

Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

---

**Autokalibration von  
Driftrohrkammern  
für das  
ATLAS-Myonspektrometer**

Diplomarbeit

von

Thomas Sammer

Betreuer

Prof. Dr. A. Staude

---

Mai 1997



# Vorwort

Eine der wichtigsten Zielsetzungen des Experiments ATLAS und damit bestimmendes Entscheidungskriterium für die Auslegung des hierfür konzipierten Detektors ist die Qualität der Messung von Myonen. Insbesondere für den Myonspektrometer als einer der Komponenten des gesamten Detektorsystems von ATLAS ist dies namensgemäß das dominierende Merkmal und legt den Konstruktions- und Operationsrahmen fest, welche in eine Impulsauflösung von  $\delta p_T/p_T < 0.1$  über einen Energiebereich von 20 *GeV* bis 1000 *GeV* münden sollen.

Als elementare Bauteile werden dazu für das Myonspektrometer im Proportionalmodus betriebene Hochdruckdriftrohre verwendet, deren Leistungs- und Operationsparameter Gegenstand ausführlicher Untersuchungen waren. Zwei sogenannte Multilagen aus jeweils drei oder vier Schichten dieser Hochdruckdriftrohre bilden eine Präzisionskammer, die wiederum in drei übereinanderliegenden Ebenen den wesentlichen Teil des Präzisionsmeßsystems des Spektrometers ausmachen.

Neben der Wahl der optimalen Operationsparameter wie Gaszusammensetzung, Gasverstärkung, Drahtdurchmesser, etc. für die Hochdruckdriftrohre, der mechanischen Präzision bei der Konstruktion des Detektors, der Ausleseelektronik und der Rechnerarchitektur ist vor allem auch die Kalibration des Detektorsystems ein wichtiger Aspekt. Das für das ATLAS-Myonspektrometer vorgesehene Konzept der Autokalibration besteht in der in-situ-Bestimmung der Relation  $r(t)$  zwischen der von den Driftrohren gemessenen Driftzeit  $t_D$  und der Driftdistanz  $r_D$  vom Draht mittels einer iterativen Prozedur von Spurrekonstruktionen unter Benützung der aktuellen  $r(t)$ -Relation zu deren Korrektur. Hierbei wird der Gesamtdetektor in logische Gruppen mit konstanten Parametern wie Magnetfeld, Temperatur, Druck, etc. unterteilt, um für diese Bereiche eine gemeinsame  $r(t)$ -Relation festzulegen.

Zur Verifikation und Elaboration der Methode der Autokalibration soll nun vorliegende Arbeit einen Beitrag liefern, wofür im Sommer 1996 im Myonenteststrahl am CERN Experimente an einem Prototyp einer Präzisionskammer unter Einbeziehung des magnetischen Feldes durchgeführt und deren Resultate hinsichtlich der Autokalibration mit einem externen Referenzsystem aus Siliziumdetektoren überprüft wurden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>III</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Anriß des teilchenphysikalischen Aspekts . . . . .	2
1.1.1 Allgemeiner Hintergrund . . . . .	2
1.1.2 Verifikation der Theorie . . . . .	5
1.2 Einordnung in die experimentellen Aktivitäten . . . . .	6
1.2.1 LHC . . . . .	6
1.2.2 ATLAS und Myonspektrometer . . . . .	6
<b>2 Grundlagen und experimentelle Anordnung</b>	<b>11</b>
2.1 Grundlagen von Driftrohrkammern . . . . .	13
2.1.1 Charakterisierung der Hochdruckdriftrohre . . . . .	13
2.1.2 Driftrohrkammern . . . . .	22
2.2 Gesamtaufbau im Testarreal M2 . . . . .	24
2.3 Kammer aus Hochdruckdriftröhren . . . . .	25
2.4 Referenzsystem aus Siliziumdetektoren . . . . .	30
<b>3 Prämissen der Autokalibration</b>	<b>36</b>
3.1 Kenntnis der Detektorgeometrie . . . . .	37
3.1.1 Planungen für das ATLAS-Myonspektrometer . . . . .	37
3.1.2 Bestimmung der Detektorgeometrie . . . . .	37
3.2 $t_0$ -Bestimmung . . . . .	41
3.3 Autokalibrationsbereiche im Myonspektrometer von ATLAS . . . . .	43
3.4 Spurrekonstruktion . . . . .	45
3.4.1 Spurrekonstruktionsverfahren . . . . .	45
3.4.2 Interpretation der Ineffizienz . . . . .	46
<b>4 Studien zur Autokalibration</b>	<b>50</b>
4.1 Methodik der Autokalibration . . . . .	51
4.1.1 Systematische Fehlerquellen und grundlegende Annahmen . . . . .	51
4.1.2 Prinzip der Autokalibration . . . . .	53

