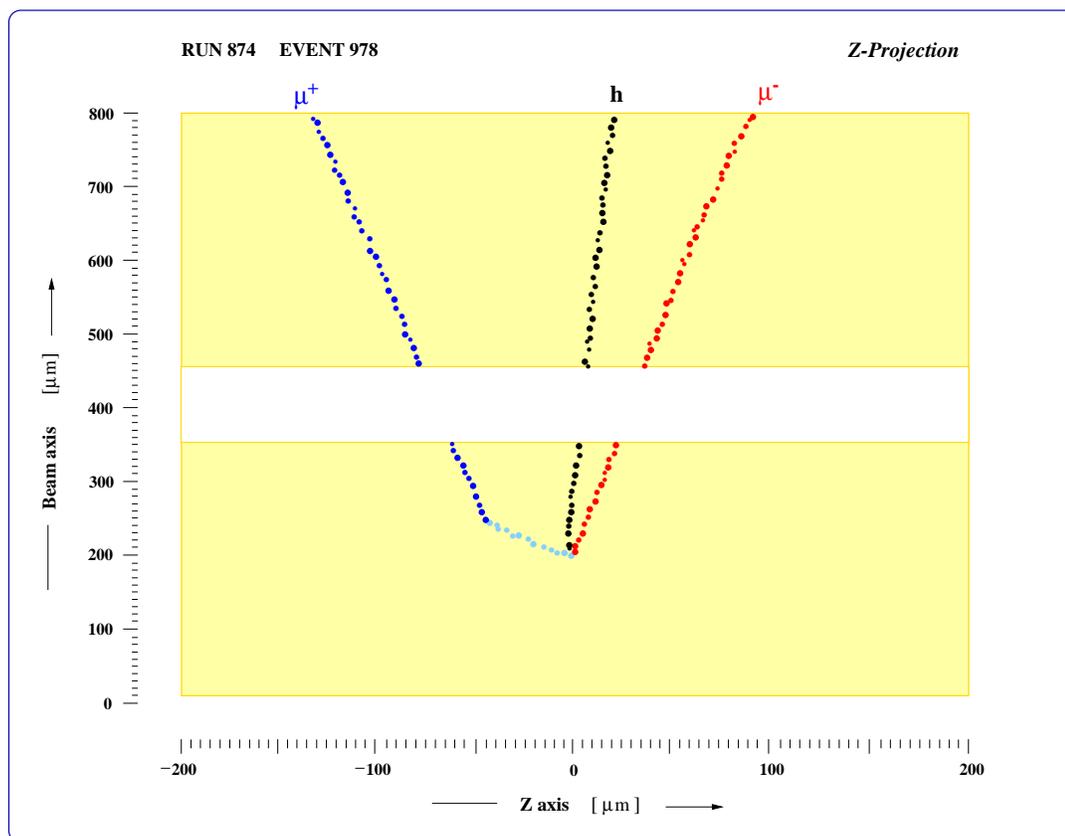


# Untersuchung der Nachweiseffizienz von Tau-Neutrino Reaktionen mittels Charm-Hadronen im CHORUS Experiment

Aimo Bülte



Institut für Physik  
Humboldt-Universität zu Berlin

Untersuchung der Nachweiseffizienz  
von Tau-Neutrino Reaktionen  
mittels Charm-Hadronen im  
CHORUS Experiment

Diplomarbeit

eingereicht von

Aimo Bülte

geb. am 11.09.1972 in Zossen

*Institut für Physik  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I  
Humboldt-Universität zu Berlin*

*November 1997*

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 Neutrinos und Oszillationen</b>	<b>5</b>
1.1 Das Neutrino und seine Masse . . . . .	5
1.1.1 Vom $\beta$ -Zerfall zur Lepton-Universalität . . . . .	5
1.1.2 Neutrinomassen und Kosmologie . . . . .	7
1.2 Die Neutrino-Oszillation . . . . .	8
1.2.1 Die Oszillationswahrscheinlichkeit . . . . .	9
1.2.2 2-Flavour Mischung . . . . .	11
<b>2 Das CHORUS Experiment</b>	<b>15</b>
2.1 Das Konzept des Experimentes . . . . .	15
2.2 Der Neutrinostrahl . . . . .	16
2.3 Das Emulsions-Target . . . . .	18
2.4 Die Faser-Spurdetektoren . . . . .	20
2.5 Das Hadron-Spektrometer . . . . .	21
2.6 Das Kalorimeter . . . . .	21
2.7 Das Myon-Spektrometer . . . . .	23
2.8 Das automatische Scannen . . . . .	23
2.9 Effizienzen und Oszillations-Sensitivität . . . . .	26
<b>3 “Charm Physik” in CHORUS</b>	<b>29</b>
3.1 Neutrinoinduzierte Charm-Quark Erzeugung . . . . .	29
3.2 Charm Zerfälle und Dimyon-Struktur . . . . .	32
<b>4 Monte Carlo Simulation</b>	<b>35</b>
4.1 Erzeugung der MC Wahrheit . . . . .	36
4.2 Die Rekonstruktionseffizienz . . . . .	38
4.3 Die Zwischenemulsion-Effizienz . . . . .	42
4.4 Das automatische Scannen . . . . .	46
4.5 Ineffizienz der Vertex Lokalisation . . . . .	48
4.6 Die simulierte Scan Effizienz . . . . .	49
4.6.1 $\eta_{pt}$ - Der Transversal Impuls Schnitt . . . . .	51

4.6.2	$\eta_{Flug}$ - Die Fluglängen Begrenzung . . . . .	52
4.6.3	$\eta_{Had}$ - Die falsche Zerfallspur . . . . .	53
4.6.4	$\eta_{\theta}^{kurz/lang}$ - Der minimale Zerfallswinkel . . . . .	53
4.6.5	$\eta_{pt-korr}$ - Die $P_t$ Korrektur . . . . .	55
4.6.6	$\eta_{IP}$ - Der Impakt Parameter . . . . .	57
4.6.7	$\eta_{Zerfall}^{sim}$ - Die Gesamteffizienz . . . . .	60
4.7	Die Video-Bild-Analyse . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Experimentelle Daten</b>	<b>67</b>
5.1	Die Selektion des Dimyon Sample . . . . .	67
5.2	Vertex Findung . . . . .	69
5.3	Kinematik des Charm Sample . . . . .	72
5.4	Experimentelle $\eta_{Zerfall}^{Charm}$ Bestimmung . . . . .	74
5.4.1	Impakt Parameter Analyse . . . . .	76
5.4.2	Video Bild Analyse . . . . .	78
5.4.3	$\eta_{Zerfall}^{Charm}$ - Die Gesamteffizienz . . . . .	80
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>81</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>82</b>

# Einleitung

Die Frage, ob Neutrinos eine Masse haben oder nicht, ist mittlerweile zu einer zentralen Fragestellung in der experimentellen Elementarteilchenphysik geworden. Neben der selbstverständlichen Neugierde, die Urbausteine unseres Universums in all ihren verschiedenen Eigenschaften zu verstehen, entzündete sich eine Idee, massive Neutrinos als die fehlende Materie für den “Big Crunch” zu favorisieren, dem letzten Atemzug unseres Weltalls.

Die gewaltige Anzahl von Neutrinos, Ergebnis einer experimentelle Physiker vor große Geduld stellenden schwachen Wechselwirkungsrate mit der Materie, kann selbst für kleine Massen bei Summation zu einer beträchtlichen gravitativen Komponente führen. Eine spezielle Feinwaage für Neutrinos wurde damit notwendig, da sich die direkten Massenbestimmungen an Hand kinematischer Analyse von Prozessen als zu ungenau erwiesen. Aus einer Idee B. Pontecorvo’s im Jahre 1957 [15], die eine Zustandsmischung der Neutrinos vorschlägt, entwickelte sich schnell eine unabhängige Methode zur Massenmessung : die Neutrino-Oszillations-Suche.

Ähnlich dem Quarksektor wird dabei von einer Massen- Eigenzustandsbasis ausgegangen, aus der die schwachen Wechselwirkungs Zustände als Superposition hervorgehen. Die Erzeugung eines Neutrinos wird dabei durch einen Eigenvektor der schwachen Wechselwirkung repräsentiert; die korrespondierenden Massenzustände breiten sich im Raum mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus, wobei sie teilweise miteinander interferieren. Ergebnis dieser Überlagerungen ist ein oszillierendes Umwandeln der meßbaren schwachen Wechselwirkungs Zustände untereinander, das sich im Experiment als Auftauchen eines unerwarteten bzw. Verschwinden eines vorhandenen Neutrino-Typs manifestiert. Das Verhalten dieser Oszillationen ist dann ein indirektes, aber sehr sensibles Mittel für die Messung der involvierten Neutrino-Massen.

Das CHORUS Experiment, dessen experimenteller Aufbau schon des öfteren in der Literatur beschrieben wurde (siehe z.B. [25]), hat es sich zum Ziel gesetzt, nach Umwandlung zwischen Myon ( $\nu_\mu$ ) und Tau ( $\nu_\tau$ ) Neutrinos zu suchen. Dabei wird in einem hochreinen  $\nu_\mu$  -Strahl eine fotoaktive Kernemulsion belichtet, die als Wechselwirkungstarget für die Neutrinos dient. Die hohe Ortsauflösung der Emulsion, die in der Größenordnung von  $1 \mu m$  liegt, gestattet die Suche nach einer nur für Tau Neutrino

induzierte Reaktionen typischen Spur-Topologie. Sollte ein solcher Kandidat in unserem Emulsionstarget gefunden werden, wäre dies eine Evidenz für Neutrino Oszillation und für endliche Neutrinomassen.

Die Suche nach Tau Leptonen  $\tau^-$  in der Emulsion wird durch die große Anzahl von normalen  $\nu_\mu$  induzierten geladenen Stromreaktionen erschwert. Die Entscheidung, um welchen Reaktionstyp es sich handelt, kann letztlich erst in der Emulsion gefällt werden. Daher wurde ein automatischer Mikroskopier-Algorithmus entwickelt, der den Ort des  $\tau^-$ -Zerfalles mit größtmöglicher Präzision aufsuchen und den Hauptanteil uninteressanter Untergründereignisse bereits beim automatischen Scannen verwerfen kann. Die Effizienz dieses Systems kann experimentell jedoch schwer überprüft werden, da die Anzahl von Signalreaktionen von vornherein beschränkt wenn nicht sogar Null ist. Einen Ausweg bietet eine häufiger anzutreffende Klasse von Ereignissen, die in ihrer Signatur identisch mit Tau Zerfällen ist, jedoch von diesen aufgrund zweier geladener Myonen im Endzustand eindeutig unterschieden werden können. Diese spezielle Klasse von Ereignissen und im speziellen ihre Hilfe bei der Berechnung der Effizienz des  $\tau^-$  Nachweises sind zentrales Thema dieser Diplomarbeit.

# Kapitel 1

## Neutrinos und Oszillationen

### 1.1 Das Neutrino und seine Masse

Als W.Pauli 1930 in seinem berühmt gewordenen Brief an die “radioaktiven Freunde” die Existenz des Neutrinos postulierte [1], um das kontinuierliche Spektrum der  $\beta$ -Strahlung in radioaktiven Prozessen zu erklären (und damit die von N.Bohr aufgegebene Energieerhaltung zu gewährleisten), waren dessen Eigenschaften nicht viel ungewisser als heute. Die Möglichkeit

	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
Masse	0	0	0
Ladung	0	0	0
Radius	0	0	0
magnet. Moment	0	0	0
elektr. Moment	0	0	0
Mischungswinkel		0	0

kann auch heute noch nicht ausgeschlossen werden. Und doch ist es gelungen, in den letzten 67 Jahren das Wissen um diese geheimnisvollen Teilchen stetig zu bereichern, und die Neutrinos vom reinen Studiumobjekt zum universellen Werkzeug für den Test verschiedenster Theorien in der Elementarteilchenphysik und der Kosmologie zu verwandeln.

#### 1.1.1 Vom $\beta$ -Zerfall zur Lepton-Universalität

Das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum, das von Chadwick, Geiger und Ellis 1914 experimentell gefunden wurde, war zu dieser Zeit theoretisch unverstanden, da man durch den angenommenen 2-Körper-Zerfall eine monochromatische Energie der Elektronen erwartete. Hinzu kam das “nukleare Spin-Problem” in der Erhaltung des atomaren Gesamtimpulses von Isotopen, die von einem Zustand mit geradzahligem Spin wieder in einen

Endzustand mit geradzahligem Spin zerfallen. Im Betazerfall wäre die Impulsbilanz zwischen dem halbzahligen Spin des Elektrons und dem geradzahligem Drehimpuls des atomaren Endzustandes immer nur dann möglich, wenn der Ausgangszustand wiederum ungeradzahligem Drehimpuls besitzt, was entweder zur Aufgabe des Drehimpulserhaltes führt, oder mit der zusätzlichen Emission eines weiteren, halbzahligen Spin tragenden Teilchens erklärt werden könnte. Mit Hilfe des 1932 entdeckten *Neutrons* und der bereits erwähnten Idee Pauli's, dem 2-Körper-Zerfall in radioaktiven Prozessen das *Neutrino* hinzuzufügen, baute E.Fermi im selben Jahr seine Theorie der "punktartigen 4-Fermion Wechselwirkung" auf [2], die den Zerfall des Neutrons in ein Proton unter Aussendung eines Elektrons und eines Neutrinos an einem definierten Raum-Zeit-Punkt beschreibt. Zwei Jahre später, im Jahre 1934 berechneten Bethe und Peierls auf der Grundlage dieser Theorie den Wirkungsquerschnitt für die inverse  $\beta$ -Reaktion

$$\textit{Antineutrino} + \textit{Proton} \Rightarrow \textit{Positron} + \textit{Neutron}$$

zu  $\sigma_{\bar{\nu}} = 10^{-44} \text{ cm}^2$ , was die experimentelle Suche nach dem hypothetischen Neutrino für die folgenden Jahre demotivieren sollte. Erst rund 20 Jahre später, mit Hilfe des 300 MW Nuklearreaktors in Hanford, konnte 1953 von Reines und Cowan der entscheidende Nachweis für die Existenz des Neutrinos erbracht werden [3].

Doch bereits 1960 wies B.Pontecorvo darauf hin, daß die mit der Entdeckung des Myon-Leptons  $\mu$  ermöglichten, jedoch offenbar unterdrückten Prozesse  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  und  $p + \mu^- \rightarrow p + e^-$  (*orbital capture*) die Existenz einer zweiten Neutrinoart andeuten [4]. Mit dem am AGS in Brookhaven aufgebauten Neutrinostrahl, der die leptonischen Zerfälle geladener Mesonen ausnutzt ( $\pi/K \rightarrow \mu\bar{\nu}_{\mu?}$ ), konnten dann 1962 Ledermann, Schwartz und Steinberger den Nachweis eines von den Elektronenneutrinos unterscheidbaren Teilchens erbringen [5], das heute wegen seiner Assoziation mit dem geladenen Partnerlepton Myonneutrino genannt wird. Damit war zugleich ein wichtiger Hinweis auf die Familienstruktur der Elementarteilchen gefunden.

Der Entdeckung der über den neutralen Austauschboten der schwachen Wechselwirkung bewirkten "neutralen Ströme" in der Gargamelle Blasenkammer 1973 am CERN, mit der die von Weinberg, Glashow und Salam eingeführte Vereinigung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen im Standardmodell der Elementarteilchen eindrucksvoll bestätigt werden konnte, folgte zwei Jahre später am SLAC  $e^+e^-$  Kollidierer SPEAR die  $\tau$ -Lepton Entdeckung durch Perl [6], die ein Indikator für eine dritte Familiengeneration und damit für ein weiteres Neutrino werden sollte. Dieser Neutrinotyp konnte jedoch bis heute nicht in einer dem inversen Beta-Zerfall ähnlichen Reaktion nachgewiesen werden. Das mit den neutralen Strömen identifizierte  $Z^0$ -Austauschteilchen erlaubt allerdings durch seine Zerfallsbreite in "unsichtbare Teilchen" die Anzahl der leichten Neutrinoarten auf 3 unterschiedliche Generationen zu beschränken:  $\nu_e$ ,  $\nu_{\mu}$ , und  $\nu_{\tau}$  [7]. Dabei wird die in der Berechnung angenommene "Lepton-Universalität" in der Kopplung der Neutrinos an das  $Z^0$ -Boson mit der Bestimmung der Myonneutrino-Kopplung im CHARM II Experiment experimentell gestützt

[8].

### 1.1.2 Neutrinomassen und Kosmologie

Dem bis heute ungelösten Problem der Teilchenmassen im Standardmodell, deren Erzeugung mit dem Higgs-Mechanismus zwar einen theoretischen Zugang gefunden haben (der jedoch nicht absolute Werte zu berechnen vermag), kommt mit den Neutrinos ein weiteres hinzu. Bis heute gibt es keine überzeugende Evidenz, daß Neutrinos überhaupt eine von Null verschiedene Masse besitzen. Die Zusammenfassung der Leptonen einer Familie (z.B. *up-Quark*, *down-Quark*, *Elektron*, *Elektronneutrino*, die die Bausteine der uns bekannten Materie darstellen) in Multipletts der GUT-Theorien (Vereinigung aller uns bekannten Wechselwirkungen) suggeriert aus Symmetriegründen, auch dem Neutrino eine Masse zuzuordnen. Da diese Massen trotzdem sehr klein sein können, wird mit Hilfe der sogenannten *seesaw* (z.dt.: Wippe) Relation motiviert.

Dabei wird angenommen, daß von den 4 möglichen Zuständen eines "*Dirac Neutrinos*"  $\nu_l$ ,  $\nu_r$ ,  $\bar{\nu}_l$  und  $\bar{\nu}_r$  nur die in der schwachen Wechselwirkung aktiven Komponenten  $\nu_l$  und  $\bar{\nu}_r$  für die Beschreibung des "realen" Neutrinos ausreichen, die sich als links- und rechtshändige Chiralitätszustände<sup>1</sup> eines sogenannten "*Majorana Neutrinos*" zusammenfassen lassen. Dabei hat das *Majorana Neutrino* die dem Photon analoge Eigenschaft, sein eigenes Antiteilchen zu sein. Diesem als leicht angenommenen Neutrino wird nun ein aus den restlichen zwei Komponenten aufgebautes, schweres *Majorana Neutrino* zur Seite gestellt, so daß sich wieder insgesamt 4 Zustände ergeben. Bezeichnet man mit  $\mathbf{m}$  ( $\mathbf{M}$ ) die Masse des leichten (schweren) Neutrinos, und folgt dem Schema von Gell-Mann-Ramond-Slansky (u.a.) [9], so findet man die folgende Relation

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{m} = M_{Quark/Lepton}^2 \quad ,$$

wobei  $M_{Quark/Lepton}$  in der Größenordnung der Masse der familienzugehörigen 2/3-geladenen Quarks bzw. geladenen Leptonen ist. Die Brechung der Links-Rechts-Symmetrie (chirale Symmetrie) in der schwachen Wechselwirkung "generiert" dabei die große Neutrinomasse  $\mathbf{M}$ , die sich also in der Größenordnung  $\mathbf{M} \sim M_{GUT} = 10^{14} GeV$  befinden kann. Damit wäre erklärbar, warum bis heute noch kein experimenteller Nachweis der Neutrinomassen erfolgen konnte: die einen Neutrinos sind zu schwer, und die anderen zu leicht. Mit der Verfeinerung der Meßmethoden und dem Näherrücken an

---

<sup>1</sup>In der V-A-Kopplung haben Neutrinos definierte Chiralität (Händigkeit), die als Eigenwert des  $\gamma_5$  Operators definiert ist. Jeder beliebiger Wellenzustand läßt sich als Summe  $\phi = \phi_l + \phi_r = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\phi + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\phi$  schreiben, wobei die Indizes "l" für linkshändig bzw. "r" für rechtshändig stehen. Damit haben also linkshändige Zustände den Eigenwert +1 und rechtshändige Zustände -1. Im Falle  $m=0$  ist der Chiralitätsoperator bis auf ein Vorzeichen identisch mit der Helizität, welche die Projektion des Spinvektors auf die Flugrichtung beschreibt:  $\hat{H} = \frac{\hat{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}$  mit  $\mathbf{p}$ =Impuls und  $\sigma$ =Pauli-Matrizen. In der masselosen Dirac-Theorie korrespondieren aber die Vorzeichen der Energie mit dem Impuls ( $E = +p$  mit  $p > 0$ ), so daß ein linkshändiges Teilchen den Eigenwert  $H = -1$ , ein linkshändiges Antiteilchen  $H = +1$  besitzt. Durch die maximale Verletzung der Parität in der schwachen Wechselwirkung koppeln die Austauschbosonen nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen (2-Komponenten Theorie).

die GUT-Skala wird jedoch in den kommenden Jahrzehnten eventuell eine der beiden Grenzen durchbrochen werden können.

Mit der Verbindung von  $\mathbf{M}$  zur GUT Skala, die familienunabhängig ist, kann man nun die drei leichten Neutrinomassen folgendermaßen zueinander in Beziehung setzen:

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_u^2 : m_c^2 : m_t^2$$

bzw.

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2 .$$

Wo aber diese Skala fixieren? Die Lösung des Sonnenneutrino-Problems unter der Annahme von resonanter Neutrino-Oszillation<sup>2</sup> schlägt eine Massenhierarchie (aufbauend auf die *seesaw* Relation der Quarks) von  $m_{\nu_e} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$ ,  $m_{\nu_\mu} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$  und  $m_{\nu_\tau} \approx 40 \text{ eV}$  vor [11], [13]. Aus der fehlenden Rotationsenergie in observierten Galaxien, die sich mit dem Vorhandensein von nichtsichtbarer Materie (sogenannter “*Dark Matter*”) im Universum erklären ließe, kann abgeschätzt werden, daß rund 90% der im Weltraum existierenden Masse aus Teilchen besteht, für die unsere Detektoren bisher entweder steril gewesen sind, oder bei denen es sich um Neutrinos handelt. Im letzteren Fall könnte die gewaltige Anzahl selbst bei kleinen Massen zu einem geschlossenen kosmologischen Modell führen, in dem die Gravität die Umkehr des “Big Bangs” bewirkt: dem “Big Crunch”. Solche Theorien erfordern ein hypothetisches Neutrino mit einer Masse in der Größenordnung  $m_\nu \sim 10 \text{ eV}$ , was sich mit der MSW-Lösung des Sonnenproblems gut deckt [12]. Daher ist die Suche nach Neutrinomassen in diesem Massenbereich von besonderem Interesse, kann allerdings mit den derzeitigen Detektoraufösungen nur verfolgt werden, wenn sich die Neutrinos verschiedener Familien mit Hilfe des Oszillationsphänomens vermischen. Im nächsten Kapitel soll daher näher auf die Neutrino-Oszillation eingegangen werden. Für eine detaillierte Zusammenfassung der bisher bestehenden Massenlimits auf der Basis kinematischer Analysen von leptischen Zerfälle sei auf [14] verwiesen.

## 1.2 Die Neutrino-Oszillation

Neutrino-Oszillation ist eines der schönsten Beispiele für die Grundgesetze der Quantenmechanik. Sie demonstriert das Wechselspiel zwischen der Heisenberg’schen Unschärferelation und dem Auftreten quantenmechanischer Interferenzen, und erlaubt darüber hinaus, kleinste Neutrinomassen experimentell zu bestimmen. Die Möglichkeit der Oszillation wurde schon 1957 von B.Pontecorvo erkannt [15], und ist bis heute die überzeugendste Erklärung für das Fehlen von etwa 50% der Elektronneutrinos im Neutrinofluß der Sonne.

<sup>2</sup>Dieser Prozeß ist unter dem Namen Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effekt (MSW) [10] bekannt geworden. Er beruht auf den zusätzlichen, für Myoneneutrinos nicht möglichen neutralen Stromreaktionen der Elektronneutrinos mit Elektronen beim passieren von Gebieten mit einer hohen Elektronendichte, wie sie z.B. im Inneren der Sonne vorkommen. Da er für die Oszillation, wie sie im CHORUS-Experiment betrachtet wird, vernachlässigbar ist, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

### 1.2.1 Die Oszillationswahrscheinlichkeit

Die Grundidee der Neutrino-Oszillation ist, daß ein in der schwachen Wechselwirkung erzeugter Neutrinozustand  $|\alpha\rangle$  (genannt Flavourzustand) eine lineare Überlagerung verschiedener massiver Eigenzustände  $|i\rangle$  (genannt Massenzustand) ist, was sich mathematisch durch die Darstellung eines Eigenvektors in einer zur Eigenbasis gedrehten, orthonormierten Basis schreiben läßt :

$$|\alpha\rangle = \sum_{i=1}^N U_{\alpha i}^* |i\rangle \quad \text{bzw.} \quad |i\rangle = \sum_{\alpha=1}^N U_{\alpha i} |\alpha\rangle .$$

Die  $2N$  "Neutrinoektoren" ( $N$  Flavourzustände und  $N$  Massenzustände) ergeben dabei  $N^2$  Elemente der unitären Matrix  $U_{\alpha i}$ . Jeder Neutrinozustand besitzt einen unbestimmten Phasenwinkel (wobei einer  $e^{i2\pi} = 1$  gewählt werden kann), so daß  $2N-1$  relative Phasen bestehen, die die Anzahl der freien Parameter auf  $(n-1)^2$  einschränkt. Da die Einführung der Matrix als Rotation einer Basis motiviert wurde, ist es naheliegend, diese Parameter in reelle Winkel einer  $n$ -dimensionalen Rotationsmatrix ( $\frac{1}{2}(n^2 - n)$ ) und in die  $\frac{1}{2}(n^2 - 3n + 2)$  sogenannten (imaginären) CP-verletzenden Phase aufzuteilen. Letztere bewirken die generelle Ungleichung für die Übergangsamplituden zwischen zwei Flavourzuständen:

$$\mathcal{A}_{\bar{\alpha} \rightarrow \bar{\beta}} = \mathcal{A}_{\beta \rightarrow \alpha} \neq \mathcal{A}_{\alpha \rightarrow \beta} ,$$

die den experimentellen Nachweis von CP verletzenden Termen in der Neutrino-Oszillation ermöglichen. Nimmt man jedoch CP-Invarianz der Theorie an, so entfallen alle Imaginärteile in  $U_{\alpha i}$ , und die Matrix läßt sich auf Dreiecksform transformieren.

Die Massenzustände  $|i\rangle$  sind Lösungen der stationären Schrödingergleichung, d.h. ihre räumliche und zeitliche Ausbreitung im Raum kann faktorisiert werden. Damit ergibt sich die Gesamtwellenfunktion  $\Phi$  eines Flavourzustandes  $|\alpha\rangle$  folgendermaßen :

$$\Phi_{\alpha}(x, t) = \sum_{i=1}^N U_{\alpha i}^* |i\rangle \phi_i(x) e^{-iE_i t} .$$

Ersetzt man in dieser Formel die Vektoren  $|i\rangle$  durch ihre Darstellung in der Flavourbasis, so wird die Wirkung der Oszillation erkennbar :

$$\Phi_{\alpha}(x, t) = \sum_{i=1}^N U_{\alpha i}^* \sum_{\beta=1}^N U_{\beta i} \phi_i(x) e^{-iE_i t} |\beta\rangle = \sum_{\beta=1}^N \mathcal{A}_{\beta}^{\alpha}(x, t) |\beta\rangle .$$

Die Wellenfunktion des am Ort  $x_o$  zur Zeit  $t_o$  erzeugten schwachen Neutrinozustandes  $\alpha$  ist eine vom Ort  $x$  und der Zeit  $t$  abhängige Überlagerung verschiedener Flavourzustände  $\beta$  mit der zugehörigen Amplitude  $\mathcal{A}_{\beta}^{\alpha}(x, t)$ . Das aber bedeutet, daß sich z.B. in einem erzeugten Myonneutrinostrahl nach gewisser Zeit auch Elektron- bzw. Tau-neutrinos finden lassen, und damit die Leptonenerhaltung innerhalb der Familien nicht

mehr gewährleistet wird<sup>3</sup>.

Möchte man nun die Wahrscheinlichkeit dieser ‘‘Metamorphose’’ bestimmen, so hat man die entsprechende Amplitude mit ihrem konjugiert Komplexen zu quadrieren. Danach ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand  $|\alpha\rangle$  in den Zustand  $|\beta\rangle$

$$\mathcal{P}_{\alpha\rightarrow\beta}(x,t) = \sum_{i=1}^N |U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \phi_i(x)|^2 + 2\Re e \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i-E_j)t} |\phi_i(x)\phi_j(x)^*|$$

Bisher wurde der Ortsanteil der Wellenfunktion nur schematisch eingebunden, und die Massenzustände  $|i\rangle$  wurden als freie Teilchen mit der Masse  $m_i$  eingeführt. Diese bewegen sich mit dem Impuls  $p_i$ , den sie im Entstehungsprozeß des Neutrinos erhalten, und der natürlich von der Masse  $m_i$  abhängt. Dieser Impuls kann also im Prinzip sehr genau vermessen werden. Dann aber wäre es möglich, auch auf den erzeugten Massenzustand  $|i\rangle$  zurückzuschließen, so daß man nicht die Ausbreitung eines Flavourzustandes beobachtet, sondern eines definierten Massenzustandes. Für diesen gelten aber zeit- und ortsunabhängige Wahrscheinlichkeiten, in einer Stromreaktion als beliebiger Flavourzustand  $|\gamma\rangle$  zu reagieren (gerade  $|U_{\gamma i}|^2$ ). Damit verschwindet also die Oszillation. Aus diesem Grund sind ebene Wellen  $e^{i\vec{p}\cdot\vec{x}}$  (die Lösungen freier Teilchen mit definiertem Impuls sind) für die Konstruktion des Ortsteiles eigentlich weniger geeignet. Jedoch kann gezeigt werden (siehe [16],[17]), daß die Benutzung von Gauß’schen Wellenpaketen mit einer Impulsunsicherheit  $\Delta p \gg 1/l_{oszi}$  im Limes kleiner Neutrinomassen zu denselben Resultaten führt, wobei  $l_{oszi}$  den räumlichen Abstand zweier Oszillationsmaxima definiert, wie er unten noch detaillierter besprochen wird.

Mit der Benutzung ebener Wellen hat man das Produkt

$$(p_i - p_j)^\mu x_\mu = \Delta p^\mu x_\mu = \Delta E_{ij}t - \Delta p_{ij}x$$

zu berechnen. Dazu muß man sich noch einmal ins Gedächtnis zurückrufen, wie der sich ausbreitende Neutrinozustand ursprünglich erzeugt wurde. Betrachtet man die Pion-Reaktion  $\pi \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$ , die wegen des Zwei-Körper-Zerfalles kinematisch vollständig bestimmt ist, oder den Elektron-Einfang  $X e^- \rightarrow Y_{Grund} \nu_e$ , wie er im langlebigen Zerfall  ${}^7Be \rightarrow {}^7Li$  auftritt<sup>4</sup>, so kann man die Energie- und Impulsbalanz als Funktion der Systemenergie/masse und der Neutrinomasse darstellen. Nach wenigen Umformungen findet man das folgende, interessante Verhältnis für zwei verschiedene Massenzustände  $|i\rangle$  und  $|j\rangle$ :

$$R_\Delta = \frac{E_i - E_j}{p_i - p_j} = \frac{\frac{M^2}{E^2} - 1}{\frac{M^2}{E^2} + 1},$$

<sup>3</sup>Der Erhalt der innerfamiliären Leptonzahl ist eine empirisch manifestierte Regel. Sie wird jedoch nicht durch eine Symmetrie in der Lagrangedichte generiert (Noether-Theorem), so daß es sich (vermutlich) um keine fundamentale physikalische Erhaltungsgröße handelt.

<sup>4</sup>Die Langlebigkeit des Isotops garantiert einen scharfen Energieausgangszustand und damit die klare Kinematik. Solche inversen Beta-Zerfälle, die ein Isotop in einen atomaren Grundzustand überführen (L-Capture), sind nicht selten.

wobei mit  $E$  die Gesamtenergie des Systems (Pion bzw. Isotop) und mit  $M$  die Masse des Endzustandes (Myon bzw. atomarer Grundzustand) bezeichnet ist. Die in der Literatur häufig gemachte Annahme, die Pionimpulse (anstatt die Energien) verschiedener Massenzustände gleichzusetzen, gilt offensichtlich nur für Systeme, in denen die an die Reaktionsprodukte abgegebene Energie groß im Vergleich zur Masse des Endzustandes ist. Das ist zwar für den Fall hochenergetischer Pionen richtig, wie sie für die Erzeugung eines Neutrinostrahles benutzt werden, nicht jedoch für den Elektroneinfang, wo die Masse des Atoms durchaus in der Größenordnung der Energie liegen kann. Dann steht nur wenig Ausgangsimpuls zur Verfügung, so daß sich der Unterschied in den Massenzuständen stärker auf ihre Impulse auswirkt.

Verzichtet man auf Terme  $\mathcal{O}(\Delta m^4)$  und nimmt den Fall an, daß  $M^2/E^2 \ll 1$  ist (Neutrinostrahl), dann kann man den obigen Ausdruck folgendermaßen umformen:

$$(p_i - p_j)^\mu x_\mu = \frac{\Delta m^2}{2p_o} x$$

wobei  $p_o$  den Impuls eines Neutrinos darstellt, daß mit der Masse Null im Erzeugungsprozeß entstanden ist (i.e.  $p_o = \frac{E^2 - M^2}{2E}$ ). Somit läßt sich die allgemeine Oszillationsformel auf die Gestalt

$$\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(x) = \sum_{i=1}^N |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 + 2\Re e \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m^2}{2p_o} x}$$

bringen.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, das bei der Entwicklung des Mischungsformalismus von Flavourzuständen ausgegangen wurde, die in der schwachen Wechselwirkung mit reiner V-A-Kopplung durch eine linkshändige Chiralität (Antiteilchen mit rechtshändiger Chiralität) ausgezeichnet sind. Der Übergang zwischen Zuständen verschiedener Chiralität (also  $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ ), der die Leptonzahl um zwei Einheiten überspringt, wird dabei durch einen Faktor  $m_\nu/E_\nu$  in der Oszillationsamplitude unterdrückt. Ist in der schwachen Theorie auch eine rechtshändige Stromkomponente erlaubt, so entfällt dieser Term. Die Suche nach geladenen Antileptonen in den Reaktionsprozessen eines reinen  $\nu$  Strahl erlaubt daher bei Vorhandensein von Oszillation den Nachweis, ob die schwache Wechselwirkung des Standardmodells tatsächlich nur an linkshändige Chiralitätszustände koppelt.

