

---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5500

**Experimentelle  
Untersuchung der  
Richtungs- und  
Zeitverteilung von  
Myonen aus der  
Höhenstrahlung**

**J. Wentz**

Institut für Kernphysik

Februar 1995

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**  
**Technik und Umwelt**

**Wissenschaftliche Berichte**

**FZKA 5500**

**Experimentelle Untersuchung**  
**der Richtungs- und Zeitverteilung von Myonen**  
**aus der Höhenstrahlung**

**J. Wentz**

**Institut für Kernphysik**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

**1995**

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

# Zusammenfassung

Mit vier großflächigen Vieldraht-Proportionalkammern (je 8.8 m<sup>2</sup>) und zwei segmentierten Triggerebenen aus Szintillationsdetektoren wird ein Detektorsystem zur Messung kosmischer Myonen aufgebaut. Das System erlaubt die gleichzeitige Bestimmung der Spuren und der Ankunftszeiten von Myonen. Zur Datenaufnahme und Analyse wird das Programm MYDAS entwickelt, welches über eine systemunabhängige, graphische Benutzeroberfläche verfügt und vielfältige Darstellungen der Daten erlaubt.

Durch umfangreiche Testmessungen werden die optimalen Betriebsparameter der Vieldraht-Proportionalkammern ermittelt und gezeigt, daß Argon-Methan als Betriebsgas sehr gut geeignet ist. Die Ortsauflösung und die Effizienz in Abhängigkeit vom Durchstoßwinkel und der Verzögerungszeit werden bestimmt.

Mit dem System wird die Richtungsintensität und der Fluß kosmischer Myonen integral über der Schwellenenergie des Systems gemessen. Durch Messung von im Detektorsystem zerfallenden Myonen kann gezeigt werden, daß es mit einer einfachen Zeitmessung möglich ist, das Ladungsverhältnis kosmischer Myonen aus dem unterschiedlichen Verhalten in Materie zu bestimmen.

Aus dem Studium von Doppelmyonereignissen im Detektorsystem kann das Zeitspektrum verzögerter Myonen in ausgedehnten Luftschauern bestimmt werden. Simulationsrechnungen zeigen, daß die mittlere Verzögerungszeit von der Masse des primären Teilchens abhängt. Die experimentellen Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit einem hauptsächlichlichen Anteil von primären Protonen bei einer Energie um 10<sup>14</sup> eV.

# Abstract

## Experimental investigation in the direction- and time-distribution of cosmic ray muons

For the detection of cosmic ray muons a detector system, consisting of four large multiwire proportional chambers (8.8 m<sup>2</sup> each) and two segmented trigger planes of scintillation counters is built up. The system performs the simultaneous measurement of tracks and arrival times. For the data acquisition and analysis the program MYDAS is developed. It is based on a system independent graphical user interface and allows various event displays.

With extensive test measurements the operational parameters of the chambers are optimized. It is shown, that Argon-Methan as operation gas is very suitable. The position resolution and the efficiency, in dependence of the crossing angle and the delay time are determined.

The system is used to measure the directional intensity and the flux of muons, both integral for energies above the system threshold. The investigation of muons, decaying in the detector system shows that by a simple time measurement, it is possible to determine the charge ratio of cosmic muons by the different behavior in matter.

Studies of double muon events in the detector system are used to determine the time spectra of delayed muons in extensive air showers. Simulations demonstrate that the mean delay time is depending on the mass of the primary particle. The experimental results are in agreement with a domination of protons as primary particles at energies about 10<sup>14</sup> eV.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1.</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2.</b>	<b>Das Detektorsystem</b>	<b>4</b>
2.1	Die Vieldraht-Proportionalkammern	5
2.2	Das Triggersystem	8
2.3	Die Elektronik der MWPCs	10
2.4	Triggerelektronik und das Zeitmeßsystem ARTS	13
<b>3.</b>	<b>Datenaufnahme und Analyse</b>	<b>17</b>
3.1	Die Hardware der Datenaufnahme	17
3.2	Das Datenaufnahme- und Analyseprogramm MYDAS	19
3.3	Die Analysealgorithmen von MYDAS	23
<b>4.</b>	<b>Die Betriebsparameter der MWPCs</b>	<b>29</b>
4.1	Inbetriebnahme der MWPCs	29
4.2	Wahl optimaler Betriebsparameter	33
4.3	Messungen zur Effizienz und Ortsauflösung	40
<b>5.</b>	<b>Messungen mit kosmischen Myonen</b>	<b>45</b>
5.1	Richtungsintensität und Fluß kosmischer Myonen	45
5.2	Zerfall und Ladungsverhältnis kosmischer Myonen	52
5.3	Zeitstruktur richtungskorrelierter Myonen	57
5.4	Deutung des Zeitspektrums	63
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>69</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>73</b>

# 1. Einleitung

Unsere Erde wird ständig von hochenergetischer Strahlung aus dem Welt-  
raum getroffen [Lon81]. Diese Strahlung besteht zum überwiegenden Teil aus  
Atomkernen (Protonen bis Eisen), deren Energie bis zu  $10^{21}$  eV reicht [Sug71].  
Beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre werden durch Stöße der Teilchen mit den  
Kernen der Luft kaskadenartige Schauer ausgelöst, welche als sekundäre Höhen-  
strahlung bezeichnet werden.

Die Höhenstrahlung wurde 1912 von V. Hess während Ballonflügen entdeckt,  
bei denen er mittels eines Elektrometers zeigen konnte, daß die Radioaktivität  
der Luft bis zu einer Höhe von 800 m abnimmt, um dann erneut anzusteigen  
[Hes12]. Das Auftreten von korrelierten Teilchen in der Höhenstrahlung wurde  
1929 von D. Skobelzyn erkannt, der in Nebelkammeraufnahmen Mehrfachspuren  
beobachtete [Sko29]. Durch eine großflächige Anordnung von in Koinzidenz  
geschalteten Geiger-Müller-Zählrohren, konnten P. Auger [AMG38] sowie W.  
Kolhörster [KMW38] 1938 die Existenz von ausgedehnten Luftschauern zeigen.

In der Höhenstrahlung wurden eine Vielzahl von 'neuen' Teilchen entdeckt. In  
Nebelkammeraufnahmen fand C.D. Anderson 1933 das Positron [And33] und  
1936 das Myon [AnN36]. Im Jahr 1947 wurden aus der Vielzahl von Teilchen  
durch G.P.S. Occialini das Pion [OcP47] und durch Q.D. Rochester die ersten  
Hyperonen identifiziert [RoB47]. Die Analyse der Zerfälle von Kaonen durch T.D.  
Lee und C.N. Yang führte schließlich 1956 zur Entdeckung der Paritäts-  
verletzung [LeY56]. Durch die rasche Entwicklung der Beschleunigertechnik  
ging in den folgenden Jahren das Interesse an Höhenstrahlexperimenten,  
insbesondere bei der Erforschung von Elementarteilchen zurück.

In den letzten Jahren jedoch erlebt die Erforschung der Höhenstrahlung eine  
Renaissance [Reb92], da sie den einzigen experimentellen Zugang zu Energien  
über  $10^{12}$  eV im Schwerpunktsystem darstellt und ihre Phänomenologie für das  
Verständnis unseres Kosmos eine wichtige Rolle spielt [Reb93]. So ist weder die  
chemische Zusammensetzung noch der Mechanismus ihrer Beschleunigung bei  
hohen Energien bekannt. Bis zu Energien von  $10^{14}$  eV besteht die Möglichkeit  
direkter Messungen mit Ballons [Bur83, Asa93] oder Satelliten [Mue91].  
Oberhalb dieser Energie ist aufgrund des stark abfallenden Flusses nur noch die  
Messung ausgedehnter Luftschauer mit erdgebundenen Detektoranlagen  
realistisch.

Ein auf Meereshöhe beobachtbarer Luftschauer entsteht bei primären  
Energien über  $10^{14}$  eV. In einer Höhe von 20 - 100 km macht das primäre Teilchen

seinen ersten Stoß. Aus dieser Wechselwirkung resultieren Kernfragmente, Baryonen und Mesonen, welche ihrerseits wieder neue Stöße machen. Hieraus ergibt sich die hadronische Komponente des Schauers, welche in ihrer lateralen Ausdehnung nur wenige Meter umfaßt und den Kern des Schauers darstellt.

Aus dem Zerfall der neutralen Pionen entstehen hochenergetische  $\gamma$ -Teilchen, die ihrerseits eine sogenannte elektromagnetische Kaskade in der Atmosphäre auslösen. In dieser werden im Wechselspiel von Paarerzeugung und Bremsstrahlung, Elektronen und weitere  $\gamma$ -Teilchen erzeugt. Die Gesamtheit aller Elektronen und  $\gamma$ -Teilchen wird als elektromagnetische Komponente des Schauers bezeichnet. Zahlenmäßig stellt sie mit ungefähr  $10^5$  Teilchen (bei einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV) den Hauptteil eines ausgedehnten Luftschauers dar. Ihre laterale Ausdehnung um das Zentrum beträgt bei dieser Größe auf Meereshöhe ungefähr 100 m.

Der Zerfall der geladenen Pionen (und Kaonen) führt zu Myonen, welche am Erdboden in bis zu einigen 100 m Abstand zum Schauerkerne auftreffen. Aufgrund ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit sind sie neben den nicht effizient nachweisbaren Neutrinos, die einzige Komponente des Schauers, die auch direkte Information aus den frühen Wechselwirkungen in großer Höhe trägt.

Bei einer möglichst genauen Messung der lateralen Verteilung der Teilchendichten von Elektronen und Myonen erscheint es möglich einen Rückschluß auf die Masse des primären Teilchens zu gewinnen [BrR94]. Die Anzahl der Elektronen gibt, im wesentlichen unabhängig von der Masse des primären Teilchens die Energie wieder, welche in der Atmosphäre deponiert wurde. Die Zahl der Myonen hingegen ist von der Masse abhängig, da die Multiplizität der Pionproduktion nicht linear mit der Energie wächst und sich somit ein Unterschied zwischen der auf 56 Nukleonen verteilten Energie eines Eisenkerns zu einem Proton gleicher Energie ergibt. Aus dem Verhältnis der Anzahl von Elektronen zu Myonen in einem Luftschauer ergibt sich somit eine Information über die Masse des primären Teilchens. Die Auflösung der primären Masse ist hierbei jedoch gering. Es wird daher versucht aus weiteren Meßgrößen, wie Messung des hadronischen Kerns des Schauers, zusätzliche massenabhängige Parameter zu gewinnen [Gab92].

Der zur Zeit interessanteste und erfolgversprechenste Ansatz ist die Messung der Zeitstruktur innerhalb des Schauers, da hier, gegenüber der im wesentlichen aus der transversalen Entwicklung resultierenden Lateralverteilung, auch Information aus der longitudinalen Entwicklung zugänglich wird [WaW81, WaW82].

Da sich die Teilchen eines Schauers mit nahezu Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegen, hat die auf Meereshöhe auftreffende Schauerscheibe im Zentrum nur eine geringe zeitliche Dispersion von 10 ns, welche bei größeren Abständen zum Schauerkernel zunimmt [Lin86]. Insbesondere die Myonen zeigen, bedingt durch ihre praktisch ungestörte Ausbreitung, in ihrer Zeitstruktur ein Abbild der Kaskadenentwicklung. Die Zeitstruktur kann, wie Simulationsrechnungen zeigen, als Parameter zur Massenbestimmung des Primärteilchens benutzt werden [Reb94].

Kontrovers diskutiert wird die Frage des Zeitprofils bei größeren Verzögerungen zur Schauerscheibe [Atr91] und die Existenz von extrem verzögerten Teilchen [SSW85], sowie von Nachschauern [Sas87]. Sie wären ein Indiz für ein Teilchen sehr großer Masse und langer Lebenszeit, welches nach seiner Produktion langsam fliegt, bevor es durch seinen Zerfall den Nachschauer auslöst. Die Abhängigkeit der verzögerten Teilchen von der primären Masse ist bisher nicht untersucht worden.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Detektorsystem aus vier großflächigen Vieldraht-Proportionalkammern, sowie zwei segmentierten Triggerebenen aus Szintillationsdetektoren aufzubauen, welches durch ein spezielles Zeitmeßsystem die gleichzeitige Messung der Trajektorien und Ankunftszeiten von Myonen erlaubt. Dieses System ermöglicht die Messung der Richtungsintensität und des Flusses kosmischer Myonen, sowie aus den Zeitspektren des Myonzerfalls einen Rückschluß auf das Ladungsverhältnis. Durch Messung der relativen Ankunftszeiten bei richtungskorrelierten Doppelpmyonereignissen kann das Zeitspektrum verzögerter Myonen in ausgedehnten Luftschauern bestimmt werden.

Die benutzten Detektoren sind für den Einsatz im Experiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor) vorgesehen. KASCADE ist ein Experiment das die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei Energien von  $10^{14}$  -  $10^{17}$  eV messen soll [Sch93]. Es besteht aus einem Feld ( $200 \cdot 200 \text{ m}^2$ ) von 252 Detektorstationen zur Messung der Lateralverteilung von Elektronen und Myonen und einem zentralen Detektor. Der Zentraldetektor ( $20 \cdot 16 \text{ m}^2$ ) kann durch ein Kalorimeter den hadronischen Kern der Luftschauer untersuchen. Unterhalb des Kalorimeters werden die in dieser Arbeit untersuchten Vieldraht-Proportionalkammern zum Nachweis der myonischen Komponente eingesetzt. Die Triggerung des zentralen Detektors erfolgt über eine Triggerebene aus den auch in dieser Arbeit benutzten Szintillationszählern.

## 2. Das Detektorsystem

In einem Gerüst aus Stahlträgern sind vier großflächige Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) und zwei aus Szintillationsdetektoren bestehende Triggerebenen aufgehängt. Aus der Ortsinformation der vier MWPC können Spuren von ionisierenden Teilchen im Detektorsystem rekonstruiert werden. Die segmentierten Trigger innerhalb des Detektorsystems geben außer dem Trigger-signal auch eine Zeitinformation, die den Teilchenspuren zugeordnet werden kann.

Das Gerüst entspricht den Kanten eines Quaders von  $4 \cdot 3 \cdot 2.6 \text{ m}^3$ , welches durch einen zusätzlichen Träger auf der Seitendiagonalen gegen Scherkräfte gesichert ist. An den Seiten befinden sich sechs Paare von horizontal verlaufenden U-Profil-Stahlträgern, die als Schienen für die verschiedenen Detektor-komponenten dienen. Die MWPCs haben untereinander einen vertikalen Abstand von 60 cm. Zwischen den beiden oberen und den beiden unteren Kammern befindet sich jeweils eine der Triggerebenen (Abb. 2.1 und 2.2).

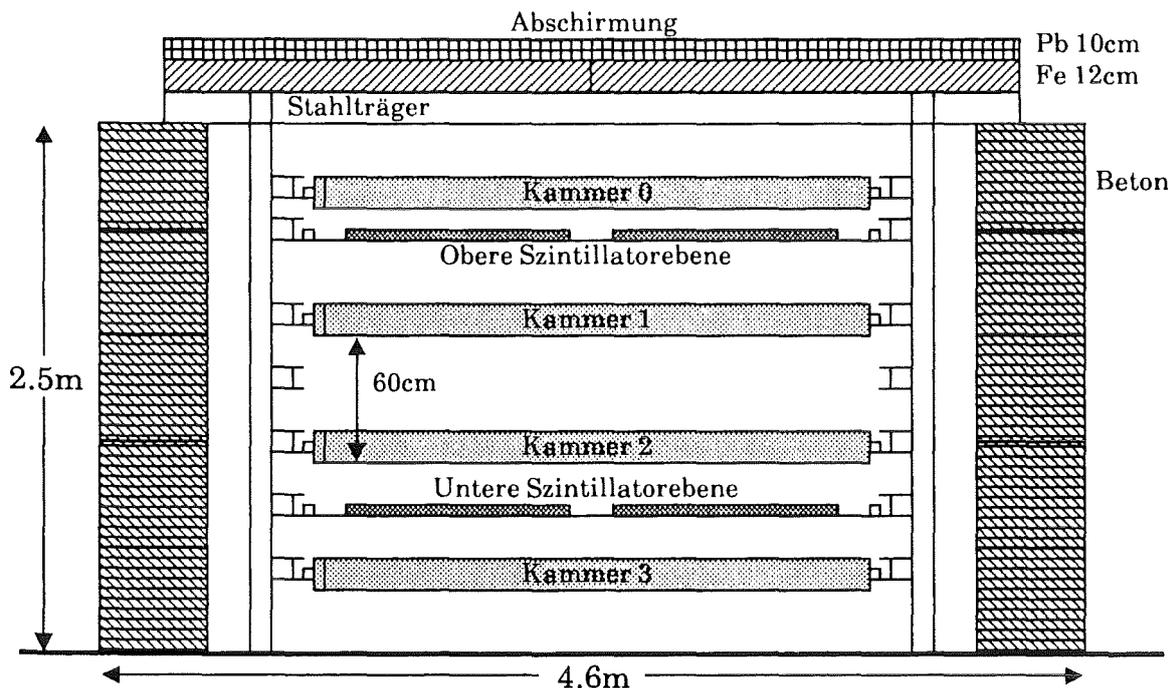


Abb. 2.1: Frontansicht (Ostseite) des Myonenkammer-Teststandes

An den Längsseiten des Gerüsts befinden sich zwei, aus Betonquadern ( $1 \cdot 0.5 \cdot 0.5 \text{ m}^3$ ) aufgeschichtete Mauern von 5 m Länge und 2.5 m Höhe, auf denen, durch 10 Doppel-T-Träger gestützt, 6 Gußeisenplatten von  $2 \cdot 1.6 \text{ m}^2$  Fläche und 12 cm Höhe liegen. Hierauf befinden sich zwei Lagen aus Bleisteinen

mit einer Gesamtdicke von 10 cm. Diese Abschirmung dient zur Unterdrückung der niederenergetischen  $e/\gamma$ -Komponente der Luftschauer, für Myonen bedingt sie eine Schwellenenergie von  $\approx 0.4$  GeV [Mat91]. Die Abschirmung ist damit vergleichbar mit der in der Literatur definierten Durchdringungsfähigkeit für die harte Komponente der kosmischen Strahlung, welche mit 15 cm Blei angegeben wird [ALG84].

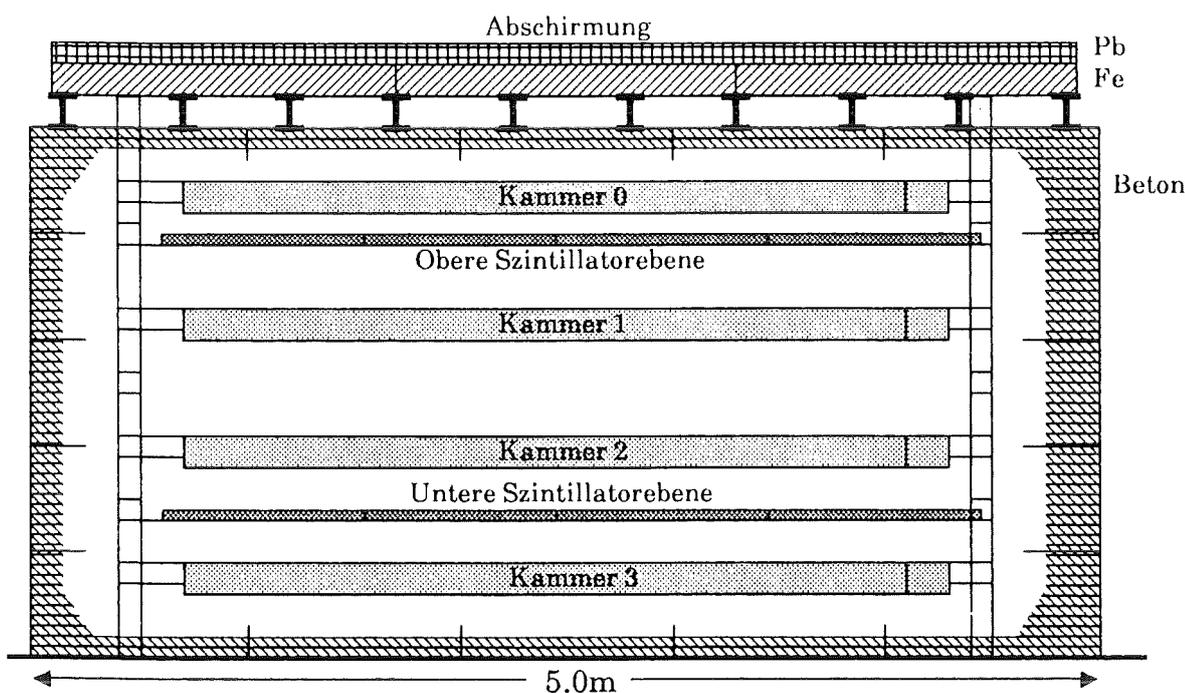


Abb. 2.2: Seitenansicht (Nordseite) des Teststandes

Der gesamte Aufbau befindet sich in einer großen Experimentierhalle und ist somit gegen Witterungseinflüsse weitgehend geschützt, wenngleich die Temperatur und Luftfeuchtigkeit in der Halle nicht konstant gehalten werden. Das für die MWPCs benötigte Gasversorgungssystem befindet sich noch innerhalb des Aufbaus, das System zur Steuerung und Datenaufnahme des Experiments ist außerhalb der Detektoranordnung aufgestellt.

## 2.1 Die Vieldraht-Proportionalkammern

Die für die Detektion der Myonen benutzten Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) wurden ursprünglich für den Einsatz im CELLO-Detektor bei DESY entwickelt [Ale81]. Bedingt durch die geometrischen Gegebenheiten dieses 'Collider'-Experiments wurden Kammern in drei verschiedenen Größen gebaut.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Kammern des Typs II benutzt. Sie haben bei einer äußeren Größe von  $4.03 \cdot 2.66 \text{ m}^2$  eine sensitive Fläche von  $8.77 \text{ m}^2$ .

Eine schematische Darstellung des Aufbaus der Kammern zeigt Abb. 2.3. Das Kernstück der Kammern ist ein  $16 \text{ mm}$  dickes Gasvolumen, in dessen Mitte sich die Anodendrahtebene befindet. Sie besteht aus 192 vergoldeten Wolframdrähten ( $\varnothing 20 \mu\text{m}$ ), die in  $12 \text{ mm}$  Abstand unter  $0.53 \text{ N}$  in einen Kunststoffrahmen eingespannt sind. Zwischen zwei Anoden sowie an den Seiten befindet sich jeweils ein Potentialdraht aus vergoldetem Kupfer-Beryllium ( $\varnothing 100 \mu\text{m}$ ), der für eine bessere Fokussierung des elektrischen Feldes sorgt und ein Übersprechen der einzelnen Anoden weitgehend verhindert.

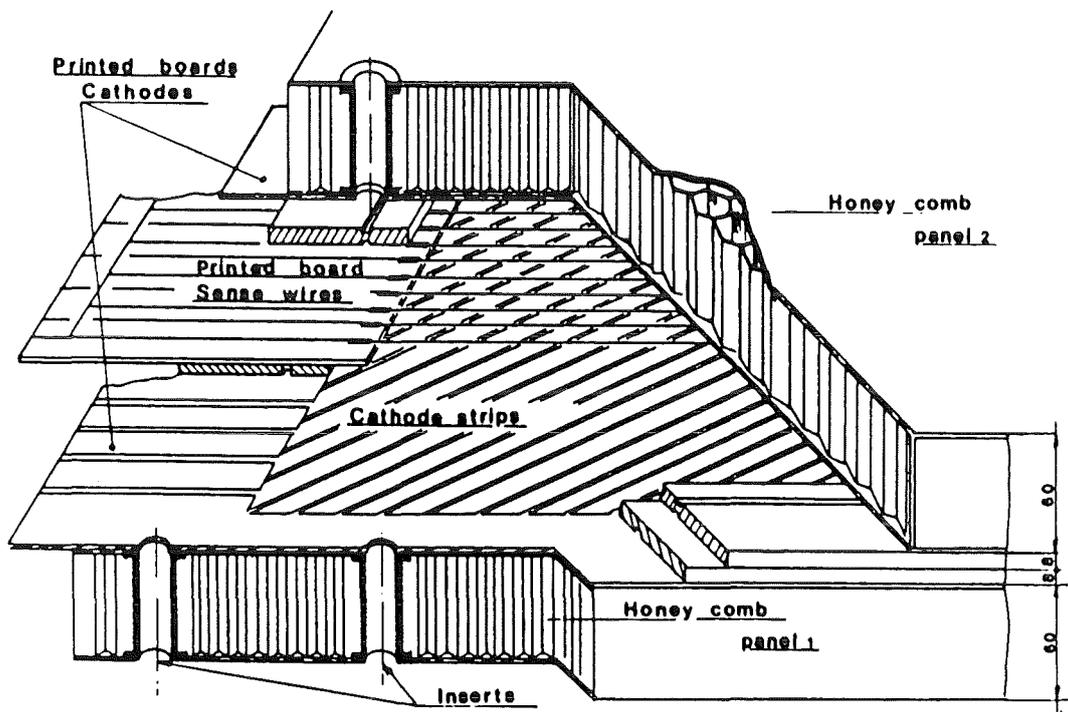
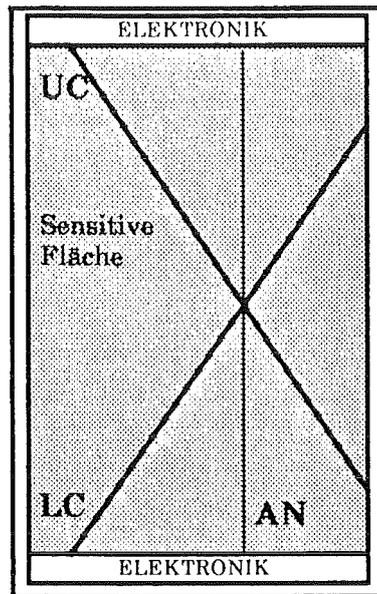


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Myonkammer

Ober- und Unterseite des Gasvolumens bilden zwei Deckplatten aus einer Wabenstruktur von Phenol-Hartpapier, die durch jeweils zwei Kunststoffplatten und sieben Streben verstärkt werden. Die einzelnen Lagen der MWPCs sind über Bolzen miteinander verschraubt und an den Längsseiten durch Aluminium-U-Profile sowie an den Querseiten durch Winkelprofile stabilisiert. Ein Zusammendrücken der Deckplatten wird durch 5 Kunststoffdistanzstücke innerhalb des Gasvolumens verhindert. Gegen ein Auseinanderdrücken wirken Spanndrähte, welche in die Distanzstücke eingebracht sind und die Kammerdeckel mit jeweils  $700 \text{ N}$  zusammenziehen.

Auf den Innenseiten der Deckplatten sind jeweils 320 Kupferstreifen mit einer Breite von 10,6 mm in einem Abstand von 2 mm aufgeklebt, die als Kathoden arbeiten. Die Kathoden der oberen Ebene sind um  $34^\circ$  gegenüber den Anodendrähten gedreht, während die Kathoden der unteren Ebene um  $-34^\circ$  gedreht sind. Aus der Information dieser drei Ebenen läßt sich der Durchstoßort des ionisierenden Teilchens rekonstruieren (Abb. 2.4).

### Kammer, Aufsicht



**Abb. 2.4:** Rekonstruktion des Durchstoßortes der Myonen (UC - obere Kathoden, LC - untere Kathoden, AN - Anoden).

Der Winkel von  $34^\circ$  entspricht der Diagonalen der verwendeten MWPCs. Dies hat den Vorteil, daß alle Kanäle der Kammer entweder an der Vorder- oder Rückseite zugänglich sind. Alle Streifen und Drähte der Kammer sind innerhalb des Gasvolumens mit gedruckten Schaltungen verbunden, welche die Verbindung nach außen darstellen. Dort enden alle Leiterbahnen in Messerleisten, auf welche die Elektronik mittels Federleisten direkt aufgesteckt werden kann.

Bedingt durch die Leichtbauweise können die MWPCs nicht mit konstantem Gasdruck betrieben werden, da selbst normale Luftdruckschwankungen eine zu große Kraft auf die Deckplatten bewirken würden. Die MWPCs werden daher bei einem um  $\approx 5$  mbar gegenüber dem äußeren Luftdruck erhöhten Gasdruck betrieben. Die Abb. 2.5 zeigt das Gassystem, das zur Mischung zweier Gase ausgelegt ist. Die Druckregelung wird durch zwei verschieden tief in Paraffinöl eingetauchte Röhren realisiert. In dem Gasvolumen stellt sich der dem hydrostatischen Druck des kürzeren Röhren entsprechende Druck ein [Hor90].

Die Mischanlage erlaubt die Verwendung des im CELLO-Experiment benutzten Argon-Isobutan-Gemisches (Volumenverhältnis 2:1), alternativ kann auf die Mischanlage verzichtet werden, um vorgemischtes Argon-Methan (Volumenverhältnis 9:1) zu verwenden [Her93]. Dem Gas wird jeweils durch Spülung Isopropanol beigemischt. Der geringe Isopropanolanteil hat neben seiner 'Quench'-Wirkung auch einen Reinigungseffekt, der für den Langzeitbetrieb der Kammern entscheidend ist [Bou70]. Im Normalbetrieb wird für jede Kammer ein Gasfluß von 5 l/h eingestellt.

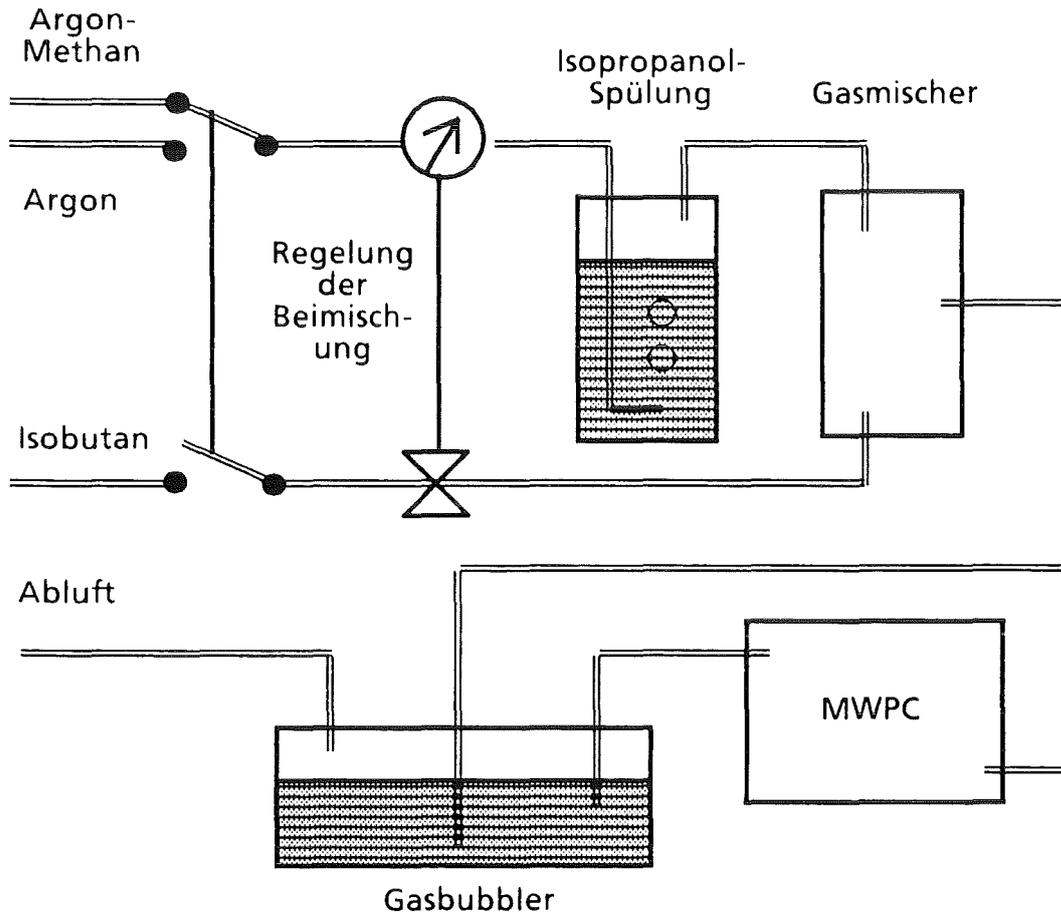


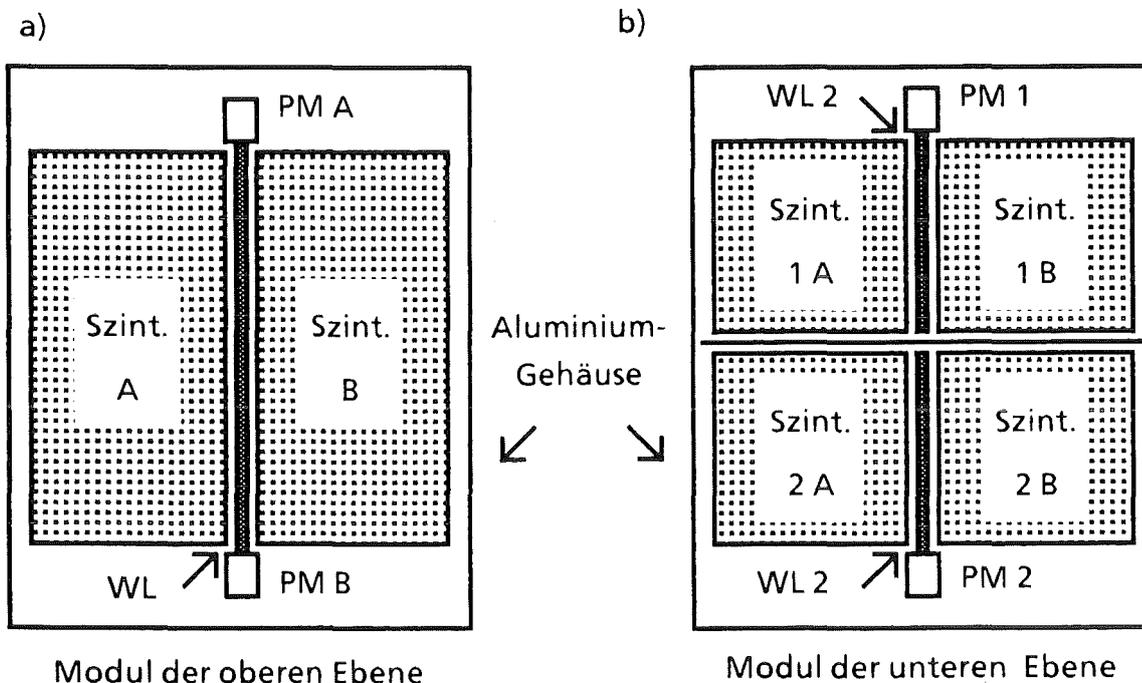
Abb. 2.5: Das Gassystem für die MWPCs

## 2.2 Das Triggersystem

Das Triggersystem besteht aus 2 Ebenen von je 8 Szintillationszählermodulen [Feu92]. Die Detektoren bestehen aus dem Szintillatormaterial NE 114 (Basismaterial Polyvinyltoluol) mit einer Dicke von 3 cm. Die Lichtsammlung erfolgt über einen Wellenlängenschieber aus NE 174 (Basismaterial Polyvinyl-

toluol). Dieser ist über einen kleinen Luftspalt in voller Länge an die Szintillatorplatte angekoppelt und wird an der Stirnseite mit einer 1.5" Photonenvervielfacherröhre der Firma EMI (Modell 9902) ausgelesen. Der gesamte Detektor befindet sich innerhalb eines lichtdichten Aluminiumgehäuses.

