

Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

**Bau eines Detektorteleskopes für  
kosmische Strahlung  
und  
Bestimmung der Drahtposition von  
Hochdruckdriftrohren**

Diplomarbeit

von

Matthias Böhm

Betreuer: Prof. Dr. A. Staude

---

Januar 1999

## Zusammenfassung

Die Untersuchung und Verbesserung der Ortsauflösung von Detektoren steht in der Teilchenphysik immer wieder im Vordergrund. Dazu benutzt man meist hochenergetische Teilchenstrahlen aus Elektronen, Protonen oder Myonen, die in Beschleunigern erzeugt werden. Die hohe Energie der Teilchen garantiert kleine Vielfachstreuung in den Detektoren und erlaubt somit eine genauere Voraussage für den Ort des Teilchendurchgangs. Auch die kosmische Strahlung hat einen Anteil von hochenergetischen Myonen. Da diese Strahlung überall und deren Rate ziemlich konstant ist, liegt es nahe, diese Teilchen zu Testmessungen und zur Kalibrierung von Detektoren zu benutzen. Der Vorteil dabei liegt in der Unabhängigkeit von großen und teuren Beschleunigern.

Für die aus Hochdruckdriftrohren bestehenden Präzisionskammern des ATLAS-Myonspektrometers werden höchste Anforderungen an die Genauigkeit gestellt. Deshalb müssen die Drahtpositionen auf wenige  $\mu\text{m}$  genau bekannt sein. Für die fertigen Kammern soll eine Kalibrierungsdatenbank erstellt werden, in der die wirkliche Drahtposition gespeichert ist. Diese Kalibrierung soll in großen Testständen mit kosmischen Myonen erfolgen.

Der Aufbau eines Prototyps eines solchen Teststandes zur Nutzung von kosmischer Strahlung und die anschließende Messung der Drahtposition von Testrohren ist Gegenstand dieser Arbeit. Dabei wird auch das Konzept der „Energieselektion durch Vielfachstreuung“ erprobt.

Der Teststand ist so aufgebaut, daß je nach Bedarf Detektoren verschiedener Größe getestet werden können. Als Testdetektor in der vorliegenden Arbeit diente ein ATLAS-Hochdruckdriftrohr. Dessen Drahtposition wurde vor und nach einer kontrollierten, genauen Verschiebung des Rohres bestimmt. Das Ergebnis zeigt, daß das für den Höhenstrahlteststand geplante Meßverfahren zur Bestimmung der Drahtposition tatsächlich funktioniert.

Parallel dazu entwickelte E. Westenthanner ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm, mit dem die theoretische Ortsauflösung des Teststandes berechnet werden kann. Die Ergebnisse der Simulation werden mit den Meßergebnissen des Teststandes verglichen. Als Kontrolle wurde die Ortsauflösung des Testrohres bestimmt.

Für die Zukunft sind Tests an den COMPASS-Strawtubes mit verschiedenen Gasmischungen geplant um deren Ortsauflösung in Abhängigkeit von Gas und Spannung zu bestimmen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>5</b>
1.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	5
1.2	Die Physik bei ATLAS . . . . .	5
1.3	Der ATLAS Detektor . . . . .	7
1.4	Zusammenbau und Test der MDT-Kammern . . . . .	11
1.5	Kosmische Strahlung . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Aufbau des Teststandes</b>	<b>15</b>
2.1	Der Gesamtaufbau . . . . .	15
2.2	Die Prüfhaltung . . . . .	17
2.3	Die Hochdruckdriftrohre . . . . .	19
2.3.1	Funktionsweise von Driftrohren . . . . .	19
2.3.2	Die verwendeten MDTs . . . . .	21
2.3.3	Die Signalauslese der MDTs . . . . .	21
2.4	Die Szintillationsdetektoren . . . . .	24
2.4.1	Funktionweise von Szintillationsdetektoren . . . . .	24
2.4.2	Die Szintillatoren im Testaufbau und deren Aufgabe . . . . .	24
2.5	Die Streamerkammern . . . . .	24
2.5.1	Die Signalauslese der Streamerkammern . . . . .	26
2.6	Das Konzept der Energieselection durch Vielfachstreuung . . . . .	28
2.7	Die Signalverarbeitung . . . . .	29
2.8	Erwartungen an den Teststand . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Vorbereitung der Einzelkomponenten</b>	<b>35</b>
3.1	Test der Hochdruckdriftrohre . . . . .	35
3.1.1	Röntgen der Einzelrohre . . . . .	35
3.1.2	Auswahl des Gases und des Arbeitspunktes . . . . .	37
3.2	Zeitauflösung der Szintillatoren . . . . .	39
3.2.1	Die High-Low-Schwelle . . . . .	39
3.2.2	Lichtlaufzeit innerhalb des Szintillators . . . . .	40
3.3	Zusammenfassung der Betriebsparameter . . . . .	42

<b>4</b>	<b>Ortsauflösung des Teststandes</b>	<b>43</b>
4.1	Analyse der Driftzeitspektren . . . . .	43
4.2	Spurrekonstruktion . . . . .	45
4.3	Selektion durch Vielfachstreuung . . . . .	47
4.4	Autokalibration . . . . .	48
4.5	Geometrische Ausrichtung der Referenzrohre . . . . .	48
4.6	Bestimmung der Ortsauflösung des Teststandes . . . . .	50
4.7	Diskussion der Fehler . . . . .	52
4.7.1	Anmerkung zur Monte-Carlo-Simulation . . . . .	52
4.7.2	Anmerkung zur Stabilität der $rt$ -Relation und von $t_0$ . . . . .	53
4.8	Wirkung des Schnittes auf die Vielfachstreuung . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Messungen am Teststand</b>	<b>59</b>
5.1	Messung der Drahtposition . . . . .	59
5.1.1	Die Methode und der Meßaufbau . . . . .	59
5.1.2	Ergebnisse der Messung . . . . .	61
5.1.3	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	61
5.2	Bestimmung der Ortsauflösung des Testrohres . . . . .	63
5.2.1	Die Methodik . . . . .	63
5.2.2	Messung der Auflösungsfunktion . . . . .	64
5.2.3	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>69</b>

# Kapitel 1

## Einführung

### 1.1 Der Large Hadron Collider

Im Jahre 2005 wird am europäischen Kernforschungszentrum CERN der bislang leistungsfähigste Beschleuniger, das LHC (**L**arge **H**adron **C**olloider), in Betrieb gehen. Mit seinen beiden Detektoren ATLAS (**A** **T**oroidal **L**H**C** **A**pparatu**S**) und CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) wird er dann die Physik jenseits des Standardmodells untersuchen. Es handelt sich um einen pp-Speicherring der in dem schon bestehenden Tunnel des LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron **C**ollider) Beschleunigers gebaut wird. Da bei Protonen die Verluste durch Synchrotronstrahlung vernachlässigt werden können, lassen sich bei gleichem Beschleunigerumfang viel höhere Endenergien als bei LEP erreichen. Die Grenzen setzen dabei vielmehr die technisch realisierbaren Magnetfeldstärken. Laut Technical Proposal [1] werden bei den pp-Stößen Schwerpunktsenergien  $E_{SP}$  von 14 TeV, bei einer Luminosität  $\mathcal{L}$  von  $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreicht. Dadurch werden Untersuchungen elementarer Wechselwirkungen bis zu 1 TeV möglich sein (die Schwerpunktsenergie verteilt sich auf die Konstituenten der Protonen - Quarks und Gluonen). Als Vergleich hierzu die Parameter des bislang größten pp-Beschleunigers das TEVATRON:  $E_{SP} \leq 2 \text{ TeV}$ ,  $\mathcal{L} \leq 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Neben ATLAS und CMS werden die Forschungen durch zwei weitere Detektoren, ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) - im LHC können auch Pb-Ionen beschleunigt werden - und LHC-B für die B-Physik, abgerundet [4].

### 1.2 Die Physik bei ATLAS

Eines der Hauptziele der beiden großen Experimente ist die Entdeckung des Higgs-Bosons. Es ist eines der letzten fehlenden Bausteine des Standardmodells. Seine besondere Bedeutung in der Teilchenphysik liegt darin, daß sich damit, die im Rahmen der elektroschwachen Eichtheorie unverstandenen Massen der Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  ergeben. Diese entstehen nach dem Higgs-Mechanismus durch Wechselwirkung mit einem skalaren Feld (dem Higgs-Feld), dessen Träger das Higgs-Boson  $H^0$  ist. Aufgrund spontaner Symmetriebre-

chung ist der Vakuum-Erwartungswert dieses Feldes von Null verschieden. Die Masse des Higgs-Bosons ist durch die Theorie nicht bestimmt. Es kann nur eine Untergrenze aus den negativen Ergebnissen der bisherigen Suche angegeben werden. Diese liegt zur Zeit bei etwa 90 GeV. Allgemeine feldtheoretische Gründe beschränken die Higgs-Masse auf unter 1 TeV.

Folgende Zerfallskanäle werden je nach Masse für das  $H^0$  als dominant vorhergesagt [1]:

$$80 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV:} \quad H \rightarrow \gamma\gamma \quad (1.1)$$

$$H \rightarrow b \bar{b} \rightarrow 2 j \quad (1.2)$$

$$150 \text{ GeV} < m_H < 2 m_Z \approx 180 \text{ GeV:} \quad H \rightarrow Z Z^* \rightarrow 4 \ell^\pm \quad (1.3)$$

$$2 m_Z < m_H < 800 \text{ GeV:} \quad H \rightarrow Z Z \rightarrow \begin{cases} 4 \ell^\pm \\ 2 \ell^\pm 2 \nu \end{cases} \quad (1.4)$$

$$800 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV:} \quad H \rightarrow \begin{cases} Z Z \\ W^+ W^- \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \ell^\pm \nu 2 j \\ 2 \ell^\pm 2 j \\ 2 \ell^\pm 2 \nu \\ 4 \ell^\pm \end{cases} \quad (1.5)$$

( $\ell \in \{e, \mu\}$ ,  $Z^*$  ist ein virtuelles  $Z$ ,  $j$  bezeichnet einen hadronischen Jet)

Die Verschiedenheit der Zerfallsprozesse sowie der starke Hintergrund von  $\gamma$ 's und Neutronen aus hadronischen Untergrundreaktionen, die für Protonenspeicherringe hoher Luminosität typisch sind, erfordert eine Kombination verschiedener Detektorsysteme. So sollen mit Hilfe der beiden Kalorimeter (elektromagnetisches bzw. hadronisches) die Prozesse (1.1) und (1.2) identifiziert werden. Der größte Massenbereich wird aber von Zerfällen in Leptonen abgedeckt. Dabei sind die Spezialfälle  $4 \ell^\pm = 2 \mu^+ 2 \mu^-$  und  $4 \ell^\pm = \mu^+ \mu^- e^+ e^-$  in (1.3) und (1.4) besonders wahrscheinlich. Diese Prozesse werden durch das Myonspektrometer, von dem ein Einzeldetektor Gegenstand dieser Arbeit ist, identifiziert. Besonders im letzten Prozeß (1.5) wird deutlich, daß auch das Zusammenspiel mehrerer Detektorkomponenten wichtig ist.

Ein weiteres Ziel von LHC ist die Bestätigung von Theorien, die über das Standardmodell hinaus gehen, wie z.B die Supersymmetrie. Im „minimal supersymmetrisch erweiterten Standardmodell“ (MSSM) wird jedem Boson ein fermionischer Partner zugeteilt und umgekehrt. Durch das gegenseitige Kompensieren der bosonischen und fermionischen Anteile wird in diesem Modell verhindert, daß die Masse des W-Bosons unter Strahlungskorrekturen divergiert. Das MSSM sagt dabei die Existenz von fünf Higgsbosonen ( $H^+$ ,  $H^-$ ,  $H^0$ ,  $h^0$ ,  $A^0$ ) voraus. Ihre Massen erwartet man in einem von LHC zugänglichen Bereich. Für Einzelheiten dazu siehe [1].

In der Anlaufphase von LHC werden bei noch niedriger Luminosität die Messung der Eigenschaften der schweren Quarks im Vordergrund stehen, da b- und t-Quarks in großer Zahl produziert werden. Insbesondere die Top-Masse wird mit nie erreichter Genauigkeit bestimmt werden können.

### 1.3 Der ATLAS Detektor

Abb 1.1 zeigt die Gesamtansicht des ATLAS-Detektors. Er gliedert sich in drei Untersysteme, den „Inneren Detektor“, die Kalorimeter und das Myonenspektrometer. Jedes Untersystem besteht dabei wiederum wegen der zylindrischen Form aus einer „Barrel-“, sowie in Vorwärtsrichtung einer „Endcap-Region“. Im folgendem wird nur das Myonspektrometer behandelt werden, da die anderen Teile für diese Arbeit nicht relevant sind. Für eine detaillierte Gesamtbeschreibung siehe [1].

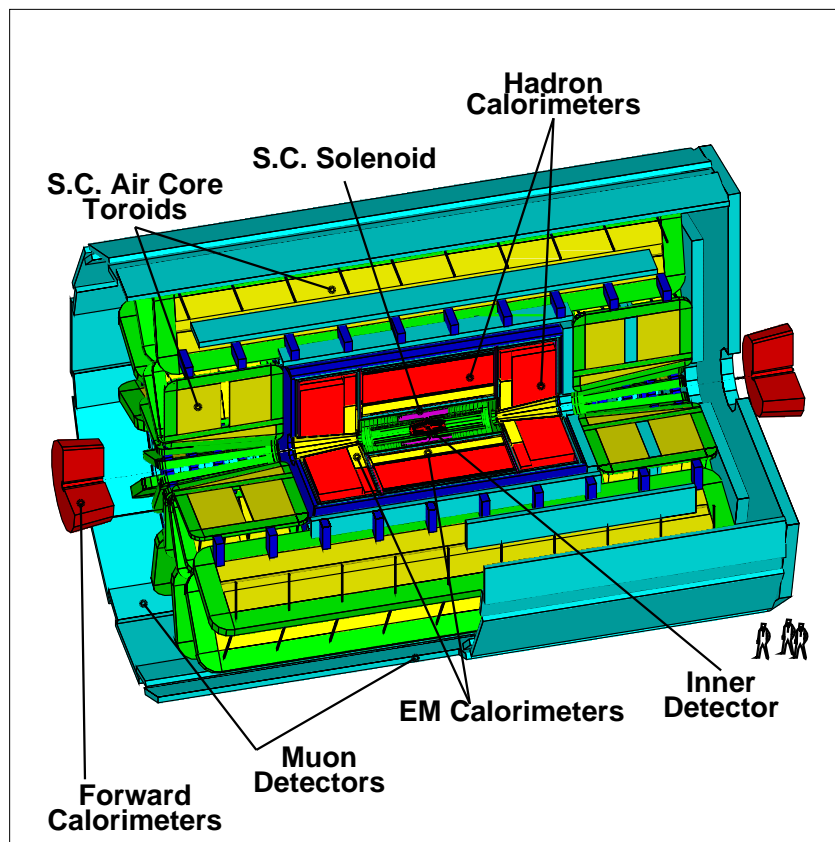


Abbildung 1.1: Längsschnitt durch den ATLAS-Detektor

Aufgabe des Myonenspektrometers ist die präzise Messung des Transversalimpulses  $p_t$  der Myonen. Es besteht aus einem durch supraleitende torodiale Luftspulen erzeugtem Magnetfeld, drei Doppellagen von Präzessionskammern, sowie den Triggerkammern. Einen Querschnitt des Spektrometers zeigen Abb. 1.2 und Abb. 1.3. Dabei ist der in der Hochenergiephysik übliche Parameter  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$  („Pseudorapidität“) angegeben, der die Stelle des Polarwinkels  $\theta$  einnimmt. Man unterscheidet drei Arbeitsbereiche:



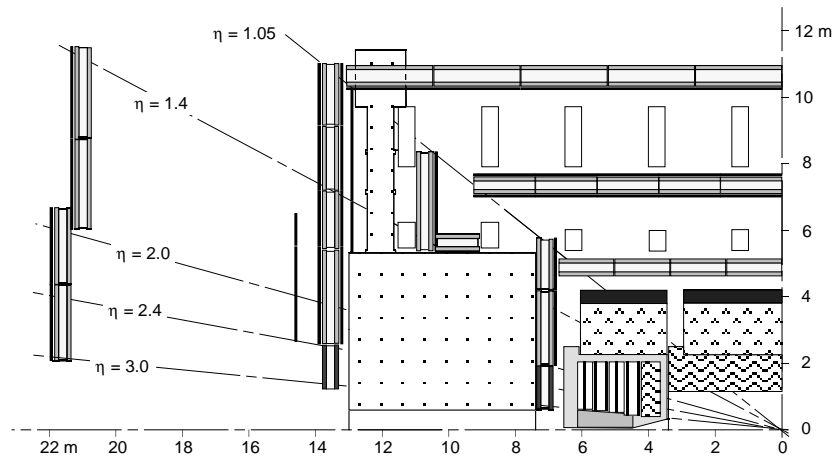


Abbildung 1.2: Längsschnitt durch das Myonenspektrometer (schwarz: Triggerkammern, dunkelgrau: Präzisionskammern, hellgrau: Haltestrukturen für Präzisionskammern)

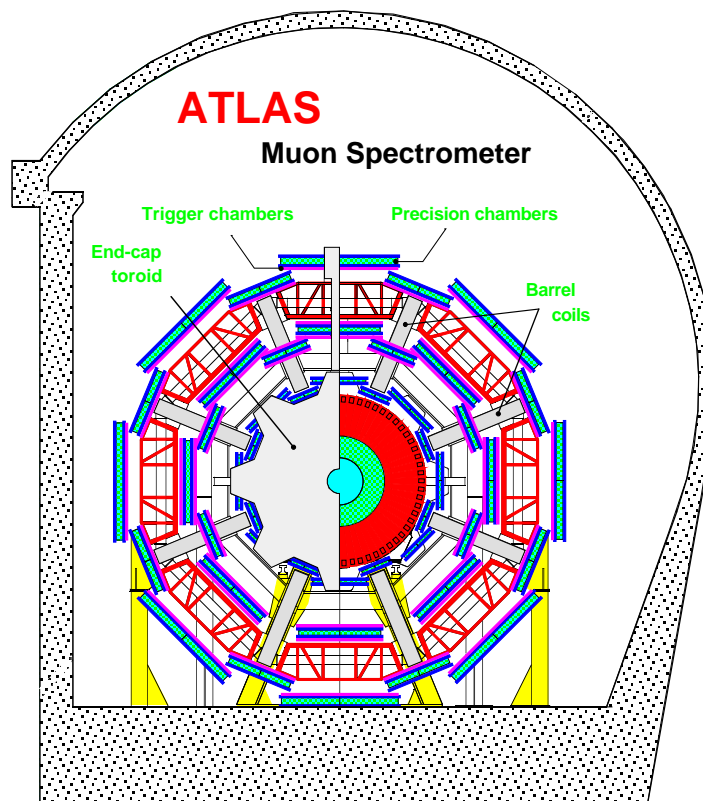


Abbildung 1.3: Querschnitt durch das Myonenspektrometer

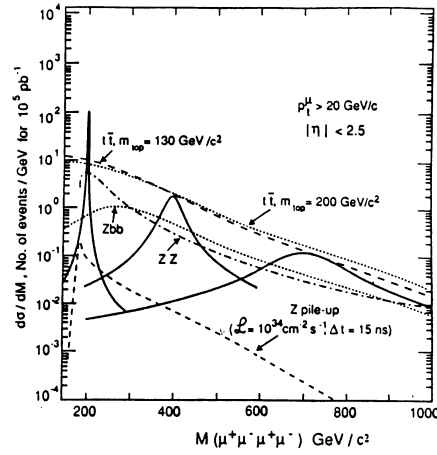


Abbildung 1.4: Higgs-Resonanz (durchgezogene Linien) für  $m_H = 200, 400, 700$  GeV (von links nach rechts) im Vergleich zu den wichtigsten Hintergrundprozessen

- $|\eta| < 1.05$ : „Barrel Region“
- $1.05 < |\eta| < 1.4$ : „Transition Region“
- $1.4 < |\eta|$ : „End-Cap Region“

Die Unterschiede dabei liegen in der Verwendung unterschiedlicher Detektortechnik und Kammeranordnung. Im Bereich  $|\eta| < 2,4$  kommen als Präzessionkammern MDT's (Monitored Drift Tubes) zum Einsatz, die Gegenstand dieser Arbeit sind.

Die Hauptschwierigkeit des Myonspektrometers liegt in der Separation des Higgszerfalls vom Hintergrund. Abb 1.4 verdeutlicht dieses Problem am wichtigsten Higgszerfall in 4 Myonen. Dargestellt sind dabei die Wirkungsquerschnitte der  $H^0$ -Resonanzen für drei verschiedene Massen  $m_H$  (200, 400 und 700 GeV) und die wichtigsten Hintergrundprozesse, aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie des 4 Myonensystems. Dabei wurden bereits kinematische Bedingungen an die Myonen gestellt um nur Ereignisse zu berücksichtigen, die von  $H^0$  Zerfällen herrühren können. Die Resonanz wird mit zunehmender Masse  $m_H$  immer flacher und breiter und oberhalb von 1,4 TeV geht diese in ein Kontinuum über. Die Separation eines sehr schweren Higgs ( $m_H > 1$  TeV) aus dem Untergrund dürfte über diesen Zerfallskanal fast unmöglich sein. Ein leichtes Higgs würde eine enge Resonanz hervorrufen und sich aus dem Untergrund erheben. Eine scharfe Resonanz stellt jedoch auch höhere Anforderungen an die Impulsauflösung des Myonspektrometers.

Mit der angestrebten transversalen Impulsauflösung von  $\frac{dp_t}{p_t} \leq 10\%$  für  $p_t \leq 1$  TeV/c und  $\frac{dp_t}{p_t} \leq 2\%$  für  $p_t \leq 100$  GeV/c wäre man über den 4  $\mu$ -Zerfallskanal auf Higgs-Massen  $\geq 120$  GeV sensitiv.

Die Impulsmessung wird im ATLAS-Myonspektrometer wie folgt verwirklicht: In einem bis zu 0,8 Tesla starken toridialen Magnetfeld werden die vom Wechselwirkungspunkt

kommenden Myonen in Richtung des Polarwinkels  $\theta$  abgelenkt. Durch eine Ortmesung in den drei Doppellagen (vor, im und nach dem Magnetfeld) der MDTs kann die Krümmung der Myonenspur bestimmt werden. Die Verwendung von Doppellagen läßt dabei die lokale Bestimmung eines Richtungsvektors zu und erleichtert somit das Rekonstruieren der Myonenspur in der nächsten Schicht. Besonderen Wert wird dabei auf Messung der in der Krümmungsebene der Spuren liegende Koordinate gelegt, während die azimuthale Ortskoordinate für die Ortsauflösung keine große Rolle spielt. Dafür sind RPCs (**R**esistive **P**late **C**hambers) zuständig, die auch die Rolle des Triggers übernehmen. Ihre Auflösung von ca. 5 mm ist in dieser Koordinate hinreichend.

Simulationsrechnungen zeigen, daß mit einer Spursagitta von 50  $\mu\text{m}$  in der Präzessionskoordinate eine Impulsauflösung von  $\frac{dp_t}{p_t} \leq 10\%$  über den gesamten Impulsbereich erreicht werden kann (Abb. 1.5a). Dabei unterliegt die Auflösung je nach  $p_t$  verschiedenen Limitationen (Abb 1.5b):

- Für  $p_t < 25$  GeV/c überwiegen Fluktuationen des Myonen-Energieverlusts im Kalorimeter.
- Für  $25$  GeV/c  $< p_t < 200$  GeV/c dominieren Beeinträchtigungen durch Vielfachstreuung in Kalorimeter und Magnetspulen.
- Für  $p_t > 200$  GeV/c spielt die Präzession im Alignment der Kammern die Hauptrolle.

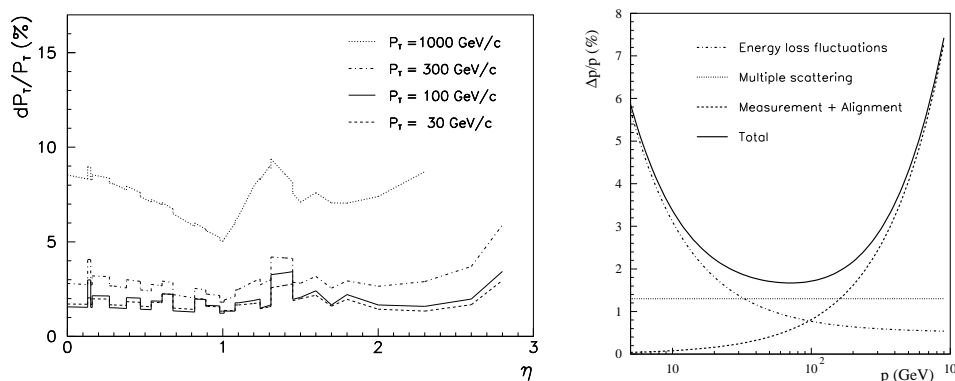


Abbildung 1.5: a: Impulsauflösung des Myonenspektrometers für verschiedene Transversalimpulse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität; b: Impulsauflösung bei  $\eta = 0$  als Funktion des Myonenimpulses

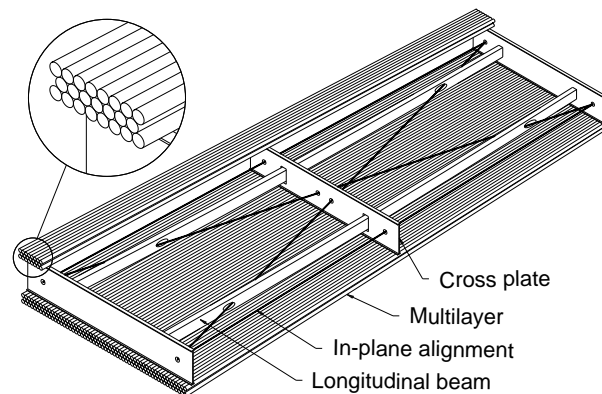


Abbildung 1.6: ATLAS-MDT-Kammer mit mechanischer Halterung

## 1.4 Zusammenbau und Test der MDT-Kammern

Eine MDT-Kammer ist aus jeweils zwei dreilagigen Schichten von Einzelrohren gefertigt (Abb. 1.6). Die Dreierlagen sind dabei in dichtester Packung angeordnet. Je nach späterem Platz im ATLAS-Detektor bestehen die Kammern aus insgesamt ca. 300.000 Einzelrohren mit einer Länge zwischen 1,4 m und 5,7 m. Diese Multilagern werden in azimuthaler Richtung auf einen Rahmen aufgeklebt, der mittels Laserstrahlen und Halbleitersensoren im Detektor ausgerichtet wird (Abb. 1.7). Die Toleranzen für das Kammeralignment betragen dabei ca.  $30 \mu\text{m}$ .

