Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren für das Myon-Spektrometer des ATLAS-Experimentes

Diplomarbeit

von

Jörg Dubbert

August 1996

Erstgutachter: Prof. Dr. M. Faessler
Zweitgutachter: Prof. Dr. J. de Boer

Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren für das Myon-Spektrometer des ATLAS-Experimentes

Diplomarbeit

von

Jörg Dubbert

2.Auflage

Dezember 1996

Für diese Auflage wurden alle offensichtlichen Tipp- und Satzfehler korrigiert.

Neu hinzugefügt wurden das Abbildungs- und das Tabellenverzeichnis, der Abbildungsnachweis, sowie Fußnote 2 in Kapitel 8.

Es wurden geringe Veränderungen an der Anordnung der Abbildungen vorgenommen.

Die Danksagung wurde vervollständigt.

Durch die Korrekturen entstanden gegenüber der ursprünglichen Ausgabe geringe Änderungen in den Seitenzahlen und dem Literaturverzeichnis.

Satz: $\LaTeX2_\varepsilon$

Dedicated to some very good friends:
T., H., H., O. and L.
Life wouldn't be the same without you.

Zusammenfassung

Die Präzisionskammern des ATLAS-Myon-Spektrometers werden hauptsächlich aus drei- oder vierlagigen Anordnungen von im Proportionalmodus betriebenen Hochdruckdriftrohren bestehen. Um den Anforderungen für seinen Einsatz in LHC-Experimenten zu genügen, ist das Detektorsystem hinsichtlich hoher Ortsauflösung ($< 100\ \mu$m), Strahlungshärte (Lebensdauer > 10 a), sowie kurzer Totzeit zu optimieren. Dies erfordert nicht nur Tests mit kompletten Kammern, sondern zunächst auch detaillierte Studien an einzelnen Driftrohren, um das Verständnis der elementaren physikalischen Vorgänge in diesem Detektortyp zu vertiefen.

In der vorliegenden Diplomarbeit soll der Einfluß des Anodendrahtdurchmessers auf Ortsauflösung und Effizienz untersucht werden. Für weiterführende Messungen in den kommenden Jahren wurde ein hochpräzises neues Referenzsystem, das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop aufgebaut. Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Experimente wurden im Halo des Myonen-Strahls M2 am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf durchgeführt. Die für die Messungen angefertigte Versuchsapparatur bestand aus 6 einzelnen Driftrohren mit verschiedenen Anodendrahtdurchmessern (im Bereich 30 - 160 μm). Als Datenausleseelektronik wurde eine Kombination aus ADCs und TDCs verwendet, um sowohl quantitative Aussagen über die Gasionisation als auch Zeitinformationen über jedes registrierte Ereignis zu erhalten. Alle Messungen dieser Arbeit wurden mit der Gasmischung Ar:N_2:CH_4 = 91:4:5 bei einem Druck von 3 bar, ohne Magnetfeld durchgeführt.

Die zur Bestimmung der Teilchenspur und Rekonstruktion der Orts-Driftzeit-Beziehung entwickelten Programme und Algorithmen sind weitgehend unabhängig von dem verwendeten Referenzsystem und können auch für das neu aufgebaute Silizium-Mikrostreifen-Teleskop verwendet werden.

Ein Vergleich der rekonstruierten Orts-Driftzeit-Beziehungen mit Simulationen der Programme Garfield/Magboltz zeigt Abweichungen in der Größenordnung von 10%.

Für die Ortsauflösung ergab sich eine starke Abhängigkeit vom Anodendrahtdurchmesser für eine drahtunabhängige Diskriminator-Schwelle. Dickere Drähte weisen eine schlechtere Auflösung auf. Bei der Verwendung einer konstanten Zahl von Triggerelektronen nimmt der Einfluß des Drahtdurchmessers ab.

Die Effizienz zeigt für dünne Drähte (30–70 μm Durchmesser) nur eine schwache Abhängigkeit vom Durchmesser des Anodendrahtes. Der Nachweis eines ionisierenden Teilchens erfolgt auch bei niedrigen Gasverstärkungen ($\approx 2 \times 10^4$) über den größten Teil des Driftrohres mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 95%. Erst nahe der Rohrwand fällt die Effizienz auf etwa 50% ab. Für dickere Drähte (160 μm Durchmesser) wurde eine Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Gasverstärkung gemessen. Die Ursache liegt in der höheren Zahl von Elektronen, die zum Überschreiten der Triggerschwelle benötigt werden.

Ergebnisse über die Gasverstärkung und den Streameranteil von vier getesteten Gasmischungen, sowie theoretische Berechnungen zur Pulsformung in Driftrohren sind als interne ATLAS-Publikationen [1, 2] veröffentlicht und dieser Diplomarbeit als feste Bestandteile beigefügt.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

1.1 Der Large Hadron Collider

Im Jahr 2005 wird am europäischen Kernforschungszentrum CERN der bislang leistungsfähigste Beschleuniger der Welt, der LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider), den Betrieb aufnehmen, um mit seinen beiden Detektoren ATLAS (**A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S**) und CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) die Physik jenseits des Standardmodells zu erschließen. Der LHC ist ein pp-Speicherring, der im bestehenden Tunnel des LEP Beschleunigers gebaut wird. Im Vergleich zum LEP erlaubt die Verwendung von Protonen bei gleichem Umfang des Ringes das Erreichen höherer Endenergien, da Verluste durch Synchrotronstrahlung vernachlässigbar sind. Begrenzt wird die erreichbare Endenergie vielmehr durch die technisch realisierbaren Magnetfeldstärken. Im LHC werden bei pp-Stößen Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV erreicht. Dies ermöglicht die Untersuchung elementarer Wechselwirkungen bis zu einer Energie von 1 TeV (die Schwerpunktsenergie verteilt sich auf die Konstituenten — Quarks und Gluonen — der Protonen). Die Luminosität des LHC von $> 10^{34}$ cm^2 s^{-1} wird dabei die bestehender Beschleuniger um einen Faktor 1000 übertreffen.

Neben ATLAS und CMS werden weitere Experimente von der Leistungsfähigkeit und Vielseitigkeit des LHC profitieren, so z.B. ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment), ein Detektor für Schwerionenphysik — im LHC können auch Pb-Ionen beschleunigt werden.

1.2 Physik bei ATLAS

Eines der Hauptziele der beiden pp-Experimente am LHC ist die Entdeckung des Higgs-Bosons, einem der letzten fehlenden Bausteine des Standardmodells. Mit Hilfe eines skalaren Feldes, des Higgs-Feldes, kann über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung die Masse der elektroschwachen Eichbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 erklärt werden. Ebenso ist es möglich, über Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Feld die Leptonmassen einzuführen. Die Kopplungskonstanten und damit die Leptonmassen bleiben aber, anders als die Massen der Eichbosonen, freie Parameter. Die Masse des Higgs-Bosons selbst ist durch die Theorie nicht bestimmt. Eine untere Massengrenze ergibt sich aus den negativen Ergebnissen bisheriger Beschleuniger und liegt momentan bei etwa 80 GeV. Allgemeine feldtheoretische Gründe beschränken die Obergrenze der Higgs-Masse auf unter 1 TeV.

Je nach Masse des Higgs-Bosons wird sich die Suche im ATLAS-Detektor auf verschiedene aussichtsreiche Zerfallskanäle konzentrieren [3]:

$$80\ \text{GeV} < m_H < 150\ \text{GeV}: \qquad \mathrm{H} \rightarrow \gamma\gamma \tag{1.1}$$

$$\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{b}\ \bar{\mathrm{b}} \rightarrow 2\ \mathrm{j} \tag{1.2}$$

$$150\ \text{GeV} < m_H < 2\,m_Z \approx 180\ \text{GeV}: \qquad \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{Z}\ \mathrm{Z}^* \rightarrow 4\,\ell^{\pm} \tag{1.3}$$

$$2\,m_Z < m_H < 800\ \text{GeV}: \qquad \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{Z}\ \mathrm{Z} \rightarrow \begin{cases} 4\,\ell^{\pm} \\ 2\,\ell^{\pm}\ 2\,\nu \end{cases} \tag{1.4}$$

$$800\ \text{GeV} < m_H < 1\ \text{TeV}: \qquad \mathrm{H} \rightarrow \left\{ \begin{array}{c} \mathrm{Z}\ \mathrm{Z} \\ \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \end{array} \right\} \rightarrow \begin{cases} \ell^{\pm}\ \nu\ 2\,\mathrm{j} \\ 2\,\ell^{\pm}\ 2\,\mathrm{j} \\ 2\,\ell^{\pm}\ 2\,\nu \\ 4\,\ell^{\pm} \end{cases} \tag{1.5}$$

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

Die Suche nach dem Higgs-Boson illustriert die Anforderungen, die an den ATLAS-Detektor gestellt werden: Die Verschiedenheit der Zerfallsprozesse und der starke hadronische Hintergrund (durch die Verwendung von Protonen) erfordern die Kombination verschiedener Detektorsysteme und -teile. Der Prozeß (1.1) soll mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters identifiziert werden, (1.2) mit Hilfe des hadronischen Kalorimeters. Der zweite Zerfallskanal (1.2) erfordert einen genauen Vertexdetektor. Der größte Massenbereich bei der Suche nach dem Higgs-Boson wird durch Zerfälle in Leptonen abgedeckt. Besonders wahrscheinlich sind hierbei die Spezialfälle $4\,\ell^{\pm} = 2\,\mu^+\,2\,\mu^-$ und $4\,\ell^{\pm} = \mu^+\,\mu^-\,e^+\,e^-$ in (1.3) und (1.4). Ihre Identifizierung erfolgt durch das Myon-Spektrometer, dessen Präzisionsdetektoren Gegenstand dieser Arbeit sind. Deutlich wird bei den letzten beiden Zerfallskanälen (1.4) und (1.5) aber auch die Notwendigkeit des Zusammenspiels mehrerer Subdetektoren, wie Myon-Spektrometer, elektromagnetische und hadronische Kalorimeter.

Ein weiterer Schwerpunkt ist die Bestätigung von Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen. Ein aussichtsreicher Kandidat ist die Supersymmetrie. Im „minimal supersymmetrisch erweiterten Standardmodell“ (MSSM) wird jedem Boson ein fermionischer Partner zugeteilt und umgekehrt. Diese Symmetrie beseitigt Schwierigkeiten des Standardmodells, etwa divergente Strahlungskorrekturen für die Eichboson-Massen oder einen unendlich großen Vakuumerwartungswert, da sich bosonische und fermionische Anteile gegenseitig aufheben. Im Higgs-Sektor erzwingt das MSSM die Existenz von fünf, zum Teil geladenen Higgsbosonen (H^+, H^-, H^0, h^0, A^0), deren Massen im für den LHC zugänglichen Energiebereich erwartet werden. Für weitere Details sei auf [3] verwiesen.

In der Anfangsphase des LHC, bei niedriger Luminosität, stehen Präzisionsmessungen im Rahmen der b- und t-Physik im Vordergrund. Diese schweren Quarks werden im LHC in großen Mengen erzeugt, was die Messung ihrer Eigenschaften, insbesondere der top-Masse, mit unerreichter Genauigkeit ermöglicht.

1.3 Der ATLAS-Detektor

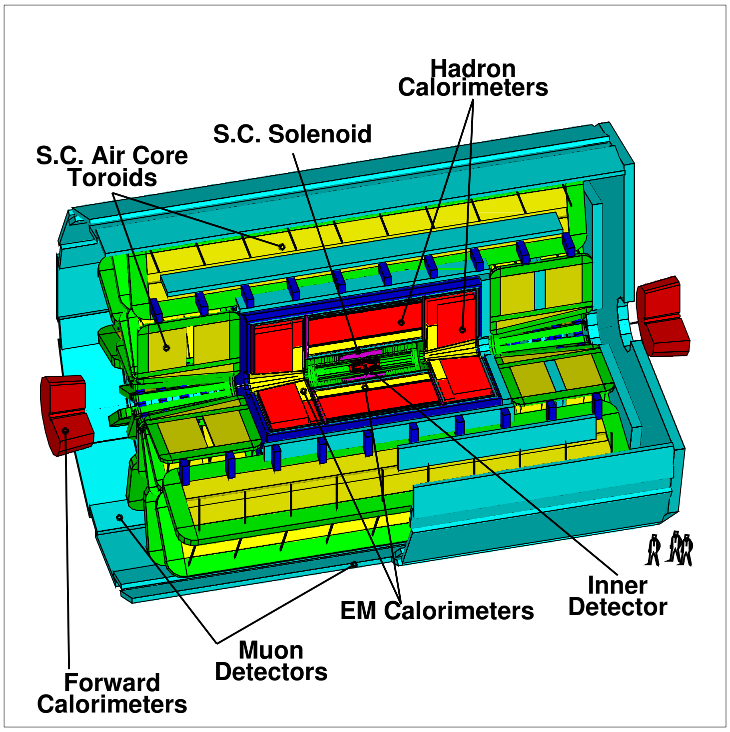

Abbildung 1.1: Dreidimensionale Ansicht des ATLAS-Detektors [4]

Abbildung 1.1 zeigt eine Gesamtansicht des ATLAS-Detektors. Der Detektor gliedert sich in drei Subsysteme, den „Inneren Detektor“, die Kalorimeter und das Myon-Spektrometer. Aufgrund der zylinderförmigen Geometrie unterteilt sich jeder Subdetektor in einen Barrel und einen Forward/Endcap Teil. Im folgenden wird nur das Myon-Spektrometer besprochen, da die anderen Detektorteile für diese Arbeit nicht relevant sind. Eine vollständige Beschreibung des gesamten Detektors findet sich in [3].

Aufgabe des Myon-Spektrometers ist die präzise Messung des Transversalimpulses von Myonen. Das Myon-Spektrometer besteht aus supraleitenden Luftspulen-Toroid-Magneten, drei Doppel-Lagen von Präzisionskammern, sowie Triggerkammern. Die Verwendung eines Luftspulen-Magneten minimiert die Vielfachstreuung und verhindert dadurch eine Verschlechterung der Impulsauflösung. Durch das toroidale Magnetfeld werden die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Myonen in longitudinaler Richtung abgelenkt.

Die Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen einen Längs- bzw. Querschnitt durch das ATLAS-Myon-Spektrometer. Anstelle des Polarwinkels θ ist in Abb 1.2 die in der Hochenergiephysik übliche Pseudorapidität $\eta \equiv -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ als Parameter angegeben. Man unterscheidet drei Pseudorapiditätsbereiche:

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

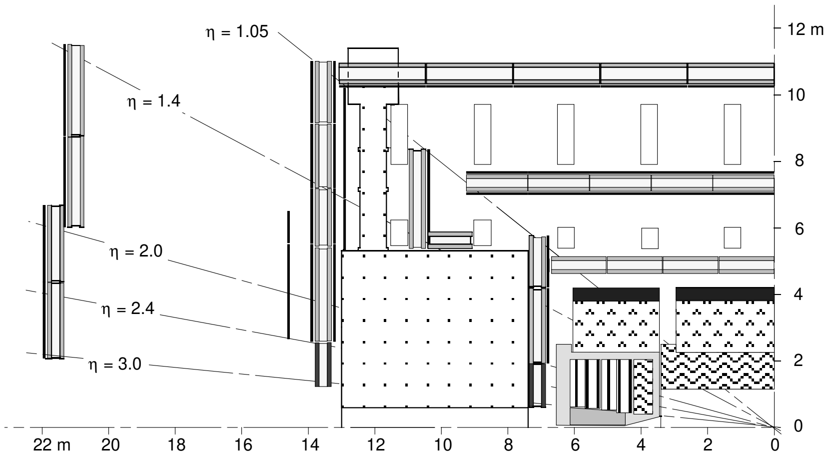

Abbildung 1.2: Längsschnitt durch das Myon-Spektrometer (schwarz: Triggerkammern, dunkelgrau: Präzisionskammern, hellgrau: Haltestrukturen für Präzisionskammern) [3]

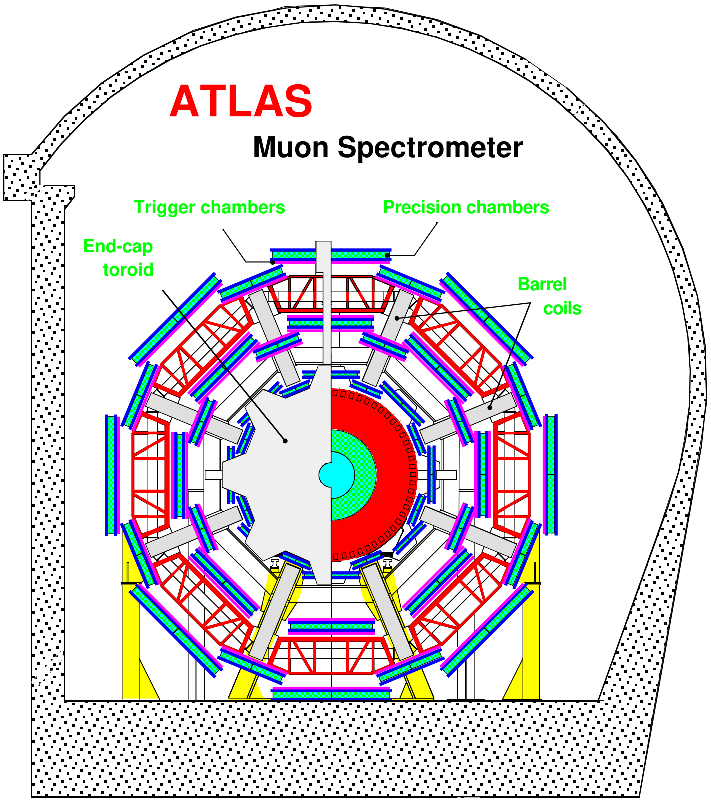

Abbildung 1.3: Querschnitt durch das Myon-Spektrometer [3]

- $1.4 < |\eta|$: „End-Cap Region“

Die Regionen unterscheiden sich sowohl in der Anordnung der Präzisionskammern, als auch in der verwendeten Detektortechnik. In den Barrel und Transition Regionen werden MDT (**M**onitored **D**rift **T**ubes)-Kammern verwendet. Die Anordnung von jeweils einer Lage vor und nach dem Magnetfeld und einer Lage innerhalb des Magnetfeldes erlaubt die Anwendung der Sagitta-Methode zur Impulsbestimmung. Der Impuls wird hierbei aus der Krümmung der Bahn im Magnetfeld berechnet. In der Endcap Region kommen aufgrund der höheren Teilchenraten (> 200 Hz/cm^2) in den ersten beiden Lagen „Kathodenstreifenkammern“ (CSC) zum Einsatz, die dritte Lage besteht wiederum aus MDT-Kammern. Die Impulsmessung erfolgt hier durch die Point-Angle-Methode; hierbei wird der Eintrittspunkt in das Magnetfeld durch eine Kammerlage, sowie der Austrittswinkel durch zwei Kammerlagen nach dem Magnetfeld bestimmt.

Als Triggerkammern dienen im Barrel Bereich „Resistive Plate Chambers“ (RPC), die zudem die zweite (azimuthale) Koordinate bestimmen. Im Transition und Endcap-Bereich werden „Thin Gap Chambers“ (TGC) als Triggerkammern verwendet, da die Auflösung der RPC in diesem Fall nicht ausreichend ist.

Zielsetzung des Myon-Spektrometers ist es, eine Impulsauflösung von $dp_t/p_t \leq 10\%$ über den gesamten (Pseudo-)Rapiditätsbereich zu erreichen. Dies erfordert nicht nur eine gute Ortsauflösung (≤ 100 μm) in der Präzisionskoordinate, sondern stellt auch höchste Anforderungen an die Kenntnis der relativen geometrischen Ausrichtung der Kammern (Alignment). Simulationen zeigen, daß die Auflösung des Spektrometers (Abb. 1.4 a) in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_t der Myonen verschiedenen Limitationen unterliegt (Abb. 1.4 b):

- Für $p_t < 25$ GeV/c überwiegen Fluktuationen des Myonen-Energieverlustes 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 spielen die Auflösung der Kammern und die Präzision des Alignments die Hauptrolle.

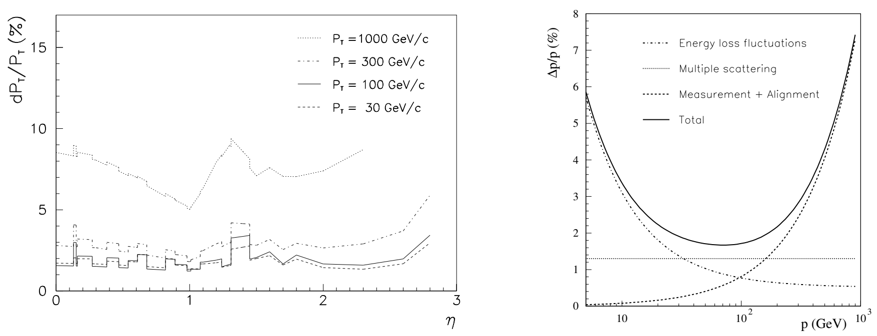

Abbildung 1.4: Links: Impulsauflösung des Myon-Spektrometers für verschiedene Transversalimpulse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität. Rechts: Impulsauflösung bei $\eta = 0$ als Funktion des Myonenimpulses. [3]

1.4 MDT - Monitored Drift Tubes

In diesem Abschnitt werden die MDT-Präzisionskammern des Myon-Spektrometers beschrieben. Dem Funktionsprinzip der Einheitszellen der MDT-Kammern, den Hochdruckdriftrohren, folgt eine kurze Beschreibung des Aufbaus einer vollständigen Kammer, sowie das Prinzip der Überwachung der relativen Kammerpositionen innerhalb des Spektrometers. Wir behandeln die Wahl des Arbeitspunktes dieser Kammern für den ATLAS-Detektor und gehen auf die Grenzen der Ortsauflösung einzelner Driftrohre ein.

1.4.1 Funktionsprinzip von Hochdruckdriftrohren

Bei einem Hochdruckdriftrohr handelt es sich um ein zylindrisches Metallrohr, das konzentrisch einen dünnen (30–200 μm) Draht umgibt. Das Rohr selbst ist geerdet und bildet die Kathode, der Draht steht unter positiver Spannung. Durch das Rohr strömt ein geeignetes Gas unter Überdruck (2–5 bar). Aus der Zylindergeometrie ergibt sich ein radiales elektrisches Feld, das z.B. durch Anwendung des Gauß'schen Satzes berechnet werden kann:

$$E(r) \;=\; \frac{U}{\ln(b/a)}\frac{1}{r} \;, \tag{1.6}$$

wobei U die anliegende Hochspannung ist und b bzw. a den inneren Rohrradius bzw. den Drahtradius angeben; r bezeichnet den radialen Abstand zum Anodendraht.

Wird nun das Rohr von einem ionisierenden Teilchen durchquert, so kann dieses durch Stöße mit den Gasatomen (oder -molekülen[1]) Elektronen herausschlagen. Die so freigesetzten Elektronen haben meist genügend Energie, um weitere Ionisationen herbeizuführen. Ihre Reichweite ist allerdings sehr gering (einige 10 μm). Dadurch entstehen entlang der Teilchenbahn sogenannte Ionisations-Cluster. Die Anzahl der Elektronen in einem Cluster gehorcht einer gasabhängigen Verteilung (Cluster-Size-Distribution) [5, 6]. Für Gase mit einem hohen Anteil Argon liegt die mittlere Zahl von Elektronen in einem Cluster bei etwa 2.7. Der Abstand der einzelnen Cluster zueinander folgt für relativistische Teilchen einer exponentiellen Verteilung, da die Wechselwirkungen mit den Gasteilchen voneinander unabhängig sind — der Energieübertrag in einem Stoß ist sehr viel kleiner als die Gesamtenergie des ionisierenden Teilchens.

Der mittlere Abstand zweier Cluster wird durch die mittlere freie Weglänge λ des Teilchens im Detektorgas beschrieben. Die freie Weglänge ist durch den (gasspezifischen) Streuquerschnitt σ und die Anzahldichte N der Gasteilchen gegeben,

$$\lambda \;=\; \frac{1}{N\,\sigma} \;. \tag{1.7}$$

Da die Anzahldichte proportional zum Gasdruck ist, kann man durch eine Erhöhung des Gasdruckes eine größere Primärionisation erzielen. Für hochrelativistische Teilchen ($\gamma = 1000$) erhält man in Argon bei 1 bar Druck 35 Cluster/cm [6].

Aufgrund des elektrischen Feldes driften die Elektronen zum Anodendraht. Ohne Magnetfeld ist die Driftrichtung radial (entgegengesetzt zum elektrischen Feld), die Präsenz eines Magnetfeldes zwingt die Elektronen durch die Lorentzkraft auf spiralförmige Bahnen.

[1] Im folgenden wird stets der Begriff Gasteilchen gebraucht, je nach Gas kann es sich um Gasatome oder um -moleküle handeln

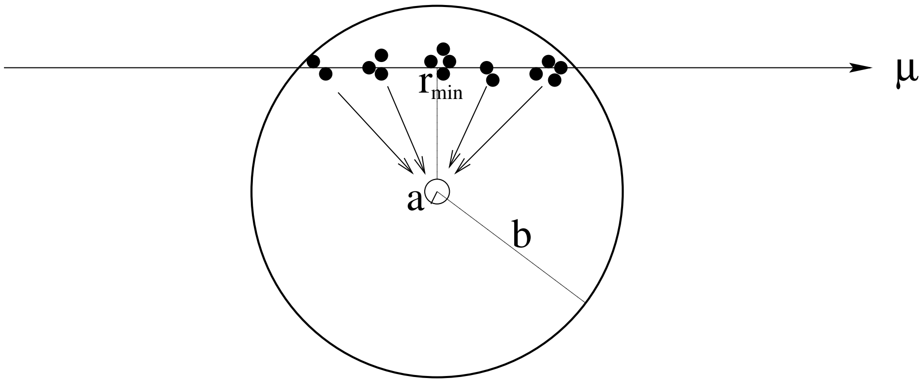

Abbildung 1.5: Ionisation entlang einer Myonenbahn [7]

Der Driftprozeß wird durch Stöße der Elektronen mit den Gasteilchen bestimmt, die zu einer diffusiven Aufweitung führen. Die Driftgeschwindigkeit ist durch das Zusammenspiel von Stößen und der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld bestimmt. Aufgrund gas- und geschwindigkeitsspezifischer Streuquerschnitte und Energieüberträge bei den Stößen zwischen Elektronen und Gasteilchen weist die Elektronendriftgeschwindigkeit eine spezifische Abhängigkeit vom elektrischen Feld und damit von der Radialkoordinate r auf.

In der Nähe des Anodendrahtes (einige Drahtradien) ist das elektrische Feld so stark, daß das Elektron zwischen zwei Stößen genügend Energie gewinnen kann, um Gasteilchen zu ionisieren: es kommt zu einer exponentiellen Vervielfältigung der Elektronenzahl. Dieser Vorgang der Lawinenbildung wird duch den Ersten Townsendkoeffizienten α beschrieben, der gleich der inversen mittleren freien Weglänge zwischen zwei Ionisationen ist:

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left(\int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_1} \alpha(s)\, ds\right) . \tag{1.8}$$

Hier bezeichnet N die Zahl der Elektronen nach der Lawinenbildung, N_0 die ursprüngliche Zahl der Elektronen. Die Integration wird entlang der Bahn der Elektronen ausgeführt.

Das im Anodendraht induzierte Stromsignal besteht aus zwei Komponenten: dem Elektronenpuls, der durch die Lawinenbildung entsteht und dem Ionenpuls, der durch die aus der Lawinenregion zur Kathode driftenden Ionen hervorgerufen wird. Der Elektronenpuls ist wegen der geringen Ausdehnung der Lawinenregion nur ca. 100 ps lang und wegen der Zeitauflösung der Auslese-Elektronik (einige Nanosekunden) nicht direkt zu beobachten. Im Vergleich zum Ionenpuls beherbergt er nur einen geringen Ladungsteil (ca. 5%) und kann deshalb vernachlässigt werden. Der Ionenpuls erstreckt sich über die Driftzeit der Ionen zur Rohrwand (einige ms); da die Ionen praktisch die gesamte Potentialdifferenz zwischen Anodendraht und Kathode durchlaufen, wird hierbei ein verwendbares Signal induziert. Dieses Signal wird an einem Rohrende von der „Front-End-Elektronik“ ausgelesen und weiter verstärkt.

Die Signalform des Ionenpulses kann mit Hilfe von Ramo's Theorem [6] berechnet werden[2].

[2]Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit dieses Theorems — ein unendlich großes Ladungsreservoir — sind durch die Auskoppelkondensatoren, die die Hochspannung vom Vorverstärker trennen, erfüllt.

Für ein einfach geladenes Ion, das sich im radialen Abstand r vom Signaldraht befindet und mit der Geschwindigkeit $\vec{v}(r)$ bewegt, ergibt sich der induzierte Strom $I(r)$ zu:

$$I(r) \;=\; -e\,\frac{\vec{v}(r)\cdot\vec{E}(r)}{U}\;, \tag{1.9}$$

e bezeichnet die Elementarladung.

Mit Hilfe von (1.6) und über die Beziehungen

$$t(r) \;=\; \int_a^r \frac{dr'}{v(r')} \tag{1.10}$$

und

$$\vec{v}(r) \;=\; \mu(E(r))\cdot\vec{E}(r) \tag{1.11}$$

kann die Zeitabhängigkeit der Radialkomponente und damit der Strom als Funktion der Zeit berechnet werden. Die Ionenmobilität μ ist eine Funktion des elektrischen Feldes, was eine analytische Lösung von Gl. (1.9) im allgemeinen nicht zuläßt. Für schwache elektrische Felder ist die Ionenmobilität jedoch konstant. Für diesen Fall ist Gl. (1.9) lösbar und wir erhalten den induzierten Strompuls

$$I(t) \;=\; \begin{cases} -\frac{e}{2\ln\frac{b}{a}}\cdot\frac{1}{t+t_0} & \text{für } 0\le t\le t_{max} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}\;, \tag{1.12}$$

mit der Zeitkonstanten

$$t_0 \equiv \frac{a^2}{2\,\mu\,U}\ln(b/a)\;. \tag{1.13}$$

t_{max} ist die Ankunftszeit des Ions an der Rohrkathode (einige ms):

$$t_{max} \equiv \int_a^b \frac{dr'}{\mu\,E(r')} = \frac{b^2-a^2}{2\,\mu\,U}\ln(b/a)\;. \tag{1.14}$$

Eine numerische Lösung von Gl. (1.9) ist z.B. in [2] gegeben.

Abbildung 1.6 a zeigt den von einem einzelnen Ion induzierten Strompuls für eine konstante Ionenmobilität, Abb. 1.6 b den gemessenen Puls eines Myons, einer Superposition vieler einzelner Ionenpulse — die Zacken des Signals entsprechen den einzelnen Elektronenclustern.

Die Ortsmessung in Driftrohren beruht auf der Messung der Elektronendriftzeit. Kennt man die Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion des Ortes, so ist es durch Integration entlang der Driftlinien möglich, eine Beziehung zwischen dem radialen Abstand r und der Elektronendriftzeit t zu berechnen, die sogenannte Orts-Driftzeit-Beziehung (rt-Relation). Für die einfache Geometrie der Driftrohre ist die rt-Relation eine monoton wachsende Funktion des Abstandes zum Draht. Über die Orts-Driftzeit-Beziehung wird die gemessene Zeitdifferenz zwischen einem (externen) Triggersignal und der Anstiegsflanke des Ionenpulses — diese Differenz entspricht der Elektronendriftzeit vom drahtnächsten Punkt der Teilchenbahn — in einen Abstand zum Draht umgerechnet.

Die genaue Bestimmung der für die Ortsmessung fundamental wichtigen rt-Relation ist kein triviales Problem, da viele Parameter (Druck, Temperatur, Magnetfeld, Abweichungen von der idealen Geometrie etc.) Einfluß auf die Elektronendriftgeschwindigkeit haben. Eine Berechnung

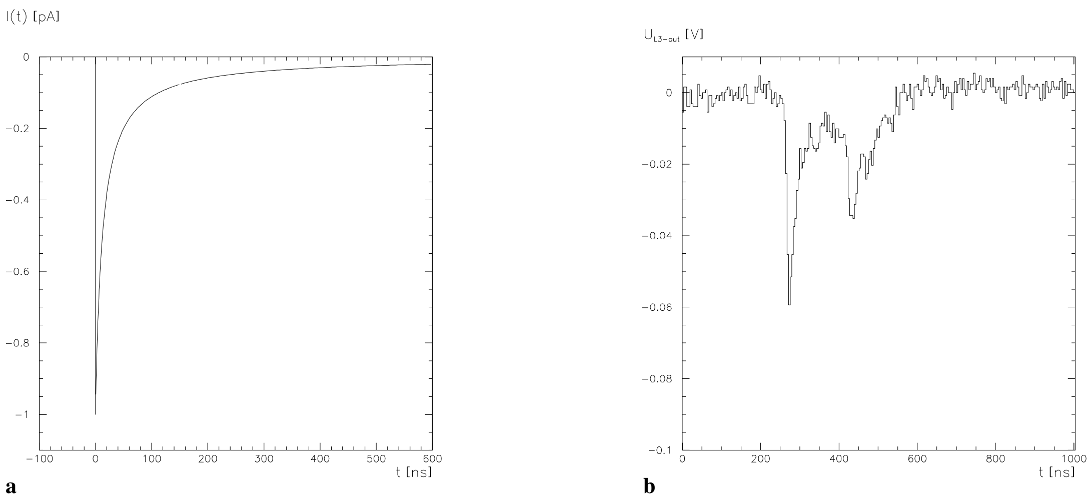

Abbildung 1.6: Signal eines einzelnen driftenden Ions (a) [7] und eines Myons (b) (mit freundlicher Genehmigung von Herrn Dipl.-Ing. W. Riegler)

ist, wegen der ungenauen Kenntnis der Streuquerschnitte und der Variation der Parameter, nicht mit hinreichender Genauigkeit möglich. Im ATLAS-Detektor wird deshalb das Verfahren der Autokalibration [8, 9] Anwendung finden. Hierbei wird die Orts-Driftzeit-Beziehung durch ein iteratives Verfahren aus den Informationen von Myonspuren gewonnen.

1.4.2 Aufbau und Alignment der MDT-Kammern

Die MDT-Kammern des ATLAS-Myon-Spektrometers bestehen aus zwei „Multilayern" — dichteste Packungen aus 3 oder 4 Hochdruckdriftrohr-Lagen — die beiseitig auf eine Support-Struktur montiert werden, Abb. 1.7. Eine solche Kammer wird auch als „Superlayer" bezeichnet. Drei dieser Kammern sind in projektiver Geometrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes zu sogenannten Türmen (Tower) angeordnet.

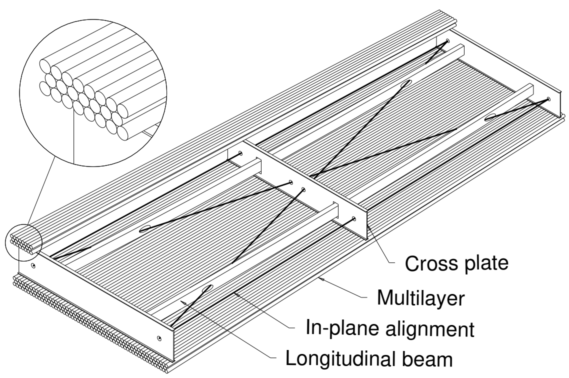

Abbildung 1.7: ATLAS-MDT-Kammer mit mechanischer Halterung [3]

Die Verwendung von 3 oder mehr Driftrohrlagen in einem Multilayer, die jeweils um einen Rohrdurchmesser versetzt sind, also in dichtester Packung vorliegen, erlaubt das Autokalibrationsverfahren und vereinfacht die Unterdrückung von falschen Ereignissen, die durch Rauschen oder Untergrundteilchen hervorgerufen werden, indem Treffer in drei (oder vier) übereinanderliegenden Rohren verlangt werden. Die Anordnung von zwei Multilayern zu einem Superlayer ermöglicht es, in jeder Station einen Spurvektor zu messen, was das Auffinden der Spur im nächsten Superlayer erleichtert. Die Kammern werden so angeordnet, daß die Rohre in azimutaler Richtung orientiert sind und somit für die Messung in longitudinaler Richtung sensitiv sind. Das toroidale Magnetfeld lenkt die Myonen in diese Richtung ab. In den Kammern werden etwa 300.000 Driftrohre mit Längen zwischen 1.4 m und 5.7 m zum Einsatz kommen. Der äußere Rohrdurchmesser beträgt 3 cm, die Wandstärke 400 μm.

Um die angestrebte Auflösung des Myon-Spektrometers zu erreichen, ist eine aufwendige Positionsüberwachung der Kammern nötig. Dabei wird nicht nur die Orientierung der Kammern zueinander ständig überprüft, sondern auch die Geometrie der einzelnen Kammern, da es z.B. durch Temperaturunterschiede zu Verformungen kommen kann. Es wird eine Präzision des Alignments von 30 μm innerhalb eines Turmes angestrebt. Die Messung der relativen Positionen der Superlayer eines Turmes, sowie der Position der einzelnen Türme zueinander erfolgt durch Lichtstrahlen. Es werden zwei unterschiedliche Meßmethoden zum Einsatz kommen: Innerhalb eines projektiven Turmes werden RASNIK [10] Systeme verwendet. Hierbei wird der Schatten einer mit Infrarotlicht bestrahlten Maske in der ersten Station durch eine Linse im zweiten Superlayer auf einen CCD-Sensor in der dritten Station abgebildet. Diese Methode erlaubt eine Meßgenauigkeit von einigen Mikrometern senkrecht zum Lichtstrahl und etwa 30 μm entlang des Strahles. Für „Alignmentpfade“, die mehrere verschiedene Stationen durchlaufen, werden Laserstrahlen in Verbindung mit transparenten Halbleiterdetektoren verwendet. Wiederum liegt die Meßgenauigkeit im Bereich einiger Mikrometer senkrecht zur Strahlrichtung. Abbildung 1.8 zeigt die Alignmentpfade anhand eines Turmes.

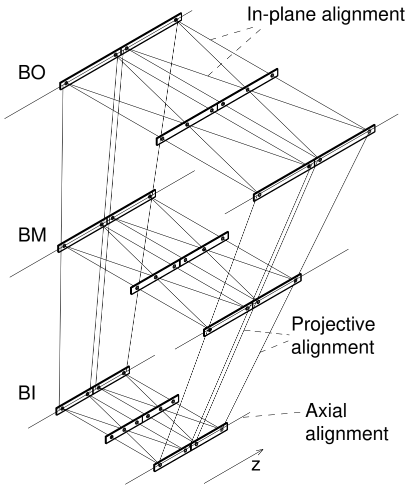

Abbildung 1.8: Zum Alignment des ATLAS-Myon-Spektrometers [3]

1.4.3 Wahl des Arbeitspunktes und des Detektorgases

Die Driftrohre des ATLAS-Myon-Spektrometeres werden im Proportionalmodus betrieben. Im Proportionalmodus ist die Ladung $Q_{avalanche}$, die den Anodendraht nach der Lawinenbildung erreicht, proportional zur Ladung Q_{prim} der Primärcluster. Der gasspezifische und von der Anodendrahtspannung abhängige Proportionalitätsfaktor wird als Gasverstärkung (Gas Gain) G bezeichnet,

$$G = \frac{Q_{avalanche}}{Q_{prim}}$$

Neben den Pulsen des Proportionalmodus können auch sogenannte Limited-Streamer-Pulse bei der Lawinenbildung entstehen [6]. Die Ladung der Streamer-Pulse ist um ein Vielfaches größer (bis zu einem Faktor 200) als die in den Proportionalpulsen enthaltene Ladung und durch Sättigung der Lawinenbildung nahezu unabhängig von der primären Ionisation. Die Entstehung der Limited-Streamer-Pulse ist ein statistischer Prozeß; ihr Anteil kann nicht berechnet werden, sondern muß experimentell für jede Gasmischung bestimmt werden.

Die Wahl des Arbeitspunktes der Driftrohre im ATLAS-Detektor wird von zwei widersprüchlichen Kriterien bestimmt:

- **Hohe Strahlungshärte**

  Für das Myon-Spektrometer wird eine Lebensdauer von mehr als 10 Jahren gefordert. Die Lebensdauer von Driftrohren wird maßgeblich durch die integrierte Ladung (also die während der Betriebsdauer des Detektors akkumulierte Gesamtladung aller Signale) pro Einheitslänge des Drahtes bestimmt. Die Erfahrungen mit anderen Driftkammern zeigen, daß eine integrierte Ladung von 1 C/cm die Grenze zu einer verminderten Funktion darstellt. Da die Untergrundraten innerhalb des ATLAS-Detektors nicht genau bekannt sind, wird diese Obergrenze durch einen Sicherheitsfaktor 5 geteilt. Man gelangt so zu einer maximal erlaubten Ladung von 0.2 C/cm in zehn Jahren Betriebsdauer des Detektors.

  Aus dieser erlaubten Gesamtladung und den Teilchenraten im Detektor kann eine Obergrenze für die Gasverstärkung G_{max}, mit der die Rohre (im Proportionalmodus) betrieben werden können, abgeschätzt werden [11]:

  $$G_{max} \leq 2 \cdot 10^4 \ .$$

  Diese Gasverstärkung liegt weit unterhalb der sonst bei Driftkammern üblichen Gasverstärkungen von $1–10 \times 10^5$.

  Um die integrierte Ladung zu beschränken, ist es notwendig, eine geeignete Gasmischung mit minimiertem Limited-Streamner-Anteil am Arbeitspunkt der Driftrohre zu finden.

- **Gute Ortsauflösung**

  Um den Anforderungen der Impulsauflösung des Myon-Spektrometers gerecht zu werden, wird eine mittlere Ortsauflösung der Driftrohre von $\sigma \leq 100\ \mu$m verlangt. Die Ortsauflösung kann indirekt über eine Erhöhung der Gasverstärkung — dies erlaubt eine geringere Zahl von Triggerelektronen, vgl. Abschnitt 1.4.4 — verbessert werden. Eine Erhöhung der Gasverstärkung steht natürlich im Widerspruch zu einer langen Lebensdauer der Rohre. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Auflösung durch Optimierung aller anderen bestimmenden Größen zu verbessern, so z.B. auch durch die Wahl des geeignetsten Anodendrahtdurchmessers.

Der Arbeitspunktes der MDT-Kammern ist eine Kompromißlösung der beiden oben genannten Anforderungen: Um die Auflösung zu optimieren wird die Obergrenze der durch die Lebensdauer der Rohre zulässigen Gasverstärkung als Arbeitspunkt festgelegt,

$$G_{working\ point} \;=\; 2 \cdot 10^4 \;. \tag{1.15}$$

Die Wahl der Gasmischung wird von den folgenden geforderten Eigenschaften bestimmt:

- **Lineare Orts-Driftzeit-Beziehung**

  Die Ortsdriftzeit-Beziehung soll möglichst linear sein. Dies entspricht einer feldunabhängigen Elektronendriftgeschwindigkeit v_{drift}. Der Einfluß geringer Spannungsschwankungen und Dissortationen des elektrischen Feldes (z.B. durch Raumladungseffekte oder Abweichungen der Driftrohre von der idealen Geometrie) wird minimiert.

- **Kleiner Lorentzwinkel**

  Die Linearität der rt-Relation soll auch im Magnetfeld B der Toroide erhalten sein. Durch den Einfluß des Magnetfeldes werden die Elektronen um den Lorentzwinkel

  $$\alpha \;=\; \arctan\left(v_{drift}\,\frac{B}{E}\right) \;=\; \arctan(\mu_e\, B)$$

  von der radialen Bahn abgelenkt. Der Lorentzwinkel kann durch eine Reduzierung der Elektronenmobilität μ_e verkleinert werden.

- **Hohe Driftgeschwindigkeit**

  Um die Zeit zwischen einem Teilchendurchgang und der erneuten Bereitschaft des Detektors zu minimieren, soll das Gas eine möglichst hohe Elektronendriftgeschwindigkeit v_{drift} besitzen. Dies steht im Widerspruch zu einem kleinen Lorentzwinkel.

- **Geringe Diffusion**

  Für eine gute Ortsauflösung über den gesamten Radius des Driftrohres ist es wichtig die Diffusionkonstante klein zu halten.

- **Geringer Streamer-Anteil**

  Der Anteil der Streamer-Signale soll bei der gewünschten Gasverstärkung von $G \;=\; 2\times 10^4$ unter 1% liegen.

- **Geringer Einfluß von Schwankungen der Operationsparameter**

  Temperatur-, Druck- und Magnetfeldschwankungen sollen nur einen möglichst kleinen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen haben.

- **Unbrennbarkeit**

  Aus Sicherheitsgründen (das Experiment befindet sich unter der Erde) darf die verwendete Gasmischung nicht brennbar sein. Hierdurch wird der Anteil der organischen Quencher eingeschränkt.

- **Nicht mehr als 4 Komponenten**

  Aus technischen und Kostengründen kommen Gase mit mehr als 4 Komponenten nicht in Betracht.

Einige andere Aspekte der in ATLAS verwendeten Driftrohre, der Durchmesser der Driftrohre und der Gasdruck, sind bereits festgelegt.

Der Außendurchmesser der Driftrohre beträgt 3 cm, die Wandstärke in der aktuellen Version 400 μm. Die Wahl des Durchmessers ergab sich als ein Kompromiß konkurrierender Effekte:

Für kleinere Durchmesser befinden sich die Spuren näher am Anodendraht. Für drahtnahe Spuren dominieren die statistischen Fluktuationen der Clustergröße und die Clusterverteilung entlang der Teilchenbahn die Auflösung, die erreichbaren mittleren Ortsauflösungen genügen nicht den an das Myon-Spektrometer gestellten Anforderungen.