4.2	Verifikation durch das Referenzsystem . . . . .	57
4.3	Abhängigkeit der Autokalibration von der Winkelverteilung . . . . .	61
4.3.1	Experimentelle Resultate . . . . .	61
4.3.2	Theoretischer Hintergrund . . . . .	67
4.4	Stabilität bei verschiedenen konzipierten Multilagenn . . . . .	70
4.5	Einfluß der Start-r(t)-Relation . . . . .	74
4.6	Autokalibration im magnetischen Feld . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Résumé</b>	<b>79</b>
<b>A</b>	<b>Berechnung der Spurparameter</b>	<b>83</b>
<b>B</b>	<b>Spezifikationen zum Datensatz</b>	<b>85</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>86</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>88</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>91</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>92</b>
	<b>Schlußwort</b>	<b>95</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Eine der interessantesten Aufgaben der Teilchenphysik dieser Tage ist die Klärung des Ursprungs der Massen der Elementarteilchen im gegenwärtigen physikalischen Modell der Natur, welches bis heute beständig neue Erkenntnisse zu absorbieren und vor allem auch mit ihren Mitteln vorausszusagen in der Lage war.

Um den theoretischen Rahmen dieses Modells in Erinnerung zu rufen, soll als Einführung nun zunächst in wenigen Worten eine Darstellung relevanter Themen theoretischer Natur folgen.

Danach wird der Gegenstand dieser Studie in den Kontext der Vielzahl an Aktivitäten und Projekten zur Beantwortung der wichtigen, noch offenen teilchenphysikalischen Fragestellungen eingeordnet werden.

## 1.1 Anriß des teilchenphysikalischen Aspekts

### 1.1.1 Allgemeiner Hintergrund

Das gegenwärtige Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den bekannten elementaren Teilchen ist im **Standardmodell** (SM) der Teilchenphysik gesammelt.

Dessen zugrundeliegende Symmetrien lassen sich mathematisch in der Gruppentheorie durch das Produkt

$$SU(3)_C \times SU(2)_T \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

fassen.

Die Gruppe  $SU(3)_C$  korrespondiert hierbei mit der im Rahmen der Quantenchromodynamik beschriebenen nichtabelschen Eichtheorie der starken Wechselwirkung, welche die Bindung der elementaren Quarks zu Hadronen durch die exakte, also ungebrochene, - und universelle Kopplung der Farbladung mittels den acht Austauscheteilchen aus der Oktettdarstellung der zugehörigen Symmetriegruppe zu erklären versucht.

Die Gruppe  $SU(2)_T \times U(1)_Y$  verkörpert den elektroschwachen Sektor der Theorie, welcher aus der Suche nach der Vereinigung der elektromagnetischen - und schwachen Wechselwirkung unter gleichzeitiger Renormalisierbarkeit der Theorie resultierte. Es ist dies eine chirale Theorie, deren vier Austauscheteilchen wiederum zu den vier Generatoren der beiden zugrundeliegenden Symmetriegruppen korrespondieren, und die insbesondere auf Grund der notwendigen Masse von dreien dieser Eichbosonen den Effekt der spontanen Symmetriebrechung aufweist. Die Bezeichnung dieser Brechung als spontan rührt daher, daß nicht die Symmetrie der Theorie selbst in ihren Bewegungsgleichungen explizit verletzt wird, sondern vielmehr eine Asymmetrie im niedrigsten Energiezustand, dem Vakuum, vorliegt.

Im Rahmen des Standardmodells gibt diese spontane Symmetriebrechung nun mit dem sogenannten Higgsmechanismus eine natürlich in die Theorie einfließende Erklärung des ansonsten nicht zu verstehenden Ursprungs der Massen sowohl der Eichbosonen als auch der Fermionen. Man schreibt hierzu ([Rück 96])

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Eich} + \mathcal{L}_{Fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.2)$$

für den Lagrangian des elektroschwachen Sektors mit der Beschreibung des Eichsektors dieser Symmetriegruppen durch



$$\mathcal{L}_{Eich} = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 W_{\mu\nu}^i (W^{\mu\nu})^i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

mit den Eichfeldern

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (i, j, k \in [1, 3]) \text{ und } B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.4)$$

Im Fermionensektor liest man die angesprochene chirale Asymmetrie der Theorie direkt am zugehörigen Lagrangian

$$\mathcal{L}_{Fermion} = \bar{\Psi}_{iL}^a i\gamma_\mu D^\mu \Psi_{iL}^a + \bar{\Psi}_{iR}^b i\gamma_\mu \tilde{D}^\mu \Psi_{iR}^b + \quad (1.5)$$

mit

$$D^\mu = \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu + ig'Y_W B_\mu \text{ und } \tilde{D}^\mu = \partial_\mu + ig'Y_W B_\mu \quad (1.6)$$

ab; hier wird  $i=1,2,3$  zur Summation der Familien,  $a \in \{\ell, qu\}$  als Leptonen- und Quarkindex und  $b \in \{e, u, d\}$  verwendet und  $\Psi_L$  bzw.  $\Psi_R$  stellen das linkshändige schwache Isospindublett bzw. rechtshändige Singulett dar.

