedingungen so gewählt, daß jeder Ereignistyp von mehreren Triggerbedingungen, die auf unterschiedlichen Detektoren beruhen, zur Auslese gebracht wird

	Trigger 1	Trigger 2	Trigger 3
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	ECal totale Energie	Spurtrigger	ITC + HCal
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	ECal totale Energie	Spurtrigger	
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	ITC + HCal	ITC + TPC + ECal(200MeV)	
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	ECal totale Energie	Spurtrigger	ITC + HCal
Lumi.	LCal (Kath.Signale)	LCal(Drahtsignale)	SATR

Tabelle A.3: Unabhängige Triggerbedingungen für die wesentlichen physikalischen Prozesse.

(siehe Tabelle A.3). Nicht vollständig unabhängig sind die beiden Triggerbedingungen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, da sie beide die ITC benutzen. Kritisch sind ferner die Luminositättrigger: Der SATR-Trigger erfaßt nur einen Teil des Raumwinkels des LCals und wird skaliert. Die LCal-Trigger, abgeleitet von den Kathodensignalen und Drahtsignalen, sind nicht wirklich unabhängig. Innerhalb des Triggers ist die Hardware so strukturiert, daß die Signale verschiedener Detektoren von unabhängigen Komponenten prozessiert werden. Dies trifft nicht zu für die Erzeugung der "gate"-Signale, das TPR und die Kommunikation mit dem TS. Ferner benutzen die LCal Trigger teilweise gemeinsame Hardware.

Die einzelnen Fehler werden durch folgende Programme erkannt:

Eingangssignale: Gehen die Eingangssignale zu einem Triggersegment ganz oder teilweise verloren, so läßt sich dies ONLINE nur an der Veränderung der Rate des Segmentes erkennen. Diese kann klein sein, wenn nur ein Teil der Eingangssignale verlorengeht. OFFLINE erkennt die Run Summary auch kleine Verluste in einzelnen Ereignissen.

Diskriminierung: Triggerverifikation 1 erkennt solche Fehler.

Triggerlogik: Triggerverifikation 2 erkennt solche Fehler.

Funktion des TPR: Wird das Ereignis trotz Fehlfunktion des TPR ausgelesen, so testet Triggerverifikation 2 die Funktion des TPR bis auf das abschließende globale "ODER" über das Ausgangsregister. Von der Datenauslese unabhängige Tests des TPR können eventuell in begrenztem Umfang in den Timing-Monitor mit aufgenommen werden.

Kommunikation mit dem TS: Wird vom Timing Monitor überprüft werden.

Sequenz der "gate"-Signale: Wird vom Timing Monitor überprüft werden.

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, in *Proceedings of the 8th Nobel Symposium* herausgegeben von Svartholm, Almqvist und Wiksell, Stockholm 1968
- [2] UA1-Kollaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. B122 (1983) 103, Phys. Lett. B126 (1983) 398
- [3] UA2-Kollaboration, M. Banner et al., Phys. Lett. B122 (1983) 476, Phys. Lett. B129 (1983) 130
- [4] MARK II Kollaboration, G. S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2173
OPAL-Kollaboration, M. Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B231 (1989) 530
DELPHI-Kollaboration, P. Aarnio et al., Phys. Lett. B231 (1989) 539
L3-Kollaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B231 (1989) 509
ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B231 (1989) 519
- [5] T. C. Lee und C. N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254
- [6] C. S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413
- [7] OPAL-Kollaboration, K. Ahmet et al., Nucl. Inst. and Meth. A305 (1991) 275
- [8] DELPHI-Kollaboration, P. Aarnio et al., Nucl. Inst. and Meth. A303 (1991) 233
- [9] L3-Kollaboration, B. Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990) 35
- [10] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121
- [11] "The N Handbook 1989", W. Blum (Editor) ALEPH 89-77, NOTE 89-03
- [12] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., CERN-PPE 91-129, erscheint in Z. Phys. C
- [13] G. J. Barber et al., Nucl. Instr. and Meth. A279 (1989) 212
- [14] W. B. Atwood et al., Nucl. Instr. and Meth. A306 (1991) 446
- [15] T. Barczewski et al., Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990) 176
- [16] T. Barczewski et al., Contribution to the V. Internat. Conference on Colliding Beam Detectors, Novosibirsk, UdSSR, 15. - 21. März 1990
- [17] S. R. Amendolia et al., Nucl. Instr. and Meth. A234 (1985) 47, A239 (1985) 192, A252 (1986) 403