Ein größerer Rohrdurchmesser d führt zu einer höheren Okkupanz und einer höheren integrierten Ladung innerhalb der Lebenszeit des Detektors. Durch die höhere Okkupanz wird eine Trennung der Myon-Spuren von Untergrundteilchen erschwert, die Effizienz des Myon-Spektometers nimmt ab. Schwerwiegender als dieser Effekt ist allerdings die höhere Ladungsdeposition auf dem Anodendraht. Die integrierte Ladung ist proportional zu d^2 (ein Faktor d für die mittlere Spurlänge im Rohr, der andere für die dem Teilchenfluß exponierte Fläche), wodurch für größere Durchmesser ein Alterungs-Problem besteht.

Der Gasdruck ist auf $p = 3$ bar (absolut) fixiert. Auch die Wahl des Gasdrucks ist eine Kompromißlösung: Eine Erhöhung des Druckes reduziert die diffusive Aufweitung, die mit $1/\sqrt{p}$ skaliert, und verbessert somit die erreichbare Ortsauflösung. Die erhöhte Primärionisation kann durch eine Reduktion der Gasverstärkung ausgeglichen werden. Ein höherer Gasdruck führt aber auch zu einem Anstieg der Streamer-Rate [12]. Da ein Limited-Streamer Signal die bis zu 200-fache Ladung eines Proportionalpulses enthält, kann bereits ein Streamer-Anteil von 0.5% die integrierte Ladung verdoppeln, bzw. die Lebenszeit der Driftrohre halbieren.

1.4.4 Grenzen der Ortsauflösung

Eine fundamentale Grenze der erreichbaren Auflösung von MDT-Kammern ist durch die Auflösung einzelner Hochdruckdriftrohre gegeben.

Die Ortsbestimmung in Driftrohren erfolgt durch eine Messung der Elektronendriftzeit. Die Zeitmessung wird bei Überschreiten eines bestimmten Schwellenwertes (Threshold-Crossing) durch das im Anodendraht induzierte Signal begonnen und durch ein externes, verzögertes Signal einer Triggerkammer gestoppt (Common Stop Mode)[3]. Die gemessene Zeitdifferenz wird über eine Orts-Driftzeit-Beziehung in einen Abstand der Teilchenspur zum Anodendraht umgewandelt. Die Auflösung wird durch alle Effekte eingeschränkt, die zu zufälligen Variationen der Threshold-Crossing Zeit führen.

Es treten hierbei fünf physikalische Prozesse in den Vordergrund:

[3] Auch die umgekehrte Abfolge ist denkbar: das Triggersignal startet die Zeitmessung, das Überschreiten einer Diskriminatorschwelle durch das induzierte Signal stoppt sie. Der Common Stop Mode hat allerdings den Vorteil, daß eine aufwendigere — und damit langsamere — Triggerlogik verwendet werden kann, die stärkere Einschränkungen an ein gültiges Ereignis stellt und somit Ereignisse bereits bei der Datenaufnahme selektiert.

- **Die Cluster-Size-Distribution**

  Die Verteilung der Zahl der Elektronen in einem Ionisationscluster genügt einer gasspezifischen Verteilung, der sogenannten Cluster-Size-Distribution. Für Argon hat diese Verteilung[4], bei Verwendung der experimentellen Ergebnisse von Fischle et. al. [5] und einer maximalen Clustergröße von 500 Elektronen, einen Mittelwert von 2.7 und eine rms-Abweichung von 10.3.

  Durch die großen Fluktuationen ist die Zahl der Cluster, die am Anodendraht eintreffen müssen, bis das induzierte Signal die Diskriminatorschwelle überschreitet, starken Schwankungen unterworfen.

  Die Fluktuation der Elektronenzahl führen bei drahtnahen Spuren zu den größten Schwankungen in den induzierten Signalen und damit der Threshold-Crossing-Zeit. Für diese Spuren erreichen die Elektronencluster den Anodendraht im maximal möglichen zeitlichen Abstand, der radiale Entfernungsunterschied entspricht nahezu dem Abstand der Cluster entlang der Spur. Bei drahtfernen Spuren dagegen ist der radiale Entfernungsunterschied der Cluster kleiner als die Inter-Cluster-Abstände, die Elektronen verschiedener Cluster erreichen den Anodendraht innerhalb eines kleinen Zeitintervalles und die Fluktuationen der individuellen Elektronenzahl mitteln sich heraus.

  Die Cluster-Size-Fluktuationen liefern den Hauptbeitrag der zufälligen Schwankungen des induzierten Signales. Da die Cluster-Size-Distribution gasspezifisch ist, besteht keine Möglichkeit die Größe dieser Schwankungen durch eine Änderung der Betriebsparameter der Driftrohre zu beeinflussen. Durch eine Reduzierung der Zahl der Elektronen, die den Anodendraht erreichen müssen, ehe die Triggerschwelle überschritten wird, kann der Einfluß der Cluster-Size-Fluktuationen herabgesetzt werden.

- **Die Verteilung der Primärelektronen auf diskrete Cluster**

  Die Ionisation entlang der Teilchenspur ist auf diskrete Punkte, sogenannte Cluster, verteilt. Der Abstand zweier Cluster genügt einer exponentiellen Verteilung, deren Mittelwert durch die mittlere freie (Ionisations-) Weglänge des Teilchens im Detektorgas gegeben ist.

  Zum Überschreiten der Diskriminatorschwelle ist eine bestimmte (mittlere) Anzahl von Elektronen und damit Clustern notwendig. Flutuationen der relativen Abstände der Cluster entlang der Teilchenspur führen zu Schwankungen ihrer Ankunftszeit am Anodendraht und damit zu Schwankungen der Threshold-Crossing-Zeit. Ebenso wie bei den Cluster-Size-Fluktuationen ist dieser Effekt für drahtnahe Spuren stärker ausgeprägt, da hier der Clusterabstand praktisch gleich dem radialen Entfernungsunterschied der Cluster zum Draht ist. Ist der Abstand der Teilchenspur zum Draht wesentlich größer als die mittlere Spurlänge der benötigten Clusterzahl, so tritt der Effekt des Clustering in den Hintergrund, aus „großer“ Entferung erscheint die Ladungsverteilung entlang der Teilchenspur kontinuierlich.

[4] Die Cluster-Size-Distribution ist theoretisch nicht endlich, es existiert also kein „echter“ Mittelwert und keine „echte“ rms-Abweichung. In der Praxis ist der maximal mögliche Clustergröße aber zum Beispiel durch die Abmessungen des Detektors eingeschränkt, bei zu großen Energieüberträgen verläßt das primär erzeugte Elektron den Detektor. Im der ATLAS Gruppe wird bei Simulationen mit einer maximalen Clustergröße von 500 Elektronen gerechnet.

Da der mittlere Abstand zweier Cluster gleich der mittleren freien Weglänge des ionisierenden Teilchens im Detektorgas ist, wird der Effekt des Clustering durch eine höhere Gasdichte reduziert. Dies kann z.B. durch eine Drucksteigerung erreicht werden.

- **Fluktuationen der Gasverstärkung**

  Bei der Lawinenbildung handelt es sich um einen statistischen Prozeß der damit gewissen Fluktuationen unterworfen ist. Im Proportionalmodus werden diese statistischen Schwankungen durch eine sogenannte Polya-Distribution (negative Binomial-Verteilung) beschrieben [6].

  Die Schwankungen führen direkt zu Veränderungen der induzierten Pulse, da die Zahl der entstehenden Ionen mit der Lawinenbildung gekoppelt ist.

  Fluktuationen der Gasverstärkung haben den größten Einfluß für Spuren nahe des Anodendrahtes, da die Driftzeitunterschiede der einzelnen Cluster maximal sind. Bei zeitlich dichter Ankunft der primären Elektronen, wie bei drahtfernen Spuren, mitteln sich die Schwankungen der Gasverstärkung heraus.

- **Diffusion**

  Die zufällige Streuung der driftenden Elektronen an den Gasteilchen führt zu Abweichung ihrer Geschwindigkeiten von der mittleren Driftgeschwindigkeit. Ein punkförmiger Elektronencluster, der zur Zeit $t = 0$ erzeugt wird, weist nach einer Zeit t – im einfachsten Fall — eine Normalverteilung der Ortskoordinaten der Elektronen um die mittlere Driftstrecke r_{drift} auf. Die rms-Breite σ der Elektronenverteilung ist durch

$$\sigma^2 \;=\; 2\,D\,t \tag{1.16}$$

  gegeben, D bezeichnet die Diffusionskonstante.

  Die Abweichungen von der mittleren Driftstrecke führen zu Schwankungen der Ankunftszeit am Anodendraht, die sich auf den induzierte Puls übertragen — die Signalbildung beginnt mit der Lawinenbildung am Anodendraht, also der Ankunft der primären Elektronen.

  Der Effekt der Diffusion steigt mit wachsendem Abstand der Teilchenspur zum Anodendraht, da die mittlere Driftzeit mit wachsender Entfernung zunimmt, sich also die rms-Breite nach Gl. (1.16) vergrößert. Eine Reduktion der Diffusion kann durch eine höhere Gasdichte, also eine Drucksteigerung erreicht werden.

- **Elektronisches Rauschen**

  Eine weitere Quelle, die zu zufälligen Schwankungen der Signalamplitude am Eingang des Diskriminators führt, ist elektronisches Rauschen. Erzeugt wird dieses Rauschen durch thermische Fluktuationen in den Widerständen der Front-End-Elektronik. Die rms-Amplitude V_{rms} dieses thermischen Rauschens ist hierbei umgekehrt proportional zur Quadratwurzel des Gesamtwiderstandes R,

$$V_{rms} \propto \frac{1}{\sqrt{R}}\ .$$

Der Gesamtwiderstand ist hierbei durch die Abschlußwiderstand des Driftrohres, den Drahtwiderstand und die Eingangsimpedanz des Vorverstärkers gegeben. Sowohl die Terminierung (vgl. Gl. (2.2), (2.3)) als auch der Drahtwiderstand (bei gleichem Material) steigen mit abnehmenden Durchmesser des Anodendrahtes. Driftrohre mit dünnen Anodendrähten weisen deshalb weniger elektronisches Rauschen auf.

Das Rauschen hat einen größeren Einfluß für Teilchenspuren nahe des Drahtes, die führende Signalflanke steigt, durch die Verteilung der Elektronen auf diskrete Cluster und die unterschiedlichen Driftzeiten dieser Cluster, langsamer an als für drahtferne Spuren. In letzteren befinden sich, durch den großen Abstand zum Anodendraht, die führenden Ionisationscluster näherungsweise auf einer Isochrone, einer Fläche gleicher Driftzeit.

In Abbildung 1.9 sind die einzelnen Komponenten, welche die Auflösung eines Driftrohres einschränken, als Funktion des radialen Abstandes r der Teilchenspur zum Anodendraht aufgetragen. Die Daten stammen aus einer Simulationsrechnung. Ebenfalls eingezeichnet ist die sich ergebende Gesamtauflösung, Korrelationen der einzelnen Komponenten wurden hierbei nicht berücksichtigt.

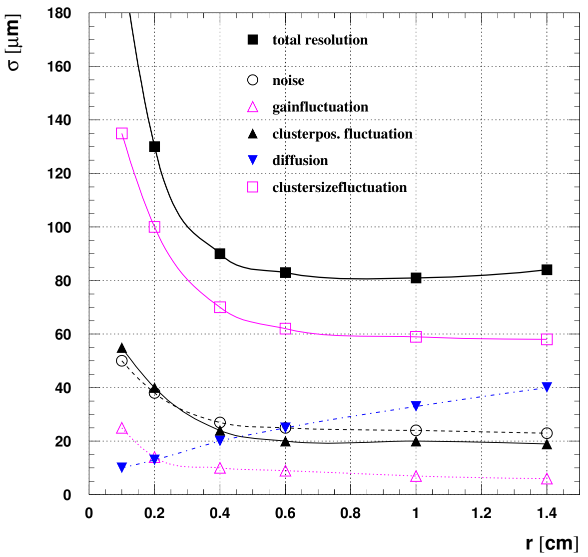

Abbildung 1.9: Simulation der Auflösung eines Hochdruckdriftrohres als Funktion des Abstandes. Die verschiedenen Anteile der Auflösung sind dargestellt. Drahtdurchmesser 50 μm, Ar:N_2:CH_4=91:4:5 bei 3 bar, Gasverstärkung 2×10^4, Shaping-Zeit 25 ns. Mit freundlicher Genehmigung von Herrn Dipl.-Ing. W. Riegler.

Nicht nur die physikalische Prozesse und die Front-End-Elektronik haben Einfluß auf die Auflösung. Schwankungen der Triggerzeit übertragen sich direkt auf die gemessenen Driftzeiten und müssen deshalb minimiert werden. Ein weiterer Beitrag kommt durch die diskrete Zeit-Unterteilung des TDC, der die Driftzeit mißt, zustande. Die rms-Abweichung liegt bei einer

Unterteilung von 1 ns im Bereich von 0.3 ns und führt zu 5–15 μm Fehler in der Positionsbestimmung.

Ein wesentlicher Faktor ist schließlich auch die verwendete Orts-Driftzeit-Beziehung, über die die gemesssenen Driftzeiten in Abständ zum Anodendraht umgerechnet werden.

Kapitel 2

Versuchsaufbau

2.1 Die M2 Test Beam Area

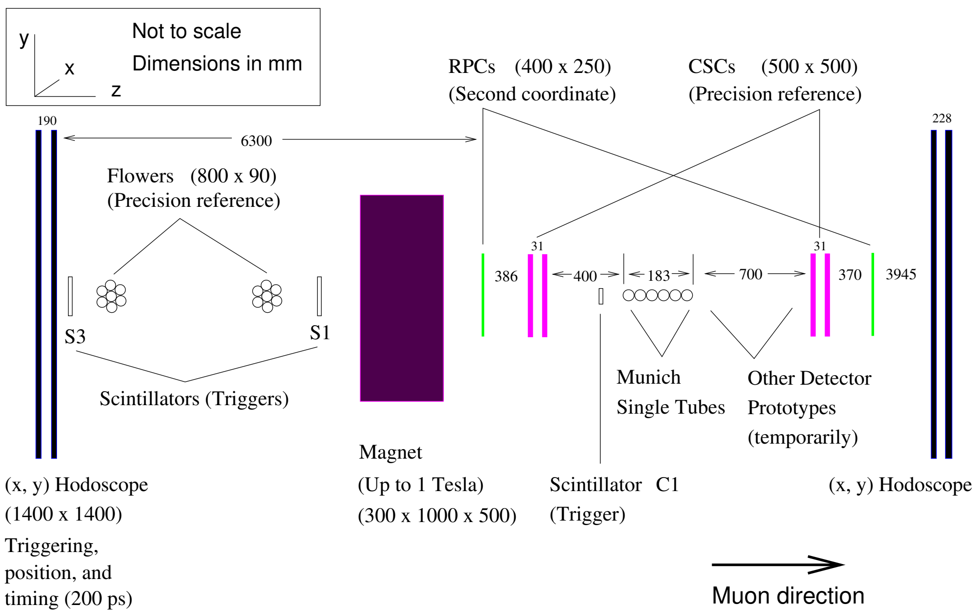

Abbildung 2.1: Der experimentelle Aufbau [1]

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau im Halo der M2 Muon-Beamline am CERN. Die M2 Area wurde aufgebaut, um kleine bis mittelgroße MDT-Prototypen zu testen und bietet auch die Möglichkeit, Studien im Magnetfeld durchzuführen. Da die Teilchenraten innerhalb des M2-Myonenstrahls viel zu groß wären und außerdem die räumliche Ausdehnung des Strahls (etwa 10×10 cm^2) zu klein ist, wurde der Teststand im Halo der M2 Beamline aufgebaut. Dieser Halo enthält Myonen, die aus dem eigentlichen Strahl herausgestreut wurden, sich aber immer noch im wesentlichen parallel dazu bewegen. Die Myon-Rate während der 2.5 s langen Extraktion (der Myonstrahl ist gepulst) beträgt etwa 1 Hz/cm^2.

Die in dieser Arbeit verwendeten Driftrohre sind in Abb. 2.1 als „**M**unich **S**ingle **T**ubes“ (MST) bezeichnet. Die Rohre sind horizontal entlang der x-Achse ausgerichtet.

Das Hodoskop [13] bildet den Haupt-Trigger des Test-Beams und dient zugleich als grobes Referenzsystem (Auflösung etwa 1.5 cm in x- und y-Richtung). Aufgebaut ist das Hodoskop aus vier Ebenen von Szintillationszählern, die vertikal (Ebenen 1 und 4) und horizontal (Ebenen 2 und 3) montiert sind. Eine Ebene besteht jeweils aus 16, etwa 10 cm breiten, beidseitig ausgelesenen Szintallatorstreifen, die sich teilweise überlappen. Das Hodoskop deckt eine Fläche von 1.4×1.4 m^2 ab.

Ein Referenzsystem für die Bestimmung der Myon-Bahnen wird von den CSCs (**C**athode **S**trip **C**hambers) [14] und den RPCs (**R**esistive **P**late **C**hambers) [15] gebildet. Die CSCs dienen dabei zur Bestimmung der y-Koordinate der Teilchenbahn und liefern am Ort der Driftrohre eine Auflösung von 30 μm. Die RPCs ergänzen die Bahnbestimmung in der x-Koordinate und erreichen eine Auflösung von etwa 5 mm.

Weitere Szintillatoren erlauben eine genaue Auswahl des zur Datennahme verwendeten Triggers.

Als Trigger für unsere Studien wurde eine Koinzidenz des Hodoskops, des C1 Szintillators und — für die in dieser Arbeit verwendeten Datensätze — der CSC-Kammern benutzt.

Das für alle Detektoren gemeinsame Gassystem benutzte vorgemischtes Gas in Flaschen. Der Druck wurde durch einen hochpräzisen absoluten Drucksensor gemessen und durch eine Regelschleife mit Hilfe eines Durchflußventiles reguliert. Für alle Messungen wurde der Druck bei 3 bar konstant gehalten; die rms-Abweichung lag unter 0.1%. Das Druck-Kontrollsystem ist in [16] beschrieben.

2.2 Das CSC-Referenzsystem

Das CSC-Referenzsystem ist von großer Wichtigkeit für die Messungen dieser Arbeit. In diesem Abschnitt soll kurz der Aufbau und die Funktionsweise von Kathodenstreifenkammern besprochen werden. Für Einzelheiten wird auf die Literatur verwiesen [3, 14].

Bei den CSC handelt es sich um MWPC (**M**ulti**w**ire **P**roportional **C**hambers), die über eine in Streifen segmentierte Kathode verfügen. Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau einer Kathodenstreifenkammer. Die Kathodenstreifen verlaufen senkrecht zu den Anodendrähten. Die CSC-Zellen sind symmetrisch aufgebaut, d.h. der Abstand Kathode-Anode ist gleich dem Abstand der Anodendrähte. Für die im Testbeam verwendeten Kammern betrug dieser Abstand 2.56 mm, die Kathodenstreifen hatten eine Breite von 5 mm. Jeweils zwei CSC sind in einem Modul zusammengefasst, das Referenzsystem besteht aus zwei solchen Modulen, also aus vier CSC.

Anders als bei normalen MWPC erfolgt die Ortsbestimmung in den CSCs nicht über das Signal der Anodendrähte, sondern über den Schwerpunkt der auf den Kathodenstreifen induzierten Ladung. Dies ermöglicht, trotz eines relativ groben Rasters, eine präzise Ortsbestimmung mit einer Genauigkeit von etwa 50 μm.

Ein Nachteil der Schwerpunktsmethode liegt darin, daß die auf den Streifen deponierte und von den ADCs gemessene Ladung auf 0.1% genau bekannt sein muß , um die angestrebte Auflösung von 50 μm pro CSC zu erreichen. Aus diesem Grund ist im Abstand von etwa 24 h eine Kalibration der CSC notwendig, die in Abschnitt 3.2 ausführlich beschrieben ist.

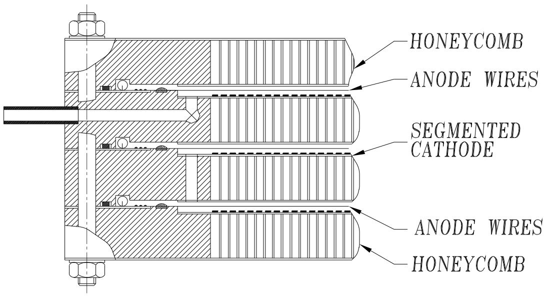

Abbildung 2.2: Aufbau einer Kathodenstreifenkammer [3]

Die Auslese der Kathodenstreifen erfolgt sequentiell (Multiplexing) über einen Flash-ADC[1], welcher die Peakamplitude des Signales mißt. Die Signalhöhe ist proportional zur induzierten Ladung.

Ein logisches Oder der Anodendrahtsignale dient als schneller Trigger und ermöglicht die Einbindung der CSC in die Event-Koinzidenz.

2.3 Die Münchner Einzelrohr-Testapparatur

2.3.1 Die Driftrohre und ihre Supportstruktur

Die mechanische Halterung der Münchner Einzelrohre (Abb. 2.3) ist für 6 Driftrohre von 1 m Länge ausgelegt. Durch ein Gelenk kann die gesamte Anordnung um 90 Grad gedreht werden, und ermöglicht so auch die Messung mit kosmischen Myonen. Für alle in dieser Arbeit verwendeten Daten befand sich die Apparatur jedoch in der normalen, horizontalen Position. An beiden Enden des Rohrtisches sind Gasverteiler angebracht, die die einzelnen Rohre parallel mit dem Gassystem verbinden.

Der Aufbau enthielt ursprünglich 6 Rohre mit Anodendrahtdurchmessern von 30, 40, 50, 70, 100 und 160 μm.

Das 40 μm Rohr wurde unbeabsichtigt durch eine drei Tage anhaltende Entladung gealtert. Diese Entladung fand vor Beginn der Messungen statt, sie wurde durchgeführt, um Verunreinigungen an der Innenseite eines Rohrendes wegzubrennen, die zu einer periodischen Überschlägen führten (Malter-Effekt [6]) und das Rohr für Messungen unbrauchbar machten. In allen unseren Messungen verhielt sich das Rohr, als ob es einen 65 μm Anodendraht hätte. Nach Ende der Meßperiode wurde das Rohr geöffnet: Der Draht war mit Kristallen aus $CuCl_2$ und Cu(OH) bedeckt. Eine ausführliche Beschreibung dieses Alterungsphänomens findet sich in der Diplomarbeit von M. Deile, [7]. Die Daten dieses Rohres werden nicht analysiert.

Der 100 μm Draht hatte von Anfang an keinen Kontakt zu den Stiften in den Endplugs. Da kein Ersatzrohr geliefert wurde, ersetzten wir es durch ein zweites 50 μm Rohr.

Bei der Auswertung wird nur das neue 50 μm Rohr berücksichtigt. Das ältere Rohr ist mit einer Länge von 110 cm für die Rohrhalterungen zu lang und konnte deshalb nicht horizontal

[1]Bei einem Flash-ADC handelt es sich um einen schnellen ADC; die Ausleseraten liegen im Bereich einiger MHz.

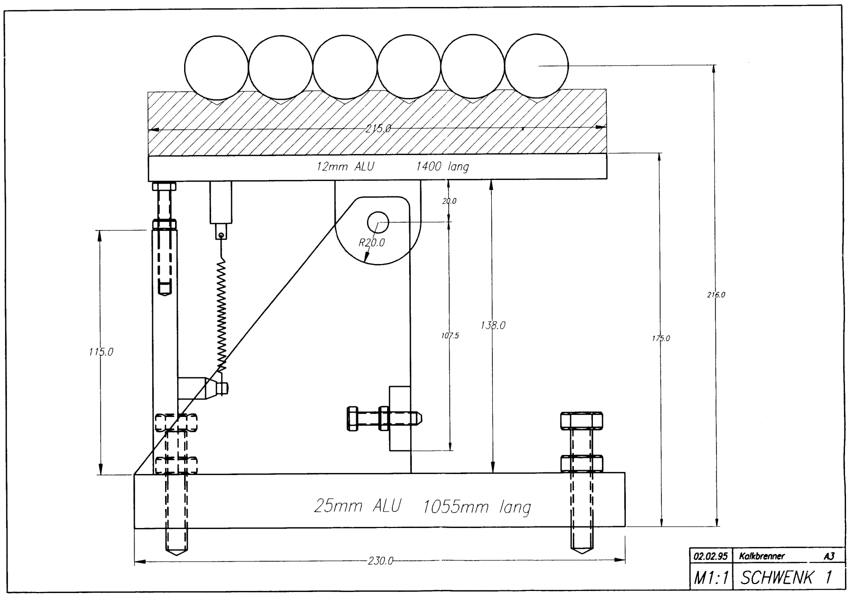

Abbildung 2.3: Die schwenkbare Rohrhalterungsmechanik

Drahtdurch. [μm]	Rohrlänge [cm]	Drahtmaterial	Drahtspannung [N]
30	100	WRe	1.2
50	100	CuBe	3.9
70	100	CuBe	2.9
160	100	CuBe	12.3

Tabelle 2.1: Parameter der Münchner Einzelrohre

montiert werden. Der Anschluß dieses Rohres an das Gassystem erforderte die Verwendung längerer dünner Plastikschläuche, die vor allem durch Ausgasen von Wasser zu Änderungen der Orts-Driftzeit-Beziehung führen [6, 17]. Da ein Vergleich der Ortsauflösung verschiedener Anodendrahtdurchmesser nur bei sonst gleichen Bedingungen sinnvoll ist, wird auf eine weitere Auswertung dieses Rohres verzichtet.

Alle Driftrohre hatten einen Außendurchmesser von 30 mm und eine Wandstärke von 400 μm, und waren aus einer Al-Mn Legierung hergestellt. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Rohre. Abbildung 2.4 zeigt eine vereinfachte Darstellung eines Rohrendes, des Endplugs und der aufgesteckten Front-End-Elektronik Platine. Der Endplug verschließt das Rohr gasdicht und dient zur Positionierung des Anodendrahtes in der Rohrmitte.

2.3.2 Die Front-End-Elektronik

Die Münchner Driftrohre waren an beiden Enden mit Elektronikplatinen bestückt, die unterschiedliche Aufgaben erfüllen.

Auf der sogenannten HV-Seite (Abb. 2.5) befindet sich der Anschluß für die Hochspannungsversorgung und der Terminierungswiderstand, sowie ein Testpulseingang, der zur Kalibra-

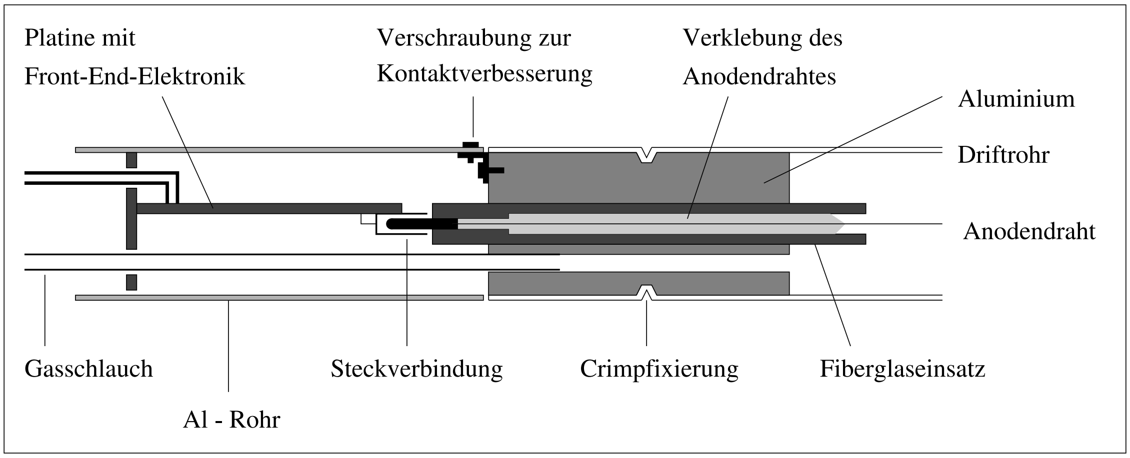

Abbildung 2.4: Vereinfachte Darstellung der Endplugs und Befestigung der Front-End-Elektronik [7]

tion der Ausleseelektronik genutzt werden kann. Auf der „Preamp-Seite“ (Abb. 2.6) werden die Signale ausgelesen und von einem AC-gekoppelten Stromvorverstärker verstärkt. Die Vorverstärkung verbessert das Signal/Rausch-Verhältnis bei der weiteren Übertragung der Signale an die Ausleseelektronik. Die Hochspannungsversorgung des Anodendrahtes erfolgt über einen hochohmigen (1 MΩ) Widerstand, der bei eventuell auftretenden hohen Strömen (z.B durch Funkenentladungen) zu einem Zusammenbruch der Spannung führt und dadurch schädliche Dauerentladungen verhindert.

Der durch einen Kondensator von der Hochspannung abgekoppelte Terminierungswiderstand verhindert Signalreflexionen und wird entsprechend dem Wellenwiderstand Z_0 des Rohres gewählt.

Asympotisch ist der Wellenwiderstand durch

$$\lim_{\omega\to\infty} Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{2.1}$$

gegeben [18], wobei L und C die Induktivität und die Kapazität des Rohres pro Einheitslänge beschreiben:

$$L = \frac{\mu}{2\pi}\ln(b/a) , \tag{2.2}$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)} . \tag{2.3}$$

Für gasformige Medien sind die Dielektrizitätskonstante ϵ und die Permeabilität μ ungefähr gleich den Vakuumwerten.

Wie aus Gl. (2.1), (2.2) und (2.3) ersichtlich hängt der Wert des Terminierungswiderstandes vom Radius a des Anodendrahtes ab (der Rohrinnenradius b ist für unsere Driftrohre konstant).

Tabelle 2.2 gibt die verwendeten Widerstandswerte an. Durch den frequenzabhängigen Wellenwiderstand des Rohres (dieses kann durch einen koaxialen Wellenleiter beschrieben werden [2]) und die Koppelkapazitäten bedingt, ist die Terminierung der Driftrohre strenggenommen nur für hohe Frequenzen korrekt.

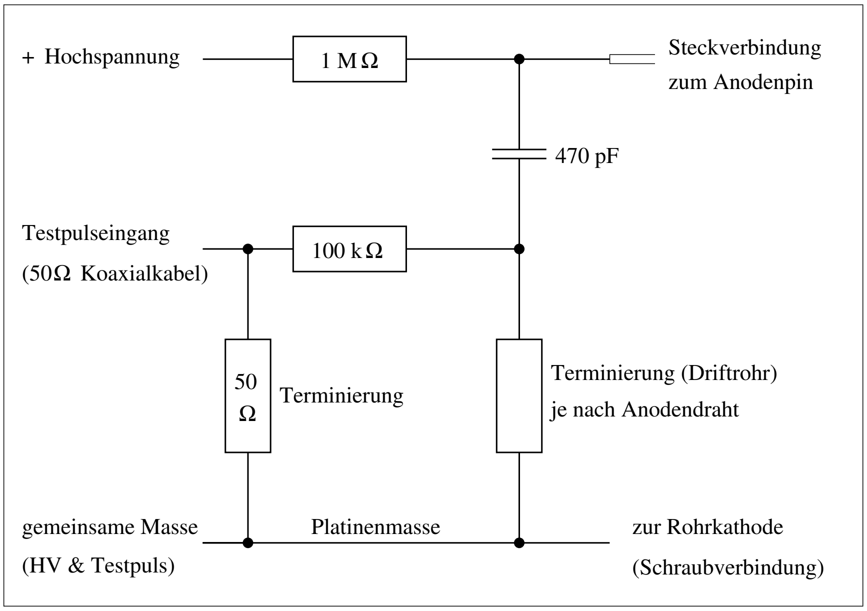

Abbildung 2.5: Schaltbild der HV-Seite der Münchner Driftrohre [7]

Drahtdurchmesser $2a$ [μm]	Terminierung [Ω]
30	413
50	382
70	362
160	312

Tabelle 2.2: Terminierungswiderstände der Driftrohre

Über den Testpulseingang kann ein Testsignal in die Driftrohre eingespeist werden. Da die vom verwendeten Signalgenerator gelieferten Amplituden (0.4–5.0 V) den L3-Vorverstärker sättigen würden, wird ein Spannungsteiler (100 kΩ Widerstand mit Terminierungswiderstand) eingesetzt. Der 50 Ω Widerstand dient zur Terminierung des Signalgenerators. Testpulse wurden bei der Kalibration der ADCs [7] und der Diskriminatorkalibration (Abschnitt 2.5) verwendet.

Ebenso wie auf der HV-Seite wird der Vorverstärker durch eine Kapazität von der Hochspannungsversorgung getrennt.

Bei dem verwendeten Vorverstärker [19] handelt es sich um einen schnellen (Shapingtime 4 ns) Stromvorverstärker, der in den Driftkammern des L3-Experimentes eingesetzt wird. Die Verstärkung beträgt 24 mV/μA bei einer Versorgungsspannung von +5 V und ändert sich im Bereich von 3–10 V Versorgungsspannung nur unwesentlich (maximal 10%). Als Output wird ein differentielles Signal (out und $\overline{\text{out}}$) zur Verfügung gestellt. Beiden Kanälen kohärent überlagertes Rauschen kann so durch Subtraktion der Signale beseitigt werden.

Der dem Verstärker vorgeschaltete Widerstand (33 Ω) aktiviert einen internen Schutz vor Spannungspitzen.

Anders als die HV Seite ist die Preamp-Seite nicht gemäß der Rohrimpedanz terminiert. Die

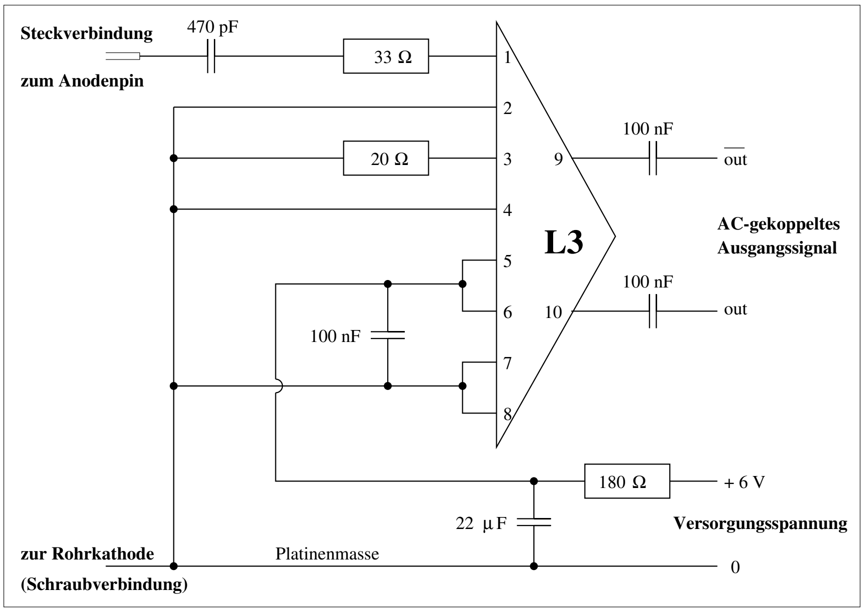

Abbildung 2.6: Schaltbild der Preamp-Seite der Münchner Driftrohre [7]

Terminierung beträgt vielmehr nur

$$33\Omega \ + \ 22\Omega \ (\mathrm{L3-Eingangsimpendanz}) \ = \ 55\Omega \ < \ Z_0 \ .$$

Dieser Wert ist kleiner als die Rohrimpedanz; die Signalausbeute wird gegenüber einem richtigen Abschluß erhöht, da negative Reflexionen auftreten, vgl. z.B. [18]. Die entstehenden reflektierten Signale werden auf der HV-Seite durch die dort richtige Terminierung eliminiert.

2.3.3 Die Signalverarbeitung

Die Auslese-Elektronik zielte darauf ab, zugleich die Ladungs- als auch die Zeitinformation der Signale zu messen.

Die gleichzeitige Messung beider Informationen ermöglicht die Nutzung eines gemeinsamen Datensatzes zur Bestimmung der Gasverstärkung — hierzu wird die Ladungsinformation benutzt — und der Ortsaufösung — dies erfordert die Driftzeiten — und reduziert dadurch die benötigte Meßzeit.

Zu diesem Zweck wurde eine kombinierte Schaltung von **A**nalog to **D**igital **C**onverter (ADC) und **T**ime to **D**igital **C**onverter (TDC) aufgebaut, siehe Abb. 2.7.

Der nichtinvertierte Ausgang des L3-Vorverstärkers wurde in einer aktiven Splitter-Box (im wesentlichen ein Emitterfolger) dubliziert und lieferte das analoge ADC-Signal. Für die Analyse dieser Arbeit werden die ADC-Daten nicht verwendet, eine genauere Beschreibung dieses Signalzweiges findet sich in [7].

Nach der Verdoppelung wird das differentielle Signal diskriminiert, d.h. mit einem Schwellenwert (Threshold) verglichen. Ist die Differenz out - $\overline{\mathrm{out}}$ größer als dieser Schwellenwert, so gibt der Diskriminator eine logische 1 („wahr“) als Signal aus.

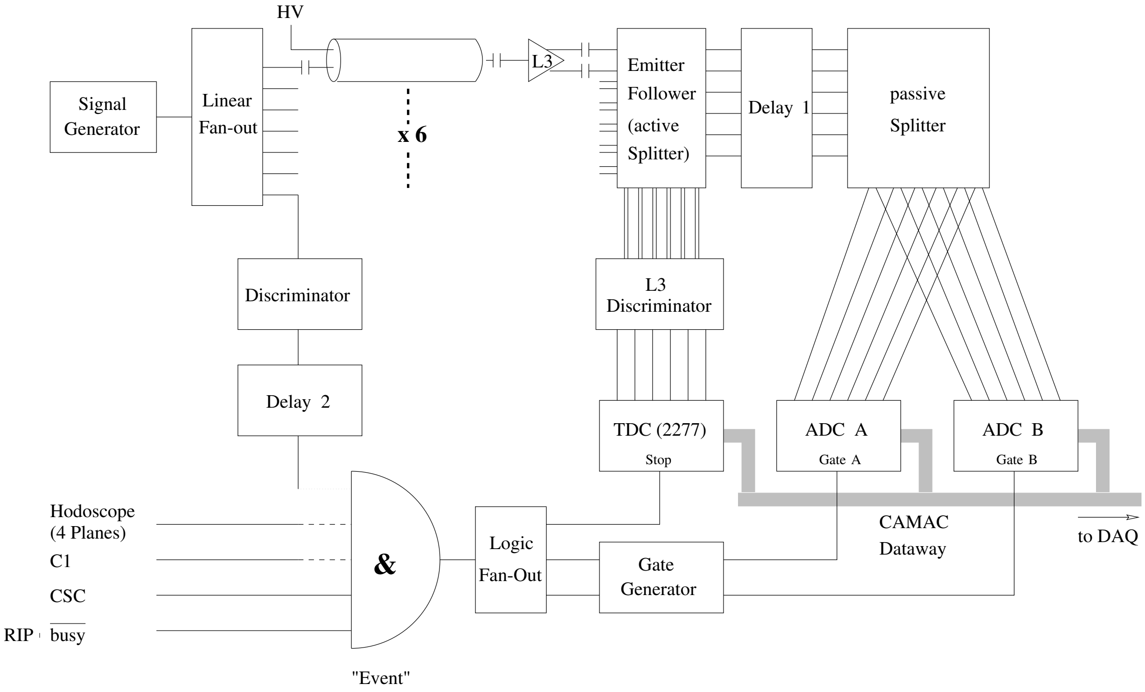

Abbildung 2.7: Blockschaltbild der Signalverarbeitungselektronik

Als Diskriminator diente eine speziell für den L3-Vorverstärker entworfene Diskriminatorkarte mit 48 Kanälen [20]. Hierbei handelt es sich um einen Time-over-Threshold Diskriminator, d.h. das Ausgangssignal ist wahr, solange das Eingangssignal größer als der Schwellenwert ist.

Um auf ein möglichst niedriges Elektron zu triggern, mußte die Diskriminatorkarte weit unterhalb ihrer empfohlenen Schwellenspannung von 20 mV betreiben werden. Thresholds bis hinunter zu 5 mV wurden benutzt. Es wurden keine Oszillationen oder Instabilitäten bei den verwendeten Diskriminatorkanälen beobachtet.

Das Diskriminatorausgangssignal wird an einen TDC weitergegeben. Sowohl die positive als auch die negative Flanke des Diskriminator-Outputs starten im TDC jeweils eine Zeitmessung. Der verwendete LeCroy 2277 TDC ermöglicht die parallele Messung von 16 Signalen in jedem der 32 Kanäle und weist ein Time-Binning von 1 ns auf. Treten mehr als 16 Signale in einem Kanal auf, so werden die dort zuerst begonnenen Messungen überschrieben.

Gestoppt wird die Zeitmessung des TDCs durch das Signal des Event-Triggers. Dieses ist durch die aufwendige Trigger-Logik der Hodoskope so sehr verzögert, daß es erst nach den Driftrohrsignalen zur Verfügung steht.

Neben den ausgewählten Triggersignalen (für alle in dieser Arbeit verwendeten Daten: Hodoskop, C1 und CSCs) müssen noch zwei logische DAQ (**D**ata **A**c**Q**uisition)-Signale vorhanden sein, um ein Event-Signal zu generieren: RIP (**R**un **I**n **P**rogress) signalisiert, daß das Datenaufnahmeprogramm läuft, $\overline{\text{busy}}$ zeigt an, daß ein neues Event verarbeitet werden kann.

Die ADC- und TDC-Daten werden schließlich über einen CAMAC-Bus vom DAQ-Computer ausgelesen und die Daten auf Magnetbändern abgespeichert. Eine Beschreibung der DAQ ist in [21] zu finden.

2.4 Das Gas Ar:N_2:CH_4=91:4:5

In diesem Abschnitt soll das verwendete Detektorgas kurz besprochen werden. Aus den vier im Test-Beam 1995 untersuchten Gasmischungen wurde das Ar:N_2:CH_4=91:4:5 Gas für diese Arbeit ausgewählt, da es den Anforderungen des endgültigen ATLAS-MDT Gases sehr nahe kommt. Gasmischungen dieses Typs gehen im wesentlichen auf die Arbeiten der Freiburger Gruppe zurück [22, 23].

Betrachten wir zuerst die einzelnen Komponenten.

Ar: Argon dient als Hauptbestandteil der Mischung. Bei den monoatomaren Edelgasen setzt die Lawinenbildung bereits bei niedrigeren Feldern ein als bei mehratomigen Gasen, da den driftenden Elektronen bei Stößen keine Energie durch Anregung von Rotations- oder Vibrationsfreiheitsgraden entzogen werden kann, bevor sie genügend Energie zur Ionisation haben. Um eine möglichst hohe Primärionisation zu erzielen, wählt man schwere Edelgase, die über viele Elektronen verfügen. Argon wird aus Kostengründen seinen schwereren Verwandten Krypton und Xenon vorgezogen. Vorteilhaft ist auch die chemische Trägheit der Edelgase, die Alterungs-Phänomene durch diese Komponente verhindert.

CH_4: Methan wird als Quencher eingesetzt, soll also durch seine vielen anregbaren Freiheitsgrade in der Lawinenregion entstehende Photonen abfangen und dadurch Nachpulse und Dauerentladungen verhindern. Bei der verwendeten Mischung wurde Methan der Vorzug vor schweren Verbindungen (z.B. Ethan, (Iso-)Butan) gegeben, da die Brennbarkeitsgrenze — bei auf Argon basierenden Mixturen — erst bei 5% erreicht wird.

N_2: Stickstoff wird der Mischung beigefügt, um die Linearität der Orts-Driftzeit-Beziehung zu verbessern. Die Beimischung von Stickstoff führt allerdings auch zu Nachteilen. Thermische Neutronen, die im ATLAS-Detektor in hohen Raten in der Hintergrundstrahlung vertreten sind, können die Reaktion $^{14}N(n,p)^{14}C$ induzieren. Die Reaktion führt zur Enstehung eines niederenergetischen (600 KeV), und deshalb hochionisierenden, Protons in den Driftrohren. Diese verursachen Störsignale und tragen zu einer erhöhten Ladungsdeposition in den MDTs bei [1]. Ein weiterer Nachteil liegt in der erhöhten Ladung der Limited Streamer Pulse.

Das Ar:N_2:CH_4=91:4:5 Gas zeichnet sich durch einen stabilen Arbeitspunkt, eine lineare rt-Relation und einen geringen Limited-Streamer Anteil aus. Nachpulse wurden auch bei sehr hohen Gasverstärkungen (1×10^5) nicht beobachtet.

Wichtig für die Auswertung der Datensätze in dieser Arbeit ist der Zusammenhang zwischen Gasverstärkung und Hochspannung. Untersucht wurde dieser Zusammenhang sowohl mit hochenergetischen Myonen, als auch mit Photonquellen — ^{241}Am (60 und 17.4 keV γ-Energie) und ^{55}Fe (5.9 keV γ-Energie). Die Methode der Bestimmung dieser Beziehung aus den aufgenommenen ADC-Spektren ist in [1, 7] ausführlich besprochen und soll hier nicht wiederholt werden. Anhang C ergänzt diese Darstellungen durch ein Listing des verwendeten Monte-Carlo-Programmes zur Berechnung des Ladungsanteiles innerhalb eines endlichen ADC-Gates.