Der Higgssektor der Theorie zeichnet mit

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.7)$$

verantwortlich für die spontane Symmetriebrechung, indem man im minimalen Modell für das komplexe  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ -Higgsfeld  $\phi$  die Struktur

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} w_1 + iw_2 \\ h + iw_3 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

mit vier Spin-0-Bosonen in einem komplexen Dublett unter der Gruppe  $SU(2)_T$  und das Potential

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.9)$$

mit  $\lambda > 0$ ,  $\mu^2 < 0$  wählt. Dies liefert für

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

den Grundzustand

$$\phi_0 = \langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

mit dem Vakuumerwartungswert  $v = \pm \sqrt{-\frac{\mu}{\lambda}}$  und dem reellen Higgsfeld  $h$ , so daß die verletzte Invarianz des Grundzustandes zu stehen kommt. Für jeden der drei durch den Übergang von  $SU(2)_T$  nach  $U(1)_Y$  gebrochenen Generatoren wird ein masseloses Spin-0-Boson - ein sog. Goldstoneboson - erzeugt, das mit dem der Richtung des Generators entsprechenden Eichboson des gebrochenen Symmetrieraumes zu einem massiven Eichboson kombiniert. Diese Massen sind im ersten Term von  $\mathcal{L}_{Higgs}$  (Gleichung 1.7) als

$$m_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \text{ für die geladenen Bosonen } W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \pm iW^2) \text{ und} \quad (1.12)$$

$$m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \text{ für das neutrale Boson } Z = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gW^3 - g'B) \quad (1.13)$$

gegeben, während sich für die Masse  $m_H$  des Higgsbosons durch den Potentialterm

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \quad (1.14)$$

ergibt. Das Eichboson der verbleibenden ungebrochenen Gruppe  $U(1)_Y$ , das Photon  $\gamma$  der elektromagnetischen Wechselwirkung, bleibt natürlich masselos.

Wie erwähnt werden in das Modell zudem die Massen der Fermionen durch die Wechselwirkungsterme zwischen Fermionenfeldern und Higgsfeld im Lagrangian des Yukawasektors

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_{b=e,u,d \wedge a=\ell,qu} (\eta_{ij}^b \bar{\Psi}_{iL}^a \phi \Psi_{jR}^b + \eta_{ij}^{*b} \bar{\Psi}_{jR}^b \phi^+ \Psi_{iL}^a) \quad (1.15)$$

eingeführt.

In ähnlicher, jedoch noch komplexerer Manier wird im **Minimal Supersymmetrischen Standard Modell** (MSSM) nicht nur ein massives Higgsboson, sondern eine Familie von Higgsteilchen erzeugt ( $H^\pm, h, H, A$ ) und zudem jedem Boson ein supersymmetrischer fermionischer Partner (und umgekehrt) zur Seite gestellt sowie andere Komplettierungen der Theorie vorgenommen ([Iban 96, Rich 95, Rich 96]), um noch einen weiteren der verschiedenen theoretischen Ansätze zur Erklärung der noch offenen teilchenphysikalischen Fragestellungen zu nennen.

### 1.1.2 Verifikation der Theorie

Jedoch bleiben in der geschilderten, vielversprechenden Theorie dennoch Parameter, die nicht durch diese selbst vorausgesagt werden, wie etwa die Masse des Higgsteilchens  $m_H$  oder die Kopplungskonstanten  $g, g'$ . Andererseits erlaubt die Theorie Voraussagen beobachtbarer Konsequenzen aus ihren prinzipiellen Annahmen, die eine Entscheidung über deren Gültigkeit zulassen werden.

So gestatten im Falle des Higgsmechanismus der spontanen Symmetriebrechung laut dem Standardmodell (von  $m_H$  abhängige) bevorzugte Zerfallskanäle wie

$$H \rightarrow b \bar{b} \rightarrow 2j \quad \text{für } 80 \text{ GeV} < m_H < 100 \text{ GeV} \quad (1.16)$$

$$H \rightarrow \gamma\gamma \quad \text{für } 90 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV} \quad (1.17)$$

$$H \rightarrow Z Z^* \rightarrow 4\ell^\pm \quad \text{für } 130 \text{ GeV} < m_H \ll 2m_Z \quad (1.18)$$

$$H \rightarrow Z Z \rightarrow \begin{cases} 4\ell^\pm \\ 2\ell^\pm 2\nu \end{cases} \quad \text{für } 2m_Z < m_H < 800 \text{ GeV} \quad (1.19)$$

$$H \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} Z Z \\ W^+ W^- \end{array} \right\} \rightarrow \begin{cases} \ell^\pm \nu 2j \\ 2\ell^\pm 2j \\ 2\ell^\pm 2\nu \\ 4\ell^\pm \end{cases} \quad \text{für } 800 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV} \quad (1.20)$$

die Überprüfung der Theorie und gegebenenfalls Bestimmung der Higgsresonanz im jeweiligen Massenbereich (mit  $\ell \in \{e, \mu\}$ ,  $Z^*$  als ein virtuelles  $Z$  und  $j$  als ein hadronischer Jet).