Die Module der oberen Ebene bestehen aus zwei Szintillatorplatten ( $47.5 \cdot 96 \text{ cm}^2$ ), in deren Mitte sich der Wellenlängenschieber befindet, welcher an beiden Enden durch Photonenvervielfacher ausgelesen wird (Abb. 2.6a). Durch Messung der relativen Ankunftszeiten an den beiden Röhren ist es prinzipiell möglich eine, wenn auch ungenaue Ortsinformation längs des Wellenlängenschiebers zu gewinnen. Dies aber nur, wenn der Detektor von genau einem Teilchen getroffen wird. Bei den Messungen dieser Arbeit wird auf diese Option verzichtet, da die erreichbare Ortsauflösung, verglichen mit der Ortsinformation durch die MWPCs, uninteressant ist.



**Abb. 2.6:** Aufbau der Triggerzähler (PM - Photonenvervielfacher, WL - Wellenlängenschieber).

Bei den Modulen der unteren Ebene kommen 4 getrennte Szintillatorplatten ( $47.5 \cdot 47.5 \text{ cm}^2$ ) zum Einsatz (Abb. 2.6b). Der Aufbau entspricht den Modulen der oberen Ebene, nur daß der Detektor in der Mitte quer geteilt und optisch getrennt ist. Die unteren Module beinhalten daher zwei getrennte Szintillationszähler. Der Vorteil dieses Aufbaus liegt in der, bei gleicher Anzahl von Modulen, feineren Unterteilung der Triggerfläche. Dies erweist sich bei den

Messungen vorteilhafter als eine grobe Ortsauflösung bei Einzelteilchen durch aufwendige Zeitmessungen.

## 2.3 Die Elektronik der MWPCs

Vorversuche mit der ursprünglich in Saclay entwickelten und im CELLO-Experiment eingesetzten Elektronik für die Myonkammern haben gezeigt, daß diese nicht mehr für den Einsatz geeignet ist [KoZ91].

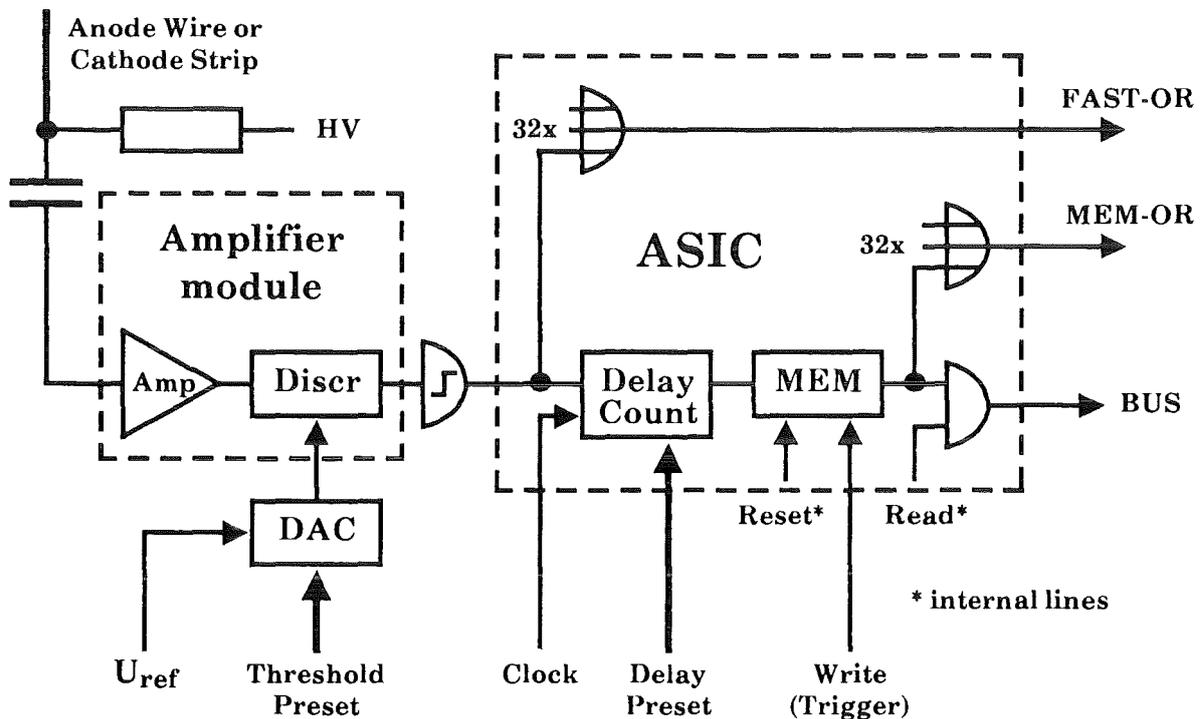


Abb. 2.7: Ein Kanal der 'Frontend'-Elektronik

Neben der beim damaligen Stand der Technik noch nicht realisierbaren Computerkontrolle der Parameter aller Kanäle, was eine umfängliche manuelle Einstellung erforderlich machte, ist die Leistungsaufnahme der damals zur Verfügung stehenden Schaltkreise derart hoch, daß eine permanente Kühlung aller Module erforderlich ist. Trotz der Kühlung kann keine hinreichende Stabilität erreicht werden, so daß einige Meßergebnisse zählratenabhängig sind [Mat93]. Da zu dem für einen Teil der Bauelemente kein Ersatz mehr zu beziehen war, wurde schließlich in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Rossendorf eine komplett neue 'Frontend'-Elektronik entwickelt.

Beim Nachweis von minimal ionisierenden Myonen wäre eine quantitative Messung der Ladung nur für eine Erhöhung der Ortsauflösung durch Schwer-

punktbildung innerhalb der Ladungsdeposition von Interesse. Bei der ohnehin guten Ortsauflösung der Kammern (siehe Abs. 4.3) wird daher auf die mit unverhältnismäßig großem Aufwand verbundene analoge Auslese der MWPCs verzichtet. Die Signale aller Kammerkanäle werden zunächst verstärkt und durch Vergleich mit individuellen Schwellen zu einer rein digitalen Information konvertiert. Die digitalen Pulse werden durch eine digitale Verzögerung zum 'Triggergate' synchronisiert und bis zur Auslese gespeichert.

Das Kernstück der Kammerelektronik stellen sogenannte Mutterkarten dar, welche mittels Federleisten auf die MWPC aufgesteckt werden. Eine Mutterkarte beinhaltet die analoge Elektronik inklusive der digitalen Verarbeitung für je 32 Kanäle und stellt ein Businterface zur Einstellung und Auslese bereit.

Die von der Kammer kommenden 32 Signale werden zu 8 Steckplätzen für Vierkanal-Vorverstärkerkarten geführt. Eine Vorverstärkerkarte besteht aus 4, diskret in SMD-Technik ('Surface Mounted Device') aufgebauten, ladungsintegrierenden Verstärkern. Die Verstärker sind jeweils durch Benutzung komplementärer Transistoren an die verschiedene Polarität von Anoden- bzw. Kathodensignalen angepaßt.

Die Anodenvorverstärker haben eine Empfindlichkeit von 540 mV/pC - die Kathodenmodule sind um einen Faktor 5 empfindlicher ausgelegt, um die Ausgangssignale vergleichbar mit denen der Anoden zu machen. Im Zentrum der Vorverstärkermodule sitzt ein schneller Vierkanal-Komparator von MAXIM (MAX 901), der die Ausgänge der Vorverstärker mit vorgegebenen Spannungen vergleicht und somit als 'Leading Edge'-Diskriminator wirkt (Abb. 2.7).

Die Weiterverarbeitung sowie die Generierung der Vergleichsspannungen für die Diskriminatoren, erfolgt auf der Mutterkarte selbst. Die digitalen Signale werden auf 7 Bit Zählerketten gegeben, die über einen vorgeetzten Wert (Preset) verfügen und mit 40 MHz getaktet sind. Bei jedem neuen Puls zählt der Zähler von seinem vorgeetzten Wert auf Null und gibt dann das Signal weiter. Hierdurch kann für jede Mutterkarte eine individuelle Signalverzögerung erreicht werden, die dazu dient, eventuelle Laufzeitunterschiede zwischen Vorder- und Rückseite der Kammern, zwischen Kathoden und Anoden oder zwischen verschiedenen Kammern auszugleichen. Die Ausgänge der Zählerketten gehen auf einen Flip-Flop-Speicher, der abhängig von einem aus dem zentralen Trigger abgeleiteten 'Gate' den Wert übernimmt.

Die 32 Zähler mit ihrem gemeinsamen Presetregister, die Flip-Flops sowie ein Businterface für einen privaten 8-Bit Daten-/Adreßbus sind platz- und kostensparend in einem ASIC ('Application Specific Integrated Circuit') realisiert. Die Vergleichswerte für die Komparatoren der Vorverstärker werden durch

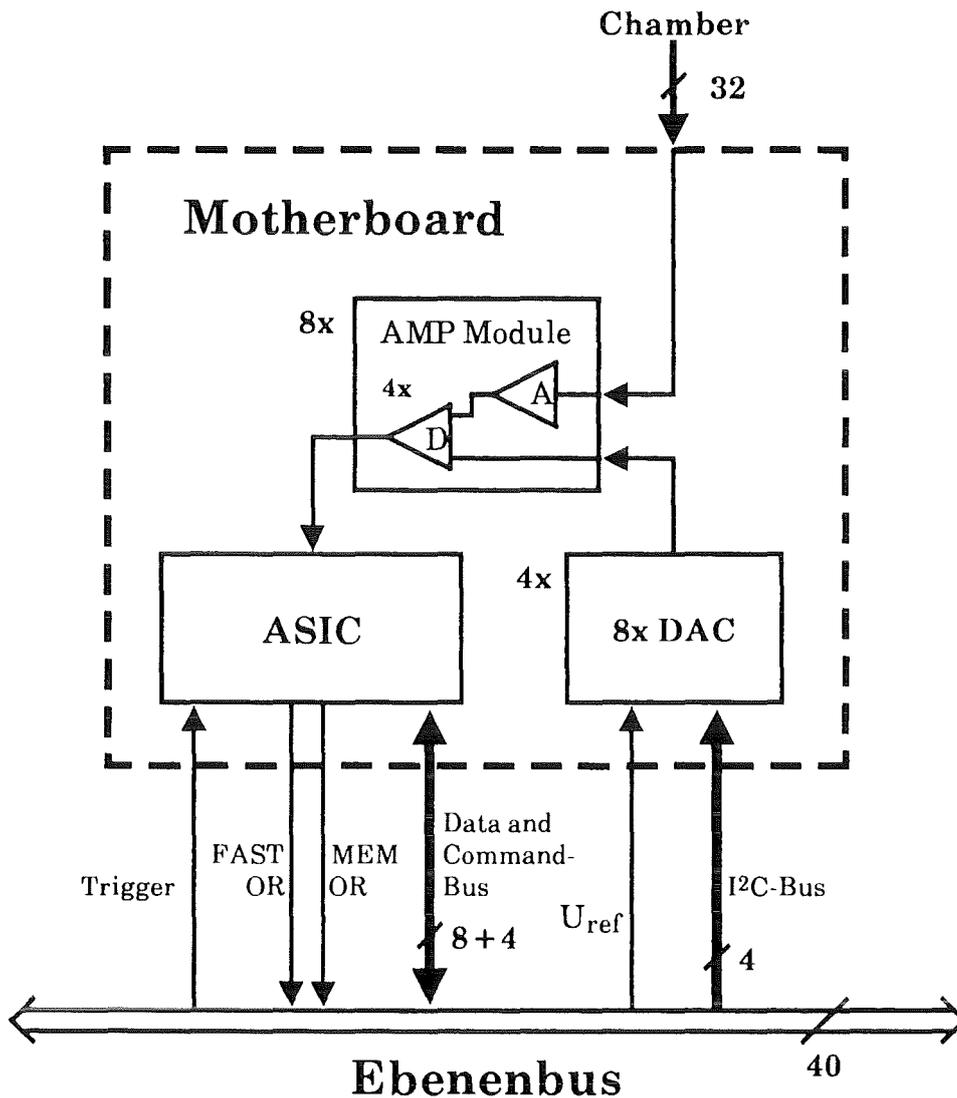


Abb. 2.8: Verbindung der Mutterkarten durch den Ebenenbus

Achtkanal-DAC-Bausteine der Firma Philips (TDA 8444) erzeugt. Diese aus der Unterhaltungselektronik stammenden Bausteine bieten den Vorteil, acht Digital-Analog-Konverter mit 6 Bit Auflösung in einem kleinen Gehäuse zu integrieren und gleichzeitig über ein I<sup>2</sup>C-Businterface zu verfügen, womit mehrere DAC-Bausteine miteinander verbunden werden können.

Der I<sup>2</sup>C (Inter IC) Bus ist ein asynchrones, serielles Bussystem, das normalerweise mit zwei bidirektionalen Leitungen arbeitet. Aufgrund der gegenüber industriellen Einsätzen erheblichen Kabellängen von bis zu 6 m wird der Bus in dem sogenannten 'Long Distance Mode' betrieben. Hierbei werden die zwei bidirektionalen Leitungen in 4 unidirektionale Leitungen aufgeteilt, was die Möglichkeit bietet, in die einzelnen Leitungen Treiberbausteine einzufügen.

Der parallele Daten- und Steuerbus, der serielle I<sup>2</sup>C-Bus, Triggerleitungen und die Referenzspannung für die DAC-Bausteine bilden zusammen den sogenannten Ebenenbus, der als 40-poliges Flachbandkabel die Mutterkarten miteinander verbindet (Abb. 2.8). Die Spannungsversorgung der Mutterkarten erfolgt über zusätzliche Leitungen mit größerem Querschnitt.

Jeweils die Mutterkarten aller vorderen unteren Kathoden, der vorderen oberen Kathoden, der Anoden, der hinteren oberen Kathoden und der hinteren unteren Kathoden sind über einen solchen Ebenenbus verbunden. Diese 5 Teilbusse werden zu einem Ebenenmultiplexer geführt, der sie zur Auslese durch den Rechner selektiert.

## 2.4 Triggerelektronik und das Zeitmeßsystem ARTS

Die Triggerelektronik für die zwei Triggerebenen ist modular in handelsüblicher NIM-Technik aufgebaut (Abb. 2.9). Die Signale der optisch nicht getrennten Photonenvervielfacher der oberen Triggerebene werden zunächst auf ein 'Linear Fan In / Fan Out'-Modul (LeCroy 428F) gegeben, welches die Signale analog addiert. Die hierbei auftretenden Verzerrungen sind vernachlässigbar, da die analogen Werte nicht weiterverarbeitet werden und die zeitliche Verzerrung unterhalb der Zeitauflösung des Zeitmeßsystems liegt. Die analogen Summensignale der acht oberen Module werden dann auf einen 'Constant Fraction'-Diskriminator (Ortec CF 8000) gegeben. Die Signale der 16 optisch getrennten Szintillatoren der unteren Ebene gehen direkt auf zwei CF 8000 Module. Alle logischen Ausgänge der Diskriminatoren werden auf das Zeitmeßsystem ARTS gegeben.

Aus dem 'AND' zwischen dem 'OR' aller unteren Trigger und dem 'OR' aller oberen Trigger folgt die Triggerbedingung, daß mindestens ein Teilchen das Detektorsystem passiert hat. Durch ein zwischengeschaltetes 'Fast-Gate'-Modul, welches über CAMAC gesteuert wird, erfolgt eine Triggerverriegelung bis die Auslese des Ereignisses beendet ist. Aus dem Triggersignal werden über 'Gate and Delay'-Generatoren (Ortec 416A) das 'Gate' für die Myonkammern sowie das Stoppsignal für das Zeitmeßsystem gewonnen.

Da Testmessungen gezeigt haben, daß das eingesetzte 'Fast Gate'-Modul nicht immer ideal arbeitet, sondern eine gewisse Zeitverschmierung von 20 ns und mit einer Wahrscheinlichkeit von  $10^{-2}$  auch Zeitsprünge erzeugt, wird der Ausgang der 'AND-Coincidence' zusätzlich als Synchronisationssignal auf das Zeitmeßsystem gegeben.

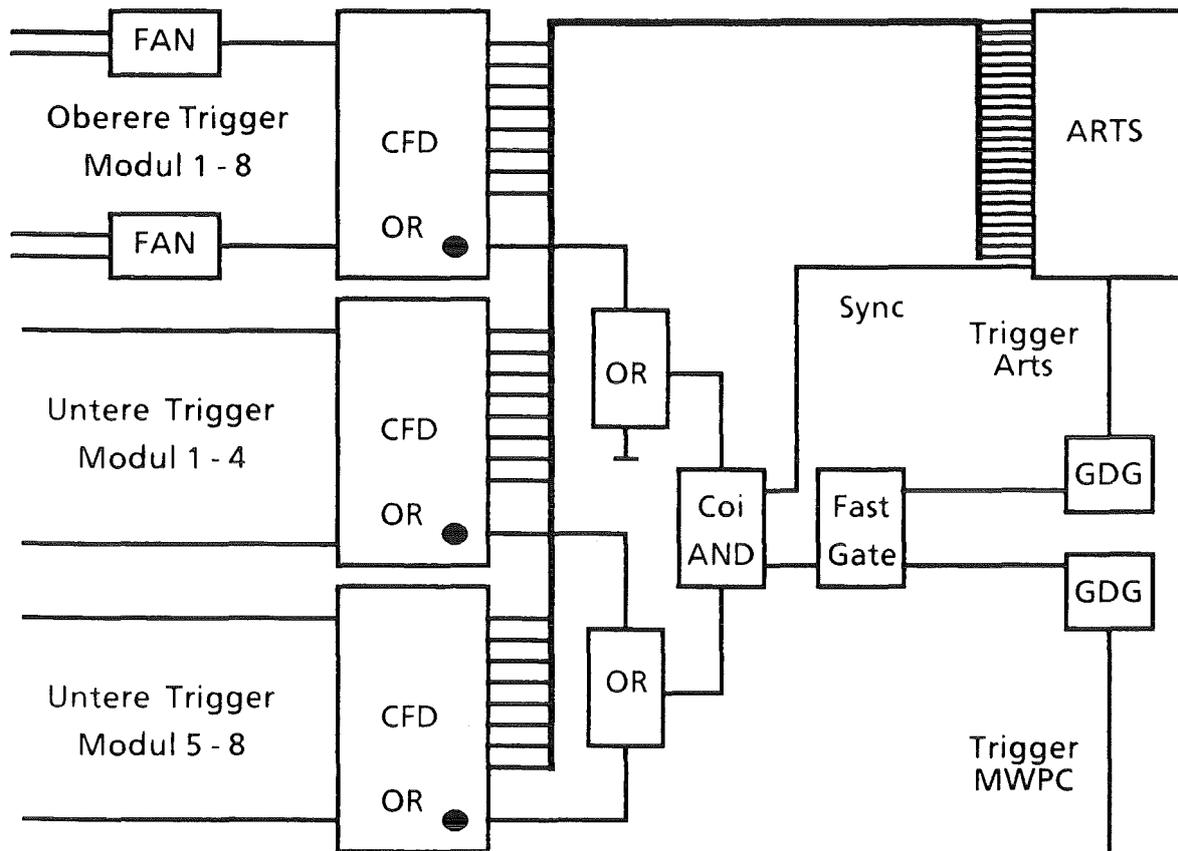


Abb. 2.9: Schematische Darstellung der Triggerelektronik. (FAN - Linear Fan In / Fan Out, CFD - Constant Fraction Discriminator, COI - Coincidence Unit, GDG - Gate and Delay Generator)

Das Zeitmeßsystem ARTS (ARRival Time System) ist ein universell verwendbares Modul zur Messung der Zeitstruktur von 32 Kanälen. ARTS entspricht in der Funktionsweise einem 'Logic Analyzer', d.h. es werden die logischen Zustände der Eingänge ständig gemessen und gespeichert, bis ein Trigger erfolgt und der Zustand des Speichers eingefroren wird. Durch eine entsprechende Verzögerung des Triggers kann das Modul auf ein beliebiges Verhältnis von Vor- und Nachgeschichte zum Ereignis eingestellt werden. Der Vorteil von ARTS liegt in seiner Multihit-Fähigkeit. Das heißt, es kann auch mehrfache Treffer in einem Detektorkanal erkennen, was in einem üblichen Aufbau zur Zeitmessung mit einfachen TDC-Modulen nicht möglich ist.

Die Abb. 2.10 zeigt den prinzipiellen Aufbau von ARTS. Alle 32 NIM-Eingänge werden durch MC 10125-Bausteine (Motorola) von NIM- auf TTL-Pegel umgewandelt und gehen direkt auf CY7C123 RAMs (Cypress). Diese RAM-Typen sind statische 1 KBit RAMs mit einer Breite von 4 Bit, die über getrennte Ein- und Ausgänge verfügen. Diese spezielle Eigenschaft ist für das Erreichen großer Abstraten von Bedeutung, da zusätzliche Bustreiberbausteine entfallen und die

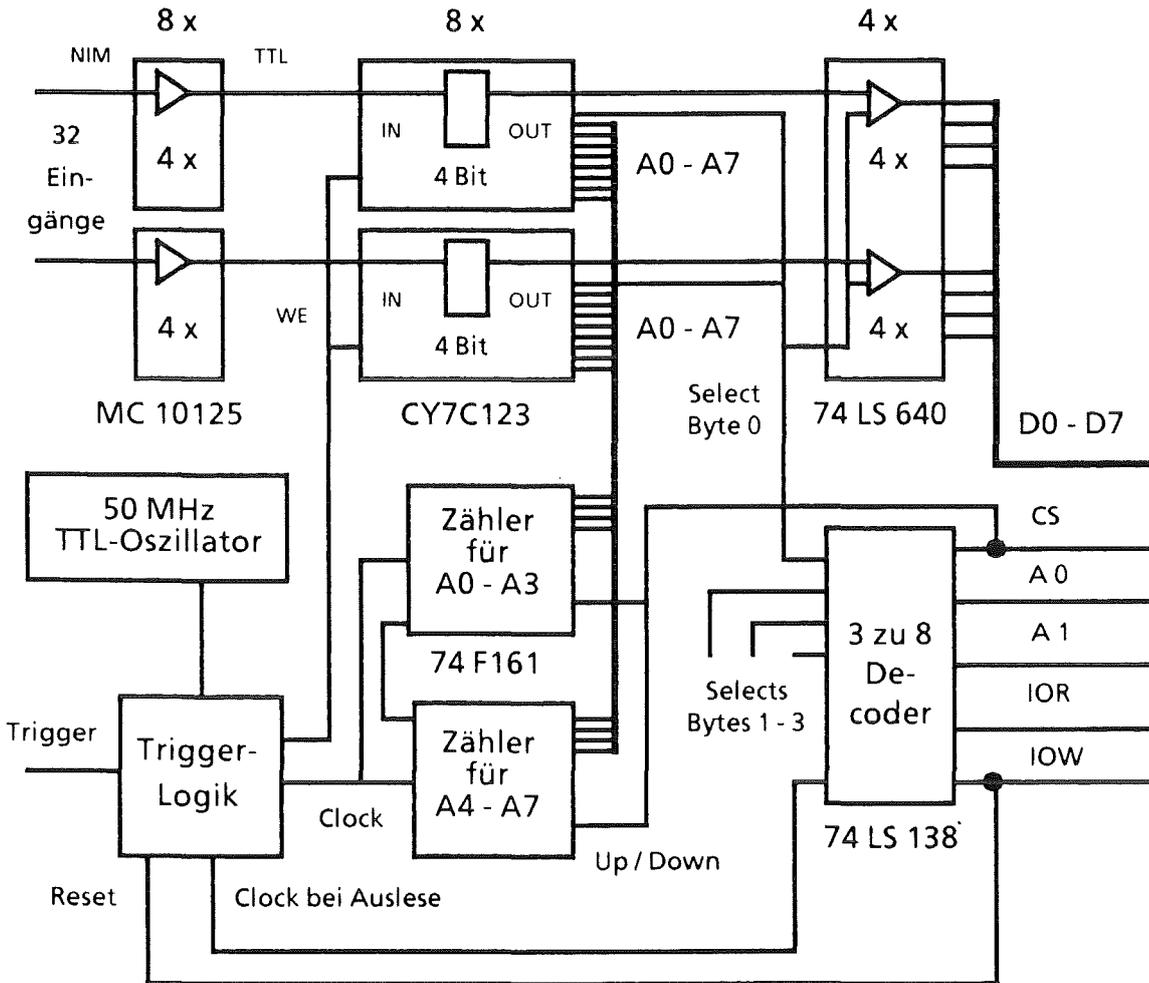


Abb. 2.10: Blockschaltbild des Zeitmeßsystems ARTS (WE - 'write enable', CS - 'card select', IOR - 'Strobe' bei Lesezugriff, IOW - 'Strobe' bei Schreibzugriff)

Schaltung kompakter ausgelegt werden kann. Die RAMs werden über eine Zählerkette aus zwei 4-Bit synchron 'Up/Down' Zählern (74F191) im Rundumlauf betrieben. Abhängig von der Frequenz eines Quarzoszillators wird also der logische Zustand der 32 Eingänge fortwährend in den RAMs gespeichert.

Erfolgt ein Trigger, so wird dieser von der Triggerschaltung durch ein Flip-Flop (74F74) gespeichert. Es hält die Zähler an und schützt den Inhalt der RAMs, in dem sie gegen weiteres Schreiben gesperrt werden. Die Auslese und Triggerfreigabe von ARTS erfolgt über einen einfachen privaten Bus. Der Bus besteht aus 8 Daten-, 2 Adreß-, einer Anwahlleitung und zwei Richtungsstrosbes. Die 8 Datenleitungen werden über Bustreiber-Bausteine (74LS640) auf je zwei der 4-Bit breiten RAMs durchgeschaltet. Diese werden gemeinsam gelesen, wobei die Anwahl des RAM-Paares durch die Adreßleitungen erfolgt. Während der

Auslese wird die Zählrichtung der Zähler von 'up' auf 'down' geschaltet. Beim Zugriff auf das vierte Byte wird vom 'Businterface' ein Schaltimpuls für die Zähler erzeugt, so daß bei erneutem Lesen automatisch auf eine um 1 erniedrigte RAM-Zeile zugegriffen wird. Durch wiederholtes Lesen an den Adressen 0, 1, 2, 3 wird der gesamte Inhalt des RAMs an den Bus übermittelt, ohne daß eine zusätzliche RAM-Ansteuerung benötigt wird. Die Freigabe des Triggers erfolgt durch einen beliebigen Schreibzugriff auf ARTS. Die Zählrichtung wird wieder auf 'up' geschaltet, die RAM-Eingänge werden freigeschaltet und die Zähler mit dem Takt des Quarzoszillators verbunden.

ARTS ist in Lochrastertechnik innerhalb eines einfach breiten NIM-Moduls aufgebaut. Die Spannungsversorgung erfolgt über das NIM-Crate. Auf der Vorderseite sind Lemobuchsen für die 32 Eingänge und den Trigger. Der parallele Bus ist auf der Rückseite des Moduls durch eine Doppelpostenleiste realisiert.

Bei der vorliegenden Version von ARTS wird mit einer Oszillatorfrequenz von 50 MHz gearbeitet, was einer Abtastung alle 20 ns entspricht. Bei einer RAM-Tiefe von 256 Adressen bedeutet dies, daß die Zeitstruktur der Eingänge für einen Zeitraum von  $5.12 \mu\text{s}$  um den Trigger mit einer Auflösung von 20 ns erfaßt wird.

Die Frequenz von 50 MHz stellt für den aktuellen Aufbau von ARTS eine Obergrenze dar, da sowohl die Zählerkette, als auch die RAMs mit der maximal zulässigen Frequenz betrieben werden. Für die RAMs wären schnellere Versionen verfügbar, bei den TTL-Zählern allerdings nicht. Um eine weitere Frequenzsteigerung zu erreichen, müßte ein Multiplexer an den RAM-Eingängen benutzt werden, der ständig zwischen zwei RAMs umschaltet. In diesem Fall kann die Adreßselektierung des einen RAMs in dem Zeitraum gemacht werden, in dem das andere RAM Daten nimmt. Eine derartige Schaltung hätte bei gleicher Kanalzahl die doppelte Anzahl an Bauteilen, welche zum Teil auch noch bei sehr hohen Frequenzen betrieben würden. Ein einfacher Laboraufbau erscheint daher nicht mehr möglich.



Messungen gespeichert werden und einer Netzwerkanbindung mittels Ethernet-Karte, wodurch die Daten zu den Massenspeichern des Auswerterechners übermittelt werden.

Die Anbindung der MWPCs erfolgt durch eine vom FZ Rossendorf entwickelte 'Interface'-Karte. Sie setzt den parallelen Teil des privaten Busses der MWPCs auf den ISA-Bus des PCs um und verfügt über einen 'Controller'-Baustein (PD 8584) für den I<sup>2</sup>C-Bus. Eine Beschreibung der einzelnen Funktionen dieser Karte findet sich bei M. Kretschmer [Kre94].

Das 'Fast-Gate'-Modul zur zentralen Triggerverriegelung, verschiedene 'Scaler' zur Totzeitkorrektur und Zählratenüberwachung, die Hochspannungssteuerung sowie ADC- und TDC-Module sind als CAMAC-Module ausgeführt. Die Anbindung des CAMAC-Crates an den PC erfolgt über einen speziellen 'Crate Controller' der Firma Struck (PC 1331/Turbo), der das CAMAC-Bussystem über eine 'Interface'-Karte vom PC aus ansprechbar macht.

Für die Hochspannungsversorgung der Myonkammern sowie der Photonenervielfacher aller Szintillationszähler wird das System SY127 der Firma CAEN benutzt, dessen Basiseinheit spezielle Überrahmen darstellen. Für diese existieren verschiedene Einschübe mit unterschiedlicher Charakteristik bezüglich maximaler Spannung und Strom. Ein Einschub verfügt über 4 identische Kanäle, wobei maximal 10 Einschübe pro 'Crate' möglich sind. Durch einen speziellen, seriellen Bus können bis zu 100 'Crates' miteinander verbunden werden. Für jeden Kanal können die Hochspannung, der Grenzstrom, An- und Abschaltgeschwindigkeit sowie die Toleranz gegenüber kurzzeitigen Stromerhöhungen vorgegeben werden. Alle Kanäle verfügen über eine eigene Kontrolle für die tatsächlichen Werte von Spannung und Strom. Das Hochspannungssystem ist mit einer 'Interface'-Karte der Firma CAEN, die den speziellen, seriellen Bus von CAMAC aus ansprechbar macht, als Subsystem eingebunden.

Die Anbindung des Zeitmeßsystems ARTS erfolgt über eine Eigenbaukarte, die den einfachen, privaten Bus von ARTS auf den ISA-Bus des PCs umsetzt. Sie besteht aus einem Dekoder für die Kartenadresse, der aus zwei 8 Bit-Komparatoren (74 LS 688) aufgebaut ist und zwei Bustreiber-Bausteinen für die Adreß- und Steuerleitungen sowie die 8 unidirektionalen Datenleitungen.

Für die Erfassung des Luftdrucks und zur Überwachung verschiedener Spannungen ist mittels eines PC488 Interfaces der Firma Keithley ein IEEE 488 Bussystem an den PC angebunden. Dieses System erlaubt es bis zu 15 handelsübliche Meßgeräte verschiedener Hersteller (Multimeter, Oszillographen, etc.) zu kombinieren und vom Rechner aus zu steuern. Für die Luftdruckmessungen wird ein Achtkanal-Multimeter benutzt, an das zwei Drucksensoren

(MKS/Baratron 127A) angeschlossen sind. Die freien Kanäle des Multimeters erlauben die Kontrolle der Versorgungs- und Referenzspannungen im Experiment.