Abbildung 2.8 zeigt die Gasverstärkung als Funktion der angelegten Anodendrahtspannung für die ^{241}Am-Daten. Alle in dieser Arbeit angegebenen Hochspannungen für Gasverstärkungen wurden diesen Daten entnommen. Die ^{241}Am-Daten wurden gewählt, da sie zuverlässiger als die

Ergebnisse der Myonen-Daten erscheinen. Für die Myon-Daten ist eine schwierigere Korrektur als für die ^{241}Am-Daten zu berechnen, da die Primärelektronen entlang der Myon-Bahn verteilt sind und keinen isolierten Ionisationscluster bilden, wie bei γ-Bestrahlung.

Die Ergebnisse der ^{241}Am-Messung sind in exzellenter Übereinstimmung mit Messung der BNL-Gruppe im Test-Beam.

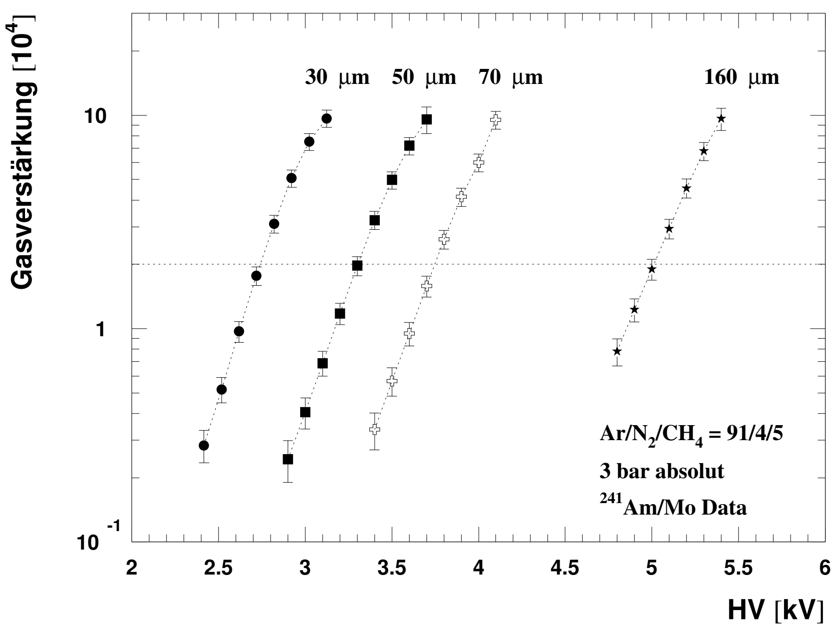

Abbildung 2.8: Gasverstärkung als Funktion der Hochspannung für $Ar:N_2:CH_4$=91:4:5 bei 3 bar, ^{241}Am-Daten.

2.5 Kalibration des Diskriminators

Zur genauen Bestimmung der Triggerschwelle ist eine Kalibration des Diskriminators unumgänglich. Durch die Toleranzen der Bauteile entspricht die extern angelegte Schwellenspannung nicht der wirklichen Diskriminatorschwelle in den einzelnen Diskriminatorkanälen.

Der Testpulseingang der Münchner Driftrohre ermöglicht die einfache Verwendung von Pulsen zur Kalibration, ohne Veränderungen des Aufbaus. Bei der Kalibration sind die Driftrohre und der Diskriminator auf dieselbe Weise verbunden wie bei der Datennahme.

Aus der Kenntnis der Threshold-Spannung des Diskriminators ist die Berechnung des „Triggerelektrons“ möglich, also desjenigen Primärelektrons, dessen Signal zum Überschreiten der Triggerschwelle führt. Die Messung des Triggerelektrons nutzt die räumliche Lokalisierung der Ionisationscluster einer ^{241}Am-Quelle aus.

2.5.1 Prinzip

Bei der Kalibration des Diskriminators werden Testpulse mit konstanter Amplitude verwendet. Die Amplitude dieser Pulse stellt eine Referenz dar, mit der die angelegte Schwellenspannung verglichen werden kann.

Die am Diskriminator angelegte Schwellenspannung wird variiert, bis der Diskriminator auf die Signale anspricht. Durch den Vergleich der Zahl der Diskriminatorausgangssignale mit der Zahl der gesendeten Testpulse als Funktion der angelegten Schwellenspannung ist der genaue Punkt des Ansprechens, sowie die Breite des Übergangs bestimmbar[2]. Verschiede Testpulsamplituden ermöglichen die Anfertigung einer Kalibrationskurve, welche die tatsächlich anliegende Schwellenspannung mit der am Diskriminator einzustellenden Spannung in Bezug setzt.

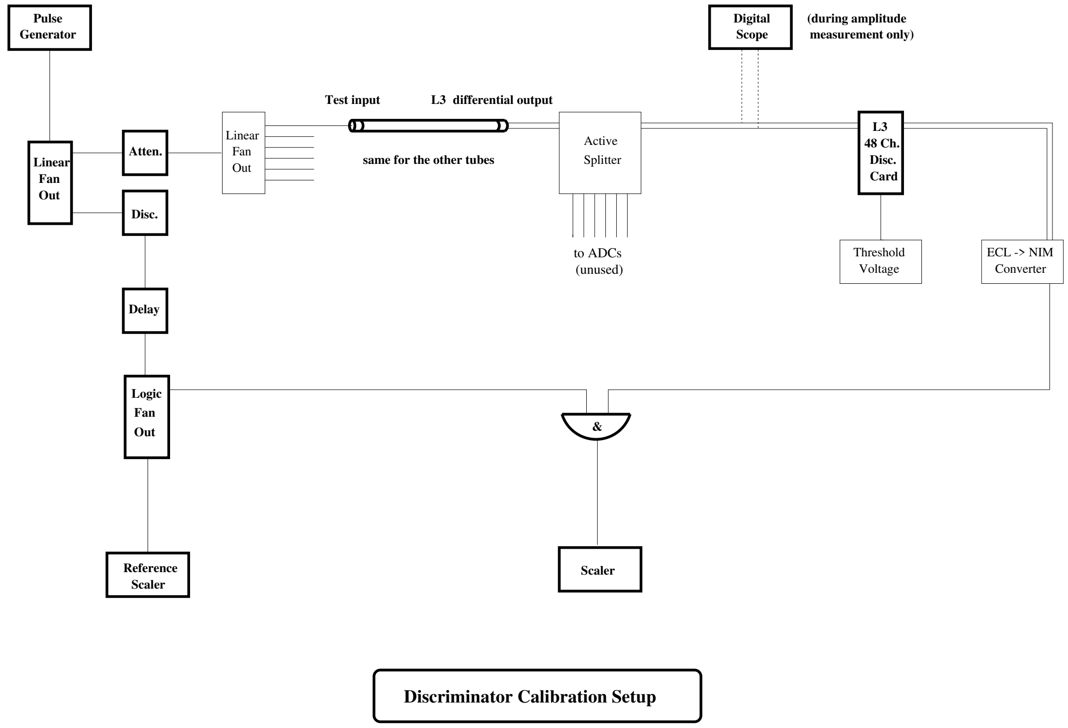

Abbildung 2.9: Aufbau der Diskriminator-Kalibration

Abbildung 2.9 zeigt ein Schema des Kalibrationsaufbaus. Die von einem Pulsgenerator gelieferten Pulse wurden in einem Linear-Fan-Out dupliziert.

Einer der Ausgangspulse des Fan-Outs diente als Referenzsignal, er wurde durch einen Diskriminator in ein logisches Signal umgewandelt, verzögert (Delay) und erneut dupliziert (Logic-Fan-Out). Ein Referenzscaler zählt die Zahl der generierten Pulse.

Das zweite Ausgangssignal des Linear-Fan-Out wurde im Attenuator abgeschwächt[3], erneut von einem Linear-Fan-Out Modul kopiert, und den einzelnen Rohren über den Testpulseingang

[2]Durch elektronisches Rauschen ist der Übergang keine Stufenfunktion, sondern weist eine gewisse Breite auf.

[3]Der Signalgenerator kann nur Pulse mit einer minimalen Amplitude von 0.4 V generieren, die Signale müssen also auf die gewünschte Höhe abgeschwächt werden.

zugeleitet. Das Ausgangssignal der Driftrohre folgte dem normalen Auslesepfad von Splitter und Diskriminator. Der nachgeschaltete ECL→NIM Converter wandelte das Diskriminatorsignal in ein für den Scaler (Zähler) verständliches Logiksignal um.

Eine Koinzidenz mit dem Referenzsignal verhinderte das Zählen von Störpulsen.

Die Testpulsamplitude wurde vor Beginn und nach Ende jeder Meßreihe für jedes Rohr zwischen der Splitterbox und dem Diskriminator gemessen (die Amplituden waren aufgrund der unterschiedlichen Abschlußwiderstände der Driftrohre etwas verschieden). Hierbei wurde auf die korrekte Terminierung aller nicht ausgelesenen Leitungen geachtet, um Verfälschungen der Signalamplitude durch Übersprechen (Cross-talk) zu verhindern.

Der verwendete Aufbau stellte sicher, daß bei der Kalibration des Diskriminators die gleichen Bedingungen wie später bei der Datennahme herrschten.

Bei der Messung wurden Signalamplituden im Bereich 10–25 mV verwendet.

Für jede Signalamplitude und jedes Rohr wurde bei Variation der angelegten Threshold-Spannung das Verhältnis Diskriminatorpluse/Referenzpulse bestimmt. Zur Illustration ist in Abb. 2.10 a das Verhältnis Diskriminatorpulse/Referenzpulse gegen die einstellte Threshold-Spannung aufgetragen.

Als Schwellenspannung, die der anliegenden Signalamplitude am Diskriminatoreingang entspricht, wird die Spannung bei bei einem Verhältnis Diskriminatorpulse/Referenzpulse = 0.5 gewählt. Die Breite des Übergangsbereiches (0.9–0.1) dient zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Kalibration.

Durch Variation der Signalamplitude erhält man mehrere Meßpunkte, als Kalibration wird ein Geradenfit durch diese Punkte gewählt. Abbildung 2.10 b zeigt am Beispiel des 50 μm Rohres die sich ergebende Kalibration.

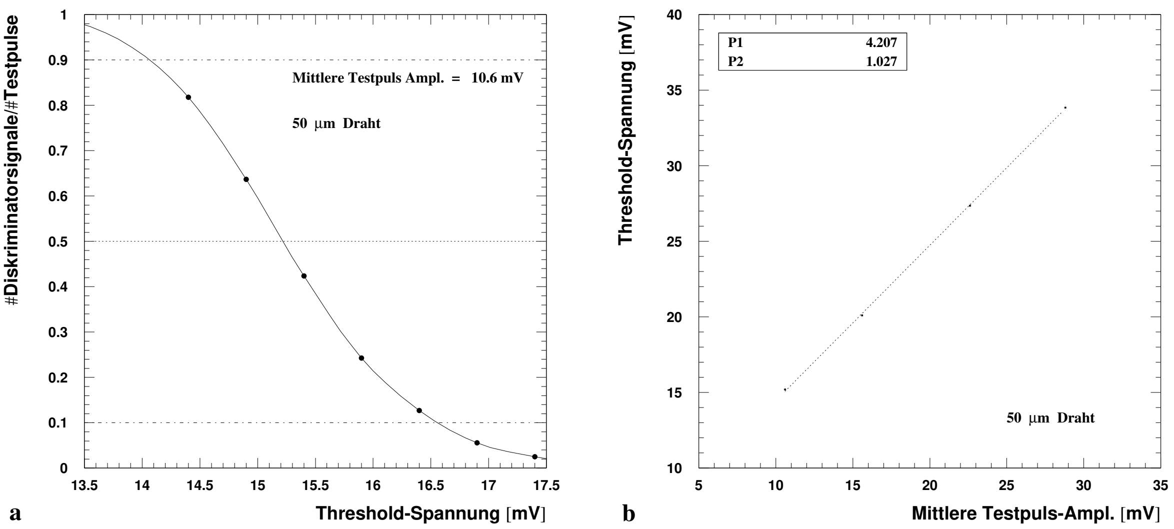

Abbildung 2.10: Beispiel einer Diskriminatorkalibration. a: Verhältnis Diskriminatorpulse/Testpulse als Funktion der Thresholdspannung für konstante Pulsamplitude, b: Kalibrationskurve.

Tabelle 2.3 faßt die Parameter der Kalibrationskurven für die in dieser Arbeit verwendeten Driftrohre und ihrer Diskriminatorkanäle zusammen, die einzustellende Threshold-Spannung $V_{applied}$ kann aus dem gewünschten Schwellenwert V_{thresh} über

$$V_{applied} = a \cdot V_{thresh} + b \tag{2.4}$$

berechnet werden.

Drahtdurchmesser [μm]	Steigung a	Offset b [mV]	Breite 10–90% [mV]
30	1.04	5.3	2.2
50	1.03	4.2	2.3
70	1.03	3.6	2.3
160	1.02	3.3	2.2

Tabelle 2.3: Parameter der Diskriminatorkalibration. Die anzulegende Schwellenspannung $V_{applied}$ berechnet sich aus dem gewünschten Threshold V_{thresh} über: $V_{applied} = a \cdot V_{thresh} + b$.

2.5.2 Bestimmung des Triggerelektrons

Kennt man die Signalhöhe V_{e^-} des Vorverstärkers, die von einem einzelnen Primärelektron resultiert, so kann über die angelegte Thresholdspannung V_{Thresh} das Triggerelektron $N_{trigger}$, also dasjenige Elektron, dessen Signal zum Überschreiten der Diskriminatorschwelle führt, bestimmt werden:

$$N_{trigger}(G) = \frac{V_{Thresh}}{V_{e^-}(G)} . \tag{2.5}$$

In der obigen Gleichung wurde bereits die Abhängigkeit des Triggerelektrons von der Gasverstärkung G eingeführt.

Die Schwierigkeit der Signalhöhenbestimmung eines einzelnen Primärelektrons läßt sich durch Verwendung einer geeigneten Gamma-Quelle umgehen:

Die Photonen erzeugen im Driftrohr einen räumlich lokalisierten Cluster von (im Mittel) N Elektronen, dessen Ausdehnung vernachlässigt werden kann. Da alle Elektronen den Anodendraht im wesentlichen zur selben Zeit erreichen, ist das resultierende Signal N mal so groß wie das Signal eines einzelnen Elektrons.

Die mittlere Zahl der Elektronen N eines Photonen-Clusters ist durch das Verhältnis von Photonenergie und Ionisierungsenergie des Gases gegeben. Aus der Signalhöhe des Photonpulses kann also direkt auf die Signalhöhe eines einzelnen Primärelektrons geschlossen werden.

Für die nachfolgenden Messungen wurde eine ^{241}Am-Quelle benutzt, die als Nebenprodukt von α-Zerfall 60 keV Photonen emittiert. Photonen dieser Energie erzeugen aber bereits räumlich ausgedehnte Cluster und führen zudem, aufgrund der hohen Elektronenzahl, bereits zu Sättigungseffekten bei der Gasverstärkung. Die Photonenergie wird deshalb in einer (etwa 0.4 mm dicken) Mo-Schicht durch Fluoreszenzabsorption auf 17.4 keV reduziert. Die mittlere Elektronenzahl in einem Cluster ist $N = 17.4$ keV/0.026 keV ≈ 670, mit einer effektiven Ionisationsenergie von 0.026 keV von Argon, dem Hauptbestandteil des verwendeten Detektorgases.

Die Signalhöhe der Photonpulse wurde als Funktion der anliegenden Anodendrahtspannung, also der Gasverstärkung, gemessen. Zur Messung wurde ein analoges Oszilloskop verwendet.

Die Messung erfolgte an der gleichen Stelle wie die Bestimmung der Testpulsamplituden für die Diskriminatorkalibration.

Das Triggerelektron kann nun mit

$$N_{Trigger} \;=\; 670 \cdot \frac{V_{Thresh}}{V_{17.4\mathrm{keV}}} \tag{2.6}$$

aus der jeweiligen Signalhöhe $V_{17.4\mathrm{keV}}$ berechnet werden.

Die Signalhöhe $V_{17.4\mathrm{keV}}$ des 17.4 keV Photons ist, unter Annahme einer linearen Elektronik (passive Komponenten und aktive Komponenten) und Vernachlässigung von Sättigungseffekten bei der Lawinenbildung, proportional zur Gasverstärkung G. Gleichung 2.6 kann also auch in der folgenden Form geschrieben werden,

$$N_{Trigger} \;=\; a(V_{Thresh}) \cdot \frac{1}{G\,[10^4]} \;, \tag{2.7}$$

mit einer von der Schwellenspannung V_{Thresh} abhängigen Proportionalitätskonstanten $a(V_{Thresh})$:

$$a(V_{Thresh}) \;=\; V_{Thresh} \cdot \frac{670}{V_{17.4\mathrm{keV}}(G = 1 \times 10^4)} \;. \tag{2.8}$$

Wie erhalten also eine lineare Beziehung zwischen dem Triggerelektron und der inverser Gasverstärkung, die Steigung dieser Geraden hängt sowohl von der verwendeten Elektronik — diese bestimmt bei einer festen Gasverstärkung die Signalhöhe —, als auch von dem Diskriminatorthreshold ab.

Abbildung 2.11 zeigt die erhaltenen Meßdaten als Funktion der inversen Gasverstärkung, verschiedene Thresholdspannungen dienen als Parameter. Der erwartete lineare Zusammenhang ist gut erfüllt.

Neben der Gasverstärkung hängt das Trigggerelektron auch von Durchmesser und Material des verwendeten Anodendrahtes ab, da diese die Signalform (Pulshöhe und Halbwertsbreite) beeinflussen [2]. Wir werden in Kapitel 6 hierauf zurückkommen.

Die Schwellenspannung eines Diskriminators für Driftkammersignale wird gewöhlich in „Elektronen“ angegeben. Spricht man von einem Schwellenwert von N Elektronen, so ist ist dies so zu verstehen, daß die Schwellenspannung auf die Signalhöhe eines Ionisationsclusters, der (genau) N Elektronen enthält, eingestellt wird.

Ist N wesentlich größer als die mittlere Elektronenzahl eines Clusters (2.7 für Argon), so wird durch die Ionisation in diskreten Clustern entlang einer Teilchenspur und die Cluster-Size-Distribution im Mittel allerdings auf ein etwas späteres Elektron getriggert.

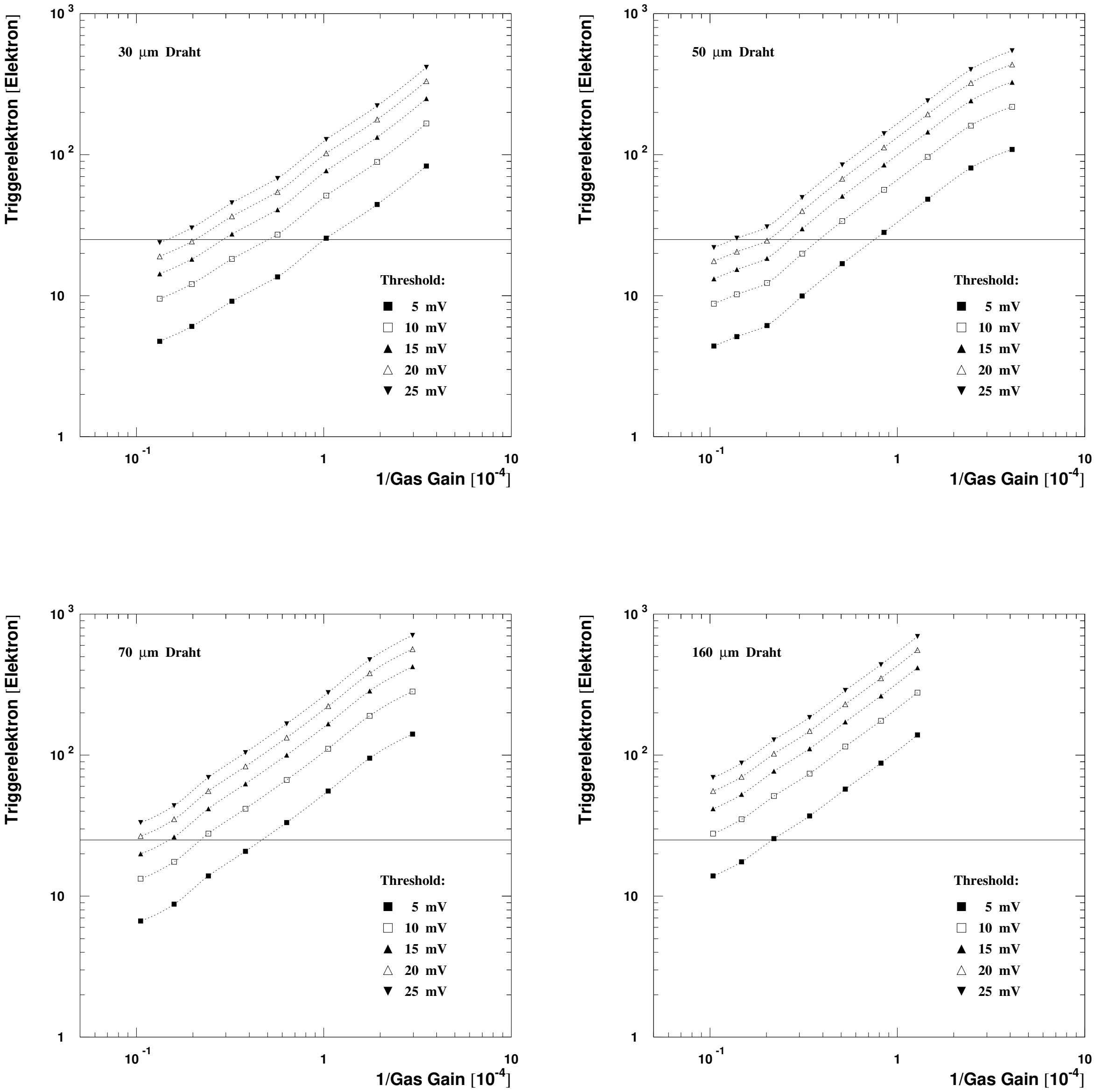

Abbildung 2.11: Triggerelektron als Funktion der inversen Gasverstärkung für verschiedene Drahtdurchmesser, die Meßfehler betragen etwa 10% in beiden Richtungen.

Kapitel 3

Spurbestimmung mit den CSCs

In diesem Abschnitt werden die nötigen Schritte beschrieben, um eine Spurinformation aus den CSC-Daten zu gewinnen.

Die Verwendung von vier CSCs erfordert eine präzise Kenntnis der relativen Positionen der Referenzdetektoren (Abschnitt 3.1).

Eine Kalibration der Kathodenstreifenkammern erweist sich als unumgänglich, um die gewünschte Genauigkeit des Referenzsystems ($\approx 50\ \mu$m in den einzelnen Ebenen) sicherzustellen, vgl. Abschnitt 3.2.

Der eigentliche Spur-Anpassungs-Algorithmus (Track-fitting) ist in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Abschnitt 3.4 geht schließlich auf einige Probleme des CSC-Referenzsystems ein und begründet die Verwendung von nur drei der vier CSC-Kammern bei der Datenauswertung.

3.1 Ausrichtung der CSC-Ebenen

Bei der Datenanlyse werden die CSC in Verbindung mit dem Hodoskop eingesetzt. Die Kathodenstreifenkammern liefern die y-Information der Teilchenspur, das Hodoskop ergänzt die x-Information.

Die Verwendung von mehreren Ebenen innerhalb eines Referenzsystemes zur Bestimmung der Spurinformation erfordert eine präzises Kenntnis der relative Positionen dieser Ebenen, also die Definition eines lokalen Koordinatensystems. Sowohl gegenseitige Verschiebungen, als auch relative Drehungen der Ebenen müssen bei der Spurrekonstruktion berücksichtigt werden.

Translationen lassen sich durch die Daten der CSCs selbst korrigieren. Um Rotationen zu bestimmen, ist eine Spurinformation in der zweiten Koordinate (x-Koordinate) nötig. Die Anforderungen an die Spurinformation in dieser zweiten Koordinate ist für mechanisch stabile Systeme[1] gering: eine Auflösung von etwa 10 % der Länge der zueinander auszurichtenden Detektoren ist ausreichend.

Für die CSC-Kammern wurde die Spurinformation der zweiten Koordinate aus den Hodoskopdaten gewonnen. Die Auflösung des Hodoskopes am Ort der CSCs beträgt 1–2 cm, also etwa 2–5 % der Streifenlänge der Kammern (50 cm).

[1] Als mechanisch stabil gelten Systeme, wenn eventuelle Deformationen der Detektoren sehr viel kleiner als ihre Auflösung sind. Dies ist für die CSCs erfüllt.

Die hier vorgestellte Methode zur Bestimmung der relativen Detektorpositionen wird später auch auf das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop angewendet, vgl. Kapitel 8.

Beim Aufbau der CSC wurde auf eine gute geometrische Ausrichtung der Kammern mit dem globalen Koordinatensystem geachtet. Die x-Achse des globalen System verläuft durch die Kammermitten (± 2 mm), die Kammern befinden sich auf der gleichen Höhe (± 0.1 mm).

Die relativen z-Koordinaten der CSCs wurden durch eine Messung der CERN Measurement Group genau bestimmt ($\pm$ 0.1 mm), und die Kammern wurden horizontal ausgerichtet.

Die Genauigkeit, mit der die x- und z-Koordinaten der Kammern bekannt sind, ist ausreichend. Die x-Koordinate wird nur zur Korrektur des Rotationswinkels, also in Verbund mit dem Hodoskop benutzt und ist mit einer Genauigkeit bekannt, die sehr viel kleiner als die Auflösung des Hodoskopes am Ort der Kammern ist.

Durch den kleine rms-Winkel des Myonstrahls (3 mrad) ist das Referenzsystem unempfindlich auf kleine Verschiebungen der z-Positionen der Detektoren. Die Meßgenauigkeit von 0.1 mm entspricht einer Abweichung in den bestimmten Trefferpositionen von 0.3 μm; dieser Fehler ist sehr viel kleiner als die Auflösung der CSCs und kann vernachlässigt werden.

Durch die Ausrichtung der CSC im globalen Koordinatensystem vereinfacht sich die Bestimmung der relativen Positionen, es müssen nur geringe Abweichungen korrigiert werden. Die Wahl der Achsen des zu bestimmenden lokalen Koordinatensystem entspricht, bis auf geringe Rotationen, der Orientierung der Achsen des globalen Systems.

Die geometrische Anordnung der CSCs in zwei Paaren, deren Abstand ($\Delta z_{csc} = 130$ cm) wesentlich größer ist als der Abstand der zwei Ebenen eines Paares ($\Delta z_{planes} = 3.5$ cm), läßt eine genaue Bestimmung der relative Translation der Paare entlang der y-Achse nicht zu.

Eingeschränkt ist die relative Abweichung durch die sorgfältige Ausrichtung der Kammern im globalen Koordinatensystem, es wird ein Fehler von 0.1 mm geschätzt.

Eine relative Translation der beiden CSC-Paare führt zu einer Neigung der lokalen z-Achse < 0.1 mrad gegenüber der lokalen x-y-Ebene, der CSC-Ebene.

Der geringe Winkel der z-Achse gegenüber der x-y-Ebene und die dadurch verursachte Verfälschung Δz der z-Position der Treffer — $\Delta z < 5\ \mu$m über die Größe des verwendeten Triggers (4 cm) — kann bei der Spurbestimmung vernachlässigt werden.

Eine relative Translation der Ebenen eines CSC-Paares läßt sich mit Hilfe der Residuen R,

$$R = y_{hit} - y_{track} ,$$

der Trefferpositionen y_{hit} in einer Ebene und der durch die Spuranpassung berechneten Trefferposition y_{track} bestimmen.

Die Residuen sind in sehr guter Näherung normalverteilt, die Breite der Verteilung ist proportional zur Auflösung einer CSC-Ebene (Kapitel 3.3).

Ist die wahre Position aller Ebenen bekannt, so sollte die Verteilung der Residuen in jeder Ebene um den Nullpunkt zentriert sein: Positive und negative Abweichungen der Messwerte von der gefitteten Spur sind gleich wahrscheinlich.

Ist nun eine Ebene, in der für die Spurbestimmung verwendeten Geometriedatei der Offline-Software, um einen Betrag Δy aus ihrer korrekten Position verschoben, so ergibt sich eine systematische Abweichung der Residuen in den Ebenen eines Paares von der Nullmarke. Durch die Geometrie des CSC-Aufbaus bedingt, verläuft die gefittete Spur näherungsweise durch den Punkt ($\overline{z}$, $\Delta y/2$), $\overline{z}$ ist hier der Mittelwert der z-Koordinaten der beiden Ebenen. Die Residuen

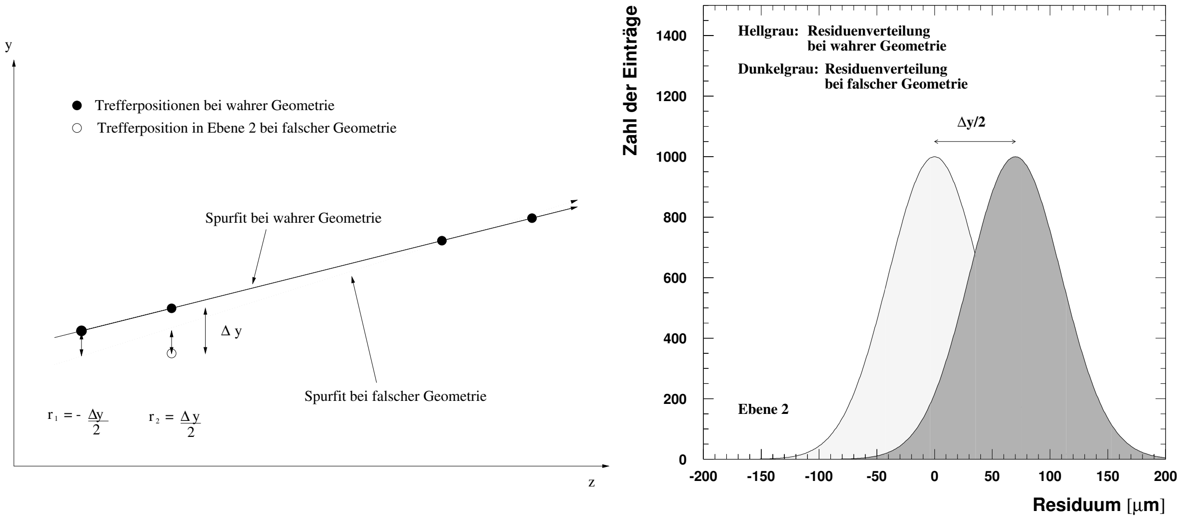

Abbildung 3.1: Zur Residuenverteilung und Korrektur der Detektorpositionen

der versetzten Ebene sind um $\Delta y/2$ gegenüber der Nullmarke verschoben, die der zweiten Ebene um $-\Delta y/2$.

Abbildung 3.1 verdeutlicht dies: Die ausgefüllten Punkte geben die Trefferpositonen der Spur (durchgezogene Linie) bei korrekter Geometrie an. Eine falsche Geometrie in der Offline-Software führt zu einer falsch vorhergesagten Spur (gestrichelte Linie) und zu systematischen Abweichungen der Residuen. Aus der Abweichung der Residuenverteilung von Null kann also die falsche Position einer Ebene korrigiert werden. Die Verwendung der gefitteten Spuren anstelle der wahren Spuren bei der Berechnung der Residuen ist durch die hohe Zahl der verwendeten Ereignisse (30.000 Ereignisse) erlaubt: durch den Grenzwertsatz der Statistik ist sichergestellt, daß die Abweichungen mit wachsender Zahl der Ereignisse gegen Null gehen.

Befinden sich mehrere Ebenen in falschen Positionen, so wird durch die Korrektur eine bessere Näherung an die wahre Geometrie erzielt. Eine Iteration dieses Verfahrens liefert schließlich die korrekten Positionen.

Eine Translation einer Ebene in einem Paar führt, durch den großen Abstand der beiden Paare, in den Ebenen des anderen Paares über die Änderung des Spurwinkels nur zu wesentlich kleineren Abweichungen der Residuenverteilungen (vgl. Abb 3.1). Die Abweichung der Residuen ist um einen Faktor f,

$$f = \frac{\Delta z_{planes}}{2\Delta z_{csc}} \approx 1 \cdot 10^{-2} ,$$

unterdrückt.

Aus diesem Grund ist eine Ausrichtung der beiden CSC-Paare über die Residuen nur mit einer Genauigkeit von etwa 50 μm möglich (dies entspricht einer Abweichung von 0.5 μm in den Residuenverteilungen der anderen Ebene).

Um eine relative Drehung der Ebenen eines Paares um die z-Achse zu bestimmen, betrachtet man die Mittelwerte der Residuen als Funktion der x-Koordinate. Hierbei wird über 2.5 cm breite x-Intervalle gemittelt.

Für jedes x-Intervall kann die obige Argumentation angewendet werden. Nur wenn die Streifen in den Ebenen eines CSC-Paares parallel zueinander sind, ist der Mittelwert der Residuen unabhängig von der x-Koordinate. Eine relative Rotation führt zu einem linearen Zusammenhang zwischen dem Mittelwert der Residuen und der x-Koordinate, vgl. Abb. 3.2. Der Rotationswinkel wird durch einen Geradenfit bestimmt.

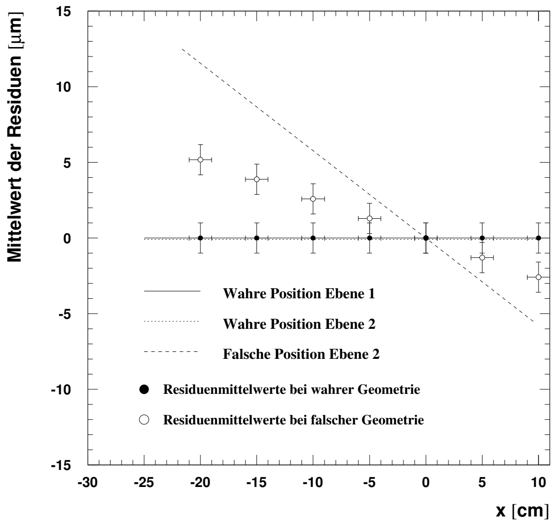

Abbildung 3.2: Abweichung der Residuenmittelwerte als Funktion der x-Koordinate bei einer unberücksichtigten relativen Drehung zweier CSC-Ebenen.

Abschließend muß noch die relative Rotation der beiden CSC-Paare korrigiert werden.

Das erste CSC-Paar definiere das benutzte Koordinatensystem, die x-Achse verlaufe parallel zu den Streifen, die y-Achse senkrecht dazu in der CSC-Ebene. Eine relative Rotation der CSC-Paare führt zu einer falsch vorhergesagten Trefferpostion in den Ebenen des zweiten Paares.

Innerhalb der Fehlergrenzen konnte keine relative Drehung der beiden CSC-Paare festgestellt werden. Die durch die Fehlergrenzen gegebene maximale Abweichung von ± 50 μm über die Länge der CSC-Streifen führt zu einem rms-Fehler am Ort der Driftrohre von etwa 20 μm.

Die Ausrichtung der CSCs wurde mit den Datensätzen 1044 und 1069 durchgeführt. Bei der Analyse aller Datensätze wurde das Alignment stets überprüft. Es konnten keine Abweichungen von der bestimmten Geometrie festgestellt werden.

Es sollte noch einmal betont werden, daß über die hier beschrieben Methode nur ein relatives Koodinatensystem fixiert wird. Die Residuen sind invariant unter einer starren Translation oder Rotation aller Ebenen.

3.2 Kalibration der Kathodenstreifenkammern

Die gewünschte Auflösung von 50–70 μm in jeder CSC-Ebene erfordert die Bestimmung der auf den Kathodenstreifen induzierten Ladung mit einer Genauigkeit von $< 0.1\%$. Um diese Auslesegenauigkeit zu erreichen, ist eine tägliche Kalibration der Kathodenstreifenkammern nötig, da selbst geringe Schwankungen in der Auslese-Elektronik (Vorverstärker und Flash-ADCs) diese Grenzwerte überschreiten.

Bei der CSC-Kalibration werden über Kapazitäten definierte Spannungspulse, und somit definierte Ladungen, auf die Streifen geschickt und sofort ausgelesen, also vom Flash-ADC gemessen. Die gewünschte Genauigkeit der Kalibration erhält man, indem jeweils 100 Pulse an jeden Streifen gesendet werden. Um Cross-Talk-Effekte in den Vorverstärkern zu minimieren, wird jeweils nur an einen der 16 Streifen, die von demselben Vorverstärkerchip ausgelesen werden, ein Signal gesendet.

Durch Variation der vom DAC (**D**igital to **A**nalog **C**onverter) gelieferten Spannung, also der Pulsladung, erhält man eine Kalibrationskurve — DAC-Wert als Funktion des ADC-Wertes — für jeden einzelnen Streifen der Kammern. Ebenso ist eine Bestimmung der ADC-Pedestal-Werte möglich, hierzu wird keine Ladung auf die Streifen aufgebracht.

Die Kalibrationskurven werden in der Offline-Software zur Konvertierung der ADC-Werte in Ladungen benutzt, die Pedestalwerte dienen der Null-Unterdrückung (Zero-suppression); für jeden Datensatz wird die jeweils zeitlich nächstliegende Kalibration verwendet.

Abbildung 3.3 zeigt ein Beispiel einer Kalibrationskurve. Die linke Abbildung gibt die Rohdaten wieder, die rechte zeigt die gewonnene Kalibrationskurve. Die ADC-Pedestalwerte sind durch den ADC-Wert bei einem DAC-Wert von Null gegeben.

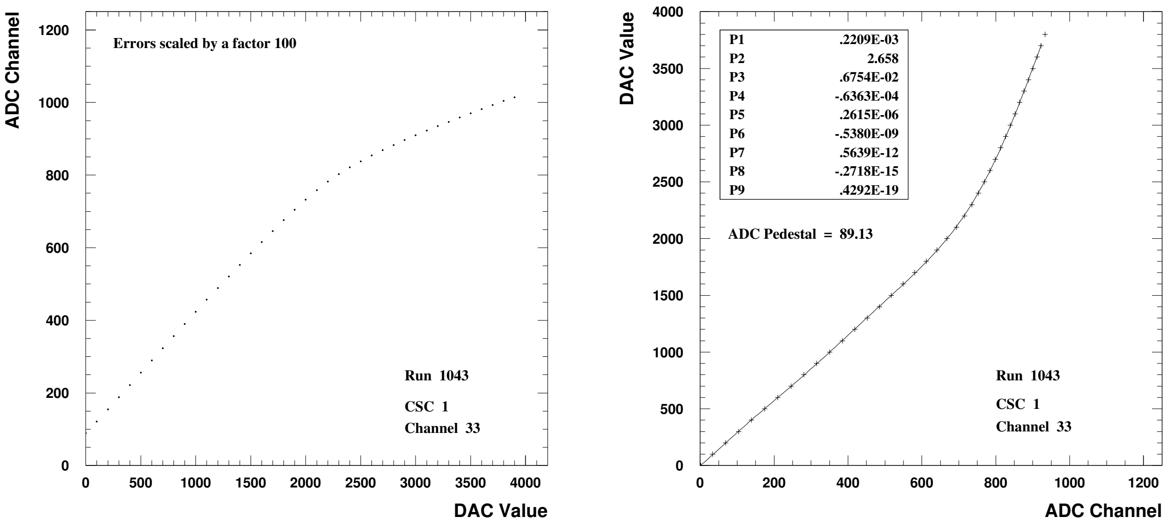

Abbildung 3.3: Beispiel einer CSC-Kalibration. Links: Rohdaten, ADC vs. DAC. Rechts: Kalibrationskurve, DAC vs. ADC.

Die gesuchte Kalibrationskurve ist die Umkehrfunktion der gemessenen Daten und wird durch ein Polynom 8. Ordnung approximiert. Da das Verhalten eines Least-Square-Fits nicht symmetrisch bezüglich dem Vertauschen der Koordinaten ist, werden die Daten zweimal gefittet. Der erste Fit (DAC vs. ADC) dient dazu, den ADC-Wert des Nulldurchgang zu ermitteln. Dieser Wert wird vor dem zweiten Fit von allen ADC-Werten subtrahiert, die zweite Fitkurve läuft also mit Sicherheit durch den Koordinatenursprung und liefert alle nicht-konstanten Koeffizienten der Kalibrationskurve.

Bei der späteren Analyse wird der Pedestalwert vom ADC-Wert subtrahiert, die Differenz wird über die Kalibrationskoeffizienten in eine Ladung umgewandelt.

3.3 Spurbestimmung und CSC-Auflösung

Die eigentliche Spuranpassung geschieht durch eine lineare Regression — der gesamte Versuchsaufbau befindet sich nicht im Magnetfeld — durch die Trefferpositionen der CSC Ebenen. Die Trefferpositionen in den CSCs werden durch den Ladungsschwerpunkt mehrerer Streifen bestimmt.

Der erste Schritt in der Spur-Analyse besteht im Auffinden der Trefferpositionen.

Hierzu wird für jeden Streifen vom gemessenen ADC-Wert der Pedestal-Wert subtrahiert. Ist das Ergebnis größer als ein für alle Streifen gleicher Schwellenwert, so wird der Streifen als getroffen gewertet. Der Schwellenwert dient dazu, falsche Treffer durch Rauschen der Elektronik zu eliminieren.

Die getroffenen Streifen werden in Gruppen, sogenannte Cluster, zusammengefaßt. Ein Cluster erstreckt sich dabei über alle zusammenhängenden Trefferstreifen, typische Clustergrößen sind 1–5 Streifen. Bei der späteren Analyse werden nur Ereignisse mit maximal 2 Clustern pro CSC-Ebene zugelassen. Weitere Einschränkungen (vgl. Abschnitt 4.1) erlauben die eindeutige Zuordnung jeweils 1 Clusters pro CSC-Ebene zu der gesuchten Teilchenspur. Bei der weiteren Beschreibung stelle man sich deshalb der Einfachheit halber vor, in jeder CSC-Ebene existiere nur ein einziger Cluster.

In einem nächsten Schritt werden die gemessenen ADC-Werte über die Kalibrationskurven in Ladungen konvertiert. Es folgt eine Übersprecher-Korrektur (Cross-talk correction) innerhalb jedes Vorverstärkerchips (16 Kanäle).

Die Position des Teilchendurchgangs in jeder Ebene j wird durch den Ladungsschwerpunkt $y_j,\ j \in \{1,2,3,4\}$ von maximal 3 Streifen bestimmt. Hierzu wird der Streifen k mit der größten Ladung, sowie seine unmittelbaren Nachbarn (sofern diese als Treffer gezählt wurden) herangezogen:

$$y_j = \frac{q_{j,\,k+1} - q_{j,\,k-1}}{q_{j,\,k-1} + q_{j,\,k} + q_{j,\,k+1}} \cdot P + y_{j,\,k} \tag{3.1}$$

$y_{j,\,k}$ ist die y-Position (Streifenmitte) des k-ten Streifens der j-ten CSC-Ebene, $q_{j,\,l},\ l \in \{k-1, k, k+1\}$ die gemessene Ladung des l-ten Streifens dieser Ebene. P bezeichnet den Streifenabstand (Pitch).

Die Verwendung von nur 3 Streifen bedingt systematische Fehler bei der Bestimmung der Schwerpunktsposition, da auf beiden Seiten die Schwänze der induzierten Ladungsverteilung abgeschnitten werden. Bei einer gleichmäßigen Ausleuchtung der Streifen (mit Myonen), wie sie im Testbeam vorliegt, ist die Wahrscheinlichkeit eines Teilchendurchganges für jede Position

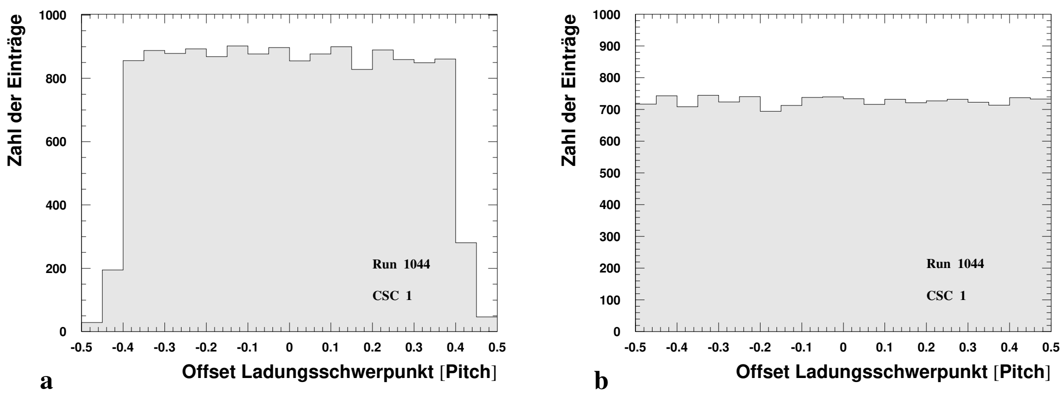

Abbildung 3.4: Zur Glättung (smoothing) des CSC-Ladungschwerpunktes. a: Rohdaten. b: korrigierte Werte.

gleich. Durch die Verwendung von nur drei Streifen ist die Position des Ladungsschwerpunktes stets auf den Streifen mit der größten Ladung beschränkt. Füllt man nun ein Histogramm mit der Abweichung des Ladungsschwerpunktes von der Streifenmitte, müß te sich eine flache Verteilung über den gesamten Streifen ergeben. Wie in Abb. 3.4 a ersichtich, ist dies nicht der Fall. Die Position des Ladungsschwerpunktes kann allerdings korrigiert werden, so daß man eine konstante Verteilung erhält (glätten, „smoothing"), Abb. 3.4 b. Die Methode dieses Ausschmierens ist in Anhang D genauer dargestellt. Für den Spur-Fit werden die korrigierten Schwerpunktspositionen benutzt. Der Fit selbst ist ein einfacher Geradenfit, wobei allerdings bei der späteren Analyse nur 3 der 4 CSC-Ebenen verwendet werden, vgl. Abschnitt 3.4.