Um den hohen Qualitätsanforderungen an die Einzelrohre und den Zusammenbau der MDT-Kammern gerecht zu werden, wurde eine aufwendige Testprozedur für jede einzelne Kammer entwickelt.

Die Einzelrohre werden nach der Fertigung am Endstopfen geröntgt, womit die Drahtposition gemessen wird. Durch einen Lecktest wird die Gasdichtheit des Endstopfen überprüft. Nach dem Zusammenbau der Kammer wird sie mit der Front-End-Elektronik versehen und in der späteren Einbaulage in einen „Cosmic-Ray-Myon-Teststand“ gehängt um einen Funktionstest der fertigen Kammer durchzuführen. Außerdem kann in diesem Teststand die Drahtposition mit einer Genauigkeit von  $10\text{-}20 \mu\text{m}$ , relativ zu den Referenzkammern, mittels kosmischer Myonen gemessen werden [2]. Mit den gemessenen Drahtpositionen wird dann eine Kalibrierungsdatenbank für jede Kammer erstellt.

Einen verkleinerten Prototypen dieses „Cosmic-Ray-Teststandes“ stellt der Testaufbau dieser Arbeit dar.

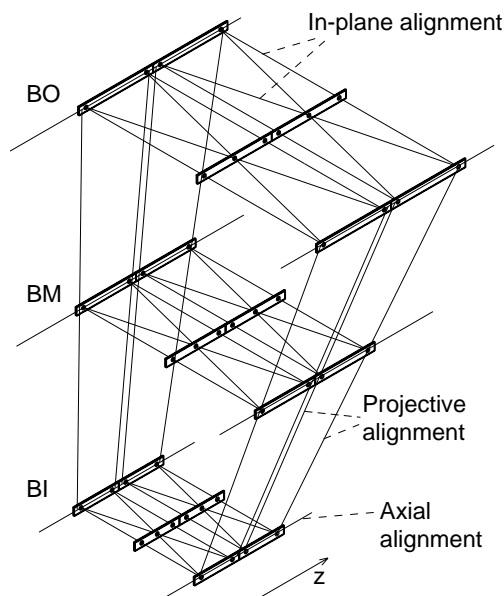


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung des optisches Ausrichtungsprinzips der ATLAS-Myonkammern mittels Laserstrahlen und Halbleitersensoren

## 1.5 Kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung bezeichnet man hochenergetische Strahlung aus dem Weltraum. Die Gesamtintensität ist sehr gering. Auf Meereshöhe trifft auf den Quadratzentimeter im Mittel nur etwa 1 Teilchen pro Minute. Die auf Meeresniveau ankommende Strahlung ist eine Sekundärstrahlung, die hauptsächlich aus Myonen besteht [3].

Die primären Teilchen sind dabei Protonen (85%),  $\alpha$ -Teilchen (14%) und der Rest schwerere Atomkerne. Durch Wechselwirkungen in der Athmosphäre oberhalb von 20 km verlieren diese Teilchen dabei Energie und erzeugen Sekundärteilchen. Dabei entstehen hauptsächlich Pionen, die entweder in Myonen und Neutrinos zerfallen oder eine starke Wechselwirkung erfahren können. Welcher der beiden Prozesse auftritt, wird von der Dichte der Athmosphäre bestimmt. Da die Myonen im Gegensatz zu den Elektronen eine größere Masse besitzen und keine starke Wechselwirkung erfahren, durchdringen sie mühelos die Athmosphäre und die höchstenergetischen kann man bis zu einer Tiefe von 4000 m im Fels nachweisen. Die kurze Lebensdauer der Myonen von  $2,2 \cdot 10^{-6}$  Sekunden ist relativistisch verlängert.

Durch elektromagnetische Wechselwirkungen in der Athmosphäre, sowie durch den Zerfall der neutralen Pionen in zwei  $\gamma$ -Teilchen, kommt es auch zur Bildung von elektromagnetischen Schauern. Abhängig von der Primärenergie spielen dabei Comptoneffekt, Paarbildung und Bremsstrahlung eine Rolle. Diese elektromagnetischen Schauer können dabei eine horizontale Ausdehnung von einigen hundert Metern haben.

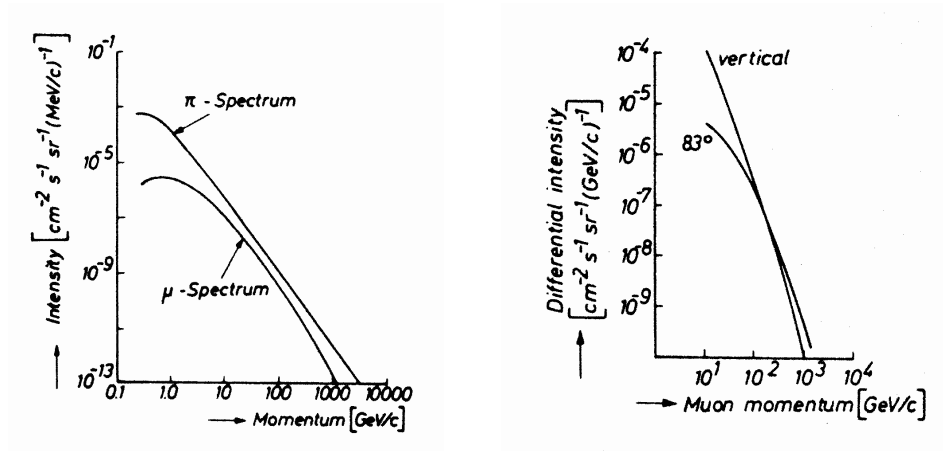


Abbildung 1.8: a: Impulsspektrum der kosmischen Pionen und Myonen auf Meereshöhe; b: Vergleich des senkrechten mit dem fast horizontalen Impulsspektrum

Das Energiespektrum der kosmischen Myonen folgt einer  $E^{-2}$ -Abhängigkeit (siehe Abb 1.8a). Zusätzlich variiert es mit dem Kosinus des Zenitwinkels  $\theta$ . Die senkrechten Pionen haben einen kurzen Weg in einer dichten Atmosphäre zu durchdringen. Die Wahrscheinlichkeit eines Energieverlustes durch eine starke Wechselwirkung ist deshalb groß. Für schräg einfallende Pionen ist die mittlere freie Weglänge durch die dünnere Atmosphäre größer und somit auch die Wahrscheinlichkeit im Flug zu zerfallen und ein hochenergetisches Myon zu bilden. Abb 1.8b zeigt das differentielle Energiespektrum der vertikalen Myonen, im Vergleich zu solchen, die unter einem Winkel von  $83^\circ$  einfallen.

Wegen des beschränkten Winkelbereiches des Teststands, sowie des Energieverlustes in einem Absorber vor dem Triggerzähler, sind für die Messungen in dieser Arbeit nur die senkrecht einfallenden Myonen mit einem Impuls  $p > 260$  MeV/c interessant.



Abbildung 2.0: Gesamtansicht des Teststandes mit Auslese:  
Links ist die Prüfhaltung mit den Referenz-MDT's und den Triggerszintillatoren zu erkennen. Darüber, die Regelung der Gasversorgung für die Driftrohre und die Streamerkammern. Im Schrank, rechts auf dem Bild, befindet sich die Triggerelektronik und der Auslesecomputer.

## Kapitel 2

# Aufbau des Teststandes und dessen Einzelkomponenten

In diesem Kapitel soll zuerst ein kurzer Abriss des Gesamtaufbaus aufgezeigt werden. Insbesondere werde ich dabei die Anforderungen und die Konstruktion der Prüfhaltung beschreiben. Anschließend werde ich auf die verschiedenen Einzeldetektoren des Teststandes eingehen, deren Funktionsweise und die direkte Signalauslese beschreiben. Des Weiteren wird auf die Rolle der jeweiligen Einzeldetektoren, in der Gesamtheit des Teststandes eingegangen und das Prinzip der Energieselektion durch Vielfachstreuung erklärt. Abschließend werden die Erwartungen an den Teststand zusammengefaßt.

An dieser Stelle soll auch ein globales Koordinatensystem eingeführt werden, worauf ich mich im folgenden beziehen werde. Als Nullpunkt wurde der Mittelpunkt der Prüfhaltung gewählt, an der Stelle des zu untersuchenden Detektors. Die z-Achse zeigt in Richtung der einfallenden Myonen, also nach unten. Die zu messende Präzessionskoordinate quer zu den Driftrohren wird mit y bezeichnet, während die x-Achse entlang des Drahtes verläuft.

### 2.1 Der Gesamtaufbau

Das Kernstück des Teststandes besteht aus der Prüfhaltung, die zwei Rohrbündel aus je fünf Hochdruckdriftrohren (MDTs), den zu untersuchenden Detektor und einen Szintillator hält (siehe Abb. 2.1). Die Einzelrohre haben dabei eine Ortsauflösung von ca.  $80 \mu\text{m}$  [16]. Zwischen den beiden Bündeln sind 90 mm Abstand, worin der zu untersuchende Detektor plaziert wird. Dieser kann an zwei Referenzflächen ausgerichtet werden, die als Auflage und Anschlag dienen. Durch die MDTs wird eine Spur des kosmischen Myons rekonstruiert, die dann als Referenz zum Vergleich mit dem Signal des Detektors in der Prüfebene dient. Ist dieser Detektor wieder ein Driftrohr, kann aus diesem Vergleich die Position des Drahtes, die Orts-Driftzeit-Beziehung sowie die Auflösung des Testrohres bestimmt werden. Bei der Konstruktion der Prüfhaltung wurde auf eine höchst mögliche Parallelität der Driftrohre geachtet, um eine zuverlässige Spurrekonstruktion zu erreichen.



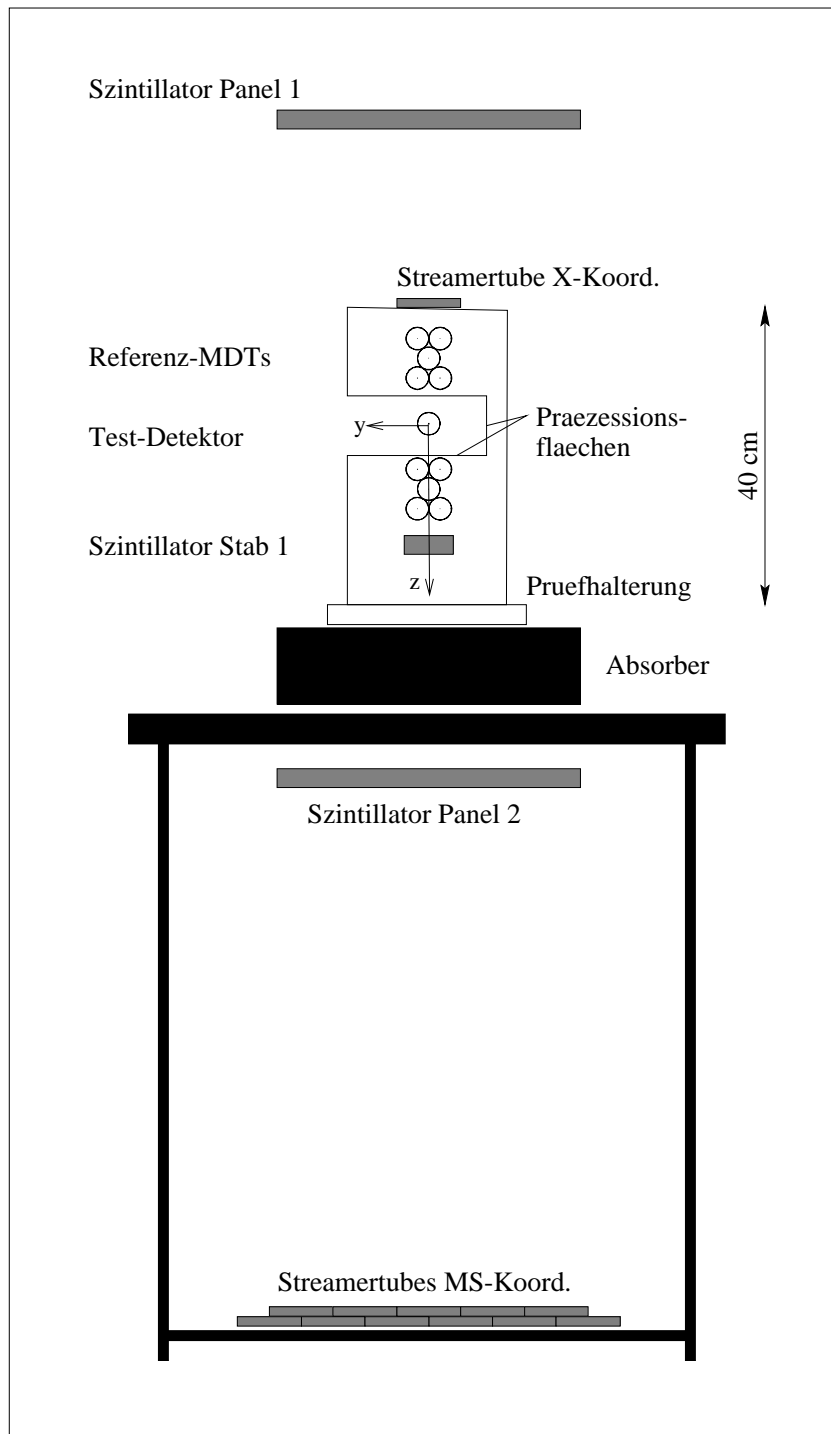


Abbildung 2.1: Schematischer Gesamtaufbau des Prüfstandes

Als Startsignal der Messung, befindet sich direkt unter der unteren Lage von MDTs ein 75 cm langer und 6,5 cm breiter Szintillationszähler, der das für alle Zähler gemeinsame Startsignal auslöst. Zusätzlich dazu befinden sich zwei 40 x 80 cm große Szintillatoren über und unter der Prüfhalterung (Abb. 2.1) um den Raumwinkel für die einfallenden Myonen auf den Winkelbereich der Driftrohre zu beschränken. Eine Koinzidenz aus diesen drei Szintillatoren liefert das Triggersignal welches signalisiert, daß dieses Ereignis aufgenommen werden soll. Der sich dabei gegenüber der z-Richtung ergebende Akzeptanzwinkel beträgt  $\pm 13,6^\circ$ .

Zwischen der Prüfhalterung und dem unteren Szintillator liegt eine 10 cm dicke Absorberschicht aus Blei. Diese soll einerseits die niederenergetischsten Teilchen ( $p < 260 \text{ MeV}/c$ ) stoppen und außerdem Kleinwinkelstreuung hervorrufen. Durch die 82 cm unter dem Blei liegenden 1 m langen Streamerkammern kann dort die y-Koordinate der Myonen nochmals mit einer Genauigkeit von 4 cm gemessen werden.

Direkt oberhalb der Prüfhalterung liegt noch eine 80 cm lange Streamerkammer, die in 10 cm Schritten entlang des Drahts ausgelesen wird. Diese Kammer liefert Information über den Teilchendurchgang in x-Richtung, wodurch eine eventuell vorhandene Abweichung von der parallelen Ausrichtung der Einzelkomponenten erkannt und ausgeglichen werden kann. Außerdem kann die durch Licht- und Signallaufzeit erzeugte Zeitunsicherheit minimiert werden. Bei der später beschriebenen Analyse wurde diese Information allerdings noch nicht berücksichtigt.

Da die Streamerkammern nur der groben Richtungsbestimmung der Spur nach dem Absorber dienen, reicht eine Ausrichtung mit einigen mm Genauigkeit dabei aus. Auch die Szintillatoren sollen den Raumwinkel nur grob einschränken, um die Rate der getriggerten Ereignisse von schräg einfallende Myonen, die keine Spurrekonstruktion erlauben, niedrig zu halten. Bei deren Ausrichtung ist nur darauf zu achten, daß der eingeschränkte Raumwinkel die beiden Rohrbündel noch maximal ausleuchtet.

Zusätzlich stand noch ein kleiner 2 x 5 cm kleiner Szintillator zur Verfügung, der direkt an einen kleinen Photomultiplier gekoppelt ist. Dieser "PM 1" konnte wegen seiner kompakten Größe abwechselnd an verschiedenen Stellen im Testaufbau positioniert werden. Somit wurden verschiedene Messungen der Effizienz von Einzeldetektoren durchgeführt.

## 2.2 Die Prüfhalterung

Um die Drahtposition sowie die Ortsauflösung in der Referenzebene möglichst genau bestimmen zu können und dabei unabhängig von der x-Koordinate zu sein, ist eine höchstmögliche Parallelität der Einzelkomponenten nötig. Nur dadurch kann eine zuverlässige Spurrekonstruktion erreicht und der Ort des Teilchendurchganges in der Prüfebene mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden.

Die Prüfhalterung besteht aus zwei identischen Seitenteilen aus Aluminium in denen die

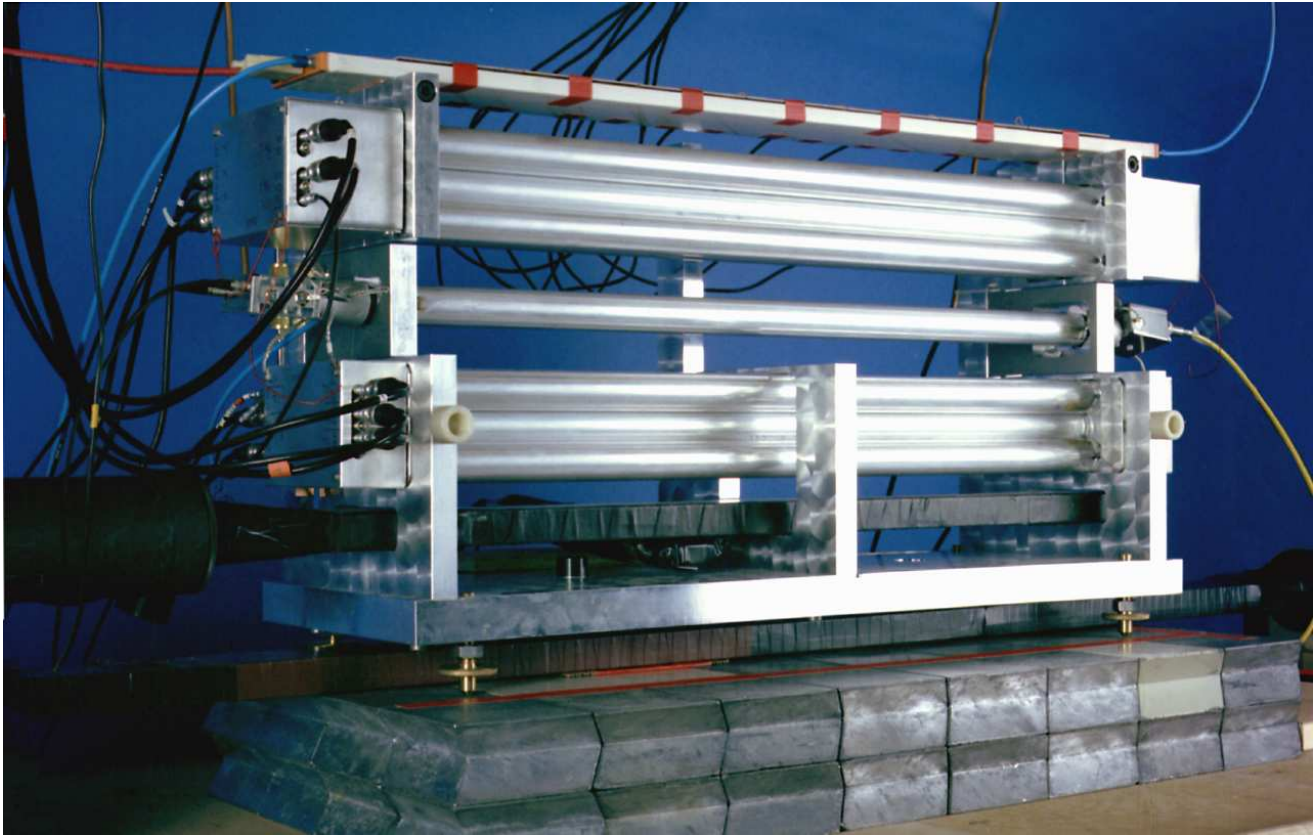


Abbildung 2.2: Detailansicht der Prüfhaltung:

Unten im Bild ist der Bleiabsorber zu erkennen. Darüber die Prüfhaltung mit dem Szintillator, der das Startsignal liefert. Darüber sind die beiden Referenzrohrbündel und in der Mitte das zu untersuchende Testrohr zu sehen. Oberhalb des oberen Bündels sieht man die Streamerkammer zur Auslese der x-Koordinate.

Rohre gehalten werden (Abb. 2.2). Diese werden durch zwei Paßstifte auf einer 30 mm dicken Aluminiumgrundplatte auf Präzessionsflächen positioniert. Da die Aussparungen für die beiden Rohrbündel aus einem Stück gefräst wurden, ist sichergestellt, daß die Abweichung der Parallelität nur durch die Toleranzen der CNC-Fräse ( $\pm 10\mu\text{m}$ ) bestimmt werden.

Als Referenz für den zu prüfenden Detektor dienen zwei Präzessionsflächen, die rechtwinklig zueinander an den Seitenteilen positioniert sind. An ihnen kann der zu untersuchende Zähler orientiert und befestigt werden.

## 2.3 Die Hochdruckdriftrohre

### 2.3.1 Funktionsweise von Driftrohren

Bei einem Driftrohr handelt es sich um ein zylindrisches Metallrohr, das konzentrisch einen dünnen Metalldraht umgibt. Das Rohr ist dabei geerdet (Kathode) und der Draht auf positiver Hochspannung bildet die Anode. Durch das Rohr strömt ein geeignetes Gas. Aus der zylindrischen Geometrie ergibt sich ein radiales elektrisches Feld:

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $U$  die anliegende Hochspannung,  $a$  und  $b$  der Draht- bzw. der Innenradius des Rohres. Durchquert nun ein ionisierendes Teilchen das Rohr, kann es durch Stöße mit den Gasatomen (oder -molekülen) Elektronen herausschlagen. Diese freigesetzten Elektronen haben meist genügend Energie um ihrerseits weitere Ionisationen herbeizuführen. Dadurch entstehen entlang der Teilchenbahn sogenannte Ionisationscluster. Die Anzahl der Primärelektronen pro Cluster folgt einer statistischen Verteilung ("cluster-size-distribution", vgl. [5]) und ist von der verwendeten Gasart abhängig. Bei Gasen mit einem hohen Anteil an Argon liegt diese Zahl bei 2,7. Der mittlere Abstand der Cluster ist abhängig von der freien Weglänge der ionisierenden Teilchen im Gas und verhält sich somit umgekehrt proportional zum Gasdruck. In Argon werden bei 1 bar von hochrelativistischen Teilchen ( $\gamma = 1000$ ) ca. 35 Cluster/cm erzeugt.

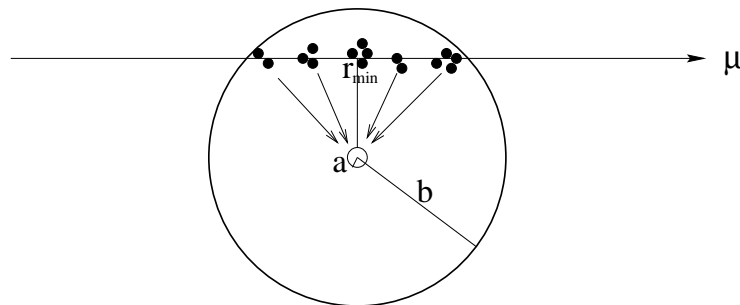


Abbildung 2.3: Ionisation entlang einer Myonenbahn

Die nun freien Elektronen driften aufgrund des E-Feldes in Richtung Draht, während die positiv geladenen Ionen sich auf die Wand zu bewegen. Das Wechselspiel der Stöße mit den Gasteilchen sowie der Beschleunigung im elektrischen Feld bestimmt dabei die Elektronendriftgeschwindigkeit. Diese und die diffuse Aufweitung der Cluster ist stark von der Gasart und der anliegenden Spannung abhängig.

In Drahtnähe (einige Drahtstrahlen) werden die Elektronen zwischen zwei Stößen durch das starke E-Feld so stark beschleunigt, daß ihre Energie zu einer weiteren Ionisation von Gasteilchen ausreicht. Diese Sekundärelektronen können nun ihrerseits, nach der

Beschleunigung durch das E-Feld, wiederum Ionisation auslösen, und es kommt zur Bildung einer Elektronenlawine, die im Draht einen Ladungspuls induziert. Das Verhältnis der am Draht auftreffenden Sekundärelektronen zu den Primärelektronen nennt man den Gasverstärkungsfaktor, der durch den ersten Townsendkoeffizienten  $\alpha$  bestimmt wird. Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung der Lawinenregion ist der Elektronenpuls nur ca. 100 ps lang und somit aufgrund der Auflösung der Ausleseelektronik ( $\approx$  ns) nicht getrennt beobachtbar. Der Ladungsanteil des Elektronensignals trägt auch nur zu ca. 5 % zum Gesamtsignal bei [6]. Der Hauptteil des meßbaren Signals kommt von den zur Wand driftenden Ionen. Es hat wegen des hohen Feldes in Anodendrahtnähe einen schnellen zeitlichen Anstieg. Da die Ionendriftgeschwindigkeit mit wachsender Entfernung zum Draht stark abnimmt, ist das Signal einige ms lang.