### 3.2 Das Datenaufnahme- und Analyseprogramm MYDAS

Die Datenaufnahme und Steuerung des Detektorsystems, die Analyse der Ergebnisse sowie die Monte-Carlo-Simulation des Experiments erfolgen durch das Programm MYDAS (MYonkammer Datenaufnahme und Analyse-Software). Dieses Programm ist ein komplexes Multiparameter-Datenaufnahmeprogramm

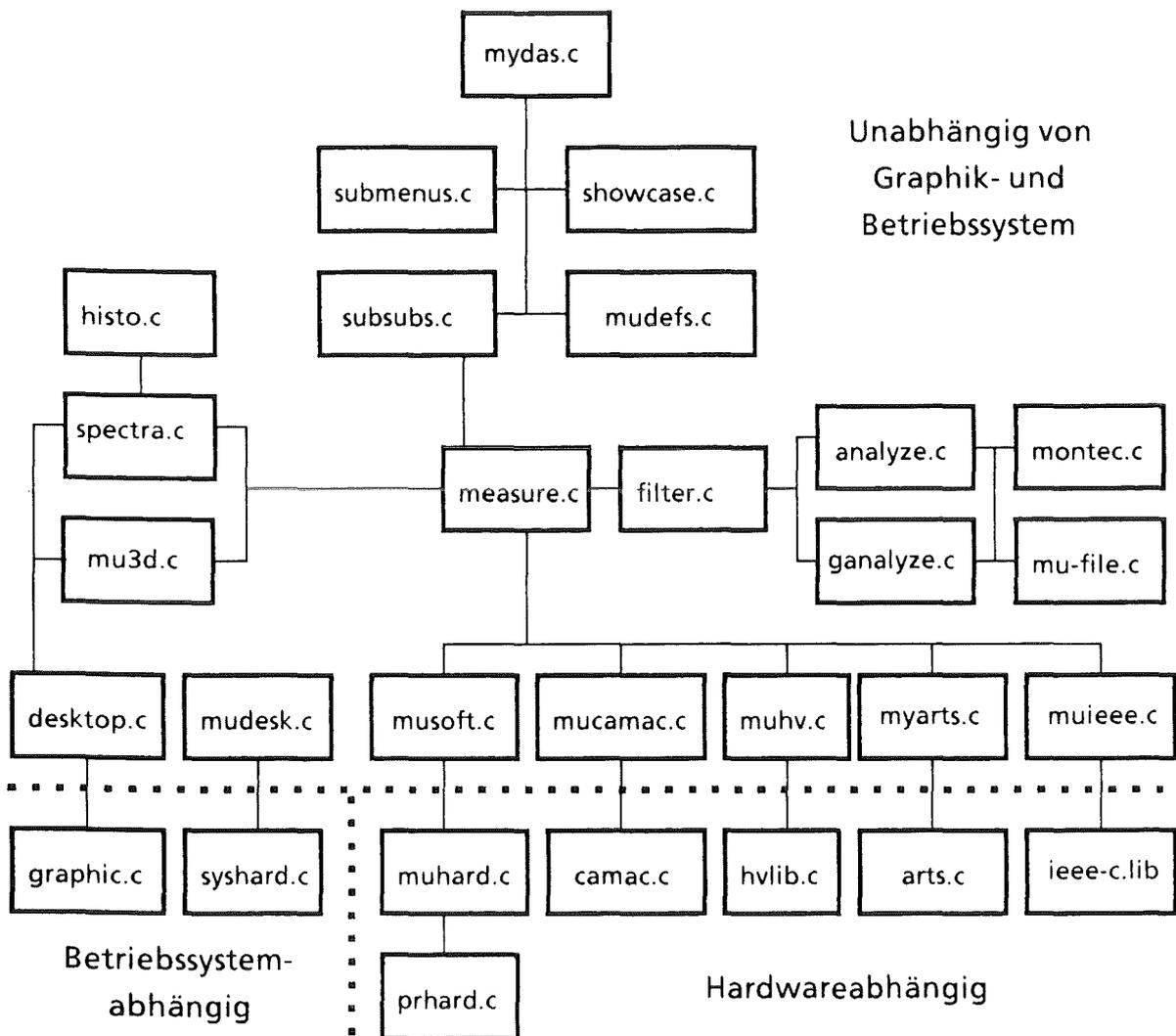


Abb. 3.2: Das Schichtenmodell von MYDAS

mit graphischer Benutzeroberfläche, welches extrem modular, bei konsequenter Anwendung eines Schichtenmodells, verschiedenste Hardwarekomponenten in einer gemeinsamen Software vereint und auf unterschiedlichen Plattformen

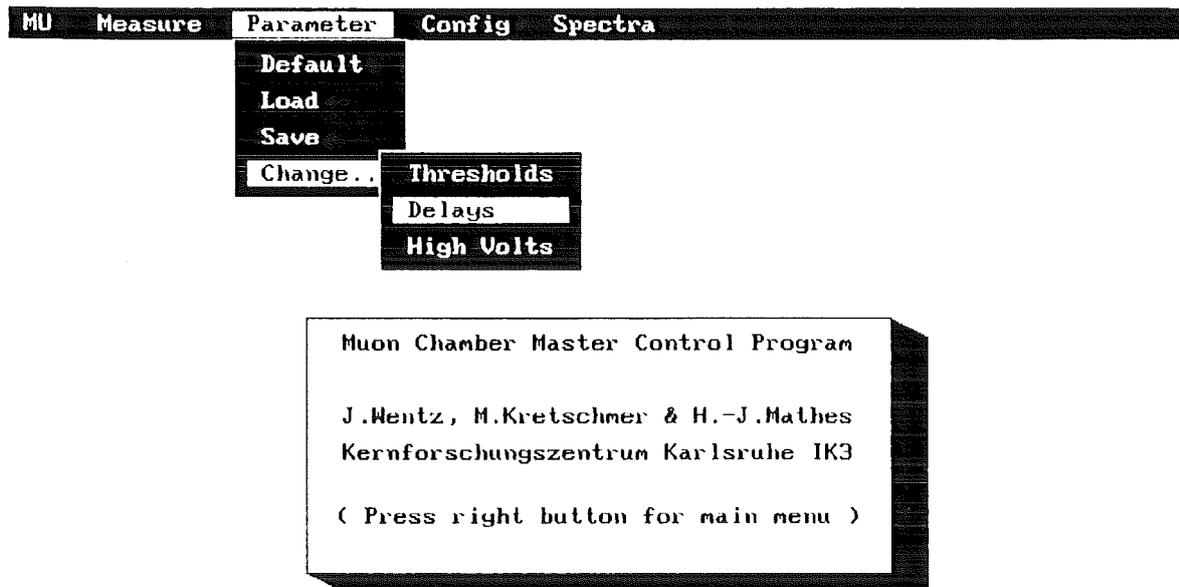


Abb. 3.3: Die Menüführung von MYDAS

lauffähig ist. Das Programm MYDAS ist vollständig in ANSI-C erstellt und umfaßt in 36 Modulen mit 716 Funktionen ungefähr 32500 Programmzeilen.

Das Prinzip des Schichtenmodells von MYDAS ist in Abb. 3.2 dargestellt. Grob unterteilt, setzt sich das Programm aus 3 Gruppen von Modulen zusammen. In der Hauptgruppe befinden sich das Hauptprogramm, die graphische Benutzeroberfläche, alle Analyseteile und der Kern von Datenaufnahme und Steuerung. Dieser Teil von MYDAS umfaßt ungefähr 85 % und ist vollkommen unabhängig von Betriebssystem und Meßhardware.

In der zweiten Gruppe befinden sich die betriebs- und graphiksystemabhängigen Funktionen der untersten Schicht, die durch die Module 'syshard.c' und 'graphic.c' repräsentiert werden. Das Modul 'graphic.c' ist eine Sammlung von einfachen graphischen Routinen, wie die Ausgabe von Punkten und Linien, Maussteuerung und die Verwaltung von Graphikausschnitten. Durch die relativ einfachen Grundanforderungen läßt sich dieses Modul für verschiedenste Graphiksysteme erstellen. Momentan existieren Implementationen für die Graphiksysteme von Microsoft-C, Borland-C (beide MS-DOS), Atari-GEM und X11 (alle gängigen Workstations).

Das Modul 'syshard.c' faßt alle von MYDAS benötigten Betriebssystemfunktionen zusammen. Im einzelnen stellt es Timerfunktionen mit genormter Auflösung und Periode, sowie Zugriffe auf das jeweilige Filesystem zur

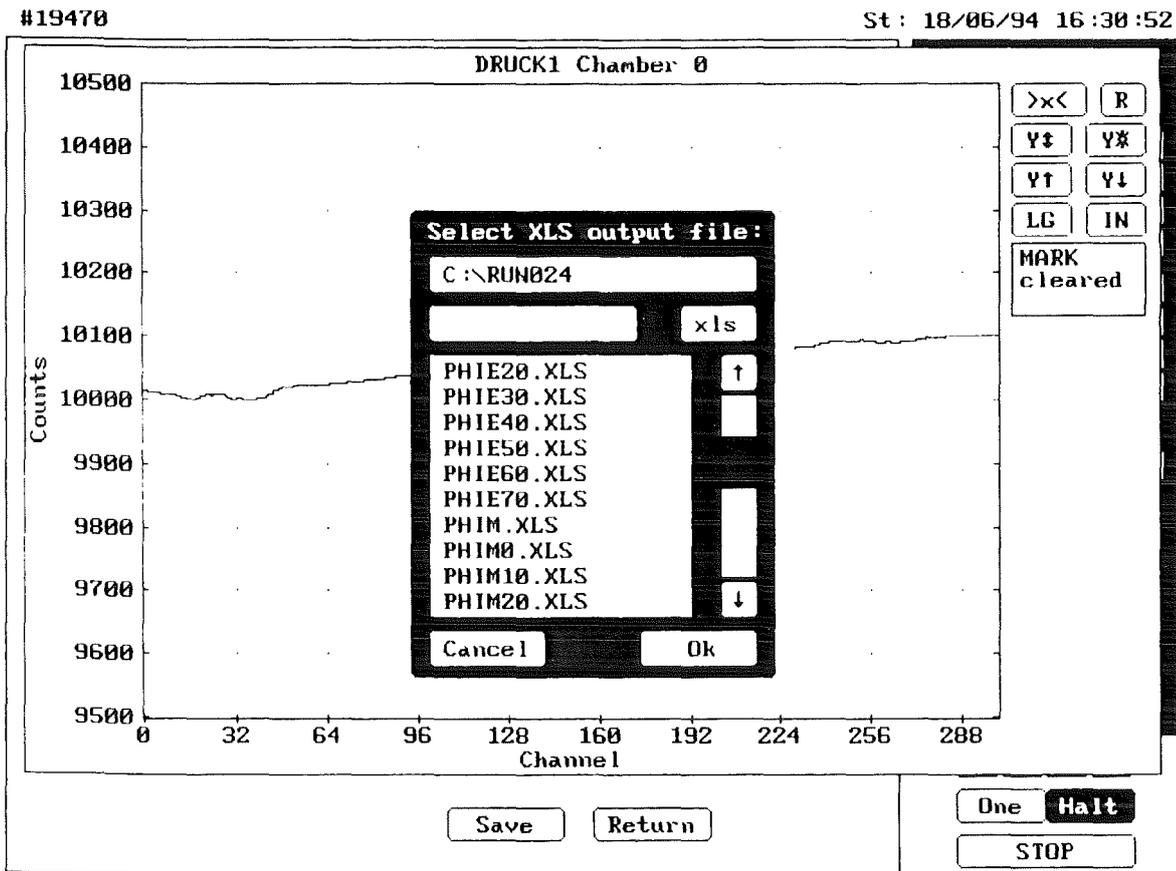


Abb. 3.4: Der 'Filerequester' von Mydas

Verfügung. Für 'syshard.c' existiert eine MS-DOS und eine UNIX Implementation. Der Anteil der betriebs- und graphiksystemabhängigen Teile an MYDAS beträgt weniger als 5 %.

Die dritte Gruppe stellt Bibliotheken für alle Komponenten der Hardware zur Verfügung. Allen Modulen hier sind entsprechende Gegenstücke in der Hauptgruppe zugeordnet. So wird z.B. in der Hauptgruppe durch die Funktion 'ReadOutArts' das Auslesen des Zeitmeßsystems veranlaßt. Dieser Aufruf ist vollständig unabhängig von der Hardware, seine Umsetzung in dem Modul 'arts.c' dagegen bezieht sich speziell auf das PC-Interface für ARTS. Die hardwareabhängigen Module umfassen 10% von MYDAS.

Die gesamte Speicherverwaltung von MYDAS ist dynamisch aufgebaut. Alle benötigten Speicherbereiche, sowohl für die Daten als auch für die Graphik werden direkt vor der Benutzung angefordert und danach wieder freigegeben. Hieraus ergibt eine gute Ausnutzung des Gesamtspeichers.

Das äußere Erscheinungsbild von MYDAS wird geprägt durch die graphische Benutzeroberfläche DESKTOP (Modul 'desktop.c'). Durch sie wird eine vollkommen mausgesteuerte, selbsterklärende Benutzerführung in MYDAS realisiert. DESKTOP stellt Routinen zur Menüsteuerung, 'Gadget'-Listen (auf

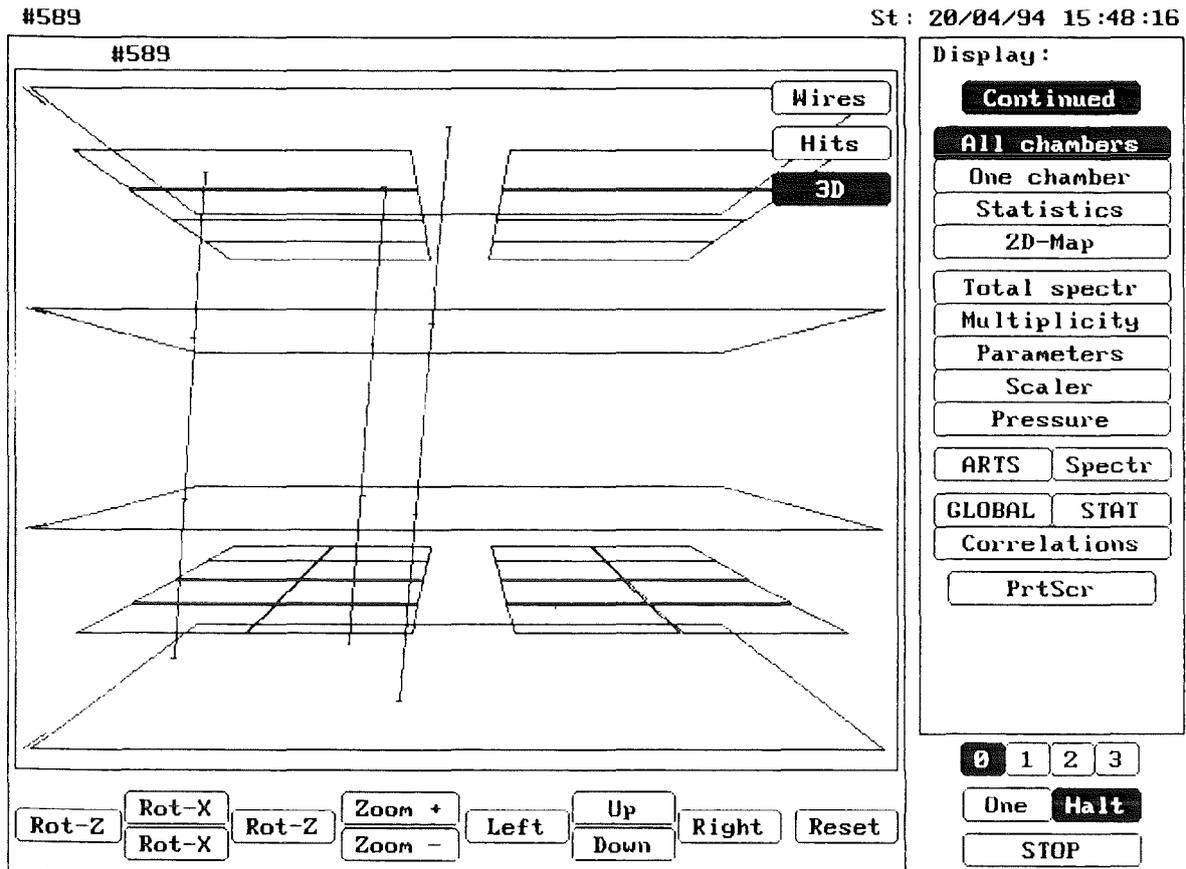


Abb. 3.5: Beispiel für eine 'online' Darstellung während der laufenden Messung.

Mausklick reagierende Felder), 'Requester', Schieberegler und einen 'File-requester' zur Verfügung. Gegenüber gängigen Benutzeroberflächen hat DESKTOP den Vorteil, daß es mit einem Speicherbedarf von minimal 50 KB zurecht kommt. Der entscheidende Punkt ist jedoch, daß DESKTOP in reinem ANSI-C geschrieben ist und nur auf den Modulen 'syshard.c' und 'graphic.c' aufbaut. Es kann daher im Gegensatz zu allen gängigen Oberflächen leicht auf unterschiedlichste Zielsysteme portiert werden. Die Menüführung von MYDAS ist in Abb. 3.3 dargestellt. Als Beispiel für einen Requester, der verschiedene Elemente wie Schieberegler und 'Gadgets' enthält zeigt Abb. 3.4 den 'File-requester' von DESKTOP.

Das Hauptprogramm von MYDAS unterteilt sich in 4 Teile. Den ersten Teil stellt der Hauptmenüpunkt 'Measure' mit seinen Unterpunkten 'Start' und 'Adjust' dar. Das Adjustmenü startet einen Algorithmus, der die Verzögerungswerte der Myonkammerelektronik anhand aufgenommener Ereignisse einmißt. Im wesentlichen handelt es sich dabei um eine Sequenz von kurzen Meßreihen mit 100 bzw. 1000 Ereignissen, bei denen sukzessive nach dem Maximum der Kammereffizienz gesucht wird [SIW94]. Der eigentliche Meßmodus

des Programms öffnet zunächst einen Requester, der die Bedingungen des Runs definiert. Er erlaubt insbesondere die Auswahl der Datenquelle zwischen Hardware (zur Messung), Datenfile (zur Analyse) und Monte Carlo zur Simulation des Experiments. Des Weiteren wird hier festgelegt, welche Analysen und welche 'Cuts' bei der Messung berücksichtigt werden sollen. Nach der Auswahl läuft der eigentliche Meßmodus, der die Daten von der gewählten Quelle ereignisweise liest, sie auswertet, in Histogrammen sammelt und abspeichert. In diesem Modus kann der Benutzer jederzeit durch Mausklick alle gesammelten Histogramme und alle Darstellungen des aktuellen Ereignisses auswählen (Abb. 3.5).

Der zweite Teil ist das Parameter-Hauptmenü, durch welches alle Betriebsparameter der MWPCs eingestellt werden. Es stellt für jeden Verzögerungs- und Schwellenwert einen Schieberegler zur Veränderung bereit. Das CAEN Hochspannungssystem kann über Rahmenweise angezeigt und durch spezielle Requester können seine Parameter modifiziert werden.

Der dritte Teil (Hauptmenü 'Config') bezieht sich auf die Definition der Hardwarekomponenten, welche mittels eines Konfigurationsfiles in ASCII erfolgt [Kre94]. Hierin können die Anbindung der verschiedenen Komponenten und ihre Anzahl definiert werden. Das Menü erlaubt während des Betriebs das Anzeigen der aktuellen Konfiguration, die Auswahl einer neuen Konfiguration und eine Rücksetzung aller Systeme in den Grundzustand.

Im vierten Hauptmenü, werden einige Funktionen zur Betrachtung und Verarbeitung von abgespeicherten Histogrammen, wie zum Beispiel die Konvertierung in Fremdformate angeboten.

### 3.3 Die Analysealgorithmen von MYDAS

Die in MYDAS implementierten Analysen lassen sich in zwei Gruppen unterteilen. In die erste Gruppe fallen alle Analysen die auf Basis einer MWPC möglich sind, wie Kanalhistogramme, Trefferrekonstruktion und Ereignischarakterisierung. Diese Routinen befinden sich überwiegend in dem Modul 'analyze.c'. Alle Analysen, die das Detektorsystem als Ganzes in seiner speziellen Geometrie und Anordnung voraussetzen, sind in der zweiten Gruppe, die durch das Modul 'ganalyze.c' repräsentiert wird.

Alle getroffenen Kanäle werden mit der Kanalnummer als Index, getrennt nach den drei physikalischen Ebenen der Kammer (obere Kathode, Anode und

untere Kathode) in Kanalhistogramme einsortiert. Diese Histogramme eignen sich besonders zum Erkennen von defekten oder rauschenden Kanälen.

Die Anzahl der Kanäle einer Ebene die an einem Ereignis beteiligt sind, im folgenden als 'Multiplizität' bezeichnet, werden in Histogrammen für alle Ebenen und Kammern abgespeichert. Bei einem einfachen Trigger und der gegebenen Detektorgröße entspricht diese Zahl im wesentlichen der Kanalanzahl, die ein einzelnes Myonen auslöst, da einzelne Myonen mit 90 % den Hauptteil der Trigger bilden. Bei den Anoden erwartet man, bedingt durch die starke Fokussierung mittels der Potentialdrähte, einen wahrscheinlichsten Wert von 1. Die Kathoden dagegen weisen eine breitere Verteilung auf, welche Rückschlüsse auf den Verstärkungsfaktor der MWPC zuläßt.

Für die weiteren Analysen werden die getroffenen Kanäle der MWPC in sogenannten 'Clustern' zusammengefaßt. Ein 'Cluster' ist eine nichtleere Menge von Streifen oder Drähten, welche direkt benachbart sind und auf beiden Seiten durch zumindest einen nicht getroffenen Kanal vom nächsten 'Cluster' getrennt sind. Die 'Cluster' werden durch ihren geometrischen Schwerpunkt repräsentiert.

Zur Beurteilung der Ergebnisqualität werden die Kammerereignisse klassifiziert. Die in Tab. 3.1 aufgelistete Klassifizierung konzentriert sich im wesentlichen auf Einzeltreffer. Für diese sind alle möglichen Muster in einzelnen Klassen derart erfaßt, daß jedes mögliche Muster in genau eine Klasse fällt. Es ergibt sich hieraus, daß die Summe der Klassen für Einzeltreffer (Klasse 0 - 18) plus der Klasse 39 (alle mit mehr als einem vermuteten Treffer) gleich der Anzahl der verarbeiteten Trigger ist.

Aus den relativen Verhältnissen der Gruppen zueinander läßt sich Information über die Qualität der Kammereignisse gewinnen. Die Klassen 0 bis 10 vereinen alle Muster, bei denen zumindest eine Ebene der Kammer ohne Signal ist, ihre Summe weist damit ein Effizienzdefizit hin.

Die Klassen 11 und 12 entsprechen dem für einen Einzeltreffer erwarteten Muster. Die Unterteilung der beiden Klassen erfolgt durch einen 'Cut' in dem Abstand der drei Schnittpunkte (Anode mit oberer Kathode, Anode mit unterer Kathode und oberer mit unterer Kathode) von dem Mittelpunkt, der als Punkt mit dem kleinsten quadratischen Abstand zu den drei Punkten definiert ist. Das Verhältnis von Klasse 11 zu Klasse 12 gibt bei einem 'Cut' im Bereich der erwarteten Ortsauflösung eine Information über diese, ohne daß die Teilchenspur selbst bekannt ist.

Die Klassen 13 bis 18 sowie eine übergroße Anzahl von Ereignissen in Klasse 39 weisen auf verrauschte Ergebnisse hin, da die Muster der Klassen 13 - 18 keinen physikalischen Ereignissen zuzuordnen sind.

Klasse	Eigenschaften der Klasse
0	Keine Ebene angesprochen
1	Nur Anode (AN)
2	Nur obere Kathode (UC)
3	Nur untere Kathode (LC)
4	UC + LC, mit Schnittpunkt (SP)
5	UC + LC, ohne SP
6	LC + AN, mit SP
7	LC + AN, ohne SP
8	UC + AN, mit SP
9	UC + AN, ohne SP
10	AN + LC + UC, ohne SP
11	AN + LC + UC, mit <i>einem</i> gemeins. SP
12	AN + LC + UC, mit 3 SP
13	AN + LC + UC, SP nur zwischen UC/LC
14	AN + LC + UC, SP nur zwischen AN/LC
15	AN + LC + UC, SP nur zwischen AN/UC
16	AN + LC + UC, 2 SP zw. AN/LC und LC/UC
17	AN + LC + UC, 2 SP zw. AN/UC und LC/UC
18	AN + LC + UC, 2 SP zw. AN/UC und AN/LC
39	Mehrere Cluster in mind. 1 Ebene

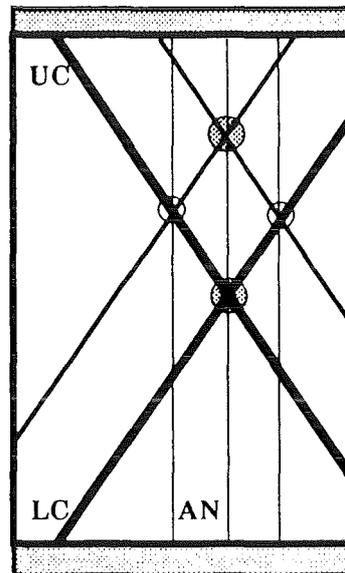
Tab. 3.1: Die Klassifizierung der MWPC-Ereignisse

Für die Berechnung der Durchstoßpunkte geladener Teilchen durch die MWPCs werden aus den getroffenen Streifen und Drähten zwei Punktmengen gebildet, welche jeweils alle Schnittpunkte einer Kathodenebene mit der Anodenebene beinhalten. Durch Vergleich der zwei Punktmengen für gleiche Anoden werden dicht beieinander liegende Paare aussortiert und durch Mittelung der beste Durchstoßpunkt des Teilchens ermittelt. Hierdurch werden Treffer, die sich Cluster in bis zu zwei Ebenen teilen, richtig erkannt. Allerdings kann es zu 'Phantomtreffern' kommen, wenn in der Kammer mehr als drei Punkte sind (Abb. 3.6).

Finden sich zwischen den zwei Punktmengen keine Übereinstimmungen, so werden alle Schnittpunkte auf der Basis zweier Ebenen als Durchstoßpunkte angenommen. Diese Vorgehensweise führt bei Ereignissen mit nur einer Spur zu

einem Gewinn an Effizienz, bei Ereignissen mit vielen Spuren kommt es aber zu einem deutlichen Ansteigen der Mehrdeutigkeiten.

Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren werden aus den Durchstoßpunkten in den vier Kammern zwei doppelt verkettete, dynamische Listen gebildet, in denen alle möglichen Kombinationen von 4 und 3 Punkten abgelegt werden. Für alle Kombinationen aus 4 Punkten wird durch getrennte Anpassungen in zwei senkrecht aufeinander stehenden Projektionsebenen die zu den 4 Punkten beste Spur ermittelt. Falls die maximale Abweichung aller Punkte zur Spur kleiner als 4 cm ist, wird die Spur als solche für die Kombination eingetragen. Durch Vergleich mit allen bereits gefundenen Spuren wird sichergestellt, daß die Spur nicht mehr als einen Punkt mit einer anderen Spur gemeinsam hat. Bei mehr als einem gemeinsamen Punkt wird die Spur mit der größeren Abweichung eines ihrer Punkte verworfen, in dem sie aus der Liste entfernt wird.



**Abb. 3.6:** Möglicher Phantomtreffer bei der Punkt-rekonstruktion. Von den hervorgehobenen Punkten ist nur einer real, es läßt sich aber nicht entscheiden welcher.

Nach der Bearbeitung aller Kombinationen aus 4 Punkten wird das gleiche Verfahren für alle Kombinationen aus 3 Punkten wiederholt, mit dem Unterschied, daß gefundene Spuren zunächst mit allen Spuren aus 4 Punkten auf gemeinsame Punkte hin verglichen werden. Im Falle von mehr als einem gemeinsamen Punkt wird grundsätzlich die auf 3 Punkten basierende Spur verworfen. Der Vergleich von Spuren aus Kombinationen von 3 Punkten untereinander, entspricht dem bei Spuren aus 4 Punkten benutzten.

Die verwendete Anpassung in den Projektionsebenen unterscheidet sich in zweiter Ordnung von der korrekten Anpassung im Raum. Die Methode hat aber den Vorteil, daß in der Ebene das Extremwertproblem der Anpassung analytisch gelöst werden kann, und somit nur eine konstante, kurze Rechenzeit pro Spur benötigt wird. Für die akzeptierten Spuren ist aufgrund des geringen Abstandes der Punkte zur Geraden der Unterschied zur korrekten Anpassung im Raum nur geringfügig.

Für alle gefundenen Spuren werden Zenit- und Azimutwinkel berechnet und in Histogrammen akkumuliert. Bei Ereignissen mit zwei Spuren wird zusätzlich der Relativwinkel zwischen den Spuren und der minimale Abstand im Raum berechnet. Falls dieser Abstand kleiner als 10 cm ist, wird die Höhe dieses Abstands bestimmt.

Für Spuren, die aus einer Dreipunkt-Kombination stammen, wird überprüft, ob die Spur alle vier Kammern durchquert hat. Aus allen Spuren, die alle Kammern durchdringen, kann durch Zählen der tatsächlich gemessenen Durchstoßpunkte die Effizienz für jede Kammer bestimmt werden.

Aus allen Spuren werden für jede Kammer getrennt die Abweichung der Spur zu dem Punkt in der Kammer bestimmt und diese in Histogrammen akkumuliert. Hieraus kann die relative Lage und die Ortsauflösung jeder Kammer bestimmt werden.

Für jede Spur wird überprüft, welche Triggersegmente getroffen werden, oder in welchem Abstand die Triggerdetektoren verfehlt wurden. Durch Vergleich mit der Information des Zeitmeßsystems, welches hierbei als 'Patternunit' ausgewertet wird, kann eine Lagekorrektur und Effizienzbestimmung aller Triggerdetektoren vorgenommen werden.

Zur Zeitbestimmung der Spuren wird die Information der Triggerebenen benutzt, welche durch das Zeitmeßsystem ARTS gemessen wird. Eine eindeutige Zuordnung einer Zeit für jede Spur ist nicht möglich, da bei mehr als einer Spur pro Ereignis nicht jede Spur durch die Triggerplatten gegangen sein muß. Geht mehr als ein Spur durch die gleiche Triggerplatte, kann nicht entschieden werden, welche Zeit welcher Spur zuzuordnen ist.

Für die Zuordnung der Zeiten wird eine doppelt verkettete, dynamische Liste erzeugt, in der alle Spuren mit der Zeitinformation der von ihnen getroffenen Szintillationszähler verbunden sind. Diese Liste wird sukzessive nach dem Kriterium der höchsten Wahrscheinlichkeit für eine Zuordnung abgebaut. Dies bedeutet, daß zunächst eindeutige Kombinationen, wie zum Beispiel, eine Spur geht durch zwei Triggerdetektoren, welche von keiner anderen Spur getroffen wurden, bearbeitet werden. Die verbleibenden mehrdeutigen Zuordnungen,

werden nach Paaren gleicher Zeiten in den getroffenen Detektoren sortiert und den Spuren zugeordnet. Spuren die nur durch eine Triggerplatte gingen, erhalten die nach der Wegnahme der Paare verbleibenden Zeiten.

Die beschriebenen Analysen können für alle Datenquellen von MYDAS eingesetzt werden. Als dritte Datenquelle neben der direkten Messung und dem Einlesen von Datenträger enthält MYDAS ein Monte-Carlo für die Simulation der geometrischen Akzeptanz des Gesamtsystems, sowie der Simulation von zeitlich nicht korrelierten Myonpaaren.

Zur Erzeugung der Zufallszahlen wird ein auf der in [MaZ87] angegebenen Methode basierender Generator benutzt, der sich durch gute statistische Eigenschaften und eine lange Periode auszeichnet. MYDAS startet mit einer festen Anzahl von auf einem vorgegebenen Niveau im Ort und Azimutwinkel gleichverteilten Myonen. Der Zenitwinkel kann gleichverteilt oder einer realistischen Richtungsintensität folgend simuliert werden. Zuerst wird überprüft, ob die Myonen die Triggerbedingung des Experimentes erfüllen. Bei diesen Ereignissen werden für alle von den Spuren getroffenen Detektor-komponenten Rohdaten erzeugt.

Im Falle von genau zwei Myonen kann zusätzlich ein unkorreliertes Zeitverhalten simuliert werden. Hierzu wird eine Liste von Teilchen erzeugt die einer Sekunde Realzeit entspricht, indem eine dem Primärfluß entsprechende Anzahl mit gleichverteilter Zeit sortiert wird. Alle Paare mit einer Differenzzeit kleiner als das Zeitfenster des Detektorsystems werden an die obige Geometriesimulation weitergereicht. Diese Vorgehensweise erlaubt eine absolute Berechnung der im Experiment zu erwartenden zufälligen Koinzidenzen.

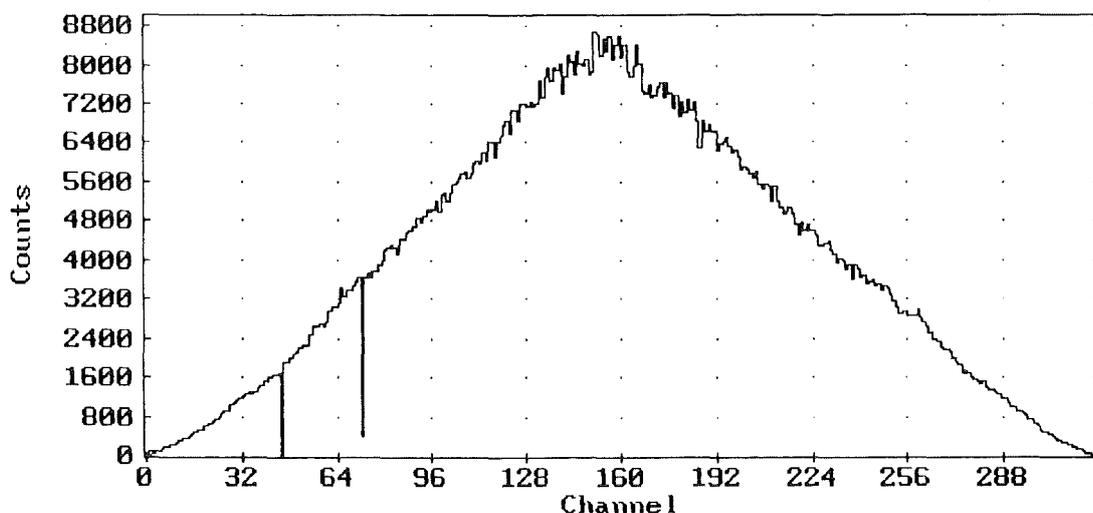
Durch die Integration der Monte-Carlo-Simulation in das Datenaufnahme- und Analyseprogramm sind alle auf die Daten angewandten Analysen identisch. Hieraus folgt ein direkter Vergleich der Monte-Carlo-Ergebnisse mit dem Experiment unter Berücksichtigung aller systematischen Fehler der Rekonstruktion.

## 4. Die Betriebsparameter der MWPCs

Vor den eigentlichen Messungen zu den Eigenschaften kosmischer Myonen werden die MWPCs überprüft und gegebenenfalls repariert. Die neue Elektronik wird auf ihre Stabilität und Leistungsfähigkeit untersucht. Zur optimalen Einstellung der MWPCs werden systematisch alle Betriebsparameter variiert, sowie die Verwendbarkeit von Argon-Methan als Betriebsgas untersucht. Mit den geprüften MWPCs wird das Detektorsystem in Betrieb genommen und seine Kenngrößen bestimmt.

### 4.1 Inbetriebnahme der MWPCs

Bei den vor über 15 Jahren gebauten MWPCs treten im wesentlichen zwei altersbedingte Mängel auf. Für die Kontaktierung der Kathodenstreifen auf die nach außen führenden, gedruckten Schaltungen wurde Leitsilber benutzt. Dieses Material versprödet mit der Zeit und die Kontakte bekommen Haarrisse.