Aus den Trefferpositionen y_j in den CSC-Ebenen ergibt sich der Achsenabschnitt der Spur zu [24]

$$a = (S_y S_{zz} - S_z S_{yz})/D \; , \tag{3.2}$$

die Steigung ist durch

$$b = (S_1 S_{yz} - S_z S_y)/D \tag{3.3}$$

gegeben. Hierbei ist $D = S_1 S_{zz} - S_z^2$ und $S_{1,y,z,yz,zz} = \sum(1, y_n, z_n, y_n z_n, z_n^2)/\sigma_n^2$. z_n ist die z-Position des n-ten Detektors, σ_n seine Auflösung; die Summation wird über alle Detektoren ausgeführt.

Zur Bestimmung der wahren Ortsaufösung der Driftrohre ist die Kenntnis der CSC-Auflösung notwendig, da diese von der gemessenen Auflösung entfaltet werden muß.

Eine erste Näherung für die Auflösung der einzelnen CSC-Ebenen ergibt sich aus der Breite der Residuenverteilung der jeweiligen Ebene[2].

Durch die räumliche Anordnung (der Abstand von je 2 Ebenen ist sehr viel kleiner als der Abstand dieser Paare) bedingt, verläuft der Fit stets durch den Mittelwert der Hitpositionen der beiden Kammern eines Paares. Die Breite der Residuen muß also mit einem Fak-

[2]Zur Erinnerung: Unter dem Residuum versteht man die Abweichung der Trefferposition von der durch alle Ebenen gefitteten Spur.

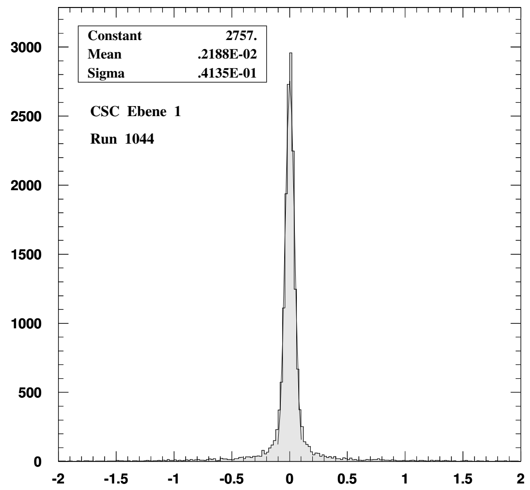

Abbildung 3.5: Residuen der Trefferpositionen in CSC-Ebene 1

tor $\sqrt{2}$ multipliziert werden, um die Auflösung zu erhalten[3]. Abbildung 3.5 zeigt ein Beispiel einer Residuenverteilung. Die so berechneten Auflösungen führen allerdings zu einer Track-Fit-Wahrscheinlichkeitdichte[4], die nicht konstant ist. Vielmehr steigt die Dichte zur Wahrscheinlichkeit 1 hin an. Die Konzentration der Track-Fit-Wahrscheinlichkeit bedeutet, daß die Fehlergrenzen zu groß gewählt wurden und deutet auf eine mögliche Korrelation der Meßwerte hin. Die Auflösungen der CSC-Ebenen wurden solange verändert, bis sich eine konstante Wahrscheinlichkeitdichte ergab (der Anstieg zu einer Wahrscheinlichkeit von 0 ist durch Untergrundereignisse bedingt). Abbildung 3.6 zeigt die Track-Fit-Wahrscheinlichkeitsdichte für die in Tabelle 3.1 gegebenen Auflösungen. Auf die unterschiedliche Auflösung der beiden CSC-Paare wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Die Kenntnis der einzelnen CSC-Auflösungen

CSC-Ebene	Auflösung [μm]	z-Koordinate [mm]
1	45	1516.5
2	45	1547.0
3	60	2829.0
4	60	2859.5

Tabelle 3.1: Auflösungen und z-Koordinaten der einzelnen CSC-Ebenen

[3]Vergleiche auch Anhang E.

[4]Die Track-Fit-Wahrscheinlichkeit ist eine Funktion der Freiheitsgrade des Fits, sowie dessen χ^2-Wert. Unter der Annahme normalverteilter Fehler der einzelnen Meßpunkte kann die Wahrscheinlichkeit, daß ein Fit einen bestimmten χ^2 Wert besitzt, berechnet werden. Füllt man nun ein Histogramm mit der Zahl der Einträge, die eine bestimmte Wahrscheinlichkeit ergeben, so sollte sich eine Konstante ergeben. Eine nicht konstante Wahrscheinlichkeitsdichte deutet darauf hin, daß die Meßfehler nicht richtig bestimmt wurden (oder nicht normalverteilt sind).

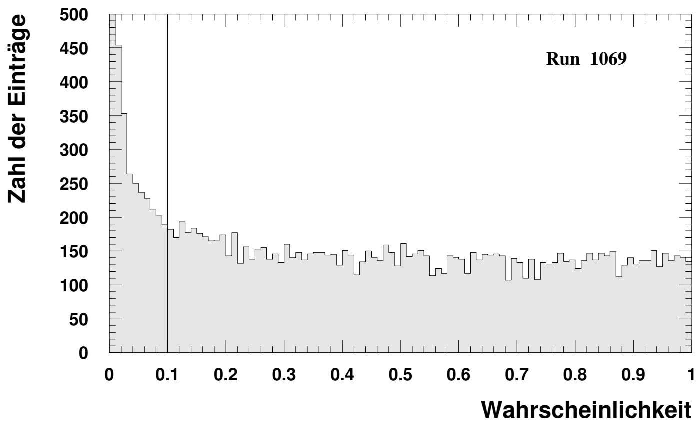

Abbildung 3.6: Track-Fit-Wahrscheinlichkeitsdichte der CSCs. Für den Spur-Fit wurden die Ebenen 1, 2 und 3 benutzt.

ermöglicht die Berechnung der Auflösung am Ort der Driftrohre.

Das Quadrat der Auflösung an einem beliebigen Punkt z entlang der Teilchenspur ist durch

$$\sigma^2_{CSC-track}(z) \;=\; \frac{1}{S_1} + \frac{S_1}{D}\left(z - \frac{S_z}{S_1}\right)^2 \tag{3.4}$$

gegeben [24]. Zur Notation siehe Gl. (3.2).

In Tabelle 3.2 sind die mittleren Auflösungen an den Driftrohrpositionen wiedergegeben. Für den Spur-Fit wurden die CSC-Ebenen 1, 2 und 3 verwendet.

Bei der Bestimmung der Auflösung der Driftrohre wird die CSC-Auflösung quadratisch von der ermittelten Gesamtauflösung von Rohren und CSCs subtrahiert.

Die Driftrohrauflösung ist also

$$\sigma^2_{tube} \;=\; \sigma^2_{meas} - \sigma^2_{CSC-track}(z_{tube}) \ . \tag{3.5}$$

Drahtdurchmesser [μm]	z-Koordinate der Rohrmitte [mm]	Track-Auflösung [μm]
30	1988.0	29.5
50	2110.0	32.0
70	2049.0	30.7
160	2079.5	31.2

Tabelle 3.2: Auflösung der CSC-Spuren am Ort der Driftrohre

3.4 Probleme des CSC-Referenzsystems

Wie bereits in den vorhergehenden Abschnitten angesprochen, litt das CSC-Referenzsystem an mehreren Problemen.

Die 4. Ebene erwies sich als instabil, die angelegte Hochspannung mußte reduziert werden, um ein ständiges Trippen (selbständiges Abschalten der Hochspannungsversorgung bei Überschreiten eines Maximalstromwertes) zu vermeiden. Da die CSC-Paare jeweils über eine gemeinsame Hochspannungsversorgung verfügten, bedeutete dies auch für Ebene 3 eine geringere Spannung. Die Hochspannung bestimmt aber die Gasverstärkung der Kammer und damit auch die Auflösung. Aus diesem Grund weisen die beiden letzten CSC-Ebenen eine geringere Aufflösung auf als die beiden ersten Ebenen.

Ein weitaus schwerwiegenderes Problem wurde erst bei der Offline-Analyse der CSC-Daten entdeckt.

Abbildung 3.7 zeigt die Differenz der Hitpositionen (also der Ladungsschwerpunkte) in Ebene 3 und 4 als Funktion des Streifens mit der höchsten Ladung im Cluster in Ebene 4. Für die Abbildung wurden nur Ereignisse mit einem Cluster pro CSC-Ebene verwendet. Man erwartet für den Differenzwert eine Verteilung, die unabhängig von der Streifennummer in Ebene 4 ist, solange die Streifen vollständig vom Trigger abgedeckt sind (dies ist zum Beispiel für Streifen 26 und 34 nicht mehr der Fall). Deutlich sichtbar ist ein Sprung der Differenz (etwa 200 μm) in den Streifen 31 und 32. Ein vergleichbarer Sprung wird in den ersten CSC-Ebenen (1 und 2) nicht beobachtet. Der Fehler in den hinteren Ebenen führt am Ort der Driftrohre zu einer um 80–100 μm falschen Positionsbestimmung. Dieser Wert ist mit der Auflösung der Driftrohre vergleichbar und kann deshalb nicht toleriert werden.

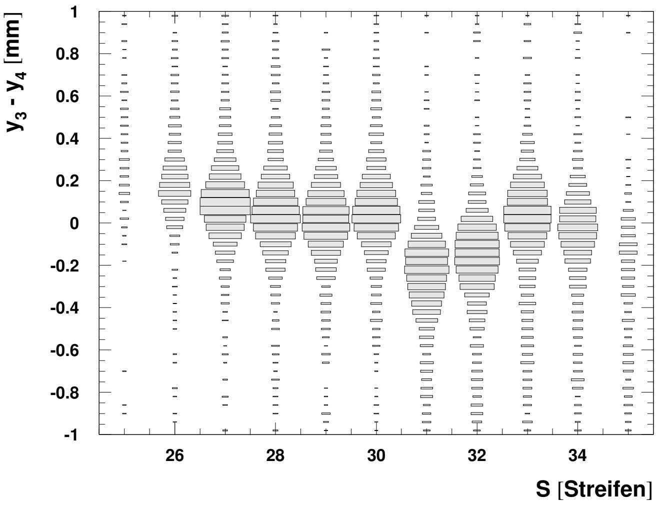

Abbildung 3.7: Differenz der Trefferpositionen in CSC-Ebene 3 und 4 als Funktion des Streifens mit der höchsten Ladung, S, in Ebene 4. Die Größe der Rechtecke ist proportional zu der Zahl der Einträge.

Durch die geometrische Anordnung der CSCs bedingt (geringer Abstand der Ebenen eines Paares), ist es nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich, die Spur nur durch Verwendung von drei Ebenen zu bestimmen und die Hitposition der vierten Ebene mit dieser Spur zu vergleichen. Ebenso ist die Winkelauflösung der ersten beiden Ebenen zu gering, um einen Track-Fit allein mit diesen Ebenen durchzuführen und die Spur auf die hinteren CSCs zu extrapolieren. Ein Verschieben einer Ebene des Paares ist nicht möglich, beide Ebenen befinden sich in einer Kammer.

Es konnte also aus den CSC-Daten allein nicht festgestellt werden, ob das Problem in der 3. oder 4. Ebene liegt.

Bei der weiteren Analyse der Driftrohrdaten wurde deshalb ein Fit durch nur jeweils drei CSC-Ebenen verwendet. Bei Verwendung der Ebenen 1, 2 und 4 wies die sich ergebende rt-Relation keine Symmetrie für positive und negative Radien, also für die Bereiche oberhalb und unterhalb des Anodendrahtes, auf. Verwendet man dagegen die Ebenen 1, 2 und 3, ist die sich ergebende rt-Relation symmetrisch (vgl. z.B. Abb. 5.4).

Bei der weiteren Analyse wurde der CSC-Track stets aus den Daten der Ebenen 1, 2 und 3 bestimmt, die 4. Ebene wurde nicht berücksichtigt.

Die Ursache dieses Problems ist ungeklärt. Aus den Streifennummer ist ersichtlich, daß das Problem an der Grenze zweier Amplex-Chips auftritt, möglicherweise tritt in einer Ebene ein Übersprechen zwischen den Vorverstärkerchips auf. Es kann aber auch ein geometrischer Fehler in einer CSC-Ebene nicht ausgeschlossen werden.

Mit Hilfe des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops, dem neuen Referenzsystem (siehe Kapitel 8), wäre eine Untersuchung der CSCs möglich; somit könnte zumindest mit Sicherheit bestimmt werden, in welcher Ebene das Problem liegt.

Kapitel 4

Auswahl der verwendeten Daten

4.1 Selektion gültiger Ereignisse

Bei der Analyse der Daten wurden die folgende Schnitte gesetzt, um eine Vorauswahl „guter" Ereignisse zu treffen:

- 1 und nur 1 Treffer in jeder Hodoskop-Ebene.
  Dieser Schnitt ist notwendig, da nur in diesem Fall eine genaue Bestimmung der Triggerzeit (t_0-Korrektur) möglich ist.

- ≤ 2 Cluster in jeder verwendeten CSC-Ebene.
  Hierbei wird zusätzlich gefordert, daß jeweils nur ein Cluster in den vom C1-Szintillator abgedeckten Streifen liegt. Die Verwendung von maximal 2 Clustern verbessert die Ereignis-Ausbeute um etwa 10% gegenüber Ereignissen mit nur einem Cluster pro CSC-Ebene. Die Einschränkung durch den C1-Szintillator stellt sicher, daß nur eine Teilchenspur die Driftrohre kreuzt.

- CSC-Track-Fit-Wahrscheinlichkeit ≥ 0.1. Für die Analyse ist es wichtig, nur zuverlässige CSC-Tracks zu verwenden, da sonst die Residuen verfälscht würden. Der Schnitt entspricht einem χ^2-Wert von etwa 2.5 — dem Wahrscheinlichkeits-Schnitt wurde der Vorzug gegeben, da der Einfluß des Hintergrundes unmittelbar in dem entsprechenden Histogramm ersichtlich ist, vgl. Abb. 3.6.

Durch den Hodoskop-Schnitt gehen etwa 25–40% der Ereignisse verloren, in Verbindung mit dem ersten CSC-Schnitt werden etwa 50–60% der Ereignisse ausgesondert. Der zweite CSC-Schnitt beseitigt noch ungefähr 30% der restlichen Daten. Von den überlebenden Daten können nur etwa 75% verwendet werden, da der kleinste Szintillator im Trigger, C1, eine Höhe von 4 cm besitzt, die Driftrohre aber einen Durchmesser von nur 3 cm besitzen.

Insgesamt werden die 30.000 Ereignisse eines Meßlaufs (Run) durch die Schnitte und den zu großen Triggerbereich auf 5.500–6.500 Ereignisse reduziert. Um eine weitere Reduktion der Datenmenge zu verhindern, wurde auf die Einbeziehung der RPCs in die Analyse verzichtet.

Die Genauigkeit des Hodoskop-Spur in der x-Koordinate ist für die Zwecke dieser Analyse ausreichend.

Durch die geringe Zahl der Ereignisse ist bei der späteren Analyse der Driftrohrdaten ein grobes Binning nötig, um die Konvergenz der Fits zu erzwingen. Aus den genommenen Datensätzen wurden diejenigen Datenläufe ausgewählt, bei denen die Rekonstruktion der rt-Relation, die Grundlage aller weiteren Analysen ist, gelang.

4.2 Auswahl der Datensätze

Der Einfluß des Anodendrahtdurchmessers auf die Ortsauflösung und Effizienz von Hochdruckdriftrohren wird aus zwei verschiedenen Blickrichtungen untersucht.

Grundlegend bei der Analyse ist die Verwendung von Datensätzen, bei der für alle Rohre die selbe Gasverstärkung vorherrsccht. Für die Wahl der verwendeten Diskriminator-Schwelle gibt es zwei Möglichkeiten:

- Konstantes Triggerelektron, also höhere Threshold-Spannungen für Driftrohre mit dünneren Anodendrähten. Dies ist ein fairer Vergleich der Auflösungen und Effizienz bei gleichen Betriebsparametern (Gasverstärkung und Triggerelektron), isoliert also den Effekt des Drahtdurchmessers.
- Konstante Schwellenspannung unabhängig vom Anodendrahtdurchmesser. Dies ist die realistischere Wahl, da für den ATLAS-Detektor ein bestimmtes Schwellewert/Rausch-Verhältnis gewählt wird (derzeit Schwellewert $= 5 \times \sigma(\text{Rauschen})$), bei dem die MDT-Kammern betrieben werden. Da für unsere Elektronik keine Abhängigkeit des Rauschens vom Drahtdurchmesser festgestellt werden konnte (d.h. der Aufbau wurde durch externe Noisequellen dominiert — man erwartet, aufgrund des höheren Drahtwiderstandes und des größeren Abschlußwiderstandes, weniger Rauschen für dünne Drähte), entspricht dies einer konstanten Schwellenspannung.

Die entsprechenden Datensätze für beide Wahlmöglichkeiten wurden analysiert.

Für die Gasverstärkung wurde ein hoher Wert von 6×10^4 gewählt. Die Daten für geringere Gasverstärkungen waren nicht vollständig oder führten zu Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion der rt-Relationen.

In Tabelle 4.1 sind die, aus den der Abb. 2.8 entnommenen Daten berechneten, Spannungen für die gewählte Gasverstärkung aufgelistet. Nicht für alle Drahtdurchmesser existiert ein Datensatz bei diesen Spannungen, es wurden deshalb die Ergebnisse von mehreren Runs interpoliert. Die Run-Nummern sind ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Die aus den Daten extrahierten Auflösungen der Rohre wurden bei Verwendung von mehreren Datensätzen durch eine lineare Interpolation auf die Gasverstärkung von 6×10^4 bestimmt.

Drahtdurchmesser [μm]	Hochspannung [V] Gas Gain $= 6\times10^4$	Datensätze	
		konst. Disk. Schwelle = 20 mV	Disk. Schwelle = 25 e^-
30	2970	1044 (2900), 1045 (3000)	1044 (2900), 1045 (3000)
50	3530	1044 (3500), 1045 (3600)	1044 (3500), 1045 (3600)
70	4000	1044 (4000)	1062 (4000)
160	5275	1041 (5200), 1042 (5300)	1086 (5200), 1087 (5300)

Tabelle 4.1: Verwendete Datensätze. Die Werte in Klammern geben die Hochspannung während des Runs an.

Kapitel 5

Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehungen

Die Orts-Driftzeit-Beziehungen bilden die Grundlage der weiteren Auswertung von Ortsauflösung und Effizienz der Driftrohre. Erst durch sie wird es möglich, die gemessenen Driftzeiten in Abstände der Teilchenspur vom Draht umzurechnen.

Die Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehungen (rt-Relationen) erfolgt durch eine iterative Methode.

Prinzipiell wird die Spurinformation des CSC-Tracks verwendet und mit der zugehörigen gemessen Driftzeit in Verbindung gebracht. Die Hodoskopdaten werden zur Korrektur der Driftzeiten, sowie zum Alignment der Driftrohre mit den CSCs verwendet.

Untrennbar mit der Bestimmung der rt-Relation ist die geometrische Ausrichtung der Driftrohre mit den Referenzsystemen in der Offline-Software verbunden. Beide Schritte lassen sich nicht trennen, vielmehr wird eine rt-Relation berechnet und die Residuen zwischen rekonstruierten Trefferradien und den CSC-Spuren werden benutzt, um die Ausrichtung zu verbessern. Dieses Verfahren wird solange fortgeführt, bis die Alignmentfehler vernachlässigbar — sehr viel kleiner als die Auflösung des Driftrohres — sind.

5.1 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung

Die Position des Anodendrahtes sei als Funktion der x-Koordinate bekannt.

Als erster Schritt bei der Rekonstruktion der rt-Relation werden die TDC-Daten bezüglich des genauen Triggerzeitpunktes und der Signallaufzeit innerhalb des Driftrohres korrigiert. Eine Umrechnung der TDC-Werte in Nanosekunden ist aufgrund der Zeitunterteilung von 1 ns/bin des verwendeten TDCs nicht nötig.

Der genaue Triggerzeitpunkt ist aufgrund der Segmentierung und beidseitigen Auslese der Hodoskopszintillatoren von der Position des Teilchendurchgangs abhängig. Es ergeben sich Korrekturen im Bereich ± 1.5 ns. Die Methode der Berechnung dieser sogenannten t_0-Korrektur ist in [13] beschrieben.

Die Signallaufzeit wird willkürlich auf die Mitte der Driftrohre bezogen, diese fällt mit dem Nullpunkt der x-Achse des globalen Koordinatensystems zusammen.

Für einen Treffer mit der x-Koordinate x ergibt sich die Zeitkorrektur Δt zu $\Delta t = x/v_{signal}$. Die Signalgeschwindigkeit wurde im Test-Strahl 1994 gemessen, $v_{signal} = 0.92\,c$. Die Größe der Korrekturen des TDC-Wertes liegt im Bereich ± 1 ns — der Trigger deckt das Intervall [-25 cm, 25 cm] der x-Achse ab. Zur Bestimmung der x-Koordinate der Teilchenspur am Ort des Driftrohres wird die Information des Hodoskop-Tracks verwendet. Der Fehler in der Zeitkorrektur durch die Auflösung des Hodoskopes (1.5–2 cm) kann vernachlässigt werden.

Die Driftzeit t_{Drift} ergibt sich aus dem zugehörigen TDC-Wert TDC zu

$$t_{Drift} \;=\; T_{const} \;-\; TDC \;-\; t_0 \;-\; \frac{x}{v_{signal}} \;. \tag{5.1}$$

Der TDC-Wert wurde von einer Konstanten, T_{const}, subtrahiert, um die verkehrte Zeitrichtung des Common Stop Mode zu invertieren. Die genaue Größe dieser Konstanten ist nicht relevant, sie führt lediglich zu einer Verschiebung der gesamten Driftzeiten.

Kleinere Driftzeiten entsprechen drahtnäheren Spuren.

Für jedes Ereignis wird nun der Abstand r der CSC-Spur zu den Anodendrähten bestimmt. In den Driftrohren sind die Isochronen (Flächen gleicher Driftzeit) Zylindermäntel um den Anodendraht. Zu bestimmen ist derjenige Radius, für den der CSC-Track eine Tangente darstellt. Dieser berechnet sich gemäß

$$r \;=\; \frac{y_{CSC}(z_{Draht}(x)) - y_{Draht}(z_{Draht}(x))}{\sqrt{1+b^2}} \;, \tag{5.2}$$

b gibt die Steigung der CSC-Spur an.

Mit den so gewonnenen Daten, t_{Drift} und r, wird ein zweidimensionales Histogramm gefüllt. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel eines solchen Histogrammes. Die Unterteilung in r-Richtung beträgt 500 μm.

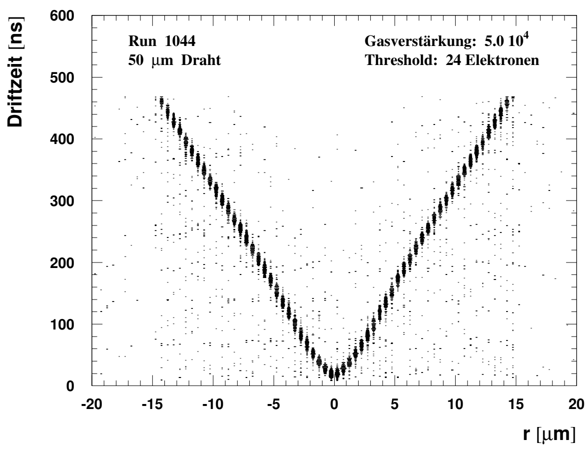

Abbildung 5.1: Driftzeit t_{drift} als Funktion des Abstandes r des zugehörigen CSC-Tracks zum Anodendraht

Für die rt-Relation wird der Mittelwert der Driftzeiten t_i eines Intervalls i durch einen Gaußfit bestimmt. Der zugehörige Abstand zum Anodendraht r_i ist durch die Intervallmitte bestimmt.

Auf diese Weise erhält man eine diskrete rt-Relation: Jedem r_i wird eine Driftzeit t_i zugeordnet. Der zu einer gemessenen Driftzeit gehörende Ort kann nun durch lineare Interpolation der Tabellenwerte berechnet werden.

Es stellt sich heraus, daß die so bestimmten $(r_i,\ t_i)$-Paare nicht unbedingt die am besten geeigneten Werte für eine Interpolation sind.

Ist die wahre rt-Relation zwischen zwei solchen Stützstellen r_i konvex oder konkav, so ergibt sich eine systematische Abweichung der interpolierten Werte, man betrachte Abb. 5.2. Zusätzlich treten Abweichungen durch die Fehler in der Mittelwertbestimmung auf, die Driftzeiten innerhalb eines Bins sind nur approximativ normalverteilt.

Durch ein iteratives Verfahren wurde versucht, die mittlere Driftzeit t_i, die einer Stützstelle r_i zugeordnet ist, in dieser Hinsicht zu verbessern.

Hierzu bildet man für jedes Intervall i die Differenz der gemessenen Driftzeiten mit den aus der rt-Relation berechneten Driftzeiten. Die Berechnung der Driftzeiten aus der rt-Relation benutzt den Drahtabstand des Treffers aus der CSC-Spur und eine lineare Interpolation der Tabellenwerte.

Idealerweise sollte diese Verteilung um einen Wert von Null zentriert sein.

Eine Abweichung des Mittelwertes von Null wird als Korrektur der mittleren Driftzeit t_i dieses Intervalls verwendet, wodurch man eine neue verbesserte rt-Relation erhält.

Dieses Verfahren wird einige (3–5) Male wiederholt.

Mit einigen weiteren Iterationen wird überprüft, ob eventuell divergente Änderungen auftreten. Die so bestimmten Korrekturen der mittleren Driftzeiten t_i betragen 0–2 ns. Abbil-

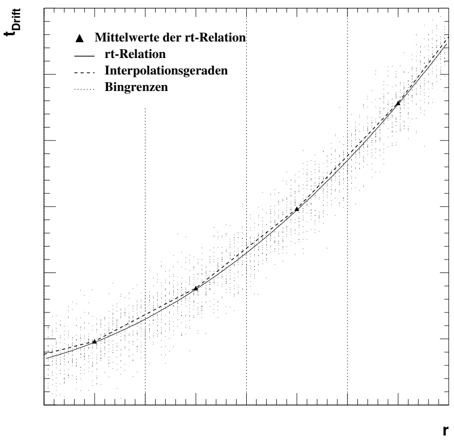

Abbildung 5.2: Interpolation der rt-Relation mit einfachen Mittelwerten. Die Trefferradien werden systematisch überschätzt, die Abweichung wird als Korrektur verwendet, um eine verbesserte r-t-Tabelle zu erstellen.

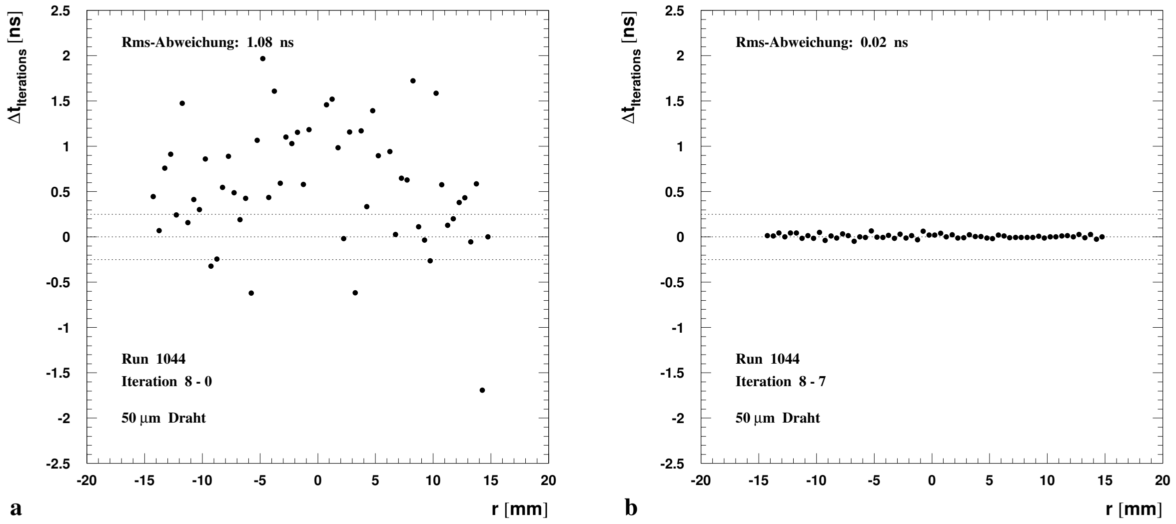

Abbildung 5.3: Zur Iteration der Orts-Driftzeit-Beziehung

dung 5.3 a zeigt die Differenz zwischen den ursprünglich bestimmten Zeiten, $t_{i,0}$, und den mittleren Driftzeiten $t_{i,8}$ nach der achten Iteration, Abb 5.3 b illustriert die Konvergenz des Verfahrens, abgebildet sind die Differenzwerte zwischen der 7. und 8. Iteration.

Die durch Iteration verbesserte rt-Relation dient als Grundlage zur Berechnung der Trefferradien aus der Driftzeit. Zwischenwerte werden durch lineare Interpolation bestimmt.

5.2 Geometrische Ausrichtung

Wichtig für die richtige Bestimmung der rt-Relation ist eine präzise geometrische Ausrichtung der Driftrohre mit den Referenzsystemen. Die Positionen der Driftrohre wurden relativ zu dem CSC-Referenzsystem vermessen, die genaue Ausrichtung erfolgt in der Offline-Software.

Stellen wir uns vor, wir verfügen über eine Orts-Driftzeit-Beziehung, die aus dem gesamten Datensatz eines Driftrohres gewonnen wurde. Diese rt-Relation ist also ein mittlere Orts-Driftzeit-Beziehung des jeweiligen Rohres.

Bei korrekter Drahtposition muß die rt-Relation für Treffer oberhalb und unterhalb des Anodendrahtes symmetrisch sein, d.h. bei gleichem Abstand r zu der selben Driftzeit t_{drift} führen.

Ist die bestimmte rt-Relation nicht symmetrisch, so wissen wir, daß das Alignment verbessert werden muß.

Die Driftrohrgeometrie wird innerhalb des Offline-Programms durch die Drahtpositionen an den Rohrenden, also 6 Koordinaten, festgelegt. Aufgrund der geringen Rohrlänge (1.0 m) kann der Gravitationsdurchhang des Drahtes (< 10 μm in der Rohrmitte) vernachlässigt werden, der Draht wird durch eine Gerade idealisiert.

Für die z- und x-Koordinaten erweist sich eine einfache Messung als ausreichend:

Die z-Positionen der Driftrohrenden sind relativ zur zweiten CSC-Ebene gemessen worden und mit einer Genauigkeit von 1 mm bekannt. Der rms-Winkel der Teilchenspuren in der y-z-Ebene beträgt 3 mrad. Dies ergibt einen Fehler von 3 μm bei der Bestimmung des Trefferradius. Dieser Fehler ist vernachlässigbar klein.

Ebenso wurden die x-Positionen der Rohrendenmitten vermessen. Die Genauigkeit beträgt hier 5 mm. In Verbindung mit der Auflösung des Hodokopes am Ort der Driftrohre von etwa 15 mm ergibt sich ein maximaler Fehler von $\delta x = 20$ mm in der Bestimmung der x-Koordinate des Treffers. Für die Driftzeitmessung ergibt sich daraus ein Fehler von $\delta x / v_{signal} = 0.07$ ns. Dieser Wert ist gegenüber der Zeitauflösung des TDCs von 1 ns vernachlässigbar.

Zu bestimmen sind also nur noch die y-Koordinaten der Anodendrähte. Eine Messung der Rohrpositionen kann hier nur Anfangswerte liefern, da sich alle Meßfehler direkt auf die rt-Relation übertragen, diese verknüpft ja gerade den über die y-Koordinate eines Treffers (und der Steigung der CSC-Spur) gegebenen Abstand r mit der Driftzeit.

Die Bestimmung der y-Koordinaten des Drahtes erfolgt in zwei Schritten: Mit Hilfe der Residuen von rekonstruiertem Trefferradius, r_{rt}, und CSC-Spur, r_{track}, kann der Rotationswinkel der Rohre um die z-Achse, relativ zu den CSC-Streifen, bestimmt werden. Die Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften der rt-Relationen ermöglicht die Korrektur einer gemeinsamen Abweichung beider Drahtenden von der wahren Position.

Ist der Anodendraht parallel zu den CSC-Streifen, so sollte der Mittelwert der Residuen unabhängig von der x-Koordinate sein. Fittet man durch die Mittelwerte eine Gerade, so läßt sich aus deren Steigung der Rotationswinkel um die z-Achse berechnen. Das Verfahren ist analog zum Alignment der CSCs.

Die erreichte Genauigkeit beträgt etwa 0.2 mrad, also 10 μm auf die im Trigger liegende Rohrlänge von 50 cm. Abbildung 5.4 a zeigt ein Beispiel einer endgültigen Winkel-Ausrichtung eines Driftrohres mit dem CSC-Referenzsysytem.

Der Achsenabschnitt des Geradenfits enthält, durch die grobe Unterteilung von 500 μm und insbesondere durch das iterative Verfahren zur Bestimmung der rt-Relation — hier wird ja gerade die mittlere Abweichung der (Driftzeit-) Residuen minimiert — keine Information über eine eventuelle Abweichung der Drahtmitte von der richtigen Position.

Eine gemeinsame Abweichung beider Drahtenden in y-Richtung wird deshalb mit der Forderung einer symmetrischen rt-Relation korrigiert.

Hierzu betrachtet man die Differenz der Driftzeiten für positive und negative Radien als Funktion des Absolutwertes des Trefferradius. Man korrigiert beide y-Positionen, bis die Differenz für alle Radien um die Nullmarke schwankt.

Die so bestimmten Drahtpositionen werden benutzt, um eine neue rt-Relation zu finden, das Verfahren wird iteriert. Bereits nach 2–3 Iterationen können, innerhalb der Fehlergrenzen, keine Abweichungen in der rt-Relation oder den Drahtpositionen festgestellt werden.

Abbildung 5.4 zeigt ein Beispiel eines durchgeführten Alignments.

5.3 Vergleich der rt-Relationen mit Simulationen

Die Simulation der Orts-Driftzeit-Beziehungen von MDTs wird meist durch eine Kombination der Programme Garfield [25] und Magboltz [26] vollzogen. Bei Garfield handelt es sich um ein

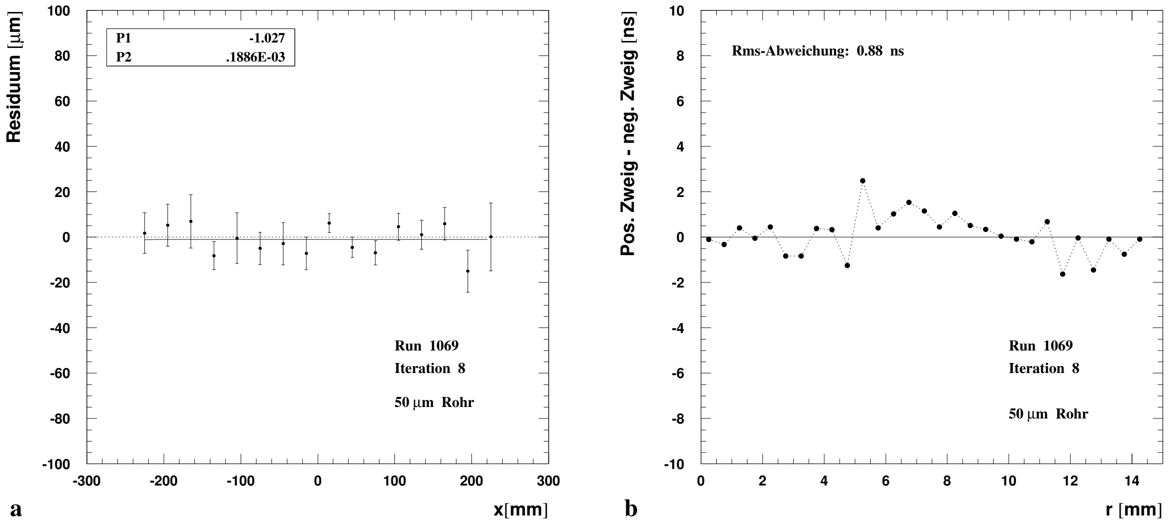

Abbildung 5.4: Beispiel eines Driftrohralignments. a: Mittelwerte der Residuen $r_{rt} - r_{CSC}$ als Funktion der x-Koordinater entlang des Driftrohres, b: Differenz der beiden Zweige der rt-Relation.

allgemeines Programm zur Simulation (2-dimensionaler) Driftkammern. Die von Magboltz gelieferten, gasspezifischen Daten (Driftgeschwindigkeiten, Diffusionkonstanten, etc. in Abhängigkeit elektrischer und magnetischer Felder) werden von Garfield unter anderem genutzt, um die Drift der Elektronen in der Feldkonfiguration des simulierten Detektors zu untersuchen.

In Abb. 5.5 sind die Differenz der von Garfield vorhergesagten Driftzeit und der gemessenen Driftzeit als Funktion des Abstandes r von Anodendraht aufgetragen:

$$\Delta t_{Drift}(r) \;=\; t_{Drift,Garfield}(r) \;-\; t_{Drift,Messung}(r)$$

Die Simulation wurde für die Ar:N_2:CH_4=91:4:5-Gasmischung bei einen Druck von 3 bar und einer Temperatur von 300 K durchgeführt. Die Temperatur entspricht den in der Experimentierhalle herrschenden Werten.

Für die gemessene Driftzeit wurde eine Mittelung über beide Zweige der rt-Relation durchgeführt, der Wert für $r = 0$ wurde durch lineare Extrapolation der Daten für $r = 0.25$ mm und $r = 0.50$ mm berechnet. Der bei der Extrapolation auftretende Fehler wird mit 2 ns abgeschätzt und tritt nur als konstante Verschiebung aller Datenpunkte auf. Um eine Verfälschung der Daten durch die verwendete Iterationsmethode auszuschließen, wurden die ursprünglichen rt-Relationen für diesen Vergleich verwendet.

Die Ergebnisse zeigen eine, für alle Drahtdurchmesser ähnliche, systematische Abweichung der Garfield-Simulationen von den gemessenen rt-Relationen. Die Abweichung steigt mit wachsendem Abstand zum Anodendraht an. Ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der gemessenen rt-Relationen kann ausgeschlossen werden, da sich z.B. das Minimum der Differenz

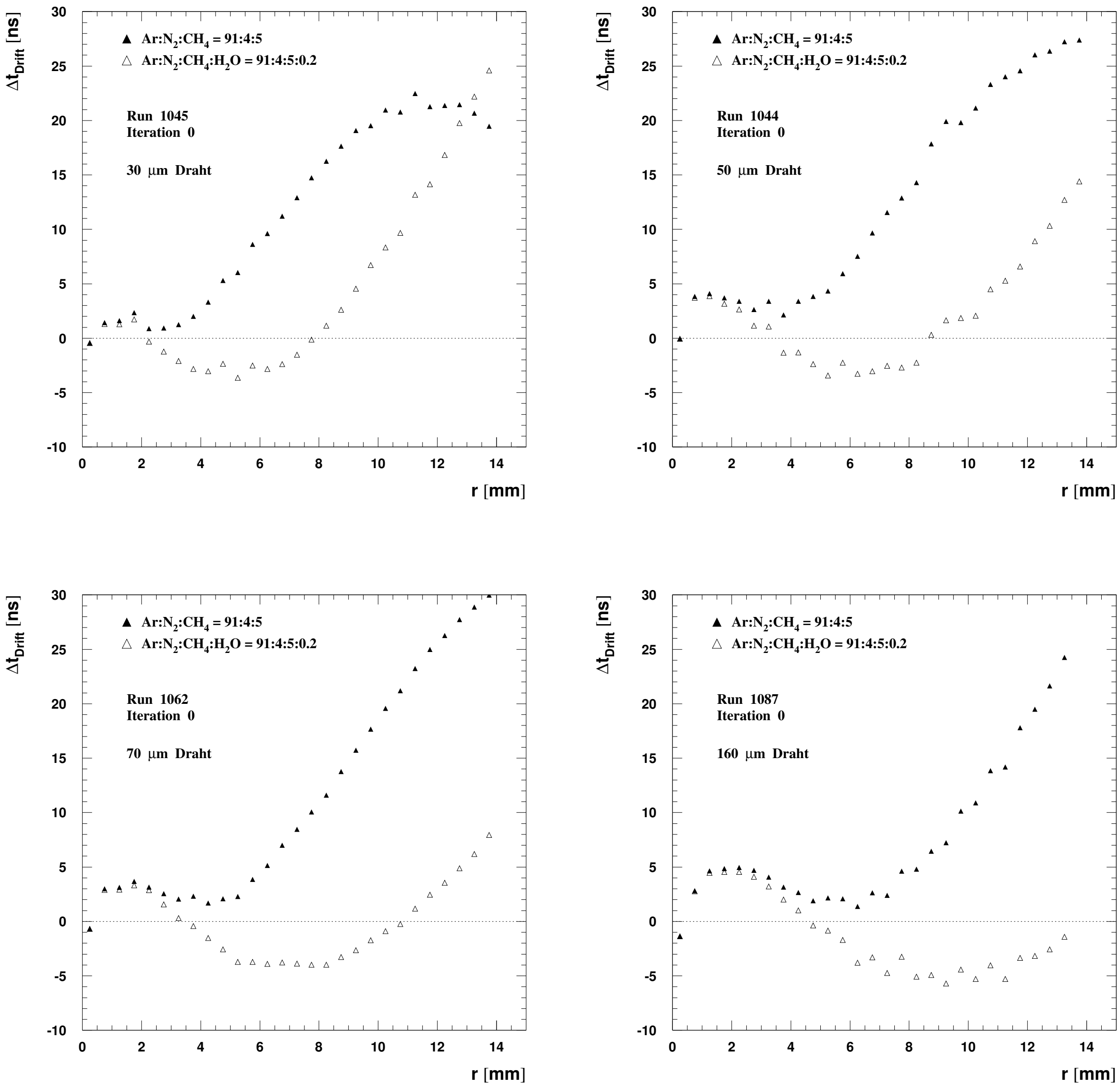

Abbildung 5.5: Differenz zwischen Garfield-Simulationen und gemessenen Orts-Driftzeit-Beziehungen für die verschiedenen Anodendrahtdurchmesser.

mit wachsendem Drahtdurchmesser zu größeren Radien verschiebt, ebenso wächst die Höhe des lokalen Maximums mit wachsendem Drahtdurchmesser.

Für den Zeitraum der Datennahme sind leider keine Daten (Druck, Temperatur) der Slow-Control verfügbar. Simulationen mit unterschiedlichen Drücken (einige mbar) und Temperaturen ($\pm$ 10 K) führen aber stets, innerhalb einiger Nanosekunden, zu den gleichen Abweichungen zwischen Simulation und Messwerten. Verunreinigungen der Gasmischung, z.B. durch Wasser, ergeben größere Effekte. In Abb. 5.5 geben die offenen Dreiecke die Abweichung zwischen einer Simulation mit 0.2% Wasser in der Gasmischung und der Messung an. Wasser kann durch Ausgasen aus Plastikschläuchen in die Gasmischung gelangen, es können Werte von bis zu einem halben Prozent Wasseranteil erreicht werden [17]. Die Abweichungen der Daten für den 30 μm und den 50 μm Draht kann auch durch Variation des Wasseranteils nicht wesentlich verbessert werden. Es scheint daher fraglich, ob die Abweichungen auf eine Verunreinigung des Gases zurückzuführen sind.

Eine Analyse der Gasmischung, die während des Meßzeitraumes verwendet wurde, war nicht möglich, auch ist unklar, inwieweit die von Magboltz verwendeten Gasdaten von kontaminierten Gasproben stammen. Eine genauere Simulation kann daher nicht durchgeführt werden, die Ursache der Abweichungen bleibt ungeklärt.

Der Vergleich von Simulation und Messung zeigt maximale Abweichungen von bis zu 20–30 ns in den Driftzeiten. Bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit von 30 μm/ns entspricht dies einem Unterschied in den rekonstruierten Trefferradien von 600–900 μm. Eine Simulation der rt-Relation kann also eine Messung der rt-Relation nicht ersetzen, die Abweichungen betragen ein Vielfaches der erwarteten Ortsauflösung.

Es sollte aber betont werden, daß die Abweichungen innerhalb der Toleranzgrenzen von 10% derartiger Simulationen liegen.

Kapitel 6

Bestimmung der Ortsauflösung

Wesentlich bei der Untersuchung der Ortsauflösung als Funktion des Anodendrahtdurchmessers ist die Isolation dieser Abhängigkeit von anderen, die Auflösung beeinflussenden Effekten. Eine Untersuchung ist nur bei sonst gleichen Operationsparametern der Driftrohre, also gleicher Gasverstärkung und Diskriminatorschwelle, möglich[1].