### 1.2.2 2-Flavour Mischung

Im Standardmodell der Elementarteilchen findet man eine Massenhierarchie zwischen den Familien, die sich bisher aufgrund fehlender Neutrinomassen nicht als universelle Regel festschreiben lies. Naturgemäß erwartet man aber auch für die Neutrinos eine solche Ordnung, so daß man bei der Betrachtung in z.B. der  $\nu_\mu \rightsquigarrow \nu_\tau$  Oszillation den Einfluß der Elektronkomponente vernachlässigen könnte. Das reduziert die Anzahl der betrachteten Flavourkomponenten auf zwei, so daß sich die unitäre Mischungsmatrix

U schreiben läßt als

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & e^{i\phi}\sin\theta \\ -e^{-i\phi}\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} .$$

Um den Ausdruck der Oszillationswahrscheinlichkeit weiter zu vereinfachen, müssen noch die Randbedingungen der Schrödingergleichung definiert werden. In einem typischen Experiment wird man mit einer reinen Flavoursorte  $|\alpha\rangle$  beginnen, um danach entweder nach einem neuen Flavourzustand  $|\beta\rangle \neq |\alpha\rangle$  zu suchen (sogenannter *Appearance* Modus), oder das Verschwinden des ursprünglichen Zustandes  $|\alpha\rangle$  nachweisen wollen (*Disappearance* Modus). Das bedeutet für die Anfangsbedingungen<sup>5</sup>:

$$|\alpha\rangle_{x=0, t=0} = \delta_{\alpha\beta} \cdot |\beta\rangle ,$$

mit denen die Oszillationswahrscheinlichkeit bei CP-Erhaltung in

$$\mathcal{P}_{\alpha\rightarrow\beta}(\theta, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4p}\right)$$

übergeht. Darin bedeuten L die Flugstrecke x, die vom Neutrino zwischen der Entstehung am Ort  $x = 0$  zur Zeit  $t = 0$  und dem Wechselwirkungspunkt (Detektor) zurückgelegt wurde. Mit p wurde kurz der Neutrinoimpuls abgekürzt.

Diese Formel zeigt nun einige wesentliche Voraussetzungen, die für den Nachweis der (ortsabhängigen) Neutrino-Oszillation erfüllt sein müssen:

- ✘ Der Mischungswinkel  $\theta$  muß verschieden von Null bzw. ganzzahligen Vielfachen von  $\pi$  sein.
- ✘ Die Eigenwerte der Massenzustandsbasis (i.e. die physikalischen Massen) dürfen nicht identisch sein.
- ✘ Ist der Abstand der Neutrinoquelle vom Detektor in der Größenordnung der Quelle selbst, so haben die sich ausbreitenden Massenzustände nicht genügend Zeit, durch ihre unterschiedlichen Geschwindigkeiten ein neues Interferenzmuster (Flavourzustand) zu erzeugen. Auf der anderen Seite geht bei einer zu großen Entfernung die Kohärenz der Massenzustände verloren, und anstatt einer Oszillation wird nur noch eine örtlich konstante Flavouramplitude auftreten.

Der letzte Punkt wird häufig mit Hilfe der schon erwähnten Oszillationswellenlänge  $l_{oszi}$  motiviert, die sich aus der Bedingung  $\sin\left(\frac{\Delta m^2 l_{oszi}}{4p}\right) = 0$  ergibt:

$$l_{oszi} = \frac{4\pi p}{\Delta m^2} = 2.48 \cdot \frac{p [MeV/c]}{\Delta m^2 [eV/c^2]^2} [m] .$$

---

<sup>5</sup>Bisher wurde á priori angenommen, daß der Anfangszustand  $|\alpha\rangle$  ein reiner Flavourzustand ist. Das ist aber nicht generell der Fall, da in jeder experimentellen Umgebung auch ein Untergrund des Neutrino Flavours besteht, der sich durch Oszillation ergeben soll.

Sie gibt die Flugstrecke der Neutrinos an, nach der sie sich wieder in ihrem Ausgangszustand befinden ( $\mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(\theta, l_{oszi}) = \mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \beta}(\theta, 0) = 0$ ). Diese Länge stellt einen experimentellen Parameter dar, mit dessen Hilfe die Oszillationswahrscheinlichkeit abgeschätzt werden kann. Sie variiert zwischen einigen Metern (Reaktor-neutrinos) und Kilometern (Strahl-neutrinos), bezieht man sich auf die im Mittel erzeugte Neutrinoenergie ( $E \simeq 4 \text{ MeV}$  bzw.  $100 \text{ GeV}$ ) und einem Massenquadrat von  $\Delta m^2 \simeq 1 \text{ eV}^2$ . Neutrino-Oszillation kann dann gemessen werden, wenn sich die Fluglänge in der Größenordnung der Oszillationslänge befindet. Andernfalls ist noch keine merkbare Veränderung des Ausgangszustandes nachweisbar ( $L \ll l_{oszi}$ ), oder die Anzahl der vielen Oszillationen innerhalb der Detektorregion können nicht einzeln aufgelöst werden ( $L \gg l_{oszi}$ ). Im letzteren Fall ist das Experiment dann nur auf den Mischungswinkel  $\theta$  sensitiv, nicht jedoch auf die Massendifferenz ( $\sin^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4p} \right) \simeq \frac{1}{2}$ ). Für weiterführende Diskussionen über die quantenmechanischen Einflüsse auf die Oszillation, die sich z.B. aus der Ausdehnung der Detektor- und Neutrinoquelle ergeben, wird auf [18] und [19] verwiesen.



## Kapitel 2

# Das CHORUS Experiment

### 2.1 Das Konzept des Experimentes

Im September 1991 wurde am CERN grünes Licht für ein Neutrino-Experiment gegeben, daß sich gleich drei Ziele gesetzt hatte : direkter Nachweis einer durch ein  $\nu_\tau$  induzierten geladenen Stromreaktion, Verletzung der innerfamiliären Leptonerhaltungszahl und der implizierte Beweis, daß wenigstens eines der uns (dann drei) bekannten Neutrinos eine von Null verschiedene Masse haben muß. **CHORUS**, Acronym für **CERN Hybrid Oscillation Research Apparatus**, wurde für die Suche nach Taureaktionen in dem hochreinen  $\nu_\mu$  Strahl der WANF (Western Area Neutrino Facilities) konzipiert (*Appearance* Modus) und erwartet eine Statistik in Daten, die bisherige Grenzen in der Oszillationsempfindlichkeit um einen Faktor 20 übertrifft.

Die Idee des Experimentes besteht in der eindeutigen Bestätigung der folgenden erlaubten Signalreaktionen :

$$\begin{array}{rcl} \nu_\tau N & \longrightarrow & \tau^- X^+ & \text{Zerfallsrate} \\ & & \downarrow & \\ & & \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau & 17.4\% \\ & & \pi^- (n \pi^0) \nu_\tau & 49.8\% \\ & & \pi^- \pi^+ \pi^- (n \pi^0) \nu_\tau & 14.9\% \end{array}$$

die aufgrund des Reinheitsgrads des  $\nu_\mu$  Strahls dann nur durch den Umwandlungsprozeß  $\nu_\mu \rightsquigarrow \nu_\tau$  ermöglicht wurde. Die kurze Zerfallsstrecke des  $\tau^-$  Leptons, die in der Größenordnung  $1\text{ mm}$  liegt, wird durch eine feinkörnige Fotoemulsion nachgewiesen, die mit einer Auflösung von wenigen  $\mu\text{m}$  eine genaue Bestimmung des Zerfallswinkels erlaubt.

In den 4 Jahren Datennahme werden im CHORUS Experiment  $\approx 780\,000$  rekonstruierte, geladene  $\nu_\mu$  Reaktionen erwartet. Das entspräche einer Oszillations-Sensitivität mit  $\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) \leq 2 \cdot 10^{-4}$  für große  $\Delta m^2$  (90% C.L.).

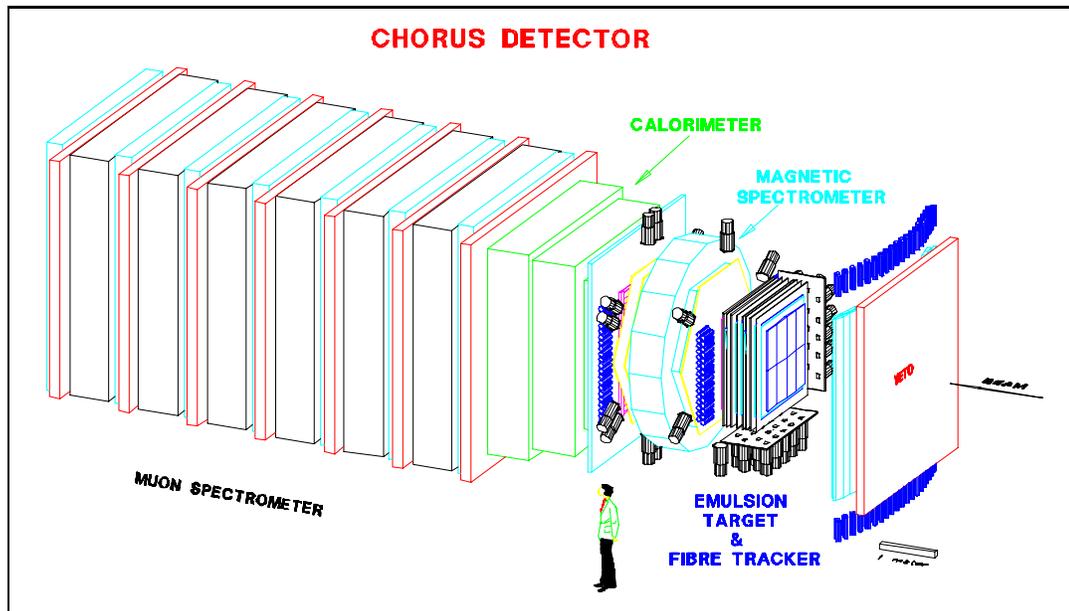


Abbildung 2.1: Der Aufbau des CHORUS Experiments. Der von rechts einfliegende Neutrinostrahl passiert nacheinander das Wechselwirkungstarget (Emulsion), die Spurdetektoren (szintillierende Faserschichten), das Hadron-Spektrometer, das Kalorimeter für Elektronen und den Hadronschauer aus der Neutrinoreaktion, und abschließend das Myonspektrometer. Der gesamte Apparat befindet sich rund  $1\text{ km}$  vom Entstehungsort der Neutrinos entfernt.

Der Aufbau des gesamten Detektors ist in Bild 2.1 dargestellt. In den folgenden Kapiteln sollen die einzelnen Komponenten kurz beschrieben werden.

## 2.2 Der Neutrinostrahl

Nachdem die Neutrinostrahllinie am CERN über eine Dekade lang die erste Generation von Neutrinoexperimenten (BEBC, CDHS, CHARM) beliefert hatte, wurde sie in den Jahren 1992 und 1993 für die Oszillationssuche in CHORUS und NOMAD umgebaut. Mit der vorrangigen Suche nach  $\tau^-$  Leptonen aus geladenen  $\nu_\tau$  Stromreaktionen wurde ein härteres Impulsspektrum notwendig. Obwohl die Produktionsschwelle für  $\tau^-$   $3.5\text{ GeV}/c$  beträgt, ist die Nachweis- und Rekonstruktionseffizienz bei dieser Energie so gering, daß die Neutrinos für die Detektoren effektiv steril sind.

Der  $\nu_\mu$  Neutrinostrahl wird aus dem myonischen Zerfall positiv geladener  $\pi^+$  und  $K^+$  Mesonen erzeugt. Dazu schießt man Protonen mit einem Impuls von  $450\text{ GeV}/c$  auf ein Beryllium-Target, daß aus 11 hintereinander angeordneten Stäben mit einer Länge von  $10\text{ cm}$  und einem Durchmesser von  $3\text{ mm}$  besteht. Obwohl Beryllium ein sehr leichtes Metall ist (Ordnungszahl 4), wurde damit ein Material gewählt, daß die Anzahl se-

kundärer Reaktionen der entstandenen Mesonen auf ein Minimum begrenzt und deren Vielfachstreuung verhindert. Zudem ist die mechanische Stabilität auch bei den hohen Temperaturen gewährleistet, wie sie beim Protonenbombardement entstehen. Dieses wird in einem Superzyklus des SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) alle 14.4 Sekunden wiederholt. Um die Anzahl der triggerbaren Neutrinoereaktionen im Detektor zu maximieren, wurde dabei die sogenannte ‘‘Schnell/Langsam-Extraktion’’ eingeführt, die aus zwei durch 2.7 s getrennten Protonenbündeln besteht, die selbst wiederum eine zeitliche Ausdehnung von 6 ms besitzen. Damit erreicht man eine Intensität von rund  $3 \cdot 10^{13}$  Protonen pro SPS-Zyklus, die für die Neutrinoerzeugung genutzt werden können. Im Mittel werden 0.21 geladene Neutrinoereaktionen pro  $10^{13}$  Protonen im aktiven Detektorvolumen induziert.

Nach rund 20 m Flugstrecke gelangen die sekundären Pionen und Kaonen (die in beiden Polaritäten jeweils mit einem Verhältnis  $\mathcal{R}_{K/\pi} = 0.08$  entstehen [20]) in den ersten von zwei Kollimationsmagneten. Dieser wird aufgrund seiner Form **Horn** genannt, und wurde von S. van der Meer bereits 1961 für die erste Generation von Neutrino-detektoren am CERN entwickelt [21]. Nach weiteren 70 m, in denen die fokussierten positiven Mesonen einen mit Helium gefüllten Tunnel durchquert haben<sup>1</sup>, treffen sie

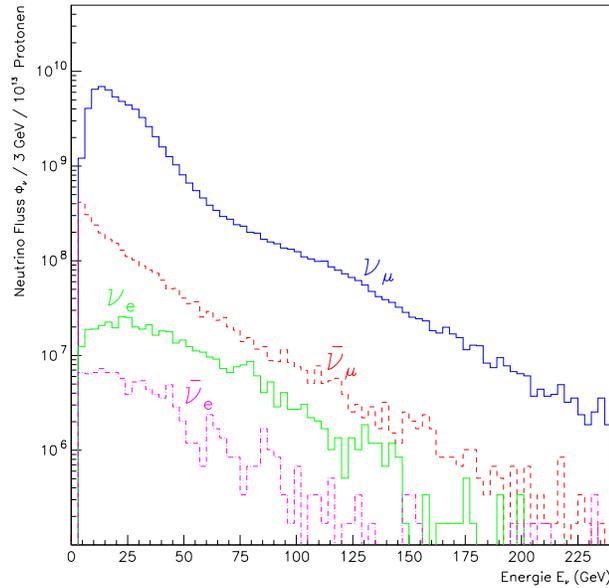


Abbildung 2.2: Zusammensetzung des Neutrinostrahls und die entsprechenden Energiespektren aus Monte Carlo Berechnungen. Der Fluß wurde in 3 GeV Energiebins unterteilt, und ist auf die aktive Querschnittsfläche des CHORUS Experiments von  $1.44 \times 1.44 \text{ m}^2$  normiert. Obwohl im ganzen rund 2 Millionen Neutrinos simuliert wurden, gelangen effektiv nur etwa ein Sechstel in unsere Targetfläche.

auf den zweiten Magneten, **Reflektor** genannt, der noch einmal die restlichen nega-

<sup>1</sup>Die Absorbtionslänge für Hadronen in Luft beträgt 800 m, in Helium dagegen nur 2500 m.

tiven Teilchen von der Strahlachse entfernt<sup>2</sup>. In den folgenden 414 m, die durch eine Vakuumröhre führen, zerfallen nun rund 26% der Kaonen und 8% der Pionen myonisch. Während jedoch die ersteren via  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$  (BR = 4.8%) den Hauptanteil am Elektronneutrino-Untergrund erzeugen, zerfällt das Pion wegen der Drehimpulserhaltung in der V-A-Kopplung fast immer in ein (Anti-) Myon und dessen assoziierten Neutrino. Im Anschluß an den Zerfallstunnel stoppt eine 369 m dicke Erd- und Eisenabschirmung alle noch nicht zerfallenen Hadronen und Myonen, wobei pro Protonenbündel noch immer rund 50 Myonen bis zum Emulsionstarget vordringen.

Neben den schon erwähnten Elektronneutrinos, die aus Zerfällen von  $K^+$  (sowie  $K^0$ ) stammen und rund 1% der Strahlkomponente ausmachen, entstehen aus negativ geladenen, vor der Defokussiereinheit Horn-Reflektor zerfallenen Mesonen natürlich auch Antineutrinos  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\bar{\nu}_e$ . Für das CHORUS Experiment gefährlich ist jedoch das Vorkommen von direkten  $\nu_\tau$  im Neutrinostrahl, die durch die Zerfälle  $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$  und  $D_s^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ ;  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + anything$  sowie der (vernachlässigbaren) Drell-Yan-Paararerzeugung  $\tau^+ \tau^-$  erzeugt werden können. Ihr Beitrag wurde zu  $3.3 \cdot 10^{-6} \nu_\tau$  Wechselwirkungen pro  $\nu_\mu$  Reaktion abgeschätzt [22].

Die Strahlzusammensetzung und das Energiespektrum sind in Bild 2.2 gezeigt. Es ist interessant zu bemerken, daß höherenergetische Hadronen im Mittel eine längere Flugstrecke besitzen, so daß die Neutrinos mit einem großen Impuls bevorzugt am Ende des Zerfallstunnels entstehen. Im Hinblick auf die spätere Oszillationssuche sei schon einmal auf diese Korrelation zwischen Neutrinoenergie und Zerfallsort hingewiesen. Darüber hinaus ist das Spektrum der Elektronneutrinos härter, da sie aus dem Kaonzerfall stammen, die im Mittel eine Energie von 115 GeV besitzen (vergleiche  $\langle E_\pi \rangle = 84 \text{ GeV}$ ) [23]. In beiden Fällen ist jedoch das in Sektion 1.2.1 besprochene Verhältnis

$$R_\Delta = \frac{\frac{M_{K/\pi}^2}{E_{K/\pi}^2} - 1}{\frac{M_{K/\pi}^2}{E_{K/\pi}^2} + 1} \cong -1 \quad ,$$

so daß die abgeleitete Oszillationformel auf das CHORUS Experiment übertragen werden kann. Mit einer mittleren  $\nu_\mu$  Energie von  $\langle 27 \text{ GeV} \rangle$  ergibt sich weiterhin eine Oszillationslänge von rund  $l_{oszi} = 7 \text{ km}$ , so daß sich die mittlere Flugstrecke  $l_f \simeq 500 \text{ m}$  der Neutrinos gut in die Bedingung  $0 \ll l_f/l_{oszi} < 1$  einpaßt (siehe Sektion 1.2.2).

### 2.3 Das Emulsions-Target

Die Targetregion besteht aus vier fotoaktiven Emulsionsblöcken, die jeweils mit einer Spurfindungseinheit, bestehend aus drei zusätzlichen Emulsionsschichten und szintillie-

<sup>2</sup>Die Polarität der fokussierten/defokussierten Mesonen ist wählbar. Für die Erzeugung eines  $\nu_\mu$  Neutrinostrahls werden die negativen Pionen und Kaonen aus dem Strahl entfernt. Das Umpolen selbst dauert nur wenige Minuten.

renden Fasern, gekoppelt sind (siehe Bild 2.3). Die Fotoemulsion, die im wesentlichen aus lichtempfindlichem Silberbromid besteht, das in Gelatine eingebettet ist, erfüllt gleichzeitig zwei Anforderungen; sie dient als primäres Wechselwirkungstarget für die Neutrinos und speichert die Spuren der geladenen Teilchen, die in der Stromreaktion entstehen. Dabei werden im Mittel 30 Silberkörner auf einer Strecke von  $100\ \mu\text{m}$  er-

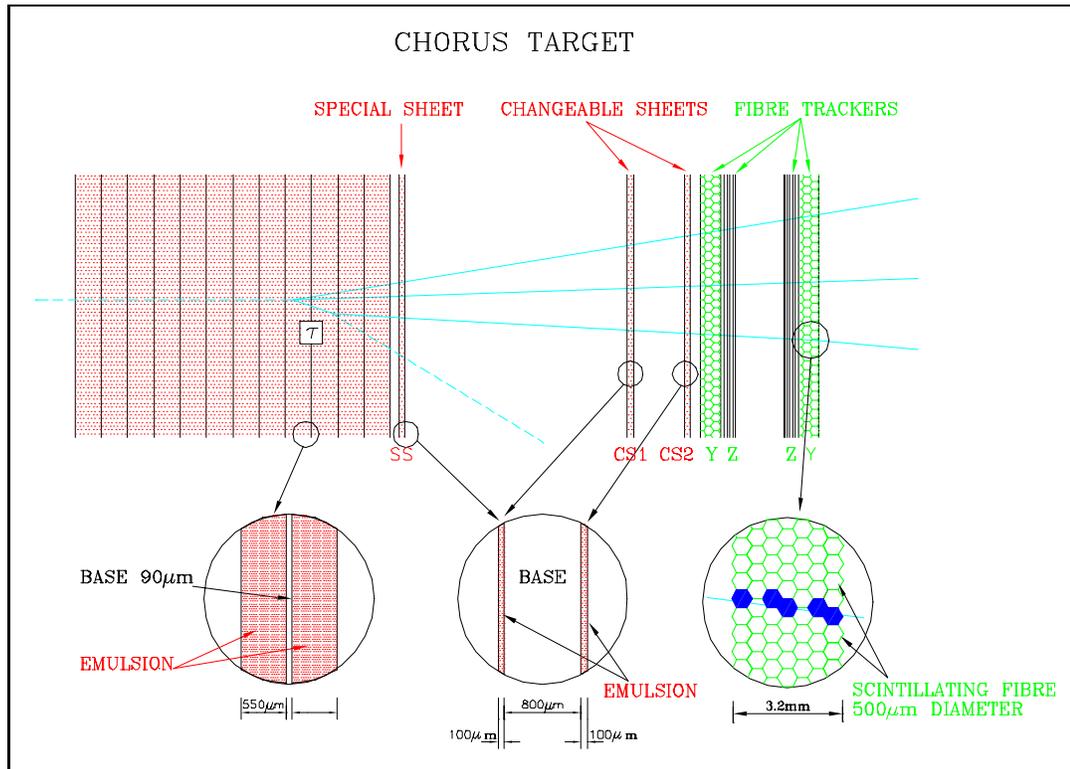


Abbildung 2.3: Der Aufbau einer Target-Einheit. Das von links einfliegende Neutrino kann in den 36 Emulsionsplatten reagieren. Die sekundären Teilchenspuren werden dann in den Zwischenemulsionsschichten **changeable** und **special sheet** sowie dem aus szintillierenden Fasern aufgebauten Spurdetektor aufgezeichnet. Zur Veranschaulichung ist die Signatur einer  $\tau^-$  Reaktion eingezeichnet, wie sie in CHORUS erwartet wird.

zeugt, was eine Positionsgenauigkeit besser als  $2\ \mu\text{m}$  ermöglicht<sup>3</sup>. Um die mechanische Stabilität der  $1.42 \times 1.44\ \text{m}^2$  großen Platten zu gewährleisten, werden die  $350\ \mu\text{m}$  dünnen Schichten der Target Emulsion auf beide Seiten einer  $90\ \mu\text{m}$  breiten Azetat-Basis geklebt. Die Kernemulsion selbst, mit einer Dichte von  $\rho_{Emulsion} = 3.814\ \text{g}/\text{cm}^3$  vier

<sup>3</sup>Man unterscheidet die drei Spurarten  $N_{light}$ ,  $N_{grey}$  und  $N_{black}$ , die sich durch unterschiedliche Ionisationsgrade auszeichnen. Bezeichnet man mit  $E_{min}$  den Energieverlust eines Protons von  $25\ \text{MeV}/c$  in der Emulsion, so gilt folgende Faustregel:  $N_{black} \leftrightarrow E > E_{min}$ ,  $N_{grey} \leftrightarrow 0.28 \cdot E_{min} < E < E_{min}$  und  $N_{light} \leftrightarrow E < 0.28 \cdot E_{min}$ . Im CHORUS Experiment werden nur die "leichten" Spuren  $N_{light}$ , die häufig auch (nicht ganz korrekt) als MIP (**M**inimal **I**onising **P**article) bezeichnet werden, im elektronischen Detektor nachgewiesen. Für sie gilt die genannte Anzahl von Silberkörnern.

mal schwerer als die Basis, wiegt insgesamt rund  $800\text{ kg}$ . Die Dicke eines Blockes entspricht dabei ungefähr einer Strahlungslänge  $X_o^{Emulsion} = 2.9\text{ cm}$ , was die Schwärzung der Emulsion durch  $e^+e^-$  Erzeugung begrenzen hilft. Mit einer mittleren Wechselwirkungslänge von  $\lambda_f = 35\text{ cm}$  wird außerdem sichergestellt, daß die Hadronen nicht erneut in der Target-Region reagieren.

Jeder Block besteht aus 36 hintereinander angeordneten Platten, die senkrecht zum Strahl ausgerichtet sind, so daß die Spuren (durch den Lorentz-Boost) die Emulsion nahezu vertikal durchqueren. Sie sind vakuum- und lichtdicht verpackt, und werden nach jedem Jahr mit einem für die Interkalibration der Platten notwendigen Punktgitter versehen (Belichtung mittels einer Fotomaske), die außerdem die beim Entwicklungsprozeß entstandenen lokalen Verzerrungen (*Distortion*) korrigieren sollen.

Um die Spurfindung in der Emulsion zu erleichtern, schließen sich hinter den Emulsionsblöcken jeweils eine spezielle, und hinter jedem zweiten Block zusätzlich zwei wechselbare Emulsionsschichten an (**special sheet SS** bzw. **changeable sheet CS**). Ihren Namen erhalten sie durch die 6-wöchentliche (CS) bzw. jährliche (SS) Auswechslung, was die Anzahl von Untergrundspuren reduzieren soll. Mit diesen Emulsionen werden die in den Faserdetektoren rekonstruierten Spurvorhersagen für die Target-Emulsion noch einmal verbessert<sup>4</sup>. Die Geometrie dieser Zwischenemulsionen ist ihrem Zweck angepaßt: eine  $800\text{ }\mu\text{m}$  dicke Acryl-Basis, auf der beidseitig jeweils  $100\text{ }\mu\text{m}$  Emulsion aufgetragen wurden. Damit werden Winkelmessungen mit einer Präzision von  $1\text{ mrad}$  möglich.

Die Kernemulsion wurde zwei Jahre (1994/95) lang im Neutrinostrahl "belichtet", bevor sie entwickelt und gescannt werden konnte. Um die Empfindlichkeit über den gesamten Zeitraum zu gewährleisten, muß sie auf etwa  $5^\circ\text{ C}$  gekühlt werden. Damit wird verhindert, daß sich die schon gebildeten Silberkörnchen wieder chemisch zersetzen (sogenanntes *Fading*).

## 2.4 Die Faser-Spurdetektoren

Die ersten elektronischen Detektorkomponenten schließen sich  $4\text{ cm}$  hinter der Target-Emulsion an. Damit wurde ein Kompromiß zwischen Spurextrapolation und Zwei-Spur-Auflösung gefunden. Die Spurdetektoren bestehen aus senkrecht zum Strahl angeordneten szintillierenden Polyesterfasern mit einem Durchmesser von  $500\text{ }\mu\text{m}$  und einer effektiven Länge von  $1.6\text{ m}$ . Jeweils 7 planparallele Faserlagen, die mit  $\text{TiO}_2$  verklebt sind (um Photonenübergänge zwischen den Fasern zu vermeiden), bilden eine Ausleseeinheit. Kostensparende elektrostatische Bildverstärker an jeweils einem Ende der Fasern erlauben eine 18% Nachweiseffizienz der durchschnittlich 10 Szintillations-Photonen, die beim Durchgang einer minimal ionisierenden Spur (MIP) durch eine

<sup>4</sup>Das CS1, wie es in Bild 2.3 gekennzeichnet ist, wurde später nicht mehr benötigt, da sich die Kombination CS2→SS als genau genug erwies.

Faser erzeugt werden. Das andere Ende der Fasern wurde mit Aluminium gesputtert, und erreicht eine Reflexion von 80%.

Jeweils 4 Ausleseeinheiten, ausgerichtet in X,Y und (um 8° rotiert) in  $X^\pm Y^\pm$  bilden ein Modul, von denen wiederum 8 zwischen bzw. hinter dem Emulsions-Target angeordnet sind (siehe auch Bild 2.3). Damit wird eine Genauigkeit in der Spurvorhersage von  $\sigma = 150 \mu m$  in den lateralen Positionen und  $\sigma = 2.0 mrad$  für den Spürwinkel erreicht. Um eine solche Spur sicher in den Zwischenemulsionsschichten (**changeable sheet**) wiederzufinden, wird sie dort in einem Akzeptanzradius von 5 Sigma gesucht. Allerdings bedingt die durch die elektrostatische Bildverstärkerkette mit anschließender CCD-Kameraauslese verursachte zeitliche Verzögerung eine maximale Triggerrate von zwei Neutrinoereignissen pro Protonenbündel, was die Totzeit des Experimentes dominiert. Eine detaillierte Beschreibung der Faserdetektoren kann in [24] gefunden werden.

## 2.5 Das Hadron-Spektrometer

Die Auswertung des hadronischen Zerfallskanals der  $\tau^-$  Leptonen erfordert eine gute Messung des Tochterimpulses und der Ladung, um die Signatur eindeutig von Untergrundereignissen zu trennen, wie sie z.B. durch sogenannte *White Kinks* (elastische Pionstreuung am Kern ohne sichtbaren Rückstoß) entstehen können. Dazu wurde ein Hadron-Spektrometer aufgebaut, daß aus einem im Rhythmus der Protonenbündel gepulsten, sechseckigen Luftkern-Magneten ohne Streufeld, szintillierenden Faserdetektoren und 1996 nachträglich eingebauten wabenförmigen Driftkammern besteht. Mit einem radial konstanten Feldintegral von  $\int B \cdot l = 0.12 Tesla \cdot 75 cm$  wird eine Ablenkung von  $2.5 mm$  für ein Teilchen mit einem Impuls von  $1 GeV$  erreicht, so daß auch niederenergetische Myonen vermessen werden können.

Bild 2.4a zeigt eine Seitenansicht des Magneten. Durch die "Leichtbauweise" aus Aluminiumwindungen, die weniger als 8% Strahlungslänge besitzt, wird die Vielfachstreuung auf ein Minimum reduziert. Die Impulsauflösung des Spektrometers kann zu

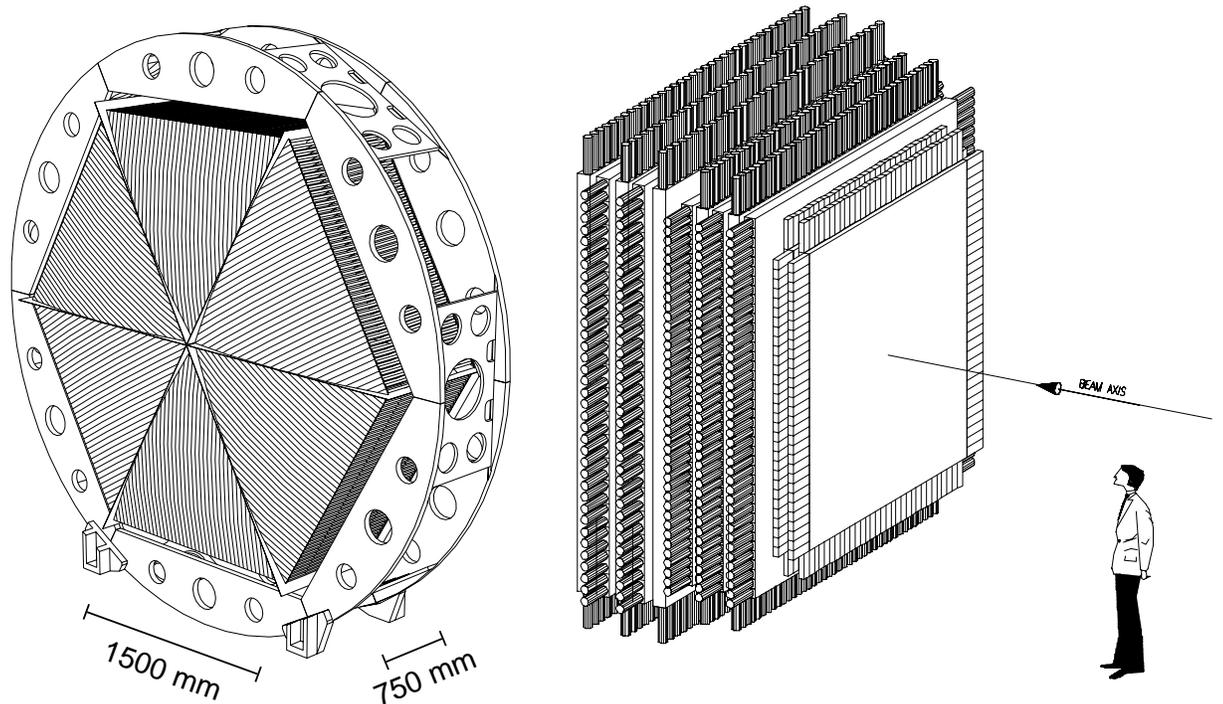
$$\frac{\Delta p}{p} = 0.22 + 0.25 \cdot p [GeV/c]$$

abgeschätzt werden [25], wobei der konstante Term die Streuung und der linear in p ansteigenden Term die Ungenauigkeit der Impulsmessung (Position der Spur) wieder spiegelt.

## 2.6 Das Kalorimeter

Das sich dem Hex-Magneten anschließende Kalorimeter muß drei Aufgaben erfüllen:

- ✗ Messung des Hadronschauers und der Hadronenergie, um eine auf den in  $\nu_\tau$  Ereignissen unbalanzierten Transversalimpuls basierende, kinematische Vorselektion der zu scannenden Neutrinoereignisse zu ermöglichen...