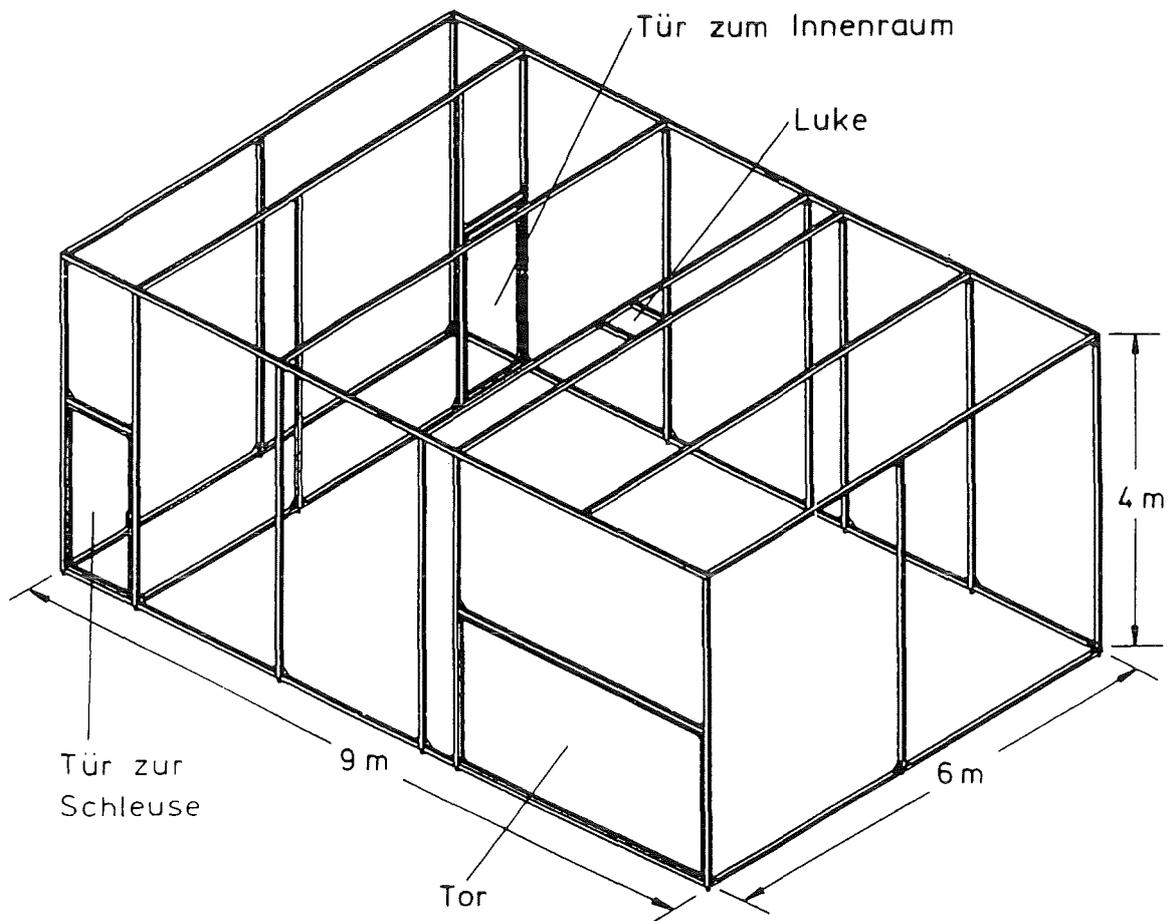


**Abb. 4.1:** Kanalspektrum, das zwei defekte Kathoden zeigt. Während die linke komplett unterbrochen ist, zeigt die rechte bei  $\approx 10\%$  der Ereignisse noch ein Signal.

Während der Betriebszeit im CELLO-Experiment wurden einige Kammern bei derart hohen Spannungen betrieben, daß Überschläge in den Kammern auftraten. Dies führte zu einer Ablagerung der positiv ionisierten Kohlenstoffionen an den negativ geladenen Potentialdrähten. Zusammen mit anderen Verunreinigungen, die wahrscheinlich während der Lagerzeit in die MWPCs einge-

drungen sind, führt dies dazu, daß die Kammern nicht mehr hochspannungsfest sind.

Ein Teil der gebrochenen Kathodenstreifen kann durch einfache Messung der Kapazität zur Kammermasse ermittelt werden, ohne daß die Kammern hierzu geöffnet oder in Betrieb genommen werden müssen. Ein nicht zu vernachlässigender Teil jedoch zeigt nur zeitweise Ausfallerscheinungen. Diese werden im Normalfall erst bei Testmessungen in den Kanalspektren daran erkannt, daß ihre Zählrate im Vergleich zu den benachbarten Kanälen geringer ist (Abb. 4.1).



**Abb. 4.2:** Schema des Reinzeltes. Der Rahmen besteht aus speziellen Laborprofilen der Firma Bosch. Über die Flächen ist eine gewebeverstärkte Polyethylenfolie gespannt, welche in die Nuten der Rahmenprofile mit Nutenabdeckprofilen eingepreßt ist.

Zur Reparatur und Reinigung der Kammern wird ein hierfür erstelltes Reinzelt benutzt (Abb. 4.2). Durch die vollständige Abdichtung und Filterung der Luft kann innerhalb des Zeltes der Staubgehalt reduziert werden. Eine

detaillierte Beschreibung des Reinzettes und der Vorgehensweise bei der Reparatur findet sich bei F. Herm [Her93].

Der wesentliche Vorteil der neuen Elektronik liegt in der Möglichkeit alle Parameter vom Computer aus einstellen zu können. Um dies aber ausnützen zu können, ist eine gute Stabilität und Reproduzierbarkeit der Werte erforderlich. Die Schwellenwerte der Diskriminatoren werden durch die DAC-Bausteine auf den Mutterkarten vorgegeben. Zur Messung der Kennlinien wird das IEC-Multimeter mit dem Ausgang der DACs verbunden. Die DACs werden 10000 mal mit einem Zufallswert beschrieben und die Ausgangsspannung gemessen. Die Abb. 4.3 zeigt eine typische Kennlinie für eine Referenzspannung von 2.5 V, welche aus einem Labornetzteil gewonnen wird. Die DACs haben bauartbedingt

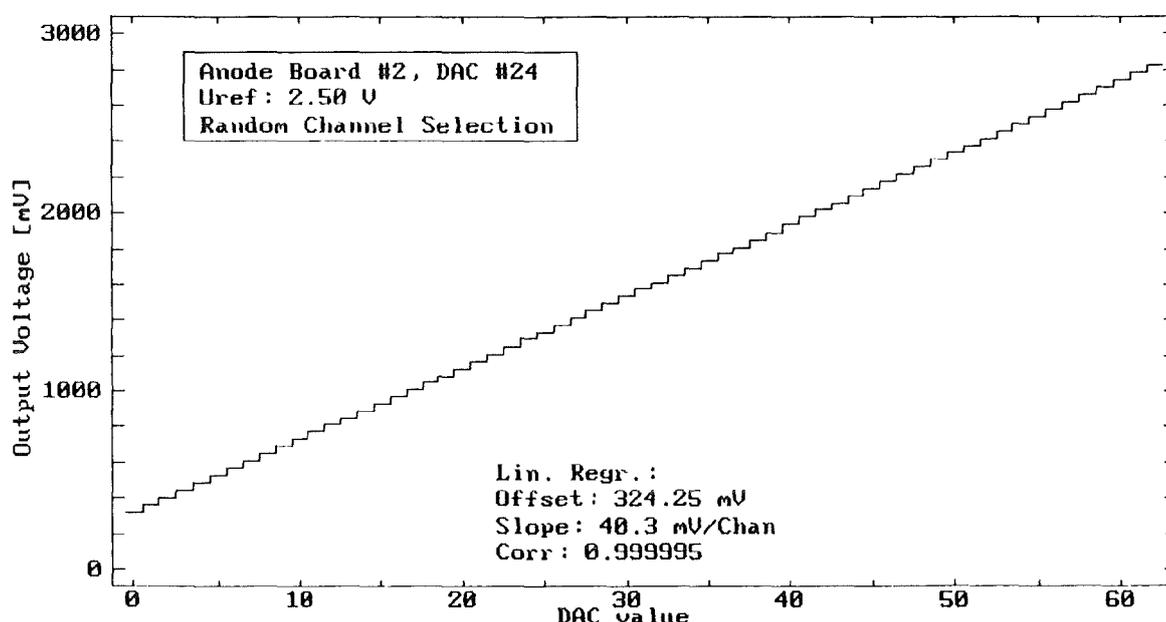


Abb. 4.3: Typische Kennlinie eines DAC-Kanals

einen 'Offset' von  $\approx 300$  mV. Ihre Linearität über den Bereich von 300 mV bis 2.8 V ist aber ausgezeichnet, wie Abb. 4.4 zeigt, in der die Abweichung zum Sollwert aufgetragen ist. Als maximale Abweichung wird 4.5 mV gemessen, also ein Zehntel der Schrittweite. Die Bausteine übertreffen damit bei weitem ihre Spezifikation. Größere Abweichungen werden bei der Langzeitüberwachung der Ausgangsspannungen festgestellt. Als Ursache wird die Temperaturabhängigkeit der DACs erkannt. Bei den möglichen Temperaturunterschieden von ca.  $12^\circ$  in der Experimentierhalle treten Schwankungen bis zur halben Schrittweite auf, die aber noch tolerierbar sind.

Die Verzögerungswerte der einzelnen Mutterkarten, welche durch die digitalen Zähler im ASIC erzeugt werden, sind durch Verwendung von 40 MHz

Quarzoszillatoren mit einer relativen Frequenzabweichung von  $10^{-4}$  derart genau, daß ein Fehler mit normalen Meßgeräten nicht mehr nachweisbar ist.

Die Reproduzierbarkeit der Einstellungen der MWPC-Elektronik wird durch die Fehlerrate des verwendeten Busses gegeben. Das Setzen der Verzögerungswerte, welches über den parallelen Teil des Ebenenbusses erfolgt, kann durch Rücklesen des eingestellten Wertes verifiziert werden. Der Vergleich wird bei jedem Zugriff durchgeführt. Da während der gesamten Test- und Meßphase kein Fehler auftrat, kann die Fehlerrate als kleiner  $10^{-6}$  abgeschätzt werden. Das Auslesen der Meßdaten erfolgt ebenfalls über den parallelen Bus, so daß hierfür die gleiche Fehlerrate angenommen werden kann.

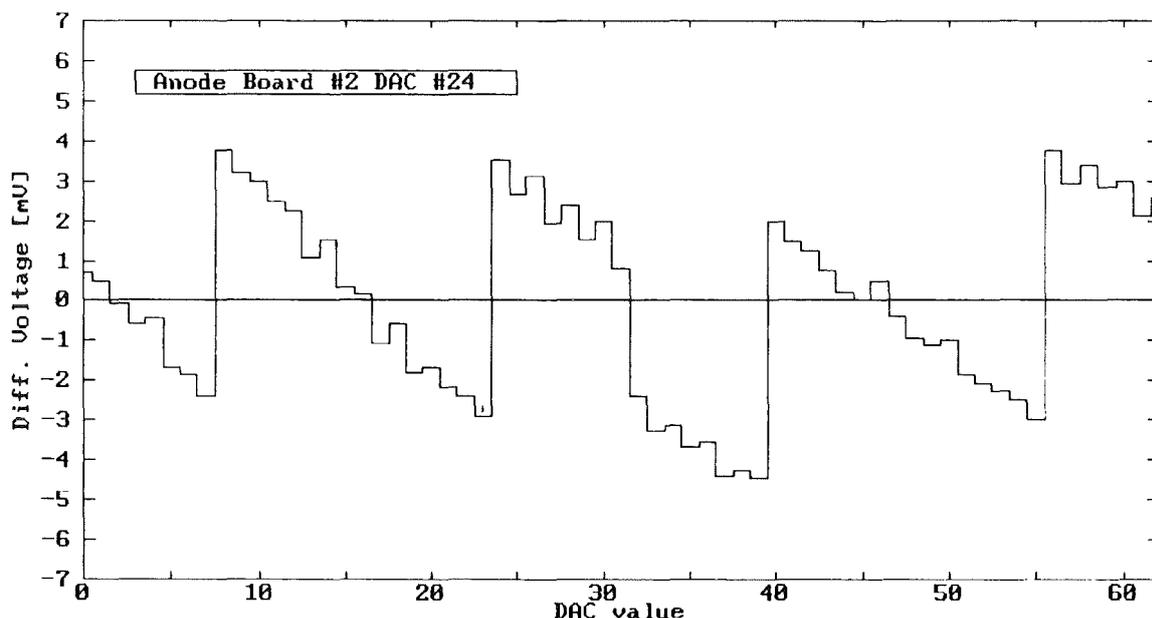


Abb. 4.4: Differentielle Linearität eines DAC-Kanals.

Das Setzen der Schwellenwerte für die Diskriminatoren erfolgt über den I<sup>2</sup>C-Bus, welcher sich anfälliger für Fehler als der parallele Bus erweist. Mit einer Rate von  $10^{-3}$  treten 'Acknowledge'-Fehler auf, die entstehen, wenn ein vom Controller ('Master') angesprochener DAC ('Slave') nach Übertragung eines Datenbytes den Empfang nicht quittiert. Dieser Fehler beruht auf Timingproblemen mit dem I<sup>2</sup>C-Bus. Die DAC-Bausteine bieten keine Möglichkeit, die eingestellten Werte zurückzulesen. Eine Überprüfung der Busübertragung wird daher durch Messung der Ausgangswerte mit dem IEEE488-Multimeter vorgenommen. Die Messungen zeigen, daß die Ausgangswerte des DAC mit den gesetzten Werten übereinstimmen, wenn kein 'Acknowledge'-Fehler auf dem Bus erfolgte. Die korrekte Übertragung auf dem Bus kann also durch wiederholtes Schreiben im Fehlerfall erreicht werden.

## 4.2 Wahl optimaler Betriebsparameter

Die Einstellung der Betriebsparameter der MWPCs ('Gate'-Weite, Signalverzögerung, Diskriminatorschwellen, Hochspannungen und Gasmischung) erfolgt für jede MWPC getrennt durch Messungen mit kosmischen Myonen. Die Analysen basieren auf den in Abs. 3.3 beschriebenen Algorithmen.

Bei vorgegebener Gasmischung werden die Hochspannungen und Diskriminatorschwellen zunächst auf Erfahrungswerte gesetzt um das Signaltiming mittels 'Gate'-Weite und Signalverzögerung festzulegen.

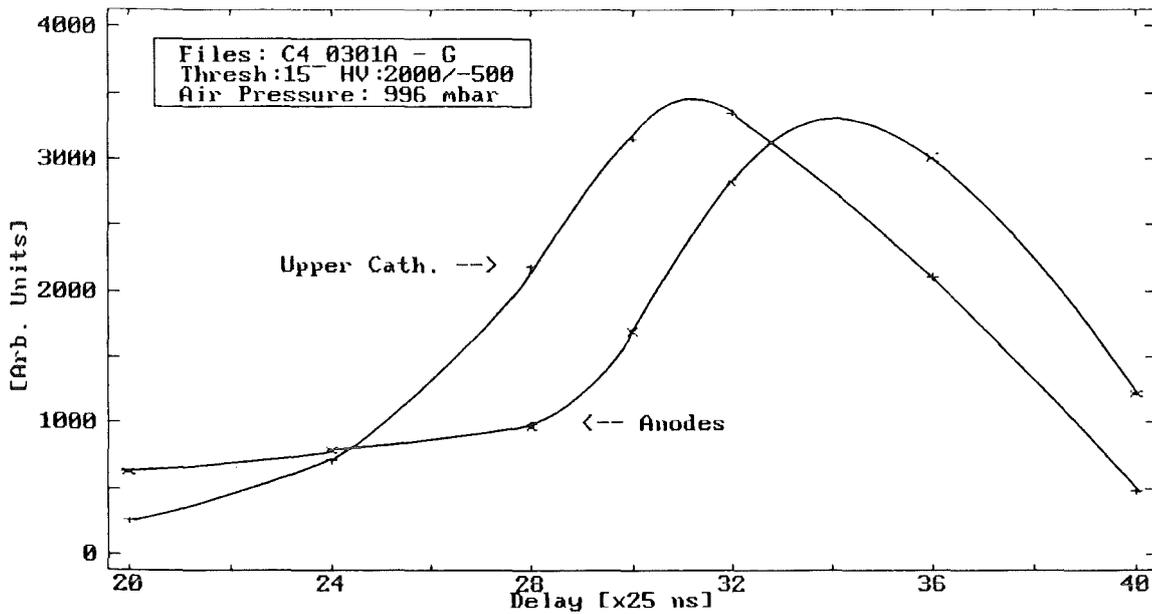


Abb. 4.5: Starke Abhängigkeit der Zählrate in verschiedenen Kammerebenen von der Signalverzögerung bei einer 'Gate'-Weite von 200 ns.

Die Signalverzögerung, die im wesentlichen nur von den Kabellängen und den Signallaufzeiten in der Triggerelektronik abhängt, wird automatisch eingemessen. In einer Reihe kurzer Messungen von anfangs je 100 Ereignissen und in Nähe des Optimums von 1000 Ereignissen, wird das Maximum von guten Einzeltreffern gesucht. Als Bewertungskriterium dient die Anzahl der Treffer in Klasse 11 der Ereignisklassifizierung. Bei einer 'Gate'-Weite von 200 ns, wie sie im CELLO-Experiment mit der damaligen Elektronik benutzt wurde, zeigt sich, daß die Einstellung kritisch ist, und für verschiedene Ebenen der Kammer zu unterschiedlichen Ergebnissen führt. Die Abb. 4.5, in der Zählraten zweier Ebenen in Abhängigkeit der Signalverzögerung aufgetragen sind, demonstriert dieses Verhalten.

Die Wiederholung der Messung mit verschiedenen 'Gate'-Weiten, wobei jeweils die Verzögerungswerte jeder Ebene neu optimiert werden zeigt, daß bei

einer 'Gate'-Weite von 200 ns nicht alle Pulse der MWPC erfaßt werden (Abb. 4.6). Erst ab einer 'Gate'-Weite von 400 ns geht die Anzahl von Ereignissen der Klasse 11 in Sättigung. Der Effizienzgewinn bei einer Erweiterung des 'Gates' von 200 ns auf 400 ns beträgt ungefähr 10 %. Da die Signalhöhen für Myonen nahe dem elektronischen Rauschen liegen, sollten die 'Gate'-Weiten andererseits möglichst kurz gewählt werden. Die Kanalspektren zeigen jedoch, daß erst bei 'Gate'-Weiten von über 1000 ns die ersten Kanäle mit Rauschen auftreten. Bei 'Gate'-Längen über 350 ns zeigt sich auch, daß die Einstellung der Verzögerungswerte weniger kritisch ist und gleiche Werte für die verschiedenen Ebenen benutzt werden können, ohne daß eine meßbare Verschlechterung der Effizienz eintritt [SIW94].

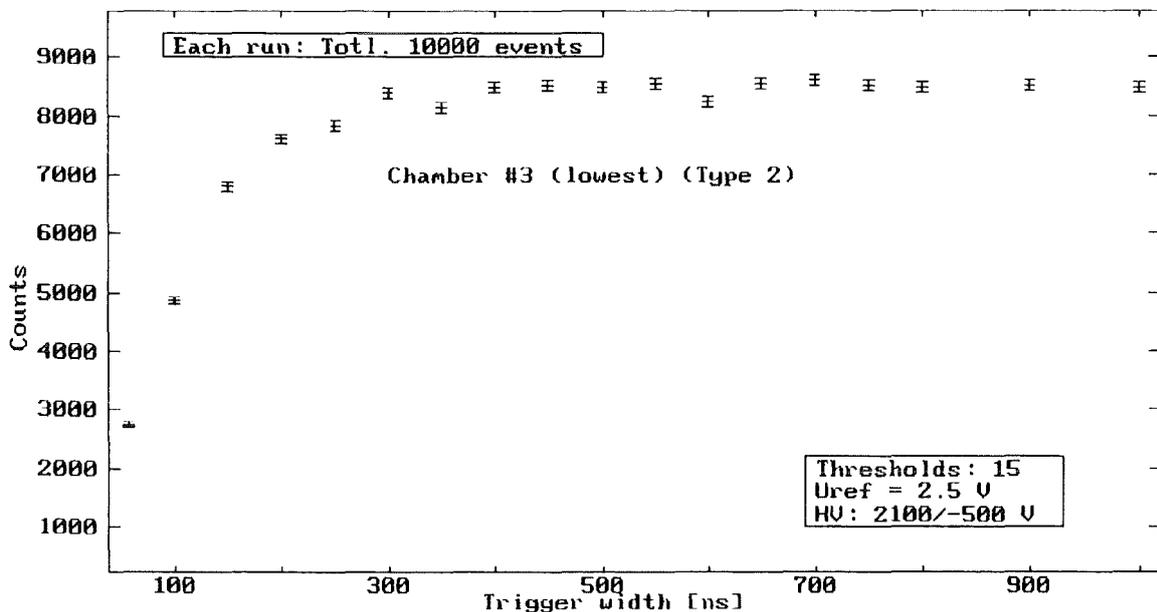


Abb. 4.6: Abhängigkeit der Kammereffizienz, gegeben durch die Anzahl in Ereignisklasse 11 von der 'Gate'-Weite.

Für die Einstellung der Hochspannungen gilt, daß sie in einem gewissen Rahmen durch die Einstellung der Diskriminatorschwellen kompensiert werden kann. Bei einer Referenzspannung von 2.5 V für die DACs beträgt der unterste mögliche Schwellenwert ungefähr 5. Unterhalb von 5 liegen die Diskriminatoren im Rauschen. Es zeigt sich, daß eine höhere Schwelle für die Anoden ( $\approx 40$ ) und eine möglichst niedrige Schwelle für die Kathoden zu besseren Ergebnissen führt. Dies liegt an dem in der Hardware der Vorverstärker fest auf 5 eingestellten Verhältnis der Verstärkung für Kathoden zu Anoden. Der Wert scheint für einen Teil der Ereignisse noch größer zu sein. Die Abhängigkeit der Effizienz von der Hochspannung wird in Abb. 4.7 verdeutlicht, in der die Anzahl der Ereignisse in Klasse 11 über der Hochspannung der Anoden aufgetragen ist. Ab einer gewissen

Hochspannung geht die Effizienz in Sättigung. Als optimaler Wert ist eine Spannung bei Beginn der Sättigung zu sehen, da die Tendenz zu Überschlügen stark mit der Spannung zunimmt.

Zuletzt werden die Spannungen an den Potentialdrähten eingestellt, die nur geringen Einfluß auf die Anodenmultiplizität zeigen. Ein möglichst hoher Wert, ohne daß ein deutlicher Strom zwischen den Anoden und Kathoden meßbar wird, erweist sich als Optimum.

Da die Signale der minimal ionisierenden Myonen nahe dem elektronischen Rauschen liegen, kommt der Wahl des Gasgemisches für die MWPCs besondere Bedeutung zu. Im CELLO-Experiment wurde das bei Proportionalzählern weitverbreitete Gemisch Argon-Isobutan (Volumenverhältnis 2:1) benutzt. Argon-Isobutan zeichnet sich gegenüber anderen Gasgemischen, wie Argon-Methan oder Argon-Kohlendioxid durch sein hohes spezifisches Ionisationsvermögen aus.

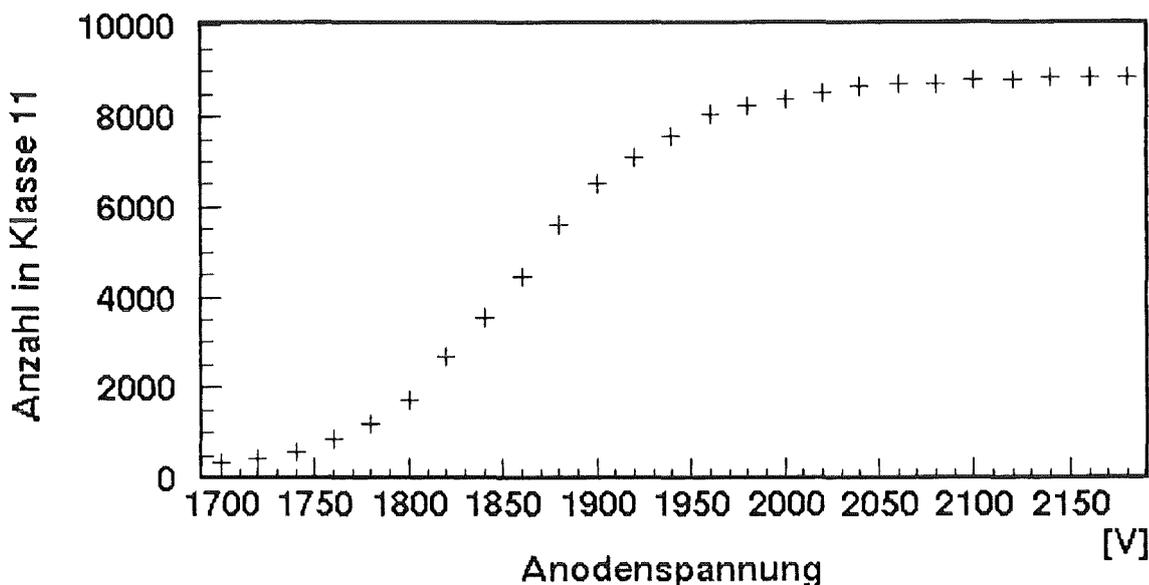


Abb. 4.7: Abhängigkeit der Kammereffizienz, gegeben durch die Ereignis-klasse 11 von der Anodenspannung

Die gesamte Signalausbeute, d.h. die Anzahl der an den Elektroden gesammelten Ladungen, ergibt sich aus dem Produkt der zur Gasverstärkung zur Verfügung stehenden Ionenpaare und der Gasverstärkung. Die zur Gasverstärkung zur Verfügung stehenden Ionenpaare setzen sich aus den durch die primäre Ionisation erzeugten und den durch primäre Elektronen, mit einer über dem Ionisationspotentials des Gases liegenden Energie, erzeugten sekundären Paaren zusammen. Die Tab. 4.1 faßt die Parameter der verschiedenen Gase zusammen. Für die Argon-Isobutan-Mischung ergibt sich für ein senkrecht durch eine MWPC gehendes Myon eine mittlere totale Ionisation von 204 Paaren,

während für eine Argon-Methan-Mischung (Volumenverhältnis 9:1) nur 143 Paare für die Gasverstärkung bereitstehen. Diese geringe Ionisation macht eine Gasverstärkung im Bereich von  $10^4$  -  $10^5$  erforderlich, um ein für die Vorverstärker der MWPC verwertbares Signal zu erzeugen.

Gas	$dE/dx$ [keV/cm]	$E_i$ [eV]	$W_i$ [eV]	$n_p$ [1/cm]	$n_t$ [1/cm]
Ar	2.44	15.7	26	29	94
CH <sub>4</sub>	1.48	15.2	28	16	53
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	4.50	10.6	23	46	195

Tab. 4.1: Kenngrößen von Detektorgasen [Sau77]. Es sind:

- $dE/dx$  spezifischer Energieverlust minimal ionisierender Teilchen
- $E_i$  Ionisationspotential
- $W_i$  mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares
- $n_p$  Anzahl der primären Elektron-Ion-Paare
- $n_t$  Anzahl der Paare vor der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung beginnt jedoch bei Argon-Methan bei deutlich geringeren Feldstärken im Vergleich zu Argon-Isobutan, d.h. Argon-Methan liefert bei gleicher Geometrie und Hochspannung größere Signale [Bou70]. Die erreichbare maximale Verstärkung der Kammern hängt entscheidend von der Obergrenze des Proportionalbereichs ab, welche durch das Auftreten von Pseudogeiger- und Geigerentladungen gegeben ist, die im wesentlichen durch die radiativen Übergänge des Argons (niedrigste Anregung 11.6 eV) ausgelöst werden. Die strahlungsfreie Absorption dieser Photonen wird durch die komplexen Moleküle der beigegebenen Kohlenwasserstoffe bewirkt. Im allgemeinen ist diese, sogenannte Quenchwirkung um so besser, je komplexer das Molekül ist, da es über mehr strahlungslose Übergänge verfügt.

Es ist jedoch bekannt, daß Methan im Energiebereich von 7.9 - 14.5 eV sehr effektiv absorbiert [Sau77]. Daher sollte es möglich sein, auch mit einer Argon-Methan-Mischung sehr hohe Verstärkungen zu erreichen. Die durch die geringere primäre Ionisation in Argon-Methan schlechtere Energieauflösung, sowie die am Ende des Proportionalbereichs entstehenden Pulsverzerrungen sind in dieser Arbeit von untergeordneter Bedeutung, da bei der digitalen Auslese der MWPC nur die gesamte Signalhöhe Einfluß auf die Meßergebnisse hat.

Die Äquivalenz der beiden Gasmischungen beim Betrieb der MWPCs läßt sich, neben den sehr guten Effizienzwerten bei Betrieb mit Argon-Methan (siehe

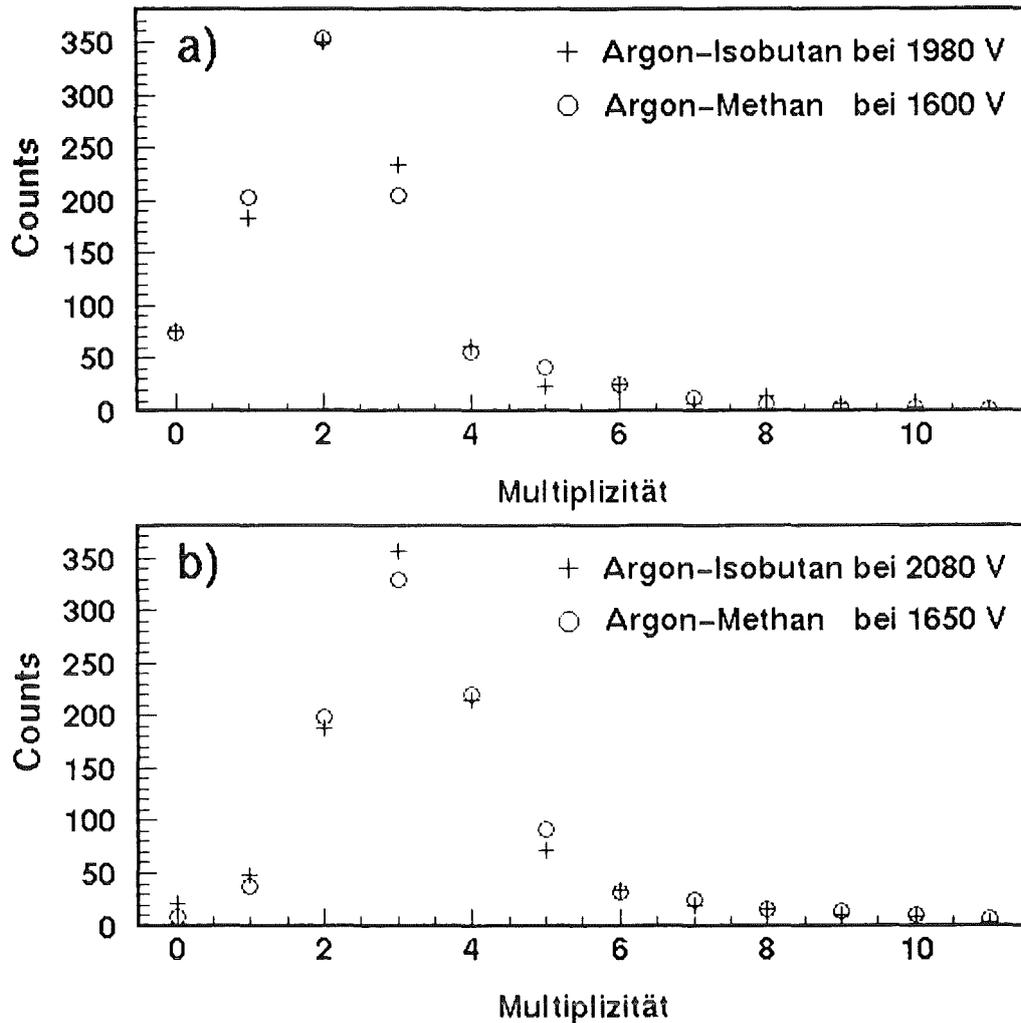


Abb. 4.8: Vergleich der Multiplizitätsverteilungen bei verschiedenen Hochspannungen bei Betrieb mit den Gasmischungen Argon-Methan und Argon-Isobutan.

Abs. 4.3) durch vergleichende Messungen mit beiden Gasen zeigen [Her93]. Als Kriterium eignen sich die Multiplizitäten der einzelnen Ebenen der MWPC, insbesondere die der Kathoden, da sie eine Abbildung der Ladungsverteilung und Gasverstärkung der MWPC wiedergeben. In Abb. 4.8 sind einzelne Multiplizitätsverteilungen bei Betrieb mit den beiden Gasmischungen für zwei Hochspannungen gegenübergestellt. Das Verhalten über einen großen Hochspannungsbereich zeigt Abb. 4.9, in der die mittlere Multiplizität der einzelnen Ebenen aufgetragen ist. Es ist ersichtlich, daß der Bereich von 1960 - 2300V bei Argon-Isobutan-Betrieb dem Bereich 1570 - 1700 V bei Argon-Methan entspricht. Während bei Argon-Isobutan kaum ein Dauerbetrieb mit Spannungen über 2150 V möglich ist, können bei Argon-Methan Spannungen bis 1700 V über lange Zeit stabil benutzt werden.

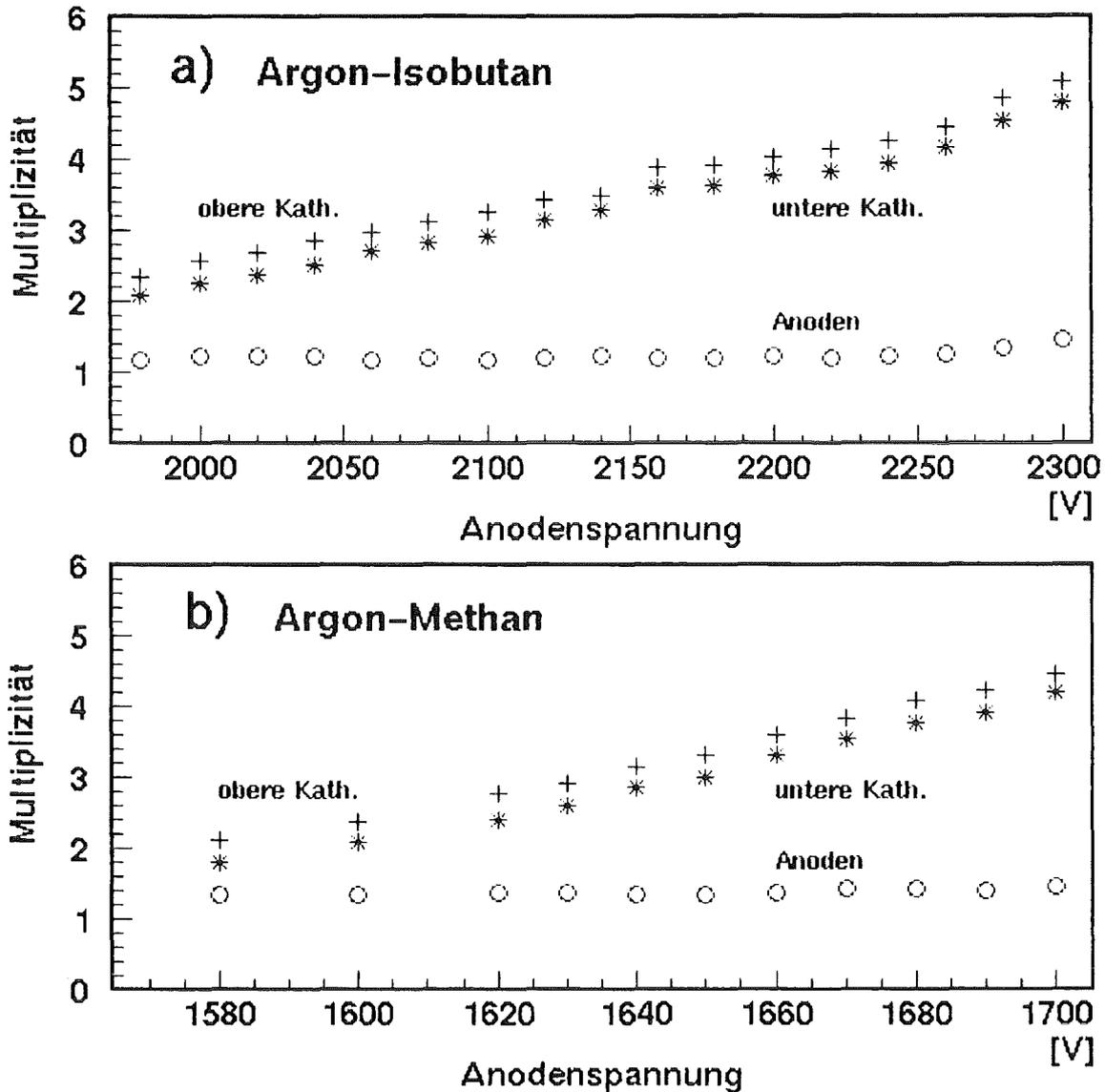


Abb. 4.9: Mittlere Multiplizität der einzelnen Kammerebenen bei verschiedenen Hochspannungen für Argon-Isobutan (a) und Argon-Methan (b).