Über einen weiten Bereich ist die Zahl der Sekundärelektronen am Draht proportional zur Primärladung. Man spricht dabei vom "Proportionalmode". Erhöht man die Spannung am Anodendraht wird die Lawinenregion größer und aufgrund der langsam driftenden Ionen kommt es zu Raumladungseffekten, die das elektrische Feld am Draht abschirmen und die Lawinenbildung beeinträchtigen. Man spricht dann vom "Bereich der begrenzten Proportionalität".

Wenn die UV-Absorption des Gases sehr groß ist (man spricht dann von einem "Quenching Gas"), haben die in der Elektronenlawine durch Rekombination erzeugten Photonen nur eine kurze Reichweite und führen in der Nähe ihres Entstehungsortes durch Comptonstreuung oder Photoeffekt zu weiterer Ionisation. Die dabei entstandenen Elektronen sehen ein Feld, das am hinteren Ende der Lawinenregion durch die positiven Ionen noch verstärkt wird und es bilden sich auch weiter vom Draht entfernt wieder Lawinen. Dadurch beginnt das Phänomen der "Limited Streamer Entladung", der eine Rückwärtsfortpflanzung der Lawine darstellt. Wenn der Streamer erst eine gewisse Länge erreicht hat, bricht die Verstärkung von selbst ab, da das E-Feld dann zu schwach wird. Dieser Abstand zum Draht hängt von der Anodenspannung ab und ist typischerweise 1-3 mm. Die Gesamtladung die im "Streamermode" auf dem Draht deponiert wird ist dabei sowohl von der Primärladung als auch von der anliegenden Hochspannung nahezu unabhängig und bis zu zwei Größenordnungen größer als im Proportionalmode [5]. Ein verwandter Effekt, das sogenannte "Afterpulsing" tritt auf, wenn ein Photon die Rohrwand erreicht und dort aufgrund eines Photoeffektes ein neues Primärelektron freisetzt. Dieses driftet dann wieder zur Anode und löst einen weiteren Signalpuls aus. Durch Messung der Driftzeit der Elektronen kann bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit der Abstand des Teilchendurchgangs vom Anodendraht bestimmt werden. Die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit liegt dabei meist in tabellarischer Form, anhand der sogenannten "rt-Relation" vor. Diese setzt die gemessene Driftzeit  $t_D$  mit einem dazugehörigen Radius  $r_D$  in Verbindung.

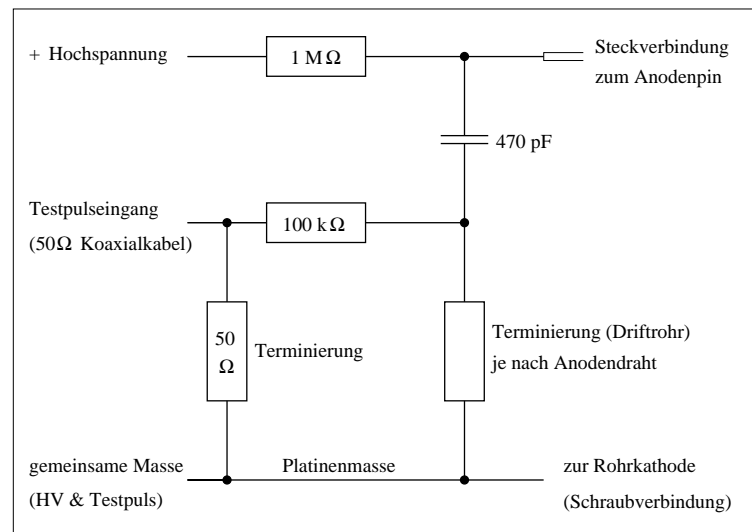


Abbildung 2.4: Schaltbild der HV-Seite der Front-End-Elektronik

### 2.3.2 Die verwendeten MDTs

Bei den im Teststand verwendeten Hochdruckdriftrohren handelt es sich um Prototypen der Rohre des ATLAS-Detektors. Sie bestehen aus Aluminium mit einer Wandstärke von 0,4 mm und haben einen Durchmesser von 30 mm. Die unteren Driftrohre haben eine Länge von 70 cm und sind mit dem "Prodvino-Endstopfen" versehen, während die oberen 80 cm lang sind, und Endstopfen des MPI's in München haben. Die Unterschiedlichkeit der verwendeten Rohre ist mit der reinen Verfügbarkeit zu erklären und hat keinerlei tieferen Hintergrund.

Als Gas wurde für die Rohre zunächst eine Mischung aus Argon/Methan = 90/10 verwendet, wobei später dann auf die gut bekannte Gasmischung  $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4 = 91/4/5$  umgeschwenkt wurde (siehe dazu Kapitel 3.1.2). In den Rohren wurde mit einem Druckregler ein Absolutdruck von 3 bar gehalten. Die Schwankungen im Druck betragen während den Messungen weniger als 0,03 bar.

Der Gasfluß wurde in zwei Teile aufgeteilt, die durch jeweils eines der beiden Rohrbündel flossen. Innerhalb eines jeden Bündels wurden die Rohre in Serie durchströmt. Nach den Rohren trafen sich die beiden Flüsse wieder und verließen durch eine gemeinsame Abgasleitung den Teststand. Der Gesamtfluß durch die 10 Rohre war auf 1,5 Liter/Stunde eingestellt.

### 2.3.3 Die Signalauslese der MDTs

Die Hochdruckdriftrohre sind auf beiden Seiten mit je einer Platine bestückt. Auf der "HV-Seite" werden die MDT's über einen Schutzwiderstand mit Hochspannung versorgt

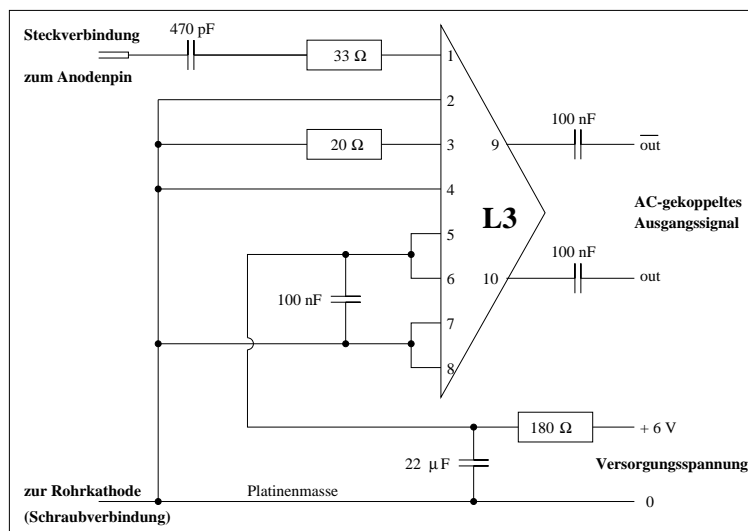


Abbildung 2.5: Schaltbild der Preamp-Seite der Front-End-Elektronik

und mit einem Kondensator und einem Widerstand gegen Erde terminiert (Abb. 2.4). Auf der "Verstärker-Seite" wird über einen stromempfindlichen "L3"-Vorverstärker das Signal ausgelesen (Abb. 2.5). Auch diese Seite ist mit einem Abschlußwiderstand gegen Erde terminiert, um Reflexionen der Signale am Rohrende zu verhindern.

Der Vorverstärker wurde für das LEP-Experiment L3 entwickelt und wird dort in der Vieldraht-Driftkammer des Myonendetektors eingesetzt. Bei einer Versorgungsspannung von +5V beträgt die Verstärkung  $24 \text{ mV}/\mu\text{A}$ . Dabei schwankt dieser Wert nur um weniger als 10%, wenn die Versorgungsspannung zwischen 3V und 10V variiert. Die kurze Anstiegszeit des Ausgangssignals von 4 ns (bei einem Rechteckimpuls am Eingang) macht diesen Vorverstärker zum idealen Instrument zur Registrierung von schnellen Signalkomponenten, wie sie z.B. in den "Leading-Edges" von Myonenpulsen in Driftrohren erzeugt werden. Nähere Einzelheiten über den L3-Hybrid können in seinem Datenblatt [7] nachgelesen werden.

In unserer Anordnung wurden jeweils fünf dieser L3-Hybride, sowie fünf HV-Anschlüsse auf je einer Platine angeordnet und mit Hutmuttern direkt auf den Anschlüssen der MDTs befestigt (Abb. 2.6). Die Erdverbindung wurde bei dem oberen Rohrbündel mit der Anode des Rohres verschraubt. Bei den unteren Rohren mit dem alten "Prodvino"-Kunststoffstopfen, wurde aufgrund des nicht vorgesehenen Erdungsloches, die Verbindung mit leitfähigem Zweikomponentenkleber hergestellt. Diese wurde zur Erhöhung der mechanischen Festigkeit mit Kunstharz überzogen.

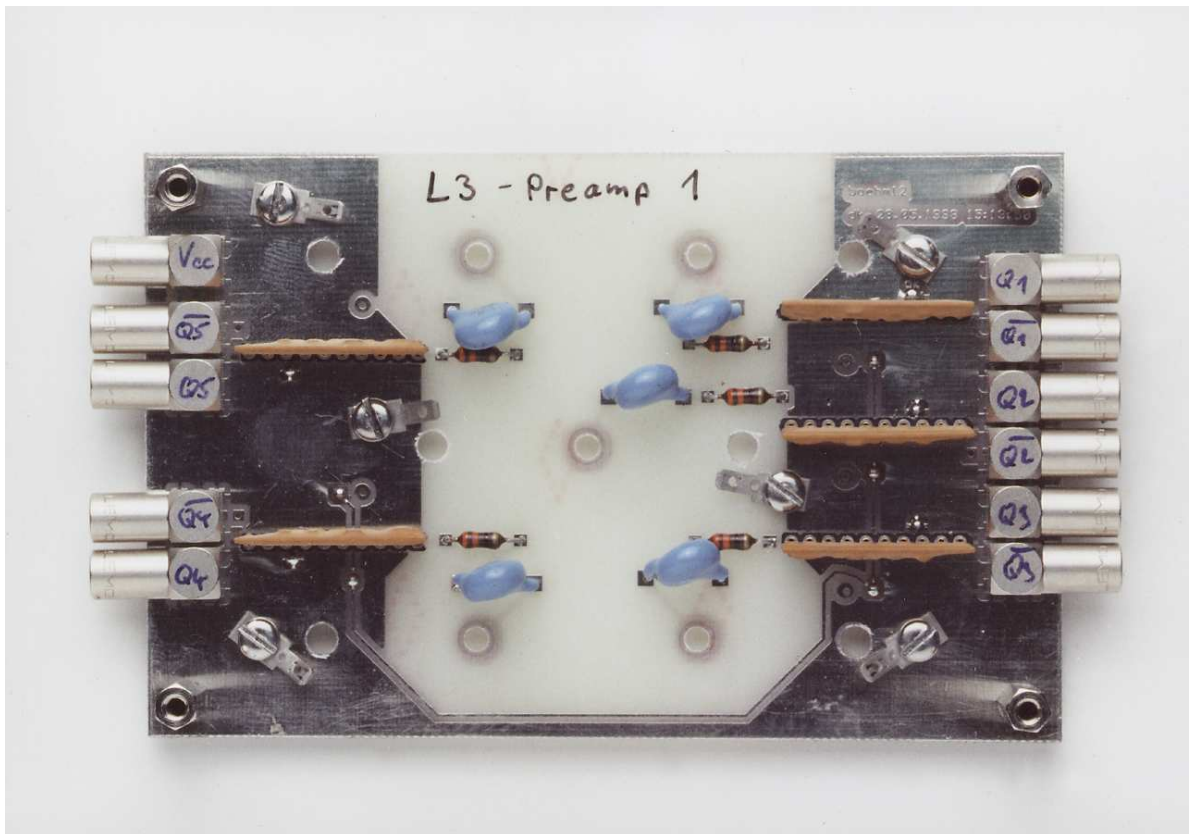


Abbildung 2.6: Preamp-Platine mit fünf Vorverstärkern zum Anschluß an die MDTs



## 2.4 Die Szintillationsdetektoren

### 2.4.1 Funktionweise von Szintillationsdetektoren

Ein Szintillationszähler ist ein schneller Detektor, der in der Teilchenphysik häufig zur Zeitmessung verwendet wird. Er nützt dabei den Umstand aus, daß bestimmte Materialien beim Durchgang eines Teilchens einen kurzen Lichtblitz emittieren. Dieser wird innerhalb des Szintillators durch interne Totalreflektion zu einem Photomultiplier (PM) geleitet. An dessen Photokathode lösen die Photonen durch Photoeffekt Elektronen aus, die über mehrere Dynoden vervielfältigt werden und an der Anode einen meßbaren Puls auslösen. Die meisten PMs verfügen über 10 - 14 Verstärkungsstufen und erreichen dabei einen Verstärkungsfaktor von bis zu  $10^7$  [6].

### 2.4.2 Die Szintillatoren im Testaufbau und deren Aufgabe

Der im Teststand zur Zeitnullpunktbestimmung verwendete Szintillator (Stab 1), liegt direkt unterhalb des unteren Rohrbündels. Er hat eine aktive Länge von 75 cm. Mittels eines 15 cm langen konischen Lichtleiter wird das Licht auf den Photomultiplier geleitet. Der PM wird mit einer Spannung von  $HV = -1,9$  kV betrieben. Der Anschluß der Anode wurde gesplittet um zwei identische Ausgangssignale zu bekommen. Diese werden benutzt, um mittels einer "High-Low-Schwelle" die Pulshöhenabhängigkeit in der Zeitmessung zu minimieren. Genaueres dazu siehe Kapitel 3.2.1.

Die beiden großen Szintillationsdetektoren über bzw. unter der Prüfhaltung dienen, wie schon oben erwähnt, einmal zur Beschränkung des Raumwinkels, als auch zur Ausselektion von elektromagnetischen Schauern<sup>1</sup>. Diese bestehen meist aus niederenergetischen  $e^\pm$  und  $\gamma$ 's, die den Bleiabsorber nicht durchdringen können. Der direkt unter dem Absorber liegende Szintillator wird somit von dem Schauer nicht getroffen, wodurch das betreffende Ereignis nicht getriggert wird.

## 2.5 Die Streamerkammern

In Abb. 2.7 ist der Aufbau einer Streamerkammer dargestellt. Sie besteht aus 8 aneinander liegenden Kunststoff U-Profilen mit quadratischem Querschnitt, die mit Kohlenstoff beschichtet sind und die Kathode bilden. Als Anode dient ein in der Mitte gespannter Draht, der auf positiver Hochspannung liegt. Umgeben ist das Profil von einer Kunststoffhülle, die mit einem geeigneten Gas durchströmt wird.

Eine Streamerkammer funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie ein Driftrohr, dessen Arbeitspunkt im Streamermodus liegt. Da wegen der hohen Gasverstärkung zahlreiche

---

<sup>1</sup>Da diese Schauere aus einer Vielzahl von Teilchen bestehen, kann eine sichere Spurrekonstruktion nicht erreicht werden. Es kann durchaus vorkommen, daß bei einem Schauer, alle der verwendeten Detektoren ansprechen.

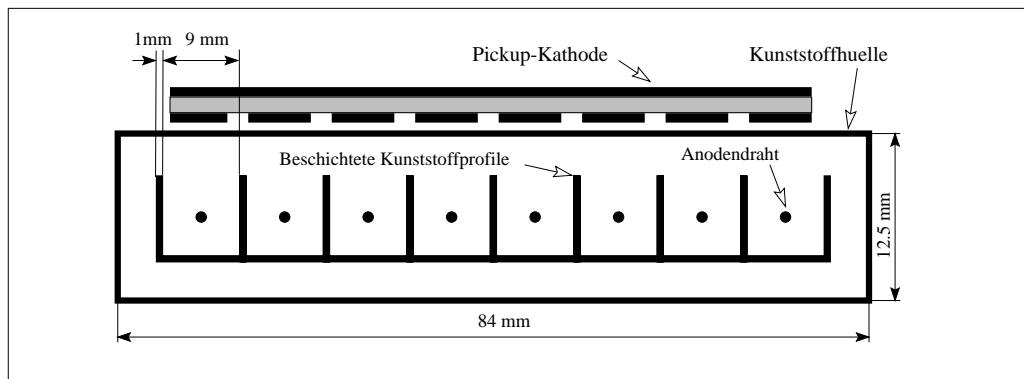


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Streamerkammer

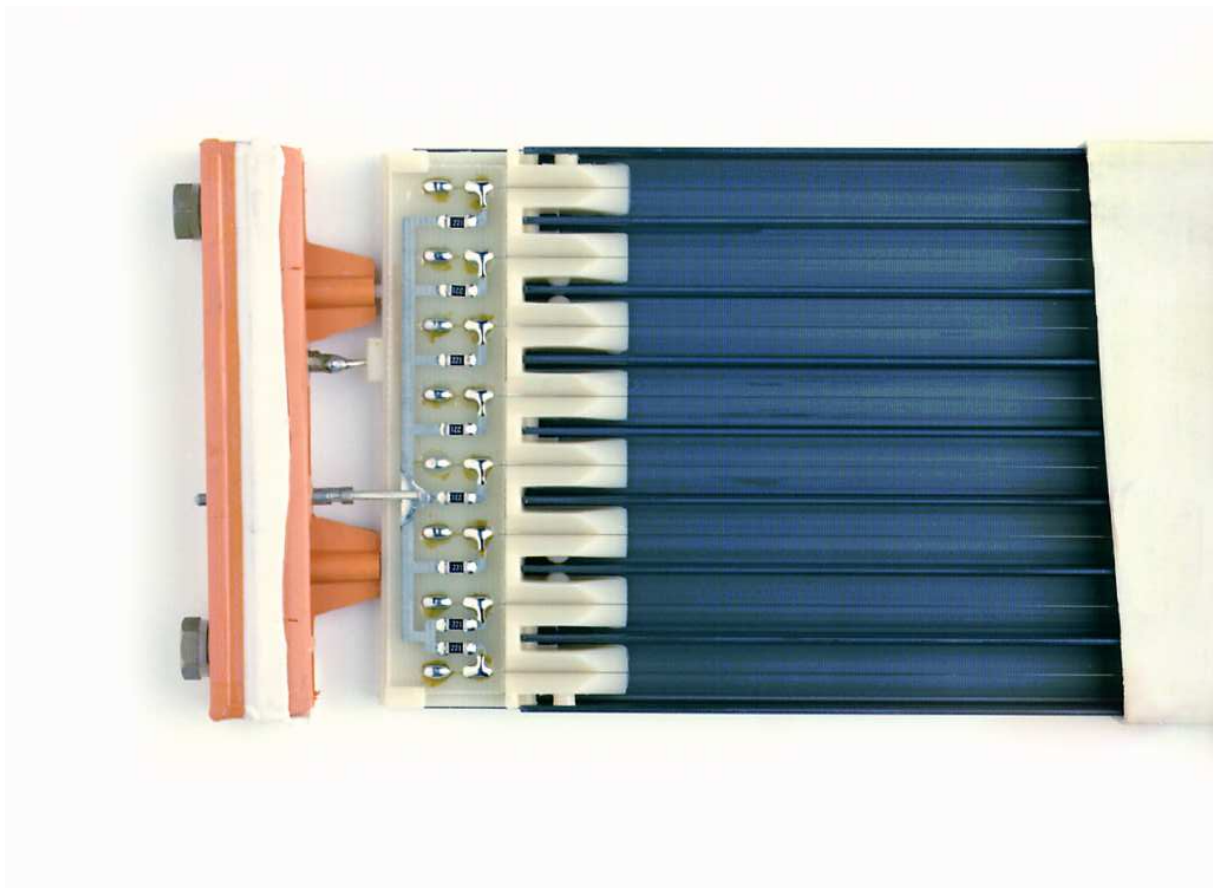


Abbildung 2.8: Geöffnete Streamerkammer mit den Kammerprofilen, Drähten und den Schutzwiderständen

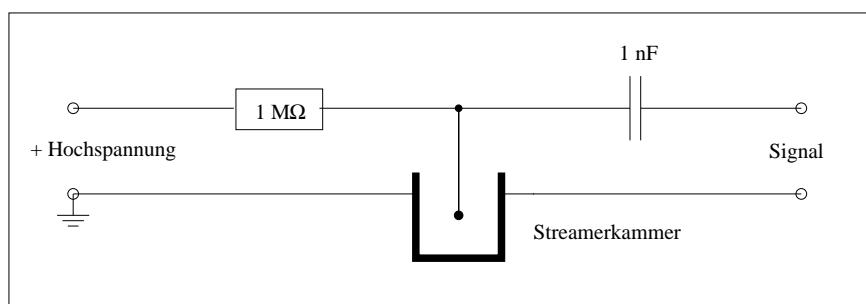


Abbildung 2.9: Schaltbild der Signalauslese der Streamertubes zur Bestimmung der MS-Koordinate

Photonen entstehen, muß das Gas einen hohen Anteil an Quencher enthalten. Im Testaufbau wurde  $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6/\text{CO}_2$  mit einem Mischungsverhältnis 2,5/9,5/88 verwendet. Der quadratische Querschnitt der das E-Feld verzerrt und keine eindeutige Beziehung Driftzeit/Radius zuläßt stört dabei nicht, da man nur eine "ja/nein-Information" abfragt. Durchquert ein ionisierendes Teilchen das aktive Volumen<sup>2</sup> einer Streamerkammer, löst dieses eine örtlich begrenzte Entladung aus. Diese induziert in eine auf der Oberseite der Kammer liegende "Pickup-Kathode" einen positiver Puls, der über einen geeigneten Vorverstärker ausgelesen werden kann. Dabei ergibt sich in Querrichtung zur Streamerkammer eine digitale Auflösung von ca. 1 cm, was der Breite der U-Profile entspricht. Durch eine Segmentierung der Pickup-Kathode kann die Auflösung in Längsrichtung den jeweiligen Bedürfnissen angepaßt werden.

### 2.5.1 Die Signalauslese der Streamerkammern

Da die endgültige Ausleseelektronik für die Streamerkammer noch nicht fertig war, mußte die Signalauslese, etwas improvisiert, auf zwei verschiedene Arten erfolgen.

#### MS-Koordinate

Die Streamerkammern zur Messung der Vielfachstreuung im Absorber<sup>3</sup> wurden direkt in der Hochspannungsversorgung ausgelesen. Beim Auslösen einer Streamerentladung sinkt die Hochspannung am Draht kurz ab. Dieser Puls wurde über einen Kondensator, der die Hochspannung von der verwendeten Elektronik abkoppelt, direkt auf einen Diskriminator gegeben. Der Schutzwiderstand soll im Falle einer Fehlfunktion den maximalen Strom

<sup>2</sup>Als aktives Volumen bezeichne ich nur den freien Teil innerhalb des U-Profiles, zwischen den Stegen. Wegen der Breite der Stege sowie der Kunststoffumhüllung beträgt dieses nur ca. 85 % des Gesamtvolumens.

<sup>3</sup>Die Bezeichnung MS-Koordinate stammt von "Multiple-Scattering" und soll im folgenden verwendet werden.

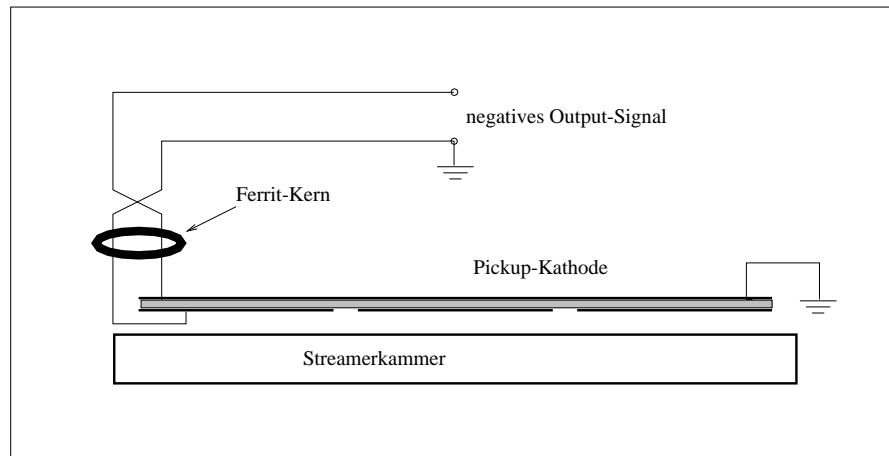


Abbildung 2.10: Skizzierte Darstellung der Signalinvertierung an den Pickup-Kathoden der Streamertubes

begrenzen und ein Durchbrennen des Drahtes verhindern.

Mit dieser Methode beschränkt sich die Genauigkeit der Messung der y-Koordinate auf die Breite der Streamerkammern. Um eine bessere Auflösung zu erreichen, wurden zwei Lagen der Kammern jeweils um die Hälfte versetzt angeordnet. Damit kann eine digitalisierte Auflösung von 4 cm erreicht werden, was jedoch zu Lasten der Nachweiswahrscheinlichkeit geht, weil nun das gleichzeitige Ansprechen beider Streamerrohrenebenen gefordert wird.

### **x-Koordinate**

Die Messung der x-Koordinate des Teilchendurchganges erfolgt mit sieben, jeweils 10 cm langen Pickup-Kathoden, die jeweils über die gesamte Breite der Streamer reichen. Die Kathoden bestehen dabei aus einer einfachen, doppelseitig beschichteten Kupferplatte. Durch die Entladung wird, wie oben beschrieben, ein positiver Ladungspuls auf der Unterseite der Platine induziert, der gegen die auf Erdpotential liegende Oberseite ausgelesen wird.

Da wir nur Elektronik für negative Signale zur Verfügung hatten, mußte das positive Ausgangssignal zur weiteren Verarbeitung erst invertiert werden. Dazu wurde ein LEMO-Kabel aufgeschnitten und der Schirm der einen Seite mit der Seele der anderen Seite verbunden und umgekehrt (Abb. 2.10). Zusätzlich wurde das Kabel um einen Ferritkern gewickelt. Da nun jedoch beide Seiten der Pickup-Kathode auf Erdpotential liegen, kann sich kein Spannungsunterschied ausbilden. Durch Selbstinduktion im Ferritkern wird die Erdverbindung der Leitung jedoch für die hochfrequenten Signalformen gesperrt, wodurch der invertierte Ladungspuls am Ende des Kabels registriert werden kann. Das negative Ausgangssignal wurde nun über einen schnellen Verstärker auf einen Diskriminator geführt.