(a) Der hexagonale Magnet. Das Magnetfeld verläuft parallel zu den Außenseiten, und zeigt keine radiale Abhängigkeit.

(b) Das Kalorimeter. Von rechts nach links staffeln sich der elektromagnetische und die beiden hadronischen Module.

Abbildung 2.4: Hex-Magnet und Kalorimeter des CHORUS Detektors.

- ✘ Klare Identifikation von Untergrundereignissen, die in der Emulsion eine  $\tau^-$ -ähnliche Knick-Topologie vorweisen, sich aber in kinematischen Unterschieden verraten...
- ✘ Verbinden der Myonspur zwischen Myonspektrometer und Targetregion, um die Spurvorhersage zu optimieren.

Dazu wurde erstmals eine Technik erprobt, welche aus in passiven Blei eingebetteten szintillierenden Fasern besteht (*Spaghetti* Technik [26]; Blei-Faser-Verhältnis 4:1), die senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind, und an beiden Enden mit einem Photoverstärker ausgelesen werden. Dazu wurden 3 Module mit steigender lateraler Ausdehnung hintereinandergestellt, wie in Bild 2.4b gezeigt ist. Sie werden ihrer primären Funktion entsprechend als elektromagnetischer (EM) bzw. hadronischer Modul (HM1 und HM2) bezeichnet, und unterscheiden sich durch abnehmende Granularität, entsprechend der exponentiellen Abnahme der in ihnen deponierten Energie. Mit einem

Gesamtgewicht von 115t sowie den erreichten 144 Strahlungslängen und 5.2 hadronischen Wechselwirkungslängen werden dann auch 99% der Energie des Hadronschauers absorbiert, der von einem 5 GeV/c Pion produziert wurde. Die Auflösung, die in einem Pion/Elektron-Strahl mit breitem Impulsfenster bestimmt wurde, beträgt  $\sigma/E = (13.8 \pm 0.9)\%/\sqrt{E}$  für Elektronen und  $\sigma/E = (32.3 \pm 2.4)\%/\sqrt{E}$  für Pionen. Die konstanten Terme sind in der Größenordnung von 1%.

Um auch der dritten Anforderung, der Messung der Myontrajektorie gerecht zu werden, wurden zwischen den Modulen Paare von Spurdetektoren (*Streamer Tubes*) eingebaut, um jeweils zwei Koordinaten auszulesen. Damit können außerdem in primären geladenen Stromreaktionen entstandene, energiearme Myonen nachgewiesen werden, die das im folgenden Kapitel besprochene Myon-Spektrometer aus Impuls- bzw. Winkelakzeptanzgründen nicht mehr erreichen.

## 2.7 Das Myon-Spektrometer

Diese letzte und größte Detektorkomponente wird für die genaue Vermessung des Myons benötigt. Neben dem Impuls und der Ladung ist auch eine gute 3-dimensionale Winkelmessung notwendig, um das Myon mit einer der in den Target-Spurdetektoren gefundenen Spuren verbinden zu können. Auf dem Weg von dort verlieren die Myonen durch Ionisationsprozesse im Mittel 1.6 GeV/c, bevor sie das Spektrometer erreichen. 6 toroidale Magnete, separiert durch 1.20m breite Spurfindungseinheiten und bestehend aus jeweils 20 magnetisierten 2.5 cm breiten Eisenscheiben mit einem Durchmesser von 3.75 m, ergeben ein Feldintegral  $\int B \cdot l = 6 \times 0.17 \text{ Tesla} \cdot 50 \text{ cm}$ . Die Feldrichtung wurde so gewählt, daß negative Myonen von (erwarteten)  $\tau^-$ -Zerfällen zur Strahlachse hin abgelenkt werden. Zwischen den Eisenscheiben wurden 0.5 cm dicke Szintillatorplatten wechselseitig angeordnet, um Hadronlecks im Spektrometer zu erkennen und geladene Stromreaktionen zu triggern.

Die Spurfindungseinheiten zwischen den Magneten setzen sich aus Triftkammern und nachfolgenden Streamerdetektoren zusammen, um alle links-rechts Vieldeutigkeiten in der Spurrekonstruktion auszuschließen und für die erhöhte Vielfachstreuung niederenergetischer Myonen korrigieren zu können. Letztere limitiert auch die Auflösung des Myonspektrometers, die typischerweise im Bereich von  $\Delta p/p \sim 10\text{...}15\%$  liegt. Für eine detailliertere Beschreibung wird auf [27] verwiesen.

## 2.8 Das automatische Scannen

Nach der Entwicklung, also dem "Fixieren" der Spurbilder in der Emulsion, müssen die im elektronischen Detektor rekonstruierten Spursegmente mit der Targetemulsion verbunden und darin der primäre Wechselwirkungspunkt lokalisiert werden. Dazu werden vollautomatische Mikroskop-Tische benutzt, die das fast durchsichtige Emulsionsmaterial scannen. Dabei wird die Fokussierebene entlang der Strahlachse variiert, und die Spur aus den entsprechend mit ihr assoziierten Silberkörnern (bzw. Clustern

der CCD Kamera) rekonstruiert. Ist die Emulsionsschicht mit dem mutmaßlichen Vertex gefunden (genannt Vertex-Platte), so wird ein komplizierter Algorithmus gestartet, um zwischen einer gewöhnlichen  $\nu_\mu$  geladenen Stromreaktion und einem  $\tau^-$ -Zerfall zu unterscheiden. Dabei wird der durch die Impulsbalanz mit dem(n) beim Zerfall entstandenem(n) Neutrino(s) erzeugte Knick in der zurückverfolgten Myonspur aus der Detektorrekonstruktion gesucht (siehe Bild 2.3).

Drei miteinander verzahnte Methoden werden benutzt, um die Zerfallstopologie fehlerfrei zu identifizieren, die für  $\tau^-$  Leptonen in Winkel und Fluglänge stark variieren kann<sup>5</sup>:

IMPAKT PARAMETER METHODE... der kleinste Abstand zwischen der Myonspur und einer Hadronspur in der Vertexplatte wird berechnet. Ist er klein, so stammen beide Spuren von einem Vertex, und ein  $\tau^-$  Zerfall in der Vertex-Platte kann ausgeschlossen werden.

VIDEO BILD ANALYSE... Ist aufgrund fehlender Hadronen (quasielastische Ereignisse) keine Impakt-Berechnung möglich, oder ist der Impakt Parameter größer als der minimal erforderte Wert, so wird ein Videobild der Emulsionsplatte erzeugt, und die interessante Spur darin untersucht.

TRANSVERSAL IMPULS BEDINGUNG... gilt für alle Ereignisse. Jeder  $\tau^-$  Kandidat muß einen Zerfallswinkel  $\theta_{zerfall}$  besitzen, der mit dem im Spektrometer gemessenen Myonimpuls  $p_\mu$  einen Transversalimpuls  $p_t = \theta_{zerfall} \cdot p_\mu \geq 250 \text{ MeV}/c$  bildet. Damit wird der Untergrund reduziert, der sich aus myonischen Pionzerfällen unter großem Winkel ergibt.

Wird ein potentieller  $\tau^-$  Kandidat in der automatischen Suche lokalisiert, so muß er durch einen visuellen Test bestätigt werden. Dabei wird der Zerfallspunkt und der Winkel per Hand vermessen, um sicherzustellen, daß tatsächlich die gesuchte Signalreaktion vorliegt. Um die Kombination der Methoden für die 1994 analysierten Daten zu zeigen, wurde Bild 2.5 entworfen. Es wird eine zentrale Rolle in der Berechnung der Nachweiseffizienz der  $\tau^-$  bzw. Charm-Ereignisse spielen, die das Ziel dieser Arbeit ist.

Für die von CHORUS angestrebte Sensitivität in der Oszillation können nur die analysierten geladenen  $\nu_\mu$  Stromreaktionen ("nu.mu CC" Box) herangezogen werden. Im Falle einer (mehrerer) eindeutig identifizierten  $\nu_\tau$  induzierten Stromreaktion ("Tau Ereignis" Box) wird die Oszillationswahrscheinlichkeit eindeutig fixiert. Dann muß der Parameterbereich für  $\Delta m^2$  und  $\sin^2(2\theta)$  anhand der rekonstruierten Neutrinoenergien sorgfältig untersucht (und wenn möglich eingeschränkt) werden, wozu man die Hadronspuren am Vertex sorgfältig vermißt, um auf die Neutrinoenergie rückschließen zu können. Die Klasse der noch nicht lokalisierten Ereignisse sind Ineffizienzen der automatischen Scan-Methode, und müssen in der Berechnung der erreichten Sensitivität berücksichtigt werden.

<sup>5</sup>Zur Vereinfachung sind die drei Methoden für den Zerfall des Tau-Leptons in ein Myon erklärt.

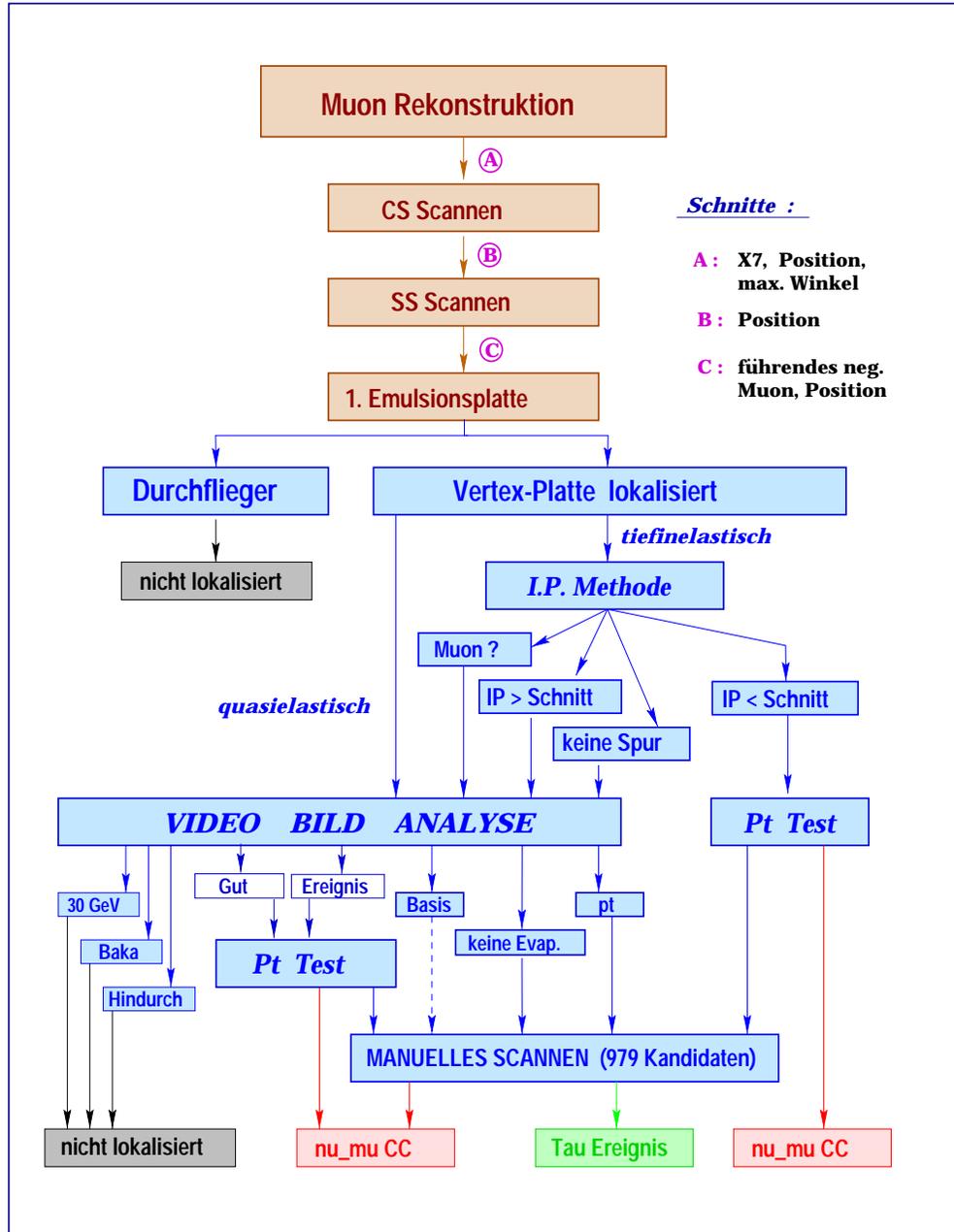


Abbildung 2.5: Die automatische Suche nach dem Zerfallsvertex in einer  $\nu_\tau$  geladenen Stromreaktion in der Emulsion. Die einzelnen Schritte werden in Kapitel 4 ausführlich erklärt.

## 2.9 Effizienzen und Oszillations-Sensitivität

Die Datenanalyse der 320 000  $\nu$  induzierten geladenen Stromreaktionen, die in den Jahren 1994/95 aufgezeichnet werden konnten, wurde Ende 1997 abgeschlossen. Dabei konnten insgesamt  $\mathcal{N}_{\nu_\mu}^{id} = 31374$  myonische Zerfallsereignisse als  $\nu_\mu$  Wechselwirkungen identifiziert werden [28], unter Ausschluß einer  $\nu_\tau$  Signalreaktion ( $\mathcal{N}_{\nu_\tau}^{id} = 2.3$  bei 90% C.L.). Damit ergibt sich folgendes Resultat :

$$\frac{\mathcal{N}_{\nu_\tau}^{id}}{\mathcal{N}_{\nu_\mu}^{id}} = \frac{\int \delta L \int \delta E \Phi(E) \mathcal{A}_{\nu_\tau}(E) \sigma_{\nu_\tau}(E) \eta_{Zerfall}(E) \mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E, L) Br(\tau \rightarrow \mu)}{\int \delta E \Phi(E) \mathcal{A}_{\nu_\mu}(E) \sigma_{\nu_\mu}(E)} = \frac{2.3}{31374}$$

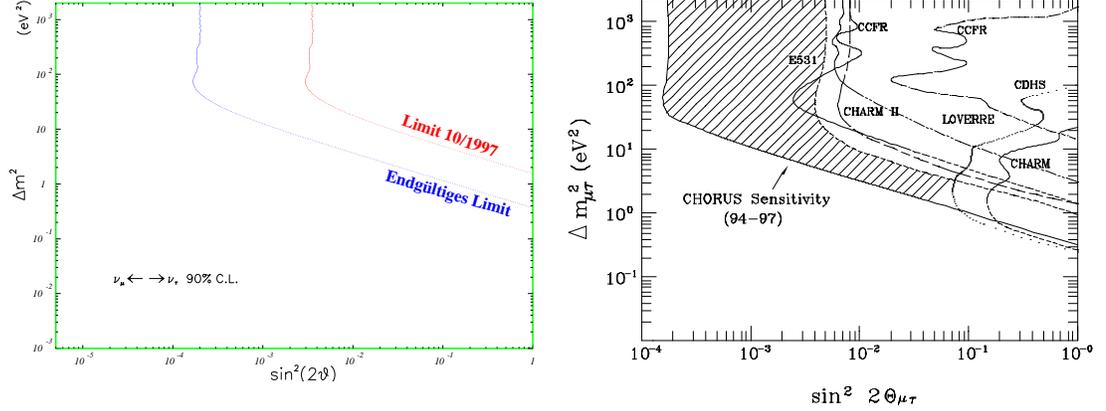
$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(E[GeV], L[km]) = \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2\left(\Delta m^2 \frac{1.27 L}{E}\right) .$$

In dieser Formel bezeichnet E die Myonneutrinoenergie  $E_{\nu_\mu}(= E_{\nu_\mu}(L))$ , die als Fluß  $\Phi(E_{\nu_\mu})$  in Bild 2.2 dargestellt ist. Dabei wurde die Annahme gemacht, daß das Energiespektrum der Myonneutrinos bei der Oszillation in Tauneutrinos erhalten bleibt, so daß  $\phi(\nu_\mu) \sim \phi(\nu_\tau)$  gilt. Die Trigger-, Rekonstruktions- und Vertexlokalisationseffizienzen sind in den Akzeptanzen  $\mathcal{A}_{\nu_\mu}$  bzw.  $\mathcal{A}_{\nu_\tau}$  zusammengefaßt, die eine starke Energieabhängigkeit zeigen, sich jedoch untereinander wenig unterscheiden ( $\mathcal{R}_A = \frac{\langle \mathcal{A}_{\nu_\mu}(E) \rangle_{E,L}}{\langle \mathcal{A}_{\nu_\tau}(E) \rangle_{E,L}} = 0.93$ ). Für die Wirkungsquerschnitte gilt  $\sigma_{\nu_\mu/\tau} = \sigma_{\nu_\mu/\tau}^{inelastisch} + \sigma_{\nu_\mu/\tau}^{elastisch}$ ,

wobei das energiemittelte Verhältnis  $\mathcal{R}_\sigma = \frac{\langle \sigma_{\nu_\tau}(E) \rangle_E}{\langle \sigma_{\nu_\mu}(E) \rangle_E} = 0.529$  besteht. Hierbei wurde bereits ein konstanter Faktor  $R = \frac{\text{Anzahl Protonen im Target}}{\text{Fläche}}$  aus dem Integral herausgezogen, da er sich in dem Verhältnis der Ereigniszahlen heraushebt. Die Integration über die Laufzeit des Experimentes wurde ebenfalls aus Gründen der Symmetrie nicht noch einmal explizit aufgeführt.

Neben der Oszillationswahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$  gibt es noch einen weiteren Faktor, der die Anzahl der auffindbaren  $\tau^-$  Zerfälle im CHORUS Experiment begrenzt:  $\eta_{Zerfall}^{\text{Tau}}$ , die Effizienz, mit der in der semiautomatischen, mikroskopischen Analyse nach einem Zerfallsknick an der Myonspur (bzw. Hadronspur im Falle eines hadronischen Tauzerfalles) gesucht werden kann. Dieser Term beinhaltet alle Verluste, die aufgrund sehr kleiner oder sehr großer Flugstrecken und Zerfallswinkel des  $\tau^-$  Leptons entstehen, sowie intrinsische Ineffizienzen, die sich aus der Güte der Emulsion und der Präzision der Meßwerkzeuge zusammensetzen. Im Unterschied zu den globalen Effizienzen  $\mathcal{A}_\nu$  können systematische Fehler in der Berechnung der  $\tau^-$ -Nachweiseffizienz jedoch nicht durch ein Verhältnis  $\mathcal{R}_{Zerfall} = \frac{\langle \eta_{Zerfall}^{\nu_\tau}(E) \rangle_E}{\langle \eta_{Zerfall}^{\nu_\mu}(E) \rangle_E}$  minimiert werden, da für normale  $\nu_\mu$  Reaktionen kein Zerfallsknick in der zurückverfolgten Spur auftritt. Auf der anderen Seite wäre diese Effizienz nur experimentell überprüfbar, wenn genügend  $\tau^-$  Signalreaktionen existierten, dessen Nachweis ihrer Existenz aber gerade Ziel des CHORUS Experimentes ist.

Einen Ausweg könnten Ereignisse bieten, die eine dem  $\tau^-$  Zerfall ähnliche Signatur



(a) Der Ausschließungsgraph, wie er mit Hilfe der statistischen Mittelung berechnet wurde. Das aktuelle Limit  $\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) = 3.6 \cdot 10^{-3}$  bei 90% C.L. berücksichtigt nur den myonischen Tau-Zerfall  $\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\bar{\nu}_\mu$ .

(b) Sensitivität der Oszillationssuche, wie sie von CHORUS geplant wird. Zum Vergleich sind die Graphen älterer Experimente eingezeichnet [29].

Abbildung 2.6: Der Ausschließungsgraph für die Oszillationsparameter  $\sin^2(2\theta_{\mu\tau})$  und  $\Delta m^2_{\mu\tau}$  im Falle, daß kein  $\tau^-$  Kandidat gefunden wird.

aufweisen, von diesen jedoch durch zusätzliche topologische Eigenschaften eindeutig unterschieden werden können. Mit ihnen kann unter Berücksichtigung der kinematischen Unterschiede ein experimenteller Test der automatischen Zerfallsvertexsuche erfolgen. Die betrachtete Ereignisklasse wird in Sektion 3.2 ausführlich besprochen, und bildet zusammen mit der Berechnung und dem experimentellen Test der Zerfalleffizienz  $\eta_{Zerfall}^{Charm}$  zentrales Thema dieser Diplomarbeit.

Mit dem in Sektion 2.1 angegebendem Zerfallsverhältnis  $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau) = 0.174$  läßt sich die obige Gleichung nun folgendermaßen umformen:

$$\sin^2(2\theta) = \frac{2.37}{31374 \cdot 0.174} \cdot \frac{\langle \mathcal{A}_{\nu_\mu}(E) \sigma_{\nu_\mu}(E) \rangle_E}{\langle \mathcal{A}_{\nu_\tau}(E) \sigma_{\nu_\tau}(E) \sin^2\left(\Delta m^2 \frac{1.27 \cdot L}{E}\right) \eta_{Zerfall}(E) \rangle_{E,L}}.$$

Sie stellt die Abhängigkeit des Oszillationswinkels  $\sin^2(2\theta_{\mu\tau})$  von der Differenz der Massenquadrate  $\Delta m^2_{\mu\tau} = m_\tau^2 - m_\mu^2$  mit 90% C.L. dar. Die gewichtete Mittelung  $\langle \dots \rangle_{E,L}$ , die das Energiespektrum bzw. die Fluglängenverteilung der betrachteten Neutrinos berücksichtigt, ist prinzipiell auf zwei unterschiedlichen Wegen ausführbar. Mit der Kenntnis der Impulsverteilung der Strahlmesonen, sowie deren detaillierter Zerfallskinetik, kann eine schrittweise Integration über die Wirkungsquerschnitte Proton  $\rightarrow$  Pion, Pion  $\rightarrow$  Myonneutrino und Neutrino  $\rightarrow$  Emulsionstarget erfolgen. Dieser Weg scheidet jedoch an dem immensen Rechenaufwand, da die Faltung über die Energie

bzw. den Ortskoordinaten in der Regel nicht analytisch integrierbar ist. Der hier eingeschlagene Weg benutzt die mit Hilfe des MC-Programms **GBEAM** (siehe Kap.4.1) erzeugten Strahlneutrinos, die Ausgangspunkt der Detektorsimulation sind. Sie repräsentieren das Strahlspektrum hinreichend genau, wie sich aus Vergleichen mit experimentellen Daten zeigen läßt. Rund 60 000 Neutrinos wurden für die Mittelung benutzt, um statistische Fluktuationen zu unterdrücken. Das Ergebnis ist in Bild 2.6a dargestellt, und stimmt gut mit einer unabhängigen Rechnung überein [30]. Zum Vergleich ist in der linken Bildhälfte der Ausschließungsgraph des CHORUS-Entwurfes zusammen mit den Ergebnissen früherer Experimente dargestellt [29].

Die auf diese Weise gewonnene Abhängigkeit läßt sich folgendermaßen charakterisieren. Für große Massendifferenzen  $\Delta m_{\mu\tau}^2 \gg 10 \text{ eV}^2$  wird ein minimaler Mischungswinkel  $\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) = 3.6 \cdot 10^{-3}$  mit 90% C.L. erreicht. Dieser Wert variiert erst schwach mit abfallender Massendifferenz, und beginnt bei ungefähr  $\Delta m^2 \approx 100 \text{ eV}^2$  eine linear fallende Abhängigkeit zu zeigen, was der Entwicklung der Sinusfunktion um den Nullpunkt entspricht. Die eigentliche Oszillation, wie sie z.B. beim *CCFR* Experiment ausgebildet ist, wird durch den großen Phasenraum der Neutrinoenergie bzw. Flugstrecke fast vollständig ausgewaschen. Die untere Grenze der detektierbaren Neutrinomasse ergibt sich zu  $m_\nu = 1.3 \text{ eV}$  für den Fall maximaler Mischung  $\sin^2(2\theta) = 1$ . Diese Betrachtungen gelten für das derzeit analysierte Datensample von 31374 Ereignissen, in denen nach einem myonischen Zerfall des  $\tau^-$  Lepton gesucht wurde. Mit der Erweiterung auf die hadronischen Zerfallskanäle sowie der Addition der Daten aus den Jahren 1996/97 erwartet CHORUS eine maximale Sensitivität von  $\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) = 2.0 \cdot 10^{-4}$  bei 90% C.L., was die bisherige beste Grenze des Experimentes E531 um einen Faktor 25 übertrifft [31].

## Kapitel 3

# “Charm Physik” in CHORUS

### 3.1 Neutrinoinduzierte Charm-Quark Erzeugung

In den tiefinelastischen Streuprozessen der  $\nu_\mu$  Neutrinos mit den Kernteilchen erfolgen in der Regel inverse  $\beta$ -Reaktionen, in denen unter Austausch eines geladenen W-Bosons die Quarks ineinander umgewandelt werden. Das Neutrino transformiert sich dabei in sein assoziiertes geladenes Lepton. Die Konstituenten der Kernmaterie, d.h. der Nukleonen, bestehen im wesentlichen aus *up* und *down* Quarks, die man zu den Valenzquarks zusammenfaßt. Sie sind im Vergleich zu den Quark-Antiquark-Paaren, die man als sogenannte Seequarks bezeichnet, in der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wesentlich begünstigt. Deshalb würde man naiver Weise annehmen, daß Reaktionen, in denen das primäre Valenzquark in die zweite oder sogar dritte Familie angehoben wird<sup>1</sup>, viel wahrscheinlicher sind als die Umwandlung eines Seequarks.

Berücksichtigt man jedoch die Cabibbo-Mischung<sup>2</sup>, so wird die Kopplung des uns interessierenden *charm* Quarks an das *down* Quark um einen Faktor  $\sin^2\theta_c$  mit  $\theta_c \sim 13^\circ$  als Mischungswinkel unterdrückt, die Kopplung an das *strange* Quark jedoch mit  $\cos^2\theta_c$  “Cabibbo unterstützt”. Damit gleicht sich die Imbalanz zwischen Valenz- und Seequarkstreuquerschnitt der Neutrino-Nukleon-Streuung für die Charm-Erzeugung<sup>3</sup> wieder aus.

---

<sup>1</sup>Die mittlere Neutrinoenergie in dem polychromatischen WANF Neutrinostrahl am CERN beträgt etwa  $27\text{ GeV}$ , so daß die Erzeugung des *b* bzw. *t* Quarks in einer tiefinelastischen Neutrinoreaktion oberhalb der kinematisch erlaubten Grenzen liegt, und hier nicht weiter berücksichtigt zu werden braucht.

<sup>2</sup>Die Unterdrückung von “Strangeness” verletzenden schwachen Strömen ( $\Delta S = 1$ ), die die Universalität der Kopplung des *up* an das *down* bzw. *strange* Quark in der schwachen Wechselwirkung verletzte, löste 1963 Cabibbo [32] damit, daß er die Eigenzustände der schwachen Kraft als Superpositionen von starken Eigenzuständen umschrieb, und in einem “schwachen Isospin Dublett” zusammenfaßte. Die Erweiterung auf die dritte Familie wird heute allgemein mit der Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix beschrieben, wobei per Konvention nur die 2/3-Ladung tragenden Quarks in die schwache Basis gedreht werden.

<sup>3</sup>Mit “Charm” sind hier alle Hadronen zusammengefaßt, in denen ein *charm* Quark enthalten ist, und die im CHORUS Experiment mit hinreichender Wahrscheinlichkeit produziert werden können:  $D^+$ ,  $D_s^+$ ,  $D^0$  und  $\Lambda_c^+$ .

Im Falle der Antineutrino-Streuung ist die  $\bar{c}$  Quarkproduktion durch Streuung an einem  $\bar{d}$  nicht nur Cabibbo unterdrückt, sondern zusätzlich durch den geringen  $\bar{d}$  See-Quark Streuquerschnitt behindert. Hier dominiert dann der  $\bar{\nu}_\mu \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{c}$  Prozeß. Die Anzahl der Charm Ereignisse im CHORUS Experiment wird also durch die  $\nu_\mu$  Komponente des Neutrinostrahls dominiert, zumal die Kontamination durch Antineutrinos nur rund 5% ausmacht.

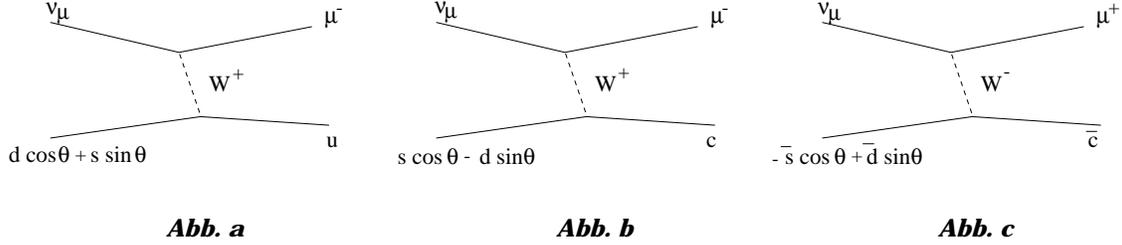


Abbildung 3.1: Die schwachen Prozesse der Neutrino-Nukleon Streuung in erster Ordnung. Abb.a zeigt die Cabibbo geförderte Umwandlung des *down* bzw. *strange* Quark in ein *up* Quark. Der Winkel  $\theta_c = 13^\circ$  wird Cabibbo-Mischungswinkel genannt. Die Seequark-Unterdrückung, die nicht explizit mitgeschrieben wurde, ist dabei in der gleichen Größenordnung wie die Cabibbo-Unterdrückung. In Abb.c ist derselbe Prozeß (Abb.b) unter Ladungskonjugation dargestellt. In diesem Fall muß allerdings auch das  $\bar{d}$  aus dem Quarksee angehoben werden (im Unterschied zum  $d$  Valenzquark im Nukleon), was wegen des zusätzlichen  $d$  Quarkpartners kinematisch unterdrückt ist. In diesem Fall wird das  $\bar{c}$  Quark also hauptsächlich durch geladene Stromreaktionen mit dem  $\bar{s}$  Quark erzeugt.

Die möglichen Reaktionen sind in Abbildung 3.1 graphisch dargestellt. Eine grobe Abschätzung der Wirkungsquerschnitte zeigt, daß die *charm* Quark Erzeugung (Abb.b) gegenüber der *up* Quark Erzeugung (Abb.a) in einem Neutrinostrahl um einen Faktor 20 reduziert ist. Das bedeutet, daß in rund 5% aller geladenen  $\nu_\mu$  Stromreaktionen ein *charm* Quark erzeugt wird. Das deckt sich mit experimentellen Messungen, in denen für den Wirkungsquerschnitt neutrinoinduzierter Charm Erzeugung ein Wert von  $\sigma_{\nu_\mu}^c \sim 0.05 \cdot \sigma_{\nu_\mu}^u$  gefunden wurde [33]. Allerdings sind solche Messungen in der Domäne niederenergetischer Neutrinos ( $E_\nu = 1 \dots 30 \text{ GeV}$ ) mit großen Fehlern behaftet, da die geringe Lebensdauer der Charm Teilchen die Trennung zwischen Neutrino-Wechselwirkungspunkt und Zerfallsvertex erschwert. CHORUS hat mit der Fotoemulsion das Potential, aufgrund der extrem hohen Ortsauflösung die Flugstrecke der Charm Hadronen mit  $\mu\text{m}$  Präzision zu messen, und das Ereignis von Untergrundreaktion (z.B. hadronische Wechselwirkungen von Pionen/Kaonen) klar zu trennen. Damit ist es möglich, neben der Oszillationsphysik ein weiteres Feld systematisch zu studieren, wie sie mit der Erzeugung von Charm Hadronen gegeben ist.

In der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie läßt sich die tiefinelastische Neutri-

neutrinostreuung<sup>4</sup> mit *charm* Erzeugung  $\nu_\mu + q \rightarrow \mu^- + c$  ( $q = s$  oder  $d$ ) folgendermaßen faktorisieren [35]:

$$\frac{d\sigma^c}{dx dy} = G^2 \cdot \frac{y Q^2}{\pi} \cdot (|V_{cd}|^2 d(\xi) + |V_{cs}|^2 s(\xi)) \cdot \left[ \left( \frac{1 + \cosh\varphi}{2} \right)^2 + \frac{m_c^2}{2Q^2} \frac{\sinh^2\varphi}{2} \right] .$$

Darin bedeuten  $G$  die Fermi-Kopplungskonstante,  $|V_{cd}|$  bzw.  $|V_{cs}|$  die Kopplungskonstanten des  $c$ -Quarks an das  $d$  bzw.  $s$  Quark (also die Matrixelemente der CKM-Matrix),  $x$  und  $y$  die Bjorken Variablen,  $\cosh\varphi$  den hyperbolischen Winkel  $\cosh\varphi = \frac{E_{\nu_\mu} + E_{\mu^-}}{\sqrt{Q^2 + (E_{\nu_\mu} - E_{\mu^-})^2}}$  und  $\xi$  den Skalierungsfaktor

$$\xi = \left[ \frac{1}{2x} + \sqrt{\frac{1}{4x^2} + \frac{M_N^2}{Q^2}} \right]^{-1} \frac{(Q^2 - m_q^2 + m_c^2) + \Delta(-Q^2, m_q^2, m_c^2)}{2Q^2} , \quad 0 < \xi < 1 .$$

$M$  bezeichnet hier die Nukleonmasse, und  $m_q$  die Quarkmasse ( $q$  gleich  $s$  oder  $d$ ). Die Binominalfunktion  $\Delta$  ist definiert als

$$\Delta(\alpha, \beta, \gamma) = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - 2(\alpha\beta + \beta\gamma + \gamma\alpha)} .$$

Desweiteren sind mit  $d(\xi)$  und  $s(\xi)$  die Impulsverteilungsfunktionen der Quarks im Nukleon abgekürzt.