Analoges gilt für das MSSM mit Kanälen wie

$$A \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow e\mu + \nu \quad (1.21)$$

$$H^\pm \rightarrow \begin{cases} \tau^\pm + \nu \\ 2j \end{cases}, \quad (1.22)$$

deren Untersuchung neue Erkenntnisse für die Higgsphysik versprechen.

Doch nicht nur letztere, auch Bereiche der Physik wie die B- und T-Physik, die CP-Verletzung oder die Asymmetrie von Materie und Antimaterie im Universum verlangen nach weiterer Forschung.

## 1.2 Einordnung in die experimentellen Aktivitäten

Der Überprüfung dieser Theorien, der Bestimmung von darin nicht fixierten Parametern und der Erschließung eines neuen Bereichs der Physik hinsichtlich der dabei erreichten Energien dienen die experimentellen Anstrengungen der modernen Teilchenphysik, wie sie insbesondere am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN unternommen werden.

### 1.2.1 LHC

Der LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) ist dabei als ein Speicherring der neuen Generation wichtige Voraussetzung für die Realisierung dieses Programmes. Als Nachfolger des Leptonbeschleunigerringes LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron collider), welcher das Studium von Elementarteilchen mit Massen bis zu einer durch Synchrotronstrahlung bedingten Grenze von ca.  $100\text{GeV}$  zuließ, wird dieser als Hadronbeschleuniger die Untersuchung von elementaren Wechselwirkungen bis zu einer Energie von etwa  $1\text{TeV}$  gestatten, da die Energieverluste durch Bremsstrahlung im Falle der Verwendung von Protonen gering sind und die  $p\bar{p}$ -Stöße Schwerpunktsenergien von  $14\text{TeV}$ , welche sich auf die Konstituenten der beschleunigten Teilchen aufteilen, und Luminositäten von  $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  bis  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  aufweisen werden.

Zum Zwecke der vollen Ausschöpfung des Potentials dieses Speicherrings werden zwei große, die Vielfalt an möglichen Effekten berücksichtigende Experimente, ATLAS (**A** Toroidal **LHC** **A**pparatu**S**) und CMS (**C**ompact **M**yon **S**olenoid), am Ring installiert werden, welche durch ihre Konzeption die gesamte Bandbreite der zu erwartenden, neuen Phänomene abdecken und insbesondere dem Nachweis der Reaktionsprodukte der  $p\bar{p}$ -Stöße hoher Luminosität angepaßt sein sollen. Außerdem will man während einer  $Pb\text{-}Pb$ -Betriebsphase des Beschleunigers mit ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment) die Möglichkeiten der Forschung an Schwerionen ausnutzen und in Form von LHC-B einen Detektor speziell für Experimente zur B-Physik bereitstellen.

### 1.2.2 ATLAS und Myonspektrometer

Diese Studie bewegt sich im Rahmen des ATLAS-Projektes, welches nun in seinen Grundstrukturen angesprochen sei. Abbildung 1.1 zeigt eine Gesamtansicht

von ATLAS mit dem „inneren Detektor“, den „Kalorimetern“ und dem „Myonspektrometer“ als den drei fundamentalen Detektorsubsystemen, zu deren vollständiger Beschreibung auf die Literatur verwiesen sei ([AtTP 94]).