- [18] E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 30
- [19] M. G. Catanesi et al., Nucl. Instr. and Meth. A247 (1986) 438
- [20] G. Bagliesi et al., Nucl. Instr. and Meth. A268 (1988) 144
- [21] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., CERN-PPE 91-105, (erscheint in Z. Phys. C)
- [22] Particle Data Booklet Phys. Lett. B239 (1990)
- [23] E. W. N. Glover und J. J. van der Bij, "Rare Z Decays", in *Z - Physics at LEP 1*, G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi (Editoren), CERN 89-08 Vol. II (1989) 1
- [24] T. K. Kuo und N. Nakagawa, Phys. Rev. D32 (1985) 306
- [25] G. Eilman und G. Rizzo, Phys. Lett. B188 (1987) 91
- [26] J. Bernabéu et al., Phys. Lett. B187 (1987) 303
- [27] M. J. S. Levine, Phys. Rev. D36 (1987) 1329
- [28] J. Bernabéu und A. Santamaria, Phys. Lett. B197 (1987) 418
- [29] UA1-Kollaboration, C. Albajar et al., Z. Phys. C44 (1989) 15
- [30] OPAL-Kollaboration, M. Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B254 (1991) 293
- [31] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., CERN-PPE 91-149 (erscheint in Phys. Rep.)
- [32] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B265 (1991) 430
- [33] Y. S. Tsai, Phys. Rev. D4 (1971) 2821
- [34] CELLO-Kollaboration, H. J. Behrend et al., Z. Phys. C46 (1990) 537
- [35] MARK J Kollaboration, B. Adeva et al., Phys. Rev. D38 (1988) 2665
- [36] JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. B182 (1986) 216
- [37] MAC-Kollaboration, W. W. Ash et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2118
- [38] MARK III Kollaboration, R. M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1842
- [39] A. Pich, Mod. Phys. Lett. A5 (1990) 1995
- [40] B. C. Barish und R. Stroynowski, Phys. Rep. 157 (1988) 1
- [41] T. N. Truong, Phys. Rev. D30 (1984) 1509
- [42] K. G. Hayes und M. L. Perl, Phys. Rev. D38 (1988) 3351
- [43] K. G. Hayes et al., Phys. Rev. D39 (1989) 274
- [44] M. L. Perl, SLAC-PUB-4481 (1987)
- [45] C. Kiesling " τ Physics" in *High Energy Electron-Positron Physics*; herausgegeben von A. Ali und P. Söding

- [46] ALEPH-Kollaboration, (erscheint als CERN-PPE) und Z. Zhang "Measurements of τ branching ratios from ALEPH" Beitrag zum *Workshop on τ lepton physics* Orsay 1990; herausgegeben von M. Davier und B. Jean-Marie
- [47] MARK II Kollaboration, K. K. Gan et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 411
- [48] TPC/ $\gamma\gamma$ -Kollaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1836
- [49] HRS-Kollaboration, M. Derrick et al., Phys. Rev. Lett. B189 (1987) 260
- [50] Crystal Ball Kollaboration, T. Swarnicki in *Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics*, Uppsala (1987) 334
- [51] B. Grinstein, J. Preskill und M. Wise, CALTECH Report CALT-68-1266 (1985)
- [52] MARK III Kollaboration, R. M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1842
- [53] M. L. Perl, Phys. Rev. D38 (1988) 845
- [54] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
- [55] M. Kobayashi und K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [56] S. L. Glashow, I. Iliopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- [57] A. Sirlin, Phys. Rev. D22 (1980) 971
- [58] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173, Nucl. Phys. B35 (1971) 167
- [59] D. A. Ross und J. C. Taylor, Nucl. Phys. B51 (1973) 125
- [60] S. Jadach und Z. Was in *Z-Physics at LEP* Band I, S. 235ff, herausgegeben von G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi, CERN 89-08, September 1989
- [61] G. Burgers und F. Jegerlehner in *Z-Physics at LEP* Band I, S. 55ff, herausgegeben von G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi, CERN 89-08, September 1989
- [62] F. Scheck, Phys. Rep. 44 (1978) 187
- [63] M. Consoli und W. Hollik in *Z-Physics at LEP* Band I, S. 7ff, herausgegeben von G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi, CERN 89-08, September 1989
- [64] M. Böhm, H. Spiesberger und W. Hollik, Fortschr. Phys. 34 (1986) 687
- [65] W. Hollik, Fortschr. Phys. 38 (1990) 165
- [66] M. Consoli, W. Hollik und F. Jegerlehner, CERN-TH.5395/89 (1989)
- [67] F. Boillot und Z. Was, Z. Phys. C43 (1989) 109
- [68] M. Greco et al., Nucl. Phys. B171 (1980) 118, Errata Nucl. Phys. B197 (1982) 543
- [69] G. Altarelli und G. Martinelli in *Physics at LEP* Vol. I, S.47ff, herausgegeben von J. Ellis und R. Peccei, CERN 86-02
- [70] Z. Was, Acta. Phys. Pol. B18 (1987) 12