In diesem Modell können bei guter Statistik und genauer Normalisation des Neutrinoflusses (incl. dessen Energiespektrums) die Matrixelemente der Quarkmischung bestimmt werden, der Anteil des *strange* Quarks im See-Level des Nukleons

$$\kappa = \frac{\int_0^1 [xs(x, \mu_o^2) + x\bar{s}(x, \mu_o^2)] dx}{\int_0^1 [x\bar{u}(x, \mu_o^2) + x\bar{d}(x, \mu_o^2)] dx} , \quad \mu_o = \text{Renormierungsparameter}$$

abgeschätzt und die Masse des *charm* Quarks berechnet werden. Bei weiterer Einschränkung des Modells auf leptonische Zerfälle der Charm Hadronen (insbesondere in Myonen) kann das inklusive Zerfallsverhältnis und der in der Beschreibung der Fragmentation des Quarks eingeführte  $\epsilon$  Parameter<sup>5</sup> experimentell in einem Energiebereich

<sup>4</sup>Neben der tiefinelastischen Neutrinostreuung werden auch quasielastische bzw. resonante Prozesse im CHORUS Detektor aufgezeichnet. Darin wird das Quark im Nukleon ohne großen Impulsübertrag umgewandelt, und der Kern spaltet nicht auf. Diese Ereignisse haben (über die Energie des Neutrinostrahles gemittelt) eine Häufigkeit von 13.5% i.V. zu tiefinelastischen Prozessen [34].

<sup>5</sup>Der Fragmentationsprozeß des erzeugten *charm* Quarks in Hadronen kann phenomenologisch durch das sogenannte **Peterson** Modell beschrieben werden [36]. Dabei drückt die Fragmentationsfunktion

$$D(z, \epsilon) = N_\epsilon z^{-1} \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z} \right)^{-2} ; \quad N_\epsilon \text{ Normalisationsparameter}$$

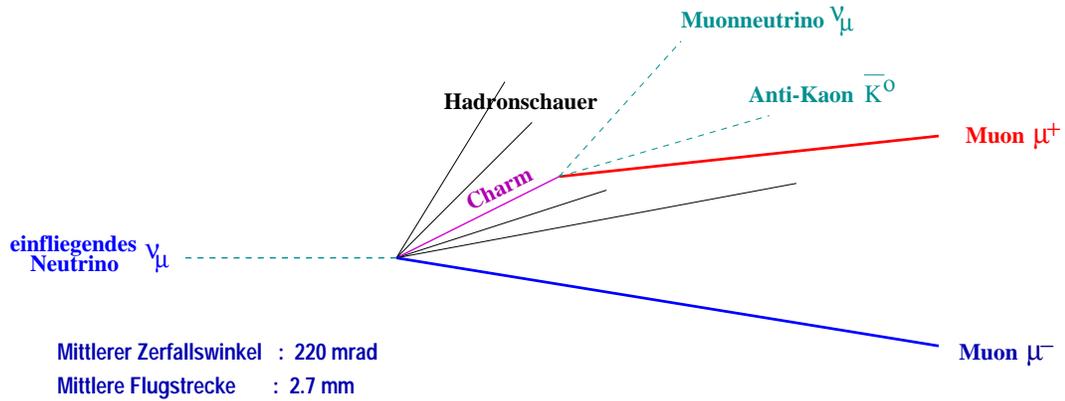
den Anteil der vom  $c$  Quark auf das Hadron übertragenen Longitudinalkomponente des Impulses aus ( $z = p_{Hadron}^L / p_{Quark}^L$ ). Der Peterson-Parameter  $\epsilon$  wird dann mit dem globalen Fit des Streuquerschnittes bestimmt.

(1...30 GeV) überprüft werden, der bisher nur wenig untersucht werden konnte.

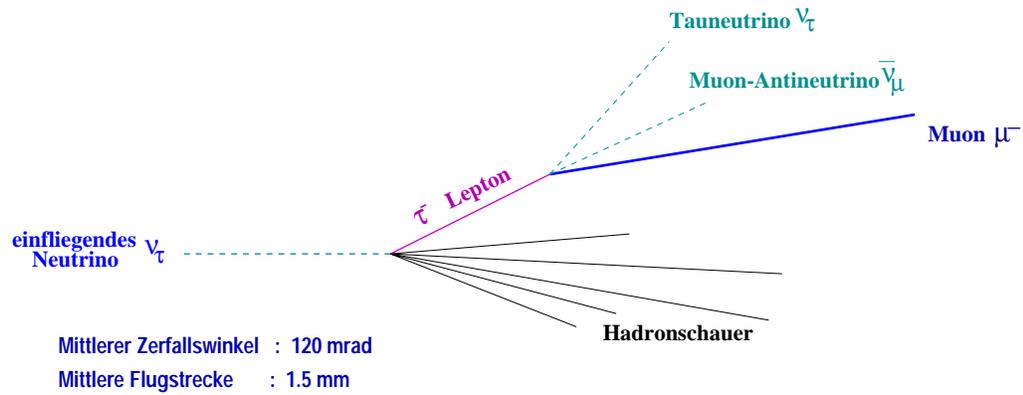
Eine weitere, von diesem Modell (bedingt) unabhängige Charm-Physik ergibt sich durch Prozesse höherer Ordnung. Darin enthalten sind z.B. sogenannte “*same sign dimuon*” (Ereignisse mit zwei Myonen im Endzustand, die gleiche Ladung tragen) und Tridents (Ereignisse mit 3 Leptonen im Endzustand). Erwähnt sei weiterhin der experimentell in der Neutrino-Streuung bisher nicht nachgewiesene Prozeß der *assoziierten  $c\bar{c}$*  Erzeugung, der den *charm* Quark Anteil am See des Nukleon bestimmen ließe. Da CHORUS wegen seiner hohen Ortsauflösung die Charm Hadronen “sehen” und ihre Zerfallsvertices “vor Ort” untersuchen kann, ist es außerdem möglich, bisher mit großen Fehlern behaftete oder auch seltene Zerfallstopologien zu studieren, wie sie z.B. mit dem Zerfall eines  $D^0$  in ein Lepton und 3 weitere geladene Hadronen existieren könn(t)en. Diese Prozesse beziehen sich vorrangig auf den inklusiven myonischen Zerfallskanal, der im nächsten Kapitel kurz besprochen werden soll.

### 3.2 Charm Zerfälle und Dimyon-Struktur

Der inklusive Zerfall des geladenen (bzw. neutralen) Charm-Hadron in ein Myon ist besonders wegen seiner eindeutigen Signatur im Detektor attraktiv. Mit dem vom Neutrinowechselwirkungspunkt kommenden zweiten Myon, daß die entgegengesetzte Ladung trägt (*opposite sign* Struktur), ergibt sich dann im elektronischen Detektor eine sogenannte “Dimyon” Topologie, die wegen der guten Rekonstruktionseigenschaften von Myonleptonen mit einer hohen Effizienz im Experiment gefunden werden. Respektiert man die Impulsbalanz am primären Vertex, so sieht eine  $\nu_\mu$  Neutrinowechselwirkung mit myonischem Charmzerfall ungefähr so aus, wie sie in Bild 3.2a schematisch skizziert ist. Im Vergleich dazu wurde in Abbildung 3.2b eine durch ein  $\nu_\tau$  induzierte Stromreaktion dargestellt, wie sie als Signalreaktion im CHORUS Detektor gesucht wird. Obwohl das Charm Hadron in der Neutrinowechselwirkung als Schauerteilchen auftritt, und damit seine Isolation (und die des Tochtermyons) weniger ausgeprägt als für das Taulepton ist, ist es in seiner Zerfallstopologie (Zerfallswinkel und Flugstrecke) der  $\nu_\tau$  Wechselwirkung sehr ähnlich. Diesen Umstand kann man sich zunutze machen, um die Effizienz des Taunachweises im CHORUS Experiment zu bestimmen. Dazu wählt man Dimyon Ereignisse aus, in denen am Charm Zerfall nur ein geladenes Teilchen entsteht (in diesem Fall das  $\mu^+$ , wie in Bild 3.2a), und durchläuft die gesamte in Kapitel 2.8 beschriebene automatische Scanprozedur. Das Vorhandensein des zweiten primären Myons  $\mu^-$  vom primären Vertex wird dabei künstlich gelöscht, so daß der Neutrinowechselwirkungspunkt nicht schon á priori bekannt ist. Die vom automatischen System zum visuellen Test gebrachten Ereignisse sollten mit der in der MC Simulation berechneten Effizienz für Charm Ereignisse übereinstimmen. Die MC Simulation der Nachweiseffizienz  $\eta_{Zerfall}^{Charm}$ , die insbesondere die kinematischen und topologischen Unterschiede der beiden in Bild 3.2 betrachteten Ereignisklassen berücksichtigt, der Vergleich mit der simulierten Effizienz  $\eta_{Zerfall}^{Tau}$  und die Auswertung der experimentellen Daten für das Jahr 1994 sind das Thema der nachfolgenden Kapitel.

**Zerfall eines geladenen Charm Hadrons**

(a) Neutrinoinduzierte Charmproduktion eines geladenen Charm Hadrons ( $D^+$ ,  $D_s^+$  oder  $\Lambda_c^+$ ) mit einem myonischen Zerfall (ohne weitere geladene Hadronspuren). Aufgrund der Impulsbilanz am primären Vertex befindet sich das Charm Teilchen im Hadronschauer.

**Zerfall eines geladenen Tau Leptons**

(b) Neutrinoinduzierte Tauproduktion mit anschließendem Zerfall des  $\tau$  Leptons in ein Myon und zwei Neutrinos. In diesem Fall ist die Myonspur vom Hadronschauer gut separiert.

Abbildung 3.2: Zerfallstopologien, wie sie im CHORUS Detektor erwartet werden. Im Vergleich erkennt man die beiden Ereignissen gemeinsame “Knick-Struktur” am entsprechenden Myon.



## Kapitel 4

# Monte Carlo Simulation

Zur Simulation der **KFE**<sup>1</sup> für geladene Charm Teilchen ist es nicht ausreichend, sich nur mit der Zerfallsvertex-Suche in der Target Emulsion zu beschäftigen. Die Rekonstruktion der Ereignisse im elektronischen Detektor, sowie das vollautomatische Durchmustern der speziellen Emulsionsschichten zur Optimierung der Positionierung des Mikroskops auf der Oberfläche des Targets sind nicht unabhängig von kinematischen Variablen des zurückverfolgten Teilchens. Deshalb war es notwendig, alle Schritte von der Rekonstruktion der geladenen Stromreaktion bis zur Vertexfindung zu simulieren, um ein möglichst realistisches Ausgangssample von Charm Kandidaten für die Analyse der Vertex-Suche zusammenstellen zu können.

Das vorrangige Ziel dieser Arbeit war es zu zeigen, daß die Effizienz der  $\tau^-$  Suche im halbautomatischen Mikroskopier-Verfahren kontrollierbar ist, und von der Monte Carlo Simulation reproduziert werden kann. Deshalb war es naheliegend, die Parametrisierung der **KFE** für Charm Dimyon Ereignisse möglichst äquivalent zur Simulation der  $\tau^-$  **KFE** zu gestalten. Bild 4.1 zeigt vereinfacht, wie die Charm Studie für diese experimentell nicht überprüfbare Effizienz genutzt werden kann. Es ermöglichte außerdem, jeden Schritt unserer Methode mit Ergebnissen der  $\tau^-$  Simulation zu vergleichen, und damit den Einfluß der unterschiedlichen Kinematik beider Prozesse zu bewerten.

Da für den experimentellen Test nur bis dato verfügbare Daten von 1994 zur Verfügung standen, war das erwartete Kontingent an myonischen Charm Zerfällen mit nur einer geladenen Spur im Endzustand ( $\mu^+$  in dem Fall) auf rund 20 Ereignisse begrenzt. Deshalb wurde die Rekonstruktionseffizienz auch für 3-prong Zerfälle und neutrale Charm Mesonen  $D^0$  berechnet, um später eine größere Statistik für den Vergleich kinematischer Variablen heranziehen zu können.

Die Simulation besteht aus mehreren Schritten, wobei nur der letzte Teil die **KFE** be-

---

<sup>1</sup>Im weiteren wird für die Effizienz der Zerfallsknick-Detektion im Emulsionstarget  $\eta_{Zerfall}^{Tau}$  bzw.  $\eta_{Zerfall}^{Charm}$  die Abkürzung **KFE** (**K**ink **F**inding **E**fficiency) verwendet.

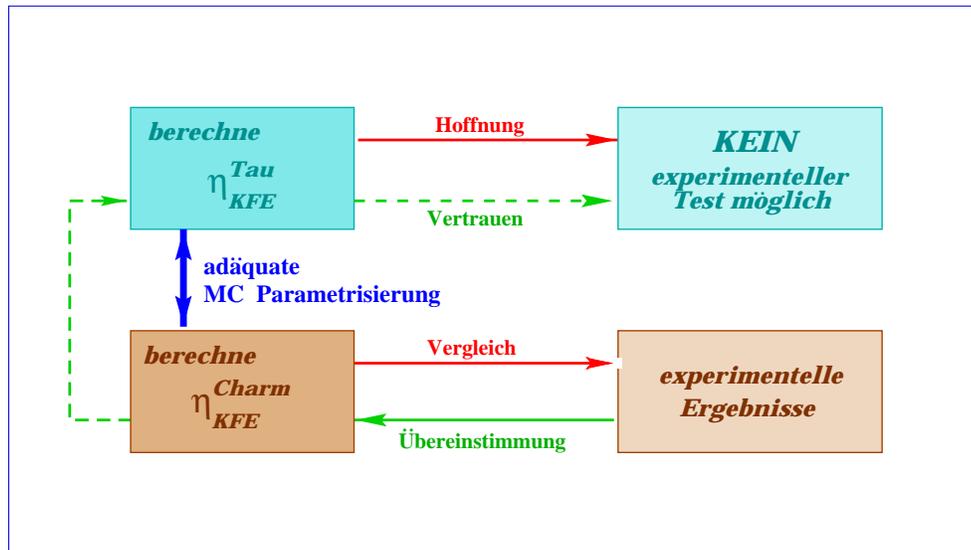


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen den Effizienzen der  $\tau^-$  Suche und der Charm Analyse. Eine Übereinstimmung zwischen experimenteller und simulierter Charm Effizienz kann aufgrund ähnlicher Zerfallskinematiken als qualitative Bestätigung für die Berechnung der Effizienz des  $\tau^-$  Nachweises dienen.

schreibt. In den nächsten Sektionen wird deshalb erst die Rekonstruktion der MC Daten untersucht, darauf folgend das Scannen der **special sheets** und **changeable sheets** sowie die Vertex Lokalisation analysiert, um dann unsere Methode der Suche nach dem Zerfallspunkt des  $\tau^-$  Leptons für die Charm Kandidaten zu simulieren.

## 4.1 Erzeugung der MC Wahrheit

Für die Produktion des Ausgangssamples von Charm Ereignissen standen die Standard-Software Pakete **GBEAM** und **JETTA** zur Verfügung, die die physikalischen Variablen eines Ereignisses definieren. Dabei wird mit **GBEAM** der Neutrino-Strahl aus Mesonzerfällen erzeugt, die beim Zusammenstoß der Protonen mit dem Beryllium-Target entstehen und durch die Strahloptik (Horn, Reflektor, Zerfallstunnel-Geometrie) in Richtung der Neutrino-Experimentierhalle fokussiert werden.

Der **JETTA** Generator simuliert für diese Neutrinos die tiefinelastischen geladenen Stromreaktionen am Nukleon; d.h. er berücksichtigt die Zusammensetzung der CHORUS Fotoemulsion als aktives Target. Anschließende Fragmentierungsprozesse in Hadronen und Baryonen, deren erneute Zerfallsketten und alle kinematischen Informationen des Endzustandes werden in Bankstrukturen abgespeichert, und sind für die Selektion spezieller Ereignis-Kanäle nutzbar.

Teilchen	Masse	Lebensdauer	Anteil $f_i$	$B_{c \rightarrow \mu}$ (%)	$B_{c \rightarrow \mu} \cdot f_i$	$B_{c \rightarrow \mu} \cdot f_i$
$D^0$	1864 MeV	0.415 ps	$0.60 \pm 0.06$	$7.89 \pm 1.06$	0.0466	0.0487
$D^+$	1869 MeV	1.057 ps	$0.26 \pm 0.06$	$16.68 \pm 1.84$	0.0427	0.0417
$D_s^+$	1969 MeV	0.467 ps	$0.07 \pm 0.05$	$11.00 \pm 3.2$	0.0076	0.0058
$\Lambda_c^+$	2285 MeV	0.206 ps	$0.07 \pm 0.04$	$4.50 \pm 1.7$	0.0031	0.0038
$\tau^-$	1777 MeV	0.291 ps	-	$17.30 \pm 0.1$	-	-
Quelle	[PDG96]	[PDG96]	[E531]	[PDG96]		[JETTA]

Tabelle 4.1: Eigenschaften von Charm Hadronen und dem  $\tau^-$  Lepton.  $B_{c \rightarrow \mu}$  definiert das inklusive myonische Zerfallsverhältnis. Man beachte, daß Spalte 6 normiert wurde, um sie mit den **JETTA** Ergebnissen vergleichen zu können. Die Referenzen lesen sich wie folgt: [PDG96]=[37] und [E531]=[31]. Mit ps sind Picosekunden ( $10^{-12}$  s) abgekürzt.

Die Respektierung der CHORUS Geometrie, der verschiedenen Detektorkomponenten, ihre Erfassung einer geladenen Spur und somit die vollständige Information eines Ereignisses, wie wir es im CHORUS Detektor aufzeichnen würden, wird von dem eigens für CHORUS entworfenen MC Programm **EFICASS** berechnet. Diese Information wird in demselben Format abgespeichert, in dem wir auch unsere experimentellen Daten verarbeiten. Daher können wir für die Rekonstruktion eines interessanten (d.h. getriggerten) Ereignisses dasselbe Spur-Rekonstruktions-Programm für MC Daten und für reale Daten nutzen.

Für die Analyse wurden rund 8000 Charm Ereignisse erzeugt, in denen das Charm Teilchen in ein  $\mu^+$  zerfällt (Dimyon Topologie):

$$\begin{array}{c}
 \nu_\mu N \longrightarrow \mu^- D^+ (D^0) X \\
 \qquad \qquad \qquad \downarrow \quad \lrcorner \\
 \qquad \qquad \qquad \text{primäres} \quad \mu^+ \nu_\mu + \text{Hadronen} \\
 \qquad \qquad \qquad \text{Myon}
 \end{array}$$

Da die gesamte Kinematik bereits in der **JETTA**-Ebene implementiert wird, konnte ein erster Vergleich mit Ergebnissen älterer Experiment dort erfolgen. Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 fassen erste Ergebnisse kurz zusammen. Im Hinblick auf die spätere Zerfallsvertex-Suche verdienen zwei Unterschiede Beachtung :

Kinematik	$D^+$	$D_s^+$	$\Lambda_c^+$	$D^0$	$\tau^-$
<b>Impuls</b>	19 GeV/c	24 GeV/c	15 GeV/c	19 GeV/c	34 GeV/c
<b>Tochter-<math>\mu</math>-Impuls</b>	4.4 GeV/c	5.5 GeV/c	3.0 GeV/c	4.6 GeV/c	13.7 GeV/c
<b>Tochter-<math>\mu</math>-Winkel</b>	231 mrad	220 mrad	407 mrad	185 mrad	158 mrad
<b>Primär-<math>\mu</math>-Impuls</b>	25 GeV/c	27 GeV/c	23 GeV/c	26 GeV/c	-
<b>Fluglänge</b>	3.1 mm	1.7 mm	0.4 mm	1.3 mm	1.5 mm
<b>Zerfallswinkel</b>	203 mrad	192 mrad	399 mrad	160 mrad	126 mrad

Tabelle 4.2: Ausgesuchte kinematische Eigenschaften (Mittelwerte) nach der **JETTA** Simulation für myonische Zerfälle von Charm Teilchen und  $\tau^-$  Leptonen.

- Die im Mittel größere Fluglänge der Charm Hadronen (im Vergleich zu Tau-Leptonen) wird zu einer besseren Effizienz in der **Impakt Parameter Methode** führen. Gleichzeitig wird dadurch aber auch der Anteil der Ereignisse erhöht, die eine Fluglänge haben, die 6 Emulsionsschichten übersteigt und deswegen in unserer  $\tau^-$  Suche verworfen werden<sup>2</sup>.
- Der geringe Impuls des Tochtermyons der Charm Teilchen führt zu einer schlechten Scan Effizienz, da die Vielfachstreuung in der Emulsion stark ansteigt (proportional zu  $1/p$ ). Allerdings ist zu erwarten, daß die Rekonstruktion Ereignisse mit höherem Impuls bevorzugt und somit den Unterschied zu  $\tau^-$  Zerfällen relativiert.

Die Rekonstruktionsbedingung hat noch einen weiteren Einfluß. Da eine klare Charm Dimyon Signatur die Rekonstruktion beider Myonen im elektronischen Detektor voraussetzt, wird aus Akzeptanzgründen ein großer Zerfallswinkel des Charm Hadrons seltener erfaßt. Damit ist die Differenz in Tabelle 4.2 weniger dramatisch für die Ereignisse, die letztendlich gescannt werden, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird.

## 4.2 Die Rekonstruktionseffizienz

Der nächste Schritt ist nun, die Monte Carlo Wahrheit dem realen CHORUS Detektor "anzupassen". Wie bereits erwähnt, wurde dafür das **EFICASS** Programm entworfen, das die gesamte Detektor Geometrie beinhaltet, insbesondere die Anordnung der Kernemulsions-Blöcke. Es ist das Herzstück jeder CHORUS Analyse, und immer

<sup>2</sup>Dieser Schnitt reduziert den Untergrund von geladenen Kaon und Pion Zerfällen in ein Myon.

Veränderungen und Verbesserungen unterworfen, da die Komplexität des CHORUS Detektors eine realistische Simulation erschwert.

Nach der Übersetzung in virtuelle elektronische Signale kann das eigentliche Rekonstruktionsprogramm **CHORAL**<sup>3</sup> aufgerufen werden. Dieses Programm kann für die von **EFICASS** erzeugten Ereignis-Simulationen genauso wie für unsere realen Neutrinodaten benutzt werden, und besteht im wesentlichen aus einer Spurfindungs-Routine, die die Spurparameter und damit die Position der Teilchen in der Emulsion aus der Fülle der Detektorinformationen ermitteln muß. Zusätzlich wird der Impuls sowie die Energie des Hadron-Schauers im Kalorimeter aus den Rohdaten extrahiert, um Bedingungen an den Transversalimpuls der gescannten Spuren stellen zu können.

In diesem Programmpaket kann durch die Implementierung von zusätzlichen Routinen eine gezielte Analyse der Ereignisse erfolgen. Die erste Aufgabe für die Charm Arbeit war die Selektion von Kandidaten, deren Neutrino Wechselwirkung tatsächlich in einem der vier Emulsionsblöcke stattgefunden hatte, da nur diese zu einer detektierbaren Knick-Struktur beitragen. Das hätte prinzipiell auch schon auf der **EFICASS** Ebene

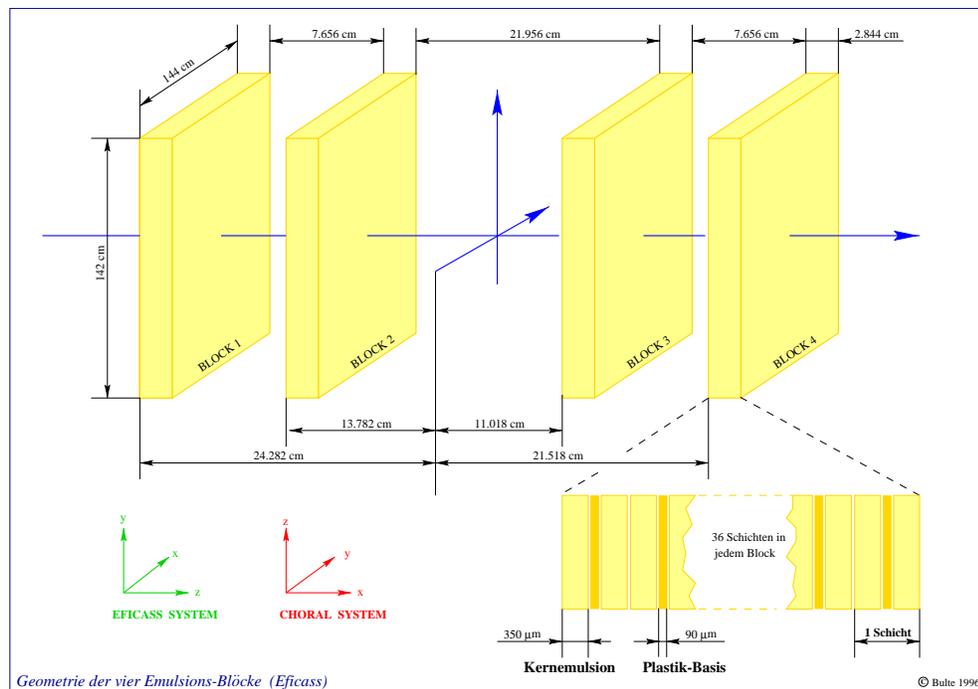


Abbildung 4.2: Die exakte Position der Target-Emulsion im CHORUS Detektor

getestet werden können, jedoch sollte die Qualität der Rekonstruktion der Vertices un-

<sup>3</sup>CHORAL = CHorus Offline Reconstruction and Analysis Library

tersucht werden. Die longitudinale Anordnung der Emulsion wurde dazu in **EFICASS** bestimmt, und ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Danach mußte der Vertex von **CHORAL** innerhalb des Target-Volumens rekonstruiert werden. Aufgrund der begrenzten Auflösung der Spurdetektoren ist die geometrische Einschränkung hier weniger streng, um möglichst wenige Ereignisse aufgrund einer schlechten Vertex-Rekonstruktion zu verwerfen.

Da für die **KFE** nur Ereignisse von Bedeutung sind, bei denen der rekonstruierte Vertex tatsächlich in dem richtigen Emulsionsblock liegt, wurden alle anderen Ereignisse von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Das betraf jedoch nur 0.002 % des Samples. Auf der anderen Seite ist es natürlich auch möglich, daß Neutrino Wechselwirkungen außerhalb des aktiven Targets innerhalb desselben rekonstruiert werden können. Diese Ereignisse werden jedoch beim automatischen Scannen aussortiert, und haben für die weiteren Betrachtungen keine Bedeutung.

Um Charm Kandidaten<sup>4</sup> aus den realen Daten filtern zu können, müssen sie noch einer weiteren Bedingung genügen :

Zwei im Myon-Spektrometer rekonstruierte Myonen mit definiertem Impuls und entgegengesetztem Vorzeichen .

Die gleichzeitige Rekonstruktion beider Myonen im Myon-Spektrometer läßt sich mit einem Winkel-Schnitt  $\Theta \leq 300 \text{ mrad}$  für beide Myonen in der MC Wahrheit vergleichen, der zu einem Verlust von 55% im Charm Sample führen würde. Die tatsächliche Rekonstruktionseffizienz ist jedoch viel kleiner. Grund dafür ist der geringe Impuls der Charm-Tochter  $\mu^+$ , das nicht immer das Myon-Spektrometer erreicht<sup>5</sup>, da es auf dem Weg zum Myon-Spektrometer im Mittel  $1.6 \text{ GeV}/c$  durch Ionisationsprozesse verliert. Hinzu kommt ein schlechtes Verbinden der  $\mu^+$  Spur zwischen den einzelnen Detektorkomponenten, da die verstärkten Streuprozesse zu unterschiedlichen Spurfit-Parametern führen.

Tabelle 4.3 faßt alle Schritte der Rekonstruktion zusammen. Interessant ist, daß die Vertex-Rekonstruktions-Effizienz  $\eta_{vertex} = 0.97$  trotz zweier Myonen im Endzustand nicht signifikant höher als für normale  $\nu_\mu$  induzierte Stromreaktionen ist ( $\eta_{vertex}^{\mu^-} = 0.98$ ). Grund dafür ist die schlechte Isolation des  $\mu^+$  Leptons, weil es sich im Hadron-Schauer befindet. Wie sich noch zeigen wird, hat das auch Auswirkungen auf die Qualität des Mikroskopierens. Es sei auch angemerkt, daß die schlechte Rekonstruktionseffizienz der  $\Lambda_c^+$  Baryonen in ihrem großen mittleren Zerfallswinkel begründet liegt

<sup>4</sup>Prinzipiell gehören dazu auch  $\bar{\nu}_\mu$  induzierte geladene Stromreaktionen. Mit einem Verhältnis von  $\frac{N_{\bar{\nu}_\mu}^{\mu^+}}{N_{cc}^{\mu^+}} = 2.5 \cdot 10^{-2}$  (resultierend aus der  $\bar{\nu}_\mu$  Kontamination im Strahl) läßt sich die Anzahl der Dimyon Ereignisse mit umgekehrter Vorzeichensituation in den 1994 Daten zu 3 Kandidaten abschätzen, die wir in unserem Target mit den Mikroskopen finden sollten

<sup>5</sup>In nur 11% der Charm Dimyon Ereignisse ist das  $\mu^+$  das führende Myon. Im Mittel hat das  $\mu^-$  vom Neutrino Wechselwirkungspunkt einen sechs mal höheren Impuls, und ist damit in der Rekonstruktion klar dominant.

Charm Hadron	D <sup>+</sup>	D <sup>0</sup>	D <sub>s</sub> <sup>+</sup>	Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup>
MC Sample	2605	3069	285	250
Positions-Schnitt (Abb. 4.2)	1399	1675	209	132
MC Information fehlerfrei	1370	1668	203	122
Vertex Rekonstruktion in der Emulsion	1334	1632	193	120
Rekonstruktion im richtigen Block	1331	1631	193	120
Rekonstruktion μ <sup>+</sup> μ <sup>-</sup>	431	514	72	27
Vertex-Rekonstruktionseffizienz $\eta_{reko}^{Vertex}$	0.97	0.98	0.95	0.98
Dimyon-Rekonstruktionseffizienz $\eta_{reko}^{\mu^+\mu^-} \cdot \eta_{reko}^{Vertex}$	0.315	0.308	0.355	0.221

Tabelle 4.3: Selektion und Rekonstruktion des Charm Dimyon Samples. Die Bedingung einer fehlerfreien Simulation verwirft Ereignisse mit fehlerhaften Speicheradressen der Rekonstruktionsdaten.

(siehe Tab. 4.2), was die limitierte geometrische Akzeptanz des CHORUS Detektors widerspiegelt.

Da die spätere Analyse **lange** und **kurze** Zerfälle unterscheidet, entsprechend der Anzahl der durchflogenen Emulsionsplatten, ist der Einfluß der Rekonstruktion auf die Fluglänge besonders interessant. Dazu wurde die Zerfallsstrecke der Charm-Teilchen in fünf disjunkte Kategorien aufgeteilt :

1. **sehr kurz** ... Die Fluglänge ist kürzer als  $20\ \mu m$ . Diese Strecke entspricht ungefähr 6 Silberkörnern in der Emulsion für ein minimal ionisierendes Teilchen, und ist die untere Grenze, bei der man noch einen klaren Zerfallspunkt vom primären Neutrino-Wechselwirkungspunkt unterscheiden kann.
2. **kurz** ... Der Zerfallsvertex liegt noch in derselben Emulsionsplatte wie der primäre Vertex ( $20...790\ \mu m$ ). Für diese Klasse von Ereignissen spielt die **Impakt Parameter Methode** eine große Rolle.
3. **lang** ... Der Zerfallsvertex befindet sich in einer von fünf Emulsionsschichten hinter der Platte mit dem primären Vertex ( $790...4750\ \mu m$ ). Dieses Sample wird hauptsächlich durch die **P<sub>t</sub>-Analyse** herausgefiltert.
4. **sehr lang** ... In diese Klasse fallen alle Kandidaten, die eine noch größere Flugstrecke als  $4750\ \mu m$  haben, jedoch noch innerhalb des Emulsionsblockes zer-

Teilchen	sehr kurz	kurz	lang	sehr lang	außerhalb
Charm (vor Rekonstr.)	2%	20%	58%	12%	8%
Charm (nach Rekonstr.)	1%	13%	56%	20%	10%
$\tau$ (nach Rekonstr.)	2%	26%	62%	6%	4%

Tabelle 4.4: Aufteilung der geladenen Charm Ereignisse in Klassen verschiedener Fluglänge. Der Einfluß des Myonimpulses und damit indirekt der Zerfallsstrecke auf die Rekonstruktion ist deutlich erkennbar. Zum Vergleich ist auch die Verteilung der  $\tau^-$  Ereignisse gezeigt.

fallen. Sie werden nur in dem Spezialfall detektiert, in dem der Zerfallswinkel mehr als  $40\text{ mrad}$  beträgt.

5. **außerhalb** ... Das sind alle Ereignisse, in denen der Zerfallsvertex außerhalb eines Emulsionsblockes liegt, und damit nicht detektiert werden kann. Die Spur des Myons und des Mutterteilchens kann deshalb in der Target Emulsion nicht gefunden werden.

Die Strategie, mit der nach dem Zerfall des  $\tau^-$  gesucht wird, konzentriert sich auf das *kurze* und *lange* Sample. Sie sind kinematisch klar von Pion- und Kaon-Zerfällen aus neutralen Stromreaktionen abgegrenzt; erstere hauptsächlich durch die Transversal-Impuls-Bedingung  $p_t \geq 250\text{ MeV}$ , letztere zusätzlich durch die maximal erlaubte Fluglänge von  $5\text{ mm}$  (vergleiche  $c\tau_{K^+} = 3.7\text{ m}$  und  $c\tau_{D^+} = 317\text{ }\mu\text{m}$ ).

Die bevorzugte Rekonstruktion von hochenergetischen Myonen im Spektrometer spiegelt sich erwartungsgemäß in der Gruppenstärke der einzelnen Kategorien wieder, wie in Tabelle 4.4 zu sehen ist. Darin wird auch deutlich, daß wir in unserer automatischen Suche weniger geladene Charm Ereignisse als  $\tau^-$  Kandidaten finden werden, da erstere im Mittel eine längere Flugstrecke besitzen.

Mit der Rekonstruktion von realen Ereignissen ist in CHORUS die Arbeit des elektronischen Detektorteils abgeschlossen. Jede aufgezeichnete Stromreaktion besitzt dann eine Adresse mit Informationen über alle rekonstruierten Spuren, die zum mikroskopischen Scannen zur Verfügung stehen. Im Falle einer  $\nu_\mu$  induzierten geladenen Stromreaktion, die durch ein eindeutig identifiziertes Myon  $\mu^-$  im Detektor charakterisiert wird, besteht nun die Aufgabe, dieses Myon mit den Vorhersagen der Rekonstruktion in der Emulsion zu finden.