Aus diesem Grund wurden die Auflösungen der 30, 50 und 160 μm dicken Drähte auf eine Gasverstärkung von 6×10^4 aus je zwei Datensätzen interpoliert. Für das 70 μm Rohr entsprechen die Datensätze dieser Gasverstärkung. Die hohe Gasverstärkung wurde gewählt, da Datensätze für geringere Verstärkungen nicht vollständig sind oder die Rekonstruktion der rt-Relation nicht gelang.

Untersucht wurde sowohl die Abhängigkeit der Auflösung von dem radialen Abstand der Teilchenspur zum Anodendraht, als auch die über das gesamte Driftrohr gemittelte Auflösung.

Tabelle 6.1 faßt die verwendeten Datensätze und ihre Parameter für ein konstante Triggerelektron, Tabelle 6.2 für die konstante Schwellenspannung zusammen.

Die Datensätze wurden entsprechend der Diskriminatorkalibration und der Berechnung des Triggerelektrons ausgewählt, vgl. Kapitel 2.5. Die Verwendung eines konstanten Triggerelektron hat eine drahtabhängige Diskriminatorschwelle zur Folge. Aus diesem Grund werden unter-

[1] Durch die parallele Anbindung der Driftrohre an dasselbe Gassystem sind Druckunterschiede und Unterschiede der Gaszusammensetzung minimiert, Temperaturunterschiede sind durch die räumliche Nähe aller Driftrohre vernachlässigbar.

Drahtdurch. [μm]	Run Nummer	Hochspannung [V]	Gasverstärkung [10^4]	Diskriminatorschwelle [Elektronen]
30	1044	2921	5.07 ± 0.47	23 ± 2
	1045	3023	7.52 ± 0.70	18 ± 2
50	1044	3500	4.97 ± 0.47	25 ± 2
	1045	3600	7.19 ± 0.69	21 ± 2
70	1062	4000	6.03 ± 0.60	26 ± 3
160	1086	5200	4.56 ± 0.46	36 ± 4
	1087	5300	6.79 ± 0.67	25 ± 3

Tabelle 6.1: Datensätze und ihre Parameter zur Bestimmung der Auflösung bei konstantem Triggerelektron.

Drahtdurch. [μm]	Run Nummer	Hochspannung [V]	Gasverstärkung [10^4]	Diskriminatorschwelle [mV]
30	1044	2921	5.07 ± 0.47	19.4 ± 1
	1045	3023	7.52 ± 0.70	19.4 ± 1
50	1044	3500	4.97 ± 0.47	20.7 ± 1
	1045	3600	7.19 ± 0.69	20.7 ± 1
70	1044	4000	6.03 ± 0.60	21.3 ± 1
160	1041	5200	4.56 ± 0.46	21.8 ± 1
	1042	5300	6.79 ± 0.67	21.8 ± 1

Tabelle 6.2: Datensätze und ihre Parameter zur Bestimmung der Auflösung bei konstanter Schwellenspannung.

schiedliche Runs für die Analyse der Auflösung bei konstanten Triggerelektron und konstanter Schwellenspannung benutzt.

Die Abhängigkeit der Schwellenspannung vom Anodendrahtdurchmesser wird durch zwei Effekte verursacht:

- Die Pulsform (Amplitude und Halbwertsbreite) des induzierten Signals ist eine Funktion des Anodendrahtdurchmessers. Bei einer konstanten Ionenmobilität ergibt sich aus Gl. (1.13) für dickere Anodendrähte eine flachere und breitere Pulsform. Zu beachten ist aber, daß für den Grenzfall hoher Feldstärken die Ionenmobilität umgekehrt proportional zur Quadratwurzel des elektrischen Feldes ist. Es kommt also insbesondere bei dünnen Drähten (30 und 50 μm) zu Abweichungen der aus der naiven Theorie berechneten Verhältnisse der Pulsamplituden und Halbwertsbreiten.

- Der Drahtwiderstand ist für dickere Drähte (bei gleichem Material) kleiner, die induzierten Signale werden nicht so stark gedämpft.

Welcher der Effekte überwiegt, hängt, neben Drahtmaterial und Durchmesser, durch die feldabhängige Ionenmobilität auch stark von der angelegten Hochspannung und damit von der betrachteten Gasverstärkung ab.

Wir beginnen mit einer Beschreibung der prinzipiellen Methode, die Auflösung aus den gemessenen Daten zu bestimmen.

6.1 Prinzip

Die Auflösung der Driftrohre wird aus der Breite ihrer Residuenverteilung bestimmt. Das Residuum R ist als die Differenz zwischen dem aus der rt-Relation des Rohres und der gemessenen Driftzeit berechneten Trefferradius r_{meas} und dem vorhergesagten Trefferradius r_{track} der gefitteten CSC-Spur definiert,

$$R = r_{meas} - r_{track} \, . \tag{6.1}$$

Bei der Bestimmung des Trefferradius durch die CSC-Spur wird der Neigungswinkel der Teilchenbahn berücksichtigt, vgl. Gl. (5.2).

Zur Bestimmung der Auflösung als Funktion des radialen Abstandes wird die Residuenverteilung in 2 mm breiten Schnitten in radialer Richtung — also 2 mm breiten Zylindermänteln um den Anodendraht — betrachtet. Die grobe Intervallbreite ist aufgrund der geringen Statistik der Daten notwendig.

Die Breite der Residuenverteilung wird durch einen Gaußfit bestimmt. Der Bereich des Fits wird auf die 2.5-fache rms-Abweichung der Verteilung eingeschränkt, um den Einfluß von falschen Treffern, z.B. begleitenden Sekundärteilchen, auf die bestimmte Breite zu verringern.

Die Residuenverteilung beinhaltet allerdings noch die mit der gesuchten Ortsauflösung gefaltetete Auflösung der Teilchenspur des Referenzsystems.

Der Fehler σ_{track} der gefitteten Teilchenspur am Ort z beträgt, Gl. (3.4),

$$\sigma_{track}(z)^2 \;=\; \frac{1}{S_1} + \frac{S_1}{D}\left(z - \frac{S_z}{S_1}\right)^2 \;.$$

Hierbei ist $S_{1,z,zz} = \sum(1, z_n, z_n^2)/\sigma_n^2$ und $D = S_1 S_{zz} - S_z^2$. σ_n ist die Auflösung der n-ten Ebene, die Summation wird über die CSC-Ebenen 1,2 und 3 ausgeführt.

Der (mittlere) Fehler des CSC-Tracks wird quadratisch von der Breite der Residuenverteilung subtrahiert, um die Auflösung des Driftrohres σ_{tube} zu bestimmen, Gl. (3.5),

$$\sigma_{tube}^2 \;=\; \sigma_{meas}^2 \;-\; \sigma_{track}^2(z_{tube}) \;.$$

Abbildung 6.1 zeigt ein Beispiel einer Residuenverteilung eines 2 mm breiten radialen Schnitts und der gefitteten Gaußfunktion.

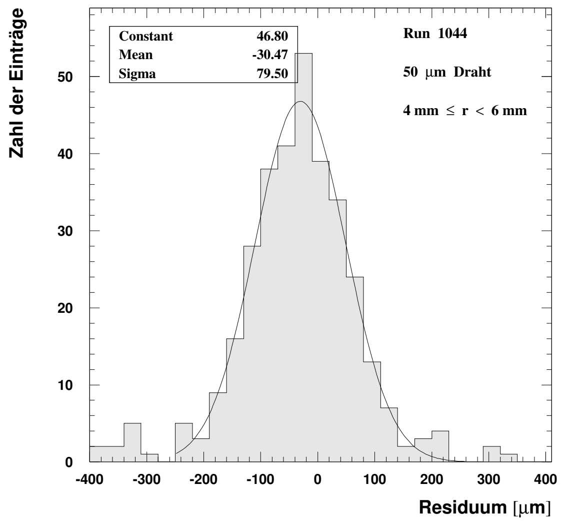

Abbildung 6.1: Residuenverteilung eines radialen Schnittes und gefittete Gaußfunktion

Die Gesamtauflösung eines Driftrohres läßt sich nicht durch einen einfachen Fit der gesamten Residuenverteilung bestimmen. Die Residuenverteilung ist eine Überlagerung vieler (näherungsweise) gaußförmiger Residuenverteilungen der einzelnen Radien. Die Verteilung kann also nicht selbst durch eine Gaußkurve angenähert werden. Da die Auflösungen an den einzelnen Radien aber voneinander unabhängig sind, ist die rms-Abweichung der gesamten Verteilung, σ_{total} gleich der der normierten quadratischen Summe der rms-Abweichungen der Residuenverteilung aller radialen Abstände, $\sigma(r)$,

$$\sigma^2_{total} \;=\; \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\sigma^2(r_i)\ . \tag{6.2}$$

Bei einer endlichen Zahl von Ereignissen kann die rms-Abweichung der Residuenverteilung durch falsche Treffer stark verändert werden. Aus diesem Grund wird die Residuenverteilung für positive und negative Werte durch zwei Schnitte auf ein Intervall I eingeschränkt. Für die Berechnung der rms-Abweichung werden nur Ereignisse innerhalb dieses Intervalls zugelassen.

Die Intervallgrenzen werden durch die 2.5 fache Breite σ_{gauss} einer an die Gesamtverteilung gefitteten Gaußkurve bestimmt,

$$I \;=[-2.5\,\sigma_{gauss}\,,2.5\,\sigma_{gauss}]\ . \tag{6.3}$$

Eine Abschätzung der Fehler geschieht durch Verschiebung der Grenzen zur Bestimmung des rms-Wertes. Eine Untergrenze des rms-Wertes wird durch eine Einschränkung der Ereignisse auf die 2-fache Halbwertesbreite σ_{gauss}, eine Obergrenze durch eine Einschränkung auf die 3-fache Halbwertsbreite bestimmt.

Abbildung 6.2 zeigt ein Beispiel einer gesamten Residuenverteilung und der einschränkenden Schnitte.

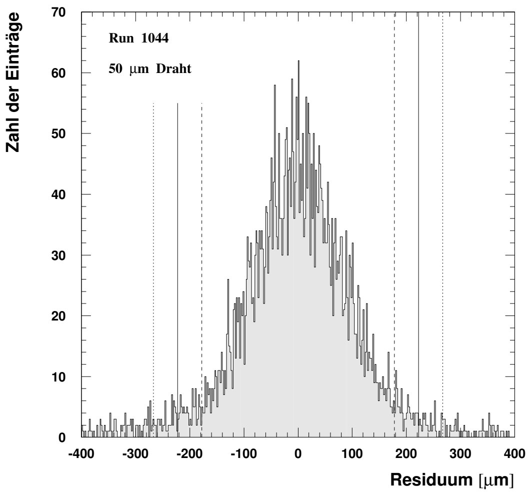

Abbildung 6.2: Residuenverteilung eines Driftrohres. Eingezeichnet sind die Intervallgrenzen (durchgezogene Linien) zur Bestimmung der rms-Abweichung. Die gestrichelten und unterbrochenen Linien geben die Intervallgrenzen zur Bestimmung der Fehlergrenzen an.

Auch hier wird die Auflösung der gefitteten Teilchenspur des Referenzsystems von der erhaltenen Gesamtauflösung σ_{total} quadratisch subtrahiert,

$$\sigma^2_{total,\ tube} = \sigma^2_{total} - \sigma^2_{track}(z_{tube}) \ .$$

Die mittlere Auflösung des Driftrohres ergibt sich durch Entfaltung der Spurauflösung von der rms-Breite der gesamten Residuenverteilung.

6.2 Ortsauflösung der Driftrohre

Betrachten wir zuerst die Abhängigkeit der Auflösung vom radialen Abstand r zum Anodendraht für die verschiedenen Drahtdurchmesser bei einem konstanten Triggerelektron und konstanter Gasverstärkung, Abb. 6.3.

Deutlich sichbar ist der Einfluß der Cluster-Size-Fluktuationen und des Clustering für Spuren nahe des Anodendrahtes.

Das Minimum, das durch den schnellen Abfall der Clustereffekte mit wachsendem Abstand zum Anodendraht und dem langsamen Anstieg der Diffusionkomponente zustande kommt, ist für dünne Drähte ausgeprägter. Für große Abstände führt die Diffusion wieder zu einer Verschlechterung der Auflösung.

Bereits bei einem konstanten Triggerelektron, also den gleichen Bedingungen für ein Überschreiten der Diskriminatorschwelle, weisen dickere Anodendrähte eine schlechtere Auflösung auf.

Dieser Unterschied der Auflösung ist am stärksten für drahtnahe Spuren und nimmt zur Rohrwand hin ab.

Die Ursache der schlechteren Auflösung der dickeren Drähte liegt in der geringeren Signalhöhe und der größeren Halbwertsbreite der induzierten Pulse. Die Angabe der Elektronenzahl der Diskriminatorschwelle bezieht sich auf die gleichzeitige Ankunft dieser Elektronen, vgl. Kapitel 2.5.2. In der Realität sind die Elektronen auf diskrete Cluster verteilt, für eine Schwelle von 25 Elektronen wird im Mittel nach 10 Clustern erreicht. Die Ankunftszeit dieser Cluster unterliegt größeren Schwankungen für drahtnahe Spuren. Durch die geringere Pulsamplitude und die größere Halbwertsbreite reagieren die Signale empfindlicher auf Schwankungen der Cluster-Größe. Eine Schwankung bleibt durch die größere Halbwertsbreite der Pulse länger „gespeichert“.

Für drahtferne Spure ist die Ankunftszeit der einzelnen Cluster dichter, Fluktuationen der individuellen Clustersignale haben geringeren Einfluß .

Berücksichtig werden muß auch die geringere absolute Schwellenspannung und das schlechtere Signal/Rausch-Verhältnis bei kleiner Signalamplitude. Beides führt zu Fluktuationen der Threshold-Crossing-Zeit und verschlechtert die Auflösung.

Auf den nur sehr geringen Unterschied der Auflösung des 30 μm und des 50 μm Drahtes wird unten eingegangen.

Für eine konstante Diskriminatorschwellenspannung wird der oben beobachtete Effekt einer schlechteren Auflösung mit wachsendem Drahtdurchmesser deutlicher, Abb. 6.4. Es ergeben sich wesentlich spätere Triggerelektronen für den 70 μm und den 160 μm Draht. Die Datensätze für eine konstante Schwellenspannung für den 30 μm und den 50 μm Draht sind mit denen für ein konstantes Triggerelektron identisch.

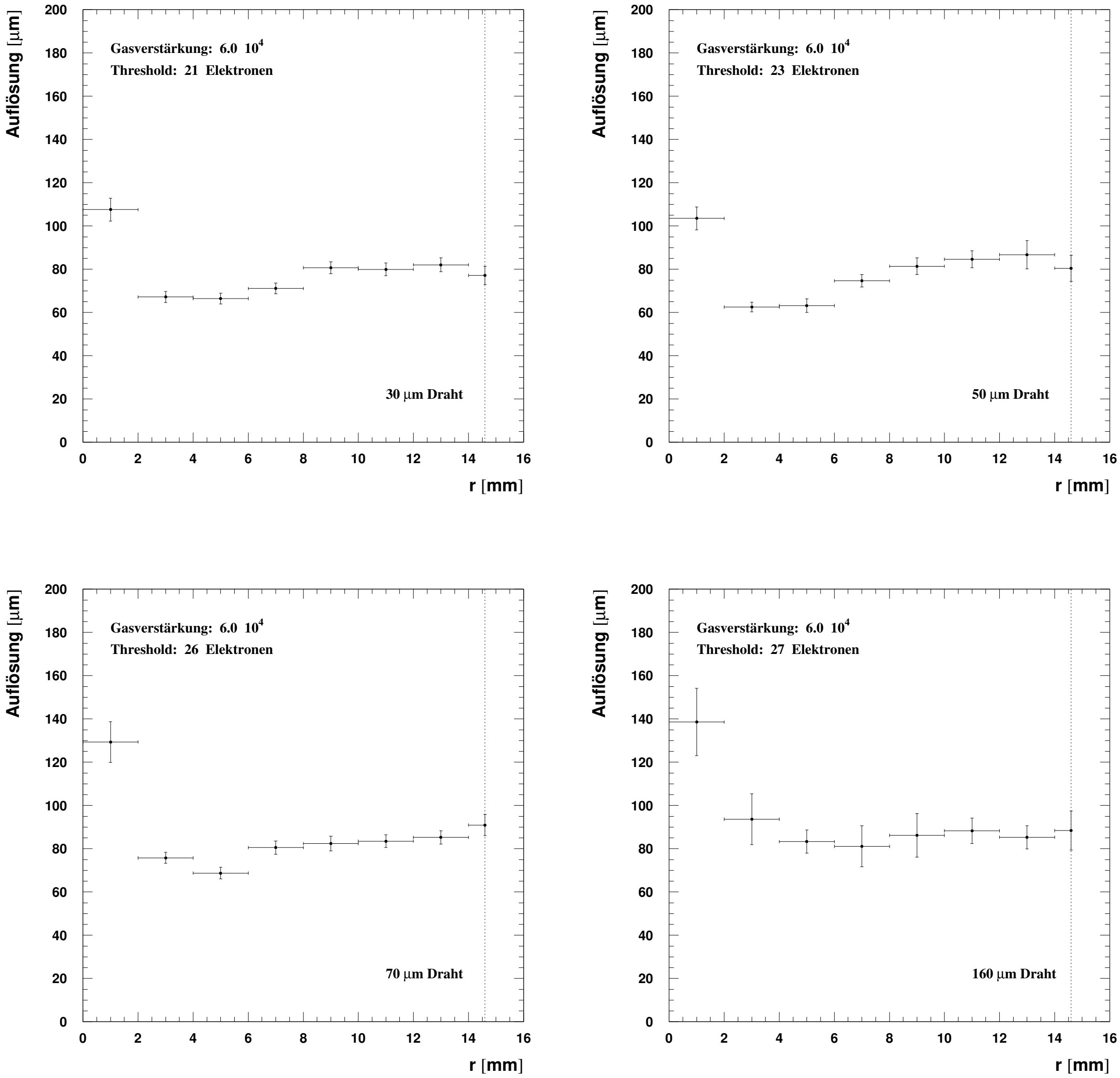

Abbildung 6.3: Ortsauflösung als Funktion des radialen Abstandes vom Anodendraht für verschiedene Drahtdurchmesser. Konstantes Triggerelektron.

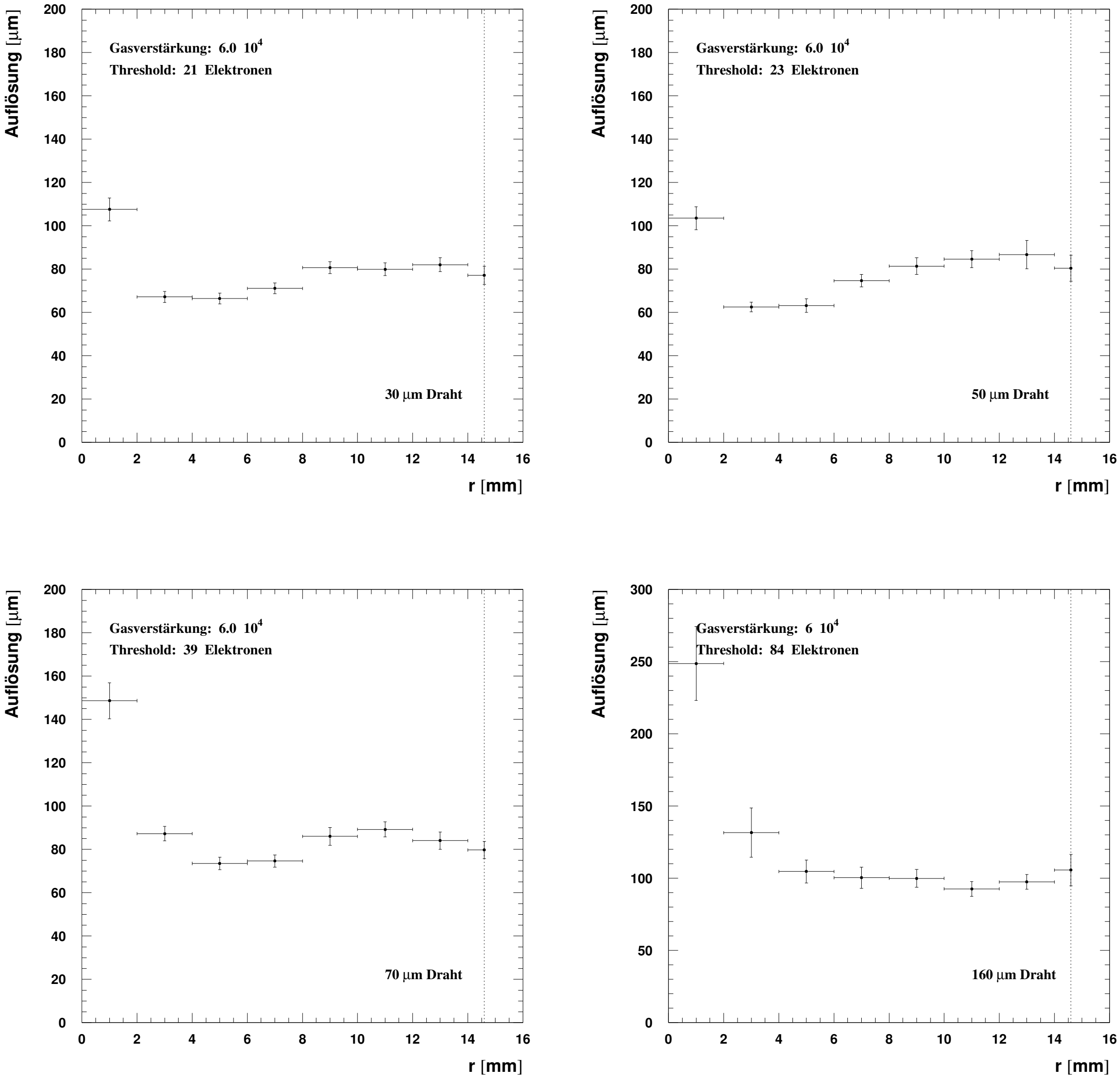

Abbildung 6.4: Ortsauflösung als Funktion des radialen Abstandes vom Anodendraht für verschiedene Drahtdurchmesser. Konstante Schwellenspannung. Man beachte den unterschiedlichen Maßstab für den 160 μm Draht.

Tabelle 6.3 listet die Triggerelektronen für die verschiedenen Anodendrähte auf. Angegeben sind auch das Drahtmaterial, der Drahtwiderstand und der spezifische Drahtwiderstand. Deutlich sichtbar ist der Anstieg des Triggerelektrons mit wachsendem Durchmesser.

Drahtdurchmesser [μm]	Draht-material	Drahtwiderstand [Ω]	Spez. Drahtwiderstand [$10^{-6}\Omega$ cm]	Threshold [Elektronen]
30	WRe	85.2 ± 2.0	6.0 ± 0.1	21 ± 2
50	CuBe	53.6 ± 2.0	10.5 ± 0.4	23 ± 2
70	CuBe	29.2 ± 2.0	11.2 ± 0.8	39 ± 3
160	CuBe	6.7 ± 1.5	13.4 ± 3.0	84 ± 4

Tabelle 6.3: Triggerelektronen bei einer Schwellenspannung von 20 mV, Gasverstärkung G = 6×10^4. Angeben sind auch Drahtmaterial und Widerstand.

Die Verwendung der gleichen Datensätze für das 30 μm, sowohl für ein konstantes Triggerelektron, als auch für die konstante Schwellenspannung impliziert, daß die Pulsformen der induzierten Signale des 30 μm und des 50 μm nahezu gleich sind.

Erwartet würde für den 30 μm Draht ein früheres Triggerelektron bei gleichen Schwellenspannung, da die Pulsamplitude bei konstanter Ionenmobilität um einen Faktor 2.2 größer wäre.

Die Ursache für die geringere Pulsamplitude hat zwei Gründe:

- Der Widerstand pro Einheitslänge des 30 μm WRe-Drahtes ist größer als der des 50 μm CuBe-Drahtes, die kleinere Querschnittsfläche überwiegt den geringeren spezifischen Widerstand. Das induzierte Signal wird stärker gedämpft, bevor es den Vorverstärker erreicht.

- Die Annahme einer konstanten Ionenmobilität kann nicht aufrecht erhalten werden. Diese Annahme ist nur für schwache elektrische Felder korrekt, im Grenzfall starker Felder ist die Mobilität vielmehr proportional zu $\sqrt{E}$. In der Umgebung der Anodendrähte befindet man sich bereits im Übergangsbereich der beiden Grenzfälle. Eine verringerte Ionenmobilität bedingt aber eine geringere Signalhöhe und eine größere Halbwertsbreite des Ionenpulses, d.h. man triggert auf ein späteres Elektron als von der einfachen Theorie vorhergesagt. Mit wachsendem Drahtradius ist die Näherung einer feldunabhängigen Ionenmobilität immer besser erfüllt.

In Tabelle 6.4 ist das erwartete Triggerelektron $N_{trigger}$ der naiven Theorie einer konstanten Ionenmobilität und der resultierenden $1/(t+t_0)$-Pulsform des induzierten Stromes gegeben. Die Werte sind auf das Triggerelektron eines 50 μm Drahtes bezogen und gemäß

$$\frac{N_{Trigger,1}}{N_{Trigger,2}} = \frac{a_1^2}{a_2^2} \frac{\ln(b/a_1)}{\ln(b/a_2)} \frac{V_2(G)}{V_1(G)} \tag{6.4}$$

skaliert. Deutlich sichtbar ist die Abweichung der Meßwerte von den theoretischen Vorhersagen.

Wichtiger als die Auflösung bei einem bestimmten Radius ist für die Wahl die „richtigen“ Anodendrahtes die über das gesamte Rohr gemittelte Auflösung.

Abbildung 6.5 zeigt die interpolierten Auflösungen für ein konstantes Triggerelektron.

Die mittlere Auflösung der Driftrohre zeigt nur eine schwache Abhängigkeit vom Durchmesser des Anodendrahtes, dickere Drähte weisen eine schlechtere Auflösung auf.

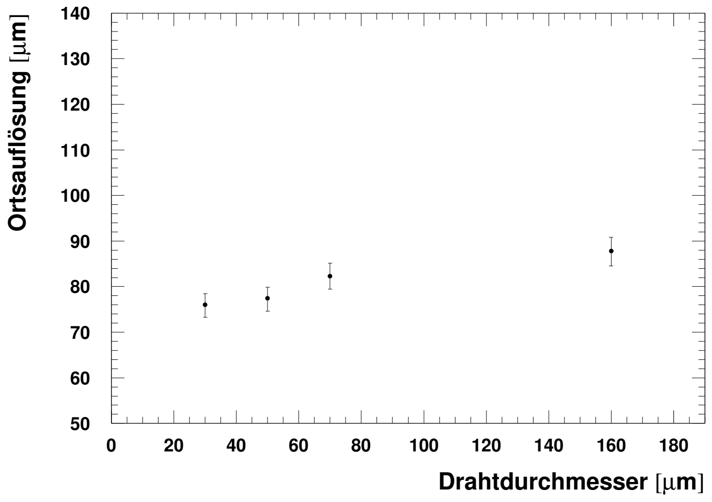

Abbildung 6.5: Mittlere Driftrohrauflösung als Funktion des Anodendrahtdurchmessers. Konstantes Triggerelektron, Diskriminatorschwelle 25 Elektronen.

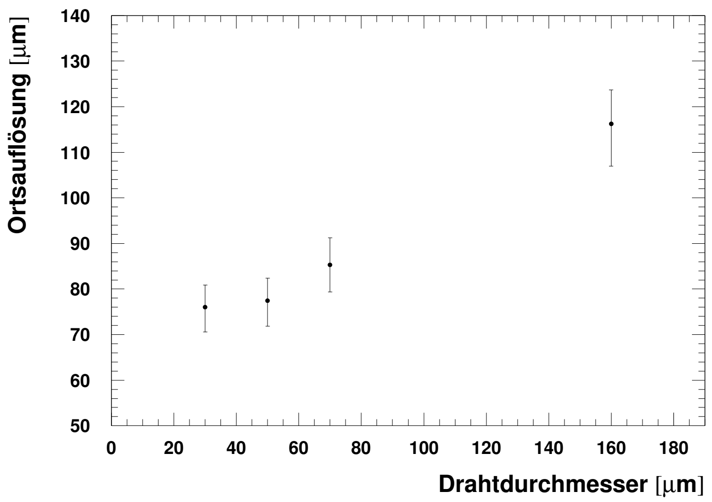

Abbildung 6.6: Mittlere Driftrohrauflösung als Funktion des Anodendrahtdurchmessers. Konstante Schwellenspannung: 20 mV.

Drahtdurchmesser [μm]	Hochspannung [V]	Triggerelektron [Elektronen] Theorie	Messung
30	2970	0.4	0.9 ± 0.1
50	3530	1.0	1.0 ± 0
70	4000	1.6	1.7 ± 0.2
160	5275	6.9	3.7 ± 0.4

Tabelle 6.4: Triggerelektronen nach der einfachen Theorie einer $1/(\mathrm{t}+\mathrm{t}_0)$ Form des induzierten Stromsignales, Gasverstärkung $G = 6 \times 10^4$, konstante Schwellenspannung. Die Werte sind auf das Triggerelektron eines 50 μm Drahtes bezogen.

Bei Verwendung einer konstanten Schwellenspannung, Abb. 6.6, nimmt der Einfluß des Anodendrahtdurchmessers auf die Auflösung zu. Die Ursache liegt in der Erhöhung des Triggerelektrons.

Die Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren zeigt, bei dem für den ATLAS-Detektor relevanten Fall einer konstanten Diskriminator-Spannung, eine starke Abhängigkeit vom Anodendrahtdurchmesser. Dickere Drähte weisen eine schlechtere Ortsauflösung auf. Der Grenzwert einer mittleren Auflösung von 100 μm wird bei Drahtdurchmessern größer als 100 μm überschritten. Bei dünnen Anodendrähten (30 μm und 50 μm) konnte innerhalb der Fehlergrenzen, bei einer Gasverstärkung von 6×10^4 und einer Diskriminatorschwelle des 6–7-fachen Rauschens, nur eine geringe Steigerung (2 μm) der mittleren Auflösung festgestellt werden. Durch den höheren Widerstand des 30 μm Drahtes und die feldabhängige Ionenmobilität wird die Amplitude des induzierten Signales verringert, was zu einer effektiven Erhöhung des Triggerelektrons führt und eine schlechtere Auflösung zur Folge hat.

Für eine Gasverstärkung von 2×10^4 sollte der 30 μm Draht eine bessere Auflösung aufweisen als der 50 μm Draht. Das Verhältnis der Triggerelektronen beträgt bei dieser Gasverstärkung

$$\frac{N_{trigger,\ 30\,\mu\mathrm{m}}(G = 2 \times 10^4)}{N_{trigger,\ 50\,\mu\mathrm{m}}(G = 2 \times 10^4)} \ = \ 0.74\ ,$$

die Daten wurden Abb. 2.11 entnommen. Die Sättigung der Zahl der Triggerelektronen setzt für den 30 μm Draht bereits bei einer Gasverstärkung von 1×10^4, es kommt zu Abweichungen vom erwarteten linearen Verhalten. Für den 50 μm Draht setzt dieser Effekt bei einer Gasverstärkung von 5×10^4 ein, hier ist ein deutliches Abknicken der Kalibrationkurve, Abb. 2.11, sichtbar.

In Tabelle 6.5 sind die Hochspannungen für den 30 μm und 50 μm Draht für die Gasverstärkungen, bei der eine Sättigung einsetzt, aufgeführt. Die daraus berechneten Felder an der Drahtoberfläche weichen zwar innerhalb der Fehler voneinander ab, die absolute Größe ist jedoch ähnlich.

Drahtdurchmesser [μm]	Gasverstärkung [10^4]	Hochspannung [V]	E(a) [10^3 V/cm]
30	1.0 ± 0.3	2600 ± 50	252 ± 5
50	5.0 ± 0.5	5300 ± 20	220 ± 1

Tabelle 6.5: Vergleich der elektrischen Felder E an der Drahtoberfläche bei Einsetzen der Sättigung der Zahl der Triggerelektronen.

Ein nichtlineares Verhalten der Elektronik als Ursache der Sättigung kann, aufgrund der unterschiedlichen Amplituden der induzierten Signale bei Beginn des Effektes, ausgeschlossen werden.

Eine Bestimmung der Ortsauflösung bei einer Gasverstärkung von 2×10^4 war nicht möglich, es kann also kein Vergleich der Auflösungen gegeben werden. Hier sind weiterführende Studien notwendig.

Kapitel 7

Messung der Effizienz

Neben der Ortsauflösung ist bei Verwendung eines externen Referenzsystems auch die Bestimmung der Effizienz der Driftrohre möglich. Die Effizienz beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Myon (ionisierendes Teilchen) nachgewiesen wird.

Auch dieser Parameter spielt bei der Wahl des „richtigen“ Anodendrahtdurchmessers für die ATLAS-MDTs eine wichtige Rolle.

Wir wollen zwei verschiedene Effizienzen unterscheiden:

- Hit-Effizienz: hierbei wird nur überprüft, ob das Rohr einen Treffer innerhalb der maximalen Elektronendriftzeit registriert hat.
- Track-Effizienz: es wird überprüft, ob der nachgewiesene Treffer innerhalb der 3-fachen Auflösung des Driftrohres um die CSC-Spur liegt.

Die Bedeutung der Hit-Effizienz liegt in der Erkennung von Treffer-Mustern, der „Pattern-Recognition“. Um die Menge der zu verarbeitenden Daten zu reduzieren und möglichst nur brauchbare Ereignisse abzuspeichern, werden Ereignisse im ATLAS-Detektor durch drei Triggerstufen selektiert. Für das Myon-Spektrometer wird in der 2. Stufe (Level2-Trigger), welche die Aufgabe hat, die Ereignisraten um einen Faktor 100 auf 10^2-10^3 s^{-1} zu reduzieren, auch ein Pattern-Recognition-Algorithmus angewendet. Hierbei werden Ereignisse verworfen, die nicht eine bestimmte Anzahl von Hits pro Superlayer aufweisen. Für eine zuverlässige Selektion ist eine möglichst große Nachweiswahrscheinlichkeit notwendig.

Die Track-Effizienz bedarf kaum einer Erklärung, sie gibt ein Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Treffer für die Spurrekonstruktion verwendet werden kann.

7.1 Prinzip

Die Wahrscheinlichkeit $P(k;N)$ bei einer Effizienz ϵ von N Ereignissen k Treffer nachzuweisen genügt einer Binomialverteilung,

$$P(k;N) \;=\; \frac{N!}{(N-k)!\,k!}\,(1-\epsilon)^{N-k}\,\epsilon^k\;. \tag{7.1}$$

Der Mittelwert dieser Verteilung ist

$$\langle k\rangle \;=\; N\,\epsilon\;, \tag{7.2}$$

seine Varianz

$$\Delta k^2 \;=\; N\,(1 \;-\; \epsilon)\,\epsilon \;. \tag{7.3}$$

Bei einer einzelnen Messung von N Ereignissen ist die beste Approximation ϵ_{meas} an die wahre Effizienz ϵ durch

$$\epsilon_{meas} \;=\; \frac{k}{N} \tag{7.4}$$

gegeben.

Bei einer gemessenen Effizienz von weniger als 100%, also $k < N$, wird der Fehler $\delta\epsilon_{meas}$ von ϵ_{meas} durch den rms-Fehler $\delta k = \sqrt{\Delta k^2}$ des Mittelwertes $\langle k \rangle$, der durch k approximiert wird, abgeschätzt:

$$\delta\epsilon_{meas} \;=\; \frac{\delta k}{N} \;=\; \sqrt{\frac{1}{N}\,(1 \;-\; \epsilon_{meas})\;\epsilon_{meas}}\;. \tag{7.5}$$

Beträgt die gemessene Effizienz 100% ist der durch Gl. 7.5 gegebene Fehler gleich Null. Für diesen Fall wird ein Konfidenzniveau (Confidence Level, CL) von 0.95 durch den Fehlerbalken angegeben, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß die wahre Effizienz ϵ größer ist als der Wert ϵ_0 beträgt 95%. Die Grenze des Konfidenzintervalles berechnet sich durch [18]:

$$\epsilon_0 \;=\; (1 \;-\; CL)^{1/N+1}\;. \tag{7.6}$$

Aus den Rohdaten werden bei der Analyse für jedes Driftrohr drei Histogramme gefüllt:

- CSC-Track Histogramm
- Tube-Hit Histogramm
- Tube-Track Histogramm

Das CSC-Track Histogramm enthält die Zahl der gültigen CSC-Track in Abhängigkeit des Abstandes der Spur zum Anodendraht des betrachteten Rohres. Die Einträge in diesem Histogramm dienen als Referenzwerte für die beiden folgenden Histogramme.

Das Tube-Hit Histogramm erhält einen Eintrag, wenn das Rohr bei gültigem CSC-Track einen Treffer nachgewiesen hat. Der Zeitpunkt des Treffers ist dabei unerheblich, es wird lediglich gefordert, daß der Hit innerhalb der maximalen Driftzeit erfolgt.

Das Tube-Track Histogramm zählt die Ereignisse, die bei gültigen CSC-Track einen Treffer in einem Abstand $< 3 \times$ Auflösung aufweisen. Der Abstand zum CSC-Track wird aus dem Zeitpunkt des Hits und einer linearen Interpolation der gemessenen rt-Relation berechnet.

Um Fehler in der Zählung nahe den Rohrwänden zu verhindern, werden nur solche Ereignisse in die Histogramme gefüllt, die einen Abstand < 1.46 cm vom Anodendraht des Rohres aufweisen.

Die Hit-Effizienz ergibt sich als Verhältnis der Einträge innerhalb korrespondierender Intervalle des Tube-Hit Histograms und des CSC-Track Histograms.

Anders als bei der Messung der Track-Effizienz wird bei der Auswertung der Hit-Effizienz keine rt-Relation benötigt. Auch die Drahtposition muß nur mit im Vergleich zur Intervallgröße (1 mm) kleinen Fehlern bekannt sein.

Aus diesen Gründen kann die Analyse der Hit-Effizienz auch bei den für den Arbeitspunkt des ATLAS-Detektors geplanten Gasverstärkungen durchgeführt werden und hilfreiche Ergebnisse für die Simulation des Detektor-Triggers liefern.

Für die Auswertung wird die Geometrie des zeitlich nächstliegenden Datensatzes (ca. 2–3 h) für das betreffende Driftrohr verwendet, bei dem die Rekonstruktion der rt-Relation gelang und für den somit die Geometrie mit hoher Genauigkeit bekannt ist. Bei den analysierten Runs mit hoher Gasverstärkung war die Drahtpostion innerhalb von 100 μm konstant, die normale Abweichung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Datensätzen mit der gleichen Gasverstärkung (ca. 12 h Abstand) liegt bei 10–20 μm.

Die Track-Effizienz wird als Verhältnis der Einträge im Tube-Track Histogram und im CSC-Track Histogramm, wiederum für jedes Intervall, berechnet.

7.2 Hit-Effizienz

Die Hit-Effizienz wird im Bereich einer Gasverstärkung von 2×10^4 untersucht. Da für keines der Driftrohre ein Datensatz bei genau dieser Gasverstärkung existiert, wurden zwei Runs analysiert, welche die gewünschte Gasverstärkung einschließen. Als Diskriminatorschwelle wurde eine, für alle Rohre konstante Spannung von etwa 9 mV gewählt, dies entspricht dem Dreifachen des elektronischen Rauschens. Auf die Wahl einer geringeren Schwellenspannung wurde verzichtet, um eine Verfälschung der Effizienzen durch Rauschen zu vermeiden.

Durch die Abhängigkeit der Signalform vom Anodendrahtdurchmesser und die verschiedenen Gasverstärkungen entspricht dieser Schwellenwert unterschiedlichen Triggerelektronen. Das Triggerelektron wird für jede Messung ebenso wie die Gasverstärkung angegeben.

Betrachten wir zuerst die Hit-Effizienz bei einer Gasverstärkung größer als 2×10^4, Abb. 7.1. Für die dünnen Drähte (30, 50, 70 μm) zeigt die Effizienz nur eine geringe Abhängigkeit vom Abstand zum Anodendraht. Der Nachweis eines Teilchendurchganges erfolgt im Bereich 0–12 mm mit nahezu 100% Wahrscheinlichkeit. Erst nahe der Kathode verringert sich die Effizienz und fällt innerhalb der letzten 2 mm auf 75–80% ab.

Der Abfall der Effizienz nahe der Rohrwand hat mehrere Gründe:

- **Fehler in der Spurbestimmung und systematische Fehler in der Positionsbestimmung der Driftrohre.**

  Da bei der Analyse der Daten Ereignisse verworfen werden, wenn der Abstand der CSC-Spur zum Anodendraht größer als 14.6 mm ist, ergibt sich eine gebrochene Symmetrie für Spuren, die nahe der Rohrwand verlaufen. Spuren, die aufgrund systematischer oder statistischer Fehler in der Spurfindung einen Abstand kleiner 14.6 mm zugeordnet bekommen, in Wahrheit aber außerhalb der Driftrohre verlaufen, werden im CSC-Track Histogramm als Treffer gezählt und verringern somit die Effizienz, da sie in den Driftrohren kein Signal erzeugen können. Bei einem gesamten Fehler von 50 μm ergibt sich für das letzte 600 μm breite Intervall eine Ineffizienz von 8.5% durch diesen Effekt.

- **Geringere Primärionisation.**

  Durch die reduzierte Spurlänge für Treffer nahe der Rohrwand ergibt sich eine geringere Primärionisation. Die relative Wahrscheinlichkeit steigt, daß die statistischen Fluktuationen unterworfene Ionisation nicht ausreicht, die Diskriminatorschwelle zu überschreiten. Hierdurch ergibt sich eine geringere Effizienz.

- **δ-Elektronen.**

  Als δ-Elektronen bezeichnet man hochenergetische Elektronen, die in der Lage sind, eine große Sekundärionisation herbeizuführen. Diese Elektronen entstehen in sogenannten „harten“ Kollisionen des ionisierenden Teilchen mit den Gasteilchen, Stöße, bei denen ein großer Energieübertrag stattfindet. Die Reichweite dieser δ-Elektronen beträgt einige Millimeter. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein δ-Elektron das Driftrohr verläßt, steigt mit wachsendem Abstand der Teilchenspur zum Anodendraht. Die verminderte Primärionisation führt zu einem Verlust an Effizienz, die Signale können die Diskriminatorschwelle nicht überschreiten.

Auffällig ist der Abfall der Effizienz des 160 μm Drahtes für Abstände zum Anodendraht kleiner als 7 mm. Dieser Abfall ist durch die hohe Zahl der Triggerelektronen bedingt. Eine einfache Überlegung verdeutliche dies: Bei einer mittleren Clustergröße von 2.7 Elektronen müssen etwa 30 Cluster den Anodendraht erreichen, bevor die Triggerschwelle von 73 Elektronen überschritten wird. Der mittlere Abstand zweier Cluster beträgt 100 μm, somit ist eine Spurlänge von 3 mm nötig, um diese Ladung zur Verfügung zu stellen. Bei einer mittleren Elektronendriftgeschwindigkeit von 30 μm/ns dauert die Ladungskollektion für drahtnahe Spuren etwa 50 ns — die Cluster sind symmetrisch bezüglich des Anodendraht verteilt. In dieser Zeit sind die induzierte Ionenpulse der erster Elektronencluster bereits weitgehend abgeklungen, für einen 160 μm Draht beträgt die Halbwertsbreite der induzierten Signale etwa 20 ns. Effektiv wird also auf ein noch späteres Elektron getriggert. Durch Fluktuationen der Clusterabstände und der Elektronenzahl in den Clustern kann die Ladung einer Teilchenspur weiter verringert werden, das induzierte Signal kann die Diskriminatorschwelle nicht überschreiten, der Teilchendurchgang wird nicht nachgewiesen. Die Ineffizienz nahe des Anodendrahtes ist kleiner als 5%. Verläuft die Teilchenspur in einem größeren Abstand zum Anodendraht, so verringern sich die Driftzeitunterschiede der einzelnen Cluster, die Pulshöhe des überlagerten Gesamtsignals wächst an. Dieser Effekt führt zu einem Anstieg der Effizienz in der Mitte des Driftrohres. Für noch größere Abstände, nahe der Rohrwand, überwiegen die oben genannten Effekte, die Effizienz nimmt ab.

Betrachten wir nun die Hit-Effizienz für eine Gasverstärkung von weniger als 2×10^4, Abb. 7.2.

Im Falle einer geringen Gasverstärkung ist auch bei den dünneren Drähten eine verringerte Effizienz nahe des Anodendrahtes zu beobachten, man vergleiche die obige Diskussion des 160 μm Rohres. Diese Ineffizienz nimmt mit wachsendem Drahtradius zu. Für die 30 μm und 50 μm Drähte ist der Verlust an Effizienz nahe des Anodendrahtes (0–3 mm Abstand) kleiner als 2%. Für das 70 μm Rohr ergibt sich bereits ein Verlust von 4%, der Bereich der Ineffizienz dehnt sich zu größeren Abstanden (bis 4 mm) aus. Auch der Abfall nahe der Rohrwand ist bei höheren Triggerelektronen und geringeren Gasverstärkungen ausgeprägter und beginnt bei kleineren Radien.

Die Effizienz des 160 μm Rohres beträgt, aufgrund des hohen (175) Triggerelektrons, weniger als 50% im gesamten Driftrohr und fällt nahe der Kathode auf etwa 10% ab.