Bei gleicher Qualität der Meßergebnisse mit der Argon-Methan-Mischung sprechen alle weiteren Argumente für die Benutzung dieser Mischung. Argon-Methan kann werkseitig gemischt als Druckgas bezogen werden, wodurch die Mischanlage in der Gasversorgung entfallen kann. Da Argon-Methan ein Druckgas und kein Flüssiggas wie Isobutan ist, entstehen keine Probleme mit dem Vordruck in dem Gassystem.

Beim Austreten von Isobutan in Luft durchläuft das Isobutan-Luftgemisch immer ein explosives Verhältnis, während Argon-Methan durch den hohen Argon-Anteil mit Luft kein explosives Gemisch mehr bilden kann. Eine Explosion könnte erst durch ein Entmischen entstehen, welches aufgrund der ähnlichen

Dichten bei normalen Temperaturen und normaler Belüftung auszuschließen ist. Für Argon-Methan ist das erforderliche Sicherheitssystem daher wesentlich einfacher. Letztlich ist bei der Benutzung von Argon-Methan in der Abluft ein geringerer Anteil umweltschädlicher Kohlenwasserstoffe. Alle Messungen zur Charakteristik der kosmischen Myonen werden daher mit dem vorgemischten Argon-Methan durchgeführt, was für Langzeitmessungen auch durch den günstigeren Preis interessant ist.

Da die MWPCs immer mit einem leicht gegenüber dem Luftdruck erhöhten Gasdruck betrieben werden, schwankt der Gasdruck innerhalb einer MWPC im gleichen Rahmen wie der Luftdruck. Der Druck des Gases hat in zweifacher Weise Einfluß auf die Signalhöhen. Bei höherem Gasdruck befinden sich mehr Atome in der Kammer, was eine lineare Zunahme der für die Gasverstärkung zur Verfügung stehenden Ladung bewirkt. Gegenläufig hierzu nimmt die Gasverstärkung ab, da die freie Weglänge der Elektronen abnimmt und die Lawinenbildung schwächer wird. Dieser Effekt überwiegt gegenüber der zunehmenden Primärionisation, so daß die Signalausbeute bei gleicher Spannung und steigendem Druck insgesamt abnimmt.

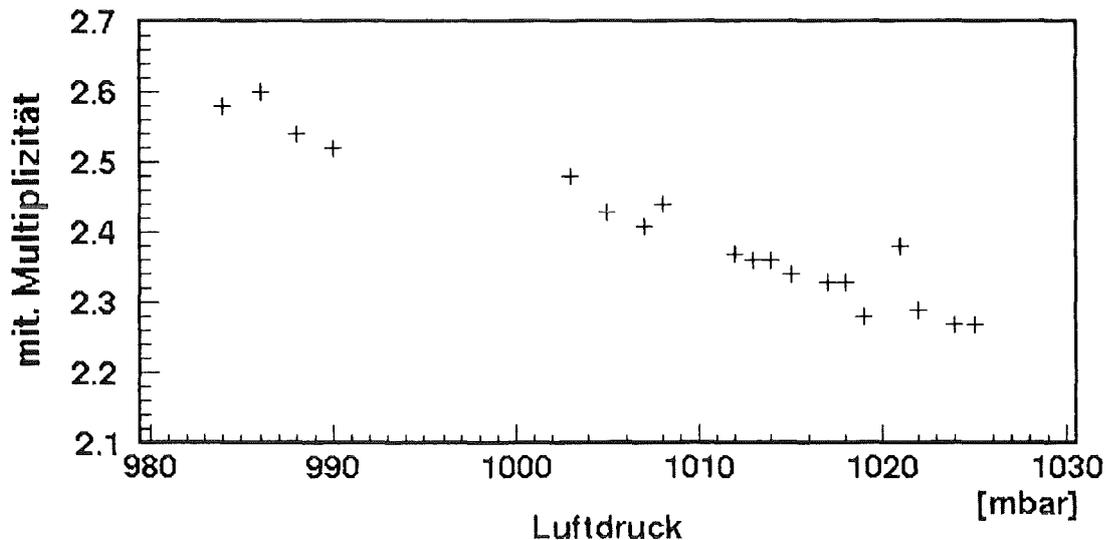


Abb. 4.10: Mittlere Multiplizität der Kathoden in Abhängigkeit vom Luftdruck

Die quantitative Größenordnung zeigt Abb. 4.10, in der wiederum die mittlere Multiplizität als Bewertungskriterium für die Gasverstärkung benutzt wird. Zusammen mit Abb. 4.9 ist ersichtlich, daß eine Luftdruckerhöhung um 50 mbar durch eine Spannungserhöhung um 20 V kompensiert werden kann. Diese wäre ohne das Auftreten von Überschlügen möglich, da bei Erhöhung des Drucks auch die Spannungsfestigkeit steigt.

Da die Änderungen insgesamt gering sind, wird für die Messungen dieser Arbeit eine genügend hohe Spannung für alle Druckbereiche benutzt und auf eine vom Luftdruck abhängige Regelung der Hochspannung verzichtet.

### 4.3 Messungen zur Effizienz und Ortsauflösung

Die einzeln untersuchten MWPCs und die Triggerdetektoren werden in das Detektorsystem eingebaut, das System als ganzes optimiert und seine Kenngrößen ermittelt. Die Richtung längs der Anodendrähte wird als y-Richtung definiert, die Richtung quer zu den Anoden als x-Richtung. Der Nullpunkt des Koordinatensystems wird durch einen Meßpunkt außerhalb der Kammern auf Höhe der untersten MWPC festgelegt. Alle Kammern werden als achsenparallel angenommen, was durch die Konstruktion des Gerüsts mit besser als  $0.2^\circ$  erfüllt ist.

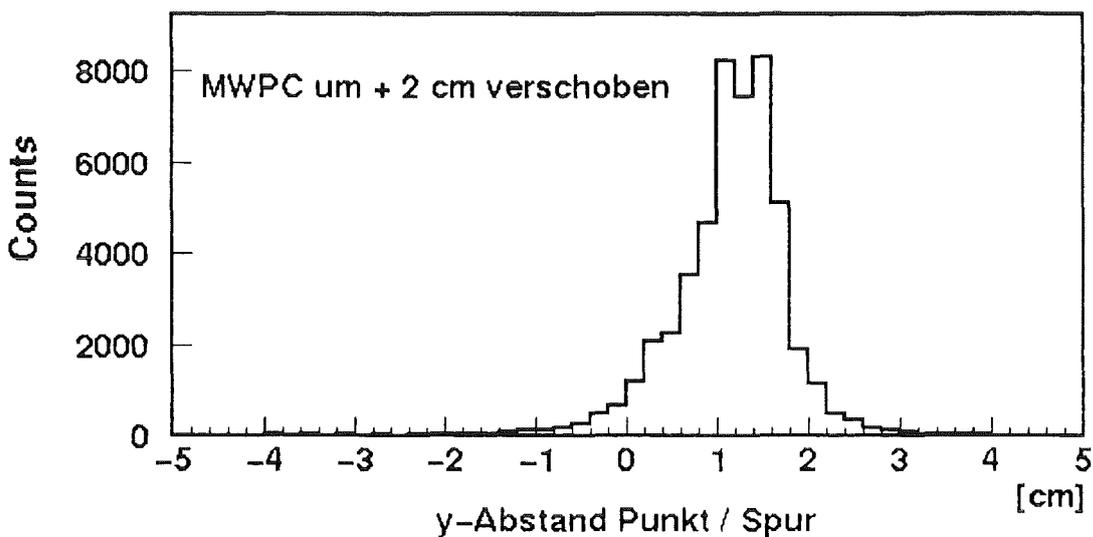


Abb. 4.11: Abweichung zwischen Punkten und Spuren in einer gegenüber ihrer Sollposition leicht verschobenen MWPC.

Die Lage der einzelnen Detektorkomponenten ist aus der mechanischen Vermessung nur auf ungefähr 1 cm in x- und 2 cm in y-Richtung bekannt. Dies liegt jedoch innerhalb der Grenzen des Spursuchalgorithmus, so daß aus den Abweichungen der Punkte zu den Spuren in jeder Kammer eine relative Lagekorrektur durchgeführt werden kann. Die Abb. 4.11 zeigt ein typisches Spektrum der Abweichungen zu den gefitteten Spuren. Der mittlere Wert der Abweichung ist deutlich von Null verschieden, was Rückschlüsse über Größe und Richtung der Korrektur zuläßt. Die Abweichung des Mittelwertes von Null entspricht nicht

direkt der Verschiebung, da der systematische Fehler in der Lage dieser MWPC auch in den Fit der Spur eingeht. Die Kammern werden iterativ, durch Korrekturen gegenläufig zu den systematischen Abweichungen, zueinander in Position gebracht. Das Verfahren ergibt nach wenigen Schritten eine Genauigkeit von  $\approx 1$  mm für die relative Lage der Kammern zueinander.

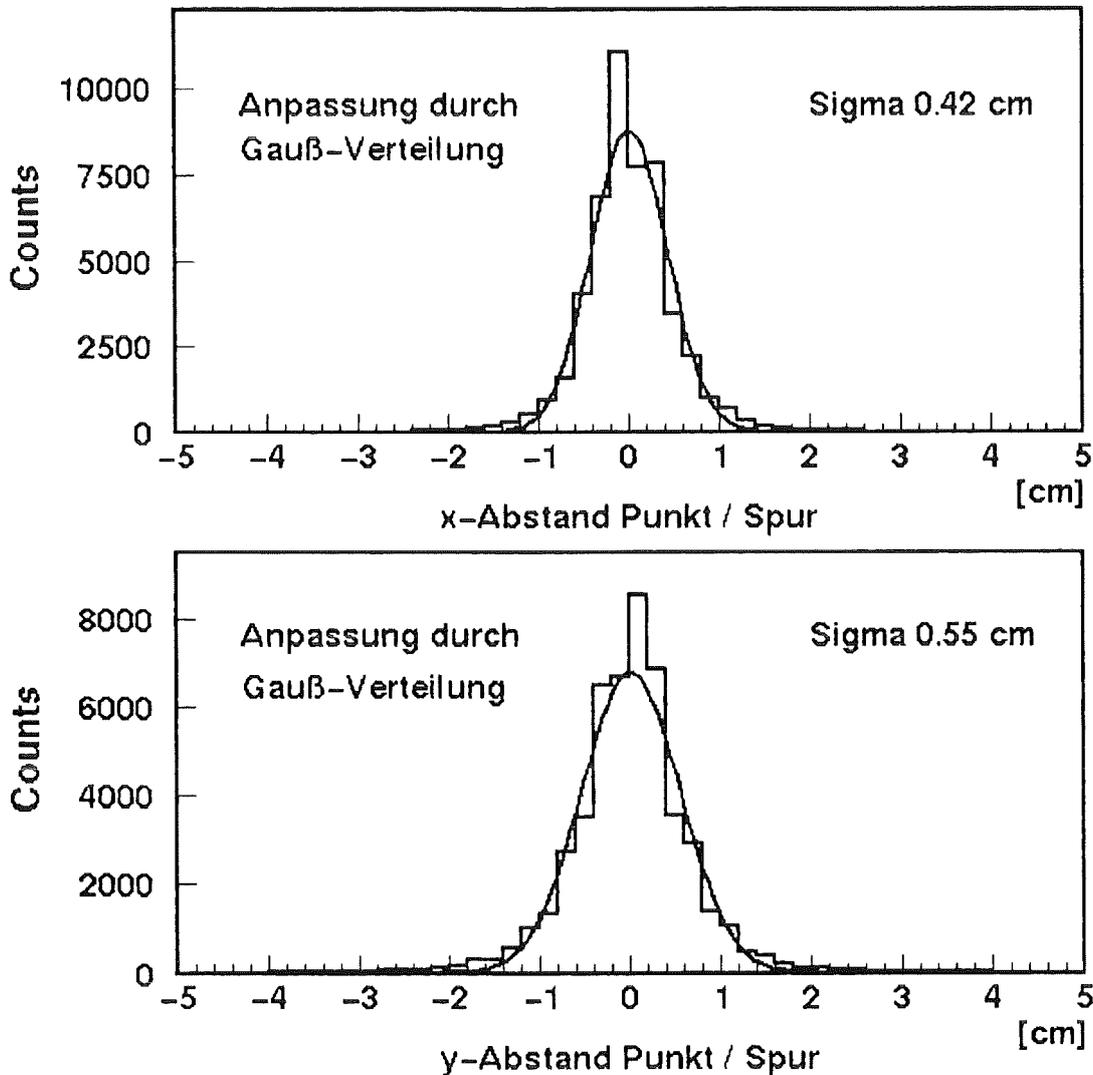


Abb. 4.12: Ortsauflösung der MWPC

Aus den Spektren der Abweichungen zu den Spuren läßt sich auch direkt die Ortsauflösung in x- und y-Richtung bestimmen. Wie für eine MWPC in Abb. 4.12 gezeigt, ergibt sich die Ortsauflösung in x-Richtung zu besser als  $\pm 0.5$  cm und in y-Richtung zu besser als  $\pm 0.6$  cm. Hieraus folgt für das Detektorsystem eine Winkelauflösung von mindestens  $0.5^\circ$ . Dieser Wert ist deutlich besser, als der mittlere Ablenkwinkel von Myonen mit weniger als 10 GeV Energie, der aus der Vielfachstreuung in der Abschirmung oberhalb des Detektors resultiert [Mat91].

Die Position der Triggerdetektoren kann im Prinzip durch die gleiche Methode bestimmt werden. Da die Szintillationsdetektoren aber selbst nicht ortsauflösend sind, kann nur überprüft werden, wie oft eine Spur in welchem Abstand den Rand eines Triggerdetektors passiert hat und der Triggerdetektor dennoch ein Signal hatte. Bedingt durch die Dicke von 3 cm ergibt sich aber, durch die im Randbereich stark vom Winkel abhängige Effizienz, eine entsprechende Unschärfe. Die erreichbare Genauigkeit der Lagebestimmung bleibt daher geringer als die der rein mechanischen Vermessung.

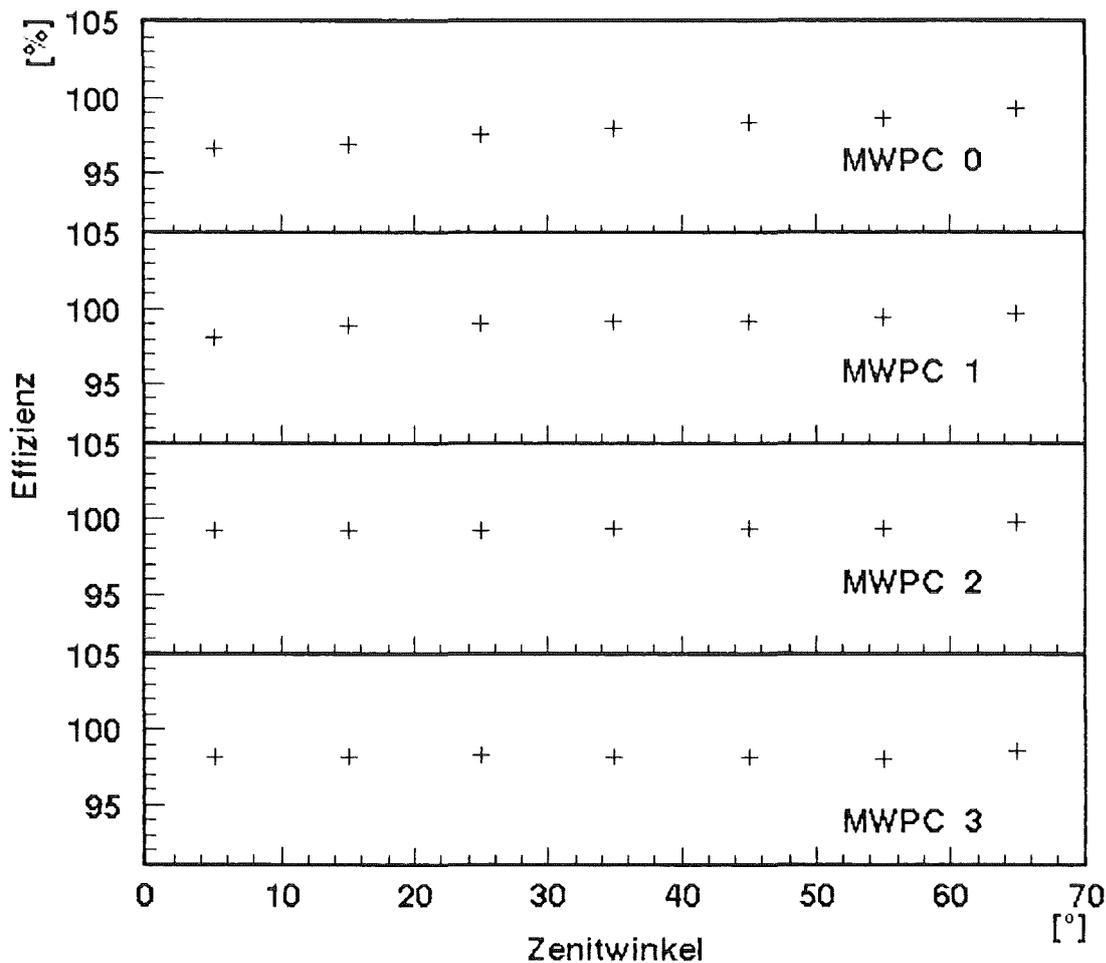


Abb. 4.13: Winkelabhängige Effizienz der MWPCs

Da für die Spurfinding innerhalb des Detektorsystems nicht alle Komponenten des Systems benötigt werden, kann mit den gefundenen Spuren auch die Effizienz der Szintillationsdetektoren und der einzelnen MWPCs bestimmt werden. Zur Überprüfung der Effizienz der Triggerdetektoren wird ein 'Oder' zwischen den beiden Triggerebenen eingestellt, und bei allen Spuren, die durch einen Triggerdetektor gehen, untersucht ob der jeweilige Szintillator angesprochen hat. Durch die erwähnte Randunschärfe und die in der Mitte der

Triggerdetektoren befindlichen Wellenlängenschieber hat dieses Verfahren eine gewisse Unsicherheit. Für die Szintillationszähler ergibt sich einheitlich eine Effizienz von  $\approx 97\%$ .

Bei der integralen Messung mit kosmischen Myonen ergeben sich für die einzelnen Kammern von oben nach unten Effizienzen von 97.6 %, 99.0 %, 99.3 % und 98.2%. Aufgrund der guten Ortsauflösung der MWPCs kann für sie die Effizienzbestimmung nicht nur integral, sondern auch abhängig vom Winkel und dem Zeitabstand zum Trigger vorgenommen werden.

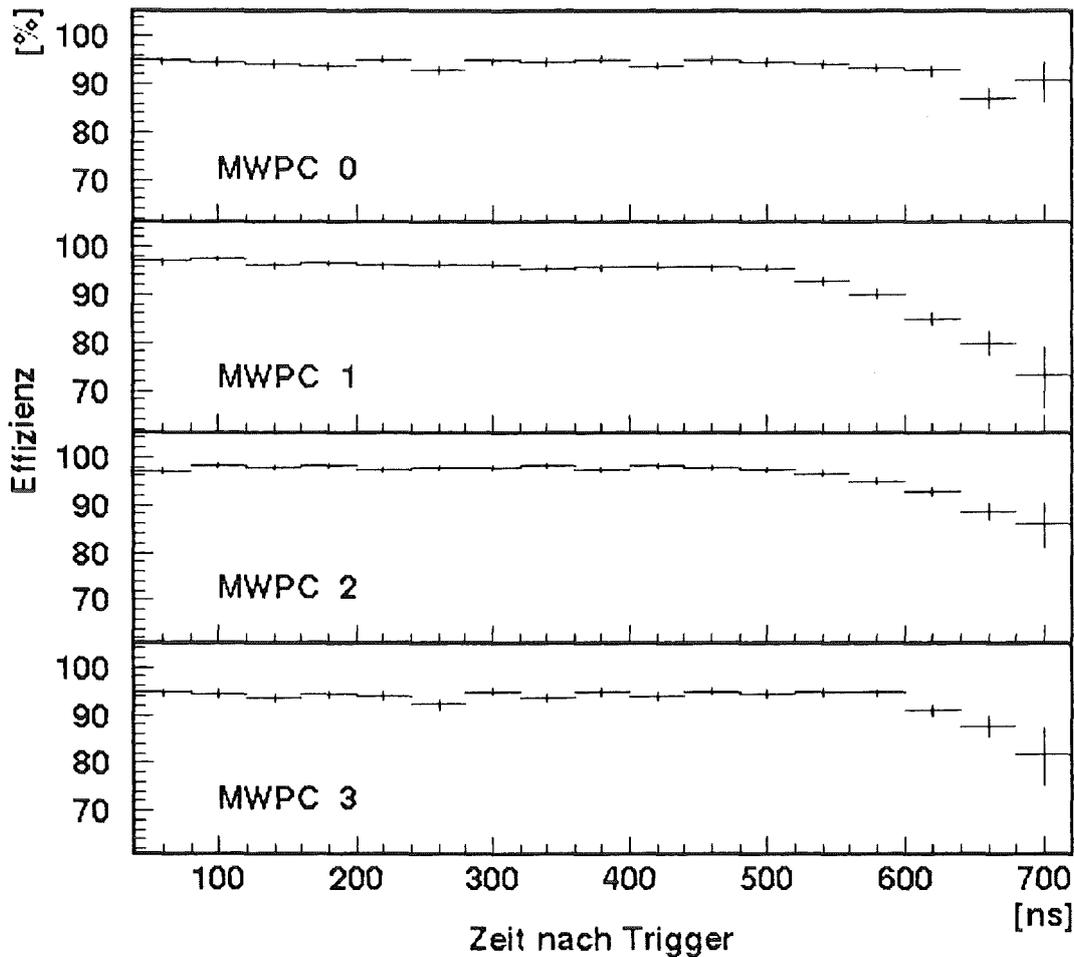


Abb. 4.14: Zeitabhängige Effizienz der MWPCs

Für die Messung der Richtungsintensität kosmischer Myonen ist die winkelabhängige Effizienz von besonderer Bedeutung. In Abb. 4.13 ist diese für die 4 benutzten MWPCs dargestellt. Die MWPCs zeigen für Zenitwinkel nahe  $0^\circ$  nur eine unwesentlich geringere Effizienz als für große Zenitwinkel, bei denen der Ionsationsweg durch das Gas länger ist. Eine azimuthale Effizienzabhängigkeit wurde nicht festgestellt.

Für Messungen mit verzögerten Myonen ist entscheidend, daß innerhalb einer gewissen Zeit nach dem Trigger die Effizienz konstant bleibt. Die Abb. 4.14 zeigt eine Messung mit einer 'Gate'-Weite von 1000 ns nach dem Trigger. Wie aufgrund der Messungen zur 'Gate'-Weite (Abb. 4.6) erwartet wird, ist die Effizienz für Teilchen bis 600 ns Verzögerung gleich der den Trigger auslösender Myonen. Eine kleine Ausnahme bildet MWPC 1, welche einen Effizienzverlust ab 550 ns nach dem Trigger zeigt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Detektorsystem bei den beschriebenen Einstellungen nahezu optimal arbeitet. Aufgrund der nur geringfügigen Abweichungen vom Idealwert und der guten Homogenität kann auf Korrekturen weitgehend verzichtet werden.

## 5. Messungen mit kosmischen Myonen

Mit dem beschriebenen Detektorsystem können verschiedene Messungen zur Charakteristik kosmischer Myonen durchgeführt werden. Neben einer Messung des totalen Flusses und der Richtungsintensität, wird durch Messung des Myonzerfalls im Detektor eine grobe Aussage über das Verhältnis von positiven zu negativen Myonen gewonnen. Durch Messung von Doppelmyonereignissen wird die räumliche und zeitliche Korrelation der Myonen bestimmt. Eine Deutung der Ergebnisse wird durch Monte-Carlo-Simulationen von ausgedehnten Luftschauern ermöglicht.

### 5.1 Richtungsintensität und Fluß kosmischer Myonen

Auf Meereshöhe (Höhe des Experiments ist 110 m über NN) treffen Myonen bezüglich des Azimutwinkels  $\Phi$  nahezu isotrop auf. Eine Ost-West Asymmetrie durch den Einfluß des Erdmagnetfeldes ist nur bis zu einer Myonenergie von 0.5 GeV nachweisbar [MoP54] und daher für dieses Experiment im wesentlichen

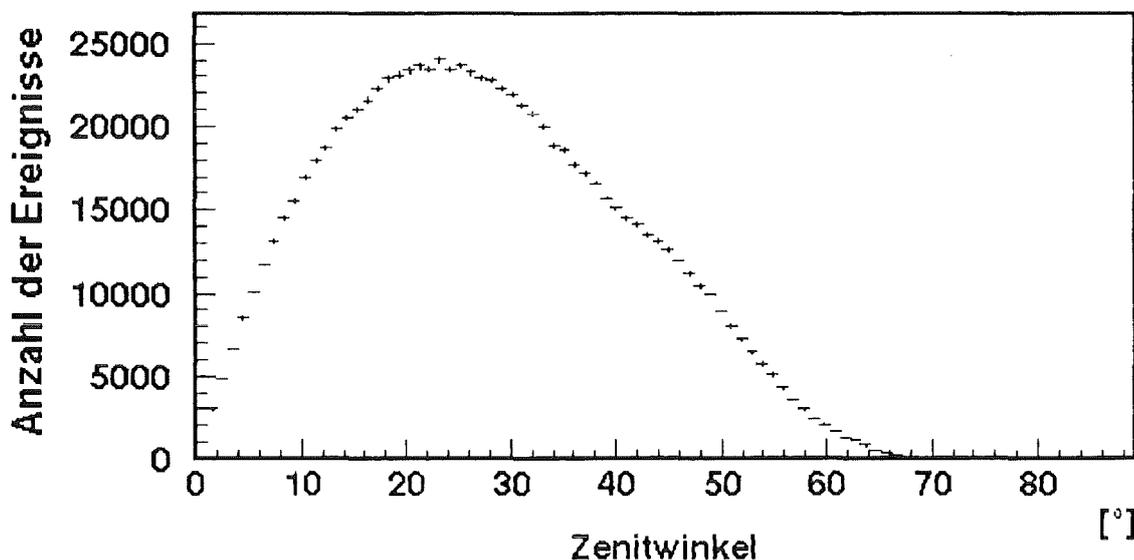


Abb. 5.1: Zenitwinkelverteilung der im Detektorsystem nachgewiesenen Myonen.

unterhalb der Energieschwelle. Die Zenitwinkelabhängigkeit der Intensität  $I$ , gegeben als Zählrate  $N$  pro Flächeneinheit  $A$ , Zeiteinheit  $t$  und Raumwinkel-element  $\Omega$

$$I = \frac{dN}{dA dt d\Omega} \quad (5.1)$$

kann für Zenitwinkel bis  $\Theta = 80^\circ$  beschrieben werden durch [CrR72]

$$I(\Theta) = I(\Theta = 0) \cdot \cos^n(\Theta) \quad (5.2)$$

Der Exponent  $n$  des Kosinus wird allgemein als abhängig von der Energie der Myonen angenommen. Die Abhängigkeit ist für Energien bis zu 50 GeV jedoch sehr schwach und der Exponent liegt bei  $n = 2$  [Bha74].

Üblicherweise werden Experimente zur Richtungsintensität der kosmischen Myonen mit Teleskopanordnungen vorgenommen. Um eine gute Winkelauflösung zu erreichen, wird die Akzeptanz solcher Teleskope stark begrenzt und für jeden Zenitwinkel eine längere Messung durchgeführt. Hierdurch wird von den Detektoren eine sehr gute Langzeitstabilität gefordert. Neben möglichen Instabilitäten bei dieser Vorgehensweise ist auch die Witterungsabhängigkeit beim Fluß der kosmischen Myonen zu beachten. Luftdruck- und Temperaturschwankungen verändern die Dichte der Atmosphäre im unteren Bereich, wodurch sich die Anzahl der in diesem Bereich zerfallenden Myonen ändert. Die Abhängigkeit beträgt für den Luftdruck ungefähr  $-1.7 \text{ \%/mbar}$  und für die Temperatur  $-0.11 \text{ \%/}^\circ\text{C}$  [Hör94].

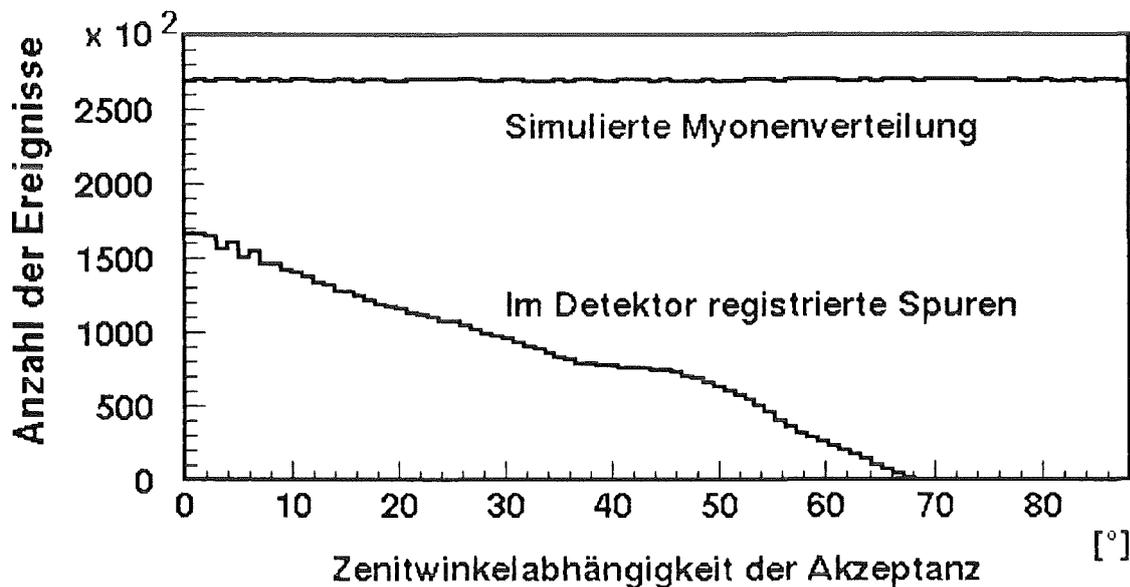
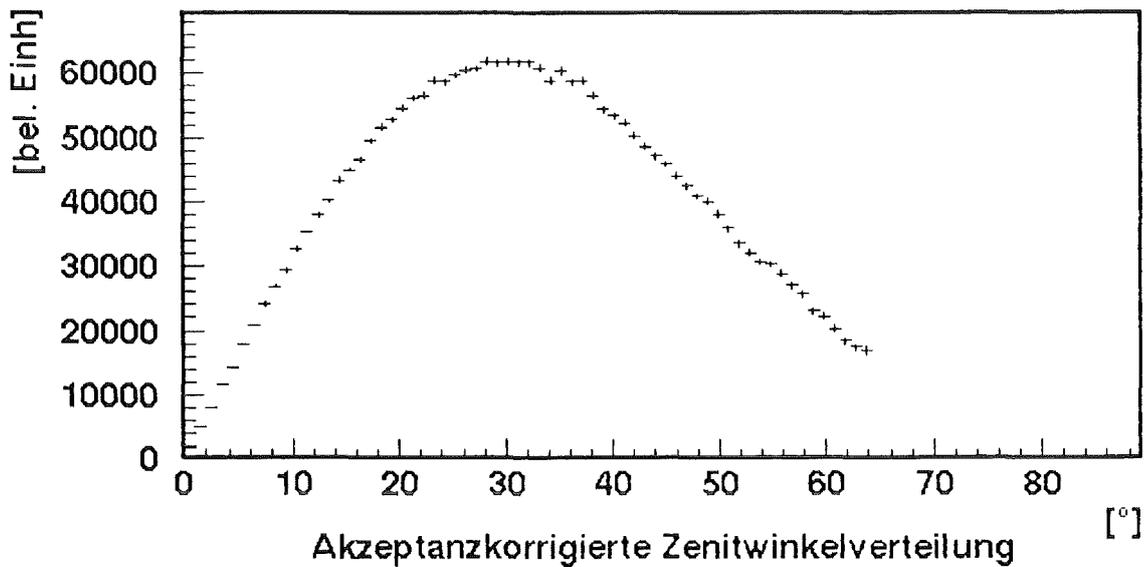


Abb. 5.2: Simulation von im Zenitwinkel gleichverteilten Myonen zur Bestimmung der zenitwinkelabhängigen Akzeptanz.

Im Gegensatz zu den herkömmlichen Messungen kann mit dem Detektorsystem dieser Arbeit die Richtungsintensität in einem Zenitwinkelbereich von  $0^\circ$  bis  $65^\circ$  simultan gemessen werden. Die gesamte Meßzeit der folgenden Messung betrug nur 10 Stunden, wodurch Langzeitkorrekturen entfallen und die Korrekturen insgesamt gering bleiben. Die Messung erfolgt integral für alle

Myonenergien über der durch die Abschirmung gegebenen Schwellenenergie. Der für größere Zenitwinkel verlängerte Weg innerhalb der Abschirmung wird durch eine dem mittleren Weg entsprechende Energieschwelle von 0.5 GeV berücksichtigt.