### 4.3 Die Zwischenemulsion-Effizienz

Die Orts- und Winkelgenauigkeit der rekonstruierten Spuren beträgt  $150\text{ }\mu\text{m}$  für die lateralen Koordinaten und rund  $3\text{ mrad}$  für den Raumwinkel. Da diese Residuen bei

einer Extrapolation über 5 cm (Entfernung zwischen Spurdetektor und Emulsion) eine zu große Fläche definieren, in der die Spur in der Target-Emulsion gesucht werden müßte, wurden zwischen den Szintillationsfaser-Detektoren und den vier Emulsionsblöcken zusätzliche Emulsionsschichten eingesetzt (**changeable** und **special sheet**) siehe Sektion 2.3).

Die Effizienz der Spurfindung in der Emulsion wird durch die Anzahl und die Größe der Silberkörner bestimmt, die das geladene Teilchen beim Passieren der Kernemulsion erzeugt. Neben der Masse wird diese auch vom Impuls des Teilchens abhängen. Darüber hinaus werden durch Coulomb-Streuung die ursprünglichen Spurparameter verändert; wiederum mit Impulsabhängigkeit ( $1/p$ ). Das bedeutet, daß nicht nur die Rekonstruktion, sondern auch das Scannen dieser separaten Emulsionsschichten das Impulsspektrum der überlebenden Kandidaten verschiebt. Um diesen Einfluß in der Simulation zu berücksichtigen, wurde auch die Effizienz des **changeable sheet** Scannens mit dem Mikroskop simuliert und untersucht.

Für den Schritt von den **changeable sheets** zu den **special sheets** erwartet man, daß die Ineffizienz hauptsächlich durch intrinsische Eigenschaften der Mikroskopie dominiert wird: Verzerrungen und Schrumpfen (in) der Emulsion beim Entwickeln und Lagern, Kratzer auf der Oberfläche, geringe Korn-Ausbeute... Diese Verluste sind unabhängig von den kinematischen Variablen der durch sie hindurchfliegenden Teilchen, so daß die Zusammensetzung des Samples nicht modifiziert wird. Deshalb wurde auf eine spezifische Simulation der **special sheet** Effizienz verzichtet, und der experimentelle Wert dort herangezogen, wo er für eine totale Normalisation benötigt wurde.

Das Scannen der **changeable sheets** wurde unter Zuhilfenahme der bereits in **EFICASS** erzeugten Spurkoordinaten simuliert. Diese werden immer dann erzeugt, wenn das Teilchen auf seinem Weg durch den Detektor die Grenzschicht zweier Medien mit unterschiedlichen Materialkonstanten (Dielektrizität) passiert. Die Hybridstruktur der Emulsion aus zwei auf beiden Seiten einer Plastik-Basis aufgeklebten fotoaktiven Schichten führt damit zu insgesamt 4 Raumkoordinaten: jeweils eine beim Eindringen sowie Verlassen des **changeable sheets**, und beim Kreuzen der Plastik-Basis-Wände. Zwischen diesen Punkten werden, entsprechend der Zusammensetzung des Materials, Coulomb-Streuung, Bremsstrahlungsprozesse und andere physikalische Vorgänge eingebaut.

Im realen Mikroskopier-Verfahren wird nur die "Unterseite" (strahlzugewandte Seite) der Emulsionsschicht untersucht, da sich dort aufgrund von Kalibrationspunkten auf der Emulsionsoberfläche eine höhere Genauigkeit erreichen läßt. Da die Fokussierebene des Mikroskops rund 3...5  $\mu m$  Tiefenschärfe besitzt, werden nur alle 7  $\mu m$  Aufnahmen von der Emulsion genommen. Aus der Überlagerung von 16 dieser Bilder werden dann die benötigten Spurparameter rekonstruiert.

Solche "realen" Daten stehen in der **EFICASS** Information jedoch nicht zur Verfügung. Für den Spurfit des  $\mu^+$  konnten nur die vier erzeugten Punkte im **changeable sheet**

benutzt werden<sup>6</sup>. Die erhaltenen Winkelprojektionen wurden dann mit der Vorhersage aus der Rekonstruktion verglichen. Dabei mußten folgende Bedingungen erfüllt werden:

$$\theta_{\mu^+} = \sqrt{\theta_y^2 + \theta_z^2} \leq 0.4 \text{ rad}$$

$$\Delta\theta_{X7} = \sqrt{(\theta_y + 0.080)^2 + \theta_z^2} \geq 0.05 \text{ rad}$$

$$\text{Target} - \text{Emulsions} - \text{Fläche} = 33 \times 33 \text{ cm}^2 \longrightarrow \text{Extrapolation auf CS}$$

Die Begrenzung des Raumwinkels ist notwendig, um die Spur mit unserem automatischen System erfassen zu können. Da jedoch beide Myonen eines Ereignisses im Detektor gefunden (rekonstruiert) werden mußten, ist diese Bedingung in der Regel automatisch erfüllt. Weiterhin befindet sich in der Emulsion ein großer Anteil von Myonspuren, die als Abfallprodukte vom Teststrahl X7 in unseren Detektor gelangen. Um den Untergrund gering zu halten, werden  $\mu^-$  und  $\mu^+$  Spuren mit einem analogen Winkel nicht gescannt. Der dritte Punkt begrenzt unser aktives Target, in dem nach dem primären Vertex der Neutrino-Reaktion bzw. dem  $\tau^-$  Zerfall gesucht werden kann. Er wird durch die bereits erwähnten Kalibrationspunkte definiert, und macht einen Verlust von 16% aus ( $\eta_{\text{Fläche}} = 0.84$ ).

Die Zuordnung der im **changeable sheet** gefundenen Spuren mit der Vorhersage des Detektors erfolgt in 2 Schritten. In einer spiralförmigen Bewegung des Mikroskopes um die laterale Position, an der die Spur erwartet wird, werden nacheinander 81 Felder gescannt (9x9). Ein Feld entspricht der Größe der CCD Kamera, also (120x150)  $\mu\text{m}^2$ . Die Gesamtgröße der untersuchten Fläche ist, aus Überlapp-Gründen, auf (1080x810)  $\mu\text{m}^2$  begrenzt. Wird während des Scannens eine Spur gefunden, die der Bedingung

$$\Delta\theta = \sqrt{(\theta_y^{\text{DET}} - \theta_y^{\text{CS}})^2 + (\theta_z^{\text{DET}} - \theta_z^{\text{CS}})^2} \leq 6 \text{ mrad}$$

genügt (DET=Detektor und CS=**changeable sheet**), so bricht die automatisch Suche nach weiteren Kandidaten ab. Sollte in keinem der 81 Felder ein derartiger Kandidat gefunden werden, so werden aus der Fülle der gespeicherten Daten alle Spuren herausgefiltert, die innerhalb von 15mrad mit der Detektorvorhersage übereinstimmen. In diesem Fall sind Vielfachkandidaten für eine rekonstruierte Spur nicht selten, welche in der nachfolgenden Emulsionsschichten unabhängig voneinander untersucht werden müssen.

Nach diesem Schema werden alle  $\mu^+$  Spuren herausgesucht, die für die Effizienz-Studie als Basis dienen. Tabelle 4.5 zeigt noch einmal die verschiedenen Schritte des Scannens der Zwischenemulsionen mit ihren Effizienzen, wie sie im Programm aufeinander folgten.

---

<sup>6</sup>Nachdem im Detektor zwei entgegengesetzt geladene Myonen rekonstruiert wurden, ist das Ereignis als "Dimyon Kandidat" identifiziert. Die nachfolgende Suche eines Charm Zerfalles am positiv geladenen  $\mu^+$  gestattet es, das in der Neutrino-Wechselwirkung erzeugte  $\mu^-$  wie ein Hadron Schauerteilchen zu behandeln (bzw. vernachlässigen). Deshalb muß es in den Zwischenemulsionen nicht gefunden werden.

Charm Hadron	alle	D <sup>o</sup>	D <sup>+</sup>	Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup>	D <sub>s</sub> <sup>+</sup>
Rekonstruierte Ereignisse	1044	514	431	27	72
X7 Testbeam Reduktion	946	466	386	26	68
μ <sup>+</sup> Spur im CS gefunden	571	268	246	17	40
X7 Effizienz η <sub>X7</sub> <sup>μ<sup>+</sup></sup>	0.906	0.907	0.896	0.963	0.944
CS Effizienz η <sub>TT→CS</sub> <sup>μ<sup>+</sup></sup>	0.604	0.575	0.637	0.654	0.588
SS Effizienz η <sub>CS→SS</sub> <sup>μ<sup>+</sup></sup>	0.89				

Tabelle 4.5: Effizienzen für das Scannen der Zwischenemulsions-Schichten. Für die **special sheet** Effizienz wurde der experimentelle Wert eingesetzt.

Die im Vergleich mit experimentellen Daten für negative Myonen aus  $\nu_\mu$  Reaktionen geringe Effizienz von  $\eta_{TT \rightarrow CS}^{\mu^+} \approx 60\%$  für das **changeable sheet** läßt sich mit dem kleinen Impuls des Tochtermyons  $\mu^+$  der Charm Teilchen erklären, die dadurch einer größeren Coulomb-Streuung in der Emulsion unterliegen, was den Spurfit beeinträchtigt. Um mögliche Fehler im Programm bzw. der Simulation selber auszuschließen, wurde neben dem  $\mu^+$  auch das  $\mu^-$  aus der Primärreaktion untersucht. Mit einem mittleren Impuls von  $26 \text{ GeV}/c$ , der auch ungefähr mit charmlosen  $\nu_\mu$  geladenen Stromreaktionen übereinstimmt, erhält man eine Effizienz von  $\eta_{TT \rightarrow CS}^{\mu^-} = 0.84$ , was die experimentellen Ergebnisse gut reproduziert ( $\eta_{TT \rightarrow CS}^{exp} = 0.83$ ).

Der letzte Schritt ist nun die Verbindung der Spuren im **changeable sheet** mit den **special sheets**, um die Winkelgenauigkeit der Kandidaten, an denen der Zerfall erwartet wird, für die automatische Knicksuche noch einmal zu verbessern. Dazu kann jedoch der experimentelle Wert direkt übernommen werden, da sich nach der erfolgreichen Suche auf dem **changeable sheet** keine weitere Impulsabhängigkeit ergibt:

$$\eta_{SS}^{\mu^+} = 0.89 \quad .$$

Damit sind alle ‘‘Vorarbeiten’’ für die eigentliche Studie der **KFE** abgeschlossen. Das übriggebliebene Sample von rund 300 geladenen Charm Kandidaten sollte in seiner kinematischen Zusammensetzung mit realen Daten gut übereinstimmen. Die Aufgabe ist nun, unsere automatische Vertex-Lokalisations-Methode und deren Entscheidung über die Notwendigkeit eines manuelles Scannen am Rechner nachzugestalten. Das ist zentrales Thema der folgenden Kapitel.

## 4.4 Das automatische Scannen

Die Suche nach dem Zerfallsknick in der Spur des zurückverfolgten Myons  $\mu^-$  wird in **CHORUS** in drei Schritten vollzogen. Zuerst muß der Ursprung der Spur in der Target Emulsion gefunden werden. In einem automatischen Verfahren wird dabei der ausgewählte Kandidat von Schicht zu Schicht (max. 36) entgegengesetzt zur Strahlrichtung verbunden, wenn sich an der Unterseite (analog zum Scannen der **changeable** und **special sheets**) ein Spursegment rekonstruieren läßt, das den Bedingungen

$$\Delta\theta_y = |\theta_y^{SS} - \theta_y^{Schicht\ n}| \leq (0.025 + 0.05 \cdot \sqrt{(\theta_y + 0.080)^2 + \theta_z^2}) \quad [mrad]$$

$$\Delta\theta_z = |\theta_z^{SS} - \theta_z^{Schicht\ n}| \leq (0.025 + 0.05 \cdot \sqrt{(\theta_y + 0.080)^2 + \theta_z^2}) \quad [mrad]$$

$$\Delta y = |y^{Schicht\ (n-1)} - y^{Schicht\ n}| \leq (15 + 50 \cdot \sqrt{(\theta_y + 0.080)^2 + \theta_z^2}) \quad [\mu m]$$

$$\Delta z = |z^{Schicht\ (n-1)} - z^{Schicht\ n}| \leq (15 + 50 \cdot \sqrt{(\theta_y + 0.080)^2 + \theta_z^2}) \quad [\mu m]$$

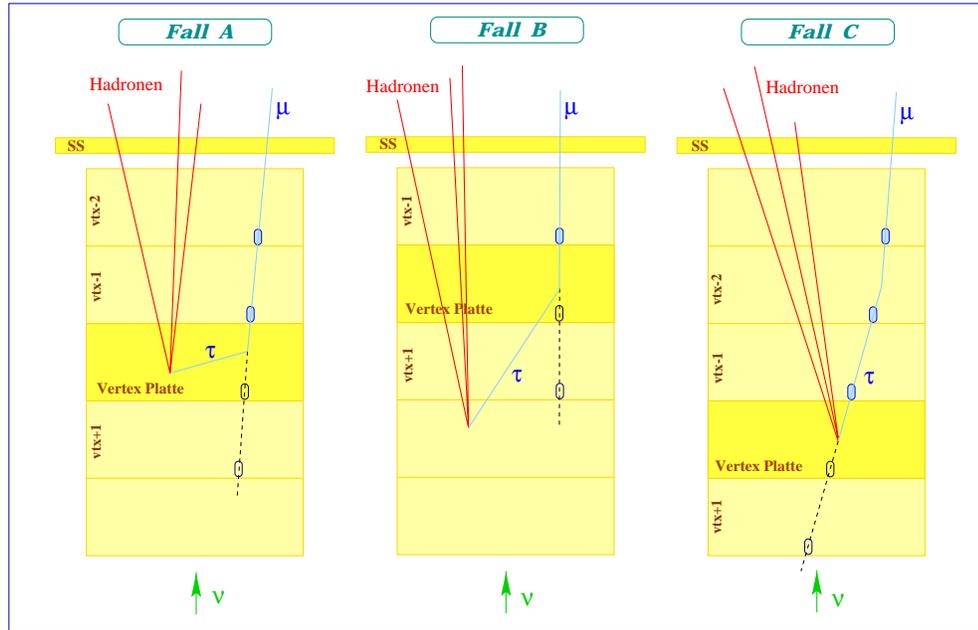
Pulshöhe<sup>7</sup>  $\geq 11$

genügt. Für den Spurfitt werden wiederum 16 Bilder in einem longitudinalen Abstand von  $7\ \mu m$  aufgezeichnet, so daß von der  $2 \times 350\ \mu m$  Schichtdicke der Target Emulsion effektiv nur etwa  $100\ \mu m$  gescannt werden. Kann in zwei aufeinanderfolgenden Platten keine passende Spur gefunden werden, ist der Vertex erreicht. Im Falle einer  $\nu_\mu$  induzierten geladenen Stromreaktion, in der das  $\mu^-$  zurückverfolgt wurde, handelt es sich dabei immer um den primären Neutrino Wechselwirkungspunkt. Entspringt die  $\mu^-$  Spur jedoch einem  $\tau^-$  Zerfall, so hängt es von der Größe des Zerfallswinkels ab (obige Bedingungen), ob die Vertexlokalisierung schon am Zerfallsort stoppt, oder aber die Mutterspur (hier  $\tau^-$ ) aufgegriffen und am primären Vertex angehalten wird. Das ist in Bild 4.3 schematisch dargestellt.

Im nächsten Schritt wird untersucht, ob die verfolgte Spur einen Knick aufweist. Dazu gibt es grundsätzlich drei verschiedene Szenarien, die getestet werden müssen (vgl. Bild 4.3 und Kap.4.2) :

- ☞ **(Fall A)** Der Zerfall des  $\tau^-$  und der primäre Neutrino Vertex befinden sich in derselben Emulsionsschicht (kurze Fluglänge). In diesem Fall sollte der **Impakt Parameter**<sup>8</sup> zwischen dem zurückverfolgten Myon und einer anderen Hadron Spur aus dem Ereignis groß sein, da sie ja von verschiedenen Vertices kommen.
- ☞ **(Fall B)** Zerfall und primäre Neutrino Wechselwirkung finden in getrennten Emulsionsplatten statt (lange Fluglänge). Wurde die Suche bereits am Zerfalls-

<sup>7</sup>Die Definition der Pulshöhe wird durch die Anzahl der Pixels in der CCD Kamera gegeben, welche zu einem Cluster und damit einem Silberkorn zusammengefaßt werden können. Da pro Emulsionsschicht 16 Bilder aufgenommen werden, entspricht das ungefähr der Anzahl der Bilder, in der ein zur Spur gehöriges Cluster gefunden wurde.



Abbildungung 4.3: Skizze der drei möglichen  $\tau^-$  Zerfallstopologien in der Target Emulsion. Mit SS ist das **special sheet** gemeint, das den Referenz-Winkel für das Scannen bereitstellt. Die Platte, in der der Vertex vermutet wird (Vertex Platte), ist hervorgehoben.

vertex abgebrochen (großer Winkel), dann wird die **Impakt Parameter Methode** zu keiner Aussage führen können, da kein Hadron in der Emulsion zur Verfügung steht (vergleiche Kap. 4.6.6). In diesem Fall gelangt das Ereignis direkt zur Video-Bild-Analyse, wo der Zerfallsknick erkannt werden sollte.

- ☞ **(Fall C)** War der Winkel zu klein, um im automatischen Rückscannen am Zerfallspunkt zu halten, so kann der Knick immer noch gefunden werden. Dazu wird der Winkel der  $\mu^-$  Spur in der letzten Emulsionsplatte, in der sie gefunden wurde, mit dem Winkel des **special sheets** verglichen. Erfüllt er die Transversal-Impuls Bedingung

$$P_t = p_{\mu^+}^{reko} \cdot \sqrt{(\theta_y^{SS} - \theta_y^{vtx-1})^2 + (\theta_z^{SS} - \theta_z^{vtx-1})^2} \geq 250 \text{ MeV} \quad ,$$

sendet der automatische Algorithmus das Ereignis direkt zu einer manuellen Kontrolle. Die Abkürzung “vtx-1” soll bedeuten, daß der Winkel in der Emulsionsplatte vor dem primären Vertex gemessen wurde;  $p_{\mu^+}^{reko}$  bezeichnet den vom Detektor rekonstruierten  $\mu^+$  Impuls.

<sup>8</sup>Hiermit ist der minimalste Raumabstand zwischen den beiden Spuren gemeint. Zur genauen Definition siehe Kapitel 4.6.6.

Schlußendlich müssen nun alle Ereignisse, die durch den **Impakt Parameter Test** oder dem **Transversal Impuls Test** für einen manuellen Scan ausgesondert wurden, mit dem Mikroskop computerassistent untersucht werden. Erst die visuelle Bestätigung eines Knickes in der Spur entscheidet über die Bewertung des Kandidaten als  $\nu_\tau$  bzw.  $\nu_\mu$  Wechselwirkung. Im Fall A und Fall B wird der Zerfallspunkt bereits mit der ersten gescannten Emulsionsplatte gefunden. Im Fall C ist die wahre  $\tau^-$  Zerfallsplatte jedoch unbekannt. Um den manuellen Aufwand beim Mikroskopieren gering zu halten, und das  $\tau^-$  Sample von Pion- und Kaon-Zerfällen klar zu trennen, werden dann nur **lange Flugstrecken**, d.h. bis zu 5 Emulsionsschichten nach der Vertex-Platte analysiert (siehe Kap.4.2).

Betrachtet man die ersten beiden Schritte genau, so stellt man fest, daß der automatische Zyklus nicht das *Vorhandensein* eines  $\tau^-$  Zerfalles sucht, sondern im Gegenteil die *Nichtexistenz* einer Spurdeflektion bestätigen möchte. Das ermöglicht zwar auf der einen Seite einen reduzierten manuellen Scan-Aufwand, führt aber notwendigerweise zu einer schlechteren Effizienz in der  $\tau^-$  Erkennung, wie sich im nächsten Kapitel zeigen wird. Darin sind alle Scanning Schritte detailliert beschrieben, nicht zuletzt um einen Eindruck von der Zuverlässigkeit der MC Simulation zu bekommen.

## 4.5 Ineffizienz der Vertex Lokalisation

Im vorigen Kapitel wurde kurz die Aufspürung der Vertex-Platte besprochen. Der Trick ist dabei, die Spuren nicht durch die gesamte Emulsionsschicht hindurch zu verfolgen, sondern jeweils nur  $100\ \mu\text{m}$  tief in die Emulsion einzudringen. Da die für die laterale Kalibration wichtigen Markierungspunkte auf der Oberfläche der Emulsion jeweils an der strahlzugewandten Seite aufgebracht sind, wird diese Seite benutzt. Dabei nimmt man, von der Oberfläche angefangen, alle  $7\ \mu\text{m}$  ein Bild der Emulsion auf, das sich senkrecht zur Strahlrichtung befindet. In mindestens 11 von den insgesamt 16 Aufnahmen muß dann ein Pixel-Cluster (Silberkorn) gefunden werden, das mit der gesuchten Spur assoziiert werden kann.

Es wird jedoch der Vertex gesucht, d.h. das abrupte Verschwinden der Spur in einer der 36 Emulsionsplatten. Durch die Bedingung an die Pulshöhe ( $\geq 11$ ) wird diese Spur aber auch als gefunden betrachtet, wenn der Vertex in den letzten  $35\ \mu\text{m}$  der Emulsionsplatte auftritt (entsprechend 16-11=5 Bildern). Dann stoppt die automatische Suche erst in der nächsten Platte ((vtx+1) Platte in Bild 4.3), in der von dem Ereignis noch nichts zu sehen ist. Diese Kandidaten sind für die  $\tau^-$  Suche also nutzlos geworden. Nimmt man eine Gleichverteilung der Vertices in der Emulsion an, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich der Vertex in den letzten  $35\ \mu\text{m}$  der Emulsionsschicht befindet, gerade 5%.

Damit sind aber noch nicht alle Ineffizienzen der automatischen Suche erschöpft. Durch Kratzer auf der Emulsionsoberfläche, mechanische Verformungen und Unreinheiten, die schon beim Gelieren entstanden sein können, variiert die Effizienz, eine gegebene Spur

mit dem automatischen System in der Emulsionsschicht zu finden, zwischen 0.96....0.98, abhängig vom Spur-Winkel. Das hat folgende Konsequenzen :

- ✗ Wird die Spur in der letzten Emulsionsschicht vor dem Vertex verloren, so wird die Vertex-Platte misidentifiziert. Diese Wahrscheinlichkeit beträgt gerade 2%.
- ✗ Erfolgt dieser Verlust in zwei aufeinanderfolgenden Platten, so wird der Vertex nicht mehr erreicht. Für im Mittel 18 durchflogene Emulsionsschichten ergibt sich dafür eine Wahrscheinlichkeit von 1%.
- ✗ Aus experimentellen Daten findet man eine Untergrundspurdichte in der Emulsion, die pro Platte 2% beträgt. Das bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit für die Ersetzung einer Spur durch eine Untergrundspur 4% beträgt, da zwei aufeinanderfolgende "leere" Emulsionsschichten für die Bestätigung der Vertex-Platte erforderlich sind.

Damit ergibt sich die Effizienz, den Vertex in der richtigen Emulsionsschicht zu lokalisieren, zu :

$$\eta_{VTXlok.}^{\mu^+} = 1 - (0.05 + 0.02 + 0.01 + 0.04) = 0.88 \quad .$$

Man beachte, daß diese Effizienz nicht in der **KFE** beinhaltet ist, sondern eine globale Effizienz darstellt. Aufgrund unterschiedlicher Vertex-Verteilungen (relativ in der Emulsionsplatte) für Primär- und Zerfallsvertices ist diese Effizienz jedoch verschieden, abhängig vom Reaktionstyp  $\nu_{\mu}$  oder  $\nu_{\tau}$  . Das muß natürlich in der Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden.

## 4.6 Die simulierte Scan Effizienz

Obwohl die Zuordnung des  $\tau^{-}$  Ereignisses in eine der drei Klassen (**Fall A, B** und **C**) à priori nicht bekannt ist, kann in der Simulation darauf zurückgegriffen werden, da sich die Kandidaten automatisch in den Scan-Fluß einfügen. Die Gesamteffizienz der Zerfallsvertex-Suche kann deshalb folgendermaßen geschrieben werden :

$$\eta_{Zerfall} = \mathcal{E}_{global} \cdot (\mathcal{E}_{kurz} + \mathcal{E}_{lang}) \quad .$$

Darin sind die Teileffizienzen, die für alle  $\tau^{-}$  Kandidaten zutreffen, in

$$\mathcal{E}_{global} = \eta_{pt} \cdot \eta_{Flug} \cdot \eta_{Had}$$

wie folgt zusammengefaßt :

$\eta_{pt}$  ...ist die Anzahl der Ereignisse mit einem Transversal Impuls des Myons  $\geq 250 \text{ MeV}/c$  in Bezug auf die  $\tau^{-}$  Mutter.

$\eta_{Flug}$  ...spiegelt die Eingrenzung der nachweisbaren Fluglänge auf das kurze und lange Sample wider.

$\eta_{Had}$  ...berücksichtigt die Möglichkeit, daß im **changeable sheet** anstatt der Myon-Spur eine Hadronspur aus demselben Ereignis gefunden und zurückverfolgt wird, so daß der Zerfall des  $\tau^-$  unbemerkt bleibt.

Die Effizienz, mit der die kurze Zerfallstopologie (Fall A in Bild 4.3) gefunden wird, setzt sich aus den folgenden Komponenten zusammen :

$$\mathcal{E}_{kurz} = f_{kurz} \cdot \eta_{\theta_{min}}^{kurz} \cdot (f_{auto}^{kurz} \eta_{IP} + f_{man}^{kurz}) \cdot \eta_{Video}^{kurz} ,$$

und in analoger Weise für die langen Flugstrecken (Fall B und Fall C) :

$$\mathcal{E}_{lang} = f_{lang} \cdot \eta_{\theta_{min}}^{lang} \cdot \left\{ f_{auto}^{lang} \cdot (f_C \eta_{pt-korr} + f_B \eta_{Video}^{lang}) + f_{man}^{lang} \eta_{Video}^{lang} \right\} .$$

Darin bedeuten

$f_{kurz/lang}$	Anteil kurzer/langer Flugstrecken im untersuchten Sample
$f_{man}^{kurz/lang}$	Anteil von Ereignissen mit einer rekonstruierten Spur ( $\mu^-$ bzw. $\mu^+$ )
$f_{auto}^{kurz/lang}$	Anteil von Ereignissen mit zusätzlich rekonstruierten Spuren
$f_{B/C}$	Anteil von Ereignissen des Zerfallstypes B/C
$\eta_{\theta_{min}}^{kurz/lang}$	Verlust durch minimal dektierbaren Zerfallswinkel
$\eta_{IP}$	Effizienz der Impakt Parameter Methode
$\eta_{pt-korr}$	Korrektur für Transversal Impuls Schnitt
$\eta_{Video}^{kurz/lang}$	Effizienz der Video-Bild Analyse .

Da die untersuchten Kandidaten bereits durch die globale  $\eta_{Flug}$  Effizienz auf lange und kurze Flugstrecken reduziert werden, sind  $f_{kurz/lang}$  entsprechend normiert :

$$f_{kurz} = \frac{N_{kurz}}{N_{kurz} + N_{lang}} = 1 - f_{lang} ,$$

wobei  $N$  für "Anzahl der Ereignisse" steht.

Auf dieselbe Weise sind auch  $f_{auto/man}^{kurz}$  bzw.  $f_{auto/man}^{lang}$  miteinander verknüpft. Letztere tragen dafür Sorge, daß Ereignisse mit nur einer einzigen gefundenen Spur in der (vtx-1) Platte direkt mit der Video-Bild-Methode auf einen sekundären Zerfall getestet werden. Die Anzahl dieser Kandidaten ist auf MC Basis sehr schwer abzuschätzen, da noch keine vollständige Emulsions-Simulation in **EFICASS** existiert. Diese Unsicherheit wirkt sich insofern negativ aus, als daß der theoretische **KFE** Wert eine obere Grenze darstellt. Es wird sich jedoch noch zeigen, daß die Aufteilung in  $f_{auto/man}^{kurz/lang}$  nur schwachen Einfluß in  $\eta_{Zerfall}$  hat.

In den folgenden Sektionen werden die genannten Einzeleffizienzen berechnet. Dazu werden nur die geladenen Charm Ereignisse herangezogen, da neutrale  $D^0$  Zerfälle für die **KFE** keine Rolle spielen (kein Zerfallsknick). Für geladene Charm Kandidaten ist die Unterscheidung in Zerfälle mit einem bzw. drei Tochterteilchen dann hervorgehoben, wenn sich ein Unterschied zur  $\tau^-$  Effizienz ergibt.

#### 4.6.1 $\eta_{p_t}$ - Der Transversal Impuls Schnitt

Jedes  $\tau^-$  Ereignis, daß wir an seiner Topologie in der Emulsion klar identifiziert haben, muß einen Transversal Impuls von

$$P_t = p_{\mu^+}^{reko} \cdot \theta_{Zerfall} \geq 250 \text{ MeV}/c$$

besitzen. Dabei kann der Charm Winkel  $\theta_{Zerfall}$  im semiautomatischen Scannen mit einer Genauigkeit von  $6 \text{ mrad}$  in jeder Projektion gemessen werden, obwohl eine Ortsauflösung von  $1 \mu\text{m}$  in der Emulsion existiert. Dieser Fehler wird durch das lokale Verschieben von Emulsionszonen im Entwicklungsprozeß erzeugt, der sogenannten Distortion (Verzerrung). Da jeder  $\tau^-$  bzw. Charm Kandidat während des manuellen

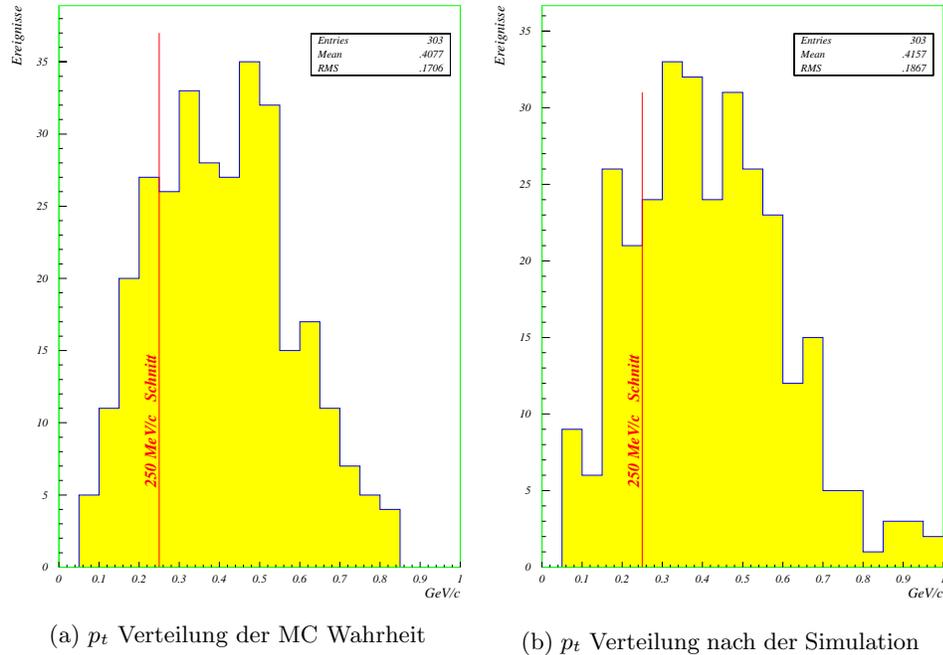


Abbildung 4.4: Verteilung des Transversal Impulses in Zerfällen geladener Charm Hadronen. Die Ereignisse links der  $250 \text{ MeV}/c$  Abszisse werden im automatischen Mikroskopiervorgang verworfen.

Scannens die obige Bedingung erfüllen muß, um es von Untergrund-Ereignissen (z.B.

Pion- oder Kaon-Zerfällen) klar trennen zu können, gilt der  $p_t$  Schnitt für alle Zerfalls-Spuren gleichermaßen.

Um die Meßungenauigkeit des Charm-Winkels zu simulieren, wurde die MC Winkel Wahrheit der Spur mit einer Gaußverteilung mit einem Sigma von  $6\text{ mrad}$  verschmiert, entsprechend unserer Fehlerbreite. Da auch der **special sheet** Winkel der Myon-Spur  $\mu^+$  eine Ungenauigkeit von  $1\text{ mrad}$  besitzt<sup>9</sup>, wurden auch hier die MC Spur Parameter an unsere Auflösung angepaßt. Aus der quadratischen Differenz der Einzelprojektionen beider Winkel konnte dann der "realistische" räumliche Zerfallswinkel  $\theta_{\text{Zerfall}}$  berechnet und, zusammen mit dem rekonstruierten  $\mu^+$  Impuls, das Transversal Impuls Spektrum aller betrachteten Kandidaten ermittelt werden. Mit der Bedingung  $\eta_{p_t} \geq 250\text{ MeV}/c$  ergab sich eine Überlebenschance von

$$\eta_{p_t} = 0.80 \pm 0.01_{\text{stat.}} .$$

Um den Effekt der Simulation zu studieren, wurde die  $P_t$  Verteilung auch für die reine MC Wahrheit berechnet. Mit dem  $250\text{ MeV}/c$  Schnitt ergibt sich damit eine Effizienz von 79%, was den vernachlässigbaren Effekt der Simulationen der verschiedenen Meßstrategien zeigt. In Bild 4.4 sind beide Verteilungen gegenübergestellt.

Obwohl der Zerfallswinkel der geladenen Charm Hadronen im Mittel größer als für  $\tau^-$  Zerfälle ist, wird durch den geringen Tochter-Myon-Impuls eine kleinere Effizienz erwartet. Das ist in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert für  $\tau^- \rightarrow \mu^-$  Zerfälle von  $\eta_{p_t}^\tau = 0.87$ .