Die Hit-Effizienz zeigt eine starke Abhängigkeit vom Triggerelektron und der Gasverstärkung, ein niedriges Triggerelektron und eine höhere Gasverstärkung verbessern die Effizienz. Für das ATLAS-Experiment wird die Diskriminatorschwelle auf ein Vielfaches des elektronischen Rauschens eingestellt. Der Wert ist durch den Drahtwiderstand und die Größe des Abschlußwiderstandes schwach vom Durchmesser des Anodendrahtes abhängig, dünnere Drähte erlauben eine

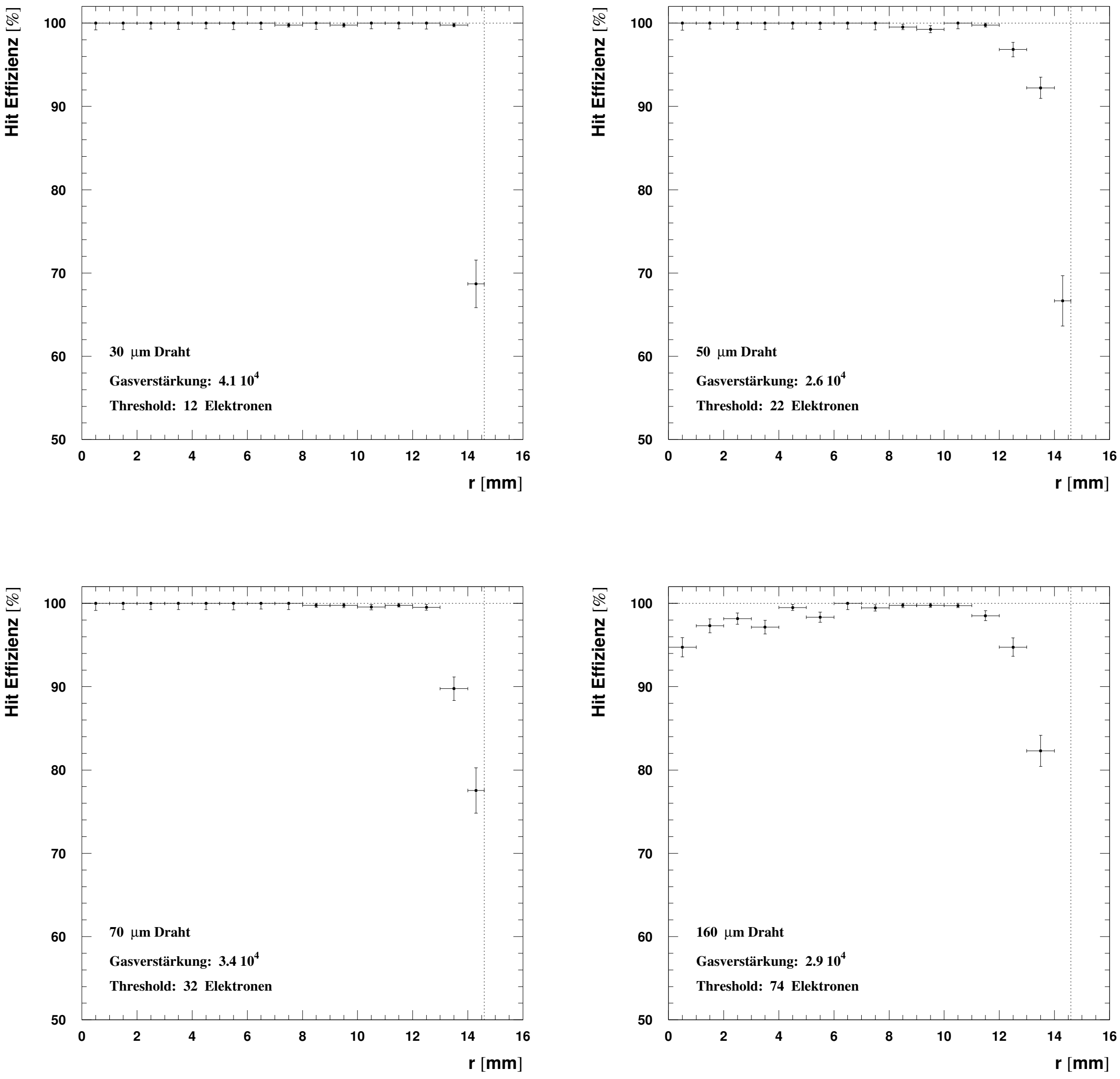

Abbildung 7.1: Hit-Effizienz in Abhängigkeit des Anodendrahtdurchmessers, Gasverstärkung $G > 2 \times 10^4$.

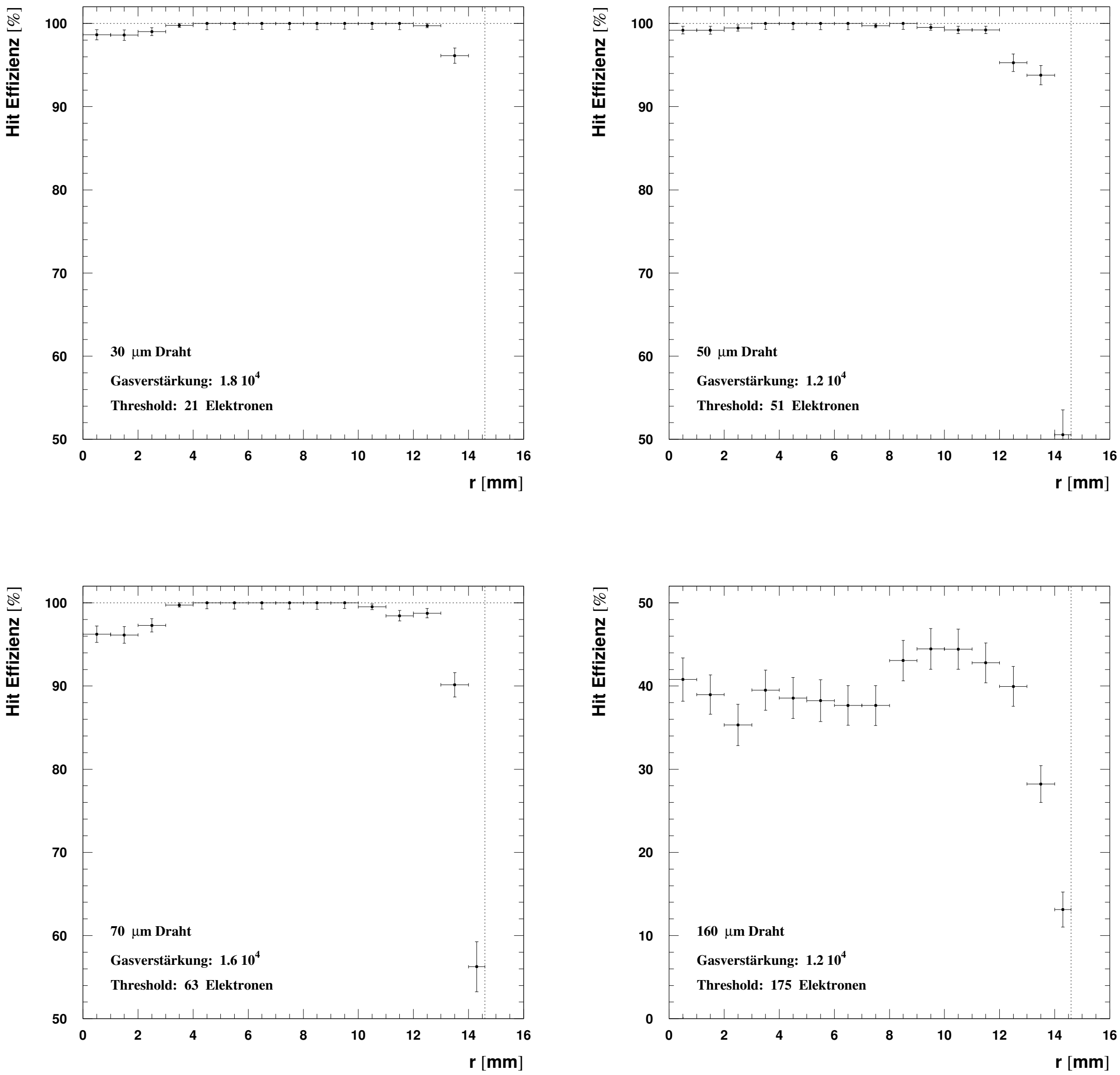

Abbildung 7.2: Hit-Effizienz in Abhängigkeit des Anodendrahtdurchmessers, Gasverstärkung $G < 2 \times 10^4$. Man beachte den unterschiedlichen Maßstab für das 160 μm Rohr.

geringere Schwellenspannung. Selbst bei gleicher Diskriminatorschwelle ergibt sich für dünnere Drähte, durch die größere Pulshöhe bei gleicher Gasverstärkung, ein niedrigeres Triggerelektron.

Bei gleicher Gasverstärkung weisen dünnere Dähte eine höhere Effizienz auf und versprechen eine bessere Muster-Erkennung und damit eine bessere Selektion der Ereignisse im Level2-Trigger.

7.3 Track-Effizienz

Neben der Erkennung eines Teilchendurchganges durch das Driftrohr ist auch die Wahrscheinlichkeit einer richtigen Zuordnung des Drahtabstandes der Spur von Bedeutung, hier als Track-Effizienz bezeichnet.

Als Grenze für die Erkennung einer Spur wurde die dreifache Auflösung des Driftrohres als maximaler Abstand des rekonstruierten Trefferradius zur Spur des CSC-Referenzsystems definiert. Diese Definition ermöglicht es, den Effekt des Anodendrahtes auf die Effizienz zu untersuchen, wobei die intrinsisch schlechtere Auflösung dickerer Anodendrähte kompensiert wird.

Die hier angegebenen Effizienzen übertragen sich nicht direkt auf den ATLAS-Detektor, da keine Spuren von begleitenden Sekundärteilchen existieren, welche die Identifikation der richtigen Spur erschweren. Vielmehr stellen die gefundenen Werte eine Obergrenze der erreichbaren Effizienz für die Spurrekonstruktion dar.

Die Track-Effizienz wird sowohl für den Fall eines konstanten Triggerelektrons, als auch für eine konstante Diskriminatorschwellenspannung untersucht. Da für die Bewertung des Abstandes des rekonstruierten Treffers eine rt-Relation benötigt wird, kann die Analyse nur für Datensätze durchgeführt werden, bei denen die Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung gelang.

Für die 30, 50 und 160 μm Rohre stehen je zwei Datensätze im Bereich 4.5–7.5 $\times 10^4$ zur Verfügung, für das 70 μm Rohr je ein Datensatz bei einer Gasverstärkung von 6×10^4, vgl. Tabelle 6.1 und 6.2.

Auf eine Interpolation der Datensätze wurde verzichtet, um die Abhängigkeit der Effizienz vom Triggerelektron und der Gasverstärkung zu verdeutlichen.

Betrachten wir zunächst die Track-Effizienz als Funktion des Anodendrahtdurchmessers bei einem konstanten Triggerelektron, Abbildung 7.3. Die Track-Effizienz ist, mit Ausnahme des 160 μm Rohres, praktisch über den gesamten Radius der Rohre konstant und beträgt 80–90%. Der Verlust an Effizienz nahe der Rohrwand beträgt etwa das Doppelte des Verlustes bei der Hit-Effizienz. Durch eine geringere Primärionisation steigt die Wahrscheinlichkeit, daß das Signal die Diskriminatorschwelle erst zu einem späteren Zeitpunkt überschreitet, der Treffer fällt außerhalb der Akzeptanzgrenzen der Spurerkennung.

Die scheinbar höhere Effizienz des 70 μm Drahtes ist durch die schlechtere Auflösung und den damit verbundene größeren Fehlerbereich für die Akzeptanz eines Treffers gemäß der obigen Definition begründet.

Das 160 μm Rohr zeigt bereits bei einer Gasverstärkung von 4.6×10^4 und einer Triggerschwelle von 36 Elektronen einen deutlichen Verlust an Effizienz nahe des Anodendrahtes. Da die Hit-Effizienz selbst bei geringeren Gasverstärkungen und späteren Triggerelektronen nicht unter 95% beträgt (vgl. oben), erfolgt das Überschreiten der Triggerschwelle zu spät. Die Ursache liegt in der geringen Signalhöhe des induzierten Pulses. Durch den geringen Abstand

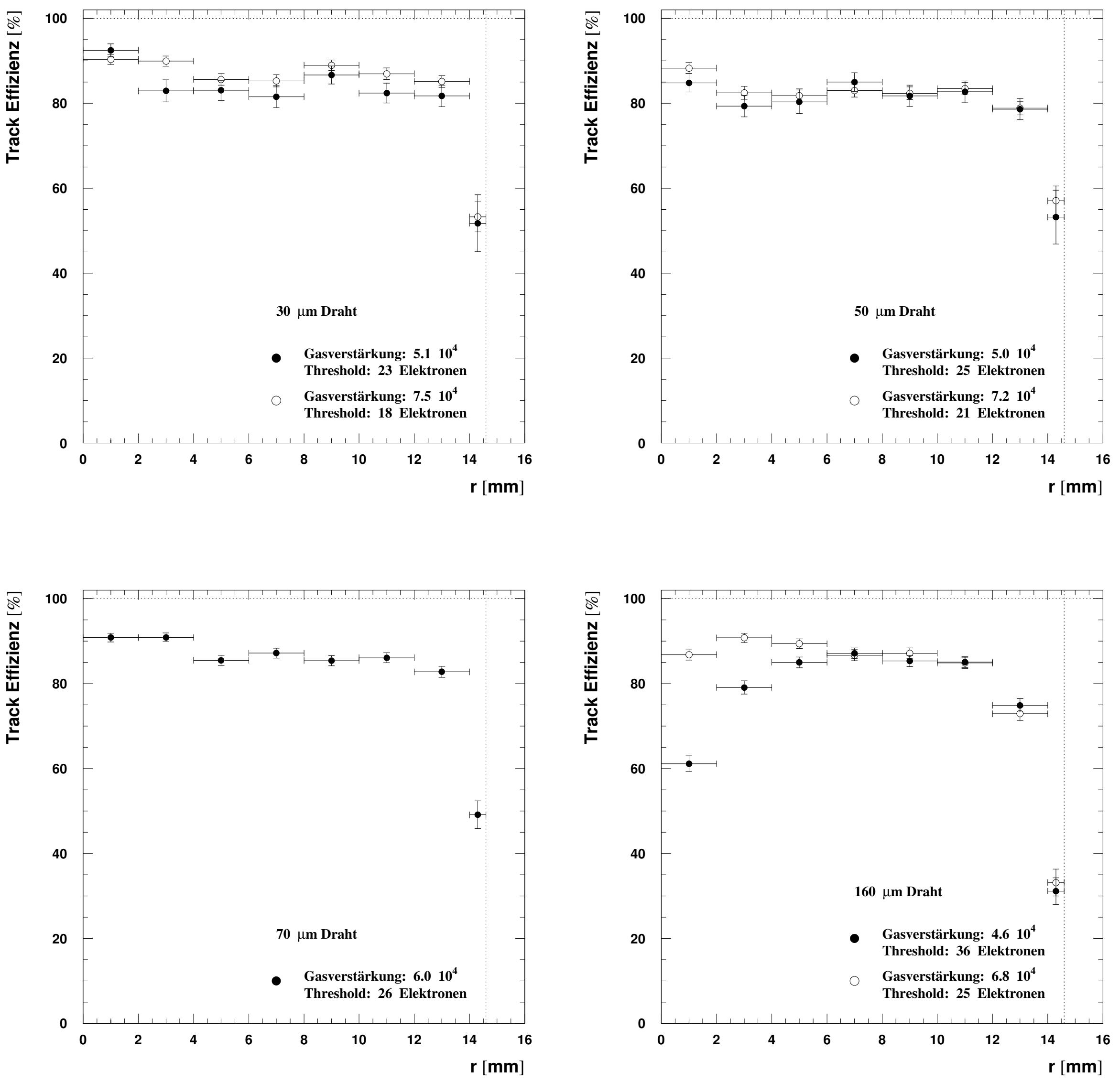

Abbildung 7.3: Track-Effizienz für verschiedene Anodendrahtdurchmesser. Konstantes Triggerelektron.

zum Anodendraht ist der Driftzeitunterschied der einzelnen Cluster maximal (im Mittel etwa 3.5 ns), im Zusammenspiel mit der geringen Amplitude baut sich das Signal nur langsam auf und überschreitet die Triggerschwelle zu spät. Dieser Effekt spiegelt sich auch in den TDC-Daten, Abb. 7.4, wieder. Aufgetragen sind die nach Gl. (5.1) korrigierten Driftzeiten gegen den aus der CSC-Spur berechneten Drahtabstand des Treffers. In Drahtnähe ist ein deutliches „Ausfransen“ der Treffer zu späteren Driftzeiten sichtbar. Die Ineffizienz nahe der Kathode ist, wie auch bei

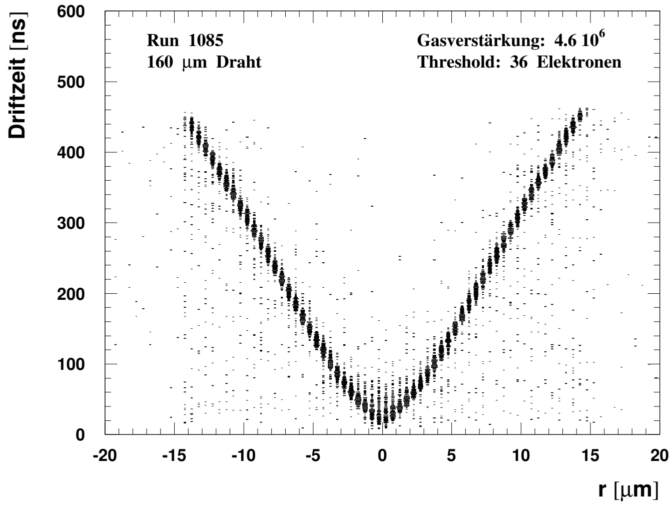

Abbildung 7.4: Elektronendriftzeit als Funktion des Abstandes zum Anodendraht für den 160 μm Draht.

den anderen Driftrohren, etwa doppelt so groß wie der Verlust in der Hit-Effizienz. Der Abfall erfolgt allerdings bereits bei kleineren Abständen als den anderen Drähten. Auch hierfür ist die geringe Amplitude des induzierten Signal verantwortlich. Das Maximum der Effizienz von 86% bei $r = 7$ mm ist mit der Effizienz anderer Anodendrahtdurchmesser vergleichbar.

Die Verwendung einer konstanten Diskriminatorschwellenspannung verstärkt den bei einem konstanten Triggerelektron beobachteten Einfluß der Pulsamplitude.

Trotz einer Vergrößerung des Akzeptanzintervalles durch die schlechtere Auflösung bei einem höheren Triggerelektron (vgl. Abb. 6.3 und 6.4) zeigen sowohl das 70 μm, als auch das 160 μm Rohr einen Verlust an Effizienz, Abb. 7.5. Die Datensätze für das 30 und 50 μm Rohr sind identisch mit denen eines konstanten Triggerelektrons.

Bei Verwendung eines konstanten (25) Triggerelektrons zeigt die Track-Effizienz bei einer Gasverstärkung von 6×10^4 nur geringe Variationen für dünne Anodendrähte (30–70 μm). Der Abstand einer Teilchenspur zum Anodendraht kann mit 80–90% Wahrscheinlichkeit rekonstruiert werden. Erst nahe der Rohrwand kommt es zu einem Abfall der Effizienz auf 50–55%.

Bei dicken Anodendrähten (160 μm) zeigt sich eine deutlich geringere Effizienz sowohl nahe des Anodendrahtes (60–80%), als auch nahe der Kathode (30–75%). In der Rohrmitte wird eine, der dünner Drähte vergleichbare, Effizienz von 86% erreicht.

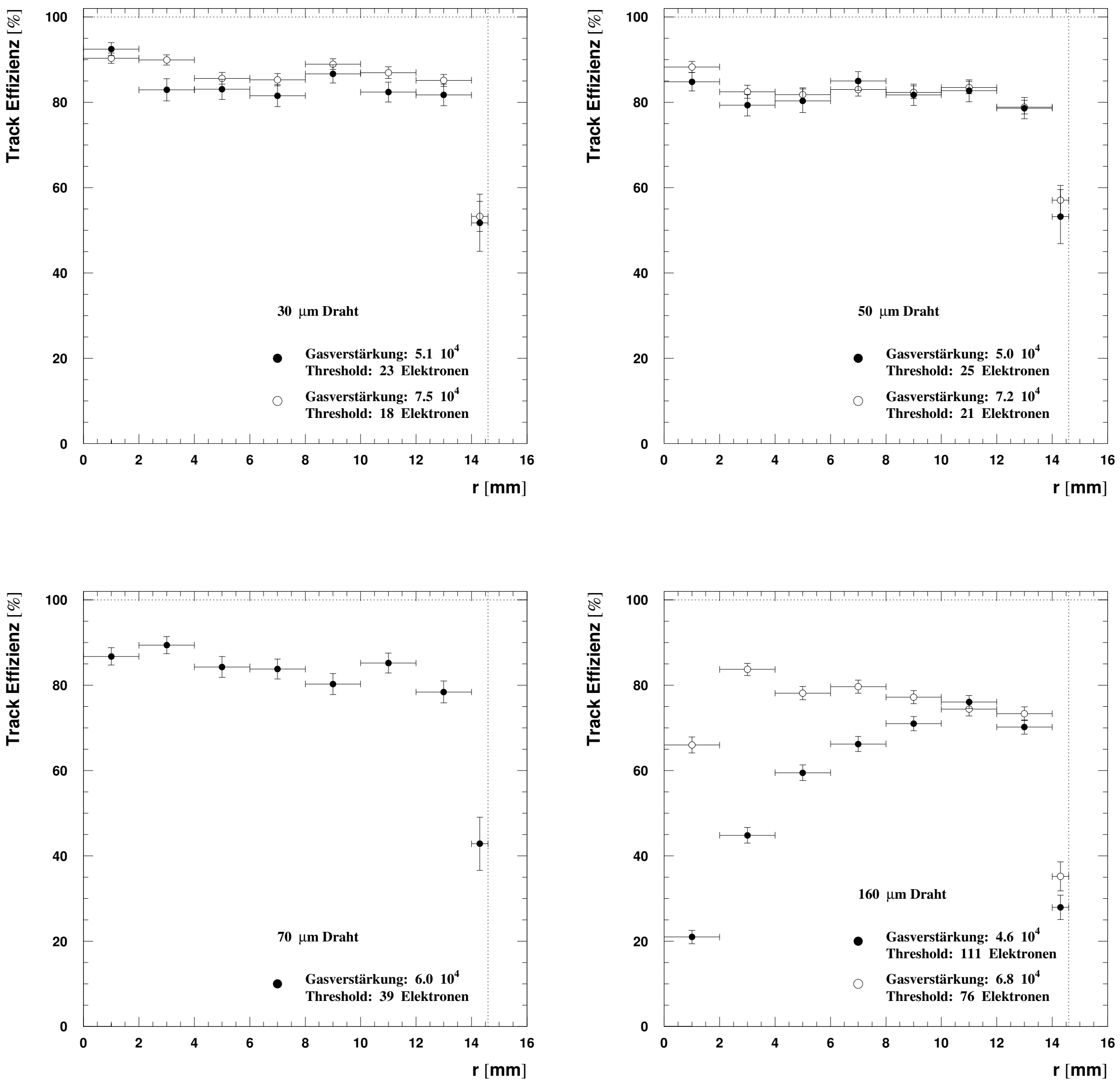

Abbildung 7.5: Track-Effizienz für verschiedene Anodendrahtdurchmesser. Konstante Schwellenspannung.

Eine konstante Schwellenspannung verstärkt durch die Anhebung des Triggerelektrons die Ineffizienz.

Die gemessenen Track-Effizienzen sind sehr gering. Bei einer Normalverteilung der Residuen würde man eine Ineffizienz von 0.3% erwarten, die Verteilung der Residuen weist also weite nicht-gauß'sche Schwänze auf.

Eine Quelle der Ineffizienz sind δ-Elektronen, die von der Teilchenspur in Richtung des Anodendrahtes emittiert werden und daher zu „frühe“ Treffer verursachen.

Eine weitere Ursache der geringen Effizienz kann in der Vielfachstreuung zwischen den Ebenen des Referenzsystemes liegen. Neben den betrachteten Driftrohren befanden sich zwei weitere Detektoren (ein Bündel aus 4×4 Rohren und 6 einzelne Driftrohre) innerhalb des Referenzsystems, sowie ein Szintillator mit einer Metall-Aufhängung. Durch Vielfachstreuung kann die aus den CSC-Trefferpositionen rekonstruierte Spur in großer Entfernung der Treffer in den Driftrohren verlaufen.

Die Forderung nach einer vom Anodendrahtdurchmesser unabhängigen Fehlergrenze für die Spurerkennung würde zu einer weiteren Differenzierung der Drahtdurchmesser führen.

Für eine effiziente Erkennung von Teilchenspuren sind dünne Anodendrähte zu bevorzugen.

Kapitel 8

Das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop

Die bisher im Test-Beam verwendeten Referenzsysteme bestanden meist aus Prototypen der ATLAS-Myon-Spektrometer-Kammern und wiesen deshalb ähnliche Schwierigkeiten und Probleme wie die zu untersuchenden MDTs auf. Hinzu kommt, daß auch durch Kombination mehrerer Detektorebenen im Referenzsystem dessen Auflösung nicht vernachlässigbar klein gegenüber der Auflösung der zu testenden Detektoren war (vgl. Kapitel 3.3).

An der LMU wurde deshalb sehr früh mit der Planung eines State-of-Art Referenzsystemes begonnen. Neben der Forderung nach einer hohen Auflösung, sowohl in der Präzisionskoordinate, als auch, in geringerem Maße, in der zweiten Koordinate, sollte das neue Referenzsystem auch klein genug sein, um innerhalb des Magneten der M2 Test-Beam-Area zum Einsatz zu kommen. Eine weitere Forderung war die Transportabilität des Systems: Die in diesem und in den kommenden Jahren zu testenden MDT-Prototypen sind zu groß, um vollständig von einem Referenzsystem mit der gewünschten Genauigkeit abgedeckt zu werden. Anstatt die Prototypen zu bewegen, die auch in ATLAS-ähnlichen Konfigurationen, d.h. 3 MDT-Kammern einschließlich Triggerkammern, getestet werden sollen, kann einfach das Referenzsystem verschoben werden. Somit wird die Untersuchung verschiedener Detektorbereiche möglich. Dies erfordert ein in sich mechanisch stabiles System, um aufwendige Justierungen der Referenzdetektoren zu vermeiden.

Als Detektoren für diese Aufgabe wurden Silizium-Mikrostreifen-Zähler ausgewählt, die eine Auflösung von etwa 15 μm pro Detektor bereitstellen. Auch bei diesem Referenzsystem ergibt sich durch Kombination mehrerer Ebenen (vier in der Präzisionskoordinate, zwei in der zweiten Koordinate) eine Verbesserung der Auflösung.

Die Verwendung von Solid-State-Detektoren ermöglicht es, ein mechanisch stabiles, kleines System zu bauen.

Durch die Integration eines eigenständigen Triggersystems aus zwei Szintillatoren und schnellen Photomultipliern ist das neue Referenzsystem völlig autark und unabhängig von bestehenden Systemen.

Das vorliegende Kapitel beschreibt den Aufbau und das Ausleseverfahren des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops, geht auf mehrere Tests der Detektoren ein und schließt mit der Beschreibung der Spuranpassung, der Messung der Ortsauflösung und der Effizienz.

Begonnen wird mit einer kurzen Einführung in die Funktionsweise von Halbleiter-Streifen-Detektoren.

8.1 Aufbau und Funktionsweise von Halbleiter-Streifen-Detektoren

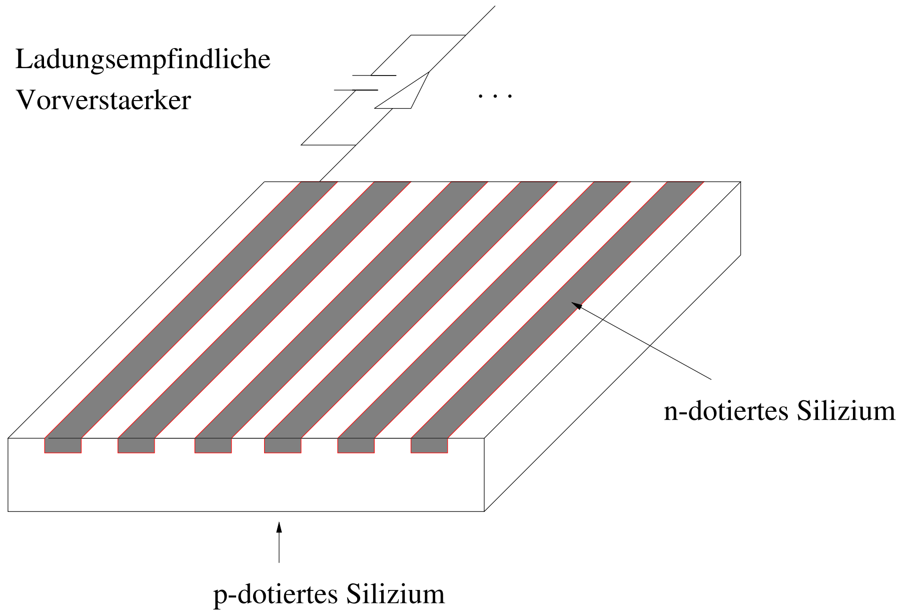

Abbildung 8.1: Schematischer Aufbau eines Halbleiter-Streifen-Zählers

Halbleiter-Streifen-Zähler bestehen aus einer Schicht dotierten Halbleitermaterials (Si, Ge, GaAs, etc.), auf dessen einer Oberfläche sich Streifen aus entgegengesetzt dotiertem Material befinden, siehe Abb. 8.1. Jeder Streifen bildet zusammen mit dem Substrat einen pn-Übergang, ähnlich einer Halbleiterdiode. Aufgrund der unterschiedlichen Elektronen- und Löcherkonzentrationen in den dotierten Schichten diffundieren anfänglich Elektronen der n-Schicht in die p-Schicht und Löcher der p-Schicht in die n-Schicht. Dadurch wird die n-Schicht positiv, die p-Schicht negativ aufgeladen. Das entstehende $\vec{E}$-Feld verhindert eine weitere Diffusion. An dem pn-Übergang bildet sich somit eine Zone gewisser Tiefe, in der sich keine freien Ladungsträger mehr befinden. Die Tiefe d dieser sogenannten Depletionszone ist näherungsweise durch [18]

$$d \;=\; \sqrt{\frac{2\,\epsilon\,V_0}{e}\,\frac{N_A\,+\,N_D}{N_A\,N_D}} \tag{8.1}$$

gegeben. Hierbei ist V_0 die Kontaktspannung, N_A die Akzeptorkonzentration und N_D die Donatorkonzentration. ϵ bezeichnet die Dielektrizitätskonstante des Materials, e die Elementarladung.

Obwohl die sich aufbauende Potentialdifferenz V_0 nur im Bereich von einem Volt liegt, herrscht innerhalb der dünnen Depletionszone ein starkes elektrisches Feld.

Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrichtung, d.h. negatives Potential an die p-Schicht, positives Potential an die n-Schicht, kann der depletierte Bereich vergrößert werden (Reverse Bias Junktion); die Tiefe der Depletionszone ist wiederum durch Gl. (8.1) beschrieben, allerdings steht V_0 nun für die Summe der externen und der internen Potentialdifferenz (letztere ist bei den für Detektoren üblichen Spannungen vernachlässigbar gegenüber der äußeren Spannung). Durch Anlegen einer entsprechend großen Potentialdifferenz (50–100 V bei Si, einige 1000 V bei Ge; die übliche Dicke der Detektoren liegt bei etwa 300 μm) kann eine vollständige Depletierung des Detektors erreicht werden.

Auch bei anliegender Sperrspannung fließt noch ein geringer Strom (einige Nanoampere pro cm^2) durch den Detektor, der sogenannte Leck-Strom. Durch thermische Anregung werden auch in der Depletionszone ständig Ladungsträgerpaare gebildet, die zu diesem Strom beitragen. Fluktuationen des Leckstroms führen zu einem Rauschen des Detektors. Ebenfalls zum Leck-Strom tragen Oberflächenströme bei.

Es ist die Depletionszone der Reverse Bias Junktion, die den sensitiven Bereich des Detektors bildet: Duchquert ein ionisierendes Teilchen den Detektor, so werden durch Ionisation Elektron-Loch-Paare gebildet. Durch das hohe elektrische Feld innerhalb der Depletionszone werden freigesetzte Ladungsträger zu den Elektroden gezogen. Das induzierte Signal kann mit Hilfe eines Vorverstärkers ausgelesen werden. Der Ionisationsvorgang ist in weiten Bereichen analog zu Gasdetektoren. Durch die höhere Dichte der Festkörper im Vergleich zu Gasen und die geringere Energie, die zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares nötig ist (ca. 3.7 eV für Si, 3.0 eV für Ge), erhält man auch in sehr dünnen Detektoren eine ausreichend große Ionisation (ca. 100 Elektron-Loch Paare pro Mikrometer für MIPS[1]) um ein nachweisbares Signal auf den Elektroden zu induzieren. Anders als bei Gasdetektoren, bei denen die eigentliche Ladungsbildung durch eine Lawine nahe dem Anodendraht erzeugt wird, tragen in Halbleiterdetektoren negative (Elektronen) und positive (Löcher) Ladungsträger in vergleichbarem Maß zur Signalbildung bei, da die Mobilitäten von Elektronen und Löchern in derselben Größenordung liegen, und keine ausgezeichnete Lawinenregion nahe einer Elektrode existiert[2].

Die Segmentierung einer Elektrode in Streifen ermöglicht schließlich die genaue Bestimmung des Teilchendurchganges. Die segmentierte Ebene wird senkrecht zum Teilchenstrahl ausgerichtet.

Bereits die Information, in welchem Streifen die größte Ladung induziert wurde, ermöglicht bei räumlich konstanter Illumination die Bestimmung der Teilchenspur mit einer Auflösung $\sigma = \mathrm{Pitch}/\sqrt{12}$. Für einen typischen Pitch[3] von 50 μm (dies ist auch der Streifenabstand der im Silizium-Mikrostreifen-Teleskop verwendeten Detektoren) beträgt die Auflösung in diesem Fall 15 μm.

Durch Berechnung des Ladungsschwerpunktes sind wesentlich bessere Auflösungen, bis zu 1–2 μm, erreichbar.

Die Verwendung von kapazitiven oder resistiven Kopplungen zwischen mehreren Streifen ermöglicht die Reduktion der auszulesenden Streifenzahl.

Ausführliche Diskussionen der Funktionsweise von Halbleiter-Detektoren und den erreichbaren Auflösungen finden sich in der Literatur [18, 27]. Halbleiter-Streifen-Detektoren werden auch im „Inneren Detektor“ des ATLAS-Experimentes zur Spurmessung nahe des Vertex verwendet werden [3].

[1]**M**inimal **I**oninsing **P**article**S**, minimal ionisierende Teilchen

[2]Die maximalen Driftzeiten der Elektronen und Löcher liegen in der Größenordnung 10–50 ns. Die Form des induzierten Signales wird durch die Zeitkonstanten der (ladungsempfindlichen) Vorverstärker bestimmt, deren Peaking-Zeit (Dauer bis zum Maximum der Amplitude) typischerweise 1–2 μs beträgt.

[3]Streifenabstand

8.2 Aufbau des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops

Der mechanische Aufbau des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops wurde so einfach wie möglich gehalten.

Die Detektorpositionen sind durch den Aufbau relativ zu einer Grundplatte fixiert und können nicht verändert werden. Der Vorteil der unveränderlichen Detektorpositionen liegt darin, daß auch nach einer Demontage des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops keine neue Justierung der Detektoren nötig ist; die geringen mechanischen Toleranzen werden in der Offline-Software korrigiert. Die fixierten Detektorpositionen erfordern allerdings eine genaue Justierung (siehe unten) relativ zu Referenzkanten beim Einbau der Detektoren in ihre Halterungen.

Die sechs zur Verfügung stehenden, baugleichen Detektoren wurden in zwei Gruppen aufgeteilt: Für die Messung der Teilchenspur in der Präzisionskoordinate (y-Koordinate) werden 4 Detektoren[4] verwendet, die zweite Koordinate (x-Koordinate) wird durch 2 Detektoren[5] bestimmt.

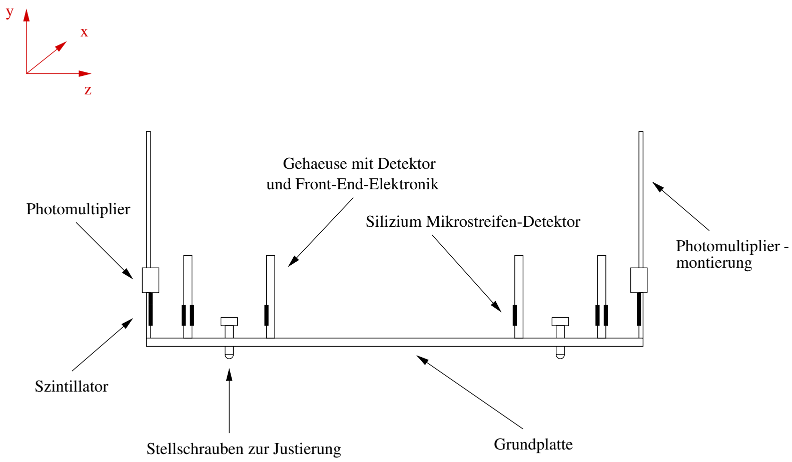

Abbildung 8.2: Schematischer Aufbau des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops

Abbildung 8.2 zeigt eine Übersicht des Aufbaus. Die 6 Detektoren sind auf 4 Gehäuse verteilt, die auf einer stabilen Aluminiumplatte montiert sind. Die äußeren Gehäuse sind mit zwei Detektoren bestückt, die in x- bzw. y-Richtung messen. Die mittleren Boxen tragen jeweils nur einen Detektor zur Messung der y-Koordinate. Vervollständigt wird das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop durch zwei an den Enden der Grundplatte montierten Szintillatoren. Durch Einbindung einer Koinzidenz dieser Szintillatoren in den Event-Trigger werden Ereignisse selektiert, bei denen die Teilchenspur durch das Teleskop verlief.

Auf der Grundplatte existieren präzisionsgefräste Bereiche, deren Oberflächen mit einer Genauigkeit von $< 10\ \mu$m zueinander parallel sind (Abb. 8.3). Vier dieser Flächen dienen zur Montage der Detektorboxen. Die Boxen wurden mit Präzisionsbolzen auf der Grundplatte fixiert und anschließend mit ihr verschraubt.

[4] Im folgenden auch als y-Detektoren bezeichnet.
[5] Im folgenden auch als x-Detektoren bezeichnet.

Die rechtwinklig zueinander angeordneten Präzisionsflächen ermöglichen die Ausrichtung der Grundplatte mit Hilfe einer Wasserwaage (Genauigkeit < 0.02 mrad). Die Ebene der Grundplatte kann bei dieser Ausrichtung mit drei Stellschrauben verändert werden.

Ebenso wie die Grundplatte über Präzisionsflächen verfügt, sind auch die Bodenflächen der Detektorgehäuse, sowie die den Detektoren am nächsten liegenden Seitenflächen mit einer Genauigkeit von $< 10\ \mu$m bearbeitet. Diese Kanten dienen als Referenzen für die Ausrichtung der Detektoren innerhalb der Boxen, die Bodenfläche fixiert dann mit der Präzisionsfläche auf der Grundplatte die Detektorpositionen relativ zur Ebene der Grundplatte. Eine relative Drehung der Detektoren (um die z-Achse) gegeneinander wird so minimiert.

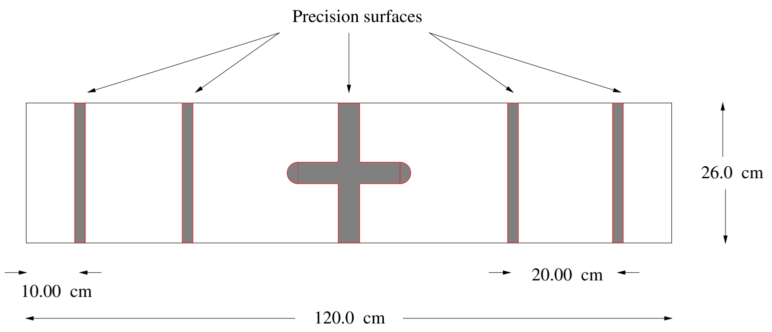

Abbildung 8.3: Ansicht der Grundplatte des Silizium-Mikrostreifen-Teleskop

Die Gehäuse können bis zu zwei, rechtwinklig zueinander angeordnete Detektoren und die dazugehörige Front-End-Elektronik aufnehmen, vgl. Abb. 8.4. Die Montage der Detektoren erfolgt über die mit ihnen verbundenen Vorverstärker-Karten (Hybrids). Wiederum dienen Präzisionsflächen dazu, eine Rotation (hier um die x-Achse) zu minimieren.

Für den sensitiven Detektorbereich existiert eine Aussparung innerhalb des Gehäuses.

Zum Schutz der Detektoren und zur Abschirmung der Vorverstärkerelektronik werden die Gehäuse mit Abdeckungen versehen, die ihnen ein boxförmiges Aussehen verleihen. Die Abdeckungen verfügen im Bereich der Detektoren über ein Fenster aus dünnem (100 μm) Aluminiumblech, um die Vielfachstreuung zu reduzieren.

Vor Inbetriebnahme der Detektoren wurden die Boxen lichtdicht abgeschlossen, um Rauschen zu reduzieren — bei Lichteinfall können durch Photoeffekt Elektron-Loch-Paare gebildet werden.

Für den späteren Betrieb ist eine Kühlung der Detektoren durch Peltier-Elemente vorgesehen. Diese werden an die Gehäuseaußenseite direkt unter den Hybrid-Karten montiert.

8.3 Justierung der Detektoren

Die Einfachheit des mechanischen Aufbaus des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops erfordert eine genaue Justierung der Detektoren beim Einbau in die Gehäuse, da eine nachträgliche Korrektur der relativen Positionen nicht mehr möglich ist.

Das Verfahren der Justierung beruht auf der Verwendung der Referenzflächen der Detektorgehäuse; die Streifen der Detektoren werden parallel zu diesen Flächen ausgerichtet. Ziel ist es,

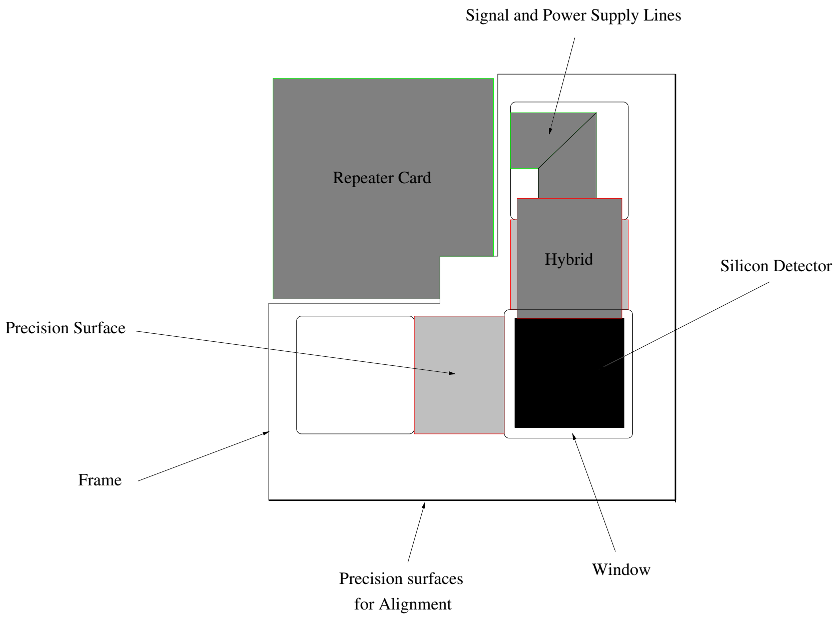

Abbildung 8.4: Vereinfachte Ansicht einer Detektorbox

eine relative Rotation der in verschiedenen Gehäusen montierten Detektoren zu minimieren. Die absolute Position der Detektoren innerhalb der Boxen, also der Abstand des ersten Streifens zu der Gehäusekante, wird erst in der Offline-Software festgelegt. Hier werden auch die geringen Justierungsfehler ausgeglichen.

Die Justierung selbst wurde im Halbleiterlabor der OPAL-Kollaboration am CERN durchgeführt. Die Detektorbox wird auf einem Tisch montiert, der eine Rotation um eine vertikale Achse zuläßt und beweglich ist. Senkrecht zur Bewegungsrichtung des Tisches kann ein Mikroskop bewegt werden. Das Mikroskopbild wird auf einem Monitor betrachtet, auf dem Referenzlinien eingeblendet werden. Die Vergrößerung ist ausreichend, um Strukturen von etwa 2 μm aufzulösen, was in etwa der Dicke der Referenzlinien entspricht. In einem ersten Schritt wird die Kante der Präzisionsfläche des Detektorgehäuses parallel zur Bewegungsrichtung des Tisches ausgerichtet. Hierbei wird am Rand der Detektorbox die Referenzlinie durch Bewegen des Mikroskopes mit der Kante in Übereinstimmung gebracht. Der Tisch wird bewegt, bis der gegenüberliegende Rand erreicht wird. Eine eventuelle Abweichung der Referenzlinie von der Kante wird durch eine Rotation um die senkrechte Achse des Tisches ausgeglichen. Der Tisch wird zurückgefahren, die Referenzlinie wieder in Übereinstimmung mit der Kante gebracht und das Verfahren wird iteriert. Innerhalb von 3–4 Iterationen wird Konvergenz erzielt, die Referenzlinie bleibt auf der gesamten Länge der Box (ca. 20 cm) innerhalb der Meßgenauigkeit in Übereinstimmung mit der Gehäusekante.