Aus Koinzidenz-Messungen mit dem "PM 1" wurde eine Effizienz der Streamerkammer-Auslese von nur ca. 75 % bestimmt. Dies kommt daher, daß das aktive Volumen nur ca. 85 % beträgt und zur Bestimmung einer klaren MS- oder x-Koordinate nur ein Abschnitt der Streamerkammern ansprechen darf. Da das "Signal zu Rauschverhältniss" dabei nur ca. 3 betrug, und die Kunststoffhülle Übersprecher zwischen den einzelnen Kammern nicht abschirmt, wurden manche Pulse doppelt registriert und es konnte keine klare Koordinate bestimmt werden. Durch die Forderung nach einer klaren Koordinate wurden nochmals ca. 15 % der Ereignisse verworfen.

## 2.6 Das Konzept der Energieselektion durch Vielfachstreuung

Ein beschränkender Faktor für die Ortsauflösung von Detektoren ist die Vielfachstreuung der ionisierenden Teilchen im Detektor. Aus diesem Grund versucht man so wenig Material wie möglich innerhalb eines Zählers zu plazieren. Doch auch in den dünnen Wänden der Driftrohre findet Vielfachstreuung statt, die zur Ablenkung des Myons führt. Da bei der Spurrekonstruktion eine Gerade an die Meßpunkte gefittet wird, führt diese Ablenkung zu schlechten Geradenfits.

Der mittlere projizierte Streuwinkel  $\theta$  kann in Gaußscher Näherung mit folgender Formel beschrieben werden [6]:

$$\theta = \frac{13,6 \text{ MeV}/c}{p} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \quad (2.2)$$

$p$  ist dabei der Impuls des Teilchen,  $X$  die Dicke und  $X_0$  die Strahlungslänge des durchquerten Materials. Der Winkel  $\theta$  beschreibt dabei das R.M.S. der Streuwinkelverteilung. Da die Vielfachstreuung indirekt proportional zum Teilchenimpuls ist, wird die Ablenkung der Myonen mit steigender Energie geringer. Deshalb ist es vorteilhaft, für die Messung der Ortsauflösung nur hochenergetische Myonen zu verwenden. So führt die Materie, die sechs Lagen MDTs entspricht, in der Testebene zu einer Auflösungsbegrenzung durch Vielfachstreuung von  $64 \mu\text{m}$  für Myonen mit  $0,5 \text{ GeV}/c$ , während sich dieser Wert für Myonen mit einem Impuls von  $3 \text{ GeV}/c$  auf  $11 \mu\text{m}$  reduziert.

Die Energien der kosmischen Myonen umfassen ein sehr breites Spektrum, von ca.  $0,1 \text{ GeV}$  bis einige  $\text{TeV}$ . Die Selektion der hochenergetischen Myonen erfolgt nun mittels des  $10 \text{ cm}$  dicken Bleiabsorbers.

Den Absorber können aufgrund des Energieverlustes durch Stöße nach Bethe-Bloch, nur Myonen mit einer Energie größer als  $260 \text{ MeV}$  durchdringen. Diese Myonen werden durch den Szintillator direkt unterhalb des Absorbers selektiert.

Außerdem findet im Blei Vielfachstreuung statt. Der mittlere Streuwinkel beträgt dabei z.B. für Myonen mit  $1 \text{ GeV}/c$  etwa  $3,6^\circ$ . Nach dem Durchqueren des Absorbers wird der Ort des Myons nach  $82 \text{ cm}$  nochmals mit Hilfe der Streamerkammern bestimmt. Wird nun die aus den Referenz-MDTs rekonstruierte Teilchenspur nach unten auf die Streamerkammern verlängert, kann die Abweichung des Streamerhits von der extrapolierten

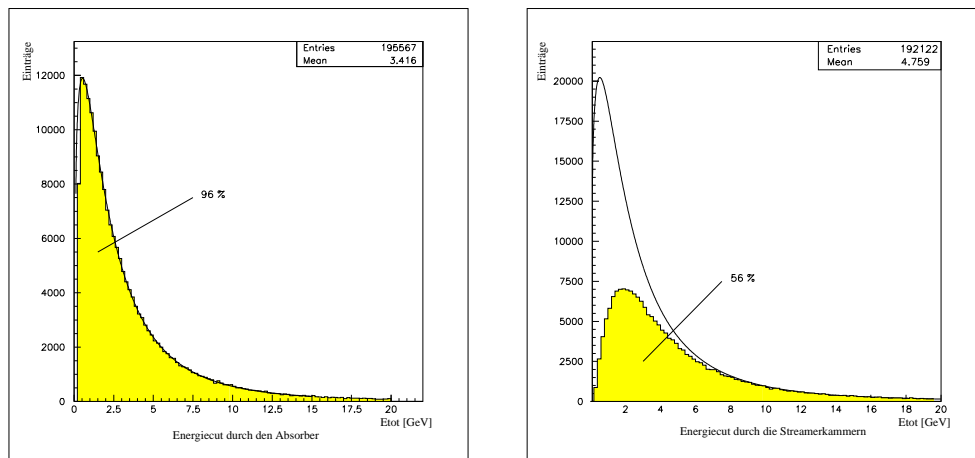


Abbildung 2.11: Energiespektrum der kosmischen Myonen vor (durchgezogene Linie) und nach der Energieselektion durch den Absorber (links) und die Streamerkammern (rechts)

Spur bestimmt werden. Ist diese Abweichung groß, war das gemessene Myon, nach (2.2) wahrscheinlich niederenergetisch und hat auch in den MDTs eine große Vielfachstreuung erfahren. Die damit rekonstruierte Myonenspur eignet sich somit nicht zur Verwendung als Referenz, da die Vorhersage des Ortes in der Testebene ungenau ist. Dieses Ereignis wird somit verworfen. Mit der oben beschriebenen Auflösung in der MS-Koordinate von 4 cm kann eine "Selektion" bis zu Impulsen von ca. 1,3 GeV/c erreicht werden.

Diese Selektion entspricht jedoch keinem direkten "Energiecut", da die Vielfachstreuung rein statistisch erfolgt und auch niederenergetische Myonen nur wenig gestreut werden können, genauso wie hochenergetische eine große Vielfachstreuung erfahren können. Die Veränderung des Energiespektrums, wie aus der Monte-Carlo-Simulation errechnet, ist in Abb. 2.11 dargestellt. Man kann gut erkennen, daß das Energiespektrum der Myonen durch die Selektion "härter" wird und überwiegend niederenergetische Myonen ausselektiert werden.

## 2.7 Die Signalverarbeitung

Die Ausleseelektronik dient dazu, die Zeitinformation der verschiedenen Detektoren mittels TDCs aufzunehmen und mit einer Logikschaltung zu entscheiden, ob das gemessene Ereignis auf Festplatte geschrieben werden soll. Der **T**ime to **D**igital **C**onverter mißt den Zeitunterschied zwischen zwei Signalen und wandelt ihn in eine digitale Zahl um, die von der DAQ ( **D**ata **A**c**Q**uisition ) gespeichert wird. Das Bild dieser Schaltung ist in Abb. 2.12 skizziert und soll in diesem Abschnitt beschrieben werden. Die gesamte Triggerlogik wurde dabei mit NIM-Modulen (Nuclear Instrument Module) verwirklicht. Die Ansteuerung der TDCs erfolgte über ECL-Levels (Emitter-Coupled-Logic). Die TDCs be-

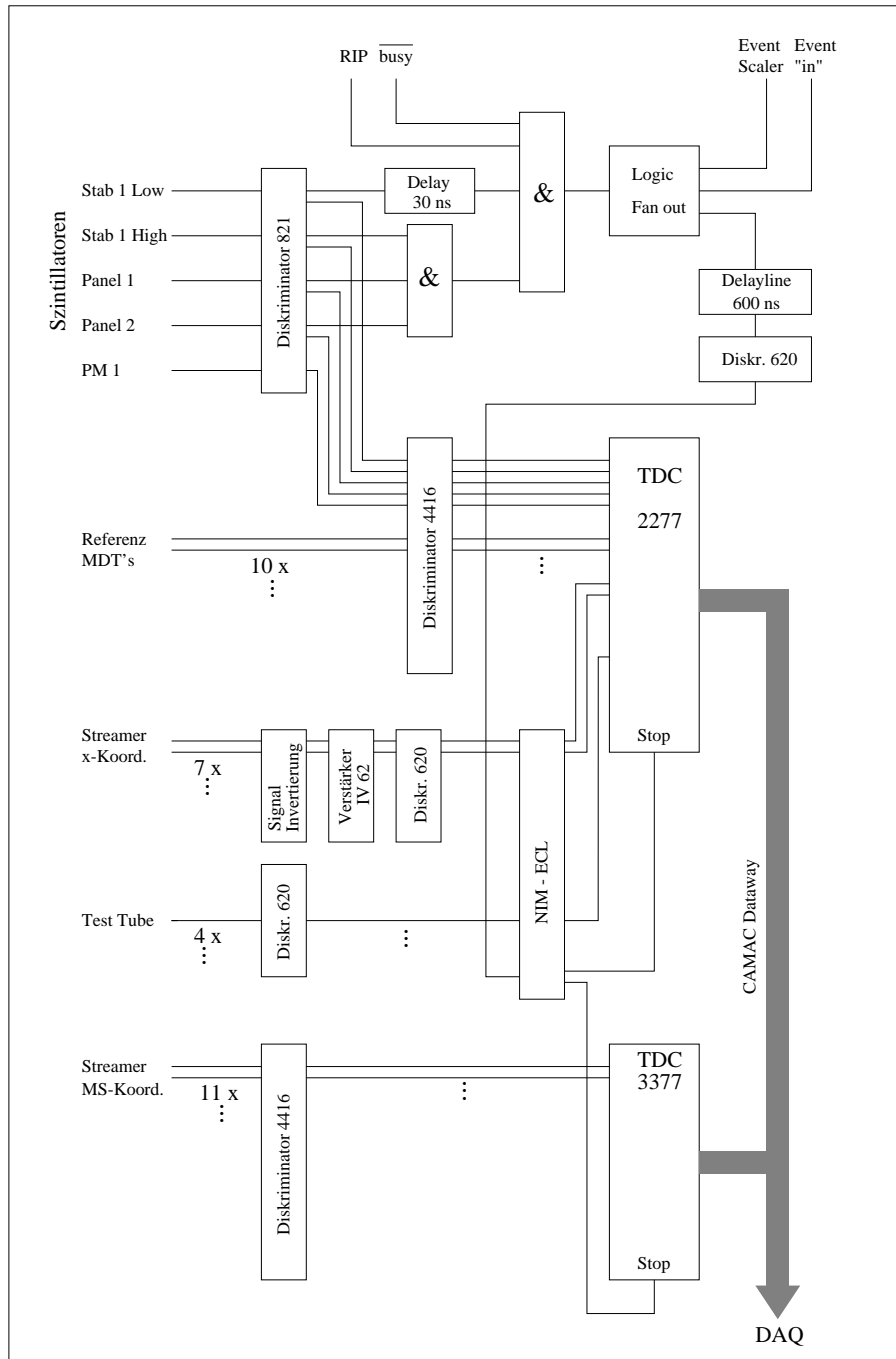


Abbildung 2.12: Gesamtschaltbild der Signalverarbeitung

fanden sich in einem CAMAC-Crate, das mittels eines VME-Rechners über das die beiden verbindende Bussystem, den "Dataway", ausgelesen und auf Festplatte geschrieben wurde.

Die Zeitpunkte aller Detektoren werden relativ zu einem gemeinsamen Stop-Signal gemessen. Dieses "Common-Stop-Signal" ist eigentlich das erste Signal, das den Durchgang des kosmischen Myons, an der "Low-Schwelle des "Stabs 1" markiert, wird jedoch durch die "Trigger-Logik" und ein weiteres Verzögerungskabel ("Delayline") soweit verzögert, daß es erst nach dem spätesten Driftrohrsignal am TDC ankommt. Der TDC berechnet für jede Zeitmessung die Differenz aus dem individuellen Startsignal  $t_{sj}$  am jeweiligen TDC-Eingang und dem gemeinsamen Stop-Signal  $t_{stop}$  zu:

$$\tau_j = t_{stop} - t_{sj} + \Delta \quad (2.3)$$

$\Delta$  bezeichnet dabei eine für jeden Kanal individuelle Zeitkonstante die sich aus den Kabellängen, den Signallaufzeiten im Detektor und der Elektronik ergibt. Diese Konstante  $\Delta$  kann wenn nötig (wie bei den Driftzeitspektren der MDTs der Fall) nachträglich durch eine Verschiebung des Spektrums eliminiert werden (siehe Kapitel 4.1).

Die Signale der Szintillatoren werden direkt auf verschiedene Diskriminatorkanäle, eines LeCroy 821 geführt. An diesem Diskriminatortyp kann für jeden der vier Kanäle eine individuelle Schwelle und eine Pulsbreite eingestellt werden. Ein analoges Eingangssignal wird dabei bei Überschreiten der Schwelle in ein logisches Ausgangssignal mit fester Breite umgewandelt. Mit diesem logischen Signal können andere logische Einheiten und TDCs gesteuert werden. Das an mehreren Ausgängen zur Verfügung stehende Ausgangssignal wurde zum einen über einen weiteren Diskriminator (LeCroy 4416) auf den TDC (LeCroy 2277) geführt und zum anderen der Triggerlogik zugeführt. Der zusätzliche Diskriminator soll dabei den Zweck der Umwandlung der NIM- in ECL-Signale vornehmen, da er NIM-Eingänge und ECL-Ausgänge hat. Daß die Szintillatoren auch über den TDC ausgelesen werden, dient nur der Kontrolle der Triggerzähler. Diese Zeitinformationen werden in dieser Arbeit noch nicht weiter verarbeitet. Dazu siehe Kapitel 6.

Die Signale der "Panels 1 + 2" wurden mit der "High-Schwelle" des "Stab 1" über ein logisches UND-Gatter zur "Master-Koinzidenz" verknüpft. Das Signal der "Low-Schwelle" wurde ca. 30 ns verzögert und dann mit der Master-Koinzidenz und zwei weiteren Signalen aus dem Ausleserechner, "RIP" und " $\overline{busy}$ " auf ein UND-Glied geführt. Das "Run-In-Progress" Signal wird, auf der Schnittstelle zwischen der DAQ und der Triggerlogik, dem "Status A Register" gesetzt, wenn auf dem VME-Computer eine Messung ("Run") gestartet wurde. Das  $\overline{busy}$ -Signal geht am Ende eines Ereignisses auf 1, wenn der Computer mit der Auslese fertig ist und für ein neues "Event" bereit ist. Das so gewonnene Endsignal ist der "Final-Trigger", der den Auslesecomputer triggert. Es wird dreifach verwendet und über einen "Logic-Fan-Out" gesplittet. Ein Ausgang führt zurück in den "Status A" und zeigt somit der DAQ, daß ein neues Event zur Datenaufnahme bereit steht. Mit dem zweiten Signal wird ein Zähler inkrementiert, und das dritte führt auf eine "Delayline" von 600 ns Kabel. Da das logische Signal in den 120 m Kabel ( $\approx 600$  ns) durch Dispersion keine zufriedenstellende Rechtecksform mehr



besitzt, wird es über einen zusätzlichen Diskriminator "aufgefrischt" und über einen NIM-ECL-Konverter auf die  $t_{stop}$ -Eingänge der TDCs gegeben. Durch die Verzögerung wird sicher gestellt, daß auch das letzte driftende Elektron aus den MDTs am Draht angekommen ist.

Die Signale der Referenz-MDTs gehen nach dem L3-Vorverstärker auf einen Diskriminator (LeCroy 4416) und von dort auf den TDC (LeCroy 2277). Der 2277 ist ein "multihitfähiger" TDC mit 32 Kanälen, der sowohl den Zeitpunkt der steigenden Flanke ("Leading Edge"), als auch den der fallenden Flanke ("Trailing Edge") in 1 ns-Schritten registriert. Die Multihitfähigkeit bedeutet dabei, daß bis zu 16 verschiedene Signale pro Kanal aufgenommen werden können. Für die vorliegende Arbeit war jedoch nur das Zeitsignal des ersten Pulses der steigenden Flanke von Bedeutung. Nur für eine Beurteilung des Afterpulsing wurden die folgenden Hits betrachtet.

Für die Testdetektoren sind vier TDC-Kanäle vorgesehen, da die noch zu messenden COMPASS-Strawtubes nur einen Durchmesser von 6 - 10 mm haben und somit mehrere parallel vermessen werden können. Der TDC wird über einen eigenen Diskriminator (LSR 620) und den NIM-ECL-Konverter angesteuert.

Die Streamerkammern der x-Koordinate wurden nach der Signalinvertierung, in einem schnellen NIM-Verstärker (LeCroy IV 62) verstärkt und in einem Diskriminator (LSR 620) in ein logisches NIM-Signal umgewandelt. Durch den darauf folgenden NIM-ECL-Konverter wurde der TDC angesteuert.

Die Streamerkammern der MS-Koordinate wurden direkt über einen Diskriminator (LeCroy 4416) auf einen TDC (LeCroy 3377) ausgelesen. Dieser TDC-Typ ist ein Nachfolgemodell des 2277 und hat eine Zeitauflösung von 0,5 ns. Er wurde nicht zur Auslese der MDTs benutzt, da dieser Typ erst kurz vor Ende dieser Arbeit zur Verfügung stand und die Analyseprogramme nicht mehr auf diese Zeiteinteilung abgeändert werden konnten. Dies ist noch eine der Möglichkeiten, die Auflösung des Teststandes zu verbessern (siehe Kapitel 6).

## 2.8 Erwartungen an den Teststand

Nachdem der Aufbau und die Auslese des Teststandes beschrieben wurde, möchte ich nun eine kurze Zusammenfassung der Erwartungen geben, die von dem Teststand erhofft werden. Die meisten Aussagen basieren dabei auf einem Monte-Carlo-Simulationsprogramm zu dem Teststand, das von E. Westenthanner entwickelt wurde [9].

Der absolute Fluß der kosmischen Myonen auf Meereshöhe durch eine horizontale Ebene ist  $0,8 \times 10^2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$  [10]. Mit einem Energiecut auf Myonen mit einer Energie größer als 260 MeV mittels des Absorbers, ergibt sich aus dem maximale Raumwinkelbereich des Teststandes in dem Tracking möglich ist, eine Rate von ca. 750 Myonen pro Stunde auf ein Driftrohr mit 70 cm Länge. Mit einer Messung über einige Tage ist damit eine brauchbare Statistik zu erreichen.

Aus früheren Messungen an verschiedenen Einzelrohren wurde eine durchschnittliche Einzelrohrauflösung von  $80 \mu\text{m}$  bestimmt [16]. Nimmt man nun die Vielfachstreuung in den Referenz-MDTs hinzu, erreicht man in der Testebene eine Genauigkeit der Spurvorsage  $\sigma_{pred}$  von ca.  $45 \mu\text{m}$ . Durch die Selektion von Myonen mit kleinen Vielfachstreuungswinkeln mittels der Streamerkammern kann diese auf  $40 \mu\text{m}$  verbessert werden. Wird ein Detektor in die Testebene eingebaut, sinkt die Genauigkeit wegen der zusätzlichen Vielfachstreuung in diesem Detektor. Für ein MDT-Rohr in der Testebene vergrößert sich deshalb das R.M.S für die Spurvorsage von  $40 \mu\text{m}$  auf  $43 \mu\text{m}$  [9].

Für die Messung der Drahtposition ist die Bestimmung der Mittelwerte von Verteilungen entscheidend. Diese bestimmt sich aus der Genauigkeit der Vorhersage für die Einzelspur  $\sigma_{pred}$  und der Testrohrauflösung  $\sigma_{tube}$  zu:

$$\sigma_{Drahtpos} = \frac{R.M.S.}{\sqrt{n}} \quad \text{mit} \quad R.M.S. = \sqrt{\sigma_{tube}^2 + \sigma_{pred}^2} \quad (2.4)$$

Dabei ist  $n$  die Anzahl der Messungen. Geht man von 18.000 Ereignissen aus, was etwa einer Messung über 24 Stunden entspricht, kann man bei einer Testrohrauflösung von  $80 \mu\text{m}$  eine Genauigkeit von unter  $1 \mu\text{m}$  erreichen.

Die erwartete Genauigkeit des Teststandes sollte somit ausreichend sein, innerhalb von 24 Stunden, die Drahtposition mit einem statistischen Fehler von besser als  $1 \mu\text{m}$  und die Auflösung von Testrohren mit besser als  $50 \mu\text{m}$  bestimmen zu können. Bei den Messungen ist dabei insbesondere auf wenig Materialeintrag durch das Testrohr zu achten, um die Vielfachstreuung in der Testebene klein zu halten, die, aufgrund der großen Hebelarme zu den Referenzrohren, besonders verhängnisvoll ist.



## Kapitel 3

# Vorbereitung der Einzelkomponenten

Um eine möglichst gute Ortsauflösung des Teststandes zu erreichen, wurden die verwendeten Einzelkomponenten vor dem Einbau genau untersucht, getestet und der jeweilige Arbeitspunkt (Betriebsspannung und Diskriminatorschwelle) festgelegt. In diesem Kapitel möchte ich die Vorgehensweise und die daraus entstandenen Parameterfestlegungen beschreiben.

### 3.1 Test der Hochdruckdriftrohre

#### 3.1.1 Röntgen der Einzelrohre

Um eine genaue und zuverlässige Spurrekonstruktion mit den Referenzrohren zu erreichen, muß die genaue Position des Drahtes im Einzelrohr bekannt sein. Da die Rohre in der Prüfhaltung an der Rohraußenseite ausgerichtet werden, reicht es, die Drahtposition relativ zu der späteren Auflagefläche der Rohre zu bestimmen. Dazu wurden die zur Verfügung stehenden 13 Rohre mit der Röntgenanlage, die der Qualitätskontrolle der ATLAS-Einzelrohre dient, jeweils an den Endstopfen geröntgt. Damit kann der Abstand des Anodendrahtes vom Zentrum des Rohres mit einer Genauigkeit von wenigen  $\mu\text{m}$  bestimmt werden [8].

In Abb. 3.1 sind die Abweichungen der Drahtpositionen dargestellt. Die Punkte stellen dabei die jeweilige Drahtposition an den Endstopfen dar. Da zur Ortsbestimmung des Teilchendurchgangs besonders die y-Koordinate von Wichtigkeit ist, wurden die Rohre dann derart gedreht im Teststand eingebaut, daß die Abweichung des Drahtes zu dieser Koordinate minimal und an beiden Rohrenden gleich ist. Dadurch ergab sich ein maximaler Offset der Drähte von  $\Delta y \leq 10\mu\text{m}$  bzw.  $\Delta y \leq 5.7\mu\text{m}$  für das obere bzw. untere Rohrbündel. Der genaue Offset  $\Delta y$  und  $\Delta z$  wurde jedoch bei der Spurrekonstruktion mittels eines Korrekturfiles, wie in Tabelle 3.1, berücksichtigt.

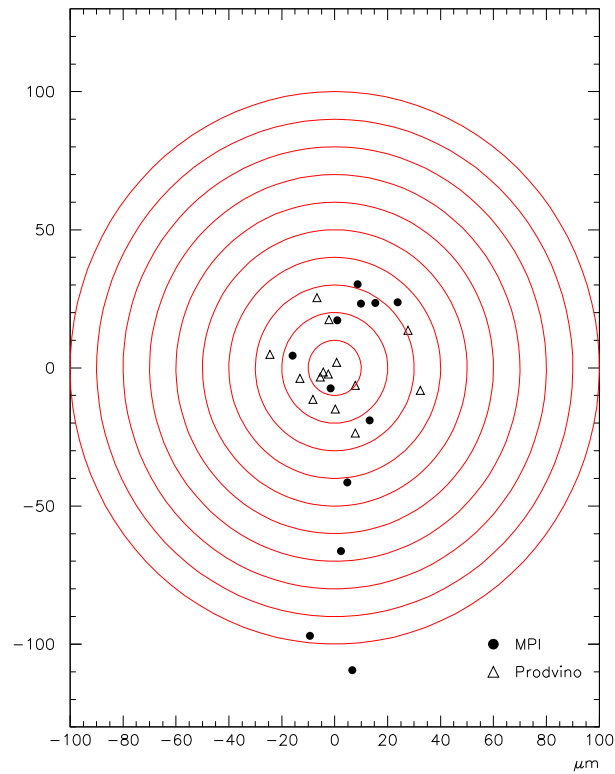


Abbildung 3.1: Drahtpositionen der Driftrohre an den Endstopfen

Rohr #	$\Delta y$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta z$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta y$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta z$ [ $\mu\text{m}$ ]
	Seite A		Seite B	
1	-5,7	-33,2	-5,7	+23,6
2	-2,2	+0,6	-2,2	-2,6
3	-3,5	+24,9	-3,5	-14,0
4	-2,6	+3,2	-2,6	-31,3
5	-4,8	-3,8	-4,8	+25,5
6	-24,0	-20,0	-24,0	-7,5
7	-6,7	+21,3	-6,7	0,0
8	-11,3	-34,7	-11,3	+7,5
9	-10,7	-65,3	-10,7	-40,0
10	-9,3	+30,7	-9,3	-109,3

Tabelle 3.1: Korrekturwerte für die Drahtpositionen der Einzelrohre

### 3.1.2 Auswahl des Gases und des Arbeitspunktes

Die Zusammensetzung des Gases ist ein zentraler Punkt im Betrieb von Driftrohren. Von ihr hängen das Driftverhalten, die Streamerbildung, das Afterpulsing und vieles mehr ab. Es wird eine möglichst lineare  $rt$ -Relation gewünscht, da dann der Einfluß von Temperatur- und Druckschwankungen auf die Driftgeschwindigkeit am geringsten ist. Nähere Einzelheiten zu den Anforderungen und Eigenschaften von gebräuchlichen Gasen entnehme der interessierte Leser der Diplomarbeit von M. Deile [12].