#### 4.6.2 $\eta_{\text{Flug}}$ - Die Fluglängen Begrenzung

Die Flugstreckenverteilung des rekonstruierten Samples wurde schon in Tabelle 4.4 gezeigt. Nachdem nun noch die Selektion in den Zwischenemulsionen erfolgte, sieht das Spektrum folgendermaßen aus :

Ereignisse	sehr kurz	<b>kurz</b>	<b>lang</b>	sehr lang	außerhalb
303	1%	12%	58%	19%	10%

Damit reduziert sich das Gesamtsample um den Faktor

$$\eta_{\text{Flug}} = \frac{38 + 175}{303} = 0.70 \pm 0.01_{\text{stat.}} ,$$

wenn man nur die kurzen und langen Ereignisse betrachtet. Diese Ineffizienz beinhaltet auch 8 Ereignisse, die sich in der Klasse der langen Flugstrecken befinden, jedoch

<sup>9</sup>Die genaue Winkelmessung im **special sheet** erhält man durch die breite Plastik-Basis von  $800\ \mu\text{m}$ , die keiner Distortion unterliegt. Dabei werden die Silberkörner, die mit einer lateralen Positionsgenauigkeit von  $1...3\ \mu\text{m}$  gemessen werden können, an den beiden Seiten der Basis für die Winkel-Bestimmung herangezogen, was zu der Präzision von  $1\text{ mrad}$  führt.

außerhalb der lateralen Abmessungen der Target Emulsion zerfallen. Normiert man die kurze und lange Flugstrecke, so erhält man

$$f_{kurz} = 0.18 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{and} \quad f_{lang} = 0.82 \pm 0.01_{stat.},$$

was die Wichtigkeit der **Transversal Impuls Methode** demonstriert, da mit der **Impakt Parameter Methode** nur die kurzen Zerfallstopologien behandelt werden.

### 4.6.3 $\eta_{Had}$ - Die falsche Zerfallspur

Wird im **changeable** bzw. **special sheet** die Myonspur fälschlicherweise durch eine Untergrundspur (Höhenstrahlung, Strahlmyonen,...) ersetzt, so kann der Vertex nicht gefunden werden, da die Spur die gesamte Target-Emulsion durchquert (siehe Kap. 4.5). Anders ist es, wenn diese Untergrundspur eine Hadronspur aus demselben Ereignis ist. Dann wird der primäre Neutrino Wechselwirkungspunkt zwar erreicht, aber der  $\tau^-$  Zerfall nicht gefunden. Bei den hohen Neutrino-Energien von rund  $30 GeV/c$  ( $60 GeV/c$  für  $\nu_\mu$  Reaktionen mit Charm Produktion) werden die Schauerteilchen durch den Lorentzboost fast geradlinig nach vorne erzeugt, so daß sie auch in den Zwischene-mulsionslagen noch nahe beieinander liegen können. Im Unterschied zu  $\nu_\tau$  Reaktionen, wo das  $\mu^-$  und der Hadronschauer den Transversal Impuls ausbalancieren, befindet sich das Charm Teilchen einer  $\nu_\mu$  Wechselwirkung jedoch selber im Hadronschauer, so daß sich auch das sekundäre  $\mu^+$  aus dem anschließenden Zerfall nur wenig von den Hadronen isoliert.

Um  $\eta_{Had}$  zu bestimmen, wurde noch einmal auf die **changeable sheet** Simulation zurückgegriffen, und alle MC Spuren des Ereignisses untersucht. Neben den 303 auf dem **changeable sheet** gefundenen  $\mu^+$  Spuren existierten noch weitere 19 Hadronspuren, die den Anforderungen des  $\mu^+$  Scannens genügt hätten. In nur 5 dieser Ereignisse ist aber gleichzeitig das  $\mu^+$  gefunden worden. Weiterhin dürfen diese Untergrundspuren im Falle von 3-prong Charm Zerfällen nicht am sekundären Vertex entstehen, was die Anzahl noch einmal auf 11 Ereignisse reduziert. Damit ergibt sich die Zahl korrekter  $\mu^+$  Ereignisse zu

$$\eta_{Had} = \frac{303}{303 + 11} = 0.96 \pm 0.01_{stat.}$$

Das ist 2% schlechter als für  $\tau^-$  Zerfälle, was sich mit den obigen Überlegungen erklären läßt. Hinzu kommt, daß das niedrige  $\mu^+$  Impulsspektrum zu einer schlechteren Rekonstruktion der  $\mu^+$  Spur führt, was nicht nur die Effizienz des **changeable sheet** Scannens selbst beeinträchtigt, sondern eben auch zu einer häufigeren Verwechslung mit einer Hadron Spur führt.

### 4.6.4 $\eta_{\theta_{min}}^{kurz/lang}$ - Der minimale Zerfallswinkel

Da auch im manuellen Mikroskopieren eine untere Grenze für einen noch zu erkennen-den Zerfallswinkel existiert, wurde im **CHORUS** Entwurf [29] die Bedingung  $\theta_{Zerfall} \geq$

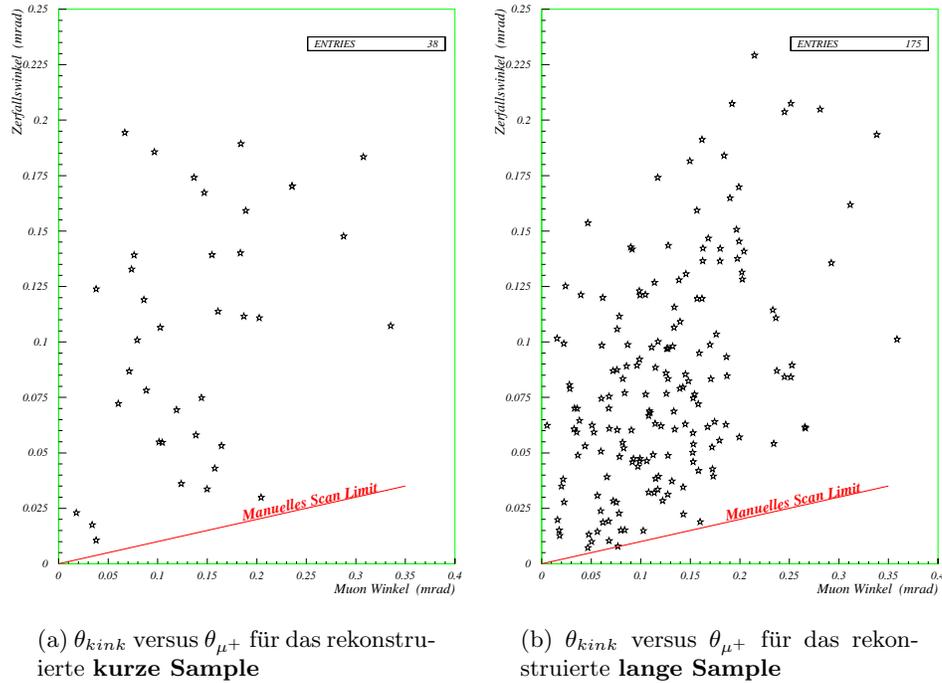


Abbildung 4.5: Graphische Darstellung der unteren Zerfallswinkel-Grenze. Nur ein Ereignis aus der Klasse langer Flugstrecken hätte den Schnitt nicht überlebt.

10 *mrad* eingeführt. Diese Grenze wurde später modifiziert, da sich aus älteren Experimenten (siehe z.B. [31]) zeigte, daß sich bei Spuren mit einem kleinen Winkel zur Strahlrichtung der Zerfallspunkt in der Emulsion besser erkennen läßt. Deshalb wurde für die **KFE** Analyse die realistischere Bedingung

$$\eta_{Zerfall} \geq 0.1 \cdot \theta_{\mu^+}$$

gestellt, die die Abhängigkeit vom  $\mu^+$  Winkel berücksichtigt.

Obwohl im Prinzip diese Ineffizienz für lange und kurze Zerfälle gleichermaßen zutrifft, ist die Suche nach ersteren dadurch erleichtert, als daß sie schon vor dem manuellen Scannen mit einem großen Transversal Impuls ausgezeichnet sind. Damit ist für sie der Ort des Zerfallsvertex schon eingegrenzt. Deshalb sind beide Sample getrennt betrachtet worden, was allerdings zu keinem Unterschied führt, wie in Bild 4.5 gezeigt ist.

Die Verluste ergeben sich dann zu :

$$\eta_{\theta_{min}}^{kurz} = \frac{38 - 0}{38} = 0.99 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{und} \quad \eta_{\theta_{min}}^{lang} = \frac{175 - 1}{175} = 0.99 \pm 0.01_{stat.} .$$

Diese Ineffizienz scheint also vernachlässigbar. Trotzdem ist der minimal erkennbare

Knick-Winkel einer Spur in der Emulsion eine wichtige Größe im **CHORUS** Experiment, und wird deshalb im experimentellen Teil dieser Arbeit noch einmal aufgegriffen.

#### 4.6.5 $\eta_{p_t-korr}$ - Die $P_t$ Korrektur

In Sektion 4.6.1 wurde der Transversal Impuls der zum manuellen Scannen geschickten Ereignisse berechnet. Dazu wurden die Winkel entsprechend der Meßgenauigkeit in der Target Emulsion mit einem Fehler von von  $6\text{ mrad}$  verschmiert. Für **Fall C** in Bild 4.3 wird der semiautomatische Test jedoch nur erreicht, wenn der Kandidat schon im automatischen Scannen die  $p_t \geq 250\text{ MeV}/c$  Bedingung überlebt. Dabei gibt es zwei verschiedene Messungen des Transversal Impulses im Scan-Schema (siehe Bild 2.5), von denen der Kandidat mindestens eine passieren muß. Beide jedoch können die Genauigkeit der manuellen Messung nicht erreichen. Das hängt damit zusammen, daß in der automatischen Vertex-Suche nicht die ganze Information der Emulsionsplatte benutzt wird, sondern nur die unteren  $100\ \mu\text{m}$ . Der Fit durch die Silberkorn-Cluster in den 16 übereinandergelegten Bildern besitzt eine Genauigkeit von  $10\text{ mrad}$  für die zurückgescannte Spur; zusammengesetzt aus der Digitalisierung des Winkels in der CCD Kamera und der intrinsischen Emulsionsauflösung. Das bedeutet jedoch, daß wir für die Ereignisse mit großer Fluglänge (**Fall C** in Bild 4.3) den Fehler in der Winkelmessung und damit des Transversal Impulses zu klein abgeschätzt haben. Um dafür zu korrigieren und die experimentelle Situation möglichst korrekt nachzugestalten, wurden beide Messungen getrennt simuliert.

Konnte in dem Ereignis keine weitere Spur neben dem  $\mu^- / \mu^+$  in der (vtx-1) Emulsionsplatte gefunden (und damit auch kein Impakt Parameter bestimmt) werden, so wird der Zerfallswinkel als

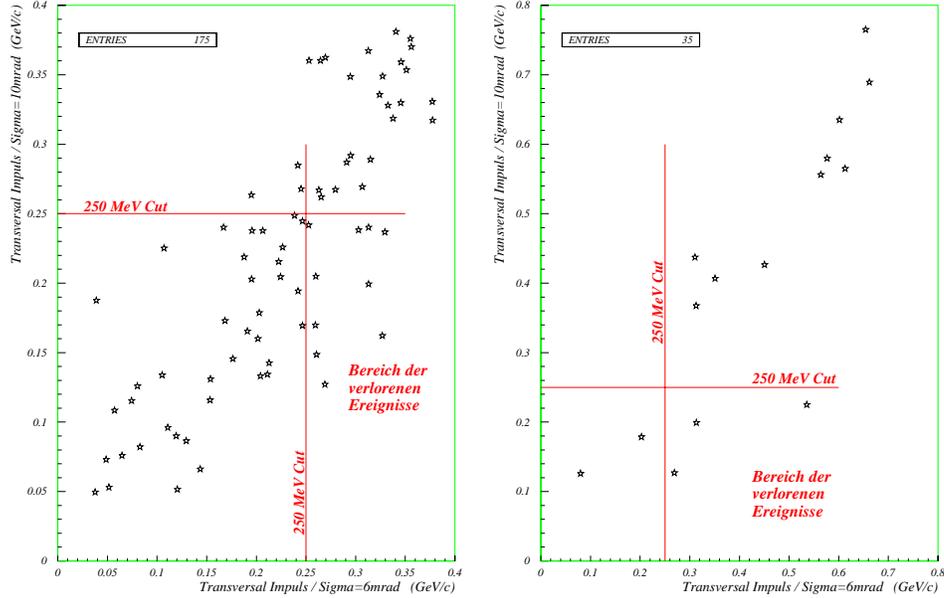
$$\theta_{Zerfall} = \sqrt{(\theta_y^{SS} - \theta_y^{vtx-1})^2 + (\theta_z^{SS} - \theta_z^{vtx-1})^2}$$

definiert, wobei wie bereits erwähnt der **special sheet** Winkel einen Fehler von  $1\text{ mrad}$  aufweist, was sich gegenüber der Auflösung der Emulsionswinkel von  $10\text{ mrad}$  als faktisch vernachlässigbar herausstellt.

Besitzt der  $\tau^- / \text{Charm}$  Kandidat neben der rückverfolgten Myonspur auch noch gefundene Hadronen, so kann die Distortion in der Emulsion durch Differenzbildung zweier Spuren minimiert werden. Dazu wird die Hadronspur ausgewählt, die den kleinsten Abstand zur Myonspur besitzt (**Impakt Parameter Methode**). Da jedoch diese Spur nicht im **special sheet** gesucht wurde, müssen die Winkel mit den Rekonstruktionsparametern verglichen werden. Mit der Doppeldifferenz

$$\theta_{Zerfall} = \sqrt{\left\{ \left( (\theta_y^{\mu; reco} - \theta_y^{had; reco}) - (\theta_y^{\mu; (vtx-1)} - \theta_y^{had; (vtx-1)}) \right)^2 - \frac{\left( (\theta_z^{\mu; reco} - \theta_z^{had; reco}) - (\theta_z^{\mu; (vtx-1)} - \theta_z^{had; (vtx-1)}) \right)^2}{\left( (\theta_z^{\mu; reco} - \theta_z^{had; reco}) - (\theta_z^{\mu; (vtx-1)} - \theta_z^{had; (vtx-1)}) \right)^2} \right\}}$$

reduziert man dann den  $6\text{ mrad}$  großen Fehler der Distortion, muß dafür allerdings auch auf die ungenauere Information der Rekonstruktion mit einer Auflösung von  $3\text{ mrad}$  zurückgreifen, da Hadron-Spuren nicht auf dem **special sheets** gescannt wurden, so daß auch in dieser Messung der  $10\text{ mrad}$  Fehler bestehen bleibt.



(a)  $p_t$  für das rekonstruierte **lange Sample**

(b)  $p_t$  für das rekonstruierte **lange Sample** mit der Bedingung  $\theta_{kink} \leq 40\text{ mrad}$

Abbildung 4.6:  $P_t^{\sigma=10\text{ mrad}}$  versus  $P_t^{\sigma=6\text{ mrad}}$  mit den beiden  $250\text{ MeV}/c$  Schnitten. Die Korrektur verwirft die Population in der rechten unteren Region.

Da wie bereits erwähnt keine Target Emulsion Simulation existierte, wurden zuerst alle Hadron- und der Charm-Spur-Winkel der MC Wahrheit mit einer Gauß-Verteilung mit einem Sigma von  $10\text{ mrad}$  verschmiert (in beiden Projektionen). Danach wurde auf Rekonstruktionslevel entschieden, welche der beiden obigen Definitionen für  $\theta_{Zerfall}$  benutzt werden konnte. Dementsprechend wurde die Myon-Spur der Auflösung in der Winkel-Messung angepaßt. Mit dem rekonstruierten Myon-Impuls wurde dann der Transversal-Impuls berechnet :

$$P_t = p_{\mu^+}^{reko} \cdot \theta_{Zerfall} \quad .$$

Danach wurde dieselbe Simulation wiederholt, diesmal jedoch mit einer Winkelauflösung von  $6\text{ mrad}$  für die Charm- bzw. Hadron-Spur, und anschließend die kombinierte Bedingung

$$P_t^{\sigma=10\text{ mrad}} \leq 250\text{ MeV}/c \quad \oplus \quad P_t^{\sigma=6\text{ mrad}} \geq 250\text{ MeV}/c$$

gestellt. Das ist graphisch als zweidimensionales Histogramm in Bild 4.6 verdeutlicht. Dabei wurde das rekonstruierte, vollständige lange Sample mit der Unterklasse verglichen, die aus einer langen Flugstrecke und einem Zerfallswinkel kleiner als  $40\text{ mrad}$  besteht. Im automatischen Scanprozeß werden nur diese Ereignisse erfaßt; man erkennt jedoch den vernachlässigbaren Einfluß der Unterscheidung, was nicht zu sehr verwundert, da der Transversal Impuls eine Lorentz-invariante Größe ist, und deshalb nicht vom Winkel abhängen darf.

Für die Korrektur erhält man schließlich

$$\eta_{p_t\text{-korrr}} = \frac{35 - 3}{35} \simeq \frac{175 - 10}{175} = 0.94 \pm 0.2_{stat.} .$$

Um den Anteil kleiner Zerfallswinkel herauszufiltern, wurde die Bedingung  $\theta_{Zerfall} \leq 40\text{ mrad}$  gestellt. Das entspricht grob der Grenze, die das lange Flugstreckensample in **Fall B** und **Fall C** in Bild 4.3 unterteilt. In Zahlen ausgedrückt, bedeutet das für geladene Charm Ereignisse :

$$f_B = 0.80 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{bzw.} \quad f_C = 0.20 \pm 0.01_{stat.} .$$

#### 4.6.6 $\eta_{IP}$ - Der Impakt Parameter

Ist im ersten automatischen Mikroskopier-Vorgang die Vertex-Platte der Target Emulsion erreicht, in der die zurückverfolgte Spur stoppt, wird ein zweiter Scan-Zyklus gestartet. Dabei wird nun in der Emulsionsschicht, die vor der Vertex-Platte liegt ((vtx-1)-Platte), nach passenden Hadron Spuren des Ereignisses gesucht, die von der Rekonstruktion vorhergesagt wurden. Wegen der Positionsungenauigkeit in der Vorhersage ist jedoch der Ort in der Emulsionsplatte à priori nicht bekannt. Deshalb scannt man den gesamten Bereich, der sich aus einer möglichen Vertexposition mit der Myonspur ergibt. Der Erfolg dieser Suche hängt stark von der Zerfallstopologie ab, wie in Bild 4.7 gezeigt ist. Nur wenn sich die Hadronspur zwischen den im Bild angedeuteten Grenzen befindet, kann sie im automatischen Scan-Vorgang auch gefunden werden. Zum besseren Verständnis wurde wiederum in die 3 Klassen unterteilt, wie sie schon in Bild 4.3 eingeführt wurden. Dabei stellt man folgendes fest :

- ✘ **Fall A** : ... Für die kurzen Zerfälle wird die Hadronspur in der Regel gefunden (abhängig vom Zerfallswinkel und der  $\tau^-$  Flugstrecke), jedoch mit einem großen 3-dimensionalen Abstand ("Impakt") zur Myon-Spur (bei Extrapolation in die Vertex-Platte).
- ✘ **Fall B** : ... Im Falle eines großen Zerfallswinkels, in der die Vertex-Suche schon am Sekundärvertex stoppt, kann keine der Hadronspuren in der Vertex-Platte aufgespürt werden. In diesem Fall ist die **Impakt Parameter Methode** nutzlos, und der Kandidat wandert direkt zur Video-Bild-Analyse.
- ✘ **Fall C** : ... Besitzen  $\tau^-$  und  $\mu^-$  Winkel nur eine geringe Differenz, so wird die Vertex-Platte mit der primären Neutrino Wechselwirkung erreicht. Da alle Spuren an diesem Vertex zusammenlaufen, wird der Abstand zwischen den Hadronen

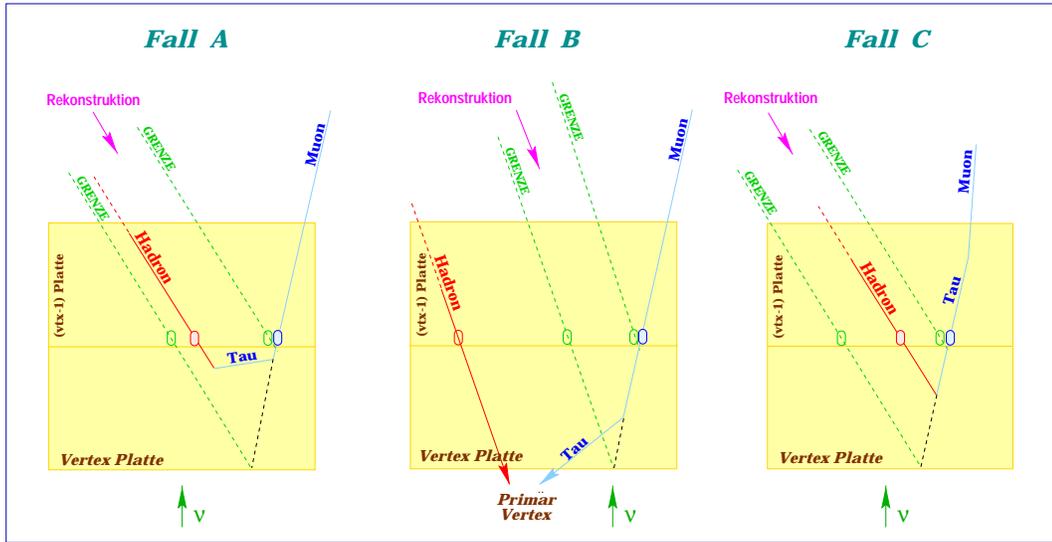


Abbildung 4.7: Die Impact Parameter Methode. Zur Vereinfachung wurde nur eine Hadron Spur eingezeichnet. Ob diese gefunden wird, hängt von der Zerfallstopologie ab, wie sie in Bild 4.3 diskutiert wurden.

und dem Myon klein sein. In diesem Fall werden die Ereignisse zwar von der **Impact Parameter Methode** verworfen, aber durch den anschließenden Transversal Impuls Test (siehe Sektion 4.6.5) immer noch zuverlässig als  $\tau^-$  Topologien ausgewiesen und zum manuellen Check geschickt.

Wird also eine Hadronspur gefunden, so wird an den minimalen Abstand mit der Myon-Spur die folgende Bedingung gestellt :

$$\mathcal{IP} \geq 2 \mu m + 0.006 \cdot x_{rel} [\mu m] \quad ,$$

um als  $\tau^-$  Kandidat zu überleben. Hierbei bezeichnet  $x_{rel}$  die Tiefe des “Vertex”, also die longitudinale Koordinate, bei der der minimalste Abstand in der Emulsionsplatte erreicht wird. Diese Abhängigkeit wurde eingeführt, um für die Ungenauigkeit der Extrapolation in die Emulsionsplatte zu korrigieren. Für die Simulation dieser Messung wurde der  $\mu^+$  Winkel in der Emulsion mit  $5 \text{ mrad}$  verschmiert<sup>10</sup>, um dann mit der Rekonstruktion zu vergleichen. Um sicherzustellen, daß das Myon auch tatsächlich in der Emulsion gefunden wird, wurde eine maximale Winkelabweichung von  $30 \text{ mrad}$  erlaubt. Da Hadronspuren nicht in den Zwischenemulsions-Schichten gescannt werden, wurde diese Bedingung für sie noch einmal verschärft und auf  $15 \text{ mrad}$  heruntersetzt. Überlebte mindestens eine Hadronspur, so konnte der minimale Abstand mit dem  $\mu^+$  in

<sup>10</sup>Da die Myon Spur schon in der ersten Iteration des Scannens gefunden wurde, kann ihre Genauigkeit im zweiten Schritt mittels einer genaueren Vorhersage auf die (vtx-1) Platte nochmals um  $1 \text{ mrad}$  verbessert werden.

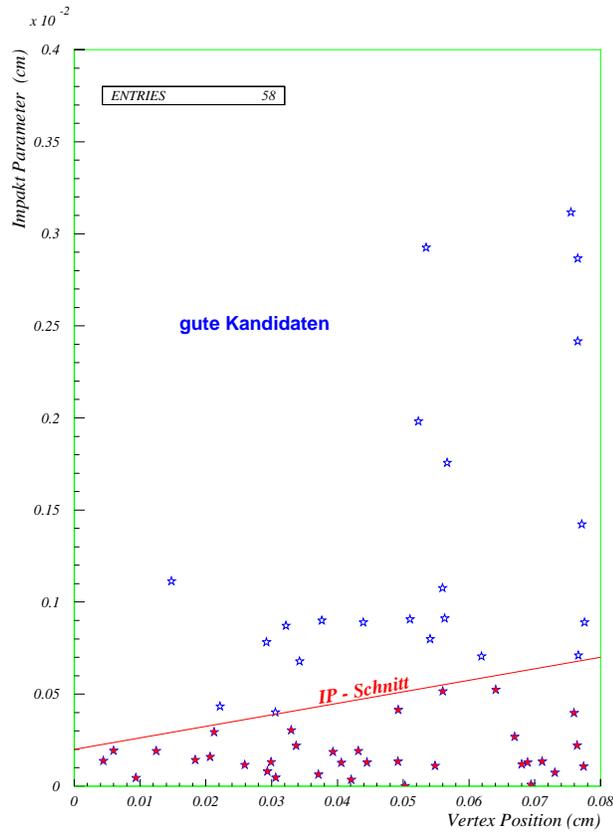


Abbildung 4.8: Die Verteilung des Zwei-Spur-Abstands (“Impakt”) für das rekonstruierte **kurze Sample**, dargestellt über der longitudinalen Position des Vertex in der Emulsionsplatte. Die Neutrino-Flugrichtung ist von rechts nach links

der Vertex-Platte berechnet werden, und anschließend  $x_{rel}$ . Mit der Impakt-Bedingung und der Einschränkung, daß die Hadronspur nicht von einem 3-prong Zerfall des Charm Teilchen erzeugt werden darf, erhält man dann eine Effizienz für die **Impakt Parameter Methode** von :

$$\eta_{IP} = \frac{58 - 34}{58} = 0.41 \pm 0.03_{stat.} .$$

Sie ist so gering, weil der Zwei-Spur-Abstand nicht den wirklichen Impakt Parameter der Myon Spur mit dem primären Vertex darstellt, sondern maximal gleich groß werden kann. Deshalb stellt der IP-Schnitt auch nur eine schwache Selektion von  $\tau^-$  Ereignissen dar, reduziert aber die Anzahl von Myonneutrino Ereignissen auf ein akzeptables Maß, die aufgrund von Meßungenauigkeiten einen großen “Impakt” vortäuschen. In Bild 4.8 ist die die Wirkung des Schnittes noch einmal verdeutlicht.

Aus der Anzahl der Ereignisse ohne eine (weitere) Spur neben dem Myon findet man dann das Verhältnis :

$$f_{man}^{kurz} = \frac{5}{59} = 0.08 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{und} \quad f_{auto}^{kurz} = \frac{59 - 5}{59} = 0.92 \pm 0.01_{stat.} .$$

bzw.

$$f_{man}^{lang} = \frac{3}{175} = 0.02 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{und} \quad f_{auto}^{lang} = \frac{175 - 3}{175} = 0.98 \pm 0.01_{stat.} .$$

Das entspricht ungefähr unserer Scan-Erfahrung mit  $f_{auto}^{kurz} = 0.90$  als der Fraktion von Ereignissen, die für die **Impakt Parameter Methode** nutzbar sind. Man beachte natürlich, daß das primäre  $\mu^-$  der Neutrino Wechselwirkung als "künstliches" Hadron eine intrinsisch hohe Rekonstruktionswahrscheinlichkeit besitzt und somit häufig eine zweite Teilchenspur in der Rekonstruktion zur Verfügung steht.

#### 4.6.7 $\eta_{Zerfall}^{sim}$ - Die Gesamteffizienz

Damit sind alle Ineffizienzen, soweit sie für die Berechnung von  $\eta_{Zerfall}$  benötigt werden, bestimmt. Einzige Ausnahme bildet die Video Bild Analyse, die aufgrund ihrer Sonderstellung in einem speziellen Kapitel behandelt wird (siehe Sektion 4.7). Da die ersten **CHORUS** Daten des Jahres 1994 ohne dieses Hilfsmittel gescannt wurden, ist es nützlich, sich an dieser Stelle einmal die Gesamteffizienz unter der Annahme anzuschauen, daß alle Verluste der Video Bild Methode vernachlässigt werden (i.e.  $\eta_{Video}^{kurz/lang} \equiv 1$ ). Dann ergibt sich folgender Vergleich zwischen Charm und Tau Analyse, wie in Tabelle 4.6 zusammengefaßt ist. Die letzte Zeile bedeutet, daß wir mit einer angenommenen 100%igen manuellen Scan-Effizienz rund die Hälfte aller rekonstruierten geladenen Charm Ereignisse mit einem myonischen Zerfall finden sollten. Das sind rund 20% weniger als wir für den myonischen  $\tau^-$  Zerfall erwarten, was sich hauptsächlich mit der geringeren globalen Effizienz erklären läßt (geringere effektiv meßbare Fluglängen und mittlere Transversalimpulse). Auch verlagert die ungleiche Aufteilung in Klassen kurzer und langer Flugstrecken das Gewicht noch mehr auf lange Zerfälle, so daß die geringe Effizienz der **Impakt Parameter Methode** kompensiert wird.

Dieser Wert soll nun experimentell überprüft werden. Dazu werden alle in der Target Emulsion lokalisierten Vertices manuell gescannt, die beim Zurückverfolgen des  $\mu^+$  aus der Dimyon Rekonstruktion gefunden wurden<sup>11</sup>. An den tatsächlich gefundenen sekundären Zerfallskandidaten kann die beschriebene automatische Knick-Suche erfolgen, und aus dem Verhältnis von bestätigten zu getesteten Ereignissen ( $\eta_{Zerfall}^{exp.}$ ) bestimmt werden.

<sup>11</sup>Der Hauptanteil der Dimyon Vorhersage besteht aus einer geladenen  $\nu_\mu$  Stromreaktion, in der ein am Primärvertex entstandenes Pion unter kleinem Winkel (Größenordnung  $1\text{ mrad}$ ) in ein Myon zerfällt. Solche leptonischen Zerfälle dominieren mit rund 80% das Dimyonsample.

Effizienz	Analyse geladener Charm Ereignisse	Tau Pilot Analyse für 1994
$\eta_{pt}$	$0.80 \pm 0.01_{stat.}$	$0.87 \pm 0.02_{stat.}$
$\eta_{Flug}$	$0.70 \pm 0.01_{stat.}$	$0.88 \pm 0.02_{stat.}$
$\eta_{Had}$	$0.96 \pm 0.01_{stat.}$	$0.96 \pm 0.01_{stat.}$
$\mathcal{E}_{global}$	$0.54 \pm 0.02_{stat.}$	0.69
$f_{auto}^{kurz/lang}$	$0.97 \pm 0.01_{stat.}$	0.70
$f_{man}^{kurz/lang}$	$0.03 \pm 0.01_{stat.}$	0.30
$f_{kurz}$	$0.18 \pm 0.01_{stat.}$	0.30
$\eta_{\theta_{min}}^{kurz}$	$0.99 \pm 0.01_{stat.}$	$0.99 \pm 0.01_{stat.}$
$\eta_{IP}$	$0.41 \pm 0.03_{stat.}$	$0.56 \pm 0.18_{stat.}$
$\mathcal{E}_{kurz}$	$0.08 \pm 0.02_{stat.}$	0.26
$f_{lang}$	$0.82 \pm 0.01_{stat.}$	0.70
$\eta_{pt-korr}$	$0.94 \pm 0.01_{stat.}$	$0.96 \pm 0.03_{stat.}$
$f_B$	$0.80 \pm 0.01_{stat.}$	1.0
$f_C$	$0.20 \pm 0.01_{stat.}$	0.0
$\mathcal{E}_{lang}$	$0.81 \pm 0.02_{stat.}$	0.69
$\eta_{Zerfall}$	$0.48 \pm 0.03_{stat.}$	$0.61 \pm 0.08_{stat.}$

Tabelle 4.6: Vergleich der Charm Analyse mit der Pilot Analyse der  $\tau^-$  Ereignisse für das 1994 Datensample [38], [39].

Da in den vorherigen Kapiteln auch die Effizienzen der Rekonstruktion und des Zwischenemulsionsschicht-Scannens berechnet wurden, kann man die Anzahl der erwarteten geladenen Charm Dimyon Kandidaten abschätzen, die für diesen Test bereitstehen. Für das 1994er Datensample erhält man dann :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{N}_{\nu_{\mu}^{CC}}^{1994} & \cdot \frac{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^{-} Xc)}{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^{-} X)} \cdot \{f_c \cdot B_c\} \cdot \eta_{reko}^{vertex} \cdot \eta_{reko}^{\mu^{+}\mu^{-}} \cdot \eta_{X7}^{\mu^{+}} \cdot \eta_{TT \rightarrow CS}^{\mu^{+}} \cdot \eta_{CS \rightarrow SS}^{\mu^{+}} \cdot \eta_{Fläche}^{\mu^{+}} \cdot \eta_{VTXlok}^{\mu^{+}} \\
 & = 104\,000 \cdot 0.05 \cdot 0.053 \cdot 0.97 \cdot 0.32 \cdot 0.91 \cdot 0.63 \cdot 0.89 \cdot 0.84 \cdot 0.88 \\
 & = 32 \pm 2_{stat.} \pm 5_{syst.} \text{ Ereignisse} \quad .
 \end{aligned}$$

Darin wird der systematische Fehler durch die Unsicherheit des Verhältnisses der Streuquerschnitte dominiert. Für die experimentelle Bestätigung der **KFE** wurden nur die in Japan verfügbaren 57.8% der Target Emulsion benutzt, so daß sich die Zahl der geladenen Charm Ereignisse mit Zerfall in ein  $\mu^{+}$  auf  $18 \pm 5_{stat/syst.}$  reduziert. Diese setzen sich aus 63% (11 Ereignisse) rein myonischen (1-prong) und 37% (7 Ereignisse) hadronbegleiteten (3-prong) Zerfällen zusammen. Der Vergleich mit den experimentellen Daten kann daher als Doppeltest dienen, in dem einerseits die ‘‘Güte’’ der MC Simulation überprüft werden kann, und das Vertrauen in die richtige Zusammensetzung des Ausgangssamples von Dimyon-Ereignissen, mit dem die **KFE** bestätigt werden soll, gefestigt wird.