Nach der Justierung der Gehäusekante wird nun die Kante eines ausgewählten Streifens des Detektors parallel zur Bewegungsrichtung des Tisches und damit parallel zur Gehäusekante ausgerichtet. Das Verfahren ist analog zu der Ausrichtung der Gehäusekante, es wird die gesamte Länge des Detektors (50 mm) ausgenutzt, um den absoluten Fehler der Justierung zu minimieren.

Abbildung 8.5 a zeigt die erreichte Genauigkeit des „Hardware-Alignments“ für einen der in y-Richtung messenden Detektoren. In Abb. 8.5 b ist das relative Hardware-Alignment der beiden in x-Richtung messenden Detektoren gezeigt. Hier existieren keine Residuen (der Spur-Fit verläuft immer durch die beiden Meßpunkte), abgebildet ist die Differenz der Nummern der getroffenen Streifen. Eine relative Rotation der Detektoren würde zu einer Abhängigkeit der Differenz von der y-Koordinate führen. Der Bereich $y > 15$ mm ist nicht mehr vom Trigger abgedeckt.

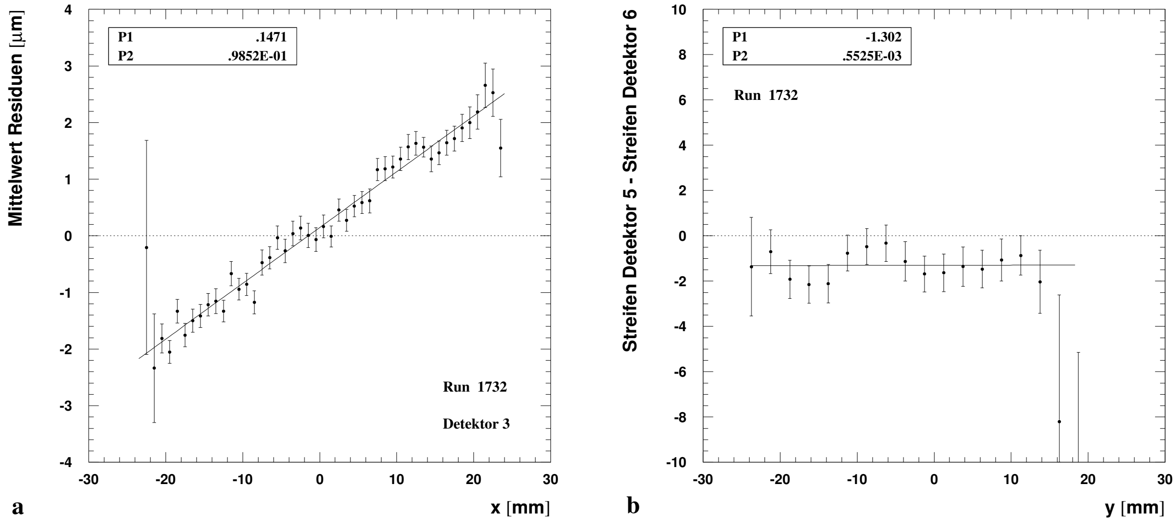

Abbildung 8.5: Präzision des Hardware-Alignments der Detektoren: Für diese Abbildung wurde keine Softwarekorrektur des Rotationswinkels um die z-Achse durchgeführt. a: Aufgetragen sind die Mittelwerte der Residuen in y-Detektor 3 als Funktion der x-Koordinate. b: Differenz der getroffenen Streifen in den beiden x-Detektoren (Detektor 5 und 6) als Funktion der y-Koordinate.

8.4 Die Detektoren und die Front-End-Elektronik

Das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop besteht aus 6 baugleichen Silizium-Streifen-Zählern, deren Parameter in Tabelle 8.1 zusammengefaßt sind.

Um die eigentlichen Streifen verlaufen am Rande des Detektors mehrere sogenannte Guard-Rings, zusätzliche Streifen, die auf ein geringfügig anderes Potential gesetzt werden.

Diese Streifen verhindern Oberfächenströme über die Kanten des Detektors, die zu Rauschen in der Elektronik führen.

Anzahl der Streifen	Länge [mm]	Breite [mm]	Höhe [μm]	Pitch [μm]
992	51	51	300	50

Tabelle 8.1: Parameter der Silizium-Streifen-Detektoren

Die Wahl der Operationsparameter des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops wird durch die Detektoren vorgegeben.

Die Detektor-Spannung bestimmt die Tiefe der Depletionszone und die Detektorkapazität. Höhere Spannungen reduzieren das Rauschen durch eine tiefere Depletionszone, gleichzeitig wird das sensitive Volumen des Detektors vergrößert. Bei hohen Spannungen steigt allerdings auch die Gefahr eines Durchbruchs des Detektors und damit seiner Zerstörung.

Die richtige Guard-Ring-Spannung minimiert Oberflächenströme, deren Fluktuationen zu Rauschen in der Elektronik führen.

Eine lange Shaping-Zeit verbessert das Signal-zu-Rausch Verhältnis: Hochfrequentes Rauschen mittelt sich während der langen Integrationszeit zu Null. Nachteilig wirken sich lange Shaping-Zeiten auf die Auslesefrequenz des Detektors aus. Übliche Werte für die Shaping-Zeit liegen zwischen 1 und 2 μs. Die an das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop gestellten Anforderungen und die geringen Raten im Test-Beam erlauben die Wahl einer längeren Shaping-Zeit. Für Hochraten-Tests von MDT-Prototypen kann die Shaping-Zeit reduziert werden.

Tabelle 8.2 faßt die Operationsparameter des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops zusammen.

Detektor-Spannung [V]	Guard-Ring Spannung [V]	Shaping-Time [μs]
56	55	2.25

Tabelle 8.2: Operationsparameter des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops

Eine parallele Datenauslese erweist sich für Halbleiter-Streifen-Zähler aufgrund der hohen Kanalzahl als nicht praktikabel. Die Signale werden vielmehr sequentiell ausgelesen und von der DAQ verarbeitet (Multiplexing). Die hierzu benötigten Schaltkreise sind bereits in der Front-End-Elektronik integriert, von der DAQ werden lediglich die benötigten Timing-Signale an die Front-End-Elektronik gesendet, um die Auslese zu synchronisieren.

Die Front-End-Elektronik des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops gliedert sich in zwei Teile:

- Eine Hybrid-Karte, welche die Vorverstärker und die Multiplexing-Logik vereint und den Detektor trägt.
- Eine Repeater-Karte, welche die von der DAQ gesendeten Timing-Signale aufbereitet und zur Multiplexer-Logik weiterleitet. Die Karte erlaubt außerdem die Einstellung der Betriebsparameter von Detektor und Vorverstärkern und gibt die Ausgangssignale zur Auslese-Elektronik weiter.

Die Hybrid-Karten tragen die VA-2 Schaltkreise [28] für die Auslese der Detektorstreifen. Die VA-Chips vereinen 128 ladungsempfindliche Vorverstärker[6] und Sample & Hold Schaltungen mit einer Multiplexing-Logik, die die sequentielle Auslese der Detektoren ermöglicht. Auf jeder Hybrid-Karte befinden sich 8 Chips, die zu einer Readout-Kette verbunden sind, d.h. für die Auslese-Elektronik scheint der erste Kanal des zweiten VA-Chips Kanal Nr. 129 zu sein. Über die Repeaterkarte können auch zwei Hybrids zu einer Readout-Kette zusammengefaßt werden. Eine Hybrid-Karte kann somit 1024 Streifen auslesen. Da die Detektoren nur über 992 Streifen verfügen, sind die ersten 16 Kanäle des ersten VA-Chips sowie die letzten 16 Kanäle des achten VA-Chips nicht belegt.

[6] Ladungsempfindliche Vorverstärker werden benutzt, um die Effekte der temperaturabhängigen Detektorkapazität zu minimieren und ermöglichen einen stabilen Betrieb der Zähler.

Die sequentielle Auslese der Streifen bedingt natürlich einen Informationsverlust: Statt des gesamten Pulses kann nur der Spannungswert, der zu einem bestimmten Zeitpunkt am Vorverstärkerausgang anliegt, ausgelesen werden.

Durch die Verwendung von ladungsempfindlichen Vorverstärkern ist die Signalamplitude allerdings proportional zur induzierten Ladung.

Um den Ort des Teilchendurchganges zu bestimmen, müssen die Ausgangsspannungen aller Kanäle zur selben Zeit gemessen werden. Nur in diesem Fall kann die Ladung verschiedener Streifen miteinander verglichen werden.

Dies steht natürlich im Widerspruch zu einer sequentiellen Auslese der Streifen (selbst bei einer Auslesefrequenz im MHz-Bereich liegt die benötigte Auslesezeit für 6000 Streifen im Millisekunden-Bereich).

Die Lösung des Problems liegt in der Verwendung der Sample & Hold-Schaltungen.

Ein Timing-Signale der DAQ veranlaßt die Vorverstärker, die momentane Eingangsspannung abzutasten (Sampling Phase) und die zugehörige Ausgangs-Spannung beizubehalten (Hold Phase), bis die Auslese abgeschlossen ist.

Die analoge Ausgangs-Spannung der Vorverstärker steht als differentielles Signal zur Verfügung. Durch Subtraktion der Signale in den ADC-Modulen wird beiden Leitungen kohärent überlagertes Rauschen eliminiert.

Wie bereits eingangs erwähnt, werden die Hybrids nicht direkt von der Auslese-Elektronik angesprochen, vielmehr werden die von den Multiplexern benötigten Signale an eine sogenannten Repeater-Karte [29] geschickt. Diese Karte hat mehrere Aufgaben:

- Die von der Auslese-Elektronik gesendeten Timing-Signale für die Multiplexer werden aufbereitet, d.h. erneut ihrem Logik-Standard angepaßt, bevor sie an den Hybrid gesendet werden. Dies ist notwendig, da alle Signale über lange (in unserem Fall etwa 30 m) Flachkabel übertragen werden, deren Dämpfung und Cross-Talk die Signale verzerrt.

- Die Repeater-Karte verfügt über stabilisierte Spannungsquellen, die alle von den VA-Chips benötigten Operationsspannungen zur Verfügung stellen.

- Die Karten erlauben die Einstellung der Operationsparameter der VA-Chips (Shaping-Zeit) und des Detektors (Guard-Ring-Spannung).

- Die Vorverstärker-Signale werden von einem Line-Driver um einen Faktor 10 weiter verstärkt (wiederholt).

- Die Karte ermöglicht die Anbindung und sequentielle Auslese von bis zu 2 Detektoren.

Die Repeater-Karten wurden speziell für die Auslese der VA-Schaltkreise (beziehungsweise deren Vorgänger) entwickelt. In ihrer ursprünglichen Form ist die Karte für den Betrieb eines einzelnen VA-Chips ausgelegt. Um den Betrieb von 8 bzw. 16 VA-Chips zu ermöglichen, mußten einige geringe Modifikationen durchgeführt werden, die in Anhang F beschrieben sind.

8.5 Auslese und Signalverarbeitung

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Front-End-Elektronik beschrieben wurde, gehen wir nun zu der eigentlichen DAQ über. Abbildung 8.6 zeigt die Schematik der Datenverarbeitung.

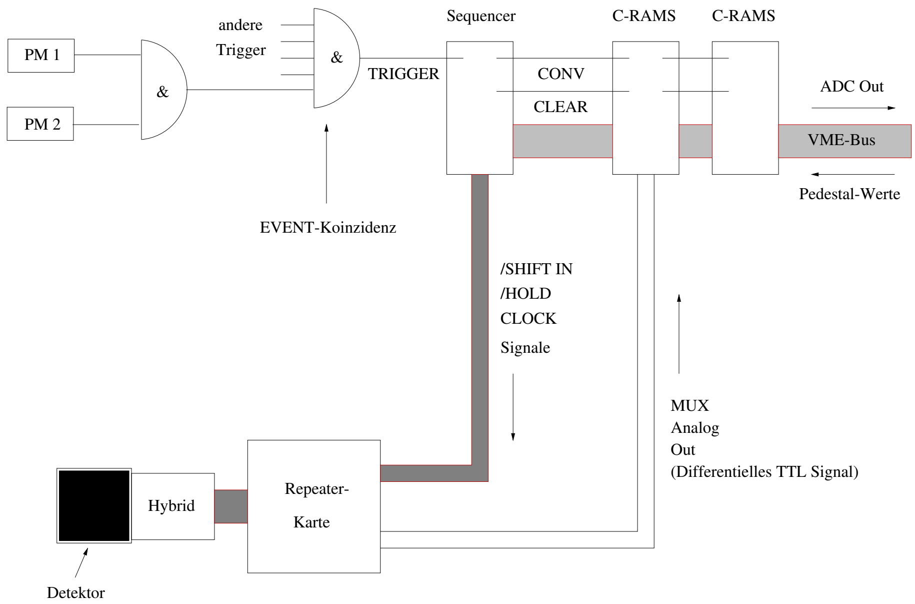

Abbildung 8.6: Schema der Datenverarbeitung

Das vom VA-Chip gelieferte und von der Repeaterkarte weitergeleitete analoge Ausgangssignal wird von einem Flash-ADC gemessen. Die nötigen Timing-Signale für die Flash-ADCs und die Multiplexer der VA-Chips werden von einem sog. Sequencer bereitgestellt.

Für die Datenverarbeitung werden drei VME Module verwendet:

- 2 Flash-ADC Module (CAEN Mod. V550 C-RAMS[7]) [30]. Diese Module verfügen über jeweils 2 ADC-Kanäle.

- 1 Sequencer Modul (CAEN Mod. V551 B C-RAMS Sequencer) [31]. Dieser Sequencer ist speziell für die weitverbreiteten VA-Chips entwickelt worden und harmoniert mit den Flash-ADCs.

Im folgenden werden die Auslesesequenz und die vom Sequencer gelieferten Signale genauer beschrieben, man betrachte hierbei Abb. 8.7. Die Zeitpunkte, zu denen die Signale von Sequencer gestartet werden, sind über den VME-Bus programmierbar.

Die Auslese wird durch ein Signal des Event-Triggers, in den auch eine Koinzidenz der beiden Trigger-Szintillatoren des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops eingebunden ist, gestartet.

Nach einer Zeit t_1 wird das HOLD-Signal gesendet. Die Flanke dieses Signales veranlaßt die Sample & Hold-Schaltungen der VA-Chips dazu, die momentanen Werte der Vorverstärkerausgänge abzutasten (sampling) und diese Werte als Ausgangsspannungen beizubehalten (hold), solange das Hold-Signal existiert. Dieser Vorgang findet gleichzeitig auf allen Kanälen, in allen Detektoren statt. Das HOLD-Signal wird für die gesamte Auslesezeit beibehalten.

[7]**C**AEN **R**eadout for **A**nalog **M**ultiplexed **S**ignals

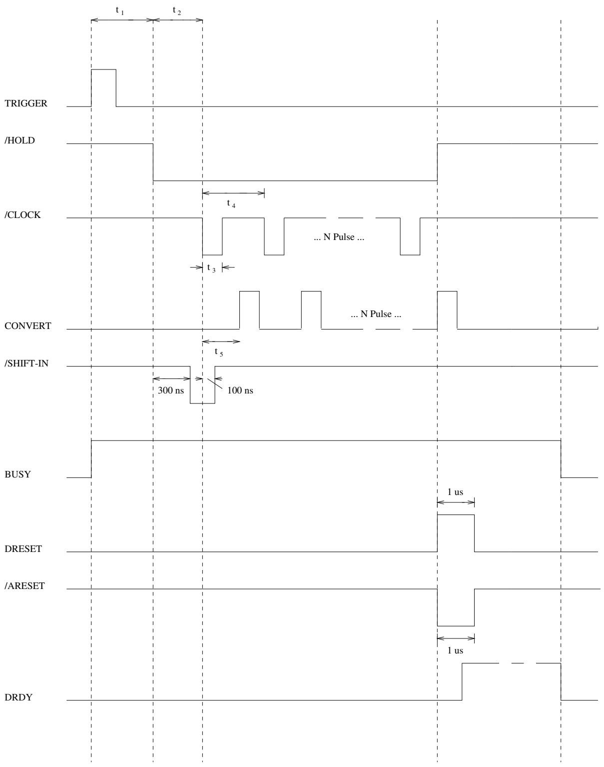

Abbildung 8.7: Auslesesequenz für das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop

300 ns nach Beginn der Sample & Hold-Phase wird das SHIFT-IN Signal gestartet. Dieses Token-Signal teilt dem ersten VA-Chip in einer Readoutkette (8 VA-Chips für die Boxen mit einem Detektor, 16 für 2 Detektoren) mit, daß die eigentliche Auslese beginnt. Das SHIFT-IN Signal muß während des ersten CLOCK-Pulses vorhanden sein, es wird 100 ns nach Beginn dieses Pulses automatisch abgeschaltet. Wird das Ende eines VA-Chips erreicht, so erzeugt dieser ein neues SHIFT-IN Signal für den nächsten Chip der Kette.

Nach einer Zeit t_2 nach Beginn des HOLD-Signales beginnt der Sequencer die CLOCK-Pulse zu senden. Diese Pulse schalten den Multiplexer der VA-Chips weiter, der entsprechende Kanal wird an den Ausgang des VA-Chips durchgestellt. Die Dauer der CLOCK-Pulse und die Periode sind durch t_3 und t_4 gegeben.

Um eine Zeit t_5 zu den CLOCK-Pulsen verschoben, werden die CONVERT-Pulse an die C-RAMS-Module gesendet. Diese Pulse veranlassen die Flash-ADCs dazu, die momentan anliegende Eingangsspannung in eine digitale Zahl umzuwandeln. Dauer und Periode der CONVERT-Pulse sind natürlich gleich denen der CLOCK-Pulse.

Nach Abschluß der Auslese werden die DRESET und ARESET Signale an die VA-Chips gesendet. Ersteres setzt den Multiplexer in den Ausgangszustand zurück, letzteres die Sample & Hold-Schaltungen.

Die gesamte Zeit über (vom Beginn des Trigger-Signal bis zum Ende des letzten Convert-Pulses) wird ein BUSY-Signal erzeugt, das benutzt wird, um erneute Trigger während der Auslese zu unterbinden.

Signalisiert eines der angeschlossenen C-RAMS-Module die Auslese mindestens eines gültigen Datenwertes, so wird das BUSY-Signal beibehalten, bis die C-RAMS vom DAQ-Computer ausgelesen sind.

Bei der Festlegung der Zeiten t_1 bis t_5 spielen verschiedene Faktoren eine Rolle:

Für t_1 müssen die Signallaufzeiten in den Leitungen — Triggerleitung und Signalleitung vom Sequencer zu den Detektoren — , sowie die Schaltzeit der Trigger-Logik berücksichtigt werden. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten, sollte das HOLD-Signal die VA-Chips zur Peaking-Time des Detektorsignales erreichen.

Die Zeit t_2 wird groß genug gewählt, um eine Stabilisierung der Ausgangsspannung der Sample & Hold Schaltungen zu ermöglichen.

Die Dauer der CLOCK- und CONVERT-Pulse, t_3, muß lang genug sein, um den Flash-ADCs eine genügend lange Konversionszeit, in der sich das anliegende Signal nicht verändern darf, zur Verfügung zu stellen.

Die Periode, t_4, und damit die Readoutfrequenz wird durch die Dauer der CLOCK- und CONVERT-Pulse, sowie durch die Front-End-Elektronik und die C-RAMS-Module begrenzt.

Die Verzögerung des CONVERT-Pulses relativ zum CLOCK-Puls, t_5, muß so gewählt werden, daß die Signallaufzeit vom Detektor zum C-RAMS-Modul berücksichtigt ist.

Die vom Detektor gelieferten Ausgangsspannungen werden in den C-RAMS-Modulen von einem linearen 10-bit Flash-ADC in einen digitalen Wert umgewandelt. Wie oben beschrieben, werden die an einen C-RAMS Kanal angeschlossenen Detektoren Streifen für Streifen sequentiell ausgelesen.

Um die anfallende Datenmenge zu reduzieren (jeder Streifen liefert pro Ereignis 32 bit, also ein Detektor etwa 32 kbit), verfügen die Module über eine interne Pedestal-Subtraktion.

Nachdem die Readoutsequenz abschlossen ist, also alle Streifen ausgelesen sind, vergleicht das Modul für jeden Streifen den ausgelesenen Wert mit einem gespeicherten Pedestalwert, zu dem ein Schwellenwert addiert werden kann. Nur wenn das Signal größer ist als die Summe aus Pedestalwert und Schwellenwert wird die Differenz (Signal - Pedestal) in einen FIFO-Buffer geschrieben (Zero-suppression — Null-Unterdrückung).

Vom DAQ-Computer werden anschließend diese Buffer ausgelesen.

Das in den FIFO-Buffer geschriebene Datenwort ist 32 bit lang, enthält den Signalwert und die Kanalnummer. Die beiden MSB (most significant bits) werden benutzt, um gültige Daten und ADC-Overflows zu kennzeichnen.

Durch die Null-Unterdrückung kann die abzuspeichernde Datenmenge im Normalfall um einen Faktor 100–200 reduziert werden.

Die Pedestalwerte können über den VME-Bus programmiert werden. Zu ihrer Messung werden spezielle „Pedestals-Runs“ durchgeführt, bei denen Daten mit einem Zufallstrigger (die Module laufen mit der maximalen Readout-Frequenz) aufgezeichnet werden. Von diesem Datensatz wird für jeden Streifen der Mittelwert und dessen rms-Abweichung berechnet.

Die Pedestalwerte und ihre rms-Abweichung werden durch Umweltbedingungen, z.B. Temperatur und Luftfeuchtigkeit, wesentlich beeinflußt. Diese führen zu Fluktuationen der Leck-Ströme , die wesentlich zum Rauschen des Detektors beitragen.

Vor jeder Datennahme mit dem Silizium-Mikrostreifen-Teleskop ist deshalb ein neuer Pedestal-Run notwendig. Bei den im Test-Beam herrschenden Bedingungen ist eine anschließende Datennahme von 6–12 Stunden möglich, bevor größere Abweichungen beobachtet werden.

Zu Beginn eines normalen Runs werden die bestimmten Pedestalwerte aus einer Datei eingelesen und in die Pedestalspeicher der Module geschrieben. Der bei der Pedestalsubtraktion benutzte Schwellenwert wird in Vielfachen der rms-Abweichung der Pedestal angegeben (Schwellenwert $= 5 \times$ rms-Abweichung).

8.6 Tests der Detektoren

Neben der normalen Betriebsmodus unterstützen die VA-Chips auch einen Testmodus. In diesem Testmodus sind die Sample & Hold-Schaltungen und der Multiplexer deaktiviert. Durch eine geeignete Anzahl von Clock-Pulsen kann ein bestimmter Vorverstärkerkanal ausgesteuert werden, dessen Signal ständig zum Ausgang durchgestellt wird. Es kann also die gesamte analoge Pulsform dieses Kanals untersucht werden.

Um zu entscheiden, welche der 6 Detektoren zur Messung der Präzisionskoordinate verwendet werden sollen, wurde für jeden Detektor und jeden Streifen die Ausgangssignalform analysiert.

Die Detektoren wurden hierfür mit einer ^{90}Sr-Quelle, einem Beta-Strahler, illuminiert.

Das Ausgangssignal wurde visuell auf einem digitalen Oszilloskop betrachtet und in eine der folgenden 5 Kategorien eingeteilt:

- [0] O.k. — Der Kanal ist in Ordnung.
- [1] Dead — Der Kanal ist tot. Kein Ausgangssignal.
- [2] Low Gain — Der Kanal hat eine sehr niedrige Verstärkung ($\leq 1/10$ des Normalwertes).
- [3] Noisy — Sehr starkes Rauschen ($\geq 1/10$ der mittleren Amplitude)
- [4] Undershoot — Die abfallende Signalflanke schwingt über die Grundlinie.

Für den Test der Detektoren wurde ein Stand-Alone-Program geschrieben, das die Ansteuerung eines beliebigen Streifens erlaubt. Ein Menü ermöglicht die Festlegung der Streifencharakteristik und schaltet automatisch zum nächsten Kanal. Die Charakteristik (1–4, fehlerfreie Streifen werden nicht vermerkt) wird zusammen mit der Kanalnummer in einer Datei abgespeichert.

Für eine genaue Positionsbestimmung sind neben den toten Streifen auch die Kanäle mit einer geringen Verstärkung ungeeignet. Ihre geringe Signalamplitude läßt keine eindeutige Bestimmung der Trefferposition zu: Benachbarte Streifen mit normaler Verstärkung können größere Signale zeigen.

Streifen mit starkem Rauschen können die Positionsbestimmung bei Verwendung einer Schwerpunktmethode ebenfalls verfälschen, da hierfür die genaue Signal-Amplitude aller verwendeten Streifen benötigt wird. Für eine „digitale“ Analyse — hierbei wird die Trefferposition durch die Position des Streifens mit der größten Ladung festgelegt — spielt das Rauschen nur eine untergeordnete Rolle, die induzierte Ladung ist in benachbarten Streifen sehr viel kleiner als in den getroffenen Streifen, vgl. Abb. 8.8.

Kanäle mit starkem Rauschen treten meist in Gruppen von 2–3 Streifen auf, oftmals in der Umgebung toter Streifen. Eine mögliche Ursache sind fehlerhaft positionierte Bonddrähte[8].

[8] Bonddrähte verbinden die Streifen der Detektoren mit den Vorverstärkereingängen.

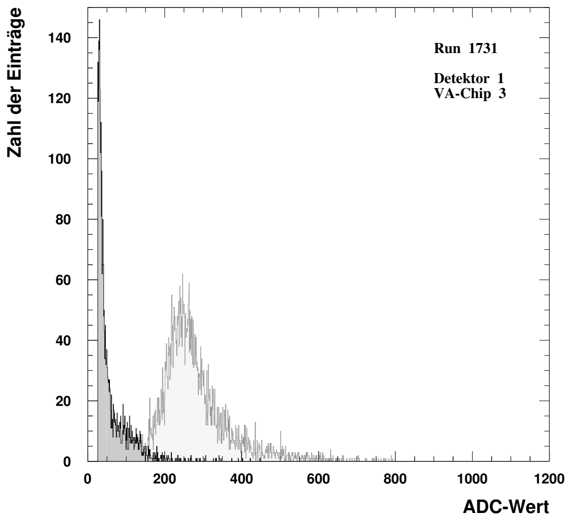

Abbildung 8.8: Pulshöhenverteilung der unmittelbaren Nachbarn eines getroffenen Streifens (dunkelgrau). Überlagert ist das Pulshöhenspektrum der getroffenen Streifen (hellgrau).

Streifen mit Undershoot bereiten auch bei Hochraten-Tests von Detektoren mit dem Silizium-Mikrostreifen-Teleskop keine Probleme, durch die geringe Fläche eines Streifens ist die Wahrscheinlichkeit eines zweiten Teilchendurchganges während der Zeit des Unterschwingers vernachlässigbar klein. Die folgende Abschätzung verdeutlicht dies:

Wir betrachten einen homogenen Teilchenstrahl der Rate R. Die mittlere Zahl der Teilchen $\overline{N}$, die einen Streifen der Fläche A während der Zeit δt durchqueren, ist:

$$\overline{N} \;=\; R \cdot A \cdot \delta t \;.$$

Setzen wir A gleich der Fäche eines Streifens $A = 0.025$ cm^2, δt gleich der Zeitdauer des Undershoots $\delta t = 50$ μs, so erhalten wir für die mittlere Teilchenzahl:

$$\overline{N} \;=\; 1.25 \cdot 10^{-3} \cdot R\,[\mathrm{kHz}] \;.$$

Selbst bei einer Rate von $R = 10$ kHz/cm^2 beträgt die mittlere Teilchenzahl nur $N = 0.0125$. Die geringe mittlere Teilchenzahl rechtfertig die Anwendung der Poisson-Statistik auf das Problem.

Die Wahrscheinlichkeit, P, mehr als einen Teilchendurchgang zu beobachten, ist somit:

$$P \;= 1 - (P(0) \;+\; P(1)) \;= 1 - (1 + \overline{N}) \cdot \exp(-\overline{N}) \;.$$

Hierbei ist $P(n)$ die Wahrscheinlichkeit n Ereignisse zu beobachten:

$$P(n) \;=\; \frac{\overline{N}^{\,n}}{n!} \exp(-\overline{N}) \;.$$

Für eine Rate $R = 10$ kHz ergibt sich

$$P \approx 1 \cdot 10^{-4} ,$$

also nur eines von zehntausend Ereignissen wird durch den Undershoot verfälscht.

Abbildung 8.9 zeigt die Verteilung der toten und verrauschten Kanäle in den Detektoren, Tab. 8.3 präsentiert die Statistik der fehlerhaften Streifen.

Detektor	Streifencharakteristik			
	Dead	Low Gain	Noisy	Undershoot
1	7	10	15	22
2	1	0	8	16
3	3	7	18	26
4	0	2	15	458[a]
5	$4+12^b$	12	9	5
6	$1+19^b$	9	15	18

[a]Geringer Undershoot in weiten Teilen des Detektors.
[b]Streifen mit fehlerhaften Sample & Hold- oder Multiplexer-Schaltungen.

Tabelle 8.3: Statistik der fehlerhaften Streifen in den 6 Detektoren

Der Testmode der VA-Chips erlaubt es, die Verbindung zwischen Streifen und Vorverstärker und dessen Funktion zu untersuchen. Nicht getestet werden kann die Funktion der Sample & Hold-Schaltung und des Multiplexers, die für die Auslese von gleicher Bedeutung sind. Um diese beiden Elemente zu untersuchen, wurde von jedem Detektor ein ^{90}Sr-Spektrum mit der DAQ aufgezeichnet. Zwei der Detektoren zeigten je eine Gruppe weiterer fehlerhafter Kanäle. Diese fehlerhaften Streifen treten in beiden Fällen zu Beginn des dritten VA-Chips auf und sind ebenfalls in Tab. 8.3 vermerkt.

Für die Präzisionskoordinate werden, aufgrund der Statistik und Verteilung der fehlerhaften Streifen, die Detektoren 1, 2, 3 und 4 verwendet. Die zweite Koordinate wird durch die Detektoren 5 und 6 bestimmt.

8.7 Messung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses

Das Signal-zu-Rausch-Verhälnis S/N wird als der Quotient von wahrscheinlichstem Energieverlust $E_{most\ prob}$ und dem rms-Rauschen σ des Detektors definiert:

$$\mathrm{S/N} = \frac{E_{most\ prob}}{\sigma} \tag{8.2}$$

Der wahrscheinlichste Energieverlust ist durch das Maximum des Pulshöhenspektrums gegeben. Die Form des Spektrum wird durch eine Landau-Verteilung beschrieben. Für den Grenzfall „dünner“ Detektoren existiert eine analytische Näherung für die Landau-Verteilung [32]. Für einen Fit der Pulshöhenspektra verwenden wir die Parametrisierung

$$L(x) = p_1 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(p_2(x-p_3) + e^{p_2(x-p_3)}\right)\right) . \tag{8.3}$$

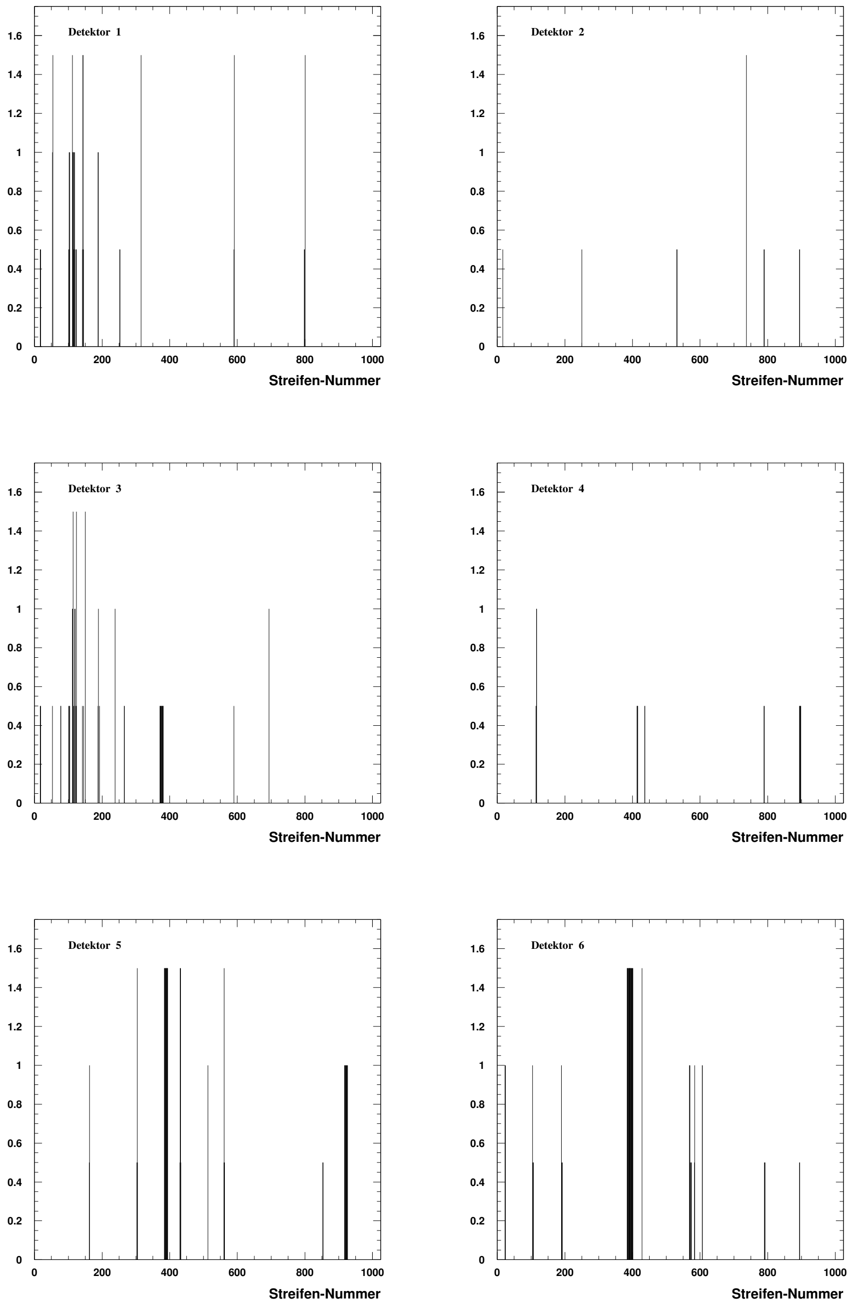

Abbildung 8.9: Verteilung der fehlerhaften Streifen in den 6 Detektoren. Einträge der Höhe 1.5 markieren tote Streifen, Einträge der Höhe 1 Streifen mit niedriger Verstärkung und Einträge der Höhe 0.5 Streifen mit starkem Rauschen.

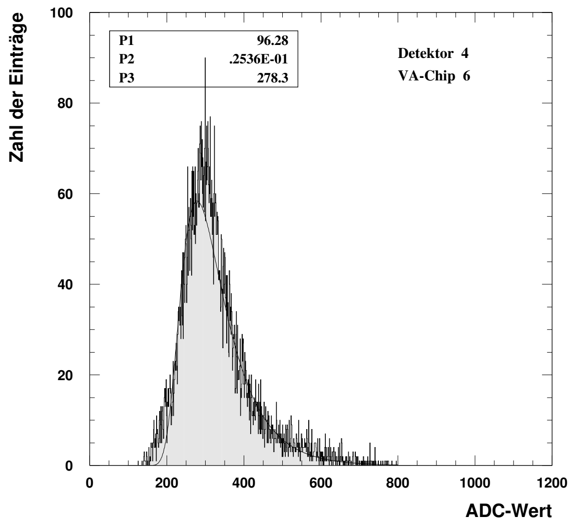

Abbildung 8.10: Beispiel eines Pulshöhenspektrums. Gefittet ist eine Landau-Verteilung gemäß Gl. (8.3).

Der Parameter p_3 gibt die gesuchte Position des Maximums an, p_2 bestimmt die Breite, und p_1 skaliert die Höhe der Verteilung.

Bei der Analyse der ADC-Spektra der Detektoren stellt sich heraus, daß sich die Verstärkung der individuellen VA-Chips um bis zu einen Faktor 2 unterscheiden kann. Innerhalb eines Chips weisen alle Kanäle die gleiche Verstärkung auf. Aus diesem Grund wurden die Pulshöhenspektren für jeden VA-Chip getrennt ausgewertet. Abbildung 8.10 zeigt ein Beispiel einer solchen Verteilung und der gefitteten Landau-Verteilung. Als S/N des Detektors wird der Mittelwert aller acht VA-Schaltkreise angegeben.

Das Rauschen ist durch die rms-Abweichung der Pedestalwerte gegeben. Als S/N des Detektors wird der Mittelwert aller acht VA-Schaltkreise verwendet. Tabelle 8.4 gibt die für jeden VA-Chip bestimmten Signal-zu-Rausch-Verhältnisse an, in der letzten Spalte ist der Mittelwert berechnet.

Detektor Nr.	Signal-zu-Rausch-Verhältnis								S/N
	VA 1	VA 2	VA 3	VA 4	VA 5	VA 6	VA 7	VA 8	Detektor
1	48 ± 1	59 ± 1	55 ± 1	58 ± 1	53 ± 1	59 ± 1	58 ± 1	64 ± 2	57
2	65 ± 1	63 ± 1	53 ± 1	61 ± 1	59 ± 1	63 ± 1	53 ± 1	65 ± 1	60
3	49 ± 1	59 ± 1	72 ± 1	61 ± 1	62 ± 1	60 ± 1	61 ± 1	66 ± 1	61
4	72 ± 1	69 ± 1	69 ± 1	56 ± 1	62 ± 1	68 ± 1	59 ± 1	65 ± 3	65
5	71 ± 1	64 ± 1	65 ± 1	71 ± 1	64 ± 1	67 ± 1	65 ± 1	67 ± 1	67
6	63 ± 1	59 ± 1	56 ± 1	67 ± 1	56 ± 1	61 ± 1	54 ± 1	62 ± 1	60

Tabelle 8.4: Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die einzelnen Vorverstärker-Chips. Die letzte Spalte gibt den Mittelwert aller acht VA-Chips eines Detektors an.

Die gemessenen Signal-zu-Rausch-Verhältnisse entsprechen den Erwartungen. Durch die geplante Kühlung der Detektoren wird eine weitere Verbesserung erzielt werden. Die Temperaturverminderung und Stabilisierung auf etwa 20 °C reduziert den Leckstrom, dessen Fluktuationen Hauptursache des Rauschens sind, um einen Faktor 2 gegenüber den bei der Messung vorherrschenden Bedingungen (Temperatur ca. 25 °C). Eine stärkere Kühlung ist nicht vorgesehen, um eine Kondensation der Luftfeuchtigkeit auf den Detektoren zu verhindern.

8.8 Messung der Ortsauflösung

Die Spur eines Teilchens wird im Silizium-Mikrostreifen-Teleskop durch einen Geradenfit (bzw. einen quadratischen Fit, falls die Messung im Magnetfeld erfolgt) durch die Trefferpositionen in den einzelnen Detektoren rekonstruiert.

Wie bei jedem aus mehreren Ebenen aufgebauten Detektorsystem ist die Kenntnis der relativen Detektorenpositionen notwendig, um die Trefferpositionen in den einzelnen Ebenen in ein gemeinsames, lokales Koordinatensystem zu übersetzen. Erst dadurch wird ein Spur-Fit durch die Meßpunkte sinnvoll.

Die Ortsauflösung der Detektoren wird analog zu den CSCs aus den Residuenverteilungen bestimmt. Durch die Berechnung der Trefferpositionen über den Schwerpunkt der Ladungsverteilung wird eine Ortsauflösung von etwa 7 μm in den Detektoren der Präzisionskoordinate erzielt. Für die x-Detektoren wird die Trefferposition durch die Mitte des Streifens mit der höchsten Ladung festgelegt. Die Auflösung beträgt hier 15 μm.

Die bei der Analyse verwendeten Algorithmen (Clustersuche und Bestimmung des Ladungsschwerpunktes) entsprechen denen der CSC-Analyse, vgl. Kapitel 3.3.

8.8.1 Ausrichtung der Detektoren

Aufgrund des präzisen Hardware-Alignments der Detektoren, vgl. Kapitel 8.3, sind in der Offline-Software nur noch geringe Korrekturen der Detektorpositionen erforderlich.

Für die x-Detektoren beschränkt sich die Ausrichtung auf die Korrektur einer Drehung der beiden Detektoren gegeneinander. Wie in Abb. 8.5 ersichtlich sind die zwei Detektoren hochgradig parallel, die Abweichung beträgt weniger als 0.2 mrad. Eine Translation kann nicht korrigiert werden. Die Genauigkeit des Hardware-Alignments erfüllt bereits die geringeren Anforderungen an die Auflösung (0.5 mm) in dieser Koordinate.

Aus den Daten des Silizium-Mikrostreifen-Teleskop ist für die y-Detektoren ein vollständiges Alignment — die Korrektur von relativen Translationen und Rotationen der Detektoren — möglich. Wie bei den CSC erfolgt die Bestimmung der genauen Geometrie durch die Residuenverteilungen in den einzelnen Ebenen, vgl. auch Kapitel 3.1.

Eine Abweichung von der wahren Geometrie macht sich durch eine Verschiebung der Residuenmittelwerte von Null bemerkbar.

Als Residuum R wird die Differenz zwischen der Trefferposition y_{hit} und der durch den Spur-Fit vorhergesagten Trefferposition y_{track} bezeichnet:

$$R = y_{hit} - y_{track} .$$

Für die Korrektur einer relativen Translation wird die gesamte Residuenverteilung betrachtet. Bei Übereinstimmung der Detektorpositionen in der Software mit den wahren Koordinaten sind die Residuenverteilungen der Detektoren um Null zentriert. Die Detektorpositionen werden in der Software verschoben, bis die Mittelwerte der Residuenverteilungen gleich Null sind. Relative Rotationen werden aus der Residuenverteilung als Funktion der x-Koordiante des Treffers in der jeweiligen Ebene korrigiert. Die Information der zweiten Koordinate wird aus dem Spur-Fit durch die Trefferpositionen der x-Detektoren gewonnen. Nur wenn die relativen Rotationswinkel in der Software den wahren Winkeln entsprechen, sind die Mittelwerte der Residuen unabhängig von der x-Koordinate. Falschen Rotationswinkel führen zu einem linearen Zusammenhang der Residuenmittelwerte und der x-Koordinate, vgl. Abb. 8.5.

Die Alignmentmethode ist ausführlich in Kapitel 3.1 geschildert.

Das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop erlaubt es durch seine hohe Auflösung, Verschiebungen der Residuenmittelwerte mit einer Genauigkeit von 0.1 μm festzustellen.

Im Gegensatz zu den CSC sind die vier y-Detektoren nicht zu zwei Paaren zusammengefaßt. Dies ermöglicht ein genaueres Alignment über die Residuen. Änderungen der Geometrie der vorderen Ebenen sind in den hinteren Detektoren nur um einen Faktor 10–20 unterdrückt (100 bei den CSC).

Der Genauigkeit der Bestimmung von Verschiebungen der Residuenmittelwerte entspricht ein maximaler Alignmentfehler von 2 μm für Translationen und 0.04 mrad für Rotationen zwischen den äußeren Detektoren.

8.8.2 Ortsauflösung

Für die Detektoren erwartet man, bei homogener Illumination, eine intrinsische Auflösung von 50 $\mu\text{m}/\sqrt{12} = 14.5\ \mu\text{m}$, der rms-Abweichung einer Kastenverteilung der Pitchbreite 50 μm. Hierbei wird die Trefferposition durch die Koordinaten der Streifenmitte des Streifens mit der größten Ladung bestimmt.

Die Auflösung der y-Detektoren wird, analog zu den CSCs, aus der Breite der Residuenverteilung in den einzelnen Ebenen bestimmt.

Durch die geometrische Anordung der Detektoren ist die Breite der Residuenverteilungen in den äußeren Ebenen geringer als in den inneren — der Fit wird durch die äußeren Meßpunkte stärker eingeschränkt als durch die inneren Punkte.

Die Auflösung des jeweiligen Detektors ergibt sich durch Multiplikation der Breite der Residuenverteilung mit den Faktoren $f_{outer} = \sqrt{34/13} = 1.62$ für die äußeren Detektoren und $f_{inner} = \sqrt{34/21} = 1.27$ für die inneren Ebenen. Die Berechnung dieser Faktoren ist in Anhang E geschildert.

Die erwartete Auflösung konnte mit einer Abweichung von 0.5 μm bestätigt werden.

Die Anwendung einer Schwerpunktmethode zur Bestimmung der Trefferposition verbessert die Auflösung weiter. Wie bei den CSC wurde der Ladungsschwerpunkt über maximal drei benachbarte Streifen gebildet. Die Trefferposition wird, sofern der Cluster mehr als einen Streifen aufweist, durch „Glätten“ (Smoothing) korrigiert (Anhang D).

Abbildung 8.11 zeigt die Residuenverteilung für eine äußere (a) und eine innere Ebene (b). Tabelle 8.5 faßt die Breite der Residuenverteilungen und die Auflösungen der vier y-Detektoren zusammen.