Es wurde zuerst die Gasmischung  $\text{Ar}/\text{CH}_4 = 90\%/10\%$ , betrieben im Streamermodus, verwendet. Für dieses Gas sprach, daß es billig und ohne Bestellzeiten zu besorgen ist<sup>1</sup>. Für den Streamermodus sprach, daß wegen der praktisch gleichen Pulshöhe der Streamersignale, die Zeitschwankung durch unterschiedlich hohe Pulse minimiert und somit eine bessere Zeitaufösung erreicht wird. Außerdem kann bei gleicher Diskriminatorschwelle auf ein früheres Primärelektron getriggert werden<sup>2</sup>, da die Gasverstärkung größer ist. Dadurch wird man unabhängiger von der Clusterverteilung entlang der Ionenspur, welche vor allem bei Spuren nahe am Draht die Ortsauflösung der Driftrohre beschränkt. Die dabei auftretende höhere Ladungsdeposition am Draht spielt keine Rolle, da bei unserem Teststand die Alterung der Rohre, wegen der niedrigen Rate der kosmischen Myonen vernachlässigbar ist.

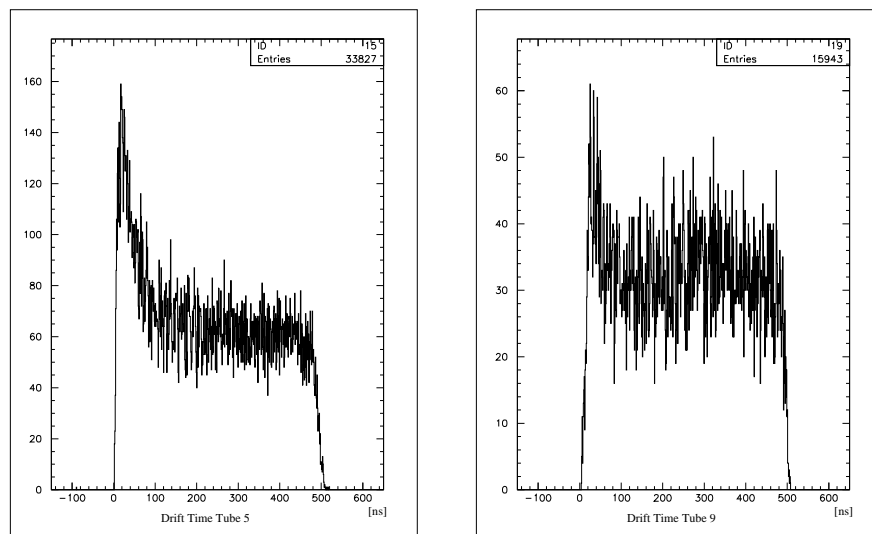


Abbildung 3.2: Driftzeitspektren von  $\text{Ar}/\text{CH}_4$  bei verschiedenen Hochspannungen: links  $\text{HV} = 3800 \text{ V}$ , rechts  $\text{HV} = 3600 \text{ V}$

<sup>1</sup> $\text{Ar}/\text{CH}_4$  (90/10) ist ein gebräuchliches Gas, wie es zum Betrieb von Entladungszählern verwendet wird.

<sup>2</sup>Als Triggerelektron bezeichnet man das Primärelektron, dessen Lawine zum Überschreiten der Diskriminatorschwelle führt. Das triggern auf ein frühes Elektron macht die Messung unabhängiger von der Clusterverteilung entlang der Myonenspur (Kapitel 2.3.1). Siehe dazu auch [16].

Bei den ersten Messungen mit diesem Gas wurde bei Auswertung der Driftzeitspektren jedoch eine starke Nichtlinearität des Gases bei verschiedenen Hochspannungen festgestellt (Abb. 3.2).

Die Erklärung dieses Verhaltens ist in Abb. 3.3 abgebildet. Die Driftgeschwindigkeit steigt bei niedrigen Feldstärken erst steil an, um dann ab ca. 1 kV/cm in einen linearen Bereich überzugehen. Die Feldstärke in unseren MDTs erreicht bei einer am Draht anliegenden Hochspannung von 3,8 kV, erst bei 2 mm Drahtabstand den linearen Bereich. D.h. fast während der gesamten Driftstrecke befinden wir uns in dem hochgradig nichtlinearen Bereich des Gases. Dies kann bei nur geringen Änderungen der Hochspannung, zu großen Änderungen in der Driftzeit führen, was die Vorhersage des Durchgangsortes des Myons mit großen Fehlern belastet.

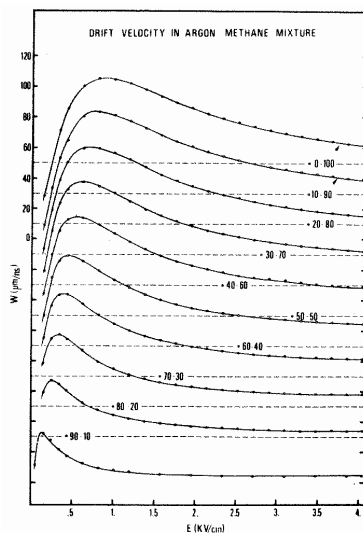


Abbildung 3.3: Driftgeschwindigkeit in verschiedenen Argon/Methan-Gasmischungen in Abhängigkeit der Feldstärke [5]

Aufgrund dieses höchst unerwünschten Verhaltens, gingen wir auf die Gasmischung  $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4 = 91/4/5$  über, die aus vorhergegangenen Studien bestens bekannt ist [12], [16]. Betrieben wurde dieses Gas zuerst bei einer Hochspannung von 3800 V, wobei die dabei entstehenden hohen Streamersignale, ein starkes Übersprechen in der Elektronik verursachten. Da außerdem, selbst bei 4000 V auch nur ein maximaler Streameranteil von ca. 60 % erreicht werden konnte<sup>3</sup>, wurde die Betriebsspannung mit 3600 V festgelegt. Die damit erreichte Gasverstärkung beträgt ca.  $(7,19 \pm 0,69) \cdot 10^4$ , womit, bei einer Diskriminatorschwelle von 20 mV, auf das ca.  $21. \pm 2$ . Elektron getriggert werden kann. Damit ergibt sich eine Einzelrohrauflösung von ca. 80  $\mu\text{m}$  [16].

<sup>3</sup>Wie schon in [12] beschrieben neigt dieses Gas selbst bei hohen Gasverstärkungen nur wenig zur Streamerbildung, weshalb es auch lange Zeit als Favorit für das ATLAS-Experiment galt

## 3.2 Zeitauflösung der Szintillatoren

### 3.2.1 Die High-Low-Schwelle

Da die Szintillationszähler, insbesondere der "Stab 1", den Zeitnullpunkt für den Durchgang des Myons vorgeben, wurde deren Zeitauflösung genauer untersucht.

Dazu wurde zunächst die Abhängigkeit der Pulshöhe, zum Durchgangsort des Myons entlang des Szintillators gemessen. Durch Absorption von Photonen innerhalb des Materials sowie durch Verluste bei der Totalreflexion, nimmt die Pulshöhe proportional mit wachsendem Abstand zum PM ab (siehe Abb. 3.4). Dies muß bei der Festlegung der Diskriminatorschwelle berücksichtigt werden um keine Pulse zu verlieren, die von fernem Ende des Szintillators kommen.

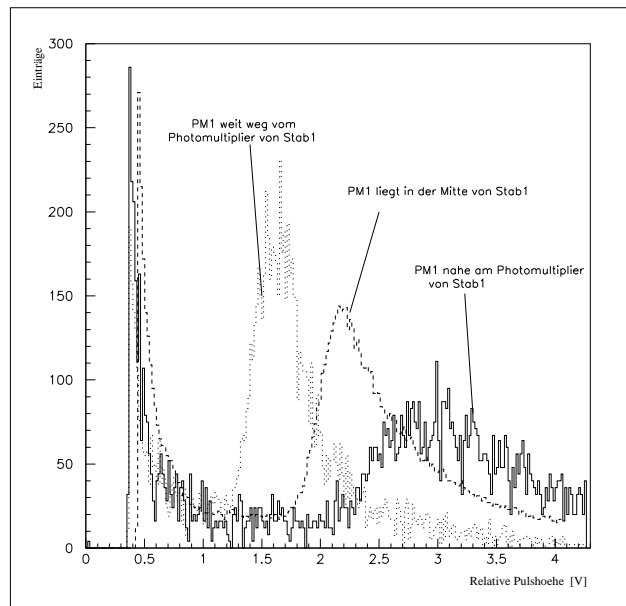


Abbildung 3.4: Energiespektren des Szintillators Stab 1 in Abhängigkeit des Durchgangs-ortes

Um die Zeitschwankung, die entsteht, wenn Signale verschiedener Größe die Diskriminatorschwelle überschreiten, zu minimieren, wurde die "High-Low-Schwelle" eingesetzt. Die hohe Diskriminatorschwelle ( $U_H$ ) legt fest, welcher Puls von einem kosmischen Myon stammt. Ein niedriger Puls überschreitet diese Diskriminatorschwelle um  $\Delta t$  später als ein hoher (siehe Abb. 3.5). Beim Überschreiten der niedrigen Schwelle ( $U_L$ ) ist der Zeitunterschied der beiden Pulse noch vernachlässigbar. Die niedrige Schwelle liegt jedoch noch innerhalb des Untergrundes durch thermisch ausgelöste Elektronen und würde die Totzeit



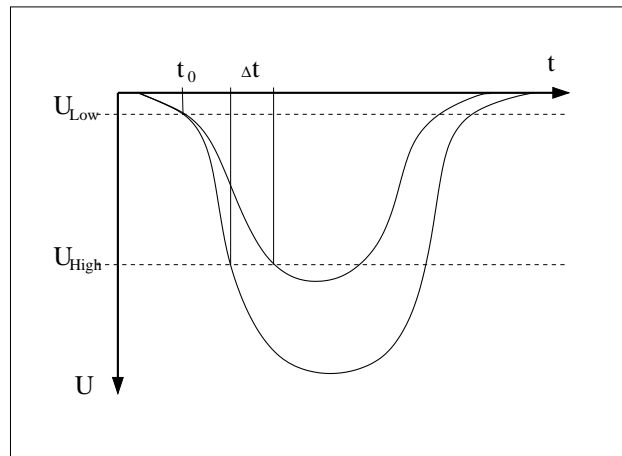


Abbildung 3.5: Vermeidung von Zeitschwankungen durch die High-Low-Schwelle

des Systems unnötig groß machen. Durch eine Koinzidenzforderung für die beiden Pulse wird der Untergrund unterdrückt, wobei zur Zeitmessung ( $t_0$ ) nur die niedrige Schwelle benutzt wird. In Testmessungen wurde dabei eine Zeitauflösung von besser als 500 ps für einen festen Meßpunkt entlang des Szintillators, erreicht.

### 3.2.2 Lichtlaufzeit innerhalb des Szintillators

Ein weiterer wichtiger Punkt der die Zeitauflösung beschränkt, ist die Lichtlaufzeit. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Photonen innerhalb des Szintillators wird dabei vom Brechungsindex des Materials bestimmt:

$$c_m = \frac{c_0}{n}, \quad (3.1)$$

wobei  $c_m$  die Lichtgeschwindigkeit im Medium und  $n$  den Brechungsindex bezeichnet.  $c_0$  ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Messungen ergaben, daß auf einer Länge von 70 cm, der Laufzeitunterschied  $\Delta t = 5$  ns beträgt (Abb. 3.6). Dies zeigt die Wichtigkeit einer Messung des Teilchendurchganges in Richtung des Drahtes (x-Koordinate). Dies kann durch Verwendung eines zweiten Szintillators, der auf der anderen Seite ausgelesen wird und eine anschließende Mittelwertbildung der beiden Zeitsignale verbessert werden. Weiterhin kann durch diese Laufzeitunterschiede auch eine zusätzliche Bestimmung der x-Koordinate erreicht werden.

Auch im Driftrohr haben die Signale eine gewisse Laufzeit. Da der Szintillator und die Driftrohre zur gleichen Seite hin ausgelesen wurden, ist nur die Differenz der beiden Laufzeiten relevant. Diese wurde in der folgenden Analyse vernachlässigt.

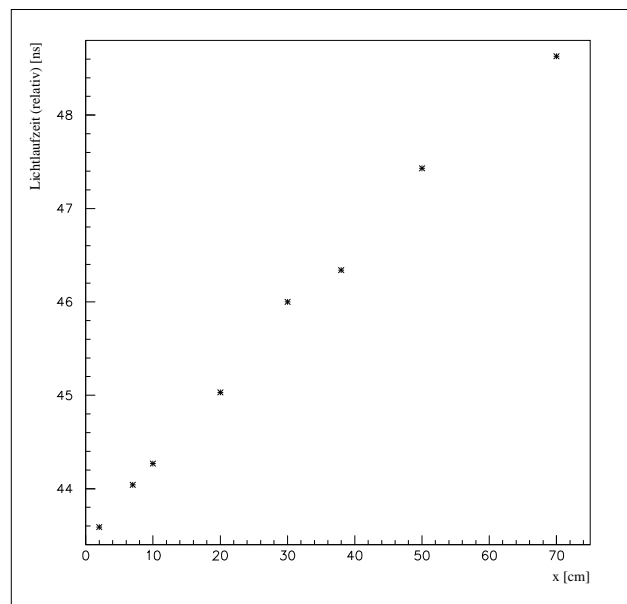


Abbildung 3.6: Lichtlaufzeit im Szintillators in Abhängigkeit des Durchgangsortes des kosmischen Myons

### 3.3 Zusammenfassung der Betriebsparameter

In Tabelle 3.2 sind die festgelegten Betriebsparameter des Teststandes zusammenfaßt, wie sie in den im folgenden beschriebenen Messungen verwendet wurden.

Detektor	Hochspannung [V]	Diskriminator-schwelle [mV]	Bemerkung
<b>Szintillationszähler:</b>			
Stab 1	1900	200 / 30	high / low - Schwelle
Panel 1+2	2200	200	
PM 1	900	30	frei im Aufbau positionierbar
<b>Hochdruckdriftrohre:</b>			
Referenz-MDTs	3600	20	Druck: 3,0 bar absolut
Test-MDT	3600	30	Druck: 3,0 bar absolut
<b>Streamerkammern:</b>			
x-Koord.	4700	150	Auslese über Kathodenstreifen
MS-Koord.	4700	20	Auslese an der Hochspannung

Tabelle 3.2: Betriebsparameter der Einzelkomponenten des Teststandes

## Kapitel 4

# Bestimmung der Ortsauflösung des Teststandes

Die Daten des Teststandes liegen zunächst nur in Form von Driftzeiten in den einzelnen Detektoren vor. Um daraus eine zuverlässige Spurrekonstruktion zu erreichen und die Ortsauflösung des Teststandes bestimmen zu können, ist die Durchführung einer Reihe von Schritten nötig. Diese Schritte werde ich im folgenden beschreiben sowie die Spurrekonstruktion und die Autokalibration erläutern. Es wird auf die Alignierung der Referenz-MDTs und die Teilchenselektion durch die Vielfachstreuung eingegangen. Es wird ein Vergleich der gemessenen Daten, mit den Monte-Carlo-Daten vorgenommen, um die Ortsauflösung in der Testebene zu bestimmen. Abschließend werden die Ergebnisse und die Fehler diskutiert.

### 4.1 Analyse der Driftzeitspektren

Die ersten Informationen aus den Rohdaten werden aus den Driftzeitspektren gewonnen. Diese gewinnt man aus den im Common-Stop-Mode aufgenommenen TDC-Spektren, indem man die Verzögerungszeit  $t_0$  des Stop-Signals von den gemessenen TDC-Zeiten  $\tau_j$  abzieht. Man erhält so die Driftzeit  $t_D$ . Da die Kabellängen und damit die Signallaufzeiten von Kanal zu Kanal variieren können, ist  $t_0$  für jeden Kanal verschieden und die Driftzeitspektren sind gegeneinander verschoben. Um die Driftzeiten der einzelnen Referenzrohre miteinander vergleichen zu können, müssen diese zueinander ausgerichtet werden. Dazu wird jeweils an die steigende Flanke des Spektrums eine Fermifunktion angepaßt (Abb. 4.1). Die Funktion hat die Form:

$$f_{fermi} = \frac{N}{1 + e^{-\frac{(t_D - \Delta t_0)}{T}}} \quad (4.1)$$

Der Parameter T als "Temperatur" legt die Steigung der Flanke fest und N ist die Anzahl der Ereignisse.  $\Delta t_0$  liegt auf halber Höhe der ansteigenden Flanke, der Fermifunktion.

Dieser Fit wird für jeden Kanal individuell durchgeführt und  $t_0$  um den Wert  $\Delta t_0$  korrigiert. Mit dem neuen  $t_0$  wird ein erneuter Fermifit durchgeführt. Diese Iteration wird solange wiederholt, bis  $\Delta t_0$  gegen den Wert 0 ns konvergiert hat. Der statistische Fehler von  $t_0$  liegt bei diesem Verfahren bei etwa 200 ps. Die maximale Driftzeit wurde durch einen ähnlichen Fermifit an das Ende des Driftzeitspektrums zu 485 ns bestimmt.

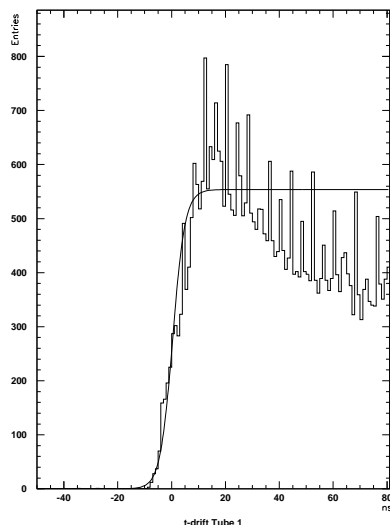


Abbildung 4.1: Steigende Flanke des Driftzeitspektrums eines Driftrohres mit der angepaßten Fermifunktion

Aus dem Driftzeitspektrum kann auch die Radius/Driftzeit-Beziehung  $r(t)$  gewonnen werden. Die Einträge  $N$  in einem Bin der Breite  $dt$  im Driftzeitspektrum entsprechen einem gewissen Radiusbereich  $dr$ , in dem die Driftzeit  $t$  beträgt. Durch numerische Integration kann man somit die  $rt$ -Relation berechnen. Dies entspricht der Lösung der Gleichung:

$$r(t) = \int_0^t N(t') dt' \quad (4.2)$$

Diese Integration liefert allerdings nur die richtige  $rt$ -Relation, wenn das Driftrohr gleichmäßig ausgeleuchtet war, so daß alle Radien mit gleicher Häufigkeit vorkommen.

Wie in Abb. 4.2 zu erkennen, waren im Testaufbau die  $rt$ -Relationen, die aus den einzelnen Driftzeitspektren gewonnen wurden, ziemlich unterschiedlich. Dies hat die Ursache darin, daß der Szintillator Stab 1 gerade so breit ist wie die untere MDT-Lage und eine gleichmäßige Ausleuchtung bestenfalls für Rohr 2 und 7 gegeben ist. Für den ersten Versuch der Spurrekonstruktion hat sich eine mittlere  $rt$ -Relation der jeweils fünf Einzelrohre eines Bündels bewährt. Diese wurde anschließend durch das Verfahren der Autokalibration iterativ verbessert (siehe Kapitel 4.4).

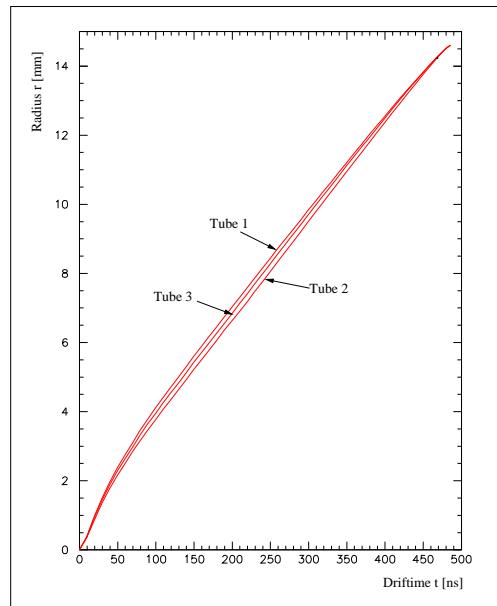


Abbildung 4.2:  $rt$ -Relationen verschiedener Rohre, gewonnen durch Integration des Driftzeitspektrums

## 4.2 Spurrekonstruktion

Durch das "Tracking" wird versucht, aus den Daten der Einzelrohre die Myonenspur zu rekonstruieren. Dazu werden die Driftzeiten der Referenz-MDTs, mittels der  $rt$ -Relation, jeweils in Radien umgewandelt und an diese eine Gerade der Form  $y = m \cdot z + c$  mit der üblichen  $\chi^2$ -Minimierung angepaßt (siehe Abb. 4.3). Bei der Spurrekonstruktion werden dabei nur Rohre berücksichtigt, bei denen der Trefferradius innerhalb von  $5\sigma_{\text{Auflösung}}$  zur berechneten Spur liegt. Aus der Güte des Fits errechnet sich eine Wahrscheinlichkeit, die nochmals gewichtet wird, je nachdem ob sich im Verlauf der Spur ein Rohr befand, das nicht gefeuert hat, oder das einen Treffer außerhalb von  $5\sigma_{\text{Auflösung}}$  zu verzeichnen hatte. Die wahrscheinlichste Spur wird dann als die richtige angenommen und zur weiteren Analyse verwendet [23].

Wie kann es zu diesen Treffern außerhalb von  $5\sigma_{\text{Auflösung}}$  kommen?

Zu kleine Driftradien können durch sogenannte  $\delta$ -Elektronen entstehen, die das Myon aus der Wand schlägt und die ihrerseits wieder eine Ionisationsspur erzeugen. Dadurch wird eine zu kurze Driftzeit gemessen, wenn das  $\delta$ -Ray in Richtung Draht fliegt [12]. Zu große Driftradien können durch ungleichmäßige Signalformen entstehen, bei denen der erste Puls die Diskriminatorschwelle nicht überschreitet (siehe Abb. 4.4). Da das resultierende Signal eine Überlagerung von Signalen einzelner Elektronencluster ist, kann vor allem bei Spuren nahe am Draht ein solches Signal entstehen, wenn die zur Überschreitung der Diskriminatorschwelle nötigen Cluster weit voneinander entfernt sind.

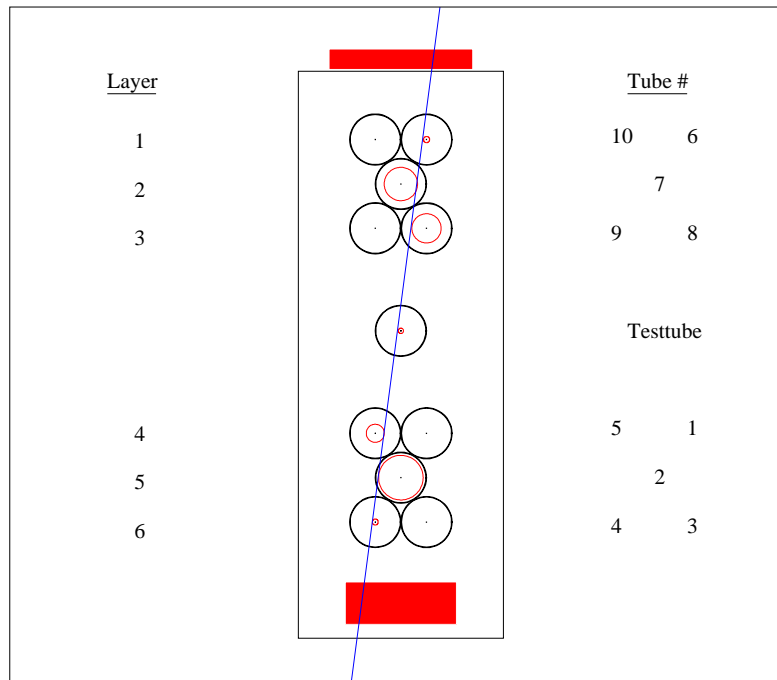


Abbildung 4.3: Spurrekonstruktion in den Referenzrohren mit Erläuterung der Nomenklatur. Oben die Streamerkammer zur Bestimmung der x-Koordinate und unten der Szintillator zur Bestimmung des Zeitnullpunktes.

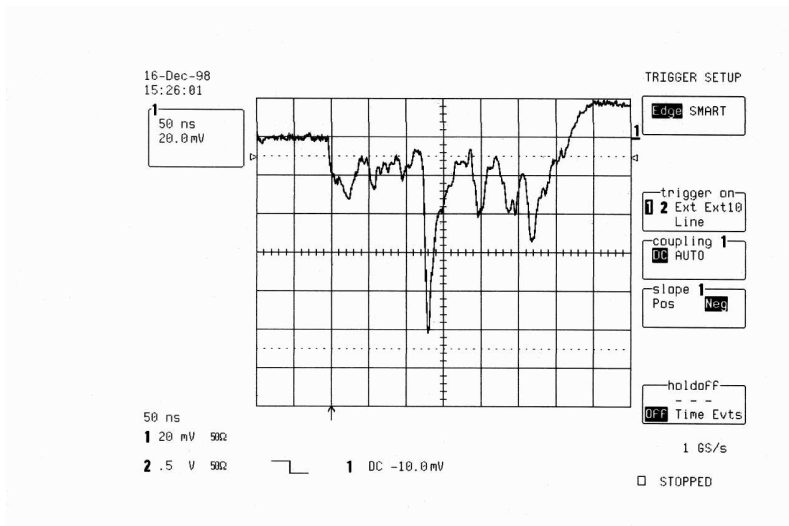


Abbildung 4.4: Signalformen von Driftrohren, die eine falsche Zeitinformation geben, da das erste Signal die Diskriminatorschwelle nicht überschreitet

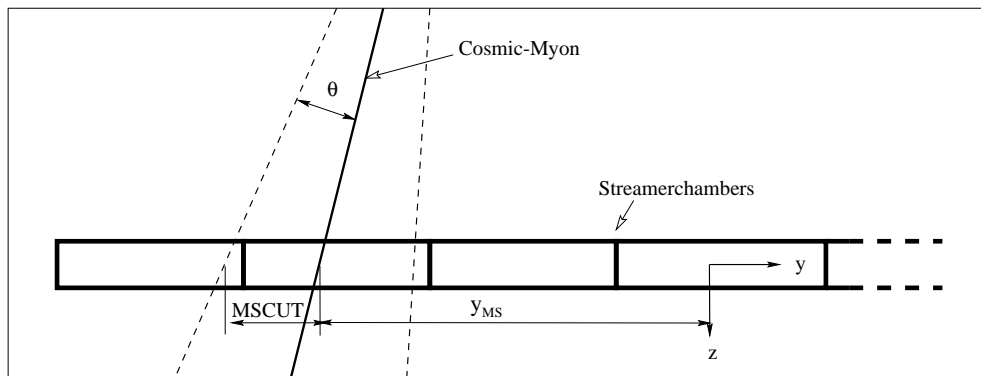


Abbildung 4.5: Illustration der Selektion durch Vielfachstreuung und Erläuterung der Variablen

Es ist leicht einzusehen, daß die Güte des Fits stark von der Güte der  $rt$ -Relation abhängt. Werden aufgrund einer falschen  $rt$ -Relation die Radien falsch bestimmt, sinkt die Güte des Fits und die Abweichung der rekonstruierten Spur von den bestimmten Radien wird größer. Diesen Abstand nennt man auch das "Residuum".