## 4.7 Die Video-Bild-Analyse

Um den Datenfluß so gering wie möglich zu halten, der dem manuellen Scan-Prozeß zugeführt wird, wurde in der zweiten Phase der 1994er Daten Auswertung eine weitere Methode zur ‘‘Knick’’-Erkennung entwickelt: die **Video-Bild-Analyse**. Dabei wird von der Vertex-Platte ein kompletter Satz von 96 Bildern (48 auf jeder Emulsionsseite) in Fokussierabständen von  $7\ \mu m$  aufgezeichnet. Danach versuchte ein Spurfitt-Programm, in den Bildern die zurückverfolgte Spur zu rekonstruieren, und einen eventuellen Zerfallspunkt zu lokalisieren. Weiterhin wird das Vorhandensein von Evaporationsspuren geprüft, also Protonen, die sich beim Aufbruch des Atomkerns als dicke schwarze Linien in der Emulsion manifestierten. Sie sind typisch für eine tiefinelastische Neutrino Wechselwirkung. Eine Entscheidung über eine abschließenden Konfirmation des sekundären Zerfalles mittels manueller Mikroskopie wird dann durch eine Kombination aus Transversal-Impuls Bedingung und derartigen ‘‘schwarzen’’ Spuren gebildet. Wie sich diese Methode in den Scanfluß einreicht, kann man Bild 2.5 entnehmen.

Um die gesuchte Spur im Videobild wiederzufinden, ist eine große Akzeptanz

$$\Delta y(z) = \pm 142 \text{ Pixel} \leftrightarrow \pm 60 (70) \mu m \quad \text{und} \quad \Delta \theta_{y/z} = 40 \text{ mrad}$$

notwendig, da sich die Kalibrationspunkte nur an der Emulsionsunterseite befinden, die Spur aber an der Oberseite beginnt. Wird der Kandidat dort nicht gefunden, so

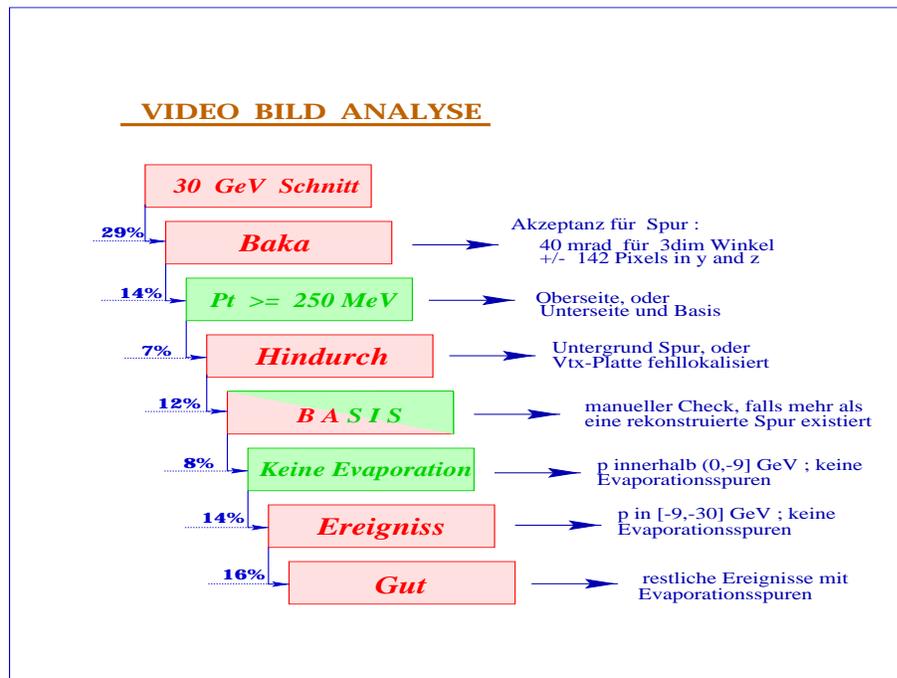


Abbildung 4.9: Aufteilung der Zerfallskandidaten in verschiedene Klassen. Die Zahlen (in %) gelten für die  $\tau^-$  Zerfallskandidaten des Datenjahres 1994. Nur die Ereignisse in den Kategorien **p<sub>t</sub>**, **keine Evaporation** und **Basis** wurden manuell gescannt.

überspringt man die eine Emulsionshälfte, und sucht nur noch in der Unterseite nach passenden Spursegmenten. Nicht gefunden bedeutet, daß die ersten 6 Bilder keine entsprechenden CCD Cluster besitzen. Für den Spurfit werden die ersten und die letzten 16 Bilder in jeder Seite genutzt. Die Winkeldifferenz zwischen beiden gefitteten Spursegmenten entscheidet dann in Analogie zur **Transversal Impuls Methode** über das Vorhandensein eines Zerfalles. Da die Distortion in den Videobildern schwierig zu korrigieren ist, hat man sich auf Myonspuren begrenzt, die einen Impuls  $p_\mu \leq 30 \text{ GeV}/c$  besitzen. Diese Reduktion erhöht im  $\tau^-$  Fall sogar das Signal-zu-Untergrund Verhältnis<sup>12</sup>, hat aber auf die Charm Zerfälle fast keinen Einfluß, da das zurückverfolgte Myon  $\mu^+$  einen viel geringeren Impuls besitzt.

Die Auswertung der Videobilder erfolgt als eine lineare Kette von “Ja-Nein” Bedingungen. Das ist in Bild 4.9 verdeutlicht. Dabei haben die Klassen folgende Bedeutung :

- ✎ **Baka**<sup>13</sup> ... die Spur konnte im gesamten Bild nicht aufgefunden werden (Distortion, (vtx+1) Platte,...). Das dieses Sample rund 30% der aus 1994 untersuchten

<sup>12</sup>Mit der Bedingung  $p_\mu \leq 30 \text{ GeV}/c$  werden rund 12% des  $\tau^-$  Signals und 23% der  $\nu_\mu$  CC Myonen verworfen.

Daten ausmachte, zeigt die Schwierigkeiten, die sich mit dieser Methoden ergaben.

- ✎  $p_t$  ... die Spur zeigt einen Transversal Impuls größer als  $250 \text{ MeV}/c$ . In diesem Fall wird das Ereignis zur manuellen Kontrolle geschickt.
- ✎ **Hindurch** ... die Spur wird gefunden, und geht durch die gesamten  $2 \times 48$  Bilder hindurch, ohne eine Deflektion zu zeigen (Untergrund-Spur, (vtx-1) Platte,...).
- ✎ **Basis** ... die Spur bleibt zu der Plastik-Basis "stecken". In diesem Fall wird der Kandidat nur manuell überprüft, wenn er vorher die **Impakt Parameter Methode** durchlaufen hat, so daß Vertrauen in der Vertexlokalisierung besteht.
- ✎ **keine Evaporation** ... die Spur stoppt in der Emulsion, und es gibt keine Kernfragmente. Der maximal auffindbare Zerfallswinkel im Videobild wurde zu  $150 \text{ mrad}$  abgeschätzt, was sich bei einem maximalen  $p_t$  in  $\tau^-$  Zerfällen von  $900 \text{ MeV}/c$  in eine obere Grenze für den Myonimpuls umrechnen läßt :  $p_\mu \leq 6 \text{ GeV}/c$ . Um Distortioneffekten Rechnung zu tragen, wurde diese Bedingung zur Sicherheit auf  $9 \text{ GeV}/c$  erhöht. Ereignisse dieser Klasse könnten Zerfälle unter großem Winkel darstellen, müssen also zur manuellen Kontrolle.
- ✎ **Ereignis** und **Gut** ... diese Spuren zerfallen nicht in der Emulsionsplatte, und der primäre Vertex wurde erreicht (**Fall C** in Bild 4.3). Damit müssen sie aber noch auf einen langen Zerfall hin untersucht werden, d.h. Messung des Transversalimpulses unter Einbeziehung des **special sheet** Winkels. Im Gegensatz zu **Ereignis** existieren für die **Gut** Kandidaten auch Evaporationsspuren im Videobild, was das Vorhandensein einer primären Neutrinowechselwirkung wahrscheinlich macht.

Vergleicht man die Ergebnisse aus Kap.4.5, so würde man 3% **Hindurch** und 4% **Baka** Ereignisse erwarten. Diese Zahlen sind offensichtlich in schlechter Übereinstimmung mit den experimentell gewonnenen Daten, was neben einer unzureichenden Qualität der Videobilder auch auf Probleme in der Spurfindungssoftware schließen läßt.

Für die Simulation der Effizienz wurde der lineare Ansatz

$$\eta_{Video} = \eta_{Lok} \cdot \eta_{Spur} \cdot \eta_{Zerfall}$$

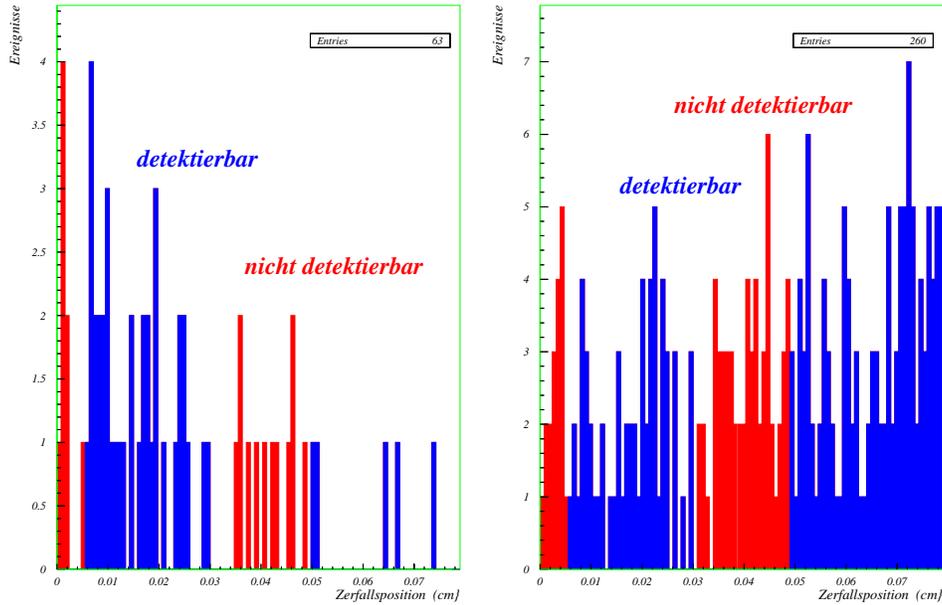
benutzt, so wie er für die Berechnung der  $\tau^-$  Effizienz angesetzt wird. Dabei bezeichnen

$\eta_{Lok}$  ... das sensitive Volumen in der Emulsionsplatte, daß für die Zerfallssuche zur Verfügung steht;

$\eta_{Spur}$  ... die Effizienz, mit der eine vorgegebene Spur in dem Videobild gefunden wird;

---

<sup>13</sup>**Baka** ist ein japanischer Ausdruck und bedeutet soviel wie "verdammte". Da sich keine vernünftige Übersetzung finden ließ, wurde hier ausnahmsweise die Originalbezeichnung verwendet.



(a) Zerfallsvertex-Verteilung für das rekonstruierte **kurze** Sample

(b) Zerfallsvertex-Verteilung für das rekonstruierte **lange** Sample

Abbildung 4.10: Das sensitive Volumen in der Video-Bild-Analyse (schwarze Bereiche). Jeweils die ersten 6 Bilder ( $\simeq 50 \mu m$ ) und die Plastik Basis gehen für die Knick-Suche verloren (graue Bereiche). Der Neutrinostrahl kommt von rechts.

$\eta_{Zerfall}$  ... die Fähigkeit, den Zerfallsvertex in den 2x48 Bildern zu lokalisieren.

Bis auf den ersten Punkt läßt sich jedoch keine dieser Effizienzen tatsächlich simulativ erfassen, so daß man auf eine experimentelle Rückkoppelung angewiesen ist, um  $\eta_{Spur}$  und  $\eta_{Zerfall}$  zu bestimmen.

Für die Lokalisierungseffizienz  $\eta_{Lok}$  kann man den Ort des Zerfallsvertex in der Emulsionsplatte auftragen, und die für die Video-Analyse nicht sensitiven Bereiche ausschneiden. Das ist in Bild 4.10 verdeutlicht. Interessant ist, daß die Vertex-Verteilungen für **lange** und **kurze** Flugstrecken offensichtlich gegensätzliche Tendenzen zeigen. Grund dafür ist die Begrenzung des Zerfalles auf entweder eine Emulsionsplatte (**kurz**) bzw. 6 Platten incl. der Vertex-Platte (**lang**), die mit dem Fluglängenspektrum gefaltet werden muß. Da gleiches auch für  $\tau^-$  Zerfälle gilt, zeigt sich hier ein wichtiger Unterschied zu normalen  $\nu_\mu$  geladenen Stromreaktionen, der sich in unterschiedlichen Effizienzen der automatischen Vertex-Lokalisation aufgrund ihrer Abhängigkeit von der Vertexposition demonstriert. Diese wurde in der  $\tau^-$  Simulation bisher jedoch nicht berücksichtigt.

In Zahlen ausgedrückt ergibt sich

$$\eta_{Lok}^{kurz} = \frac{43}{63} = 0.68 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{und} \quad \eta_{Lok}^{lang} = \frac{181}{260} = 0.70 \pm 0.01_{stat.} \quad .$$

Aus der experimentellen Untersuchung von 200 Videobildern von gewöhnlichen Neutrinoreaktionen ergab sich eine Ineffizienz von 8%, die Spur nicht im Videobild rekonstruieren zu können ( $\eta_{Spur} = 0.92$ ); sie hängt mit den bereits erwähnten Kalibrationspunkten zusammen. Für die Fähigkeit, einen Zerfall im sensitiven Bereich des Videobilds zu erkennen, standen solche Werkzeuge nicht zu Verfügung, da keine Spuren mit einer “Knick”-Topologie zur Verfügung standen. Dafür sollte das gefundene Sample von Charmzerfällen benutzt werden, daß im nächsten Kapitel besprochen wird. Reduziert man die Gesamteffizienz auf die ersten zwei Positionen, so findet man schließlich

$$\eta_{Video}^{kurz} = 0.63 \pm 0.01_{stat.} \quad \text{und} \quad \eta_{Video}^{lang} = 0.64 \pm 0.01_{stat.} \quad .$$

An dieser Stelle soll noch einmal bemerkt werden, daß die drei disjunkten Klassen **nicht lokalisiert**,  $\nu_\mu$  **CC** und **Tau Ereignis**, in die sich am Ende des Scan-Zyklus alle Kandidaten aufteilen (Bild 2.5), unterschiedlich zur Empfindlichkeit des CHORUS Experimentes beitragen. Während das Auftreten der Signalreaktion (**Tau Ereignis**) die Oszillationswahrscheinlichkeit fixiert (obwohl der Parameterraum für  $\Delta m^2$  und  $\sin^2(2\theta)$  nur um einen Freiheitsgrad eingeschränkt wird), ist die Anzahl der analysierten Untergrundereignisse ( $\nu_\mu$  **CC**) bei Nichtauftreten einer Signalreaktion die einzig entscheidene Größe für den Bereich, in dem Neutrino-Oszillation ausgeschlossen werden kann. Die Klasse der noch nicht lokalisierten Ereignisse darf darin nicht eingeschlossen werden, da nicht mit Sicherheit über deren Natur entschieden wurde ( $\nu_\tau$  oder  $\nu_\mu$  Reaktion?). Sie dürfen jedoch nur solange unbeachtet bleiben, als sie keinen Unterschied zwischen  $\nu_\tau$  Ereignissen und  $\nu_\mu$  induzierten Stromreaktionen machen. Das bedeutet, daß jeder Verlust in der Mikroskopier-Kette, der zu diesem Sample führt, unabhängig von kinematischen Variablen sein muß. Dies ist offensichtlich nicht immer der Fall, wie wir z.B. aus Bild 4.10 gelernt haben. Dem muß in der Bestimmung der Oszillations-Sensitivität Rechnung getragen werden.

Im nächsten Kapitel wird nun die Simulation anhand von experimentellen Daten überprüft. Dabei wurden alle Scan-Schritte von der  $\tau^-$  Analyse auf die Charm Kandidaten übertragen, und die Verluste unter Berücksichtigung der Kinematik verglichen. Zum Schluß werden theoretische und experimentell verifizierte Werte für die **KFE** sorgfältig gegenübergestellt.

# Kapitel 5

## Experimentelle Daten

*“ Die Emulsion ist ein Massenspeicher ... ”*

Kimio Niwa

In den Jahren 1994 und 1995 konnte CHORUS insgesamt 325589 geladene Stromreaktionen in dem fotoaktiven Target aufzeichnen, in denen jeweils ein Myon rekonstruiert werden konnte. Danach wurden die Emulsionsstapel am **CERN** entwickelt und, in Platten zerschnitten, für die automatischen Mikroskop-Tische vorbereitet. Die vollständige Interkalibration des Detektors und der Emulsion und die Rekonstruktion aller interessanten Neutrino Ereignisse dauerte bis 1996 an, so daß zum Zeitpunkt dieser Analyse nur das Sample des ersten Jahres der Datennahme (1994) die automatische Vertex Lokalisation passiert hatte.

In diesen Daten befanden sich insgesamt 2078 Ereignisse mit einer Dimyon Signatur im elektronischen Detektor. Diese werden systematisch analysiert, und mit den in Kapitel 4 berechneten Effizienzen verglichen.

### 5.1 Die Selektion des Dimyon Sample

Die erste Aufgabe war es, alle Ereignisse herauszufiltern, die für den experimentellen Test der **KFE** geeignet waren. Oberste Priorität hatte dabei das positiv geladene Myon, da an dieser Spur der Zerfallsvertex erwartet wird.

In den erwähnten 2078 Ereignissen befanden sich insgesamt 706 Kandidaten mit entgegengesetzter Myon-Ladung (*opposite sign* Dimyon). Stellt man nacheinander die schon in der MC Simulation genannten Winkelbedingungen, konzentriert sich auf die in Nagoya vorhandene Target-Emulsion und überprüft die **changeable** und **special sheet** Information, so ergibt sich folgende Situation (siehe Tabelle 5.1) :

- 145 Ereignisse mit einer lokalisierten Vertex-Platte für die  $\mu^+$  Spur.  
 168 Ereignisse mit einer lokalisierten Vertex-Platte für die  $\mu^-$  Spur.  
 89 Ereignisse mit einer lokalisierten Vertex-Platte für beide Myon Spuren.

Interessant für die Untersuchung der **KFE** sind jedoch nur die 145 Ereignisse, in denen das  $\mu^+$  erfolgreich mit der Target-Emulsion verbunden werden konnte. Selbst im Falle, daß auch das unabhängige Zurückverfolgen der  $\mu^-$  Spur zu einer erfolgreichen Lokalisation einer (nicht notwendigerweisen gleichen) Vertex Platte führte, darf diese Information nicht benutzt werden, um das Ereignis zu klassifizieren. Deshalb wurden

Bedingung	$\mu^-$ Spur	$\mu^+$ Spur
$\mu^+ \mu^-$ Signatur	706	706
Myon-Winkel : $\theta_\mu \leq 400 \text{ mrad}$	702	691
X7 Strahl : $\theta_{X7} - \theta_\mu \geq 50 \text{ mrad}$	648	617
Emulsion in Nagoya	315	301
Spur im CS gefunden	216	198
Spur im SS gefunden	198	161
Spur im Target lokalisiert	168	145

Tabelle 5.1: Lokalisation der Dimyon Daten (1994) in der Target-Emulsion. Man beachte, daß auf diesem Level noch keine Evidenz für Charm Produktion vorliegt.

für das manuelle Scannen der Target-Emulsion (überprüfen der Vertex-Platte) folgende Regeln aufgestellt :

- ⌘ Es werden nur Ereignisse mit einer lokalisierten Vertex-Platte an der  $\mu^+$  Spur betrachtet.
- ⌘ Suche des Vertex (Zerfall oder Neutrino-Wechselwirkung) durch manuelles Scannen der  $\mu^+$  Spur in dieser Platte.
- ⌘ Wird eine Neutrino Wechselwirkung gefunden, so muß die  $\mu^+$  Spur auf einen großen Transversal Impuls getestet werden. Für den Fall  $P_t \geq 100 \text{ MeV}/c$  wird eine Suche in den vorhergehenden 5 Emulsionsschichten gestartet.
- ⌘ Besteht der Primärvertex aus nur 2 Teilchenspuren ( $V$  Form), so kann es sich um den Zerfall eines neutralen  $D^0$  handeln. In diesem Fall wird das  $\mu^-$  für die Auffindung des primären Vertex benötigt.

- ✧ Wird ein Zerfallsvertex in der Vertex-Platte gefunden, so wird die Mutterspur bis zum primären Entstehungsvertex verfolgt, unabhängig von der Anzahl der zu durchquerenden Emulsionsplatten (...das ermöglicht es, auch Kandidaten mit **sehr langer** Zerfallsspur zu lokalisieren).
- ✧ Auch wenn die  $\mu^-$  Spur nicht bis in die Targetemulsion verfolgt werden konnte, so muß sie am primären Vertex wiedergefunden werden. Das stellt sicher, daß die gefundenen Charm Ereignisse tatsächlich aus einem geladenen Mesonzerfall stammen.

Auf diese Weise hält man sich genau an die Regeln für das Scannen der  $\tau^-$  Kandidaten und kann mit der Simulation aus Kap.4 vergleichen.

Aus der Tabelle (5.1) läßt sich außerdem die experimentelle Effizienz für das Scannen des Zwischenemulsionsschichten entnehmen. Dabei erhält man

$$\eta_{CS}^{\mu^+} = 0.66 \quad \text{und} \quad \eta_{SS}^{\mu^+} = 0.81 \quad .$$

Die gefundene **special sheet** Effizienz weicht von der simulierten (Tab.4.5) etwas ab, weil das betrachtete experimentelle Sample aus  $\mu^+$  Spuren keine reine Charm Klasse darstellt. Die überwiegende Anzahl setzt sich aus positiven Pionen zusammen, die entweder auf ihrem Weg zum Hadron-Kalorimeter zerfallen, oder bei genügend hohem Impuls bis zum Myon-Spektrometer vordringen und dort fehlidentifiziert werden. In der Neutrino-Strahllinie erzeugte Myon-Neutrinos produzieren im Durchschnitt 1.3 Pionen pro geladener Stromreaktion, die zu 90% einen Impuls unter  $5 \text{ GeV}/c$  besitzen. Damit zerfallen ungefähr 2% Pionen zwischen der Target Area und den Spurdetektoren. Weiterhin führt der geringe Impuls zu einer verstärkten Streuung, was die Qualität des Spurfits beeinträchtigt, und die gefundene Ineffizienz erklären kann.

Nicht verstanden dagegen ist die Mikroskopier-Effizienz des negativ geladenen Begleiters. Hier findet man

$$\eta_{CS}^{\mu^-} = 0.69 \quad \text{und} \quad \eta_{SS}^{\mu^-} = 0.92 \quad ,$$

was im Widerspruch zu den erwarteten  $\eta_{CS} = 83\%$  steht, wie man sie in gewöhnlichen Stromreaktionen antrifft. Überprüft man die kinematischen Variablen, so findet man einen mittleren Impuls von  $23 \text{ GeV}/c$  und Raumwinkel von  $126 \text{ mrad}$  für das  $\mu^-$ , was gut mit der MC Simulation übereinstimmt. Allerdings zeigt sich in der hohen **special sheet** Effizienz das korrekte Verhalten, daß hochenergetische Teilchenspuren weniger Ablenkung durch Streuprozesse erfahren.

## 5.2 Vertex Findung

Mit den im vorigen Kapitel aufgestellten Regeln wurden nun die 145 Charm Kandidaten gescannt. Primäres Ziel war natürlich die Suche nach einem sekundärem Zerfall;

jedoch läßt sich auch aus den als gewöhnliche  $\nu_\mu$  induzierte Reaktion klassifizierten Ereignissen einige Information entnehmen. Dies ist graphisch in Bild 5.2 zusammengefaßt. Weiterhin kann man auch die Auflösung der Winkelmessung beim Manuellen Scannen

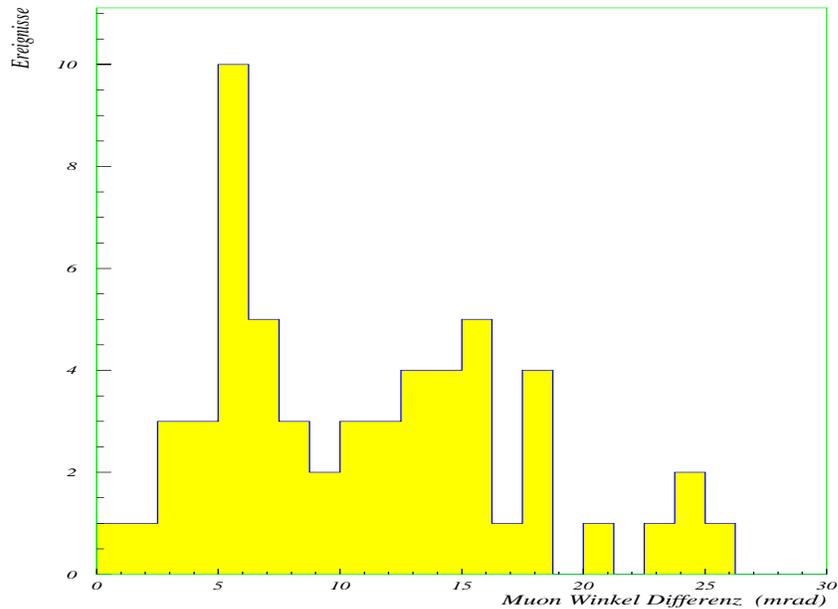


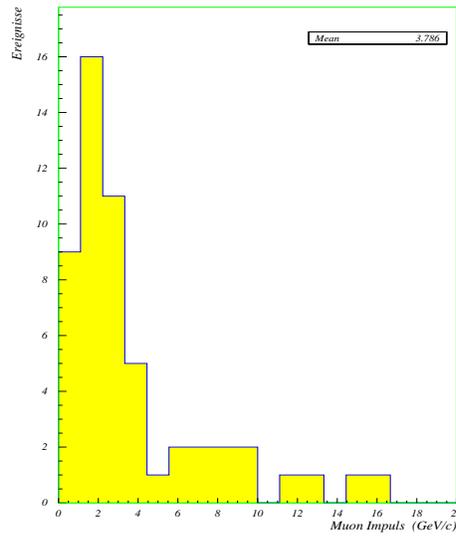
Abbildung 5.1: Differenz der Winkel der  $\mu^+$  Spur in der Vertex-Platte (handgemessen) und dem **special sheet**  $\Delta\Theta = \sqrt{(\theta_y^{vtx} - \theta_y^{ss})^2 + (\theta_z^{vtx} - \theta_z^{ss})^2}$ .

testen. Prinzipiell existieren zwei verschiedene Möglichkeiten, um für die Distortion in der Target Emulsion zu korrigieren :

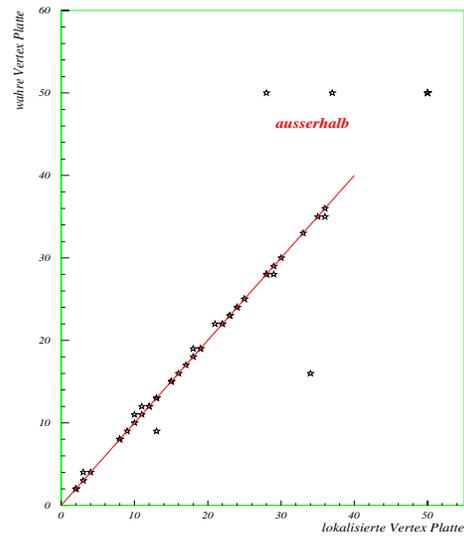
**Basis-Messung ...** Hierbei benutzt man wie schon in den Zwischenemulsionen die Silberkörner an den Eintrittspunkten der Spur in die Plastik-Basis. Da sich diese im Entwicklungsprozeß nicht verändert, ist die Winkelmessung sehr korrekt. Voraussetzung ist natürlich, daß die Spur auch tatsächlich die Basis durchquert, was in nur rund 50% der Fall ist.

**Referenz-Track Messung ...** Diese Messung ist zwar ungenauer, muß allerdings angewendet werden, wenn die Basis-Messung nicht möglich ist. Die Idee besteht darin, zwei Spuren (die "wahre" Spur und eine Referenzspur, die dicht beieinander liegen) gleichzeitig zu messen, wobei die Referenzspur durch die Basis hindurchgeht. Dann kann man mittels des bekannten Winkels aus der Basis die ursprüngliche (distortionsfreie) Referenzspur in der Emulsion rekonstruieren, und Punkt für Punkt diese Korrektur auf die eigentliche untersuchte Spur übertragen.

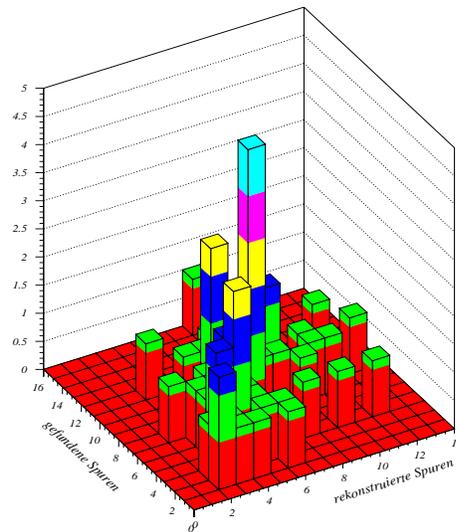
Die unterschiedlichen Genauigkeiten beider Messungen spiegeln sich als Residuum im Vergleich mit dem **special sheet** Winkel wieder. Dies ist in Bild 5.1 gezeigt, wo die



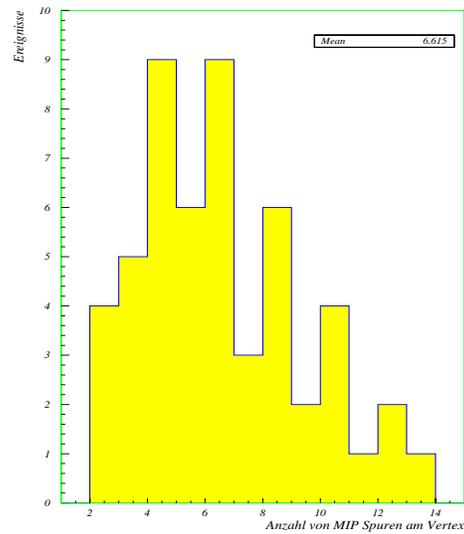
(a) Myon Impuls Verteilung. Der geringe Mittelwert korrespondiert zu den im Durchschnitt energiearmen Pionen, die durch ihren myonischen Zerfall die Dimuon Topologie vortäuschen.



(b) Test der Vertex Lokalisation. In der Regel stoppt der automatische Scan-Vorgang tatsächlich in der richtigen Platte, was mit der durchgezogenen Linie verdeutlicht ist.



(c) Gegenüberstellung der rekonstruierten und am Vertex tatsächlich gefundenen Spuren. Für einen  $\tau^-$  Kandidaten gilt die Bedingung, daß alle geladenen Spuren rekonstruiert werden müssen (Teilchenidentifizierung), um es vom Untergrund klar differenzieren zu können.



(d) Anzahl der “minimal ionisierenden Spuren” (MIP) am Vertex. Das im Gegensatz zur MC Simulation, wo im Mittel nur 5 Spuren gefunden werden, ein Durchschnitt von 7 MIP’s erreicht wird, liegt an der bevorzugten Rekonstruktion von Ereignissen mit hoher Multiplizität.

Abbildung 5.2: Ergebnisse der handgescannten Dimuon Ereignisse, an denen kein sekundärer Zerfall gefunden wurde. Sie geben einen Überblick, welche Variablen in CHORUS von Bedeutung sind.

Verteilung der Winkeldifferenz deutlich zwei getrennte Maxima besitzt. Diese werden noch verstärkt populiert, da im Falle einer größeren Abweichung die Spur mehrfach handvermessen wurde, um sicherzustellen, daß beim Meßvorgang keine Fehler gemacht wurden. Wie noch besprochen wird, befinden sich alle eindeutig identifizierten myonischen 1-prong Charm Zerfälle in einem Winkelbereich größer  $25\text{ mrad}$ , so daß die **Referenz-Track-Messung** eine untere Grenze der manuellen Meßgenauigkeit darstellt.

Faßt man Bild 5.2b in Zahlen, so ergibt sich folgende Situation. 10% der getesteten  $\mu^+$  Spuren konnten nicht klar identifiziert werden (4 Spuren waren zu nahe am Rand der Platte, 3 Kandidaten wurden zwischen den Emulsionsschichten verloren, 7 Ereignisse im automatischen Scan). 9% des  $\mu^+$  Samples flogen durch die gesamten 36 Platten hindurch. In zwei dieser Ereignisse war der Vertex tatsächlich hinter dem Block, 3  $\mu^+$  Spuren wurden durch Untergrundspuren ersetzt (Test durch  $\mu^-$  Vertex in der Emulsion) und in den verbliebenen 8 Ereignissen war der  $\mu^-$  Test nicht möglich, da es das **CS** bzw. **SS** nicht überlebte. Zusätzlich war in 9 Ereignissen die Vertex Platte falsch identifiziert; 3% hinter und 4% vor der wahren Emulsionsschicht. Das stimmt nicht ganz mit dem "theoretischen" Wert aus Sektion 4.5 überein, wo eine Fehlerrate von 12% für die Vertex-Lokalisation abgeschätzt wurde (gefunden 20%). Die Unsicherheiten des manuellen Scannens wurden darin allerdings noch nicht berücksichtigt.

Bisher wurde nur das  $\nu_\mu$  Sample ohne Zerfall an dem charmlosen  $\mu^+$  untersucht. In der nächsten Sektion werden nun die gefundenen Charm Ereignisse in ihren kinematischen Variablen mit der MC Simulation verglichen, um die richtige Zusammensetzung für den abschließenden **KFE** Test zu überprüfen.