Aufgrund der hohen Auflösung der einzelnen Detektoren ist der Fehler durch Vielfachstreuung bei der Spurbestimmung nicht vernachlässigbar, der Fehler an der Position z kann also nicht

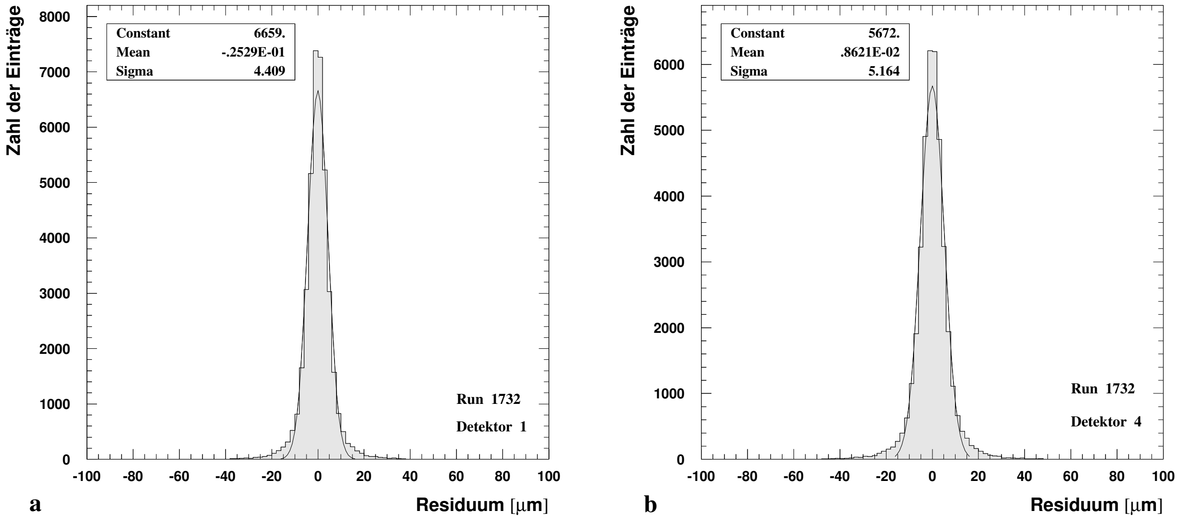

Abbildung 8.11: Residuenverteilung der Detektoren. a: äußerer Detektor, b: innerer Detektor.

Detektor	Position	Breite der Residuenverteilung [μm]	Auflösung [μm]
1	aussen	4.4 ± 0.2	7.2 ± 0.3
2	innen	5.3 ± 0.2	6.7 ± 0.2
3	aussen	4.2 ± 0.2	6.8 ± 0.2
4	innen	5.2 ± 0.2	6.6 ± 0.3

Tabelle 8.5: Auflösung der y-Detektoren. Die Berechnung der Trefferposition erfolgt durch eine Ladungsschwerpunktmethode.

durch eine analoge Form der Gl. (3.4),

$$\sigma_{track}(z)^2 = \frac{1}{S_1} + \frac{S_1}{D}\left(z - \frac{S_z}{S_1}\right)^2 \tag{8.4}$$

berechnet werden ($D = S_1 S_{zz} - S_z^2$ und $S_{1,z,zz} = \sum (1, z_n, z_n^2)/\sigma_n^2$, σ_n ist die Auflösung des n-ten Detektors).

Der rms-Winkel der Vielfachstreuung ist durch die Streulänge X des Materials, die Schichtdicke x, die Teilchenenergie E und die Ladung der Teilchen bestimmt. Für hochrelativistische Myonen erhält man:

$$\Theta_{rms} = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{E}\sqrt{\frac{x}{X}}\;(1 + 0.038 \cdot \ln(x/X)) \;.$$

Um den Einfluß der Vielfachstreuung abzuschätzen, wurde das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop sowie ein Detektor (6 hintereinander angeordnete Driftrohre) durch ein einfaches Modell einer entsprechenden Anzahl von parallelen Ebenen approximiert (Detektoren, Detektor-Fenster und Driftrohrwände).

Die rms-Abweichung der wahren Teilchenspur von einer Geraden ist in der i-ten Streuebene durch das Produkt des Abstandes zur $(\mathrm{i}-1)$-ten Ebene und den gesamten rms-Streuwinkel aller vorhergehenden Ebene gegeben. Der Streuwinkel der i-ten Ebene wird aus der Streulänge des Materials (Silizium oder Aluminium) und der Dicke der Ebene berechnet und quadratisch zu dem Streuwinkel der $(\mathrm{i}-1)$-ten Ebene addiert.

Die Berechnung wird Ebene für Ebene weitergeführt.

Tabelle 8.6 faßt die Ergebnisse zusammen, es sind die rms-Abweichungen in den Detektoren des Silizium-Mikrostreifen-Teleskop angegeben. Für die Tabelle wurden zwei Grenzfälle betrachtet:

a: Die Teilchenspur verläuft durch die Driftrohrmitten, die durchquerte Schichtdicke ist minimal.

b: Die Teilchenspur verläuft durch die Oberkante der Driftrohre, die durchquerte Schichtdicke ist maximal.

Es ergibt sich eine mittlere Abweichung von etwa 10 μm durch die Vielfachstreuung in der letzten Detektorebene. Die gefittete Spur weicht in der Mitte des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops somit um etwa 5 μm von der wahren Teilchenspur ab, dies ist mit der Auflösung des Silizium-Mikrostreifen-Teleskops nach Gl. (8.4) vergleichbar. Die Vielfachstreuung trägt durch die geometrische Anordnung der Detektoren nur in geringem Maße zu der Breite der Residuenverteilungen bei: Die rms-Abweichung zwischen den Detektor-Ebenen 1 und 2 oder 3 und 4 ist wesentlich kleiner als die gesamte Abweichung zwischen den Detektoren 1 und 4. Die Korrektur der Auflösung liegt im Bereich von 0.5 μm.

Modell	rms-Abweichung [μm]			
	y-Detektor 1	y-Detektor 2	y-Detektor 3	y-Detektor 4
a	0	0.6	6.1	8.1
b	0	0.6	8.5	11.3

Tabelle 8.6: rms-Abweichung der Teilchenspur von einer Geraden an den Detektorpositionen durch Vielfachstreuung, Myonenergie $E = 100$ GeV.

Für die x-Detektoren ist eine Bestimmung der Auflösung nicht möglich, da die gefittete Spur immer durch die beiden Trefferpositionen in den Detektoren verläuft, das Residuum ist also stets Null. Hier wird die intrinsische Auflösung von 15 μm verwendet.

8.9 Bestimmung der Effizienz

Die Effizienz ϵ_{system} des gesamten Detektorsystems ist definiert als das Verhältnis der Zahl der rekonstruierten Spuren N_{recon} — d.h. sowohl die x- als auch die y-Spur konnten bestimmt werden — und der Zahl der Triggerereignisse $N_{trigger}$:

$$\epsilon_{system} = \frac{N_{recon}}{N_{trigger}} .$$

Für die Spurrekonstruktion wurden die folgenden Bedingungen an die maximale Clusterzahl in den Detektoren gestellt:

- 1 und nur 1 Cluster in jeder der x-Ebenen. Diese Einschränkung ist notwendig, um eine eindeutige Spurbestimmung in x-Richtung zu ermöglichen. Die x-Information ist zur Korrektur der y-Trefferpositionen der Präzisionskoordinate notwendig.
- Maximal 10 Cluster pro Ebene in den y-Detektoren. Für jede Cluster-Kombination wird eine Spur berechnet. Die Spur mit dem kleinsten χ^2 wird als y-Track verwendet.

In den y-Ebenen ist der Vergleich der Spuren über den χ^2-Wert des Fits möglich. Da die Zahl der Cluster in einer Ebene nur selten (10%) größer ist als 3, ist die Rechenzeit für die Spuranalyse auch bei 10 möglichen Clustern pro Ebene nur unwesentlich länger.

Untergrundereignisse werden durch einen χ^2-Schnitt eliminiert, für einen gültigen Spur-Fit wird $\chi^2 < 6$ gefordert. Die Wahl dieses χ^2-Wertes wird durch ein Ansteigen der Track-Fit-Wahrscheinlichkeit unterhalb dieser Schwelle begründet (Abb. 8.12).

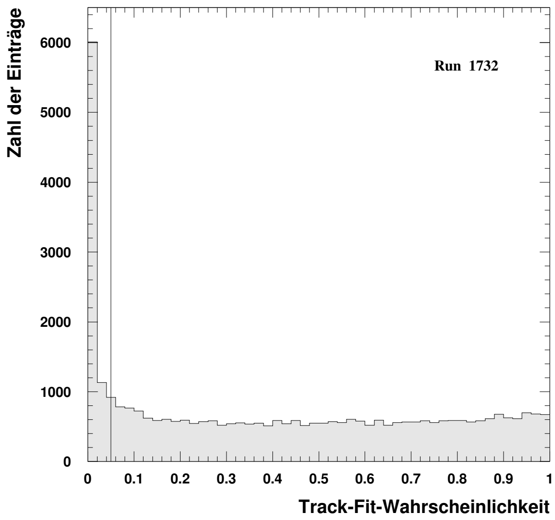

Abbildung 8.12: Track-Fit-Wahrscheinlichkeit für das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop. Die eingezeichnete Linie entspricht einem χ^2-Schnitt von $\chi^2 = 6$.

Aus den Daten der Runs 1731 und 1732 erhält man

$$\epsilon_{system} \;=\; 0.67 \;.$$

Der Wert dieser Effizienz muß mit der theoretisch möglichen Effizienz verglichen werden.

Durch die Größe der Triggerszintillatoren erwartet man auch bei 100% effizienten Detektoren eine geringere Effizienz durch die geometrische Akzeptanz. Diese Effizienz, $\epsilon_{geom,\ single}$, ist durch das Verhältnis von der vom Trigger abgedeckten Detektorfläche $A_{detector}$ und der Triggerfläche $A_{trigger}$ gegeben:

$$\epsilon_{geom,\ single} \;=\; \frac{A_{detector}}{A_{trigger}} \;=\; \frac{(49.6 \times 39.5\,\mathrm{mm})^2}{(51 \times 40\,\mathrm{mm})^2} \;=\; 0.96 \;.$$

Die Effizienz ϵ_{theory} des gesamten Systems ergibt sich durch Multiplikation der individuellen Effizienzen der Detektoren. Der rms-Winkel des Myonenstrahls ist groß genug, um die Detektoren als unkorreliert zu betrachten.

$$\epsilon_{theory} = (\epsilon_{geom,\ single})^6 = 0.78$$

Die erreichte Effizienz ϵ_{system} liegt nur um 10% unter der theoretischen Grenze ϵ_{theory}.

In Tabelle 8.7 sind, für Run 1732, die Quellen der Ineffizienz eines jeden Detektors zusammengefaßt. Angegeben ist für die x-Detektoren auch die erwartete Ineffizienz, die aus toten Kanälen resultiert. Für die y-Detektoren ist diese Angabe aufgrund der Verwendung der Schwerpunktmethode nicht sinnvoll.

Detektor	Koordinate	Kein Treffer [%]	Zuviele Treffer [%]	Tote Kanäle [%]
1	y	1.8	0.2	—
2	y	0	2.5	—
3	y	0.6	0	—
4	y	0	0.8	—
5	x	2.8	6.1	2.6
6	x	3.1	3.2	2.9

Tabelle 8.7: Ineffizienzen der individuellen Detektoren

Die Gesamteffizienz des Systems wird hauptsächlich durch die x-Detektoren reduziert. Für diese Detektoren wurde bereits ein Schnitt auf die ADC-Werte angewendet, um die Summe aus nicht registrierten Treffern und mehr als einem Cluster pro Ebene zu minimieren.

Die Ineffizienz des Detektors 2 ist auf ein Rauschen in benachbarten Kanälen in der Mitte des Detektors zurückzuführen, die Ursache liegt eventuell in einer Verunreinigung des Detektors in diesem Bereich.

Die hohe Ineffizienz des ersten Detektors hängt möglicherweise mit einem etwas fehlpositionierten Triggerszintillator direkt vor dem Detektor (10 cm) zusammen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die Präzisionskammern des ATLAS-Myon-Spektrometers werden hauptsächlich aus drei- oder vierlagigen Anordnungen von im Proportionalmodus betriebenen Hochdruckdriftrohren — Aluminiumrohre mit einem einzelnen zentralen Anodendraht — bestehen. Um den Anforderungen für seinen Einsatz in LHC-Experimenten zu genügen, ist das Detektorsystem hinsichtlich hoher Ortsauflösung ($< 100\ \mu$m), Strahlungshärte (Lebensdauer > 10 a), sowie kurzer Totzeit zu optimieren. Dies erfordert nicht nur Tests mit kompletten Kammern, sondern zunächst auch detaillierte Studien an einzelnen Driftrohren, um das Verständnis der elementaren physikalischen Vorgänge in diesem Detektortyp zu vertiefen.

In der vorliegenden Diplomarbeit wurde der Einfluß des Anodendrahtdurchmessers auf Ortsauflösung und Effizienz untersucht.

Alle Messungen dieser Arbeit wurden mit der Gasmischung Ar:N_2:CH_4 = 91:4:5 bei einem Druck von 3 bar, ohne Magnetfeld durchgeführt.

Für die Ortsauflösung ergab sich eine starke Abhängigkeit vom Anodendrahtdurchmesser für eine drahtunabhängige Diskriminator-Schwelle. Dickere Drähte weisen eine schlechtere Auflösung auf. Der Grenzwert von 100 μm mittlerer Auflösung wird bei einem Anodendrahtdurchmesser von etwa 100 μm erreicht.

Die Effizienz zeigt für die 30, 50 und 70 μm Drähte nur eine schwache Abhängigkeit vom Durchmesser des Anodendrahtes. Der Nachweis eines ionisierenden Teilchens erfolgt auch bei niedrigen Gasverstärkungen ($\approx 2 \times 10^4$) über den größten Teil des Driftrohres mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 95%. Erst nahe der Rohrwand fällt die Effizienz auf etwa 50% ab. Für dickere Drähte (160 μm Durchmesser) wurde eine geringere Effizienz und eine starke Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Gasverstärkung gemessen.

Die Effizienz der Rekonstruktion des Trefferabstandes beträgt für die 30, 50 und 70 μm Drähte 80–90% bei einer Gasverstärkung von 6×10^4. Auch hier wurde für den 160 μm Draht eine geringere Effizienz und eine Abhängigkeit von der Gasverstärkung gemessen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß die Zielsetzung einer mittleren Auflösung von kleiner als 100 μm in den Driftrohren des ATLAS-Myon-Spektrometers nur mit dünnen Anodendrähten erreicht werden kann.

Diese Drähte zeigen bei einer Gasverstärkung von 2×10^4 eine Nachweiswahrscheinlichkeit eines Teilchendurchganges von nahezu 100% und ermöglichen die Anwendung einer Muster-Erkennung im Level2-Trigger des Experimentes.

Die geringe Effizienz von 80–90% bei der Rekonstruktion des Trefferabstandes deutet eventuell auf die Notwendigkeit einer vierten Driftrohrlage im ATLAS-Myon-Spektrometer hin.

Mit dem Silizium-Mikrostreifen-Teleskop steht für die Zukunft ein hochpräzises, effizientes Referenzsystem zur Verfügung. Bereits in diesem Jahr (1996) wurde es erfolgreich als Referenzsystem bei einer Vielzahl von Projekten —Untersuchung und Überprüfung der Autokalibration mit einem externen Referenzsystem [33], Studien der Auflösung bei hohen Untergrundraten [34], Untersuchungen des Einflusses von Druckschwankungen auf die Orts-Driftzeit-Beziehung, weiterführende Studien zum Einfluß des Anodendrahtdurchmessers auf Auflösung und Effizienz und Tests von CSC-Prototypen — eingesetzt.

Das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop ermöglicht erstmals die Untersuchung der Ortsauflösung nahe des Anodendrahtes und in der Umgebung der Endplugs und der „Spacer“ (in Driftrohren über 3 m Länge werden sogenannte Spacer benutzt, um den Anodendraht an zusätzlichen Stellen zu zentrieren).

Auf Wunsch der ATLAS-Myon-Gruppe wurden von mir weiterführende Studien zur Ortsauflösung und Effizienz von Driftrohren durchgeführt. Für die Messungen standen Driftrohre mit Anodendrahtdurchmessern von 30, 40, 50, 70, 100 und 150 μm zur Verfügung. Die Rohre waren mit einer neuen, der endgültigen Driftrohr-Elektronik des ATLAS-Experimentes sehr ähnlichen Vorverstärker/Shaper-Kombination (Shaping-Zeit 15 ns) ausgestattet. Die Messungen wurden bei einer Gasverstärkung von 2×10^4 und einem Schwellenwert/Rausch-Verhältnis von 5:1, dem Arbeitspunkt der ATLAS-Driftrohre, durchgeführt. Als Gas wurde die Mischung Ar:N_2:CH_4=91:4:5 benutzt.

Die Ergebnisse dieser Studien werden als interne ATLAS-Publikation veröffentlicht.

Literaturverzeichnis

[1] M. Deile et al. Test Beam Studies of the Gas Mixtures Ar:N_2:CH_4 = 91:4:5, Ar:CO_2:CH_4 = 92:5:3, Ar:CO_2:CH_4 = 93:4:3, Ar:CO_2:N_2:CF_4 = 95:2:2:1 for Drift Tubes. ATLAS Internal Note MUON-NO-122, CERN, 1996. Anhang A dieser Arbeit.

[2] M. Deile, J. Dubbert und N. P. Hessey. Charge Division and Intrinsic Pulse Shaping in Drift Tubes. ATLAS Internal Note MUON-NO-105, CERN, 1996. Anhang B dieser Arbeit.

[3] The ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN. Lhcc/94-43, CERN, 1994.

[4] The ATLAS Collaboration. Letter of Intent for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN. Lhcc/92-4, CERN, 1992.

[5] H. Fischle, J. Heintze und B. Schmidt. Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases. *Nuclear Instruments and Methods A*, A 301(2):202–214, 1991.

[6] W. Blum und L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers.* Springer Verlag, 1993.

[7] M. Deile. Optimierung der Operationsparameter von Hochdruckdriftrohren für ATLAS. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1996.

[8] G. Viehhauser. *Detector Physics of the ATLAS Precision Muon Chambers.* Dissertation, Technische Universität Wien, 1996.

[9] S. Baranov et al. Autocalibration method for determination of drift time - space relation for HPDT. ATLAS Internal Note MUON-NO-040, CERN, 1994.

[10] H. Groensteg et al. The RASNIK/CCD 3D alignment system. ATLAS Internal Note MUON-NO-063, CERN, 1994.

[11] The ATLAS Muon Detector Physics Group. Criteria for the Choice of the MDT Operating Point. ATLAS Internal Note MUON-NO-098, CERN, 1995.

[12] I. R. Boyko et al. Investigation of the Ratio between Streamer and Proportional Signals in Drift Tubes. ATLAS Internal Note MUON-NO-88, CERN, 1995.

[13] M. Dold. Online-Kalibration und Datenauswertung von Myontriggerzählern. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1994.

[14] V. Gratchev et al. Position and Timing Resolution of Interpolating Cathode Strip Chambers in a Test Beam. ATLAS Internal Note MUON-NO-055, CERN, 1994.

[15] J. Dubbert, N. P. Hessey, L. Pontecorvo, und S. Rosati. RPC setup in the ATLAS Muon Test Area M2. ATLAS Internal Note MUON-NO-085, CERN, 1995.

[16] J. Dubbert. Aufbau eines Driftkammergassystems für den ATLAS Myon Test Beam. Fortgeschrittenen-Praktikum, Ludwig Maximilians Universität München, 1994.

[17] V. Paschhoff. Studies on Water Effects in Gases. Vortrag im Muon Test Beam Meeting am 23.01.96.

[18] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer Verlag, second revised edition, 1994.

[19] P. Rewiersma. *The L3 Wire-Amplifier, Type NH19-6112.* Nikhef, 1986.

[20] P. Rewiersma. *The L3 48 Channel High Speed Discriminator Card, Type NH 19-6523.* NIKHEF, 1986.

[21] N. P. Hessey. The ATLAS Muon Test Beam Data Aquisition System. ATLAS Internal Note MUON-NO-084, CERN, 1995.

[22] V. Paschhoff. Gasstudien für die Myonkammern des ATLAS Detektors. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1994.

[23] M. Dold et al. Fast Gasmixtures for the ATLAS Monitored Drift Tubes. ATLAS Internal Note MUON-NO-043, CERN, 1994.

[24] H. L. Anderson, editor. *A Physicist's Desk Reference.* American Institute for Physics, 2nd. edition, 1989.

[25] R. Veenhof. *Garfield, a drift-chamber simulation program.* CERN, 1996. User's guide Version 5.22.

[26] S. F. Biagi. A Multiterm Boltzmann Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain and Magnetic-Field Effects in Argon-Methane-Water-Vapour Mixtures. *Nuclear Instruments and Methods A*, A283(3):716–722, 1989. Beschreibt die grundlegenden Gleichungen des Magboltz-Programmes.

[27] J. Straver et al. One Micron Spatial Resolution with Silicon Strip Detectors. Cern-ppe/94-26, CERN, 1994.

[28] Integrated Detector & Electronics AS, Oslo, Norwegen. *The VA Circuit.*

[29] A. Rudge. Some Notes on the System of Readout of the Viking Chip. September 1994.

[30] CAEN, Viareggio, Italien. *Mod. V 550, 2 Channel C-RAMS*, September 1994.

[31] CAEN, Viareggio, Italien. *Mod. V 551 B, C-RAMS Sequencer*, November 1995.

[32] F. Sauli. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. Cern 77-09, CERN, 1977.

[33] T. Sammer. Autokalibration von Hochdruckdriftrohren. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1997. In Vorbereitung.

[34] W. Riegler. *Fundamental Limits of Drift Chamber Resolution.* Dissertation, Technische Universität Wien, 1997. In Vorbereitung.

Anhang A

ATLAS Internal Note MUON-NO-122

Anhang B

ATLAS Internal Note MUON-NO-105

Anhang C

Program Listing: Bestimmung der Ladung innerhalb eines endlichen ADC-Gates

Anhang D

Zur Glättung der CSC-Trefferverteilung

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, ergeben sich bei der Berechnung des Ladungsschwerpunktes eines Treffers aus maximal 3 Streifen systematische Fehler bei der Positionsbestimmung. Verwendet wird der Streifen mit der größten Ladung, sowie seine unmittelbaren Nachbarn, sofern diese ebenfalls als Treffer gezählt wurden, also einen Schwellenwert überschreiten.

Die Trefferposition liegt durch diese Einschränkungen stets innerhalb des Streifens mit der größten Ladung. Die Differenz der Trefferposition zur Mitte des Streifens sei im folgenden als „Offset“ bezeichnet.

Bei einer homogenen Illumination der Detektoren erwartet man, daß die Verteilung des Offsets über den Streifen eine Konstante ist, d.h. die Wahrscheinlichkeit eines Treffers ist unabhängig von der Trefferposition.

Durch die Verwendung von nur 3 Streifen bei der Bestimmung des Ladungsschwerpunktes werden auf beiden Seiten die Schwänze der induzierten Ladungsverteilung abgeschnitten, die Trefferpositionen werden zur Streifenmitte konzentriert. Daraus ergeben sich systematische Fehler bei der Bestimmung der Trefferpostionen, die sich auf den Spur-Fit übertragen.

Die systematischen Fehler können durch das Verfahren des Glättens („Smoothing“) korrigiert werden, hierbei wird die Verteilung ausgeschmiert und geglättet.

Betrachten wir das allgemeine Problem. Aus Gründen der einfacheren und kompakteren Notation sei der kontinuierliche Fall behandelt, die Formeln für den diskreten Fall sind am Ende dieses Anhangs gegeben.

Gegeben sei eine Variable x, die mit einer normierten Wahrscheinlichkeitsdichte ρ im Intervall $[a, b]$ verteilt ist: $\rho(x) \geq 0 \; \forall x \in [a, b]$. Die Wahrscheinlichkeitsdichte ρ sei im Intervall $[a, b]$ nur an endlich vielen Stellen gleich Null.

Gesucht ist eine Abbildung $T: \; [a, b] \mapsto [c, d] : x \to T(x) = \tilde{x}$ so, daß $\tilde{x}$ im Intervall $[c, d]$ mit einer konstanten Wahrscheinlichkeitsdichte $\tilde{\rho}$ verteilt ist, $\tilde{\rho}(\tilde{x}) = \text{const.} \; \forall \tilde{x} \in [c, d]$.

Behauptung: Die Abbildung T:

$$\tilde{x} \;=\; T(x) \;=\; c \;+\; (d-c)\cdot\int_a^x \rho(x')\,dx' \tag{D.1}$$

erfüllt diese Bedingungen.

Beweis:

1) $\tilde{x} \in [c,d] \;\; \forall x \in [a,b]$.

Aus der Definition von T folgt: $\tilde{x}(a) = c$, $\tilde{x}(b) = d$. $T(x)$ ist stetig (durch die Integration) und monoton wachsend (durch die Integration und die Forderung, daß die Menge der Nullstellen von ρ eine Nullmenge ist), somit durchläuft $T(x)$ alle Punkte im Intervall $[c,d]$ wenn x alle Punkte in $[a,b]$ durchläuft.

2) $\tilde{x}$ **ist in** $[c,d]$ **mit einer konstanten Wahrscheinlichkeitsdichte** $\tilde{\rho}$ **verteilt.**

Aus der Erhaltung der Wahrscheinlichkeit P folgt:

$$P(x) \;=\; \rho(x)\,dx \;=\; \tilde{\rho}(\tilde{x}(x))\,d\tilde{x}$$

Somit:

$$\begin{aligned}\rho(x)\,dx &= \tilde{\rho}(\tilde{x}(x))\;d\tilde{x}\\ &= \tilde{\rho}(\tilde{x}(x))\frac{\partial T(x)}{\partial x}\;dx\\ &= \tilde{\rho}(\tilde{x}(x))\cdot(d-c)\cdot\rho(x)\;dx\end{aligned}$$

Hieraus folgt:

$$\tilde{\rho}(\tilde{x}(x)) \;=\; \frac{1}{d-c} \;=\; \text{const.} \tag{D.2}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte weist bereits die richtige Normierung auf.

Im diskreten Fall ist die Verteilung durch die Einträge in einem Histogramm gegeben. Das Histogramm habe M Bins, die Binmitten seien x_j $,1 \leq j \leq M$. $n(j)$ sei die Zahl der Einträge im j-ten Bin.

Die kumulative Verteilung $R(j)$ an der Stelle x_j ist durch

$$R(j) \;=\; \sum_{k=1}^{j} n(k) \tag{D.3}$$

gegeben.

Ein Wert x wird gemäß

$$x \rightarrow \tilde{x} \;=\begin{cases}\frac{R(k+1)-R(k)}{x_{k+1}-x_k}\cdot(x-x_k)+R(k) & \text{für } 1\leq k\leq M\\ R(M) & \text{für } k=M\end{cases} \tag{D.4}$$

transformiert. Der Koeffizient k ist durch $x_k \leq x \leq x_{k+1}$ bestimmt.

Die diskrete Verteilung R wird also durch eine lineare Interpolation in eine kontinuierliche Verteilung umgewandelt.

Abbildung D.1 verdeutlicht noch einmal das Verfahren:

Die neue Position $\tilde{x}$ des Ladungsschwerpunktes wird durch eine Spiegelung des alten Ladungsschwerpunktes x an der interpolierten kumulativen Verteilung R erzeugt.

Die Skalierung erfolgt durch Multiplikation mit der gewünschten Intervallbreite $d - c$ (hier $d - c = 1$), die Konstante c (in diesem Fall $c = -0.5$) gibt den Beginn des neuen Intervalls an.

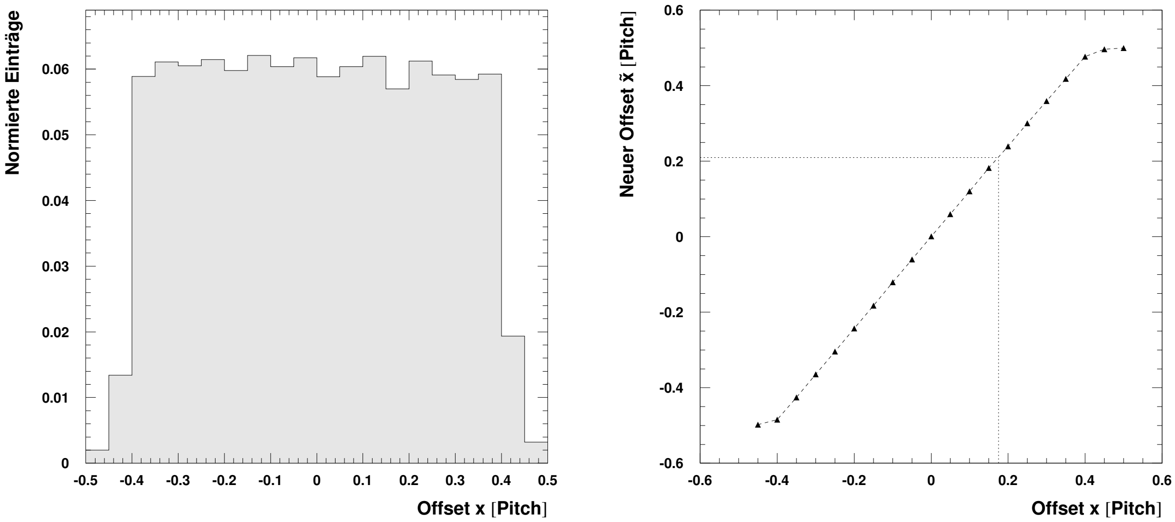

Abbildung D.1: Zum Smoothing. Links: Normierte Verteilung des Offsets. Rechts: Skalierte kumulative Verteilung und Interpolationsgeraden, Beispiel einer Abbildung $x \to \tilde{x}$ (gestrichelte Linie).

Bei der Bestimmung der kumulativen Verteilung R muß darauf geachtet werden, daß nur die Offsetverteilungen von Streifen verwendet werden, die vollständig vom Trigger abgedeckt sind. Nur für diese Streifen ist eine homogene Verteilung des Offsets erwartet. Insbesondere Streifen an den Rändern des Triggerbereichs, die nur zu einem Teil abgedeckt sind, führen zu einer falsche Verteilung.

Anhang E

Berechnung von Korrekturfaktoren zur Bestimmung der Ortsauflösung aus der Breite der Residuenverteilung

In diesem Anhang wird die Berechnung von Korrekturfaktoren zur Bestimmung der Ortsauflösung aus der Breite der Residuenverteilungen der Detektoren beschrieben. Die relative geometrische Anordnung der Detektoren in einem System und die Auflösungen der einzelnen Ebenen haben Einfluß auf die Spuranpassung und damit auf die Residuenverteilung.

Sowohl das CSC-Referenzsystem, als auch das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop bestehen aus einer geraden Zahl (4) von symmetrisch angeordneten Detektoren, d.h. das System ist invariant unter einer Spiegelung an einer geeigneten Ebene.

Wir wollen die Zahl der Detektoren nicht einschränken, lediglich die Symmetrieeigenschaften seien beibehalten. Die Anordnung befinde sich nicht im Magnetfeld, die Teilchenspuren sind also Geraden.

Abbildung E.1 zeigt eine Skizze der allgemeinen Anordnung. Die hergeleitete allgemeine Formel wird am Ende des Anhangs auf das CSC-Referenzsystem und das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop angewendet werden.

Die Symmetrieebene des Systems falle mit der x-y-Ebene des Koordinatensystem zusammen, der Nullpunkt der z-Achse liege in dieser Ebene. Die Detektoren messen die y-Koordinate, ihre Messungen seien unkorreliert.

Der Spur-Fit ergibt sich zu

$$y \;=\; a \;+\; b\,z\;, \tag{E.1}$$

mit

$$\begin{aligned} a &= (S_y S_{zz} - S_z S_{yz})/D \\ &\overset{\text{Symmetrie}}{=} \frac{S_y}{S_1} \\ b &= (S_1 S_{yz} - S_z S_y)/D \end{aligned} \tag{E.2}$$

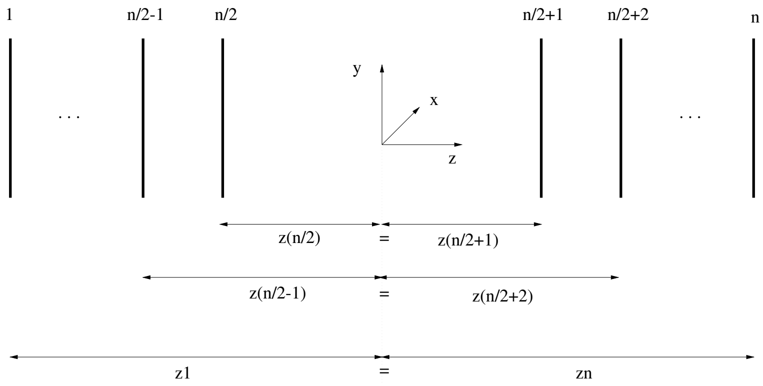

Abbildung E.1: Schema eines symmetrischen Referenzsystems mit einer geraden Zahl von Detektoren

$$\stackrel{\text{Symmetrie}}{=} \frac{S_{zy}}{S_{zz}} \; . \tag{E.3}$$

Hierbei ist $S_{1,y,z,yz,zz} = \sum (1, y_n, z_n, y_n z_n, z_n^2)/\sigma_n^2$ und $D = S_1 S_{zz} - S_z^2$. σ_n ist die Auflösung des n-ten Detektors, die Summation wird über alle Detektoren ausgeführt. Die Formeln für a und b nutzen bereits die Symmetrie der Anordnung und die damit verbundene Eigenschaft $S_z = 0$ aus.

Die Residuen r_j, die Differenzen zwischen der Trefferposition y_j und der y-Koordinate des Spur-Fits in der j-ten Detektorebene, sind somit durch

$$\begin{aligned} r_j &= y_j - (a + b z_j) && \text{(E.4)} \\ &= y_j - \left(\frac{S_y}{S_1} + \frac{S_{zy}}{S_{zz}} z_j \right) && \text{(E.5)} \\ &= \frac{1}{S_1 S_{zz}} [S_1 S_{zz} y_j - (S_y S_{zz} + S_1 S_{zy} z_j)] && \text{(E.6)} \end{aligned}$$

gegeben, z_j ist die z-Koordinate des Detektors.

Gesucht ist die rms-Abweichung der Residuenverteilung.

Die weitere Berechnung vereinfacht sich, wenn man den Mittelwert von Gleichung (E.6) subtrahiert.

Es sei

$$\begin{aligned} \tilde{r_j} &\equiv r_j - \langle r_j \rangle \; , && \text{(E.7)} \\ \tilde{y_j} &\equiv y_j - \langle y_j \rangle \; , && \text{(E.8)} \end{aligned}$$

die eckigen Klammern stehen für die Mittelwertbildung. Die Mittelwerte dieser Größen, $\langle \tilde{r_j} \rangle$ und $\langle \tilde{y_j} \rangle$, sind definitionsgemäß gleich Null.

Wir erhalten:

$$\tilde{r_j} = \frac{1}{S_1 S_{zz}} [S_1 S_{zz} \tilde{y_j} - (S_{\tilde{y}} S_{zz} + S_1 S_{\tilde{y}z} z_j)] \; . \tag{E.9}$$

Da die Messungen als unkorreliert vorausgesetzt sind, gilt

$$\langle \tilde{y}_i \tilde{y}_k \rangle = \begin{cases} 0 & \text{falls } i \neq k \\ \sigma_k^2 & \text{falls } i = k \end{cases} \quad . \tag{E.10}$$

Mit dieser Beziehung ergibt sich

$$\begin{aligned}
\langle S_{\tilde{y}}^2 \rangle &= S_1 \ , && \text{(E.11)} \\
\langle S_{\tilde{y}z}^2 \rangle &= S_{zz} \ , && \text{(E.12)} \\
\langle S_{\tilde{y}} S_{\tilde{y}z} \rangle &= S_z = 0 \ , && \text{(E.13)} \\
\langle S_{\tilde{y}z} \cdot \tilde{y}_j \rangle &= z_j^2 \ , && \text{(E.14)} \\
\langle S_{\tilde{y}} \cdot \tilde{y}_j \rangle &= 1 \ . && \text{(E.15)}
\end{aligned}$$

Durch Quadrieren und Mittelwertbildung von Gl. (E.6) erhalten wir, unter Ausnutzung der obigen Beziehungen (E.10, E.11–E.15), die rms-Abweichung der Residuenverteilung in Detektor j:

$$\langle r_j^2 \rangle = \sigma_j^2 - \frac{1}{S_1} - \frac{z_j^2}{S_{zz}} \ . \tag{E.16}$$

Der erste Term in Gl. (E.16) ist die Auflösung des betrachteten Detektors. Mit dem zweiten Term wird der globale Einfluß aller Meßpunkte und ihrer Auflösungen auf den Spur-Fit berücksichtigt, der dritte Term enthält Korrekturen durch die Geometrie der Anordnung.

Wenden wir nun die gefundene Formel auf die beiden Referenzsysteme des Test-Beams an: Nehmen wir an, daß die Auflösung aller vier Detektoren gleich ist, $\sigma_n = \sigma,\ \forall n \in \{1,2,3,4\}$. Die äußeren (1 und 4) mögen sich im Abstand $|z_{outer}| = c \cdot l$ zum Ursprung des Koordinatensystems befinden, die inneren Detektoren (2 und 3) im Abstand $|z_{inner}| = l$.

Wir erhalten:

$$\begin{aligned}
\langle r_{1,4}^2 \rangle &= \frac{c^2+3}{4(c^2+1)}\,\sigma^2 \ , && \text{(E.17)} \\
\langle r_{2,3}^2 \rangle &= \frac{3c^2+1}{4(c^2+1)}\,\sigma^2 \ . && \text{(E.18)}
\end{aligned}$$

Für die CSCs ist der Abstand der beiden Ebenen eines Paares sehr klein verglichen mit dem Abstand der Paare, es gilt $c \approx 1$ und daher

$$\begin{aligned}
\sqrt{\langle r_{1,4}^2 \rangle} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,\sigma \ , && \text{(E.19)} \\
\sqrt{\langle r_{2,3}^2 \rangle} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,\sigma \ . && \text{(E.20)}
\end{aligned}$$

Die Auflösung der Ebenen ist also die $\sqrt{2}$-fache Breite der Residuenverteilungen.

Für das Silizium-Mikrostreifen-Teleskop ergibt sich, mit $c = 5/3$:

$$\begin{aligned}
\sqrt{\langle r_{1,4}^2 \rangle} &= \sqrt{\frac{13}{34}}\,\sigma \ , && \text{(E.21)} \\
\sqrt{\langle r_{2,3}^2 \rangle} &= \sqrt{\frac{21}{34}}\,\sigma \ . && \text{(E.22)}
\end{aligned}$$

Bei gleicher Auflösung aller Detektoren ist die Residuenverteilung der inneren Ebenen also breiter als die der äußeren. Wie bereits in Kapitel 8 erwähnt, ist der Spur-Fit durch die äußeren Punkte stärker eingeschränkt, verläuft also näher zu diesen.

Anhang F

Modifikationen der Repeater-Karten und Einstellungen am Arbeitspunkt

Die Anbindung von mehr als einem VA-Chip an die Repeater-Karten erforderte einige geringe Modifikationen der Karten, um die von den 8 oder 16 VA-Schaltkreisen benötigten größeren Gesamtströme zur Verfügung zu stellen.

Tabelle F.1 gibt die ausgetauschten Bauteile an, die Numerierung ist identisch mit der Numerierung der Teile in den Schaltplänen [29].

Bauteil	Nominalwert	Eingebauter Wert	Bemerkung
R18 R49	1000 Ω 1000 Ω	100 Ω 300 Ω	Erhöhung des maximalen Preamp Bias
R3	20 kΩ	5 kΩ	Nur bei Anbindung von 2 Detektoren
R24	1000 Ω	500 Ω	Nur bei Anbindung von 2 Detektoren, Verdoppelung der Line-Driver Verstärkung

Tabelle F.1: Ausgetauschte Bauteile der Repeater-Karten zur Anpassung an 8 oder 16 VA-Chips

Die Guard-Ring-Spannung wird dem Detektor über die Leitung 50 (B1, Bias 1) des Flachbandkabels zugeführt. Anstatt eine äußere Spannungsquelle zu benützen, wird der nicht genuzte Spannungsteiler R9 (Punch-Through-Bias) zur Einstellung dieser Spannung verwendet. Zu diesem Zweck wurde eine zusätzliche Leitung von Jumper 24, Pin 1 zum Pin 25 des Anschlußsteckers J2 gelegt.

Bei der Anbindung von zwei Detektoren an eine Repeater-Karte mußten zusätzliche Modifikationen erfolgen, um die sequentielle Auslese und die Durchschaltung der Multiplexer zu synchronisieren.

Die Detektoren sind parallel über ein Flachbandkabel an die Repearter-Karte angeschlossen. Um eine gleichzeitige Ansteuerung beider Detektoren durch das SHIFT-IN-Tokensignal des Sequencers zu verhindern, muß die SHIFT-IN Leitung (Leitung 10) des Flachbandkabels zu einem Detektor unterbrochen werden. Die unterbrochene SHIFT-IN Leitung wird mit Jumper J10, Pin 2 verbunden. Dieser Pin stellt eine Verbindung mit der SHIFT-OUT-Leitung her, die zwei Detektoren werden so zu einer einzigen Readout-Kette zusammengefügt. Das SHIFT-IN Signal erreicht durch diese Korrektur nur einen Detektor; das SHIFT-OUT Signal des 8 VA-Chips dieses Detektors dient als SHIFT-IN-Signal des ersten VA-Chips des zweiten Detektors.

Die parallele Anbindung der Detektoren führt zu einer doppelten Terminierung der Multiplexerausgänge. Hierdurch wird das durchgestellte Ausgangssignal um einen Faktor 2 abgeschwächt. Dieser Verlust wird durch eine Anhebung der Verstärkung des Line-Drivers auf der Repeater-Karte ausgeglichen. Es konnte keine Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses für zwei parallel angebundene Detektoren festgestellt werden; die rms-Amplitude des Rauschens wird durch die doppelte Terminierung ebenfalls halbiert.

Tabelle F.2 gibt schließlich die Einstellungen der einzelnen Potentiometer am Arbeitspunkt der Vorverstärker wieder. Die eingetragenen Werte entsprechen den direkt meßbaren Spannungen an den Testpunkten der Repeater-Karte.

Parameter	Testpunkt (Jumper)	Wert am Arbeitspunkt
Buffer Bias	J8	14 mV
Shaper Bias	J7	30 (60) mV
Preamp Bias	J5	280 (560) mV
Shaper VFS	J4	310 mV
Preamp VFP	J3	-0.5 V
Guard Ring Voltage	J14 Pin 1 zu Masse	-1.0 V

Tabelle F.2: Einstellungen der Repeater-Karten am Arbeitspunkt der VA-Vorverstärker. Die angegeben Werte entsprechen den Spannungen an den Testpunkten. Werte in Klammern geben die Einstellungen für den Betrieb von 2 Detektoren an einer Repeater-Karte an.

Thanks . . .

Martin Faessler: for giving me the chance to return to the place of my crimes.
Nigel Hessey: for everything. It would be quite a long list, so I skip over it.
Charles Gruhn: for letting me share your office, and for just being yourself. It's always a pleasure to work with you.
Arnold Staude: for creating a pleasant atmosphere and buying me some cokes (until he found out what they cost).
Thomas Trefzger: for reading this junk and giving valuable comments.
Mario Deile: we had a lot of fun getting the stuff going (for a few minutes at least — the stuff not the fun). Thanks for reading this thesis and correcting typos and some other mistakes. Special thanks for letting me recycle a lot of figures.
Werner Riegler: for all the help, especially with the new measurements. It's fun to work with you.
Georg Viehhauser: for tips and tricks and all his work in M2. And for encouraging me to return to the test beam.
Thomas Sammer: for his help with the alignment and the testing of the Silicon Telescope.
Vadim Gratchev, Marc Hill, Vinnie Polychronakos, Jim Shank and Valerie Tcherniantine: for setting up and maintaining the CSCs.
Ludovico Pontecorvo and Stephano Rosati: for setting up the RPCs.
Konrad Bussmann: who was always ready to stop working on his other jobs to give me some technical help. You taught me a lot about putting things together.
Horst Herbert: for his technical help.
Christian Dubbert: for proofreading of the second edition.

The silicon telescope would have been impossible to build without the help of the following people and institutes. Thank you

Christian Regenfus: for testing the detectors, solving a lot of problems and answering my stupid questions.
Ogmundur Ronulfsson: who performed a miracle and bonded 6000 channels directly to the strips (you have to see it).
Walter Gessing: for making alignment of the detectors possible.
Bob Boulder: for glueing the detectors to the hybrids.
MPI Halbleiterlabor München: for providing the detectors (at last).

I would also like to thank Chris Fabjan, Michael Treichel and the ATLAS Muon Group for making it possible to do some additional measurements here at CERN (although the payment was lousy). The analysis will take some time ...
Thanks to Uwe Bratzler for getting MPI to provide the new tubes.

For providing good entertainment and for keeping me awake during the final hours, special thanks to Manowar (Hail and Kill), Accept, Saxon, Virgin Steele, Uriah Heep, Rose Tattoo, Motörhead, Magnum, Iron Maiden and Overkill, as well as Richard Wagner, Ludwig van Beethoven, Gustav Mahler and some others.