### 4.3 Selektion durch Vielfachstreuung

Nachdem die Myonenspur durch die Referenzdriftrohre rekonstruiert wurde, kann diese in die Ebene der Streamerkammern zur Bestimmung der MS-Koordinate  $y_{MS}$  verlängert werden. Es wird überprüft, ob im Bereich  $y_{MS} \pm MSCUT$  ein Streamerabschnitt angesprochen hat. Liegt der Streamerhit außerhalb dieses Bereiches, wird das Ereignis verworfen.  $MSCUT$  ist dabei eine frei wählbare Konstante, die die Energieselektion beschreibt. Sie errechnet sich aus dem mittleren Vielfachstreuwinkel  $\theta(p)$  und dem Abstand Absorber - MS-Streamerkmern (siehe Abb. 4.5). In Tabelle 4.1 sind einige Werte für  $MSCUT$  mit den entsprechenden Myonimpulsen  $p$  dargestellt.

Impuls $p$ [GeV/c]	0,3	0,6	1,0	1,4	1,8	2,2	2,6
$MSCUT$ [mm]	176	87	52	37	29	24	20

Tabelle 4.1: Auswahl von Myonimpulsen mit den zugehörigen Werten für  $MSCUT$

Bei der Ereignisauswahl wurde  $MSCUT = 40\text{mm}$  angewandt. Das bedeutet, daß Myonen mit einem Impuls von weniger als ca. 1,2 GeV mit einer Wahrscheinlichkeit von 68 % verworfen werden. Es soll nochmals wiederholt werden, daß diese Art von Selektion keinen scharfen Energieschnitt darstellt, sondern nur das Impulsspektrum der verwendeten Myonen härter macht. Siehe dazu auch Kapitel 2.6.



Im Testaufbau konnten ca. 30 % der getriggerten Ereignisse rekonstruiert werden, wenn Treffer in mindestens 4 Lagen der Referenzrohre verlangt wurden. Diese Zahl ist ganz gut mit der erwarteten Zahl von 26 % zu vereinbaren, die sich ergibt, wenn man die Fläche und den Raumwinkel des Triggers mit dem der Referenzrohre vergleicht. Wenn man den Schnitt auf die Vielfachstreuung anwendet, reduziert sich diese Zahl nochmals um den Faktor 3. Auch das läßt sich mit der Theorie mittels des erwarteten Energiespektrums und der Effizienz der Streamerauslese gut vereinbaren.

## 4.4 Autokalibration

Das Verfahren der Autokalibration wurde entwickelt, um im ATLAS-Detektor eine Kalibration der  $rt$ -Relation ohne ein externes Referenzsystems durchführen zu können. Es soll auch während des Betriebes eingesetzt werden, um eine Veränderung der Betriebsparameter ausgleichen zu können. Durch die Kenntnis der Detektorgeometrie und die Verwendung von mehreren Lagen von Driftrohren kann eine bestehende  $rt$ -Relation verbessert werden, da die Spur eines Myons durch Messung in drei Rohrlagen überbestimmt ist. Die Genauigkeit der Start- $rt$ -Relation bleibt dabei ohne großen Einfluß auf das Endergebnis.

Bei der Autokalibration handelt es sich um ein iteratives Verfahren, das eine vorläufige  $rt$ -Relation benutzt, um eine Spurrekonstruktion durchzuführen. Aus den Residuen läßt sich die Güte der verwendeten  $rt$ -Relation ablesen. Mit der richtigen  $rt$ -Relation sollten die Verteilungen der Residuen um die Null zentriert sein. Zur Korrektur werden die berechneten Residuen in einem Histogramm gegen die gemessene Driftzeit aufgetragen. Der Abstand der Verteilung von der Nulllinie ergibt die Korrektur der  $rt$ -Relation für die jeweilige Driftzeit. Mit der damit entstandenen neuen  $rt$ -Relation wird das obige Verfahren solange wiederholt, bis sich eine Konvergenz einstellt. Zu Einzelheiten zur Zuverlässigkeit und den Minimalanforderungen an die Autokalibration siehe [17].

Bei unseren Testmessungen wurde für jedes Rohrbündel eine separate Autokalibration durchgeführt, wobei sich das Verfahren als äußerst stabil erwies. Selbst bei anfänglich großer Streuung der Residuen, wurde nach 6-8 Iterationsschritten eine stabile  $rt$ -Relation erreicht. Die dann noch vorhandenen Breiten der Residuen ließen sich mit der in [16] beschriebenen Einzelrohrauflösung von ca.  $80 \mu\text{m}$  in Einklang bringen. Abb. 4.6 zeigt eine Residuenverteilung aufgetragen gegen die Driftzeit  $t_D$  vor bzw. nach Durchführung der Autokalibration.

## 4.5 Geometrische Ausrichtung der Referenzrohre

Für die richtige Bestimmung der  $rt$ -Relation ist auch eine präzise Kenntnis der Drahtpositionen vonnöten. Das vorläufige Alignment wurde mit Hilfe der geometrischen Verhältnisse der Rohre in der Prüfhaltung, sowie den Ergebnissen der Röntgenuntersuchung gemacht. Eine genaue Ausrichtung erfolgte mittels der Offline-Software.

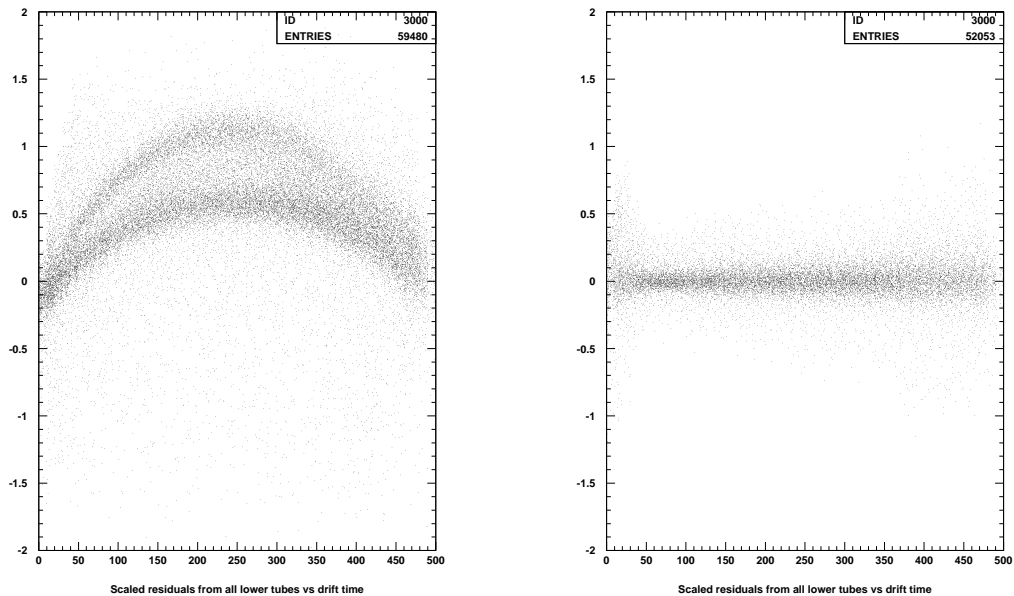


Abbildung 4.6: Residuen vor und nach der Autokalibration (Abszisse: Driftzeit in ns, Ordinate: Residuum in mm). Die Bänder in der linken Abbildung entsprechen dabei den verschiedenen Driftrohren.

Betrachtet wurden dabei wieder die Verteilungen der Residuen, jedoch diesmal für jedes Rohr einzeln. Dabei wurden nur rekonstruierte Spuren verwendet, die in jeder der 6 Referenzlagen einen Treffer hatten. Dadurch wird erreicht, daß die Residuen durch die Überbestimmtheit stärker mit den jeweiligen Drahtpositionen korreliert sind. Mit einen zusätzlichen Schnitt auf die Streamerkammern sowie der Durchführung der Messung ohne Testrohr, wird gewährleistet, daß die Myonenspur auch wirklich in guter Näherung eine Gerade darstellt und nicht durch Vielfachstreuung verfälscht wird. Die Effizienz reduzierte sich dabei auf ca. 2 % der getriggerten Ereignisse. Auch dies läßt sich mit den geometrischen Verhältnissen gut vereinbaren.

Die Residuen sollten im Idealfall symmetrisch um die Null herum verteilt sein. Aus der Abweichung des Mittelwertes der Residuen wird eine Korrektur der Drahtposition in  $y$ -Richtung bestimmt, die in der Geometriedatenbank verändert wird. Dabei ist jedoch zu beachten, daß schon die Abweichung eines Drahtes von seiner nominellen Position eine Verschiebung der Residuen aller Rohre bewirkt, bei denen das betreffende Rohr in der Spurrekonstruktion beteiligt ist. Die jeweilige Korrektur muß somit sehr behutsam und in vielen Iterationsschritten durchgeführt werden. Vor allem sollten nicht zu viele Drähte gleichzeitig verschoben werden.

Da die Geometrie der Rohre wiederum Einfluß auf die  $rt$ -Relation hat, muß nach Erreichen von gut zentrierten Residuen wieder eine Autokalibration durchgeführt werden. Dadurch kommt es wieder zu einer Verschiebung der Residuen und das obige Verfahren muß wiederholt werden.

In unserem Testaufbau wurden nach ca. 25 Iterationsschritten und drei Durchläufen der Autokalibration eine durchschnittliche Abweichung der Mittelwerte der Residuen von  $0,4 \mu\text{m}$  erreicht. Aus der Streuung der Mittelwerte wurde ein systematischer Fehler von  $1,2 \mu\text{m}$  abgeschätzt. Die endgültigen Residuen sind in Abb. 4.9 dargestellt, sowie in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Eine genaue Diskussion der Ergebnisse folgt in Kapitel 4.7.

Rohr #	Mittelwert [ $\mu\text{m}$ ]	stat. Fehler [ $\mu\text{m}$ ]	Breite [ $\mu\text{m}$ ]	stat. Fehler [ $\mu\text{m}$ ]	Lage
1	+1,9	$\pm 1,2$	79,6	$\pm 0,9$	4
2	+0,5	$\pm 0,8$	76,3	$\pm 0,6$	5
3	-0,9	$\pm 1,2$	73,6	$\pm 0,9$	6
4	-0,2	$\pm 1,2$	70,2	$\pm 0,9$	6
5	+1,8	$\pm 1,2$	76,4	$\pm 0,9$	4
6	+1,8	$\pm 1,2$	72,5	$\pm 0,9$	1
7	-1,0	$\pm 0,8$	72,0	$\pm 0,6$	2
8	-1,3	$\pm 1,2$	73,1	$\pm 0,9$	3
9	+1,3	$\pm 1,2$	70,0	$\pm 0,9$	3
10	+0,4	$\pm 1,2$	67,9	$\pm 0,9$	1

Tabelle 4.2: Mittelwerte und Breiten der Residuenverteilungen und ihre statistischen Fehler nach dem Alignment (ohne Testrohr, mit MS-Schnitt)

## 4.6 Bestimmung der Ortsauflösung des Teststandes

Nachdem beim Alignment der Rohre nur die Mittelwerte der Residuenverteilungen betrachtet wurden, wurde die Ortsauflösung des Teststandes aus deren Breite und einem Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Da die wahre Myonenspur in der Simulation bekannt ist, gibt die Breite der Residuen in der Testebene (wahrer Ort - vorhergesagter Ort) direkt die Vorhersagegenauigkeit des Teststandes wieder.

Die verschiedenen Residuenbreiten für die einzelnen Lagen rührt daher, daß der Einfluß der zu fittenden Meßpunkte auf das Ergebnis des Fits, von der geometrischen Lage der Meßebenen zueinander abhängt. Ein Punkt in einer äußeren Lage hat im Fit einen längeren Hebelarm als ein innerer Meßpunkt. Da der Teststand symmetrisch aufgebaut ist, sollten die Breiten für jeweils zwei Lagen (1-6, 2-5, 3-4) gleich sein. Zur Nomenklatur der Lagen und Rohre siehe Abb. 4.3.

In der Monte-Carlo-Simulation wurden die Residuenverteilungen für jede Einzellege, jeweils für verschiedene Einzelrohrauflösungen simuliert und die erreichte Genauigkeit der Vorhersage für die Einzelspur in der Testebene bestimmt [9].

Der Vergleich wurde für eine Meßreihe ohne und eine mit Testrohr, jeweils vor und nach dem Schnitt auf die Vielfachstreuung durchgeführt. Der vierfache Vergleich diente dabei vor allem einer Konsistenzprüfung Monte-Carlo  $\Leftrightarrow$  Messung.

Bei den gemessenen Daten (Abb. 4.9) sollten die Residuen der Rohre 1+5+8+9, 2+7, sowie 3+4+6+10, aus oben beschriebenen geometrischen Gründen jeweils übereinstimmen. Es wurde jeweils ein Mittelwert gebildet und aus der Streuung der Meßwerte der systematische Fehler abgeschätzt. Der statistische Fehler kann im Vergleich mit dem systematischen Fehler vernachlässigt werden und ist bei allen Verteilungen kleiner als  $0,9 \mu\text{m}$ . Die beste Übereinstimmung wurde für einen Monte-Carlo-Datensatz mit einer durchschnittlichen Einzelrohrauflösung von  $88 \mu\text{m}$  erreicht und ist in Abb. 4.8 für die verschiedenen Lagen dargestellt. Der Fehler ist zu gleichen Teilen aus Statistik und Systematik zusammengesetzt [9].

Der direkte Vergleich der gemessenen Daten mit den Monte-Carlo-Ergebnissen ist in Tabelle 4.3 mit den jeweiligen Fehlern dargestellt (siehe dazu auch Abb. 4.9) und wird in Kapitel 4.7 diskutiert.

Die Monte-Carlo-Rechnung sagt eine Genauigkeit der Spurvorhersage in der Testebene von  $39,9 \mu\text{m}$  ohne Testrohr, bzw.  $43,1 \mu\text{m}$  mit Testrohr, jeweils nach Anwendung des Schnittes auf die Vielfachstreuung voraus, wobei der statistische Fehler jeweils  $\pm 0,1 \mu\text{m}$  beträgt.

<u>run#87</u> : <b>No Testtube</b>				
	Lage	Meßdaten [ $\mu\text{m}$ ]	Monte-Carlo [ $\mu\text{m}$ ]	Vorhersagegenauigkeit in der Testebene [ $\mu\text{m}$ ]
No-Cut	1+6	$77,1 \pm 1,7$	$75,1 \pm 0,2$	$44,0 \pm 0,1$
	2+5	$77,7 \pm 1,4$	$75,0 \pm 0,4$	
	3+4	$84,4 \pm 3,2$	$81,4 \pm 0,3$	
MS-Cut	1+6	$71,1 \pm 2,5$	$70,8 \pm 0,2$	$39,9 \pm 0,1$
	2+5	$74,2 \pm 3,0$	$74,2 \pm 0,4$	
	3+4	$74,8 \pm 4,1$	$77,6 \pm 0,2$	
<u>run#94</u> : <b>With Testtube</b>				
	Lage	Meßdaten [ $\mu\text{m}$ ]	Monte-Carlo [ $\mu\text{m}$ ]	Vorhersagegenauigkeit in der Testebene [ $\mu\text{m}$ ]
No-Cut	1+6	$82,9 \pm 2,1$	$75,7 \pm 0,2$	$50,3 \pm 0,1$
	2+5	$82,5 \pm 4,4$	$75,1 \pm 0,4$	
	3+4	$87,1 \pm 4,6$	$81,8 \pm 0,2$	
MS-Cut	1+6	$77,3 \pm 1,5$	$71,1 \pm 0,2$	$43,1 \pm 0,1$
	2+5	$79,0 \pm 6,5$	$74,2 \pm 0,4$	
	3+4	$81,2 \pm 5,6$	$77,9 \pm 0,2$	

Tabelle 4.3: Breite der Residuenverteilungen für verschiedenen Lagen der Referenz-MDTs; Vergleich der experimentellen mit den Monte-Carlo-Daten

## 4.7 Diskussion der Fehler

Auffallend sind bei der Betrachtung der Residuenverteilungen der Einzelrohre (Tab. 4.2), die Abweichungen der Mittelwerte von der Null, die unterschiedlichen Breiten der Residuen für Rohre in einer äquivalenten Position und die dadurch entstehenden systematischen Fehler. Die Ursache konnte nicht mehr ganz geklärt werden, ist jedoch voraussichtlich im nicht ganz perfekten Alignment zu suchen, da eine Korrelation zwischen den Breiten und den Mittelwerten der Residuen zu erkennen ist.

Die Abweichungen können entstehen, wenn durch "schrägen" bzw. nicht parallelen Einbau der Rohre die  $y$ -Position an den beiden Enden nicht gleich ist, oder wenn der Draht noch in  $z$ -Richtung verschoben ist.

Bei unserem Alignment mit den vorliegenden Daten kann leider keine zuverlässige Aussage über die Variation der Drahtposition entlang der  $x$ -Achse getroffen werden. Es liegen zwar Informationen entlang dieser Koordinate durch die Streamerkammer oberhalb der Rohrbündel vor, jedoch eine Betrachtung der Residuen mit Schnitten auf die  $x$ -Koordinate läßt keine klare Systematik erkennen, da die Statistik ziemlich schlecht wird und die Aussagekraft der Residuenverteilungen dadurch gering ist. Für eine weitere Nutzung des Teststandes sollte deshalb ein Alignment mit einer längeren Messung durchgeführt werden.

Um ein Alignment in der  $z$ -Koordinate durchführen zu können, müßte ein größerer Winkelbereich der einfallenden Myonen um die vertikale Achse betrachtet werden, der allerdings im Testaufbau nicht zur Verfügung steht. Dies ist jedoch nicht von primärer Wichtigkeit, da eine Abweichung der realen zur nominellen Drahtposition in vertikaler Richtung nur proportional zum Sinus des Einfallswinkels  $\theta$  ist, was in unserem Fall von  $\theta = \pm 10^\circ$  bewirkt, daß die vertikale Versetzung nur mit einem Gewicht von 0,17 in den Spurfit eingeht.

### 4.7.1 Anmerkung zur Monte-Carlo-Simulation

Bei Betrachtung der Tabelle 4.3 fällt auf, daß die Breite der Residuenverteilungen bei der Messung mit Testrohr, wesentlich breiter sind als ohne Testrohr. In der Monte-Carlo-Simulation tritt dieser Unterschied nur sehr gering zu Tage.

Daß zusätzlicher Materialeintrag in der Testebene auch verstärkt Vielfachstreuung verursachen sollte, scheinen die Meßdaten auch zu bestätigen. In der Simulation ist dieser Effekt sehr viel schwächer ausgeprägt. Die Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit in der Monte-Carlo-Simulation von  $4 \mu\text{m}$  (ohne Testrohr) auf  $7 \mu\text{m}$  (mit Testrohr), wenn jeweils der Schnitt auf die Vielfachstreuung angewendet wird, ist dabei etwas überraschend (siehe auch Kapitel 4.8).

Da bei der Messung nur ein Datensatz ohne Testrohr vorliegt, und dieser in einem zeitlichen Abstand von zwei Wochen zu den Datensätzen mit Testrohr aufgezeichnet wurde, kann auch nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden, daß die Differenz in den Residuen zwischen Run #87 und Run #94, ihre Ursache in Temperaturschwankungen im Labor hat.

Da der Vergleich Monte-Carlo  $\Leftrightarrow$  Messung für Run #87 jedoch recht gut übereinstimmt, werden die von der Simulation berechneten Vorhersagegenauigkeiten in der Testebene im Weiteren benutzt.

#### 4.7.2 Anmerkung zur Stabilität der rt-Relation und von $t_0$

In unseren Analysen wurde für jede Messung eine neue  $t_0$  Korrektur und eine neue Autokalibration durchgeführt. Die verschiedenen Werte für  $t_0$  variieren bis zu 2 ns (siehe Abb. 4.7) und die rt-Relationen unterscheiden sich in den Mittelwerten um bis zu ca. 25  $\mu\text{m}$ . Bei systematischen Untersuchungen mit den gemittelten rt-Relationen und gemittelten Werten für  $t_0$  kann eine Auswirkung in der Breite der Residuen erkannt werden.

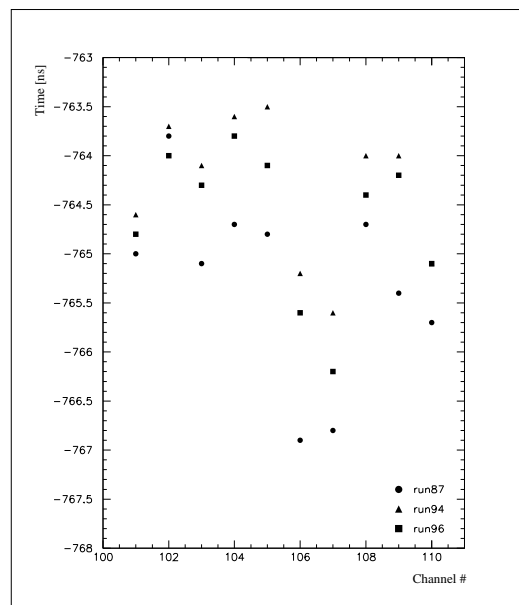


Abbildung 4.7: Die Werte der  $t_0$ 's der einzelnen Rohre im Vergleich für die einzelnen Meßreihen

Da an der Apparatur und an der Elektronik nichts verändert wurde sind diese Abweichungen wohl mit einer Druck- und Temperaturänderung zu begründen. Die rt-Relation und damit auch die  $t_0$ 's sind sehr stark von den Dripteigenschaften des Gases abhängig. Diese sind maßgeblich von der Dichte des Gases abhängig, die sich jedoch mit Druck und Temperatur ändert. Aufgrund dieser Überlegungen sollte man deshalb eine Kompensation der Temperatur über den Druck anstreben, um die Dichte des Gases konstant zu halten. Eine Untersuchung dieses Zusammenhanges wird in [19] beschrieben.

Im Labor wurden keinerlei Temperaturregulierungen durchgeführt und da die Datennahmen jeweils über mehrere Tage liefen und zwischen der ersten und der letzten Messung

ein Zeitunterschied von 2 Wochen liegt, kann ein klimatischer Wechsel diese Variationen durchaus hervorgerufen haben. Vor allem ist zu bemerken, daß die Unterschiede zwischen Run #94 und Run #96 im Vergleich zu Run #87 geringer sind, und diese Daten auch im Laufe einer Woche genommen wurden. Die Druckstabilisierung von  $p = (3,00 \pm 0,03)$  bar, die mit dem zur Verfügung stehenden Druckregler erreicht werden kann, ist nicht gut genug um die Drifteigenschaften des Gases konstant zu halten. Im ATLAS-Experiment wird gefordert, daß der Druck auf 0,2 % genau geregelt werden muß [1]. Leider liegen keine Daten über Druck und Temperatur aus der "Slow-Control" vor.

Mit den oben genannten Unsicherheiten kann ansatzweise auch die Tatsache erklärt werden, daß die in [16] gemessene durchschnittliche Einzelrohrauflösung von ca.  $80 \mu\text{m}$ , um ca. 10 % nicht erreicht wurde.

## 4.8 Wirkung des Schnittes auf die Vielfachstreuung

Als erstes ist festzustellen, daß die Zahl der rekonstruierten Ereignisse mit der Anwendung des MS-Schnittes um einen Faktor 3 abnimmt. Bei einem Run mit kurzer Meßdauer kann dies Probleme in der Statistik machen.

Es ist eine allgemeine Verbesserung der Residuenbreite von  $(7,7 \pm 2,6)$  % zu erkennen. Dabei wird der statistische Fehler um ca. 50 % größer, was jedoch bei ausreichend langer Meßdauer zu vernachlässigen ist, da er weit unterhalb des systematischen Fehlers liegt. Bei längerer Meßdauer ist jedoch auf eine stabile Umgebungstemperatur und genaue Druckregelung zu achten.

Die Genauigkeit der Vorhersage in der Testebene wird ohne Testrohr um ca.  $4 \mu\text{m}$  besser, was immerhin 10,3 % entspricht. Wenn ein Testrohr im Prüfstand liegt, wird die Vorhersage sogar fast  $7 \mu\text{m}$  bzw. 16,7 % besser. Diese Steigerung ist damit zu erklären, daß wenn wenig Materie im Teststand vorhanden ist, die Vielfachstreuung auch nur einen geringen Einfluß auf die Genauigkeit hat. Deshalb kann auch der Schnitt nicht viel Wirkung zeigen. Wenn die Vielfachstreuung durch die zusätzliche Materie des Testrohres jedoch größer wird, kann mit dem Schnitt die Auswirkung der Vielfachstreuung stärker gedämpft werden und wieder fast die Auflösung erreicht werden, die ohne Testrohr vorhergesagt wurde.

Als Grenzwert vergleiche man die Resultate mit dem Wert von ca.  $36 \mu\text{m}$ , der aus der Ortsbestimmung mit sechs Meßpunkten hervorgeht, wenn jeder eine Genauigkeit von  $88 \mu\text{m}$  hat und die Vielfachstreuung vernachlässigt wird.