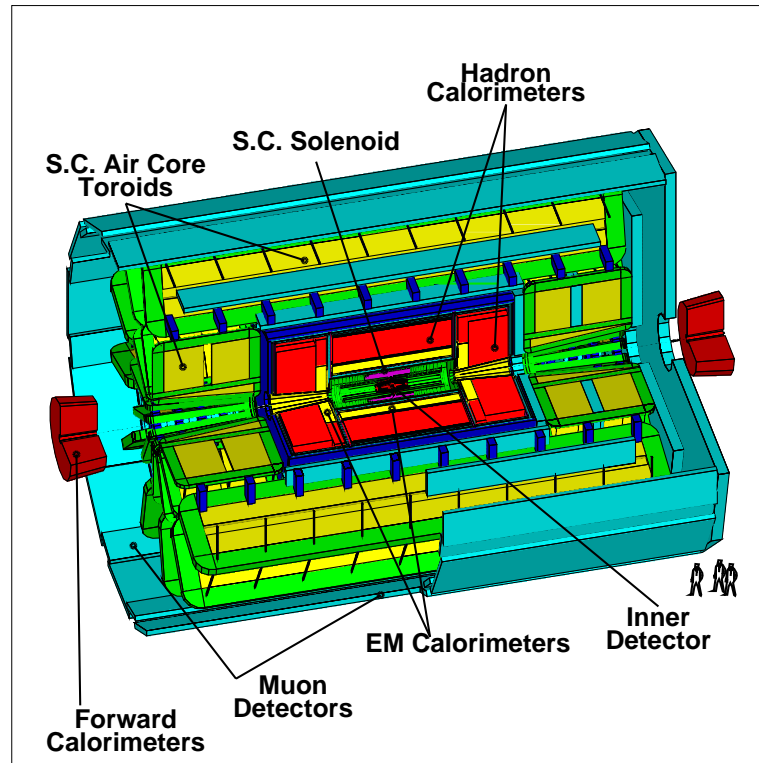


Abbildung 1.1: Gesamtansicht des ATLAS-Detektors

Für diese Arbeit sind nur das Myonspektrometer und das toroidale Magnetfeld relevant, wobei letzteres durch acht supraleitende Spulen ohne Eisenkern („Air Core“) erzeugt wird. Ein Eisenkern hätte den Nachteil, daß in ihm Streuprozesse stattfinden könnten, welche die zu messenden Teilchenbahnen beeinflussen und damit die Impulsauflösung verschlechtern würden. Mit Abb. 1.2 und 1.3 sind außerdem ein Längs- und ein Querschnitt durch das ATLAS-Myonspektrometer wiedergegeben. Die „Pseudorapidität“  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$  (Abb. 1.3) ist Ausdruck des Polarwinkels  $\theta$  in anderer Gestalt, durch die man die drei Regionen

- $|\eta| < 1.05$  als „Barrel“-Region,
- $1.05 < |\eta| < 1.4$  als „Transition“-Region und
- $1.4 < |\eta|$  als „End-Cap“-Region

unterscheidet, welche im wesentlichen die Zylindergeometrie in das eigentliche „Zylinderfaß“ und Bereiche nahe am Strahl mit einem dazwischenliegenden Übergangsbereich unterteilen.

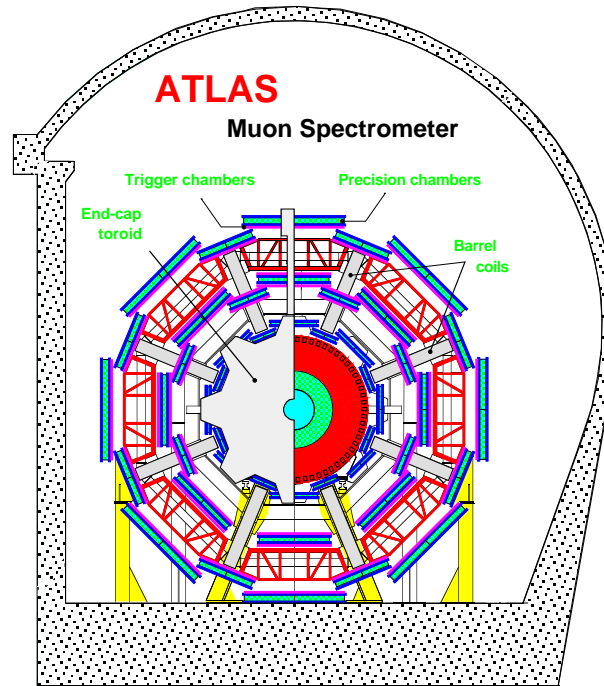


Abbildung 1.2: Querschnitt durch das Myonspektrometer

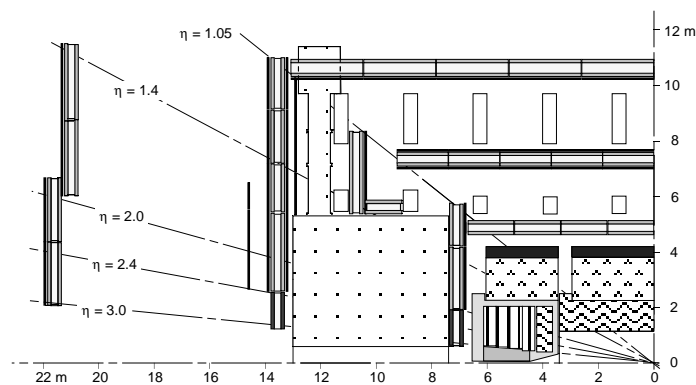


Abbildung 1.3: Längsschnitt durch das Myonspektrometer (schwarz - Triggerkammern, dunkelgrau - Präzisionskammern, hellgrau - Haltestrukturen für Präzisionskammern)

Diese verschiedenen Regionen des Spektrometers erfordern sowohl eine Anpassung der verwendeten Detektortechnik als auch eine Variation in der Anordnung der

(später beschriebenen) Präzisionskammern. Im Bereich  $\eta \leq 2.4$  werden Kammern aus Hochdruckdriftrohren (siehe Abschnitt 2.1) zur präzisen Messung (ca.  $70\mu m$ ) der lonitudinalen - bzw. radialen Ortskoordinate verwendet, was die Bestimmung des Impulses mittels der Krümmung der Teilchenbahn im toroidalen Magnetfeld erlaubt. Im Bereich  $2.4 \leq \eta \leq 3.0$  basiert die Impulsbestimmung auf Grund des dortigen hohen Teilchenflusses ( $\geq 200Hz/cm^2$ ) auf Kathodenstreifenkammern wegen deren geringerer Strahlungsempfindlichkeit.