Die Abb. 5.1 zeigt das gemessene Zenitwinkelspektrum von Einzelmyonereignissen im Detektorsystem. Die Form des Spektrums resultiert aus der primären Verteilung der Myonen und der, durch die Anordnung der rechteckigen MWPCs bedingten, stark  $\Theta$ - und  $\Phi$ -abhängigen Akzeptanz des Systems.



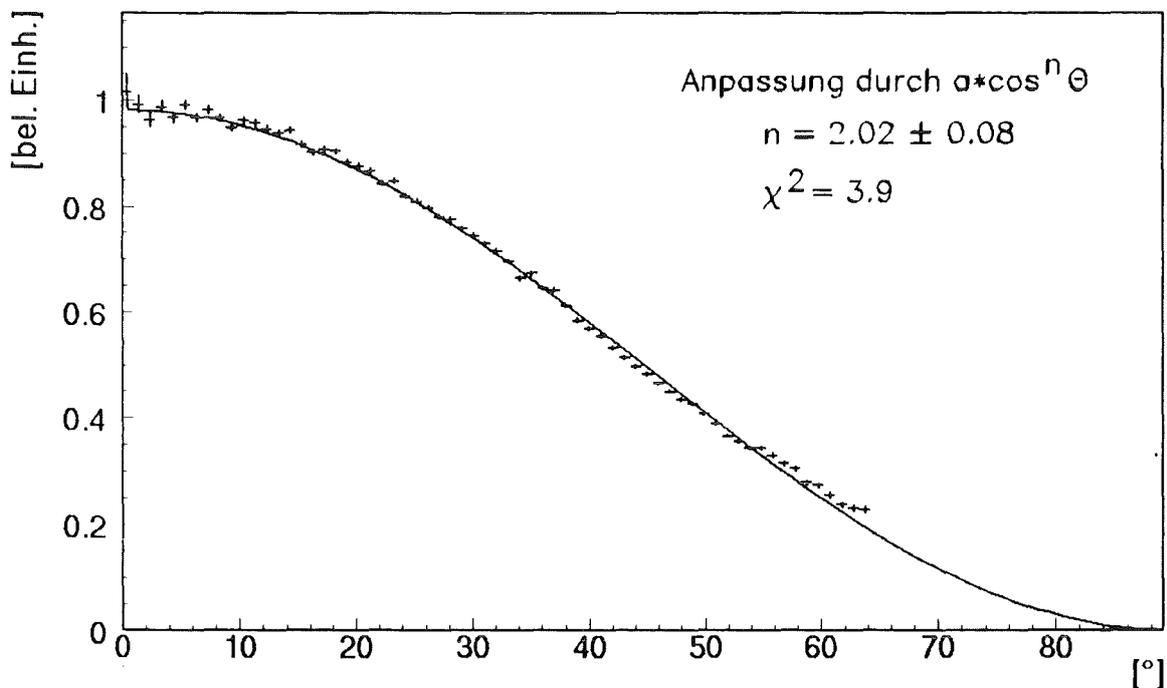
**Abb. 5.3:** Das auf die Detektorgeometrie korrigierte Zenitwinkelspektrum der gemessenen Myonen.

Unter Annahme der isotropen Verteilung für den Azimutwinkel kann durch das in MYDAS integrierte Monte-Carlo-Programm die absolute Akzeptanz für die einzelnen Zenitwinkel berechnet werden, indem im Zenitwinkel gleichverteilte Myonen durch den Detektor verfolgt werden und für jeden Zenitwinkel (für jeweils alle Azimutwinkel) die Anzahl der nachgewiesenen Myonen bestimmt wird. Die Abb. 5.2 zeigt das Ergebnis der Simulation, wobei auch die Ursache der 'Schulter' um  $\Theta = 45^\circ$  in der Zenitwinkelverteilung (Abb. 5.1) deutlich wird. Es handelt sich um einen reinen Geometrieeffekt, der aus der rechteckigen Form der MWPCs resultiert. Ab  $\Theta = 40^\circ$  ist der Azimutwinkelbereich schon auf die Richtungen längs der MWPCs eingeschränkt, während sich die Randeffekte für diese Richtung erst bei größeren Winkel wieder bemerkbar machen. Daß auch für den Zenitwinkel von  $0^\circ$  ein deutlicher Korrekturfaktor entsteht, liegt an den relativ großen, passiven Zwischenräumen in den beiden Triggerebenen.

Durch die aus der Simulation gewonnenen Akzeptanzkorrekturen läßt sich das gemessene Zenitwinkelspektrum nun kanalweise in die Intensität  $dN/d\Theta$  durch eine horizontale Fläche transformieren (Abb. 5.3). Durch die kanalweise Korrektur mit  $\sin\Theta$  für das Raumwinkelelement  $d\Omega = \sin\Theta \cdot d\Theta$  und  $\cos\Theta$  für das horizontale Flächenelement  $\cos\Theta \cdot dA$  folgt hieraus die relative Richtungsintensität  $dN / d\Omega$  der kosmischen Myonen (Abb. 5.4). Eine Anpassung mit  $\cos^n(\Theta)$  ergibt für die Richtungsintensität:

$$I(\Theta) = I(\Theta = 0) \cdot \cos^{2.02 \pm 0.08}(\Theta) \quad (E_\mu > 0.5 \text{ GeV}) \quad (5.3)$$

Die Anpassung hat eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten. Lediglich im Bereich von  $40^\circ$  bis  $60^\circ$  sind die Meßwerte zunächst über und dann unterbestimmt. Es erscheint plausibel, daß dies durch die für verschiedene Zenitwinkel nicht gleich dicke Abschirmung bedingt ist. Bei  $40^\circ$  werden mehr Myonen in der



Zenitwinkelabhängigkeit der Richtungsintensität

**Abb. 5.4:** Relative Richtungsintensität mit der Anpassung von  $\cos^n(\Theta)$  zur Bestimmung des Exponenten  $n$ .

Abschirmung gestoppt, während bei über  $50^\circ$  der Anteil von an der Abschirmung vorbeifliegenden Myonen überwiegt. Da die Abweichungen sehr schwach sind und sich gegenseitig kompensieren, werden sie im folgenden vernachlässigt. Der ermittelte Wert von  $n$  liegt etwas über dem von Bhattacharyya [Bha74] angegebenen Mittelwert aus mehreren Experimenten verschiedener Autoren von  $n = 1.85 \pm 0.10$ , ist aber innerhalb der Fehler noch verträglich. Mit den direkt vergleichbaren, eigenen Messungen von Bhattacharyya [Bha76], die über eine

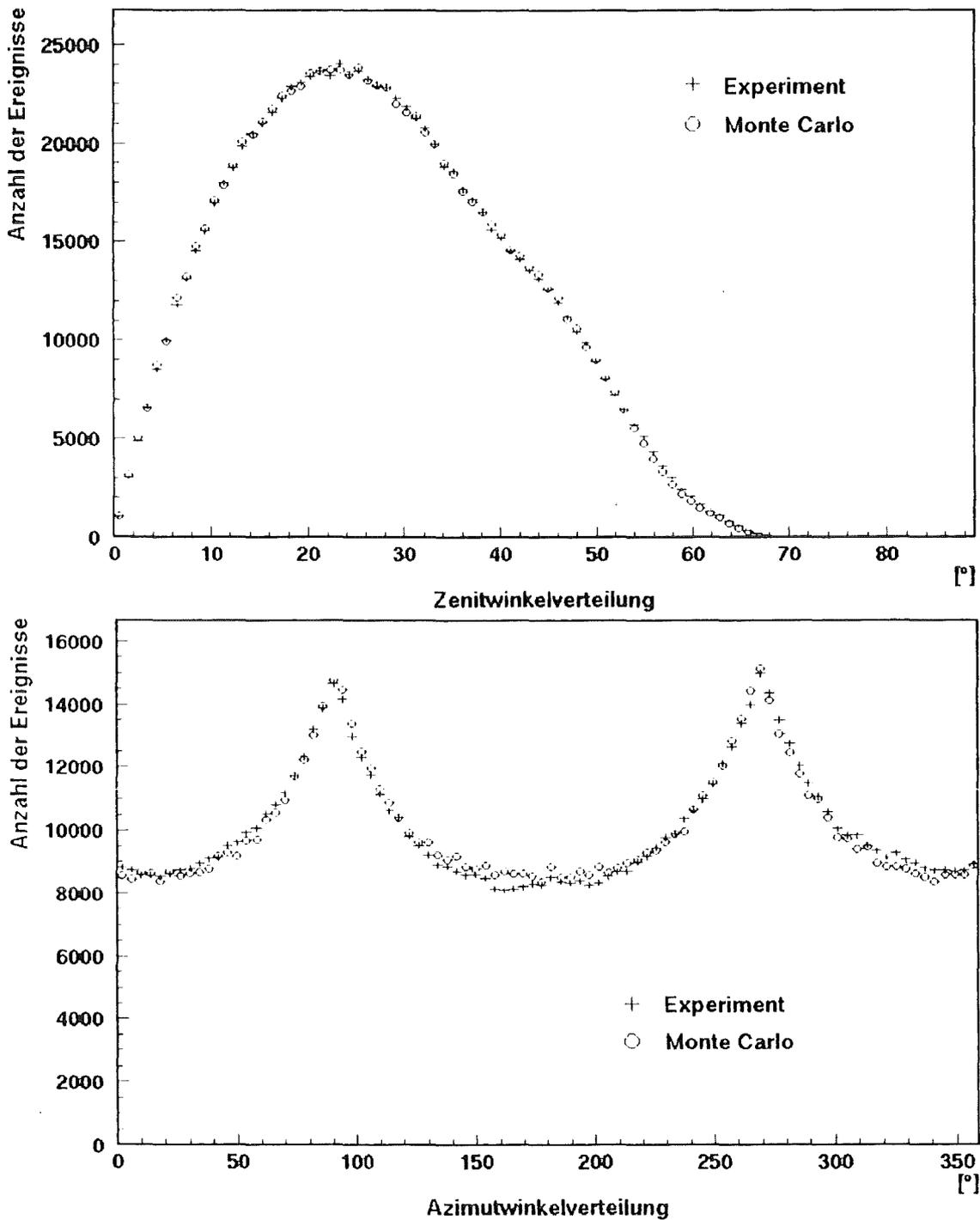


Abb. 5.5: Vergleich der unkorrigierten Meßdaten mit der Monte Carlo Simulation.

ähnliche Energieschwelle verfügen, ergibt sich mit dem dort ermittelten Wert von  $n = 1.98 + 0.07_{-0.03}$  eine sehr gute Übereinstimmung.

Durch direkte Simulation mit der gemessenen relativen Richtungsintensität läßt sich das Ergebnis überprüfen und auf systematische Abweichungen testen. Die Abb. 5.5 zeigt den Vergleich von Simulation und Experiment für die Zenit- und Azimutverteilung. In der Zenitwinkelverteilung können keine systema-

tischen Abweichungen festgestellt werden. Hieraus kann abgeleitet werden, daß die in der Analyse vernachlässigte Vielfachstreuung von Myonen in der Abschirmung bei dieser Messung keinen entscheidenden Einfluß hat. In der Azimutwinkelverteilung ist eine kleine Differenz bei  $\Phi = 160^\circ$  feststellbar, welche wahrscheinlich auf die Abschirmung von Myonen durch das, in dieser Richtung an die Experimentierhalle angrenzende Gebäude zurückzuführen ist. Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Monte-Carlo-Simulation bestätigt die gemachte Annahme der isotropen Verteilung im Azimutwinkel und stellt die Homogenität in der Effizienz der MWPCs unter Beweis.

Mit der Monte-Carlo-Simulation des realen Spektrums kann der integrale Korrekturfaktor für die Akzeptanz des Detektors bezüglich der gegebenen Richtungsintensität ermittelt werden. Durch die mit 'Scalern' gezählten realen Trigger im Detektorsystem können die Meßdaten auf die Totzeit des Datenaufnahmesystems korrigiert werden. Mehrspurereignisse im Detektorsystem werden einfach gezählt. Die überwiegende Anzahl dieser Ereignisse ( $\approx 95\%$ ) ist auf  $\delta$ -Elektronen zurückzuführen, die in der Abschirmung oder den MWPCs selbst erzeugt werden. Echte Mehrmyonereignisse müssen ebenfalls einfach gezählt werden, da sich die Definition der Intensität auf den Grenzwert des Flusses durch eine infinitesimale Fläche  $dA$  bezieht [ACD71]. Hieraus folgt direkt der Fluß  $J_1$  durch eine horizontale Fläche, der definiert ist mit

$$J_1 = \int I(\Theta) \cdot \cos(\Theta) d\Omega \quad (5.4)$$

Inklusive der Effizienzkorrekturen für die MWPCs und Trigger ergibt sich bei einer Temperatur von  $12.5^\circ\text{C}$  und einem Luftdruck von 993 mbar :

$$J_1 = 135.8 \frac{1}{\text{m}^2 \text{s}} \quad (E_\mu > 0.5 \text{ GeV}) \quad (5.5)$$

Dieser Wert kann mit den gegebenen Koeffizienten auf den Fluß bei Normaldruck von 1013 mbar und einer Temperatur von  $0^\circ\text{C}$  umgerechnet werden, was einer Reduktion um 2% entspricht. Der statistische Fehler von  $J_1$  ist aufgrund der großen Anzahl von gemessenen Ereignissen vernachlässigbar. Für eine Abschätzung des systematischen Fehlers müssen vor allem die Unsicherheiten in der Effizienzbestimmung der Triggerebenen von  $\approx 1\%$  berücksichtigt werden. Die für die MWPCs gemachte Effizienzbestimmung, sowie die für die Kombination der 4 MWPCs, tragen mit  $\approx 0.5\%$  zum Fehler bei. Die durch die nur integrale Korrektur von Luftdruck und Temperatur resultierende Unsicherheit liegt, bei den während der Messung aufgetretenen Schwankungen der Temperatur von  $\pm 2.5^\circ\text{C}$ , bzw.  $\pm 1$  mbar im Luftdruck, sicherlich unter 0.5%. Für  $J_1$  ergibt sich somit ein maximaler Fehler von 2% und der Wert:

$$J_1 = 133.1 \pm 2.7 \frac{1}{m^2 s} \quad (E_\mu > 0.5 \text{ GeV}) \quad (5.6)$$

woraus sich mit der gemessenen Richtungsintensität die vertikale Intensität  $I(\Theta=0)$  und der Fluß durch eine Halbkugel  $J_2$  berechnen lassen, wobei hier jeweils noch die Unsicherheit des durch Anpassung bestimmten Exponenten  $n$  eingeht:

$$J_2 = 177.2 \pm 4.8 \frac{1}{m^2 s} \quad (E_\mu > 0.5 \text{ GeV}) \quad (5.7)$$

und

$$I(\Theta = 0) = 85.2 \pm 3.4 \frac{1}{m^2 s sr} \quad (E_\mu > 0.5 \text{ GeV}) \quad (5.8)$$

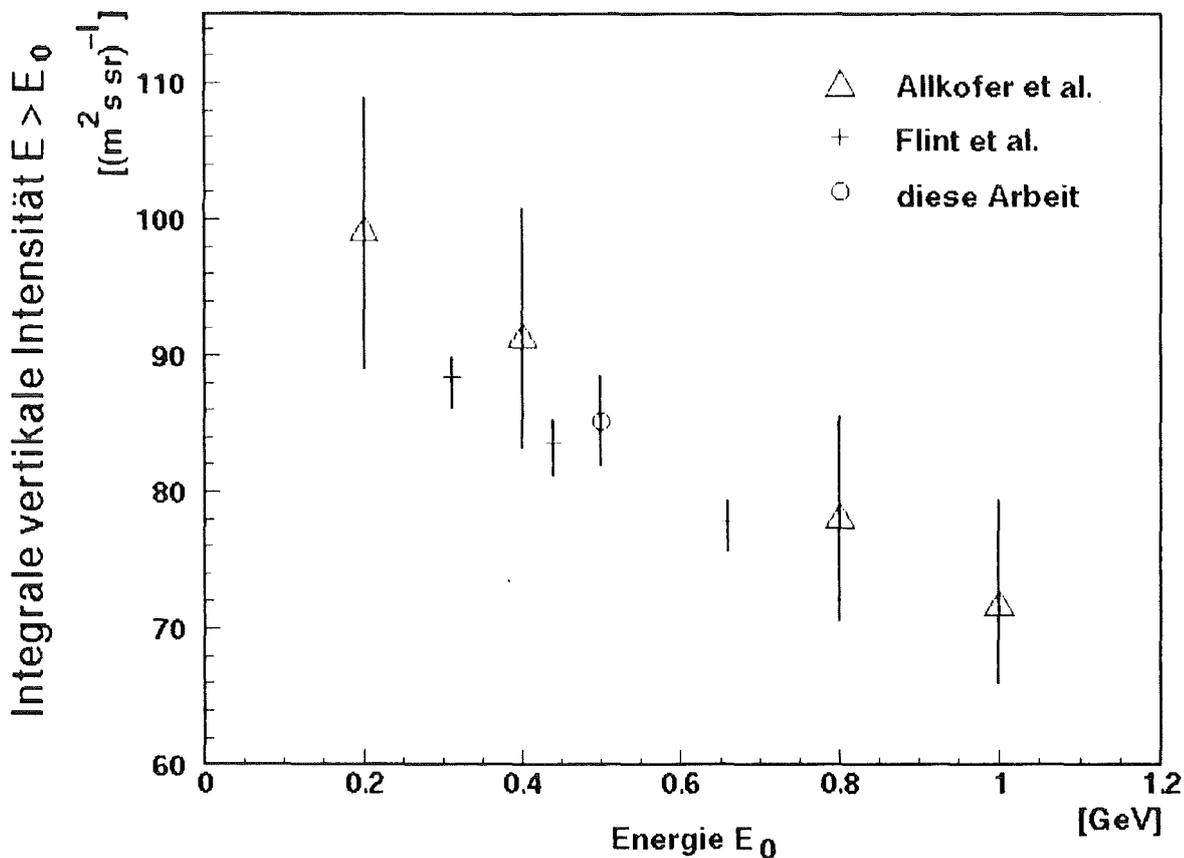


Abb. 5.6: Vergleich der gemessenen integralen Intensität der Myonen mit den Ergebnissen von Allkofer et. al [ACD71] und Flint et al. [FHS73].

Die Abb. 5.6 zeigt den Vergleich dieses Ergebnisses mit anderen Experimenten. Die Übereinstimmung mit den bisherigen Experimenten ist ausgezeichnet, was die Eignung des Detektorsystems auch für Flußmessungen unterstreicht.

## 5.2 Zerfall und Ladungsverhältnis kosmischer Myonen

Da sich die untere Triggerebene oberhalb der untersten MWPC befindet, kann mit dem Detektorsystem auch der Zerfall von Myonen studiert werden. Bei den nachweisbaren Zerfällen durchqueren die Myonen die ersten 3 MWPCs und die obere Triggerebene, bevor sie in der unteren Triggerebene gestoppt werden. Hierdurch ist die Triggerbedingung erfüllt und die Spur des Myons kann aus der

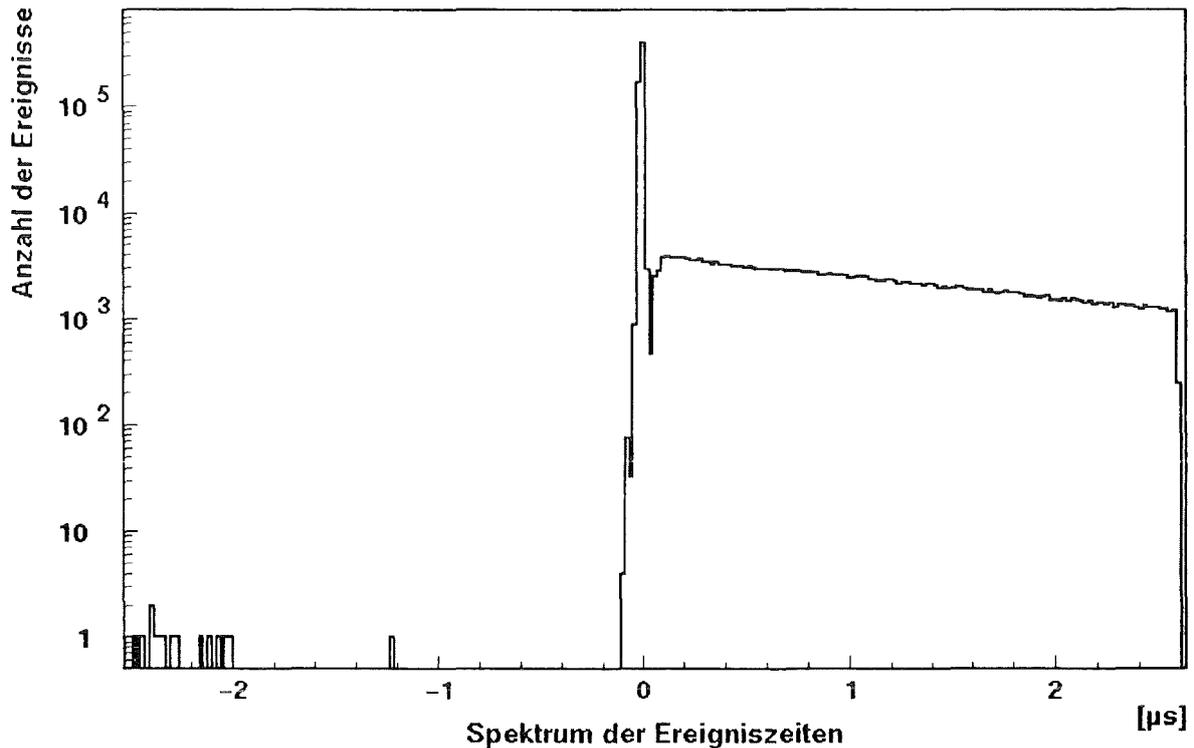


Abb. 5.7: Addition der rohen Zeitspektren aller Szintillationszähler der unteren Triggerebene für alle gemessenen Myonzerfälle.

Information der ersten 3 MWPCs ermittelt werden. Die wesentliche Signatur für einen Zerfall ist das Fehlen eines, zur Spur des Myons passenden Durchstoßpunktes in der unteren MWPC sowie der Nachweis der Elektronen aus dem Zerfall des Myons:



bzw.



Erfolgt der Zerfall innerhalb von 600 ns, so kann das Zerfallselektron in den über oder unterhalb der Triggerebenen liegenden MWPCs gesehen werden. Der sichere Nachweis ist jedoch das Auftreten eines zweiten Pulses in dem Szintillator, in dem das Myon gestoppt wird. Die Energie der gestoppten Myonen, bevor sie in das Detektorsystem eindringen, entspricht sehr genau der Schwellenenergie von

0.5 GeV. Der Anteil der in der unteren Triggerebene gestoppten und zerfallenden Myonen an allen in das System eindringenden Myonen beträgt ungefähr 1 %.

Um ein möglichst untergrundfreies Zeitspektrum des Myonzerfalls zu gewinnen, werden folgende 'Cuts' benutzt:

- Die Spur des Myons würde durch alle vier MWPCs gehen. In der untersten Kammer ist aber kein Durchstoßpunkt im Bereich der Spur.
- In der unteren Triggerebene tritt in dem zum Trigger beitragenden Szintillationszähler ein zweites Signal auf.
- Nur eine Spur ist im Detektorsystem.
- Nur jeweils ein Modul jeder Triggerebene hat angesprochen.
- Es tritt keine weitere Koinzidenz zwischen den beiden Triggerebenen innerhalb des Zeitfensters von ARTS auf.

Diese 'Cuts' beschneiden teilweise auch echte Zerfälle, erweisen sich aber in Bezug auf den Untergrund des Spektrums als Optimum.

Da eine mögliche zweite Koinzidenz unterbunden wird, ist die Wahrscheinlichkeit für zufällige Ereignisse vor und nach der, durch das Myon ausgelösten Koinzidenz gleich. Hierdurch ergibt sich der zufällige Untergrund im Zeitspektrum aus der Anzahl von Ereignissen vor dem Zeitpunkt der Koinzidenz. Die Abb. 5.7 zeigt die Addition der rohen Zeitspektren von ARTS für alle Module der unteren Triggerebene. Es ist ersichtlich, daß das Verhältnis der echten Zerfälle zu zufälligen Signalen ungefähr  $5 \cdot 10^{-5}$  ist - also weniger als 1 Untergrundereignis pro Zeitkanal. Aufgrund dieses außerordentlich geringen Wertes kann bei den folgenden Analysen auf eine Korrektur des Untergrundes verzichtet werden.

Der Einbruch im Spektrum für Zeiten kurz nach dem Eindringen des Myons resultiert aus der endlichen Doppelpulsauflösung der Zeitmessung. Die benutzten Diskriminatoren trennen Doppelpulse nur ab einem Zeitabstand von 50 ns. Zusammen mit der Rasterung durch das Zeitmeßsystem ARTS ergibt sich eine Effizienz von 100 % für die Erkennung von Doppelpulsen erst ab einer Zeitdifferenz von 100 ns. Die Abb. 5.8 zeigt das Spektrum der Differenzzeiten für den Zerfall von Myonen. Durch Anpassung eines einfachen Zerfallsgesetzes, welches die im Zeitintervall  $t$  bis  $t + \Delta t$  auftretenden Zerfälle beschreibt

$$N(t, t + \Delta t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_\mu}} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_\mu}} \right) \quad (5.11)$$

mit

$\Delta t$	Zeitintervall, hier 20 ns
$\tau_\mu$	mittlere Lebenszeit
$N_0$	Anzahl der zerfallenden Myonen

ergibt sich für die mittlere Lebenszeit:

$$\tau_{\mu} = 2.126 \pm 0.013 \mu\text{s} \quad (5.12)$$

Dieser Wert ist statistisch signifikant verschieden von dem für den freien Zerfall der Myonen gemessenen Wert von

$$\tau_{\mu} = 2.19703 \pm 0.00004 \mu\text{s} \quad (5.13)$$

für die mittlere Lebenszeit [PDG86].

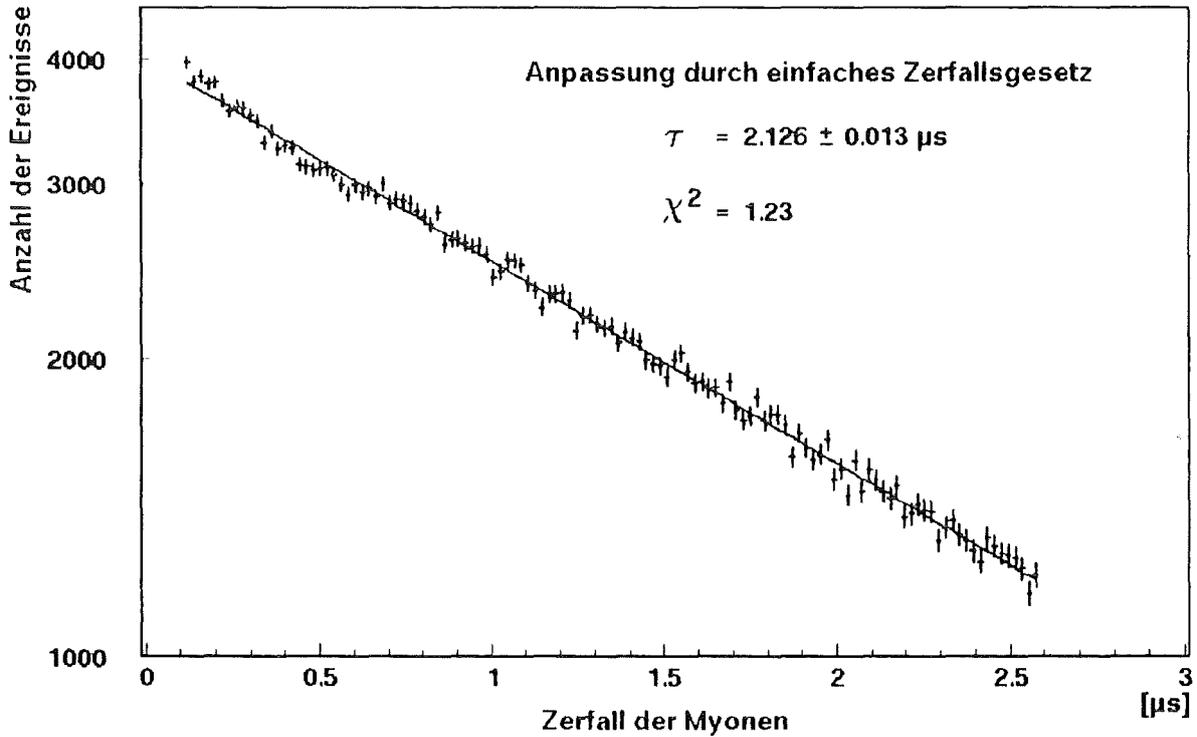


Abb. 5.8: Gemessenes Zerfallsspektrum mit der Anpassung eines einfachen Zerfallsgesetzes zur Bestimmung der mittleren Lebenszeit.

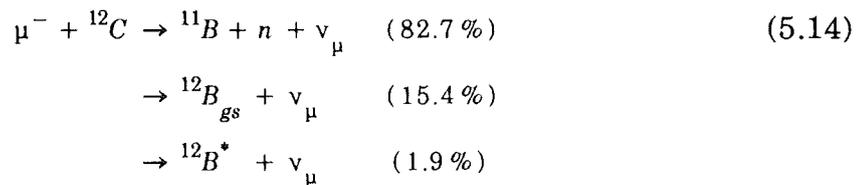
Der Unterschied des gemessenen Wertes zu dem für den freien Zerfall resultiert aus der Tatsache, daß nach der Abbremsung im Szintillationsmaterial der Triggerdetektoren nur die positiven Myonen frei zerfallen. Die negativen Myonen dagegen bilden myonische Atome, in welchen durch die Existenz eines zweiten Kanals, nämlich des Einfangs der Myonen in den Atomkernen, eine verkürzte Lebenszeit für den Zerfall auftritt. Dies erklärt, daß die aus der Anpassung erhaltene mittlere Lebensdauer kürzer als die des freien Zerfalls ist.

Das unterschiedliche Verhalten der positiven und negativen Myonen nach dem Stoppen in Materie kann benutzt werden, um aus dem gemessenen Zerfallsspektrum das Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen abzuschätzen. Dieses ist von 1 verschieden, da die primäre Strahlung nur aus normaler Materie und keiner Antimaterie besteht. Beim Durchqueren der ebenfalls aus positiven Kernen bestehenden Atmosphäre tritt somit bei kleinen Stoßenergien, d.h. kleiner Multiplizität bei der Pionerzeugung, immer ein Überschuß an positiven

Pionen und folglich Myonen auf. Stöße hoher Energie führen zu Hyperonen mit 'Strangeness', die assoziiert produzierten Mesonen, überwiegend Kaonen, tragen daher 'Antistrangeness' und sind neutral oder positiv. Aus ihren Zerfällen, teils über Pionen, resultieren folglich wiederum mehr positive als negative Myonen.

Das Abbremsen der Myonen im Szintillator erfolgt unabhängig von ihrer Ladung innerhalb von etwa  $10^{-10}$  s [Muk77]. Die positiven Myonen zerfallen nun frei. Die negativen dagegen werden von den Atomen des Materials eingefangen. Bei dem benutzten Szintillationsmaterial Polyvinyltoluol ( $[\text{CH}_2\text{CH}(\text{C}_6\text{H}_4\text{CH}_3)]_n$ ) läßt sich mit dem Fermi-Teller-Gesetz berechnen, daß zunächst ungefähr 16 % am Wasserstoff und 84 % am Kohlenstoff eingefangen werden. Durch molekulare Stoßprozesse, die mit einer Rate von  $10^{11}/\text{s}$  erfolgen, kommt es jedoch zu dem Transfer der Myonen zu den wesentlich attraktiveren Kohlenstoffatomen, so daß für den vorliegenden Fall von alleinigem Einfang an Kohlenstoffatomen ausgegangen werden kann.

Die im Kohlenstoff eingefangenen, negativen Myonen gehen in ungefähr  $10^{-13}$  s in das  $1s$  Niveau über und werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 7.86 % vom Kohlenstoffkern eingefangen



bevor sie zerfallen können [Gra93]. Mit der Wahrscheinlichkeit  $\alpha_d = 92.14\%$  zerfallen sie mit der hieraus resultierenden effektiven Lebenszeit von  $2.0263 \mu\text{s}$  [SMR87]. Da der Szintillator die  ${}^{12}\text{C} \Rightarrow {}^{11,12}\text{B}$  Reaktionen nicht sieht, weil hier fast ausschließlich neutrale Teilchen emittiert werden, ergibt sich für das gemessene Zerfallsspektrum

$$N(t, \Delta t) = N_+ e^{-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\mu^+}}} \right) + \alpha_d N_- e^{-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\mu^-}}} \right) \quad (5.15)$$

mit

$$\tau_{\mu^+} = 2.19703 \mu\text{s}$$

$$\tau_{\mu^-} = 2.0263 \mu\text{s}.$$

Dies läßt sich durch die Gesamtzahl der Myonen  $N_0 = N_+ + N_-$  und dem Ladungsverhältnis  $R = N_+ / N_-$  ausdrücken in

$$N(t, \Delta t) = \frac{N_0}{R + 1} \left| R e^{-\frac{t}{\tau_{\mu^+}}} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\mu^+}}} \right) + \alpha_d e^{-\frac{t}{\tau_{\mu^-}}} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{\mu^-}}} \right) \right| \quad (5.16)$$

Durch eine Anpassung dieser Funktion an das gemessene Spektrum kann eine Abschätzung des Ladungsverhältnis  $R$  gewonnen werden. Die Abb. 5.9 zeigt das

Ergebnis der Anpassung. Für das Ladungsverhältnis ergibt sich

$$\frac{\mu^+}{\mu^-} = 1.4 \pm 0.4 \quad (E_\mu = 0.5 \text{ GeV}) \quad (5.17)$$

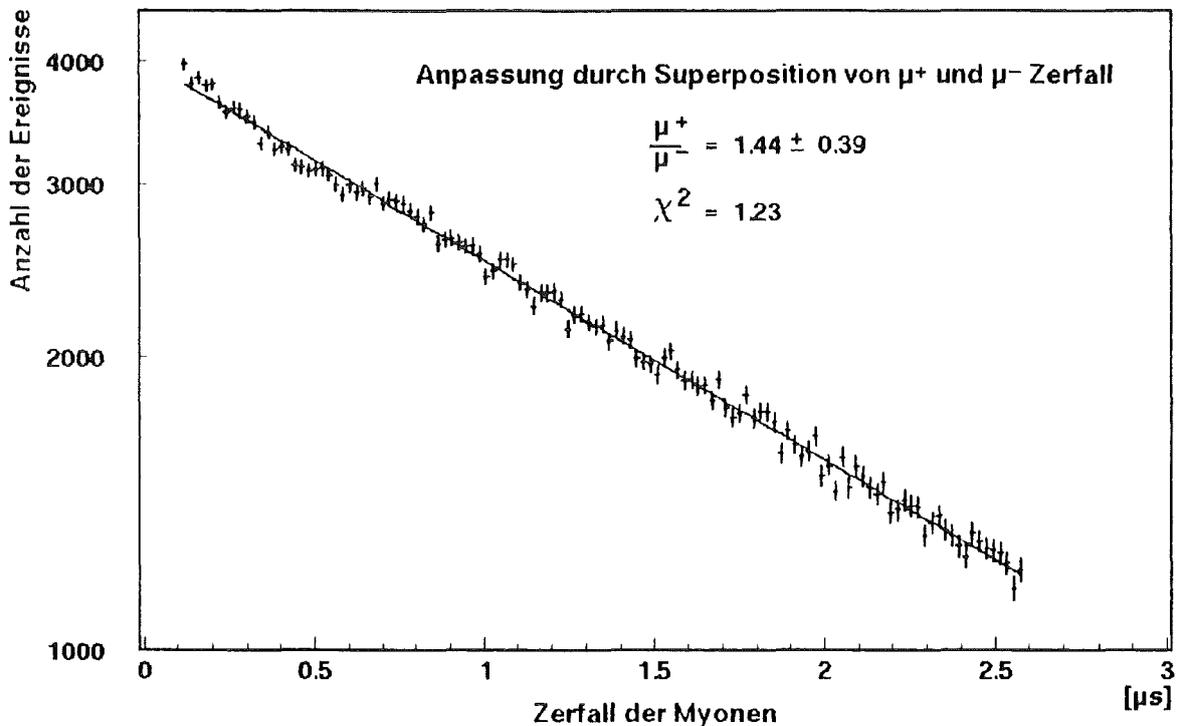


Abb. 5.9: Bestimmung des Ladungsverhältnisses  $R$  der Myonen durch Anpassung einer Superposition des freien Zerfalls der positiven Myonen und des Zerfalls der negativen Myonen in Kohlenstoff.