Man kann also feststellen, daß die Härtung des Energiespektrums auf diese Weise recht gut funktioniert und auch eine deutliche Wirkung zeigt. Vor allem an dem großen Cosmic-Ray-Teststand für die ATLAS-Kammern ist zu erwarten, daß der Schnitt eine noch größere Wirkung zeigt, da das zwischen die Referenzkammern eingebracht Material, in Form der zu testenden Kammer, ein Vielfaches mehr an Streuung produziert, als bei einem Testrohr festzustellen ist.

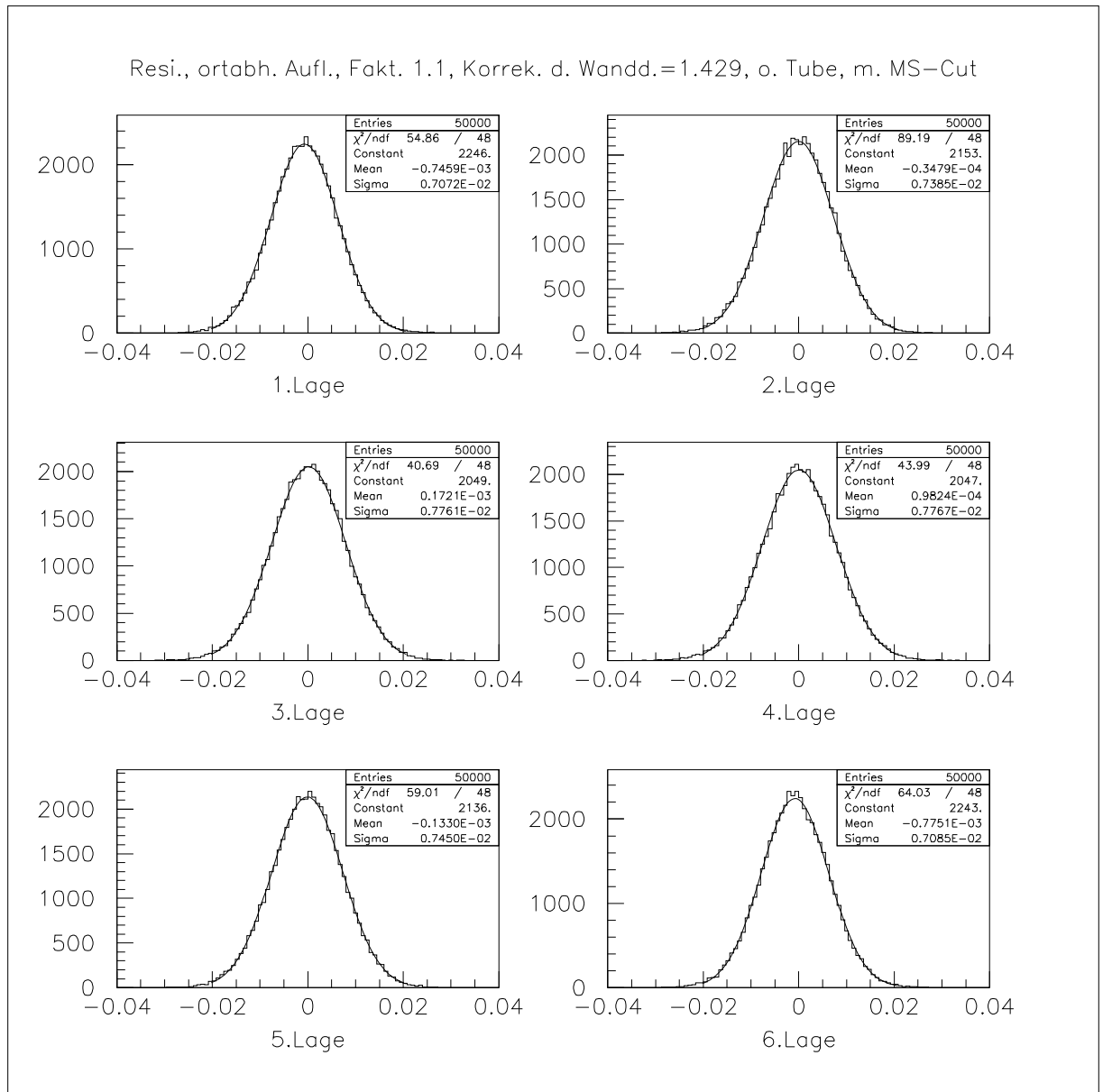


Abbildung 4.8: **Monte-Carlo-Simulation:** Residuenverteilungen für die Einzellagen (ohne Testrohr, mit MS-Schnitt), Abszissen in cm



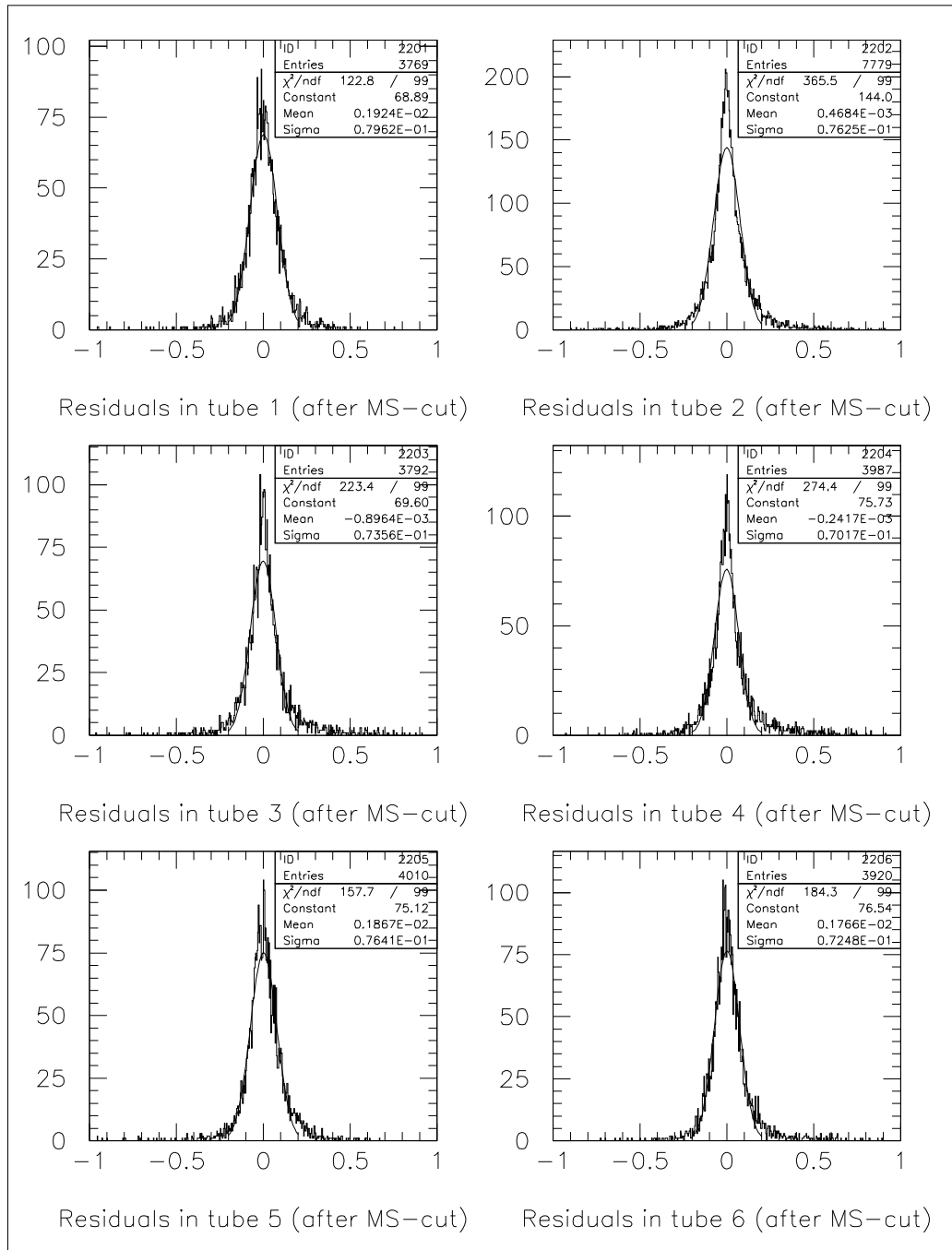


Abbildung 4.9: Residuenverteilungen der Referenz-MDTs (Tube 1-6) nach dem Alignment (ohne Testrohr, mit MS-Schnitt), Abszissen in mm

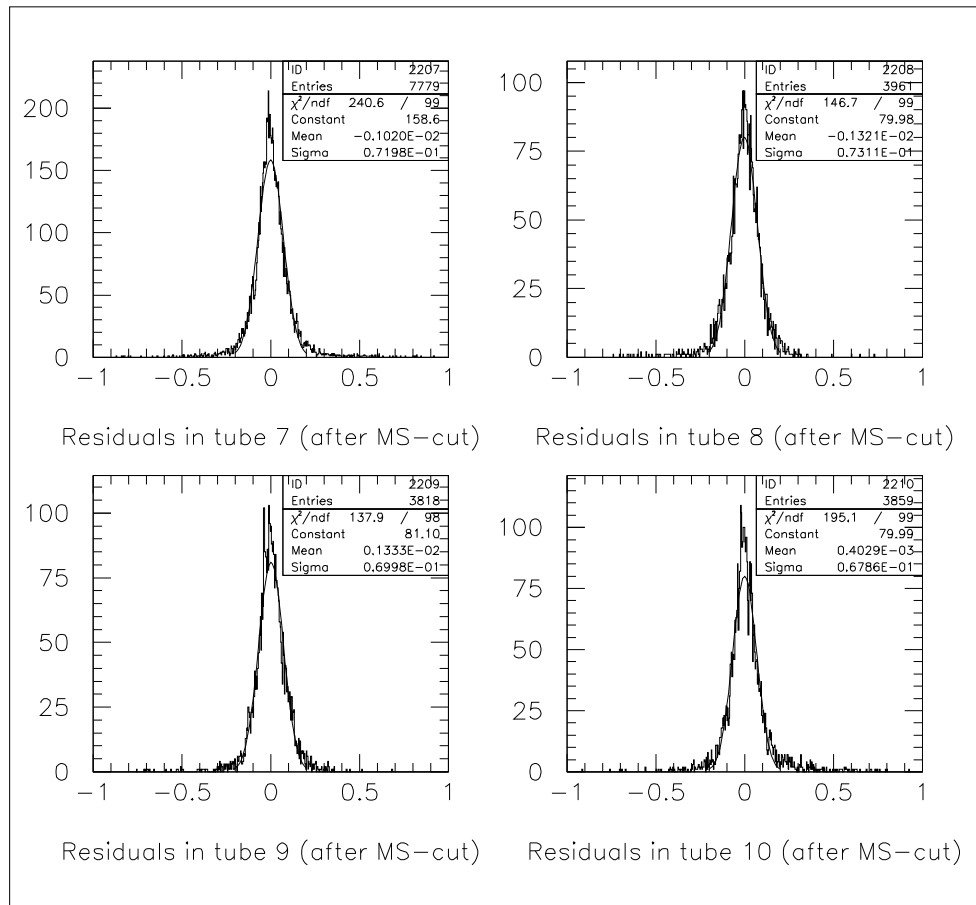


Abbildung 4.10: Residuenverteilungen der Referenz-MDTs (Tube 7-10) nach dem Alignment (ohne Testrohr, mit MS-Schnitt), Abszissen in mm



# Kapitel 5

## Messungen am Teststand

Nachdem die Ortsauflösung des Teststandes bestimmt wurde, kann man sich nun daran machen, den Teststand als externes Referenzsystem zur Spurbestimmung zu benutzen und einen Testdetektor zu vermessen. Der Testdetektor war in den im folgenden beschriebenen Messungen ein weiteres Hochdruckdriftrohr vom Prodvino-Typ. Es wurde in die Testebene eingebaut und in einer ersten Messung die Position des Drahtes bestimmt. Anschließend wurde das Testrohr um  $200 \mu\text{m}$  in y-Richtung verschoben und wieder die Drahtposition gemessen. Wie genau die Verschiebung in den Daten nachgewiesen werden konnte, sowie die Bestimmung der Ortsauflösung des Testrohres, soll in diesem Kapitel beschrieben werden.

### 5.1 Messung der Drahtposition

#### 5.1.1 Die Methode und der Meßaufbau

Die Drahtposition wird aus einem Histogramm bestimmt, in dem der aus dem Tracking rekonstruierte Durchgangsort in der Testebene  $y_{Track}$  aufgetragen ist, gegen die gemessene Driftzeit  $t_D$  des Testrohres. Es ergibt sich eine V-förmige Verteilung, die der  $rt$ -Relation des Testrohres entspricht (siehe Abb. 5.1). Die Breite der zeitlichen Verteilung, bei einem festen Ort  $y_{Track}$  ergibt außerdem die Auflösung des Testrohres, gefaltet mit der Auflösung des Teststandes. Die Symmetrieachse dieser V-Verteilung kennzeichnet wahre Drahtposition.

Zur Bestimmung der Symmetrieachse werden für feste Abstände entlang der Ortsachse Gaußkurven an die Driftzeitverteilung gefittet. An die Mittelwerte dieser Gaußverteilungen wird dann ein Betragspolynom der Form

$$t(r) = \sum_{i=0}^n a_i |(r - r_0)^i| \quad (5.1)$$

angepaßt, wobei  $n$  den Grad des Polynoms bestimmt. In der Forderung nach den Betrag kommt dabei zu Ausdruck, daß die  $rt$ -Relation symmetrisch für die beiden Rohrhälften

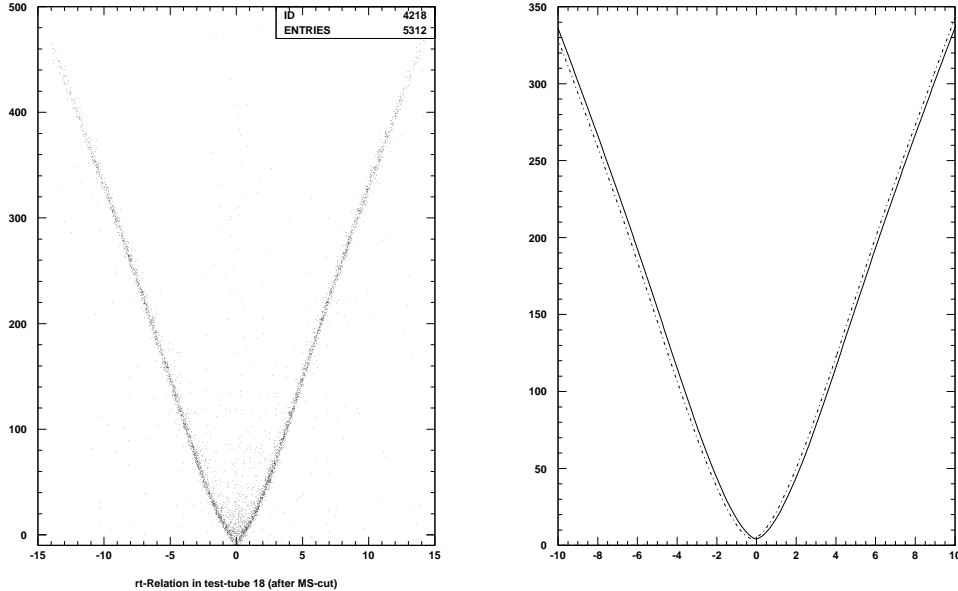


Abbildung 5.1: links: Aufgenommene  $rt$ -Relation des Testrohres; rechts: Die Fit-Funktionen an die  $rt$ -Relationen (Betragspolynom 10. Grades) für das verschobene und das unverschobene Rohr. Deutlich zu sehen ist die Verschiebung um  $200 \mu\text{m}$ . (Abszisse: Rekonstruierter Durchgangsort  $y_{Track}/[\text{mm}]$ , Ordinate: Driftzeit  $t_D/[\text{ns}]$ )

sein sollte.  $r_0$  kennzeichnet die Symmetrieachse der Funktion und stellt die wahre Drahtposition dar.

In der Testmessung lag das Testrohr auf beiden Seiten in einer V-förmigen Halterung und wurde mittels eines Styroporblockes gegen zwei Referenzflächen gepresst. Die Gasversorgung lief parallel zu den beiden Referenz-Bündeln und die Auslese erfolgte mittels eines L3-Vorverstärkers der zur Abschirmung in ein Metallgehäuse montiert war und auf den Anschlußpin gesteckt werden konnte. Auch der HV-Anschluß erfolgte mittels eines abgeschirmten Anschlusses. Die Verschiebung des Testrohres wurde mit vier Metallblechen verwirklicht, die vorher mit einer Mikrometerschraube nachgemessen wurden und eine Dicke von  $(200 \pm 1) \mu\text{m}$  hatten. Sie wurden in die Befestigung der Halterung für das Mittelrohr eingeschoben.

Es wurden drei Messungen durchgeführt. Eine mit unverschobenem Rohr (Run # 94), eine mit einer Verschiebung um  $200 \mu\text{m}$  (Run # 96) und eine mit dem Rohr, zurückverschoben in die Ausgangslage (Run # 99). Dies diente der nochmaligen Kontrolle der Apparatur.

### 5.1.2 Ergebnisse der Messung

Um die Systematik der Methode zu untersuchen, wurde der Fit an zwei verschiedenen Histogrammen mit verschiedenem Binning, sowie mit jeweils zwei verschiedenen Polynomgraden, ohne und mit Schnitt auf die Vielfachstreuung durchgeführt. Die Aufteilung der Ortsachse des Histogramms erfolgte in 300 bzw. 90 Bins mit jeweils  $100 \mu\text{m}$  bzw.  $333 \mu\text{m}$  Breite. Außerdem wurde ein direkter Fit an die Datenpunkte gemacht, ohne einen vorherigen Gaußfit in den Bins der Ortsachse [20]. Dadurch werden Probleme vermieden die entstehen, wenn die Statistik sehr schlecht wird, und die Einträge pro Bin so gering werden, daß kein zuverlässiger Gaußfit mehr möglich ist.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

n	Bins	$r_0$ (Run # 94) [ $\mu\text{m}$ ]	$r_0$ (Run # 96) [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta r_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	$r_0$ (Run # 99) [ $\mu\text{m}$ ]
No Cut					
10	300	$-14 \pm 1$	$-208 \pm 1$	$194 \pm 1$	$-19 \pm 1$
6	300	$-14 \pm 1$	$-208 \pm 1$	$194 \pm 1$	$-18 \pm 1$
10	90	$-16 \pm 1$	$-209 \pm 1$	$193 \pm 1$	$-19 \pm 1$
6	90	$-13 \pm 1$	$-208 \pm 1$	$195 \pm 1$	$-19 \pm 1$
10	direkt	$-14 \pm 1$	$-209 \pm 1$	$195 \pm 1$	$15 \pm 1$
MS Cut					
10	300	$-14 \pm 1$	$-214 \pm 1$	$200 \pm 1$	$-20 \pm 1$
6	300	$-13 \pm 1$	$-215 \pm 1$	$202 \pm 1$	$-19 \pm 1$
10	90	$-22 \pm 2$	$204 \pm 2$	$182 \pm 3$	$-17 \pm 2$
6	90	$-22 \pm 2$	$-203 \pm 2$	$181 \pm 3$	$-16 \pm 1$
10	direkt	$-15 \pm 1$	$-206 \pm 2$	$191 \pm 2$	$-17 \pm 2$

Tabelle 5.1: Fit-Ergebnisse der  $rt$ -Relation zur Bestimmung der Drahtposition mit verschiedenen Polynomgraden  $n$  und verschiedenen Bin Teilungen unter Angabe der statistischen Fehler

### 5.1.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Verschiebung des Testrohres  $\Delta r_0$  kann in Tabelle 5.1 deutlich nachgewiesen werden. Angegeben ist dabei der statistische Fehler des Fittes.

Der Grad des Fitpolynoms spielt dabei nur eine untergeordnete Rolle. Bei der Betrachtung des Fittes fällt nur auf, daß das Polynom 10. Grades sich der Spitze bei  $r_0$  besser anpaßt als das Polynom 6. Grades. Zur Bestimmung der Symmetrieachse ist jedoch die Spitze von untergeordneter Rolle. Aufgrund der schlechteren Ortsauflösung des Rohres in Drahtnähe ist die Verteilung dort breiter gestreut als an den Flanken (siehe Abb. 5.1). Ebenso trägt der flache Teil der Verteilung wenig Information über die Symmetrieeigenschaften der gefitteten Funktion. Bei der Methode des direkten Fittes

wird sogar der Bereich in Drahtnähe vor dem Fit herausgeschnitten, um das Ergebnis nicht durch Untergrund zu verschlechtern.

Einen viel größeren Einfluß auf das Fitergebnis zeigt das Binning der Verteilung. Durch breitere Bins entlang der Ortsachse wird die Gaußverteilung in den einzelnen Bins breiter, was zu einer ungenaueren Bestimmung des Mittelwertes führt. Vor allem bei niedriger Statistik wird durch zu wenige Stützpunkte mit großen Fehlern der Polynomfit ungenau. Vor allem bei der Bestimmung der absoluten Drahtposition, scheint das feinere Binning zuverlässiger zu sein.

Der Schnitt auf die Vielfachstreuung zeigt eine deutliche Abnahme des Untergrundes und ein schmaler werden der Gaußverteilungen. Die Stützpunkte des Polynoms sind deshalb besser bestimmt.

Die Methode des direkten Fittes zeigt überwiegend eine Abweichung der absoluten Drahtpositionen zu kleineren Werten. Da bei dieser Methode jedoch jeder Datenpunkt einzeln in den Fit eingeht, sollte diese Methode sehr zuverlässig sein.

Im folgenden werde ich mich deshalb auf die Ergebnisse der Fits mit 300 Bins und der direkten Fitmethode beschränken. Die Streuung der Ergebnisse der anderen Fits geht als systematischer Fehler in die Analyse ein.

Als Mittelwert der drei Messungen ergibt sich für das unverschobene Rohr eine Drahtposition von  $r_0^{94} = (-14 \pm 2 \pm 6) \mu\text{m}$  wobei sich der Fehler aus dem statistischen Fehler des Fit's (1. Fehlerangabe) und einem systematischen Fehler aller Ergebnisse (2. Fehlerangabe) zusammensetzt. Die Position für das verschoben Rohr ergibt sich zu  $r_0^{96} = (-212 \pm 2 \pm 8) \mu\text{m}$ . Damit beträgt die gemessene Verschiebung des Rohres  $\Delta r = (198 \pm 3 \pm 10) \mu\text{m}$ .

Durch die Röntgenuntersuchung wurde die Drahtposition des unverschobenen Testrohres auf  $y = -11 \mu\text{m}$  vorhergesagt. Die gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert zeigt die hohe Präzision bei der Fertigung der Prüfhalterung und läßt darauf schließen, daß auch die Parallelität der Referenzrohre mit hoher Genauigkeit gewährleistet ist (siehe auch Kapitel 4.5).

Die systematische Abweichung der Drahtposition bei zurück verschobenem Testrohr in die Ausgangslage (Run # 99) läßt auf eine nicht präzise Lagerung in den V-förmigen Auflageflächen oder eine Druck und Temperaturänderung schließen. Durch die ziemlich starren PVC-Schläuche der Gasleitungen kann diese leichte Verschiebung des Testrohres in der Halterung durchaus möglich sein. Der Einfluß einer Druck und Temperaturänderung wurde bereits in Kapitel 4.7.2 diskutiert. Aus dieser Abweichung läßt sich ein systematischer Fehler in der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse von besser als  $\pm 5 \mu\text{m}$  abschätzen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Verschiebung des Testrohres innerhalb der Fehlergrenzen von nachgewiesen werden konnte. Durch verschiedene Fitmethoden ergab sich bei der Verschiebung ein systematischer Fehler von  $\sigma_{sys} = 10 \mu\text{m}$ . Die Drahtposition relativ zu den Referenzrohren kann mit einer Genauigkeit von besser als  $10 \mu\text{m}$  im Teststand bestimmt werden.

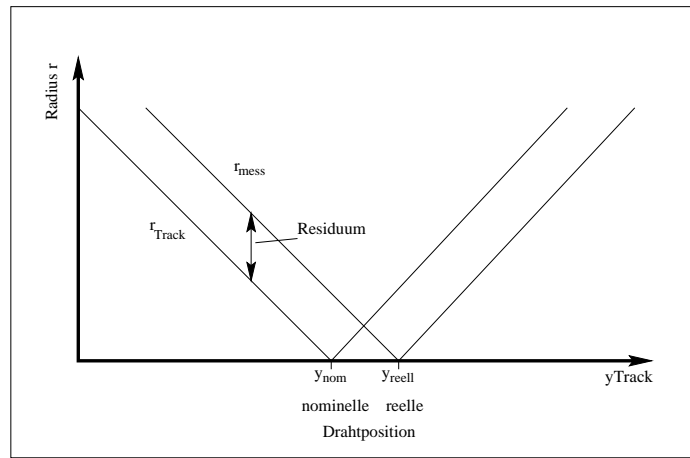


Abbildung 5.2: Illustration zur Entstehung des Doppelpeaks bei verschobenem Testrohr

## 5.2 Bestimmung der Ortsauflösung des Testrohres

### 5.2.1 Die Methodik

Die gemessene Breite der Residuen im Testrohr  $\sigma_{res}$  ist eine Faltung aus der Genauigkeit der Vorhersage für den Ort des Teilchendurchganges  $\sigma_{pred}$  (Ortsauflösung des Teststandes), mit der Auflösung des Testrohres  $\sigma_{tube}$ . Dies läßt sich beschreiben mit

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{pred}^2 + \sigma_{tube}^2. \quad (5.2)$$

Bei der Berechnung des Residuums wird der vorhergesagte Radius  $r_{Track}$  vom gemessenen Radius  $r_{mess}$  abgezogen. Die Breite dieser Verteilung entspricht jedoch nur  $\sigma_{res}$ , wenn das Testrohr an seiner nominellen Position ist. Bei einer Verschiebung von dieser Position, ergibt sich eine Residuenverteilung mit einem Doppelpeak (siehe Abb. 5.3).

Wie entsteht dieser?