Als Tiggerkammern fungieren im Barrel-Bereich sog. RPC's (**R**esistive **P**late **C**hambers) und ansonsten TGC's (**T**hin **G**ap **C**hambers), die außerdem der Messung der weniger wichtigen azimuthalen Koordinate (ca.  $5mm$  Genauigkeit) dienen.

Maßgebendes Kriterium für die Konzeption des Detektors ist dabei immer die notwendige Impulsauflösung von  $\delta p_T/p_T < 0.1$ , welche gemäß Simulationen des gesamten Myonspektrometers (Abb. 1.4 (b)) in Abhängigkeit von  $p_T$  verschiedenen Limitationen unterworfen ist, nämlich

- für  $p_T \leq 25GeV/c$  überwiegend durch Fluktuationen des Energieverlustes im Kalorimeter,
- für  $25GeV/c < p_T < 200GeV/c$  primär durch Vielfachstreuung in Kalorimeter bzw. Magnetspulen und
- für  $p_T > 200GeV/c$  vorwiegend durch die beschränkte Präzision in der Kenntnis der Kammergeometrie.

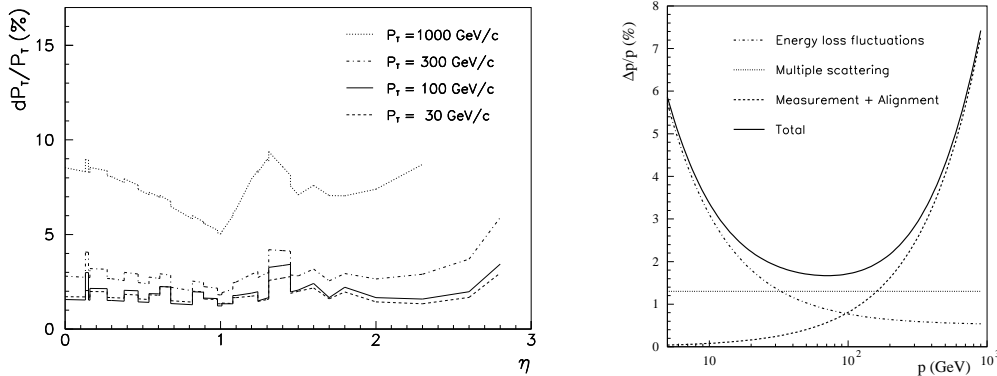


Abbildung 1.4: Impulsauflösung des Myonspektrometers

(a) für verschiedene Transversalimpulse  $p_T$  in Abhängigkeit von der Pseudorapidität  $\eta = 0$  und

(b) bei  $\eta = 0$  als Funktion des Myonenimpulses

Bei der angestrebten Ortsauflösung von weniger als  $80 \mu m$  sollte die geforderte Impulsauflösung jedoch in allen Bereichen des Spektrometers und für verschiedenste Transversalimpulse  $p_T$  erreicht werden (Abb. 1.4 (a)).

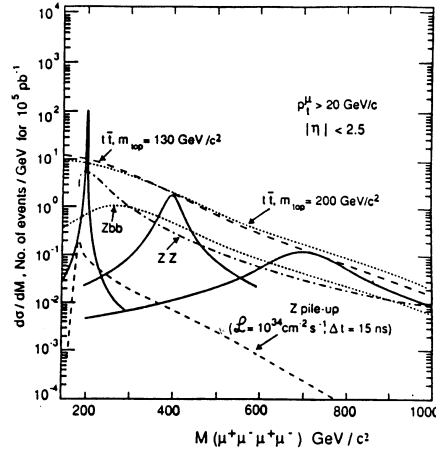


Abbildung 1.5: Resonanzen des Higgszerfalls (durchgezogene Linien) für  $m_H = 200/400/700 \text{ GeV}$  (von links nach rechts) im Vergleich zu den wichtigsten Hintergrundprozessen

Wie in Abb. 1.5 am Beispiel des wichtigsten Zerfallszweiges des Higgsbosons in vier Myonen verdeutlicht, liegt jedoch eine Hauptschwierigkeit des Myonspektrometers in der Separation eines Higgszerfalls vom Hintergrund. Es sind die Wirkungsquerschnitte der  $H^0$ -Resonanz und der wichtigsten Hintergrundprozesse für drei verschiedene Higgsmassen  $m_H$  (200, 400 und 700 GeV) gegen die Schwerpunktsenergie des 4- $\mu$ -Systems aufgetragen, wobei bereits kinematische Bedingungen an die Myonenenergien gestellt wurden, um nur die von  $H^0$ -Zerfällen herrührenden Ereignisse zu berücksichtigen. Mit zunehmender Masse  $m_H$  wird die Resonanz zudem immer flacher und breiter, so daß die Trennung eines sehr schweren Higgsteilchens ( $m_H > 1 \text{ TeV}$ ) vom Hintergrund über diesen Zerfallskanal sehr schwierig sein dürfte, während die Resonanz eines leichteren Bosons sich aus dem Hintergrund erheben und mit abnehmender Masse schärfer werden würde. Die angestrebte transversale Impulsauflösung von  $\delta p_T/p_T < 0.1$  für  $p_T \leq 1 \text{ TeV}/c$  und  $\delta p_T/p_T < 0.02$  für  $p_T \leq 100 \text{ GeV}/c$  hätte eine gute Sensitivität gegenüber Massen  $120 \text{ GeV} \leq m_H \leq 1 \text{ TeV}$  des Higgsbosons über den 4- $\mu$ -Zerfallszweig zur Folge.