### 5.3 Kinematik des Charm Sample

In den 145 Dimyon Kandidaten konnten insgesamt 36 Charm Ereignisse lokalisiert werden. Wie Tabelle 5.2 zeigt, wurden dabei ungefähr gleichviele neutrale und geladene Charm Ereignisse gefunden. Darin sind der Vollständigkeit halber entgegen den festgesetzten Regeln zum Zurückverfolgen des  $\mu^+$  auch solche Charm Ereignisse aufgeführt, die beim manuellen Scannen des negativen Myons gefunden wurden. Sie werden in den weiteren Betrachtungen zwar keine Rolle spielen, sind aber natürlich für jede charmorientierte Physik von Bedeutung (siehe Kap.3).

Die Übereinstimmung zwischen Daten und MC Simulation ist gut. Tabelle 5.3 faßt die wichtigsten Parameter zusammen. Die einzige Unstimmigkeit findet man für den Zerfallswinkel und, als notwendige Folge, für den Transversal Impuls. In der Tat wurde beim manuellen Scannen kein Charm Ereignis gefunden, das dem **Fall C** in Bild 4.3 entsprochen hätte. In den Ereignissen mit einem hohen Transversal Impuls an der  $\mu^+$  Spur konnte nie ein Zerfall in einer der vorangehenden Platten ausgemacht werden. Die große Winkeldifferenz in der Vertex Platte war dann immer auf eine schlechte Messung oder eine durch Distortion stark verformte Spur zurückzuführen. Das führt

Typ	$\mu^+$ scannt	$\mu^-$ scannt
geladene Charm 1-prong Zerfälle	10	2
geladene Charm 3-prong Zerfälle	7	1
neutrale Charm 2-prong Zerfälle	13	1 (am $\mu^-$ )
neutrale Charm 4-prong Zerfälle	2	-

Tabelle 5.2: Übersicht über alle gefundenen Charm Dimyon Ereignisse in der **CHORUS** Emulsion für das Datenjahr 1994.

uns noch einmal auf die minimal detektierbare Deflektion einer Spur in der Emulsion zurück, wie sie schon in Kap.4.6.4 diskutiert wurde.

Wie in Bild 5.3a gezeigt ist, befinden sich alle Charm Ereignisse mit ihrem myonischen Zerfall oberhalb der  $25\text{ mrad}$  Demarkationslinie. Das deutet darauf hin, daß die Auflösung der **Referenz-Spur-Messung** die untere Grenze darstellt, mit der ein Zerfallsknick noch manuell erkannt werden kann. Damit ist die angenommene Bedingung von  $\theta_{\text{Zerfall}} \geq \frac{\theta_\mu}{10}$  jedoch nicht verträglich, da diese durchaus noch Winkel  $\theta_{\text{Zerfall}} \leq 10\text{ mrad}$  akzeptieren würde<sup>1</sup>. Leider ist die Statistik von 10 Ereignissen zu gering, um die obige Hypothese quantitativ zu testen. Dies wird nächstes Ziel sein, wenn die Daten von 1995 ausgewertet werden können.

Der wahrscheinlich wichtigste Test, ob die Klasse der gefundenen Charm Ereignisse das von der MC Simulation erwartete Verhalten reproduziert, ist der Vergleich der Flugstreckenverteilungen zwischen MC und Daten. Dazu wurde eine Likelihood Funktion gebildet, die eine Poissonverteilung der Meßwerte  $y_i$  (in diesem Fall Anzahl der Ereignisse in einem Bin der Fluglängenverteilung) um den Theoriewert  $x_i$  (MC Ereignisse im selben Bin) annimmt :

$$\mathcal{L} = \frac{\prod_{i=1}^N \frac{(a x_i)^{y_i} e^{-a x_i}}{y_i!}}{\prod_{i=1}^N \frac{y_i^{y_i} e^{-y_i}}{y_i!}} = \frac{\prod_{i=1}^N \mathcal{P}_{a x_i}(y_i)}{\prod_{i=1}^N \mathcal{P}_{y_i}(y_i)} .$$

Dabei steht  $\mathcal{P}_{a x_i}(y_i)$  für die statistische Wahrscheinlichkeit,  $y_i$  Ereignisse zu finden, wenn  $x_i$  erwartet werden. Der multiplikative Faktor  $a$  wurde zur Normierung zwischen beiden Samples benötigt, und ist der einzige freie Parameter der Theorie. Er ergibt sich aus dem Minimum des Chi-Quadrat-Tests. Dabei findet man ein für verschiedene

<sup>1</sup>Man darf nicht vergessen, daß  $\tau^-$  Zerfälle in der Regel in einem kleinen Raumwinkel um die Neutrino-Strahlachse verteilt sind, und sich damit die Bedingung  $\theta_{\text{Zerfall}} \geq \frac{\theta_\mu}{10}$  für sie günstiger in der **KFE** Simulation auswirkt, aber nicht unbedingt korrekter ist.

Variable	gefunden	erwartet
geladene Charm Ereignisse (17)	53%	55%
neutrale Charm Ereignisse (15)	47%	45%
geladene 1-prong Zerfälle (10)	59%	63%
geladene 3-prong Zerfälle (7)	41%	37%
geladene kurze Zerfälle (4)	23%	16%
geladene lange Zerfälle (9)	54%	65%
geladene sehr lange Zerfälle (4)	23%	19%
mittlere Zerfallswinkel $\theta_{Zerfall}$	93 mrad	71 mrad
mittlere Myon Impuls $p_{\mu^+}$	7.6 GeV	8.1 GeV
mittlere Transversal Impuls $p_t$	510 MeV	390 MeV
mittlere Fluglänge $l_f$	2.9 mm	3.3 mm

Tabelle 5.3: Vergleich wichtiger kinematischer Variablen zwischen der MC Simulation und den in den 1994 Daten gefundenen Charm Ereignissen.

N (Anzahl der Bins) relativ stabiles Minimum des reduzierten Chi-Quadrat von  $\chi_r^2 = 0.2 \dots 0.4$ . In Bild 5.3b sind die mit  $a$  normierte MC Verteilung und das Datensample übereinandergelegt. Diese Ergebnisse bekräftigen noch einmal die Annahme, daß die gefundene Charm Klasse ein auf MC Basis verstandenes Sample repräsentiert, und der nun folgende experimentelle Test der **KFE** mit dem Theorie-Wert verglichen werden kann.

## 5.4 Experimentelle $\eta_{Zerfall}^{Charm}$ Bestimmung

Für die Auswertung der **KFE** standen insgesamt 10 geladene Charm Ereignisse mit einem Zerfall in ein Myon zur Verfügung. Grundsätzlich könnten auch die sieben myonischen 3-prong Zerfälle herangezogen werden, jedoch müßten dazu die zusätzlichen Hadronen vom sekundären Zerfallsvertex gesondert behandelt werden, was sich mit der in Nagoya benutzte Software für die automatische Knick-Suche als außerordentlich schwierig herausstellte. Neben den Kandidaten der **kurzen** und **langen** Fluglänge wurden für die folgenden Untersuchungen auch Ereignisse mit einer **sehr langen** Zerfallsstrecke betrachtet. Diese werden zwar im automatischen Scan-Prozeß nur zu 2%

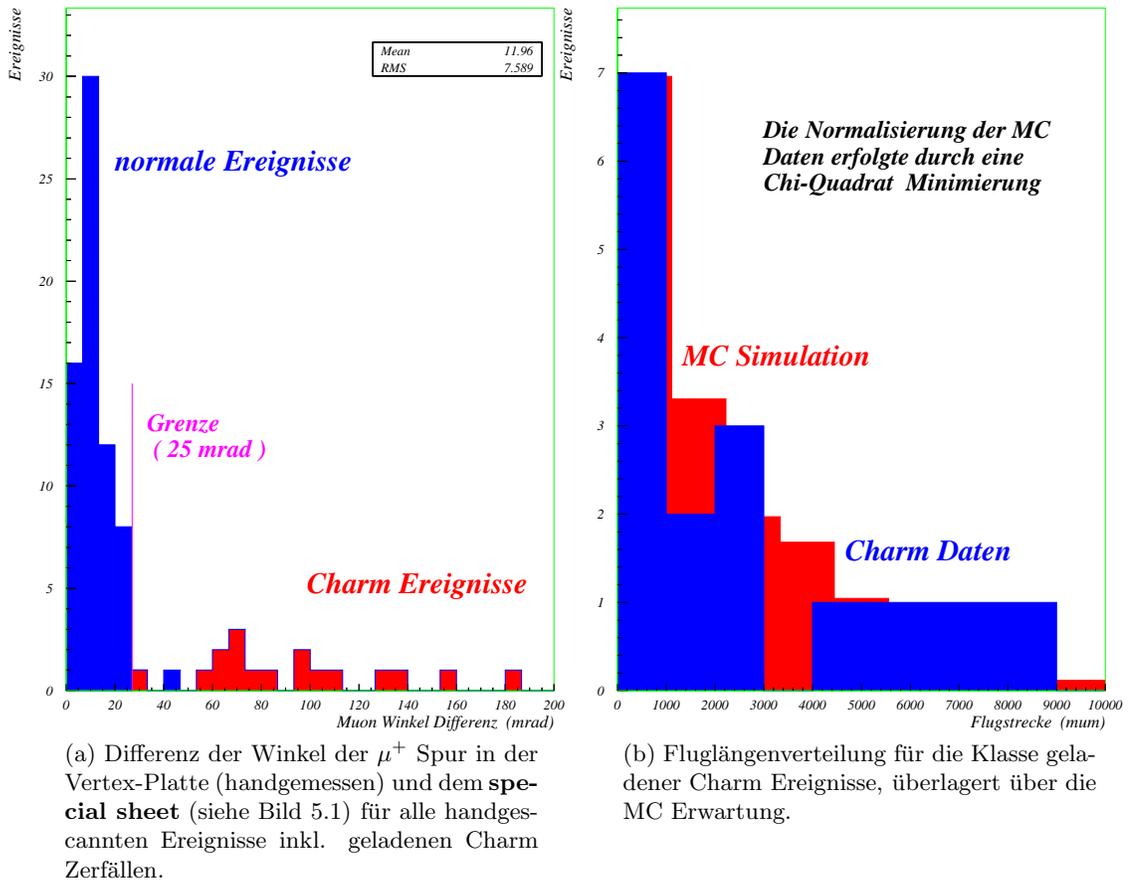


Abbildung 5.3: Zerfallswinkel und Fluglänge der gefundenen Charm Ereignisse. Hier werden nur geladene Charm Zerfälle betrachtet, da ausschließlich solche Kandidaten für die spätere Effizienz-Berechnung genutzt werden können.

gefunden, haben aufgrund ihrer Knick-Topologie jedoch ähnliche Eigenschaften wie die Charm Zerfälle aus den beiden Hauptklassen.

Da der Transversal Impuls bereits in der manuellen Messung kontrolliert wurde, mußte an den Kandidaten nur noch die **Impakt Parameter Methode** getestet sowie die Video Bilder untersucht werden. Dafür wurde wie schon erwähnt exakt die gleiche Software benutzt, mit der auch die  $\tau^-$  Kandidaten für den manuellen Check herausgefiltert werden. Da die Suche nach interessanten Ereignissen auf die negativen Myonen eines möglichen  $\tau^-$  Zerfalles zugeschnitten ist, mußte das Vorzeichen des  $\mu^+$  aus dem Charm Meson Zerfall umgedreht, und die leptonische Natur des primären  $\mu^-$  in eine Hadron Identifikation verwandelt werden. Es wurde sichergestellt, daß diese Transformationen keinen Einfluß auf die **KFE** haben.

### 5.4.1 Impakt Parameter Analyse

Für die Impakt Methode wurden alle Spuren herangezogen, die sich neben der Myon Spur in der (vtx-1) Platte finden ließen. Da diese in einem großen Akzeptanzbereich zu den elektronischen Vorhersagen gesucht wurden, ist der Anteil an Untergrundspuren entsprechend hoch, was in der MC Rechnung aufgrund fehlender Emulsions-Simulation noch nicht berücksichtigt werden konnte. Die Anzahl von Spuren mit einem X7-Strahl nahen Winkel ist überraschend groß. Nach Auswertung von Bild 5.4 wurde deshalb entschieden, für die Daten des Jahres 1995 solche Spuren in der Analyse nicht mehr zu berücksichtigen.

Das Ergebnis der **Impakt Parameter Methode** ist in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Zwei der 10 Charm Kandidaten hätten danach diesen Schritt nicht überlebt :

Ereignis (interne ID)	Spuren <i>rekonstr.</i>	Spuren <i>vtx-Platte</i>	Spuren <i>(vtx-1)-Platte</i>	Resultat	Bemerkung
20334257	4	5	2	IP groß	Video Bild
8740978	3	3	2	IP klein	$P_t$ Check
20110983	7	6	4	$\mu^+$ Problem	Video Bild
12531353	9	6	1	kein IP	Video Bild
14073970	2	2	1	kein IP	Video Bild
8101313	5	4	2	$\mu^+$ Problem	Video Bild
16410408	5	6	4	IP groß	Video Bild
16650475	6	6	4	IP klein	$P_t$ Check
5421250	5	6	2	IP groß	Video Bild
18190876	6	6	1	kein IP	Video Bild

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Impakt Parameter Analyse für die 10 geladenen Charm Ereignisse (man beachte die Unterteilung in 3 kurze, 5 lange und 2 sehr lange Zerfälle). Zu den Definitionen siehe Text.

*8740978* Dieses Ereignis hat eine sehr kurze Zerfallsstrecke, und damit tatsächlich einen sehr geringen "wahren" Impakt Parameter. Da das Charm Meson noch innerhalb der

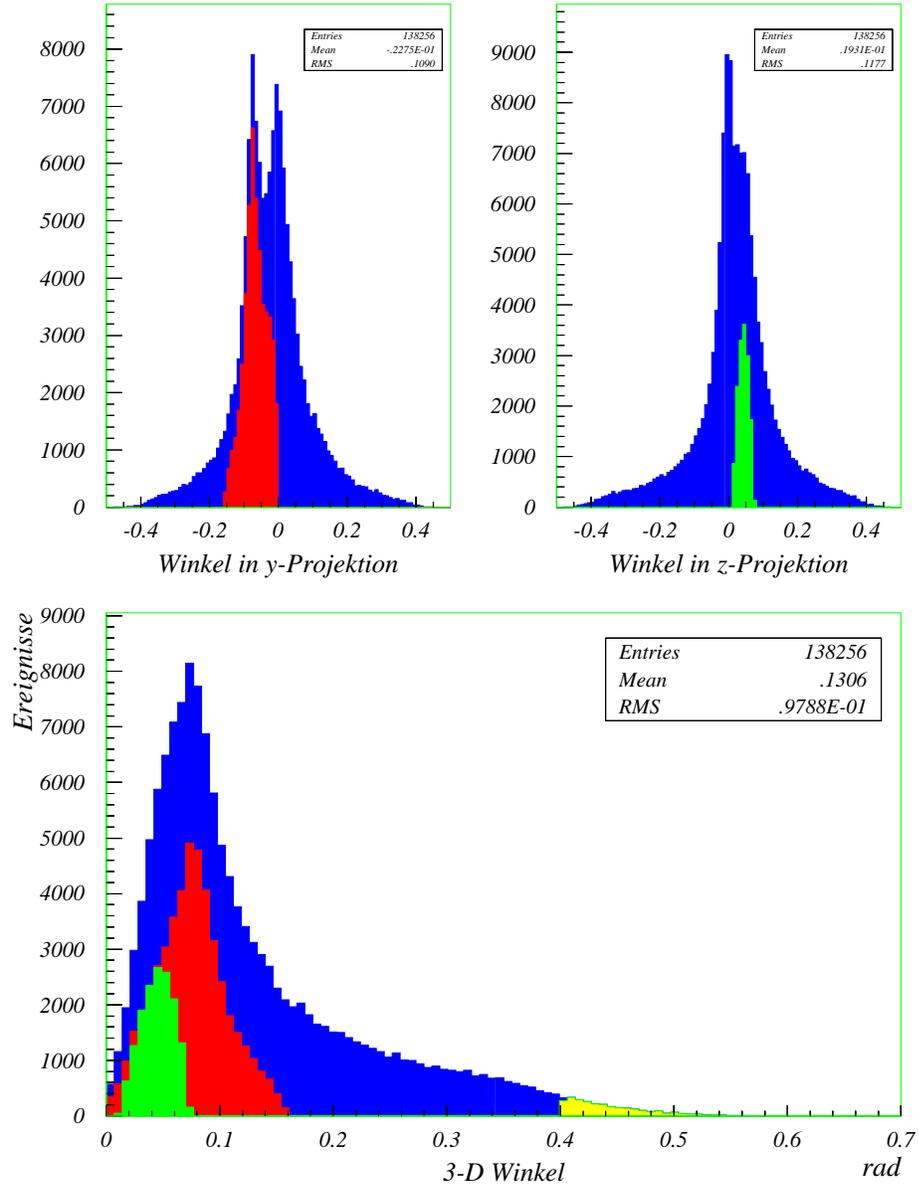


Abbildung 5.4: Winkel Verteilung der Hadron Spuren, die in der (vtx-1) Platte gefunden wurden. Das linke Maximum in der y-Projektion wird dabei deutlich von X7-Strahl-Myonen gebildet, die farblich hervorgehoben sind. In der z-Projektion wurde der Anteil von Spuren überlagert, die der Bedingung  $\Delta\theta = \sqrt{\theta_y^2 + (\theta_z - 0.042)^2} \leq 30 \text{ mrad}$  genügen, was die geringe Untergrundgefahr von nichtgestoppten Strahl-Myonen zeigt. Im unteren Bild sind noch einmal alle Komponenten übereinandergelegt, und der Offline-Schnitt  $\theta \geq 400 \text{ mrad}$  farblich markiert.

Vertex-Platte zerfällt, kann es auch im anschließenden  $P_t$ -Test nicht als “Knick-Kandidat” erkannt werden, was zum endgültigen Verlust in der Zerfallsvertexsuche führt.

16650475 Obwohl ein Kandidat mit langer Zerfallsstrecke, beträgt der Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex nur  $600 \mu m$ . Mit einem Zerfallswinkel von  $78 mrad$  ist dieser Verlust durchaus verträglich im Rahmen der **KFE** Studie. Da die Vertex-Lokalisation auch hier am Charm Zerfall stoppt, wird auch dieses Ereignis in der  $P_t$ -Analyse durchfallen.

Für drei Ereignisse wurde keine weitere Spur in der (vtx-1) Platte gefunden (**kein IP**), so daß die Impakt Berechnung nicht möglich war. In zwei weiteren Fällen konnte die  $\mu^+$  Spur erst gar nicht in der (vtx-1) Platte lokalisiert werden ( $\mu^+$  **Problem**), obwohl sie dort ja schon im ersten automatischen Scan-Vorgang gefunden wurde. Mit einer Akzeptanz von  $40 mrad$  und  $20 \mu m$  zur ersten Messung erscheint dieser “Verlust” recht fragwürdig, konnte jedoch nicht vollständig geklärt werden<sup>2</sup> Um diese Ereignisse nicht zu verlieren, wird die Impakt Methode (auch im  $\tau^-$  Fall) übersprungen und direkt das Video Bild analysiert.

Leider ist die Statistik unzureichend, um eine separate Behandlung von **langen** und **kurzen** Kandidaten sinnvoll durchzuführen. Die Gesamteffizienz läßt sich also zu

$$\eta_{IP}^{exp} = \frac{8}{10} = 0.80 \pm 0.16_{stat.}$$

berechnen, was gut mit der theoretisch erwarteten Effizienz von  $\eta_{IP}^{sim} = 0.81 \pm 0.03_{stat.}$  übereinstimmt, wenn man **lange** und **kurze** Zerfälle zusammenfaßt.

Für den abschließenden Test der Videobilder wurden wiederum alle 10 geladenen Ereignisse herangezogen, da die beiden ausgeschiedenen Kandidaten in ihrer Zerfalls-Topologie keine großen Unterschiede aufweisen.

### 5.4.2 Video Bild Analyse

Die Analyse der Video Bilder wurde ausführlich in Kap.4.7 besprochen. Mit den 10 1-prong Zerfällen stand nun ein gutes Test Sample zur Verfügung, um die Effizienz dieses Selektionswerkzeugs zu überprüfen.

Das Ergebnis ist in Tabelle 5.5 übersichtlich dargestellt. Offensichtlich ist der Zerfallspunkt nur in vier Fällen richtig erkannt worden. Vergleicht man mit den Ergebnissen der Simulation ( $\eta_{Video}^{sim} = 0.64 \pm 0.02_{stat.}$ ), so findet man eine deutlich geringere Effizienz in den Daten :

$$\eta_{Video}^{exp} = 0.4 \pm 0.2_{stat.} \quad .$$

Das hat mehrere Ursachen. Zum einen wurde in der Simulation das Auffinden der Myon-Spur vorausgesetzt, solange sich der Zerfallswinkel nicht zu nahe an der Plattengrenze befindet. Offensichtlich gibt es in aber noch weitere Parameter (starke Distortion, schlechte Kalibration,...), die das Auffinden der Spur im Video Bild erschwe-

<sup>2</sup>Eine Erklärung ist z.B. eine schlechte Kalibration der Emulsionsplatte auf dem Mikroskop-Tisch.

Ereignis	Resultat	Bemerkungen
20334257	baka	Zerfall nahe am Plattenrand
8740978	pt	Manueller Check empfohlen
20110983	keine Evaporation	Manueller Check empfohlen
12531353	pt	Manueller Check empfohlen
14073970	baka	normaler Zerfall ... ???
8101313	hindurch	kleiner Zerfallswinkel $\theta_{kink} = 27\text{ mrad}$
16410408	baka	Zerfall nahe am Plattenrand
16650475	hindurch	Zerfall nahe am Plattenrand
5421250	Ereignis	normaler Zerfall ... ???
18190876	keine Evaporation	Manueller Check empfohlen

Tabelle 5.5: Ergebnisse der Videobild Analyse. Nur die Ereignisse mit einer Empfehlung zum manuellen Scan wären tatsächlich gefunden worden.

ren<sup>3</sup>. Diese mit **Baka** bezeichneten Ereignisse sind aber nicht die einzigen Verluste. Überhaupt erschien die Zuweisung der Charm-Ereignisse recht unkorreliert mit ihrer eigentlichen Topologie. So existiert z.B. im Ereignis *20110983* ein Transversal Impuls von  $700\text{ MeV}/c$ , der nicht erkannt wurde. Anstatt gelangte es nur zum Handscannen, weil der Myon Impuls weniger als  $9\text{ GeV}/c$  beträgt, und keine Evaporations-Spuren am Primärvertex entstanden. Dasselbe gilt für *5421250*, nur das hier  $p_{\mu^+} = 11\text{ GeV}/c$  größer als  $9\text{ GeV}/c$  ist. Damit aber wird das Ereignis verworfen.

Leider ist auch hier die Statistik zu gering, um quantitativen Resultaten zu vertrauen. Trotzdem ist dieses Sample von 10 Ereignissen mit einer "Knick-Signatur" extrem nützlich, um die Software für die Auswertung der Video Bilder auszutesten. Die obigen Ergebnisse führten dann auch dazu, daß für das Scannen der 1995 Daten die **Video Bild Methode** komplett überarbeitet wurde (Einführung der Distortionskorrektion durch einen Fit vierter Ordnung durch die Spurpunkte), und der Entwicklung eines neuen Algorithmus für das Aufspüren langer Zerfälle (*Parent Track Search*).

<sup>3</sup>Das hat grundsätzliche Schwierigkeiten. Da die Kalibrationspunkte nur an der Unterseite der Emulsionsschicht angebracht wurden, ist die laterale Positionsgenauigkeit an der Oberseite, wo die Myon Spur eintritt, stark eingeschränkt.

### 5.4.3 $\eta_{Zerfall}^{Charm}$ - Die Gesamteffizienz

Um die Simulation mit den experimentellen Daten testen zu können, muß man sich noch einmal die Formel aus Kap.4.6 ins Gedächtnis rufen. Darin setzte sich die globale Effizienz

$$\mathcal{E}_{global} = \eta_{pt} \cdot \eta_{Flug} \cdot \eta_{Had}$$

neben dem Verlust aus der Transversal Impuls Bedingung noch aus zwei weiteren Komponenten zusammen, die jedoch im Rahmen der experimentellen Studie nicht bestimmt werden konnten :  $\eta_{Flug}$  und  $\eta_{Had}$  . Das gleiche gilt für den minimal detektierbaren Winkel, der jedoch schon extensiv diskutiert wurde (siehe Bild 5.3a). Damit reduziert sich die endgültige Form der **KFE** auf

$$\eta_{Zerfall}^{exp} = f_{kurz} \cdot (f_{auto}^{kurz} \eta_{IP} + f_{man}^{kurz}) \cdot \eta_{Video}^{kurz} + f_{lang} \cdot \left( f_{auto}^{lang} \cdot (f_C + f_B \eta_{Video}^{lang}) + f_{man}^{lang} \eta_{Video}^{lang} \right) ,$$

bzw. für die simulierte Effizienz gilt

$$\eta_{Zerfall}^{sim} = \eta_{pt} \cdot \left\{ f_{kurz} \cdot (f_{auto}^{kurz} \eta_{IP} + f_{man}^{kurz}) \cdot \eta_{Video}^{kurz} + f_{lang} \cdot \left( f_{auto}^{lang} \cdot (f_C \eta_{pt-korr} + f_B \eta_{Video}^{lang}) + f_{man}^{lang} \eta_{Video}^{lang} \right) \right\} .$$

Daraus ergibt sich die Effizienz zur Auffindung eines Zerfallsvertex in der Emulsion mit dem automatischen Mikroskopiersystem zu :

$$\eta_{Zerfall}^{sim} = 0.50 \pm 0.03_{stat.} \quad \text{bzw} \quad \eta_{Zerfall}^{exp} = 0.34 \pm 0.17_{stat.} .$$

Obwohl beide Werte innerhalb ihrer Fehlertoleranzen miteinander verträglich sind, wurde schon in der **Video Bild Analyse** festgestellt, daß bestimmte Verluste nicht in der Simulation berücksichtigt wurden, da sie erst im Scan-Prozeß selber erkannt worden sind. Das aber bedeutet, daß  $\eta_{Zerfall}^{Charm}$  für Charm Dimyon Ereignisse, und damit deduktiv auch für die in CHORUS gesuchten  $\tau$  Zerfälle als zu hoch abgeschätzt wurde.

# Zusammenfassung

Zentrales Thema dieser Diplomarbeit war die Untersuchung der Effizienz, mit der im CHORUS Experiment nach der Signalreaktion  $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$  gesucht werden kann. Dafür wurde die Untergrundreaktion  $C \rightarrow \mu^+ \nu_\mu + \text{Neutrale}$  ausgewählt, die eine kinematisch ähnliche Zerfallstopologie aufweist, wobei  $C$  für die Charm Hadronen  $D^+$ ,  $D_s^+$  und  $\Lambda_c^+$  steht. Auf der Basis von Monte Carlo Simulationen (MC) wurde die automatische Zerfallsvertexsuche für diese Ereignisklasse parametrisiert, und mit dem experimentell ermittelten Wert verglichen. Dazu wurden ungefähr 200  $\nu_\mu$  induzierte Ereignisse mit einem zusätzlichen Myon (“Dimyon”) in der Fotoemulsion vermessen, um ein repräsentatives Sample von Charm Kandidaten für den Test der Effizienz auswählen zu können.

Das Ergebnis der Simulation zeigt, daß die in der Emulsion hinterlassene Signatur von Charm Zerfällen zu 48% gefunden werden sollte, folgt man der Parametrisierung der Effizienz, wie sie für die Tau-Pilot-Analyse benutzt wurde. Eine detailliertere Studie, die das 1995 in den Scanprozeß eingeführte Video-Bild-Verfahren beinhaltet, findet einen theoretischen Wert von  $\eta_{Zerfall}^{sim} = 0.50 \pm 0.03_{0.03}$ , der für den Vergleich mit experimentellen Daten herangezogen wurde.

Für die experimentelle Studie wurden 10 Dimyon Ereignisse selektiert, die durch einen einfachen Zerfall des geladenen Charm Hadrons in ein  $\mu^+$  charakterisiert sind. Der Test kinematischer Variablen mit dem MC Sample zeigte eine gute Übereinstimmung. Die automatische Suche nach dem Zerfallsvertex ergab eine Effizienz von  $\eta_{Zerfall}^{exp} = 0.34 \pm 0.17_{0.03}$ , was innerhalb von einem Sigma mit der MC Rechnung übereinstimmt. Es wurde festgestellt, daß die Video-Bild-Analyse eine Quelle von in der Simulation bisher nicht berücksichtigten Ineffizienzen ist, die nur mit einer kompletten Simulation der Fotoemulsion verstanden werden können.

Die Klasse der 10 Charm Ereignisse stellt sich als außerordentlich nützlich heraus, um die bestehende Methode für die  $\tau^-$  Suche zu optimieren, und neue Ideen auszuprobieren. Die experimentelle Überprüfung der Zerfallseffizienz war darüber hinaus ein wichtiger Test für die MC Simulation der  $\tau^-$  Suche. Nicht zuletzt ist es mit dem kompletten Satz von 36 myonisch zerfallenen Charm Ereignissen möglich, das Forschungspotential des CHORUS Detektors um das Gebiet der Charm Physik zu bereichern.



# Literaturverzeichnis

- [1] W. Pauli, *Aufsätze und Vorträge über Physik*, Vieweg & Sohn (1961), 156
- [2] B.Stech und K. Winter, *Sixty years Fermi theory of beta decay*, Phys. Bl.**50** (1994), 1047
- [3] C.L. Cowan, F. Reines *et al.*, Science **124** (1956), 103
- [4] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP**10** (1960), 1236
- [5] Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962), 36
- [6] M.L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 1489
- [7] W.E. Burcham, *Nuclear and Particle Physics*, Longman Scientific & Technical (1995), 559
- [8] P. Villain *et al.*, Phys. Lett. **B320** (1994), 203
- [9] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, *Supergravity*, Freedman & van Nieuwenhuizen (1979), 315
- [10] S.P. Mikheyev und A. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys.**42** (1985), 913
- [11] N. Schmitz, *Neutrino Physik*, Teubner (1997), 362
- [12] H. Harari, Phys. Lett. **B216** (1989), 413
- [13] Y. Zeldovic und I. Novikov, *Relativistic Astrophysics*, Nanka (1967)
- [14] J. Brunner, CERN-PPE/97-38 (1997)
- [15] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP**6** (1957), 429
- [16] B. Kayser, Phys. Rev. **D24** (1981), 110
- [17] C. Giunti *et al.*, Phys. Rev. **D48** (1993), 4310
- [18] B. Kayser, *The Physics of Massive Neutrinos*, World Scientific (1989)
- [19] H. Anada *et al.*, Phys. Rev. **D41** (1990), 2379

- [20] Ambrosini *et al.*, CERN-SPSLC/96-01 (1996)
- [21] S. Van der Meer, “A directive device ...”, preprint CERN-61-7 (1961)
- [22] B. Van De Vyver *et al.*, CERN-PPE/96-113 (1996)
- [23] D. Eckstein, Diplomarbeit, Humboldt-University of Berlin (1997)
- [24] P. Annis *et al.*, CERN-PPE/97-100 (1997)
- [25] E. Eskut *et al.*, CERN-PPE/97-033 (1997)
- [26] S. Buontempo *et al.*, CERN-PPE/94-19 (1994)
- [27] T.Patzak, Dissertation, Humboldt-University of Berlin (1995)
- [28] CHORUS Kollaboration, *Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation*, to be published
- [29] M. de Jong *et al.*, CERN-PPE/93-131 (1993)
- [30] J. Brunner, CHORUS internal note 97017
- [31] N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), 2897
- [32] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 531
- [33] V.Lemaitre (*CHARM II* Collaboration), CERN-PPE/96-draft2 (1997)
- [34] S. Riccardi, Tesi di dottorato, Università di Ferrara (1996)
- [35] M. Aivasis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **D50** (1994),3085
- [36] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D27** (1983), 105
- [37] Particle Data Group, Phys. Rev. **D54** (1996)
- [38] C. Weinheimer, CHORUS internal note 96016
- [39] Y. Obayashi, CHORUS internal note 97012

# Danksagung

Der Abschluß dieser Diplomarbeit erinnert mich noch einmal an die vielen Ratschläge und Stunden geduldigen Erklärens von Mitgliedern der CHORUS Kollaboration, die mich im Verlaufe des letzten Jahres immer wieder motivierten, und mir in meiner Studie desöfteren neue Impulse verleihen konnten. Dafür möchte ich mich hier noch einmal recht herzlich bedanken.

Besonderer Dank gilt meinem mich betreuenden Professor K. Winter, der mir den engen Kontakt zum Experiment durch den Aufenthalt am Forschungszentrum CERN ermöglichte, und mit seiner Erfahrung und ganzen Unterstützung die Entwicklung meiner Arbeit lenkte.

Danken (oder vielmehr Entschuldigen für das viele Fragen) möchte ich auch Dr. J. Brunner und Dr. Ch. Weinheimer, die mir mit unermüdlicher Geduld meine Probleme zu lösen halfen, und deren (oft) kritische Einwürfe meine Arbeit von vielen Seiten zu beleuchten halfen.

Nicht vergessen möchte ich die vielseitige Unterstützung unserer japanischen Kollegen im Emulsionslabor in Nagoya, insbesondere Prof. K. Niwa, Y. Obayashi und Y. Naruse. Ihre Gastfreundschaft und Einführung in Nukleare Emulsion war eine wertvolle Hilfe während meines Aufenthalts.

Für die erfrischende Motivation und das stetig offene Ohr für meine physikalischen Probleme, und oft auch der Aufmunterung darüber möchte ich O. Melzer danken, sowie D. Eckstein, die mir vor allem bei der Einführung in die Computertechnik am CERN und der CHORUS Software sehr geholfen hat.

Und natürlich möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mein Studium immer unterstützt haben, und meinem Interesse an der Physik immer verständnisvoll gegenüberstanden.



# Erklärung

Hiermit bestätige ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt habe.

Ich bin mit der Auslage meiner Diplomarbeit in der Humboldt-Universität zu Berlin einverstanden.

---

**Aimo Bülte**

CERN, November 1997