Ist das Testrohr von seiner nominellen  $y$ -Position verschoben, sind die Residuen  $\Delta r = r_{mess} - r_{Track}$  positiv, wenn die vorhergesagte Spur  $y_{Track}$  bei kleineren Werten als die nominelle Drahtposition  $y_{nom}$  verläuft. Ist  $y_{Track}$  größer als  $y_{reell}$ , wird das Residuum negativ (siehe Abb. 5.2). Es entstehen zwei Maximums im doppelten Abstand der Verschiebung  $y_{reell}$ .

Um bei der Bestimmung der Ortsauflösung des Testrohres den Doppelpeak zu vermeiden, muß die Drahtposition in der Geometriedatenbank erst soweit korrigiert werden, daß die  $r$ - $T$ -Relation symmetrisch um die Null ist (siehe Kapitel 5.1). Nun fallen die beiden Doppelpeaks aufeinander und die Breite der resultierenden Residuenverteilung entspricht  $\sigma_{res}$ . Nun kann die Auflösung des Testrohres bestimmt werden.



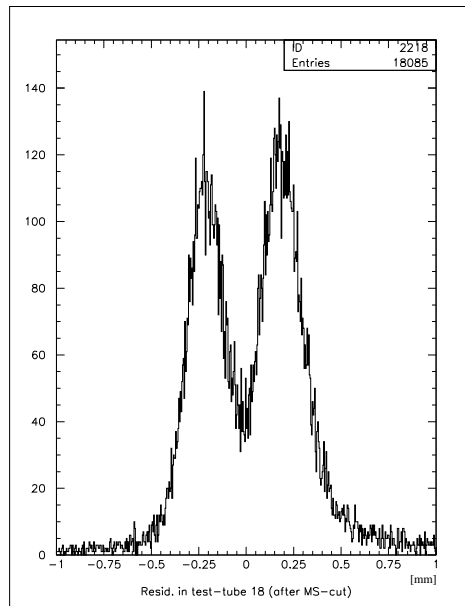


Abbildung 5.3: Residuenverteilung im Testrohr bei unkorrigierter Drahtposition

### 5.2.2 Messung der Auflösungsfunktion

Abb. 5.4 zeigt die Ausleuchtung des Testrohres in Abhängigkeit der Driftzeit  $t_D$ . Die Ungleichmäßigkeit kommt von der Forderung nach sechs Treffern in den Referenzrohren. Dadurch werden die drahtnahen Spuren aus geometrischen Gründen deutlich bevorzugt. Die ungleichmäßige Ausleuchtung hat auch einen deutlichen Einfluß auf die durchschnittliche Auflösung des Testrohres, da diese nahe am Draht schlechter wird. Nach der Korrektur der Drahtposition wurden die Residuen in verschiedene Histogramme gefüllt, je nach dem in welchem Abstand die Spur vom Draht verlief. Die Histogramme sind in Abb. 5.5 dargestellt und die Fit-Ergebnisse in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Zur Berechnung der Testrohrauflösung wurde dazu die aus Kapitel 4.6 bestimmte Vorhersagegenauigkeit des Teststandes von  $\sigma_{pred} = 43\mu\text{m}$  verwendet.

### 5.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Bei der Mittelwertbildung wurden die Extremwerte für  $r = 0\text{-}3\text{ mm}$  und  $r = 12\text{-}15\text{ mm}$  nicht berücksichtigt. Nahe am Draht, im Bereich des ersten Millimeters, ist die Auflösung am schlechtesten. Dies begründet sich darin, daß zur Überschreitung der Diskriminator-schwelle erst eine gewisse Anzahl von Elektron-Clustern den Draht erreichen muß. Für eine Schwelle von 21 Elektronen müssen im Mittel ca. 7 Cluster den Draht erreichen. Für drahtnahe Spuren unterliegt die Ankunftszeit größeren Schwankungen als für drahtferne Spuren. Vor allem bei kleinen Clustern werden die gemessenen Driftzeiten zu groß und

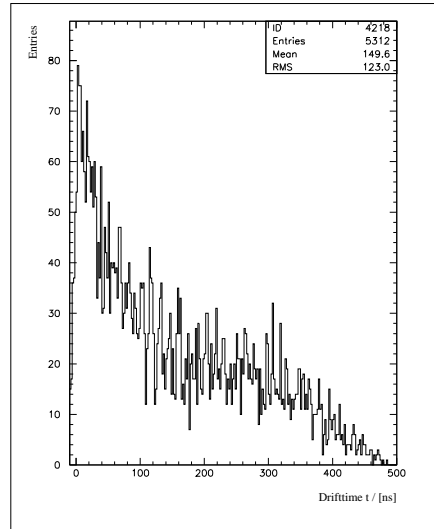


Abbildung 5.4: Ausleuchtung des Testrohres in Abhängigkeit des Radiuses

Radiusbereich $r_{Track}$ [mm]	$\sigma_{res}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_{tube}$ [ $\mu\text{m}$ ]
Gesamtverteilung	$111 \pm 1$	$102 \pm 1$
0 - 3	$142 \pm 2$	$135 \pm 2$
3 - 6	$94 \pm 2$	$84 \pm 2$
6 - 9	$98 \pm 2$	$88 \pm 2$
9 - 12	$108 \pm 3$	$99 \pm 3$
12 - 15	$154 \pm 8$	$148 \pm 8$
Mittelwert r = 3 - 12	$100 \pm 7$	$90 \pm 8$

Tabelle 5.2: Auflösung des Testrohres in Abhängigkeit des Radiuses (jeweils nach Anwendung des MS-Cut's)

die Residuen ergeben zu große Werte. Dies ist auch gut an der Residuenverteilung in Abb. 5.5 zu erkennen. Die Verteilung für  $r = 0-3$  mm zeigt einen deutlichen Schwanz zu größeren Residuen. Der Gaußfit wird in diesem Bereich somit stark verzerrt und ist somit nicht besonders Aussagekräftig. Im letzten Intervall ist die Anzahl der Einträge zu gering um eine zuverlässige Aussage über die Auflösung treffen zu können.

Die systematische Abweichung der Mittelwerte der Verteilungen deutet auf eine falsche  $r$ -Relation hin, die für das Testrohr verwendet wurde. Dies spielt jedoch bei der Betrachtung der Auflösung keine Rolle, da es nur auf die relative Breite ankommt und das Testrohr in der Spurrekonstruktion nicht enthalten ist.

Mit den oben genannten Beschränkungen, ist die gemessene Auflösung des Testrohres ca. 17 % schlechter als nach der Diplomarbeit von J. Dubbert [16] zu erwarteten war. Etwa 10 % der Verschlechterung wurden schon aus dem Vergleich Daten  $\Leftrightarrow$  Monte-Carlo vorhergesagt. Für eventuelle Ursachen siehe dazu Kapitel 4.6. Die restlichen 7 % können auf Noise im Testrohr zurückzuführen sein. Wir hatten im Testrohr trotz aller Anstrengungen immer noch einen Noisepegel von ca. 15 mV, was viel ist im Vergleich mit den  $< 5$  mV Noise in den Referenzrohren. Es konnte nicht geklärt werden, was diesen Noise verursacht, und woher die zeitliche Korrelation zu den Szintillatorsignalen kommt.

Die Form der Auflösungsfunktion  $\sigma_{tube}(r)$  kann mit obiger Methode jedoch recht gut wiedergegeben werden (vgl. [16]).

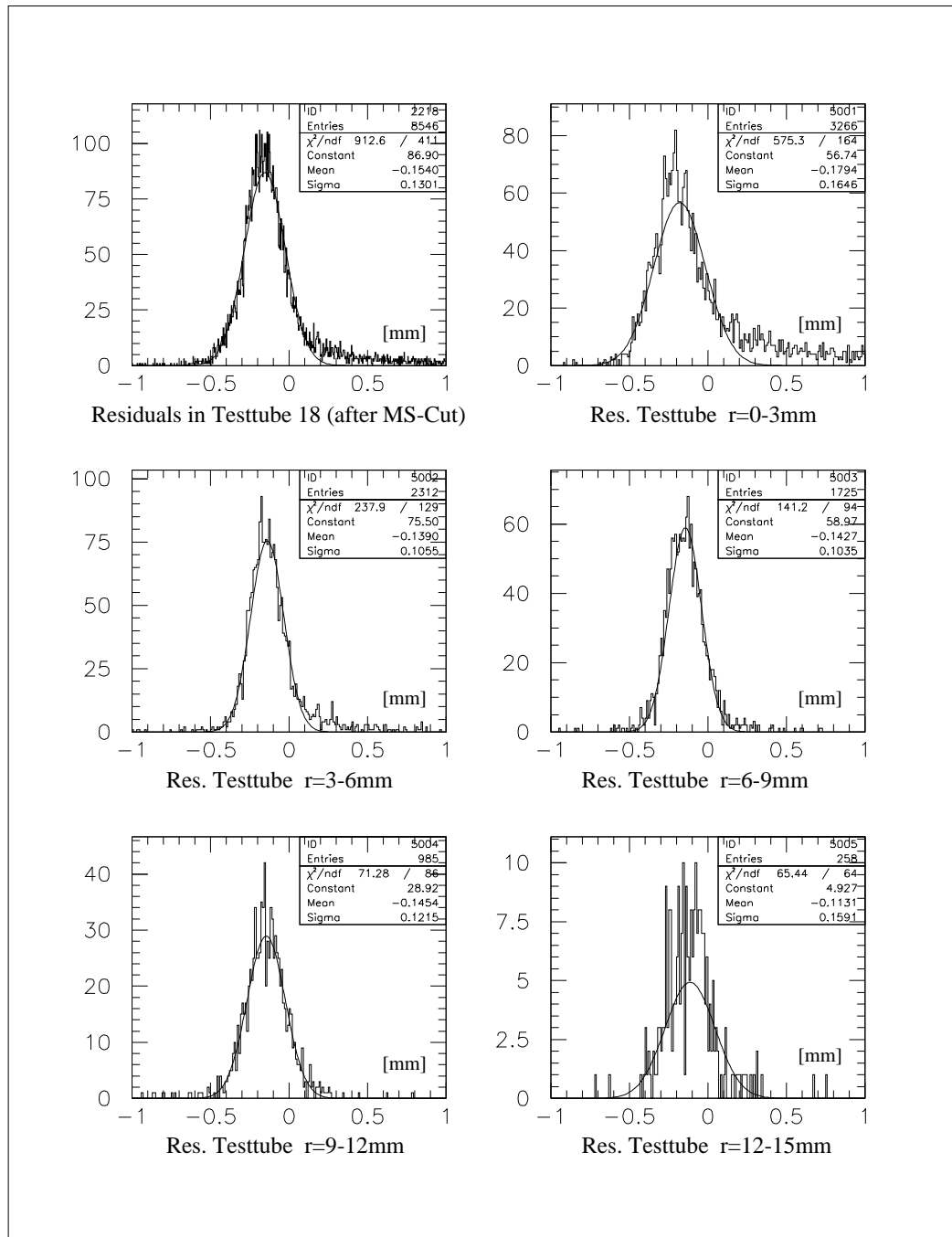


Abbildung 5.5: Residuenverteilungen für das Testrohr in Abhängigkeit des Radiuses



## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel will ich unsere Erkenntnisse der Arbeit mit dem Teststand Prototypen zusammenfassen, einige Vorschläge zur Verbesserung, sowie einen Ausblick auf die zukünftigen Anwendungen des Teststandes geben.

Es wurde ein Prototyp des Cosmic-Ray-Teststandes, der zur Kalibrierung der fertigen Kammern des ATLAS-Myonspektrometers geplant ist, gebaut und damit die Position des Drahtes eines Testrohres, mit kosmischen Myonen bestimmt. Es wurde eine kontrollierte, genaue Verschiebung des Testrohres durchgeführt und überprüft, wie genau diese aus den Daten nachvollzogen werden kann. Dabei wurde auch die Methode der Energieselektion der kosmischen Myonen mittels Vielfachstreuung erprobt.

Es wurde die Ortsauflösung des Teststandes, durch einen Vergleich mit einer Monte-Carlo-Simulation, bestimmt. Außerdem wurde in Anbetracht auf spätere Messungen mit COMPASS-Strawtubes die Ortsauflösung des Testrohres bestimmt und verglichen, ob das Ergebnis mit vorherigen Messungen zu vereinbaren ist.

Als Referenzrohre dienten 10 ATLAS-Hochdruckdriftrohre, die mit dem bekannten "DATCHA-Gas" ( $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4 = 91/4/5$ ) unter einem Druck von 3 bar betrieben wurden.

Es konnte im Experiment gezeigt werden, daß die Unterdrückung von niederenergetischen Myonen, durch die Energieselektion mittels Vielfachstreuung, eine Verbesserung der Residuenbreiten in den Referenzrohren um ca. 8 % bringt. Damit wird die Vorhersagegenauigkeit der Spur in der Testebene um ca. 10-15 % auf  $\sigma_{pred} \approx 43\mu\text{m}$  bzw.  $\sigma_{pred} \approx 40\mu\text{m}$  verbessert, je nachdem ob sich ein Testrohr im Teststand befindet oder nicht. Zusätzliches Material und damit verstärkte Vielfachstreuung zwischen den Referenzbündeln wirkt sich sehr störend auf die Vorhersagegenauigkeit aus, was jedoch durch die Energieselektion deutlich vermindert werden kann.

Vor allem in Anbetracht auf den großen Materialeintrag im späteren Cosmic-Ray-Teststand durch eine ATLAS-Kammer, hat die Energieselektion einen großen Einfluß auf die Genauigkeit der Spurvorsage.

Die Drahtposition des Testrohres konnte mit einer Genauigkeit von besser als  $10\mu\text{m}$  bestimmt werden. Die Verschiebung des Testrohres konnte innerhalb der Fehlergrenzen

nachgewiesen werden. Dabei erwies sich die verwendete Methode als sehr stabil unter Verwendung verschiedener Polynomgrade, zeigte jedoch große Abhängigkeit von der Bineinteilung der Ortsachse. Der dadurch entstehende systematische Fehler wurde auf  $\sigma_{sys} = 10\mu\text{m}$  abgeschätzt.

Die Bestimmung der Ortsauflösung des Testrohres war mit ca.  $90\mu\text{m}$  etwas schlechter als erwartet. Da jedoch die Simulationsrechnung die Einzelrohrauflösung nur auf ca.  $88\mu\text{m}$  vorhersagt hat, ist dieser Effekt eventuell auf Druck- und Temperaturschwankungen im Labor oder ein nicht ideales Alignment der Referenzrohre zurückzuführen. Eine Verbesserung könnte dabei eine bessere Auslese der x-Koordinate bringen.

Dies ist auch eine der Möglichkeiten, zur Verbesserung des Teststandes. Durch die Auslese eines weiteren Szintillators unterhalb von "Stab 1", kann der Zeitmittelwert der beiden Szintillatorsignale als Nullpunkt der Messung verwendet werden. Aus der Differenz der beiden Signale kann man zusätzliche Information über den Teilchendurchgang entlang der x-Koordinate gewinnen.

Eine Verfeinerung der Auslese der Streamerkammern zur Bestimmung der "MS-Koordinate" auf 1 cm, erlaubt eine bessere Selektion von niederenergetischen Myonen. Von der dadurch erreichten Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit der Myonenspur auf  $\sigma_{pred} \approx 37\mu\text{m}$  mit Testrohr, kann vor allem bei der Bestimmung der Ortsauflösung des Testrohres profitiert werden.

Diese beiden Verbesserungen sind bereits in Bearbeitung, konnten jedoch für diese Arbeit nicht mehr verwendet werden.

Ein weiterer Punkt der Verbesserung ist die Kompensation der Temperaturschwankungen durch die Druckregelung um die Dichte des Gases konstant zu halten. Dies ist jedoch mit dem uns zur Verfügung stehenden Druckregler nur bedingt möglich, da die Regelung nicht genau genug erfolgt. Im Idealfall sollte damit, vor allem bei längeren Meßreihen, eine Stabilisierung der  $rt$ -Relation und dadurch eine Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit erreicht werden.

Abschließend kann man sagen, es wurde gezeigt, daß die Drahtposition von Testrohren mit kosmischen Myonen, innerhalb von wenigen Tagen, mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann.

Der Teststand ist ein gutes Instrument, die Ortsauflösung von Detektoren mit kosmischen Myonen zu messen und dabei Studien mit verschiedenen Gasmischungen durchzuführen, wie es für die COMPASS-Strawtubes geplant ist. Größere Detektoren können dabei oberhalb der Prüfhalterung angebracht werden und die Referenzspur extrapoliert werden. Laut Monte-Carlo-Simulation sind als Vorhersagegenauigkeit der Spur, 5 cm über dem obersten Driftrohr, noch ca.  $230\mu\text{m}$  zu erwarten.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Längsschnitt durch den ATLAS-Detektor . . . . .	7
1.2	Längsschnitt durch das Myonenspektrometer . . . . .	8
1.3	Querschnitt durch das Myonenspektrometer . . . . .	8
1.4	Higgs-Resonanz im Vergleich zu den wichtigsten Hintergrundprozessen . . . . .	9
1.5	Impulsauflösung des Myonenspektrometers . . . . .	10
1.6	ATLAS-MDT-Kammer mit mechanischer Halterung . . . . .	11
1.7	Optisches Ausrichtungsprinzip der ATLAS-Myonkammern . . . . .	12
1.8	Impulsspektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	13
2.1	Schematischer Gesamtaufbau des Prüfstandes . . . . .	16
2.2	Detailansicht der Prüfhalterung . . . . .	18
2.3	Ionisation entlang einer Myonenbahn . . . . .	19
2.4	Schaltbild der HV-Seite der Front-End-Elektronik . . . . .	21
2.5	Schaltbild der Preamp-Seite der Front-End-Elektronik . . . . .	22
2.6	Preamp-Platine mit fünf Vorverstärkern zum Anschluß an die MDTs . . . . .	23
2.7	Schematische Darstellung des Aufbaus einer Streamerkammer . . . . .	25
2.8	Geöffnete Streamerkammer . . . . .	25
2.9	Schaltbild der Signalauslese der Streamertubes zur Bestimmung der MS-Koordinate . . . . .	26
2.10	Skizzierte Darstellung der Signalinvertierung an den Pickup-Kathoden der Streamertubes . . . . .	27
2.11	Energiespektrum der kosmischen Myonen vor und nach der Energieselektion . . . . .	29
2.12	Gesamtschaltbild der Signalverarbeitung . . . . .	30
3.1	Drahtpositionen der Driftrohre an den Endstopfen . . . . .	36
3.2	Driftzeitspektren von Ar/CH <sub>4</sub> bei verschiedenen Hochspannungen . . . . .	37
3.3	Driftgeschwindigkeit in Argon/Methan-Gasmischungen . . . . .	38
3.4	Energiespektren des Szintillators Stab 1 in Abhängigkeit des Durchgangsortes . . . . .	39
3.5	Vermeidung von Zeitschwankungen durch die High-Low-Schwelle . . . . .	40
3.6	Lichtlaufzeit im Szintillators in Abhängigkeit des Durchgangsortes des kosmischen Myons . . . . .	41
4.1	Steigende Flanke des Driftzeitspektrum eines Driftrohres mit der angepaßten Fermifunktion . . . . .	44



4.2	rt-Relationen verschiedener Rohre, gewonnen durch Integration des Driftzeitspektrums . . . . .	45
4.3	Spurrekonstruktion in den Referenzrohren mit Erläuterung der Nomenklatur. Oben die Streamerkammer zur Bestimmung der x-Koordinate und unten der Szintillator zur Bestimmung des Zeitnullpunktes. . . . .	46
4.4	Signalformen von Driftrohren . . . . .	46
4.5	Illustration der Selektion durch Vielfachstreuung und Erläuterung der Variablen . . . . .	47
4.6	Residuen vor und nach der Autokalibration . . . . .	49
4.7	Die Werte der $t_0$ 's der einzelnen Rohre im Vergleich für die einzelnen Meßreihen . . . . .	53
4.8	<b>Monte-Carlo-Simulation:</b> Residuenverteilungen für die Einzellagen (ohne Testrohr, mit MS-Schnitt), Abszissen in cm . . . . .	55
4.9	Residuenverteilungen der Referenz-MDTs (Tube 1-6) . . . . .	56
4.10	Residuenverteilungen der Referenz-MDTs (Tube 7-10) . . . . .	57
5.1	rt-Relation des Testrohres . . . . .	60
5.2	Illustration zur Entstehung des Doppelpicks bei verschobenem Testrohr . . . . .	63
5.3	Residuenverteilung im Testrohr bei unkorrigierter Drahtposition . . . . .	64
5.4	Ausleuchtung des Testrohres in Abhängigkeit des Radiuses . . . . .	65
5.5	Residuenverteilungen für das Testrohr in Abhängigkeit des Radiuses . . . . .	67

# Tabellenverzeichnis

3.1	Korrekturwerte für die Drahtpositionen der Einzelrohre . . . . .	36
3.2	Betriebsparameter der Einzelkomponenten des Teststandes . . . . .	42
4.1	Auswahl von Myonimpulsen mit den zugehörigen Werten für MSCUT . . .	47
4.2	Mittelwerte und Breiten der Residuenverteilungen und ihre statistischen Fehler nach dem Alignment (ohne Testrohr, mit MS-Schnitt) . . . . .	50
4.3	Breite der Residuenverteilungen für verschiedenen Lagen der Referenz-MDTs; Vergleich der experimentellen mit den Monte-Carlo-Daten . . . . .	51
5.1	Fit-Ergebnisse der $rt$ -Relation zur Bestimmung der Drahtposition mit verschiedenen Polynomgraden $n$ und verschiedenen Bin Teilungen unter Angabe der statistischen Fehler . . . . .	61
5.2	Auflösung des Testrohres in Abhängigkeit des Radiuses (jeweils nach Anwendung des MS-Cut's) . . . . .	65



# Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS: Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, CERN 1994
- [2] N. Hessey, A. Staude, T. Trefzger, MUCO: Munich Cosmic Ray Teststand at the LMU Munich, ATLAS Muon Note in Vorbereitung, CERN 1998
- [3] Otto Klaus Allkofer: Introduction to Cosmic Radiation, Buchreihe der Atomenergie Band 10, Verlag Karl Thiemig, München 1975
- [4] LHC: The Large Hadron Collider - Conceptual Design, CERN/AC/95-05 (LHC), CERN 1995
- [5] W. Blum, L. Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers, Springer Verlag, 1994
- [6] W. R. Leo: Techniques für Nuclear and Particle Physics, Springer Verlag, 1994
- [7] P. Rewiersma: The L3 Wire Amplifier Type NH19-6112, Nikhef, 1986
- [8] T. Trefzger: Persönliche Mitteilung
- [9] E. Westenthanner, Zulassungsarbeit für das Staatsexamen in Vorbereitung, Universität München, 1999
- [10] Particle Data Group, Review of Particle Physics, The European Physics Journal C, Vol. 3, 1998
- [11] The ATLAS Muon Detector Physics Group: Criteria for the Choice of the MDT Operating Point, ATLAS Muon Note 98, 1995
- [12] M. Deile: Optimierung der Operationsparameter von Hochdruckdriftrohren für ATLAS, Diplomarbeit an der LMU München, 1996
- [13] M. Deile et al.: Charge Division and Intrinsic Pulse Shaping in Drift Tubes, ATLAS Muon Note 105, CERN 1996
- [14] M. Deile et al.: Test Beam Studies of the Gas Mixtures  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4 = 92/5/3$ ,  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CH}_4 = 93/4/3$ ,  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{CF}_4 = 95/2/2/1$ ,  $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4 = 91/4/5$  for Drift Tubes; ATLAS Muon Note 122, CERN 1996

- [15] R. Veenhof: Garfield, a drift-chamber simulation program, User's guide, Version 5.13, CERN 1995
- [16] J. Dubbert: Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren für das Myon-Spektrometer des ATLAS-Experimentes, Diplomarbeit an der LMU München, 1996
- [17] T. Sammer: Autokalibration von Driftrohrkammern für das ATLAS-Myon-spektrometer, Diplomarbeit an der LMU München, 1997
- [18] C.Bacci u.a.: Autocalibration of high precision drift tubes, Muon Note 135, CERN 1995
- [19] M. Deile, N.P. Hessey: Density Control of MDT Gas, ATLAS Muon Note 203, CERN 1997
- [20] O.Kortner: Persönliche Mitteilung
- [21] F. Sauli: Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 1977
- [22] N. P. Hessey: The Muon Testbeam DAQ System in 1995, Version 2.0, CERN 1995
- [23] N. P. Hessey: Rekonstruktionsprogramm zur Analyse von Teststrahlenden

## Danke . . .

. . . all denen, die durch fachliche oder menschliche Unterstützung zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben:

Insbesondere meinem Betreuer, Prof. Dr. Arnold Staude, der dies alles erst möglich machte und mir immer wieder mit guten Ratschlägen zur Seite stand, wenn Probleme auftraten.

Wolfgang Dünnweber, für die vielen hilfreichen Tips und Tricks und die anregenden Diskussionen.

Eveline Westenthanner, mit der es viel Spaß machte zusammenzuarbeiten.

Mario Deile, der vor allem bei Fragen mit MUTANT half und immer ein offenes Ohr für meine Fragen hatte.

Thomas Trefzger, für die Unterstützung bei Problemen vor allem in technischer Hinsicht.

Christoph Ilgner, für die Hilfe bei der Gasinstallation.

Nigel Hessey, für die unentbehrliche Hilfe mit BIRDIE und der Slow-Control.

Günter Duceck, der half wenn der Rechner nicht mehr mochte.

Hartmut Steffens, ohne den die Konstruktion der Prüfhalterung gar nicht möglich gewesen wäre.

Friedrich Schmidt und dem Fotografenteam, für die schönen Bilder.

Der mechanischen Werkstatt, für die präzise Herstellung der Prüfhalterung.

Den Mitarbeitern des MPI München, die nochmals Driftrohre für mich gebaut haben.

Dem gesamten Lehrstuhl Schaile, der Arbeitsgruppe Faessler und allen Leuten die ich noch nicht explizit erwähnt habe, aber die mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Besonderen Dank gilt auch meiner Freundin Doris Dephoff, die auch in schweren Zeiten für mich da war und viel Verständnis für meine Arbeit aufbrachte, vor allem, wenn es mal wieder später wurde.

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt habe und nur im Literaturverzeichnis angegebene Quellen verwendet habe.

München, 11.01.98