# Kapitel 2

## Grundlagen und experimentelle Anordnung

In diesem Kapitel soll die zur Datennahme zur Verfügung stehende Versuchsanordnung mit all ihren Komponenten geschildert werden. Der Standort des gesamten Testaufbaus war das bis zum Sommer 1996 von ATLAS betriebene Teststrahlarreal M2 am CERN bei Genf.

Die Infrastruktur dieses Teststrahlbereichs wurde von der Münchener Gruppe - unter Beteiligung verschiedener anderer Institute - zum Zwecke des Tests sowohl von Einzelrohren verschiedener Charakteristika als auch kleinerer und mittlerer Kammerprototypen aufgebaut.

Als Teilchenstrahl wurde auf Grund der im Strahlzentrum zu hohen Raten der Halo desselben benutzt mit einer dortigen Rate von etwa  $1 \text{ Hz/cm}^2$  während der ca.  $2.5 \text{ s}$  dauernden Extraktionszeit des gepulsten und selbst im Halo hochparallelen Myonenstrahls.

Der zentrale Bestandteil des experimentellen Aufbaus war für vorliegende Arbeit hinsichtlich der Autokalibration natürlich der Prototyp einer Driftrohrkammer, bestehend aus sechzehn Hochdruckdriftrohren in vier Lagen, also einer Multilage einer vollständigen Kammer, in physikalischen Ausmaßen, um Tests in dem im Arreal vorhandenen Magneten zu erlauben. Desweiteren war das Referenzsystem aus sechs Siliziumstreifendetektoren neben den üblichen Trigger- und Ausleseapparaturen zur Überprüfung der von der Kammer gelieferten Information von Wichtigkeit. Diese

Komponenten sollen in diesem Kapitel im Detail geschildert werden.

Begonnen werden soll jedoch mit einer allgemeinen Besprechung von Hochdruck-driftrohren und Driftrohrkammern, da nach meiner Einschätzung ein Überblick - ohne Anspruch auf Vollständigkeit - über dieses Thema dem Leser die Einordnung dieser Studie in den Kontext der Aktivitäten bei ATLAS und das Verständnis des Hintergrundes erleichtern wird.

## 2.1 Grundlagen von Driftrohrkammern

Im folgenden soll zuerst das Funktionsprinzip und der Arbeitspunkt von Hochdruckdriftrohren als den Einheitszellen der Myonenkammern erläutert werden, ehe danach Kammern als Anordnungen von Driftrohren zur Rekonstruktion von Teilchenspuren im Allgemeinen und die Spezifikationen des verwendeten Prototyps behandelt werden. Zu den physikalischen Grundlagen von Driftkammern allgemein sei auf die Literatur verwiesen ([BIRo 93] und [Saul 77]).

### 2.1.1 Charakterisierung der Hochdruckdriftrohre

#### a. Funktionsprinzip eines Driftrohrs

Ein Hochdruckdriftrohr besteht aus einem zylindrischen Metallrohr als Kathode mit einem zentrierten, unter einer positiven Hochspannung  $U$  stehenden Anodendraht. Aus dieser geometrischen Konfiguration folgt durch Anwendung des Gauß'schen Satzes das radiale elektrische Feld

$$E(r) = \frac{U}{\ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{r}, \quad (2.1)$$

wobei  $a$  der Drahtradius und  $b$  der Innenradius des Rohres sind. Im Rohr befindet sich ein Detektorgas, dessen Zusammensetzung, Fluß, Druck und Dichte gemäß einer Synthese verschiedener konkurrierender, im nächsten Abschnitt näher beschriebenen Kriterien festgelegt werden.

Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch das Rohr kann jenes bei Stößen mit den Gasatomen oder -molekülen aus diesen ein Elektron herausschlagen, wobei das freigesetzte Elektron in der Regel genügend Energie hat, um weitere Ionisationen zu bewirken, ihre Reichweite allerdings sehr kurz (einige  $10\mu m$ ) ist. Entlang der Teilchenbahn entstehen am Orte der Primärionisation somit sogenannte Elektronenhaufen (Abb. 2.1), deren Größe einer statistischen Verteilung gehorcht ([BIRo 93]). Der hier einfließende gasabhängige Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  führt auf eine mittlere Elektronenanzahl pro Haufen von  $n \approx 3$ . Der Abstand der einzelnen Elektronenhaufen folgt für hochenergetische Teilchen wegen der Unabhängigkeit der Wechselwirkungen des ionisierenden Teilchens mit den Gasatomen einer exponentiellen Verteilung, wobei der mittlere Abstand durch die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  des Teilchens im Gas mit