Das Ergebnis ist aufgrund des nur geringen Unterschiedes von  $\tau_{\mu^+}$  zu  $\tau_{\mu^-}$  und der hierfür nur geringen Anzahl gemessener Zerfälle statistisch nicht besonders relevant. Es erscheint auch wahrscheinlich, daß bei kurzen Zeiten noch eine konkurrierende Einfangreaktion an einem schwereren Kern beteiligt ist. Möglich wäre, daß Myonen den aktiven Teil eines Triggerdetektors durchdringen, in dem aus Aluminium bestehenden Gehäuse aber gestoppt werden und zerfallen. Die Zerfallselektronen können wieder in den aktiven Teil des Detektors eindringen und dadurch ein Ereignis mit der geforderten Signatur erzeugen. Die Statistik der Messung erlaubt nicht die Abtrennung dieser Komponente, eine Verkürzung des Bereichs der Anpassung (Zeiten ab  $0.3 \mu\text{s}$ ) ergibt für die mittlere Lebenszeit nahezu den gleichen Wert, während die Anpassung zur Bestimmung des Ladungsverhältnisses zu einem etwas höheren Verhältnis mit deutlich größeren Fehlern führt.

Trotz des großen Fehlers von  $R$  ist das Ergebnis interessant, da diese Methode zur Bestimmung des Ladungsverhältnisses hier zum ersten Mal in einem Experiment im Bereich der kosmischen Strahlung eingesetzt wurde. Bisher wurden ähnliche Messungen nur mit den zum Neutrinonachweis entwickelten Experimenten KARMEN [Gra93] und Kamiokande II [YAM91] durchgeführt. Im Vergleich zu den bei diesen Experimenten eingesetzten Detektoren und ihrer aufwendigen Elektronik, zeigt diese Arbeit, daß das Verfahren auch mit einfachen, nur digital ausgelesenen Szintillationsdetektoren und einer preisgünstigen, mit Standardbausteinen realisierbaren Zeitmessung durchführbar ist. Die Methode wäre insbesondere für die Triggerebene des zentralen Detektors von KASCADE geeignet, bei der aufgrund der wesentlich größeren aktiven Flächen das Problem der Statistik entfallen würde.

Die Bedeutung des Meßwertes als solcher liegt darin, daß für eine Myonenergie von  $E_{\mu}=0.5$  GeV nicht viele Meßwerte existieren und diese widersprüchlich sind. Dies resultiert aus systematischen Fehlern in der Energiebestimmung und der Fehlinterpretation von Elektronen in den benutzten Spektrometern [ALG84]. Der gemessene Wert stimmt mit dem von Allkofer gemessenen Wert von  $R = 1.37 \pm 0.14$  gut überein [ALD72]. Der von Appleton gemessene Wert für diese Energie ist mit  $R = 1.25 \pm 0.03$  jedoch kleiner [AHR71]. Zwischen beiden Experimenten bestehen grundsätzliche Differenzen. Während Allkofer ein Maximum von  $R = 1.6$  bei einer Energie um 3 GeV mißt, behauptet Appleton der Verlauf wäre bis 10 GeV konstant bei  $R = 1.25$ .

Eine Messung des Ladungsverhältnisses aus den Zerfallszeiten bietet den Vorteil, daß die bei den Spektrometern auftretenden systematischen Fehler nicht möglich sind. Die Identifikation des Myons ist durch seinen Zerfall eindeutig und die Energie der gestoppten Myonen gut berechenbar. Alle in die Ableitung eingehenden Größen sind mit großer Genauigkeit gemessen.

### 5.3 Zeitstruktur richtungskorrelierter Myonen

Die Messungen zur Richtungsintensität und dem Zerfall von Myonen im Detektor zeigen, daß sowohl die Bestimmung der Teilchenspuren, als auch die Zeitmessung des Detektorsystems einwandfrei funktionieren. Durch Kombination beider Systeme kann die zeitliche Korrelation zwischen Myonen untersucht werden. Hierzu werden Ereignisse benutzt, bei denen genau zwei Myonen das Detektorsystem durchqueren. Solche Ereignisse werden im folgenden als Doppelmyonereignisse bezeichnet.

Die Messungen erfolgen mit der einfachen Triggerbedingung, daß mindestens ein Teilchen die Triggerebenen durchquert haben muß. Die Auswahl der Doppelspurereignisse wird in der Analyse vorgenommen. Die Abb. 5.10 zeigt ein Spektrum der Abstände zwischen den zwei Spuren in der obersten MWPC. Das Spektrum ist dominiert von Ereignissen mit einem geringen Abstand. Es handelt sich hierbei um Myonen mit von ihnen erzeugten  $\delta$ -Elektronen, deren Entstehungsort in Abb. 5.11 verdeutlicht wird. Hier ist für alle Doppelspuren, welche sich im Raum näher als 10 cm kommen, die Höhe der größten Annäherung ('gemeinsamer Punkt') aufgetragen. Das Spektrum dieser Höhen zeigt eine

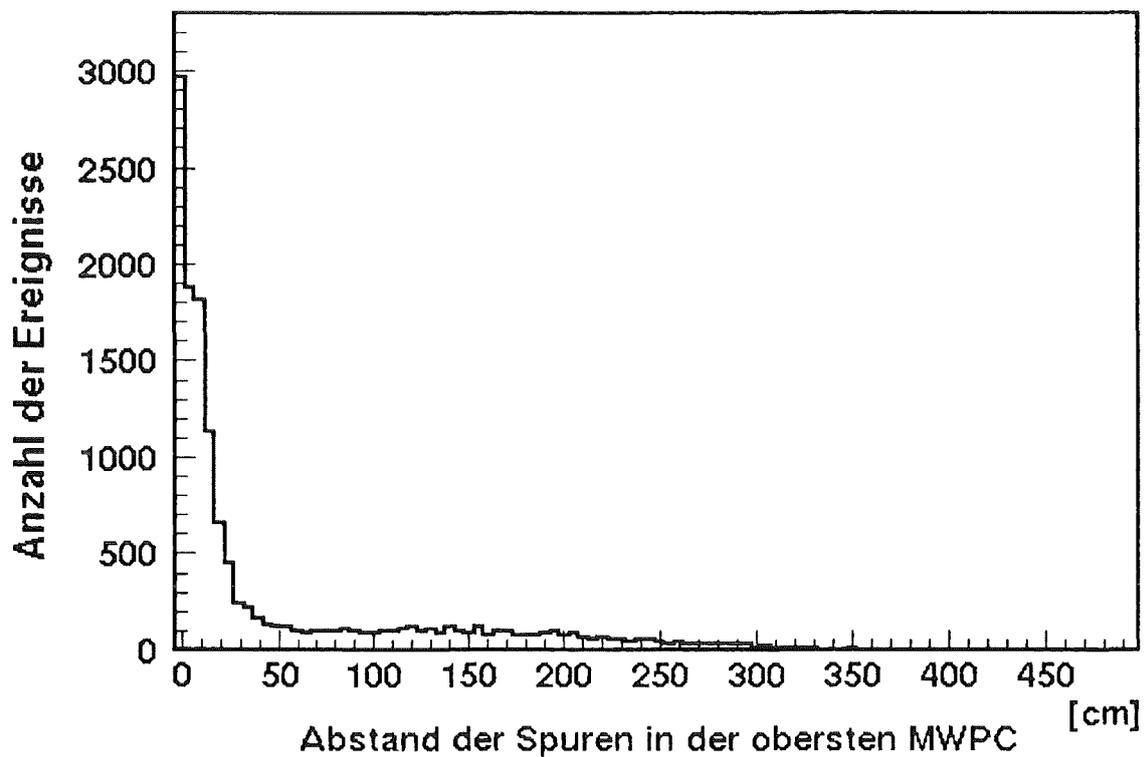


Abb. 5.10: Abstände der Teilchen in der obersten MWPC bei Zweispurereignissen.

deutliche Häufung im Bereich der Abschirmung, der oberen Triggerebene und den beiden oberen Kammern. Bei den in der Abschirmung erzeugten  $\delta$ -Elektronen handelt es sich vornehmlich um höherenergetische Elektronen, da niederenergetische Elektronen in der Abschirmung selbst wieder absorbiert werden. Für die in den MWPCs erzeugten  $\delta$ -Elektronen genügen dagegen schon Energien von wenigen MeV um eine Spur durch mindestens 3 Kammern zu erzeugen, wodurch die relativen Verhältnisse der Entstehungsorte verständlich werden. Die in den unteren MWPCs erzeugten  $\delta$ -Elektronen durchdringen keine drei Kammern und werden daher bei der Spursuche nicht erkannt.

Da die  $\delta$ -Elektronen einer starken Vielfachstreuung unterliegen, kann das für Abb. 5.11 benutzte Kriterium eines Zusammenkommens im Raum nicht als Filter zur Unterdrückung der unerwünschten Elektronen dienen. Ein entsprechender 'Cut' reduziert deutlich die Anzahl, erkennt aber nicht alle  $\delta$ -Elektronen. Ebenso ist ein 'Cut' im relativen Abstand nicht wirksam, da bei dem nötigen Radius zu viele echte Doppelmyonen verworfen werden.

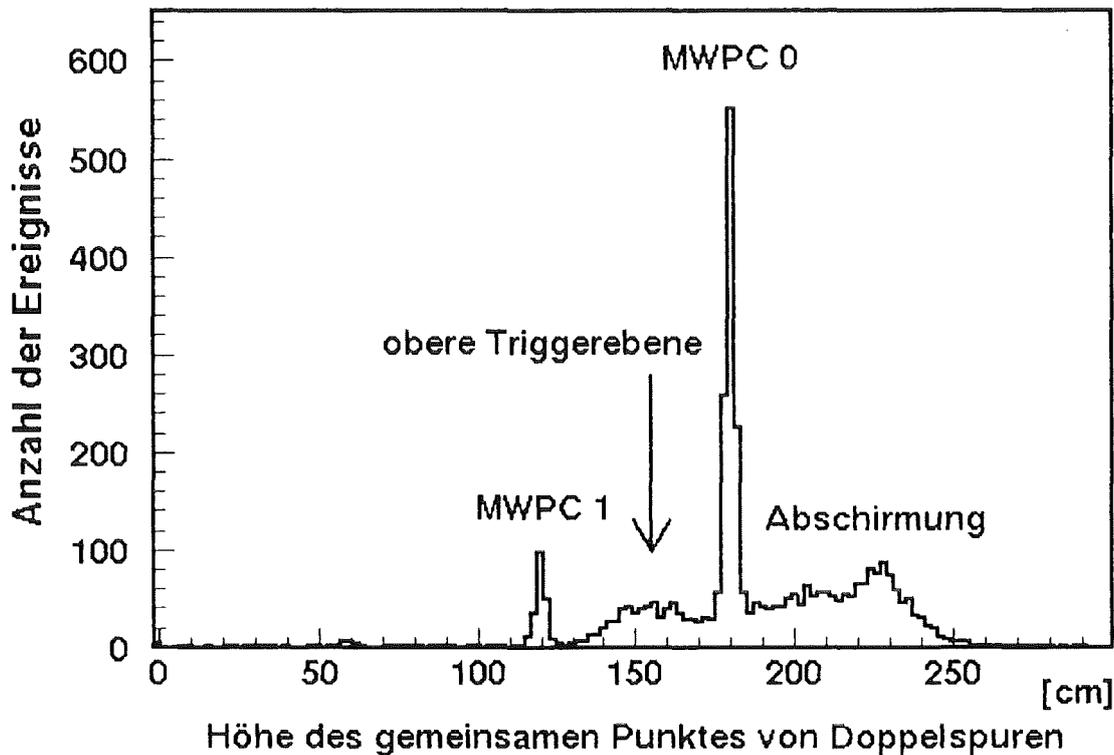


Abb. 5.11: Höhe des 'gemeinsamen' Punktes von Doppelspuren, die sich im Raum näher als 10 cm kommen.

Nur durch die gleichzeitige Zeitbestimmung der Spuren ist eine vollständige Unterdrückung der  $\delta$ -Elektronen möglich, da diese ohne meßbaren Zeitunterschied zu dem Myon auftreten müssen. Die Abb. 5.12 zeigt das Spektrum der Abstände in der obersten MWPC für Doppelmyonereignisse mit einer Zeitdifferenz von 60 - 600 ns. Die relativ große minimale Zeitdifferenz ist notwendig, da aufgrund der Auflösung des Zeitmeßsystems ARTS von 20 ns auch gleichzeitige Spuren noch eine Differenz von 40 ns haben können. Der Vergleich des gemessenen Abstandsspektrums mit einer Monte-Carlo-Simulation für im Ort gleichverteilte Doppelmyonen zeigt, daß keine Korrelation im Ankunftsort bei den Doppelmyonen vorliegt. Im wesentlichen resultiert die Ortsstruktur aus der gemachten Forderung, daß genau zwei Spuren im Detektorsystem gemessen werden, wodurch die Messung auf eine gegebene Myondichte eingengt wird. Die

Asymmetrie der Verteilung hat ihre Ursache in dem stark unterschiedlichen Verhältnis von Kammerlänge zu Kammerbreite bei den MWPCs.

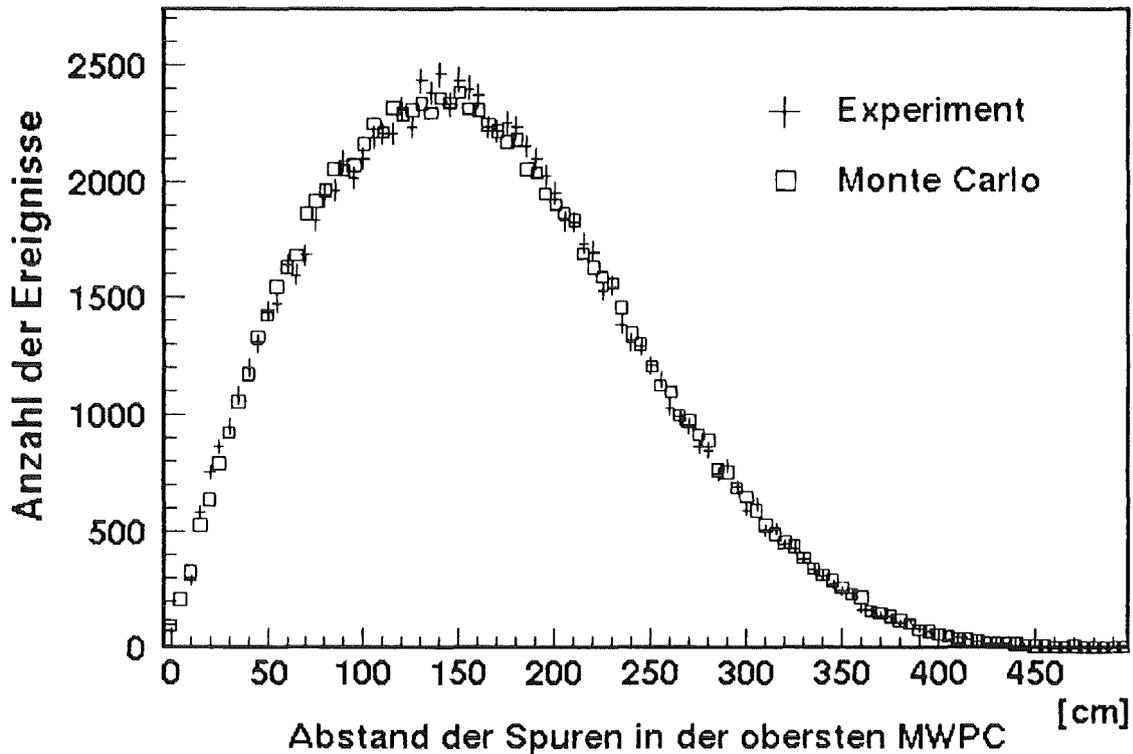


Abb. 5.12: Messung und Simulation des Abstands der Myonen in der obersten MWPC bei Doppelmyonereignissen mit einer Zeitdifferenz von mindestens 60 ns.

Um die Messung der Zeitstruktur möglichst frei von Fehldeutungen zu machen, werden folgende 'Cuts' auf die Daten angewendet:

- Die Spuren müssen durch getrennte Segmente des Triggers gehen. Ereignisse mit zwei Zeiteinträgen in einem Triggerzähler werden verworfen. Hierdurch wird verhindert, daß bei zwei gleichzeitigen Myonen, bei denen das eine Myon nur durch eine Triggerplatte ging, der mögliche Zerfall des anderen in dem gemeinsamen Triggermodul als Verzögerung zwischen den Myonen fehlinterpretiert wird.
- Es werden nur Ereignisse ausgewertet, bei denen keine zusätzlichen Szintillatoren angesprochen haben. Dies stellt sicher, daß die Zeitmessung nicht durch seitlich in das Detektorsystem eindringende Elektronen verfälscht wird.

Die Abb. 5.13 zeigt das gemessene Zeitspektrum. Es ist im wesentlichen gleichverteilt - nur bei sehr kurzen Differenzzeiten zeigt sich eine Erhöhung. Der Vergleich mit einer Monte-Carlo-Simulation von zeitlich unkorrelierten Einzelmyonen, wobei der in Abs. 5.1 ermittelte Fluß benutzt wird zeigt, daß der gleich-

verteilte Anteil im Zeitspektrum durch zufällige Koinzidenz von nicht korrelierten Einzelmyonen zustande kommt. Es handelt sich hierbei um Myonen von den zahlreichen niederenergetischen Primärteilchen, deren Luftschauer in großen Höhen aussterben und deren Myondichte auf Meereshöhe so gering ist, daß keine Korrelation mehr nachzuweisen ist.

Die Normierung der Monte-Carlo-Simulation erfolgt nur über die reale Meßzeit der über mehrere Monate betriebenen Messung. Die Simulation zeigt geringfügig mehr zufällige Koinzidenzen, was wahrscheinlich auf die hier nicht korrigierte Abhängigkeit des Flusses von Luftdruck und Temperatur zurückzuführen ist.

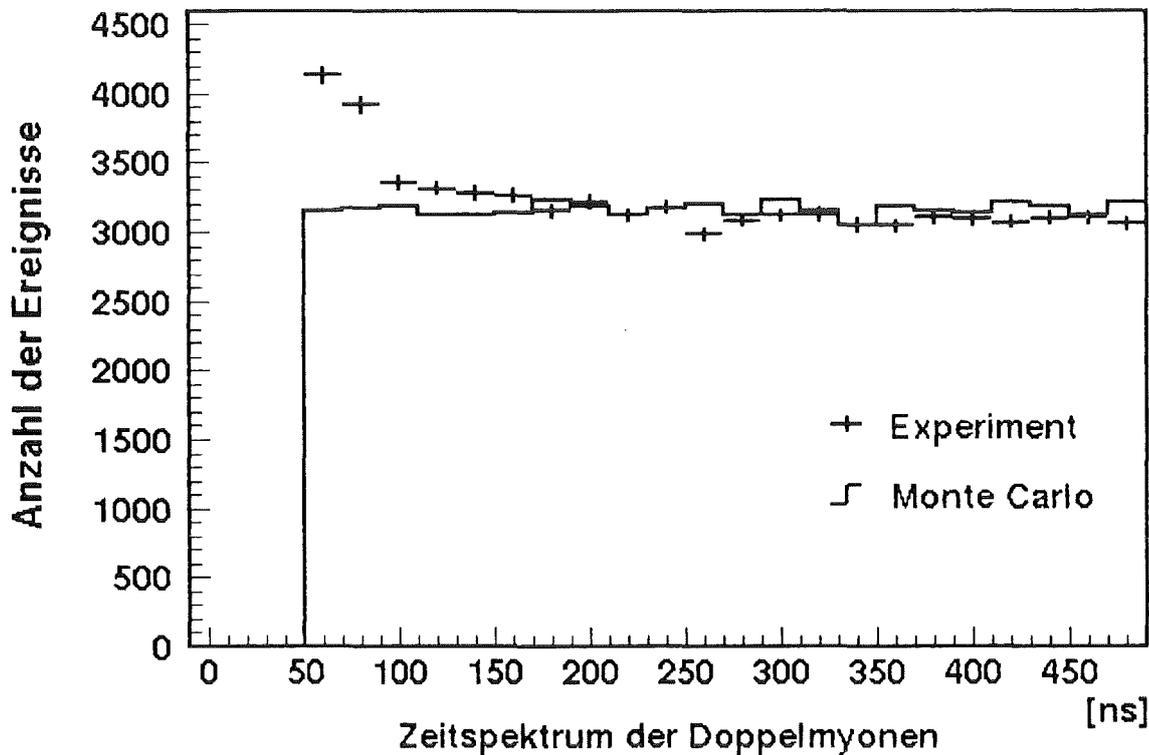


Abb. 5.13: Zeitspektrum der Doppelmyonen. Das Histogramm ist eine Monte-Carlo-Simulation von zeitlich unkorrelierten Myonen. Die Normierung erfolgt über die Meßzeit.

Im Prinzip folgt die Differenzzeit von unkorrelierten Teilchen einer Exponentialfunktion, deren Zeitkonstante sich als Kehrwert der Zählrate ergibt. Bei dem vorliegenden Myonfluß ist die Zeitkonstante aber ungefähr 1000 mal größer als das betrachtete Zeitintervall, so daß sich keine Differenz zu einer Gleichverteilung ergibt.

In Abb. 5.14 wird untersucht, inwiefern die Überhöhung im Zeitspektrum von dem Relativwinkel zwischen den Myonen abhängt. Es ergibt sich, daß die Überhöhung von Doppelmyonen mit einem Relativwinkel kleiner  $15^\circ$  stammt.

Das heißt, die in der Richtung korrelierten Myonen zeigen eine zeitliche Struktur. Durch die geforderte Parallelität wird die Messung auf Myonen aus einem Luftschauer eingeschränkt. Das Zeitspektrum stellt somit auch ein Differenzzeitspektrum zwischen zwei Myonen in einem Luftschauer dar. Der beobachtete Winkel von  $15^\circ$  ist größer als die erwartete Richtungsdispersion in einem Luftschauer [Hau94]. Es ist zu vermuten, daß die beobachteten Myonen relativ niederenergetisch sind und ihr Relativwinkel durch Vielfachstreuung in der Abschirmung vergrößert wird.

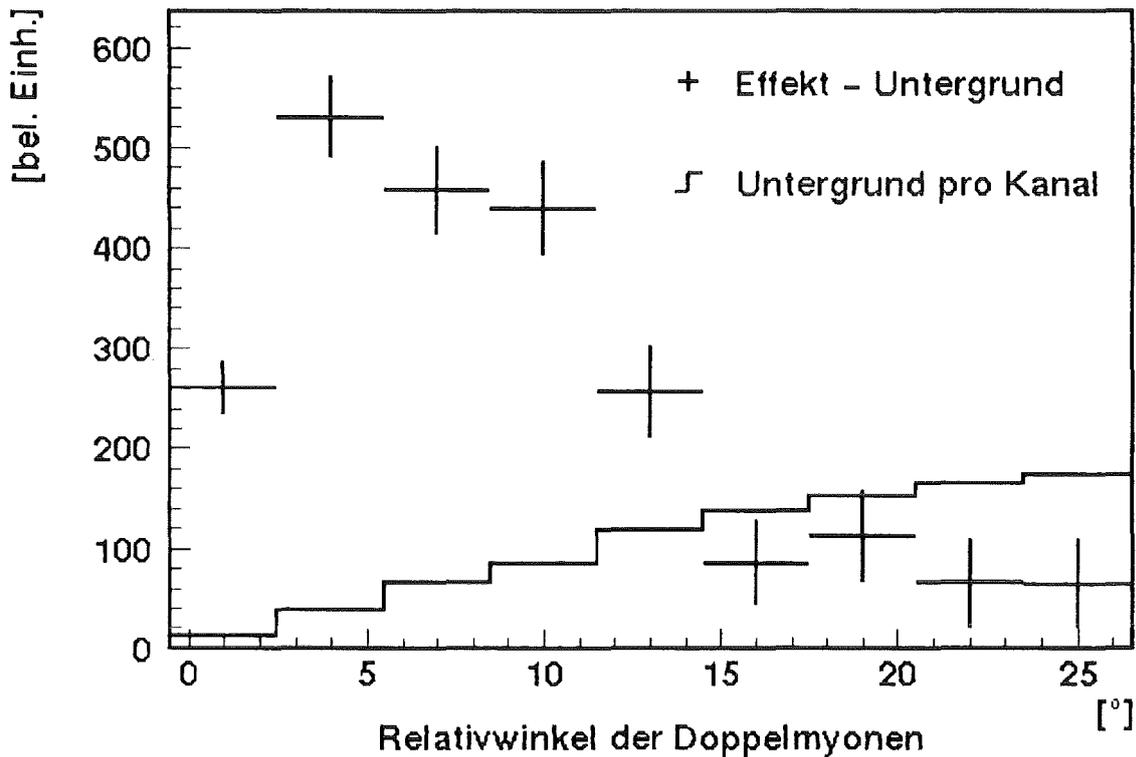
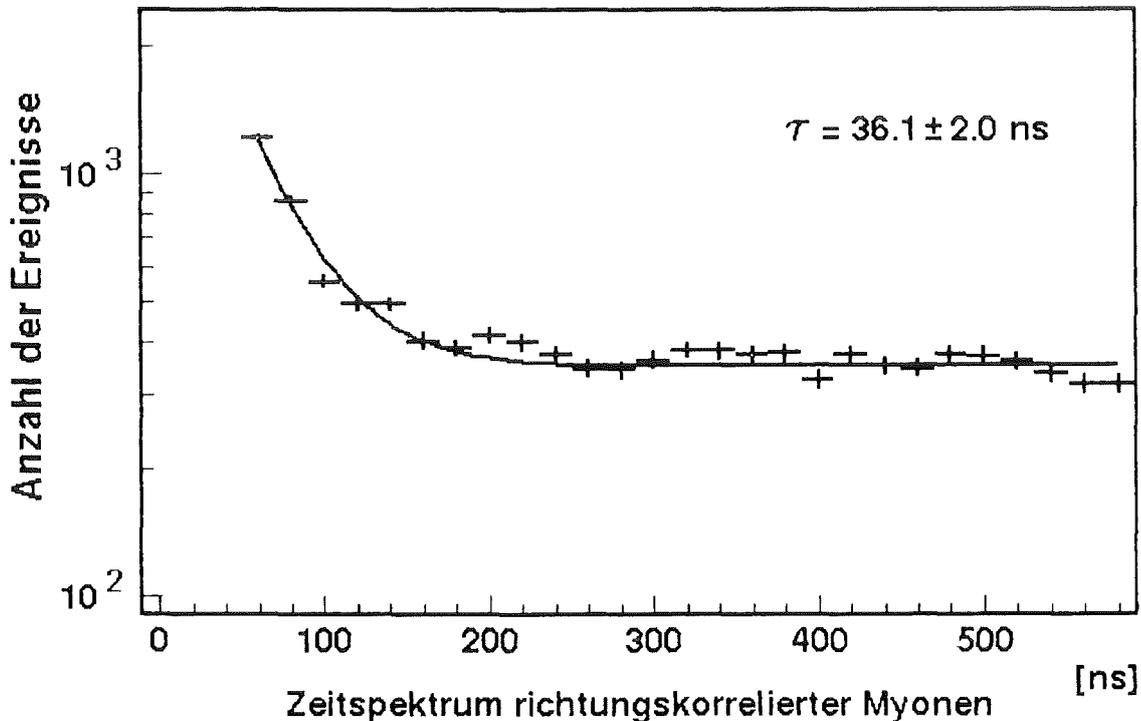


Abb. 5.14: Integral der Überhöhung im Zeitspektrum und Untergrund pro Kanal, aufgetragen über dem Relativwinkel der Doppelmyonen.

Die beobachtete Korrelation zwischen der Zeit und der Richtung ist auch ein Beweis für die physikalische Ursache des Zeitspektrums. Da Zeiten und Richtung von verschiedenen Detektoren mit einer getrennten Elektronik gemessen werden, scheiden alle meßtechnischen Unwägbarkeiten beim Entstehen des Zeitspektrum aus.

Die Abb. 5.15 zeigt das Zeitspektrum der Doppelmyonen mit einem Relativwinkel kleiner  $15^\circ$ . Eine Anpassung durch eine Exponentialfunktion plus gleichverteiltem Untergrund ergibt eine mittlere Zeit von  $36.1 \pm 2.0$  ns, wobei die Exponentialfunktion im wesentlichen im Bereich von 60 bis 140 ns wirkt. Die Beschreibung durch eine Exponentialfunktion ist nicht optimal, aber annehmbar. Die Exponentialfunktion hat gegenüber anderen möglichen Beschreibungen den

Vorteil, daß ihre mittlere Zeit  $\tau$  nicht von der experimentellen Auflösung abhängt. Dies liegt daran, daß proportionale Beimischungen aus benachbarten Kanälen, wie sie durch eine endliche Auflösung entstehen, zu den gleichen Verhältnissen zwischen den gemessenen Kanälen führen, wodurch die mittlere Zeit unverändert bleibt, obwohl sich die Absolutnormierung sehr wohl ändert. Für den geringen,



**Abb. 5.15:** Zeitspektrum von Doppelmyonen mit einem Relativwinkel kleiner als  $15^\circ$ . Die Anpassung zur Bestimmung der mittleren Zeit  $\tau$  setzt sich aus einer Exponentialfunktion und einem gleichverteilten Untergrund zusammen.

gemessenen Effekt, der im Bereich der Auflösung der Zeitmessung liegt, ist die mittlere Zeit daher ein geeigneter Parameter zur Beschreibung.

## 5.4 Deutung des Zeitspektrums

Um das gemessene Zeitspektrum als Eigenschaft der durch die primäre Höhenstrahlung verursachten Luftschauer zu verstehen, werden mit Hilfe des Monte-Carlo-Simulationsprogramms CORSIKA (Vers. 4.068) Rechnungen für primäre Protonen und Eisenkerne durchgeführt.

Das Programm CORSIKA [Cap92] simuliert für ein in die Atmosphäre eindringendes Teilchen die Parameter aller sekundären Teilchen für ein bestimmtes Beobachtungsniveau. Die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien wird

für Kerne, Protonen und Pionen durch das VENUS-Programm beschrieben [Wer93]. Andere Hadronen werden im Rahmen eines 'Dual Parton'-Modells beschrieben, welches im vergleichbaren Bereich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von 'Collider'-Experimenten ist. Diffraktive Streuprozesse sind in die Beschreibung eingeschlossen. Für Laborenergien unterhalb von 80 GeV wird das Programm GEISHA [Fes85] benutzt. Die elektromagnetischen Kaskaden werden durch das Programm EGS4 [Nel85] beschrieben, wobei zur Verkürzung der Rechenzeit auch eine Parametrisierung durch die NKG-Formel [Gre56] benutzt werden kann.

Da das Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung mit einer Potenz  $-2.7$  in der Energie abfällt, erscheint eine Simulation des Primärspektrums über mehrere Größenordnungen der Primärenergie nicht effizient durchführbar. Es werden daher nur Simulationen bei den festen Energien  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV durchgeführt. Als Beobachtungsniveau wird Meereshöhe benutzt. Der Zenitwinkel der Primärteilchen variiert zwischen  $0^\circ$  und  $20^\circ$ .

Primärteilchen	Anzahl der Schauer	Doppelmyonen	Doppelmyonen pro Schauer	Doppelmyonen pro Schauer mit $10^{14}$ eV
$10^{13}$ eV p	2001	8	0.004	2
$10^{14}$ eV p	2002	37091	18.53	18.53
$10^{15}$ eV p	750	509418	679.2	1.36
$10^{13}$ eV Fe	4000	412	0.103	51
$10^{14}$ eV Fe	750	16903	22.5	22.5
$10^{15}$ eV Fe	250	271054	1084.2	2.2

**Tab. 5.1:** Übersicht über die durchgeführten Simulationsrechnungen mit der Anpassung an die experimentellen Randbedingungen. In der letzten Spalte wird die relative Anzahl von Doppelmyonereignissen bezogen auf einen Luftschauer mit  $10^{14}$  eV angegeben, indem die Werte der vorletzten Spalte durch ein bei  $10^{14}$  eV auf 1 normiertes, primäres Energiespektrum geteilt werden.

Die erhaltenen Ergebnisse müssen an die Geometrie und die Auswahlkriterien des Experiments angepaßt werden. Die Energieschwelle des Detektorsystems wird berücksichtigt, indem nur Myonen mit einer Energie von größer 0.5 GeV ausgewertet werden. Diese Myonen werden in ein Gitter von Kammern, welche in

bis zu 500 m Abstand um den Kern des Luftschauers fiktiv positioniert sind, einsortiert. Hierdurch wird eine korrekte Mittelung über den im Experiment unbestimmten Abstand zur Schauerachse erreicht. Von allen Kammern, in die genau zwei Myonen mit maximal  $15^\circ$  Relativwinkel fallen, wird die Zeitdifferenz der Myonen in einem Zeitspektrum akkumuliert.