- [71] F. A. Berends, R. Kleiss und S. Jadach, Nucl. Phys. B202 (1982) 63
- [72] M. Böhm und W. Hollik, Nucl. Phys. B204 (1982) 45
- [73] S. Jadach et al., Z. Phys. C38 (1988) 609
- [74] R. Kleiss in *Z-Physics at LEP* Band III, S. 1ff, herausgegeben von G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi, CERN 89-08, September 1989
- [75] W. J. Marciano und A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1815
- [76] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1709
- [77] CHARM II Kollaboration, D. Geiregat et al., Phys. Lett. B259 (1991) 499
- [78] CHARM Kollaboration, J. Dorenbosch et al., Z. Phys. C41 (1989) 567
- [79] R. C. Allen et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1330
- [80] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Rev. Lett. B263 (1991) 325
- [81] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B259 (1991) 377
- [82] E. Fermi, Z. Phys. 88 (1934) 161
- [83] R. P. Feynman und M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193
- [84] E. C. G. Sudarshan und R. E. Marshak, Phys. Rev. 109 (1958) 1860
- [85] L. Michel, Proc. Phys. Soc. A63 (1950) 514 C. Bouchiat und L. Michel, Phys. Rev. 106 (1957) 170
- [86] W. Fettscher, H.-J. Gerber und K. F. Johnson, Phys. Lett. B173 (1986) 102
- [87] W. Fettscher, Phys. Rev. D42 (1990) 1544
- [88] C. A. Nelson, Phys. Rev. D40 (1989) 123
- [89] C. A. Nelson, Phys. Rev. D43 (1991) 1465
- [90] S.-Y. Pi und A. I. Sanda, Ann. Phys. 106 (1977) 171
- [91] H. Kühn und F. Wagner, Nucl. Phys. B236 (1984) 16
- [92] K. Mursula, M. Roos und F. Scheck, Nucl. Phys. B219 (1983) 321
- [93] B. Balke et al., Phys. Rev. D37 (1988) 587
- [94] W. Bacino et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 749
- [95] S. Behrends et al., Phys. Rev. D32 (1985) 2468
- [96] W. T. Ford et al., Phys. Rev. D36 (1987) 1971
- [97] H. Janssen et al., Phys. Lett. B228 (1989) 273
- [98] H. Albrecht et al., Phys. Lett. B246 (1990) 278
- [99] A. Ali und Z. Z. Aydin, Nuovo Cimento 43A (1978) 270
- [100] A. Marchioro et al., IEEE Trans. Nucl. Science 35 (1988) 316

Lebenslauf

Anschrift

Dipl.-Phys.
Achim Stahl
Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg
Schröderstraße 90
W-6900 Heidelberg
Tel.: 06221/56-4352

Persönliche Daten

geboren am	14.09.1962 in Brackenheim, Kreis Heilbronn
Eltern	Frieda und Willi Stahl
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

Bildungsgang

1986 bis 1972 Besuch der Grundschule in Güglingen.

Im Herbst 1972 Wechsel aufs Hölderlingymnasium in Lauffen am Neckar.
Abschluß am 2. Juni 1981 mit dem Abitur.

Aufnahme des Physikstudiums an der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen
zum Wintersemester 1982/83.

Vordiplom im Oktober 1984.

1987/88 Diplomarbeit am physikalischen Institut bei Professor Nakel mit dem
Thema "Untersuchungen der Ionisation der K-Schale durch Elektronenstoß".
Abschluß des Studiums mit der Erlangung des Diplomgrades am 18. November
1988.

Am 1. April 1989 Beginn der Doktorarbeit am Institut für Hochenergiephysik
der Ruprecht-Karls-Universität zu Heidelberg bei Professor Tittel.

Danksagung

Allen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit tatkräftig unterstützt haben, möchte ich an dieser Stelle herzlich danken.

Herrn Prof. Dr. K. Tittel möchte ich dafür danken, daß er diese Arbeit ermöglicht hat. Herrn Dr. C. Geweniger gilt mein besonderer Dank für die intensive Betreuung während den drei Jahren. Außerdem bedanke ich mich bei allen Mitgliedern des Heidelberger Institutes für Hochenergiephysik, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Dank sagen möchte ich auch allen Mitgliedern der ALEPH-Kollaboration und insbesondere den Mitstreitern der Arbeitsgruppe τ -Physik. Die Zahl ist zu groß, um alle hier namentlich aufzuführen, herausheben möchte ich allerdings Herrn Dr. Steffen Roehn, dem ich für die intensive Zusammenarbeit danke.

Für die unentbehrliche Unterstützung bei der Arbeit am Trigger bedanke ich mich bei Dr. P. Hanke und der Elektronikabteilung des Institutes, bei B. Rensch und Dr. R. Geiges.

Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei den Heidelberger Mitstreitern Dr. Martin Wunsch, Yves Maumary, Bernd Brandl, Tanja Fischer, Ariane Frey, Gerrit Graefe und Christian Karger, die viel zur angenehmen Arbeitsatmosphäre im Institut beigetragen haben. Dr. Martin Wunsch und Ariane Frey danke ich ferner für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.