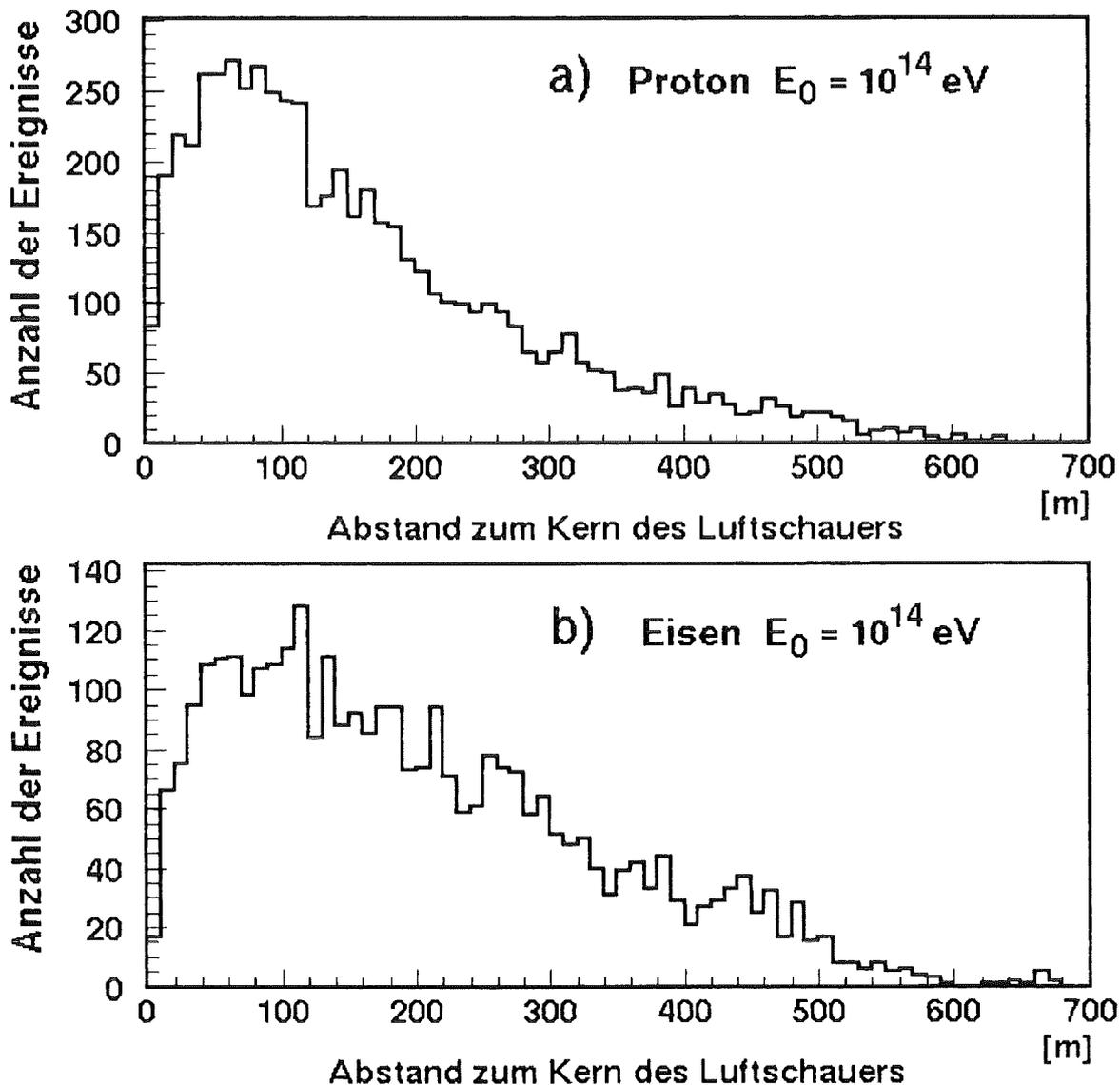


Abb. 5.16: CORSIKA-Simulation des Abstands von Myonen in Doppelmyonereignissen mit einer relativen Ankunftszeit größer 20 ns vom Schauerkerne.

Aus den in Tab. 5.1 wiedergegebenen Parametern und Resultaten der Simulation, kann der vom Detektorsystem hauptsächlich ausgeblendete Energiebereich eingegrenzt werden. Für Protonen als Primärteilchen werden im Detektor im wesentlichen Doppelmyonen von Primärteilchen einer Energie um  $10^{14}$  eV gesehen. Bei Eisen verschiebt sich das Energieintervall zu tieferen

Energien. Die meisten Ereignisse kommen hier aus dem Energiebereich von  $10^{13}$  bis  $10^{14}$  eV.

Die Abb. 5.16 zeigt den Abstand der verzögerten Myonen vom Kern des Luftschauers. Es ist ersichtlich, daß die im Experiment gesehenen Myonen einen wahrscheinlichsten Abstand von  $\approx 100$  m zum Schauerkerne haben. Bei Eisen gleicher Primärenergie ist die Verteilung etwas flacher im Vergleich zu Protonen. Die geringe Anzahl von Myonen aus der Nähe des Schauerkerne ist nicht nur aus der geforderten Zeitdifferenz zu erklären, sondern ergibt sich vielmehr aus dem geometrischen Effekt der kleineren Kreisringe bei kleinem Radius sowie der hohen Myondichte, die es unwahrscheinlich macht, daß nur zwei Myonen in einer Fläche von  $8.8 \text{ m}^2$  zu sehen sind.

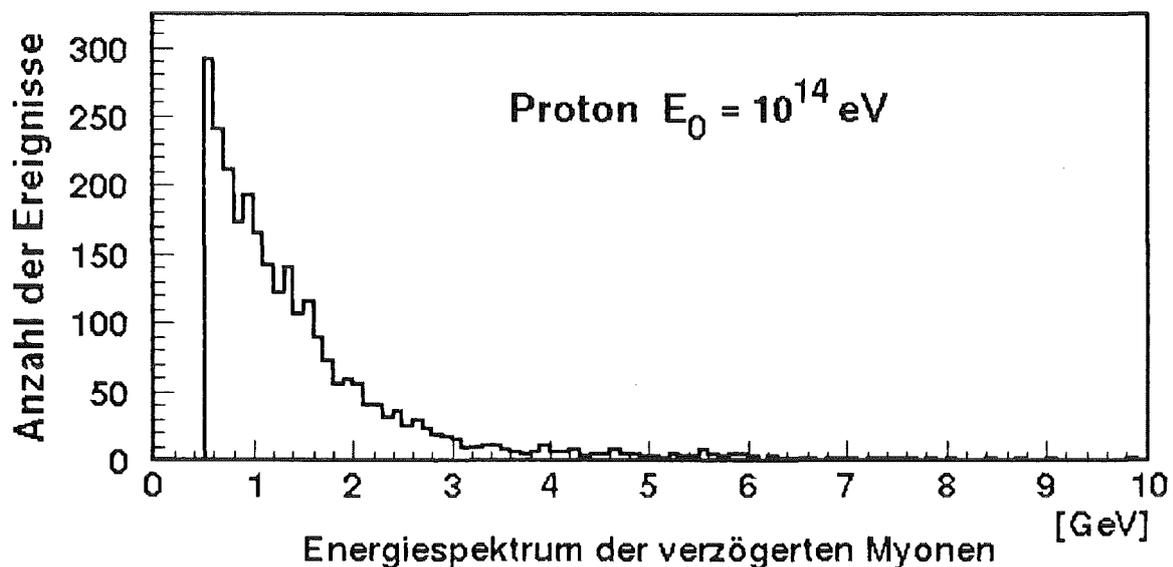


Abb. 5.17: CORSIKA-Simulation des Energiespektrums von Myonen die gegenüber ihrem Partner in Doppelmyonereignissen um mehr als 20 ns verzögert sind.

Die Abb. 5.17 zeigt das Energiespektrum der verzögerten Myonen bei Protonenschauern von  $10^{14}$  eV. Es ergibt sich, daß die verzögerten Myonen sehr niederenergetisch sind. Die wahrscheinlichste Energie ist identisch mit der gesetzten Energieschwelle von 0,5 GeV, Teilchen über 10 GeV treten fast nicht auf. Dies bestätigt die im Experiment beobachteten, gegenüber normalen Myonen in Luftschauern vergrößerten, Relativwinkel von bis zu  $15^\circ$ . Myonen einer Energie, welche nur unwesentlich über der durch die Abschirmung definierten Schwellenenergie liegt, werden durch Vielfachstreuung um mehrere Grad aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt. Das Phänomen von verzögerten Teilchen scheint daher durch die längere Laufzeit der sehr niederenergetischen Myonen erklärbar.

Die Spektren für die Zeitdifferenz der Doppelmyonen sind in Abb. 5.18 dargestellt. Die um mehr als 20 ns verzögerten Myonen stellen nur einen kleinen Anteil der Myonen eines Schauers dar. Die betrachteten Differenzzeiten von Myonen sind daher praktisch identisch mit der Zeit zwischen der Ankunft der Schauerscheibe und den verzögerten Myonen, da ein Doppelmyon, in dem beide Myonen nicht aus der Schauerfront stammen, sehr unwahrscheinlich ist.

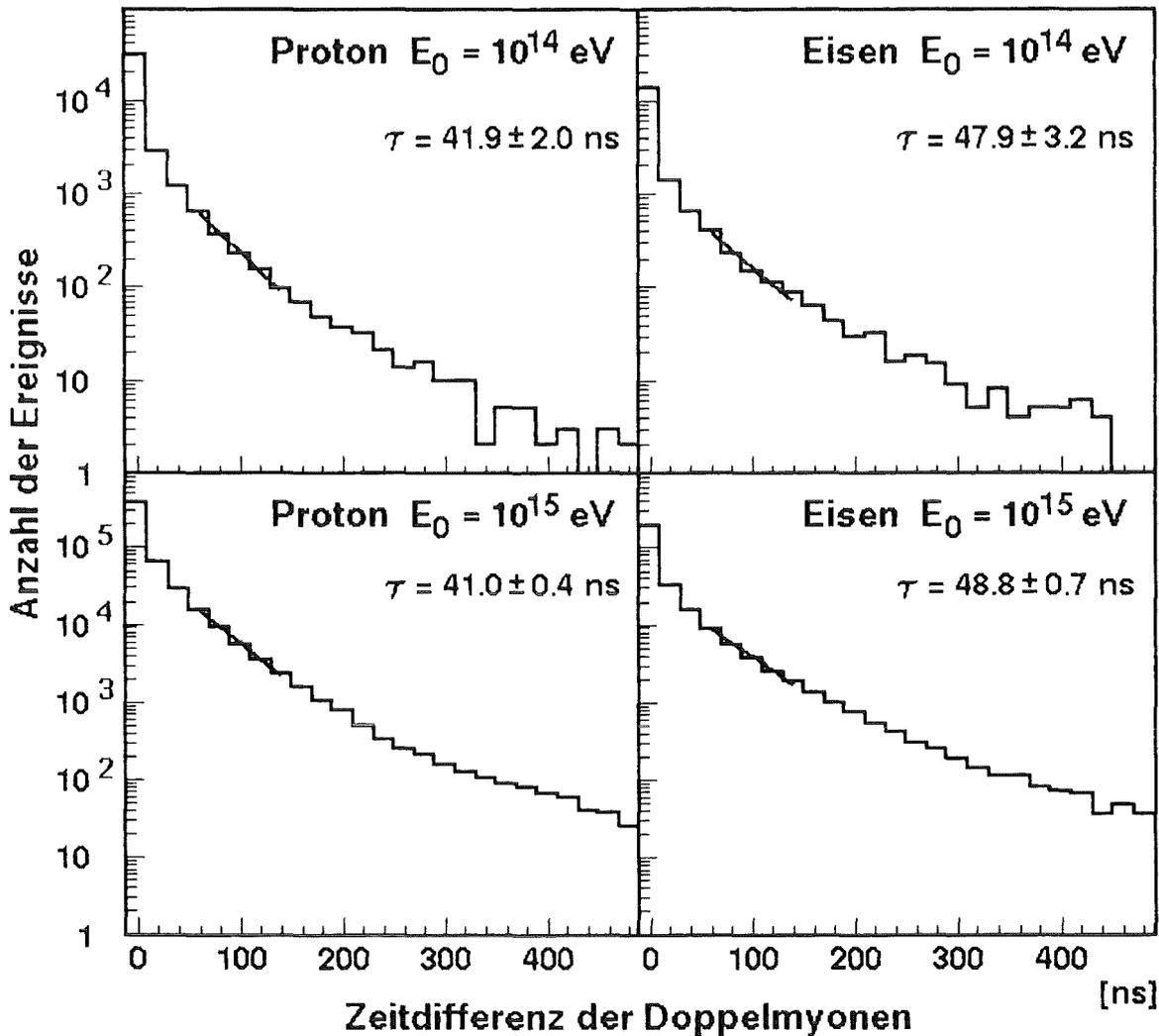


Abb. 5.18: CORSIKA-Simulation der Zeitdifferenz in Doppelmyonereignissen für verschiedene Schauerklassen. Der Bereich von 60 bis 140 ns ist jeweils durch eine Exponentialfunktion approximiert -  $\tau$  gibt die erhaltene Zeitkonstante an.

Obwohl die Anzahl verzögerter Myonen stark von der Energie abhängig ist, zeigt eine Anpassung im Bereich von 60 bis 140 ns, daß dieser Bereich, unabhängig von der Primärenergie, durch eine Exponentialfunktion approximierbar ist. Die erhaltenen mittleren Verzögerungen für diesen Teilbereich sind nur schwach von der Primärenergie abhängig, zeigen aber eine deutliche Ab-

hängigkeit von der Masse des Primärteilchens. Schauer von primärem Eisen haben bei gleicher Energie deutlich mehr verzögerte Teilchen. Verständlich ist dies durch die, im Vergleich zu Protonen größere Höhe der ersten Wechselwirkung in der Atmosphäre, die direkt aus den Wirkungsquerschnitten folgt. Zusammen mit der durch die höhere Pionzahl reduzierten mittleren Energie der Pionen entsteht bei den Myonen eine größere Dispersion in den Laufzeiten.

Die experimentell bestimmte mittlere Verzögerung von 36.1 ns stimmt nicht ganz mit den Simulationswerten überein. Anbetracht der Statistik und der Auflösung der Zeitmessung, ist der Unterschied zu den simulierten Zeitspektren von Protonen jedoch gering. Da das Energiefenster für protoninduzierte Luftschauer bei  $10^{14}$  eV liegt, würde dies bedeuten, daß sich bei dieser Energie die primäre kosmische Strahlung überwiegend aus Protonen zusammensetzt. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem JACEE Experiment, das bei dieser Energie einen großen Anteil von Protonen (inkl. Helium) mißt [Asa93].

Es zeigt sich, daß die Messung verzögerter Teilchen, auch wenn sie nur integral für viele Schauer erfolgt, Information zur chemischen Zusammensetzung erbringen kann. Im Gegensatz zu den direkten Messungen in Ballon- oder Satellitenexperimenten, die aufgrund des geringen Flusses bei hohen Energien an eine Grenze stoßen, kann die Messung verzögerter Teilchen auch bei einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV oder höher erfolgen, wenn durch gleichzeitige Messung der  $e/\gamma$ -Komponente eines Luftschauer eine Bestimmung der Energie und des Kernabstands erfolgt.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Zur Messung der Richtungs- und Zeitverteilung kosmischer Myonen wurde ein Detektorsystem aus vier großflächigen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) und zwei segmentierten Triggerebenen aus Szintillationsdetektoren aufgebaut. Dieses System erlaubt durch Kombination der Ortsinformation aus den MWPCs und der Zeitinformation der Szintillationszähler die gleichzeitige Messung der Spuren und Ankunftszeiten von Myonen.

Die aus einem Hochenergieexperiment übernommenen MWPCs wurden wieder in Betrieb genommen und mit einer neu entwickelten Elektronik bestückt, welche mittels Vorverstärkern und Diskriminatoren eine rein digitale Auslese gestattet. Die zeitliche Verzögerung des Triggers, sowie der Schwellenwert für jeden Kanal können computergestützt vorgegeben werden. Testmessungen mit der neuen Elektronik zeigen, daß Linearität und Stabilität ausgezeichnet sind. Die Datenauslese erfolgt fehlerfrei, während im Einstellbus auftretende Fehler korrigierbar sind. Die Leistungsaufnahme der neuen Elektronik beträgt inklusive der Netzteile nur noch 10% der ursprünglichen, so daß auf eine Kühlung verzichtet werden kann.

Die Triggerung der MWPCs erfolgt über zwei Triggerebenen aus 8, bzw. 16 unabhängigen Szintillationszählern, welche durch Auslese mit Wellenlängenschiebern über eine effiziente und homogene Lichtsammlung verfügen. Während die Triggerschaltung in normaler Standardelektronik ausgelegt ist, wird zur Zeitmessung das speziell für diesen Zweck entwickelte Zeitmeßsystem ARTS eingesetzt, welches sich insbesondere durch seine 'Mulithit'-Fähigkeit auszeichnet.

Zur Datenaufnahme und Analyse wird das Programm MYDAS entwickelt. Durch seinen modularen Aufbau innerhalb eines Schichtenmodells kann es flexibel an die heterogene Hardware des Experiments angepaßt werden. Es ist vollständig in der Programmiersprache C erstellt und bietet neben der reinen Datenerfassung die komplette Analyse der Daten, wie Rekonstruktion der Durchstoßpunkte in den MWPCs, Bestimmung der Teilchenspuren und die zeitliche Zuordnung der Spuren mittels der Information von ARTS. Das Programm MYDAS verfügt über eine mausgesteuerte, graphische Benutzeroberfläche mit vielfältigen 'Eventdisplays'.

Durch umfangreiche Testmessungen mit kosmischen Myonen werden die optimale Einstellung der Parameter und die Kenngrößen des Systems ermittelt. Die Kammern erreichen durchschnittlich eine mittlere Effizienz von 98%, falls die

Zeit der Ladungssammlung auf 400 ns ausgedehnt wird. Die Effizienz nimmt mit dem Durchstoßwinkel aufgrund des verlängerten Gasweges zu, die Abhängigkeit ist aber insgesamt sehr klein, und die Effizienz bei senkrechtem Durchdringen noch 97 %. Die Zeit der Ladungssammlung kann bei unveränderter Parameter-einstellung bis zu 1000 ns ausgedehnt werden, was die Messung von Teilchen bis zu einer Verzögerung von 600 ns erlaubt. Die Effizienz ist für eine Verzögerungszeit von 0 bis 550 ns zum Trigger konstant.

Die Ortsauflösung der MWPCs wird zu 0.6 cm längs der Anoden und 0.5 cm quer zu den Anoden bestimmt. Hieraus ergibt sich die Winkelauflösung des Systems zu besser als  $0.5^\circ$ . Vergleichende Messungen mit den Gasgemischen Argon-Isobutan und Argon-Methan als Betriebsgas für die MWPCs zeigen, daß mit Argon-Methan bei der rein digitalen Auslese gleichwertige Ergebnisse zu erreichen sind. Gegenüber dem sicherheitstechnisch problematischen Isobutan, bietet das preisgünstigere Argon-Methan den Vorteil, daß es vorgemischt bezogen werden kann und die Gasversorgung wesentlich einfacher realisiert werden kann.

Das Detektorsystem wird benutzt, um die Richtungsintensität und den Fluß kosmischer Myonen, integral für Energien über der Schwellenenergie von 0.5 GeV zu messen. Die Messungen ergeben für die zenitwinkelabhängige Richtungsintensität:

$$I(\Theta) = 85.4 \pm 3.4 \frac{1}{m^2 s sr} \cdot \cos^{2.02 \pm 0.08}(\Theta) \quad (E_\mu > 0.5 \text{ GeV}) \quad (6.1)$$

Der Exponent  $n=2.02$  des Kosinus liegt etwas über dem von Bhattacharyya angegebenen Mittelwert aus verschiedenen Experimenten [Bha74], ist aber mit den, von der Schwellenenergie her direkt vergleichbaren, eigenen Messungen von Bhattacharyya in sehr guter Übereinstimmung [Bha76]. Es erscheint wahrscheinlich, daß die von Bhattacharyya vorgenommene Mittelung über einen größeren Energiebereich, bei der allgemein angenommenen, aber nicht genau gemessenen Energieabhängigkeit, zu der beobachteten Diskrepanz führt.

Der gemessene integrale Fluß  $I_0 = 85.4$  ( $E_\mu > 0.5 \text{ GeV}$ ) liegt zwischen den Ergebnissen von Flint [FHS73] und Allkofer [ACD71], kann aber zwischen den beiden Messungen nicht endgültig entscheiden, da der systematische Fehler der Messung in der Größenordnung der Abweichung liegt. Es ist jedoch festzuhalten, daß durch die simultane Messung eines großen Winkelbereiches die systematischen Fehlerquellen der älteren Messungen vermieden werden. Die Ergebnisse bei Messung von Fluß und Richtungsintensität bestätigen die ausgezeichnete Arbeitsweise und große Homogenität der Vieldraht-Proportional-kammern.

Aus der Messung von im Detektorsystem zerfallenden Myonen kann das Zeitspektrum des Zerfalls ermittelt werden. Es ergibt sich eine, gegenüber dem freien Zerfall mit seiner mittleren Lebenszeit von  $\tau = 2.19703 \pm 0.00004 \mu\text{s}$  verkürzte mittlere Lebenszeit von  $\tau = 2.126 \pm 0.013 \mu\text{s}$ . Dies kann durch das unterschiedliche Verhalten von positiven und negativen Myonen in Materie erklärt werden. Während die positiven Myonen nach dem Stoppen in Materie frei zerfallen, können die negativen von Atomen eingefangen werden und bilden myonische Atome. Durch den konkurrierenden Prozeß einer Reaktion des Myons mit dem Kern kommt es zu einer Verkürzung der mittleren Lebenszeit. Dieses unterschiedliche Verhalten kann dazu benutzt werden, eine Aussage über das Ladungsverhältnis kosmischer Myonen zu erhalten. Es ergibt sich ein Verhältnis von  $1.4 \pm 0.4$  ( $E_{\mu} = 0.5 \text{ GeV}$ ) der positiven zu den negativen Myonen. Der Fehler des Ergebnisses resultiert aus der, für den geringen Unterschied der beiden mittleren Lebenszeiten zu geringen Statistik der Messung.

Das Ergebnis ist dennoch vergleichbar mit den durch Spektrometer gewonnenen Resultaten [AID72] [AHR71]. Zwar werden von den Autoren kleinere Fehler für ihre Meßwerte angegeben, doch die Ergebnisse insgesamt haben eine sehr große Streuung, welche auf systematische Fehler bei der Identifikation von Myonen bei den Spektrometernmessungen zurückzuführen ist [AIG84]. Die in dieser Arbeit benutzte Methode ist frei von diesen Problemen, da die Signatur des Myons durch seinen Zerfall eindeutig gegeben ist. Das Problem der Statistik ist durch die Softwareauswahl der zerfallenden Myonen und der relativ kleinen Detektorfläche bedingt.

Die Untersuchung der Zerfallsspektren zeigt die einwandfreie Funktion des Zeitmeßsystem ARTS. Durch den einfachen und preisgünstigen Aufbau von ARTS wird es möglich, Zerfallsuntersuchungen an kosmischen Myonen zur Bestimmung des Ladungsverhältnisses, welche bisher nur in Experimenten zum Neutrinonachweis angewendet wurden, auch bei großflächigen Detektoranlagen mit einfachen Szintillationszählern durchzuführen. Der Einsatz der Methode in der Triggerebene des zentralen Detektors von KASCADE würde das Problem der geringen Statistik lösen und die Untersuchung interessanter Fragestellungen ermöglichen. Es wäre z.B. erstmals die Messung des mittleren Ladungsverhältnisses innerhalb von Luftschauern durchführbar. Dies wäre, bedingt durch die starke Abhängigkeit des Ladungsverhältnisses von der Natur der hadronischen Wechselwirkung, eine interessante Größe für den Vergleich von Monte-Carlo-Rechnungen mit dem Experiment.

Denkbar wäre auch die Effizienz der Methode zu verbessern, indem ein Material mit deutlich verschiedener Lebenszeit für myonische Atome, wie z.B.

Aluminium mit  $\tau = 0.864 \pm 0.001 \mu\text{s}$  [SMR87] als Schichten in die Szintillationszähler eingebracht wird. Durch die nun deutlichen Unterschiede der mittleren Lebenszeiten von positiven und negativen Myonen könnte das Ladungsverhältnis auch bei geringer Statistik ermittelt werden.

Im letzten Teil der Arbeit wird die Zeitstruktur von Doppelmyonereignissen untersucht. Es zeigt sich, daß eine eindeutige Korrelation zwischen der relativen Richtung und der Ankunftszeit besteht. Nur relativ parallele Myonen innerhalb von Luftschauern haben ein korreliertes Zeitspektrum, während die in ihrer Richtung unkorrelierten Myonen ein zufälliges Zeitspektrum zeigen. Der maximale Öffnungswinkel der zeitlich korrelierten Myonen wird zu  $15^\circ$  bestimmt. Dies ist größer als der rein aus der Richtungsdispersion innerhalb eines Luftschauers zu erwartende Wert, was den Schluß zuläßt, daß die verzögerten Myonen relativ niederenergetisch sind und ihr Relativwinkel durch Vielfachstreuung in der Abschirmung oberhalb des Systems vergrößert wird. Diese Vermutung wird durch Simulationsrechnungen mit dem Luftschauerprogramm CORSIKA bestätigt. Das Phänomen der verzögerten Myonen scheint daher rein aus den durch die niedrige Energie bedingten Laufzeitunterschieden erklärbar.

Das gemessene Zeitspektrum der verzögerten Myonen fällt bei der durch den Detektor gegebenen Myondichte von  $0.23 / \text{m}^2$  im Bereich von 60 bis 140 ns nach der Schauerfront exponentiell mit einer mittleren Zeit von 36 ns ab. Durch Simulationsrechnungen kann gezeigt werden, daß das gemessene Zeitspektrum dem von protoninduzierten Luftschauern mit  $10^{14}$  eV bei einem Kernabstand von 100 m entspricht. Die Simulationen zeigen, daß diese mittlere Zeit eine von der Primärmasse abhängige Größe ist. Eine Bestimmung des Verhältnisses von Protonen zu Eisen ist mit dem Detektorsystem alleine nicht möglich, da sowohl die Energie, als auch der Abstand zum Schauerkern unbekannt ist.

Würde die Messung mit der Triggerebene des zentralen Detektors von KASCADE durchgeführt, so könnte das Zeitspektrum der verzögerten Myonen in nach der Energie sortierten Schauern, als zusätzlicher Parameter bei der Bestimmung des primären Massenverhältnisses verwendet werden.

## Literaturverzeichnis

- ACD71 O.C. Allkofer, K. Carstensen, W.D. Dau, Phys. Lett. **B36** (1971) 425
- AHR71 I.C. Appleton, M.T. Hogue, B.C. Rastin, Nucl. Phys. **B26** (1971) 365
- AMG38 P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer, Compt. Rend. Hebd. Seanc. Acad. Si. **206** (1938) 354
- And33 C.D. Anderson, Phys. Rev. **43** (1933) 368
- AnN36 C.D. Anderson, S.H. Neddermeyer, Phys. Rev. **50** (1936) 263
- AID72 O.C. Allkofer, W.D. Dau, Phys. Lett. **B38** (1972) 439
- Ale81 R. Aleksan et al. NIM **185** (1981) 95
- AlG84 O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, Physics Data Nr. 25-1, Fachinformationszentrum Karlsruhe 1984
- Asa93 K. Asakimori et al., Proc. 23<sup>rd</sup> ICRC, OG 6.1-6 und OG 6.1-7, Calgary 1993
- Atr91 V.B. Atrashkevich et al., Proc. 22<sup>nd</sup> ICRC, HE 3.2-11, Dublin 1991
- Bha74 D. P. Bhattacharyya, Nuovo Cimento **B24** (1974) 78
- Bha76 D. P. Bhattacharyya, Phys. Rev. **D13** (1976) 566
- Bou70 R. Bouclier et al., NIM **88** (1970) 149
- BrR94 I.M. Brâncuș, H. Rebel, Tours Symposium on Nuclear Physics II, Tours - Frankreich 30.8. - 2.9.1994
- Bur83 T.H. Burnett et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1010
- Cap92 J.N. Capdevielle et al., KfK Report 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1992
- CrR72 J.N. Crookes, B.C. Rastin, Nucl. Phys. **B39** (1972) 493
- Fes85 H. Fesefeldt, Report PITHA 85/02, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen 1985

- FHS73 R.W. Flint, R.B. Hicks, S. Standil, Phys. Rev. D8 (1973) 1300
- Feu92 B. Feurer et al., interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1992, unveröffentlicht
- Gab92 P. Gabriel, KfK Report 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1992
- Gra93 W. Grandegger, KfK Report 5122, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1993
- Gre56 K. Greisen, Prog. Cosmic Ray Phys. 3 (1956) 1
- Hau94 A. Haungs, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994, unveröffentlicht
- Her93 F. Herm, KfK Report 5258B, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1993
- Hes12 V.F. Hess, Phys. Z. 13 (1912) 1084
- Hor90 J. Horzel, KfK Report 4815, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1990
- Hör94 J. Hörandel, KfK Report 5320, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994
- KMW38 W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, Naturw. 26 (1938) 576
- KoZ91 H. Koepernik und S. Zagromski, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1991, unveröffentlicht
- Kre94 M. Kretschmer, KfK Report 5295, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994
- LeY56 T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254
- Lin86 J. Linsley, J. Phys. G12 (1986) 51
- Lon81 M.S. Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press 1981
- Mat91 H.J. Mathes, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1991, unveröffentlicht

- Mat93 H.J. Mathes, KfK Report 5173, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1993
- MaZ87 G. Marsaglia, A. Zaman, FSU-SCRI-87-50, Florida State University 1987
- MoP54 J.R. Moroney, J.K. Parry, Austr. J. Phys., 7 (1954) 423
- Mue91 D. Müller et al., Astrophys. J. 374 (1991) 356
- Muk77 N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rep. (Sec. C von Phys. Lett.) 30 (1977) 1
- Nel85 W.R. Nelson, SLAC Report 265 (1985)
- OcP47 G.P.S. Occhialini, C.F. Powell, Nature 159 (1947) 186
- PDG86 Particle Data Group, Phys. Lett. B170 (1986) 1
- Reb92 H. Rebel, Proc. NATO Advanced Study Institute on 'Topics in Atomic and Nuclear Collisions', Predeal - Rumänien 31.8.-11.9. 1992; NATO ASI Series B321 Seite 397
- Reb93 H. Rebel, International Conference on Astrophysics and Cosmology, Saha Institute of Nuclear Physics, Kalkutta - Indien 20.12 - 23.12.1993; "Astrophysics and Cosmology: The Emerging Frontiers", Herausgeber B. Sinha, R.K. Moitra, Narosa Publishing House, New Delhi 1994
- Reb94 H. Rebel et al., KfK-Report 5398, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994; Jour. Phys. G, im Druck
- RoB47 G.D. Rochester, C.C. Butler, Nature 160 (1947) 885
- Sas87 H. Sasaki et al., Proc. 20<sup>th</sup> ICRC, HE 6.2-5, Moskau 1987
- Sau77 F. Sauli, CERN Report 77-09 (1977)
- Sch93 G. Schatz, Interdiscipl. Sci. Rev. 18 (1993) 306
- Sko29 D. Skobelzyn, Z. Phys. 54 (1929) 686
- SIW94 I. Slypen, J. Wentz, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994, unveröffentlicht

- SMR87 T. Suzuki, D.F. Measday, J.P. Roalsvig, Phys. Rec C35 (1987) 2212
- SSW85 H. Sakuyama, N. Suzuki, K. Watanabe, 19<sup>th</sup> ICRC, HE 6.2-8, La Jolla  
1985
- Sug71 K. Suga et al., Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1604
- WaW81 R. Walker, A.A. Watson, J. Phys. G7 (1981) 1297
- WaW82 R. Walker, A.A. Watson, J. Phys. G8 (1982) 1131
- Wer93 K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87
- Yam91 M. Yamada et. al., Phys. Rev. D44 (1991) 617

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich, daß er die Arbeit an seinem Institut ermöglicht und durch sein stetiges Interesse gefördert hat.

Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zu diesem Thema. Seine Hilfsbereitschaft und ständige Förderung sowie die große Freiheit, die er mir bei der Durchführung einräumte, trugen wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Herrn cand. phys. M. Amann, Frau S. Burkhardt, Herrn cand. phys. M. Elzer, Herrn Dipl.-Phys. E. Furler, Herrn Prof. Dr. H.J. Gils, Herrn Dr. A. Hanser, Herrn Dipl.-Phys. A. Haungs, Herrn Dipl.-Phys. F. Herm, Herrn Dipl.-Phys. M. Kretschmer, Herrn V. Masuch, Herrn Dr. H.-J. Mathes, Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn Dipl.-Phys. O. Schöps, Herrn Dr. T. Thouw und Herrn Dipl.-Ing.(FH) S. Zagromski möchte ich für ihre Hilfe beim Aufbau des Detektorsystems danken.

Herrn Dr. H.-J. Mathes und Herrn Dipl.-Phys. M. Kretschmer danke ich für die großartige Zusammenarbeit bei der Erstellung des Programms MYDAS.

Für seine unermüdliche Hilfe bei der Inbetriebnahme der Vieldraht-Proportionalkammern gilt mein Dank Herrn Dipl.-Phys. F. Herm.

Bei Frau Dipl.-Phys. I. Slypen von der Katholischen Universität von Louvain, Belgien möchte ich mich für die Unterstützung bei der Suche nach den optimalen Betriebsparametern der Vieldraht-Proportionalkammern bedanken.

Herrn Prof. Dr. V. Corcalciuc, Herrn Dr. K.W. Zimmer und Frau Dr. I.M. Brâncuş möchte ich meinen Dank für die zahlreichen, klärenden Diskussionen bei der Konzeption des Detektorsystems aussprechen.

Für die Entwicklung der 'Frontend'-Elektronik und der Hilfe bei der Computeranbindung bin ich Herrn Dr. D. Pröhl, Herrn Dr. A. Wolf und Herrn Dipl.-Phys. H. Koepernik vom Forschungszentrum Rossendorf zu Dank verpflichtet.

Herrn Dipl.-Ing. H. Bozdog und Herrn Dipl.-Ing. M. Petcu vom 'Institute of Atomic Physics' in Bukarest, Rumänien möchte ich für die Hilfe bei der Entwicklung des Zeitmeßsystems ARTS danken.

Mein Dank gilt Herrn Dr. A. Hanser für den Aufbau und die Überlassung der Szintillationszähler für diese Arbeit.

Für die große Unterstützung bei den Simulationen mit CORSIKA möchte ich Herrn Dipl.-Phys. A. Haungs herzlich danken.

Herrn Prof. Dr. J. Kempa vom 'Institute of Nuclear Science and Technology' in Lodz, Polen möchte ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts danken.