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (2.2)$$

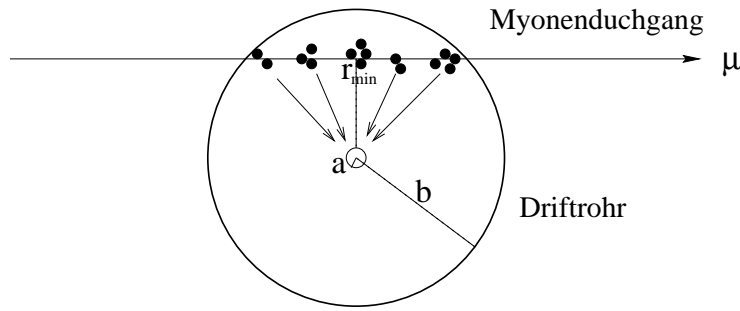


Abbildung 2.1: Ionisation entlang einer Teilchenbahn

beschrieben wird (mit  $N$  als der Anzahldichte des Gases). Da die Anzahldichte proportional zum Gasdruck ist, bewirkte dessen Erhöhung eine stärkere Primärionisation.

Die Elektronenhaufen driften im magnetfeldfreien Fall auf Grund des elektrischen Feldes [Gl. 2.1] radial zum Anodendraht (entgegengesetzt zu  $\vec{E}$ ), während anderenfalls die Elektronen wegen der Lorentzkraft  $F_L$ , die die Elektronen um den Lorentzwinkel

$$\alpha_L = \arctan(v_{Drift} \cdot \frac{B}{E}) = \arctan(\mu_e \cdot B) \quad (2.3)$$

vom radialen Drift ablenkt, spiralförmige Bahnen beschreiben. Während des Drifts zum Draht kommt es durch Stöße der Elektronen mit den Gasteilchen zu diffusiver Ausweitung der Elektronenhaufen, wobei das Zusammenspiel von Stößen und Beschleunigung durch das elektrische Feld die Driftgeschwindigkeit bestimmt. Auf Grund gasspezifischer Streuquerschnitte und Energieüberträge zwischen Elektronen und Gasteilchen hat die Elektronendriftgeschwindigkeit für jedes Detektorgas eine spezifische Abhängigkeit vom elektrischen Feld  $E$  und somit von der Radialkoordinate  $r$ .

Nahe des Anodendrahtes (einige Drahtstrahlen) nehmen die Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasteilchen wegen des starken elektrischen Feldes genug Energie zur Sekundärionisation auf, so daß es zur mittels des Ersten Townsendkoeffizienten beschreibbaren Bildung einer Elektronenlawine, die im Anodendraht ein Stromsignal induziert, kommt. Dieses ist jedoch wegen der Kürze der Lawinendriftstrecke nur ca.  $100ps$  lang, womit es mit der üblichen Zeitaufösung von einigen  $ns$  nicht direkt sichtbar wird, und kann wegen der im Vergleich zum Ionenpuls, der durch die aus der Lawinenregion zur Kathode driftenden Ionen hervorgerufen wird, geringen Ladung (ca. 5 %) vernachlässigt werden. Das verwendbare Signal wird vielmehr von diesen positiven Ionen induziert, die fast die gesamte Potentialdifferenz zwischen Anodendraht und Kathode überwinden, und wird schließlich an einem Ende des Signaldrahtes mit Hilfe der Ausleseelektronik verstärkt.

Zur Bestimmung der Signalform des Ionenpulses betrachte man ein Ion der Ladung  $e$ , das zur Zeit  $t = 0$  nahe der Drahtoberfläche entsteht. Während des Driftprozesses zur Kathode induziert es einen Strom, der mittels Ramo's Theorem [BIRo 93] in Abhängigkeit von der Radialposition  $r$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v}(r)$  des Ions gegeben ist durch

$$I(r) = -e \frac{\vec{v}(r) \cdot \vec{E}(r)}{U} . \quad (2.4)$$

Unter Verwendung des Feldes (2.1) und der Beziehungen

$$t(r) = \int_a^r \frac{dr'}{v(r')} \quad (2.5)$$

und

$$\vec{v}(r) = \mu \cdot \vec{E}(r) , \quad (2.6)$$

wobei die Ionenmobilität  $\mu$  vereinfachend als feldunabhängig betrachtet wird, folgt damit der Strompuls (vgl. Abb. 2.2(a))

$$I(t) = \begin{cases} \frac{e}{2 \ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{t+t_0} & \text{für } 0 \leq t \leq t_{max} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.7)$$

mit der Zeitkonstanten

$$t_0 = \frac{a^2}{2 \mu U} \ln \frac{b}{a} . \quad (2.8)$$

Die Ankunftszeit  $t_{max}$  des Ions an der Rohrkathode (einige  $ms$ ) ist

$$t_{max} = \int_a^b \frac{dr'}{\mu E(r')} = \frac{b^2 - a^2}{2 \mu U} \ln \frac{b}{a} . \quad (2.9)$$

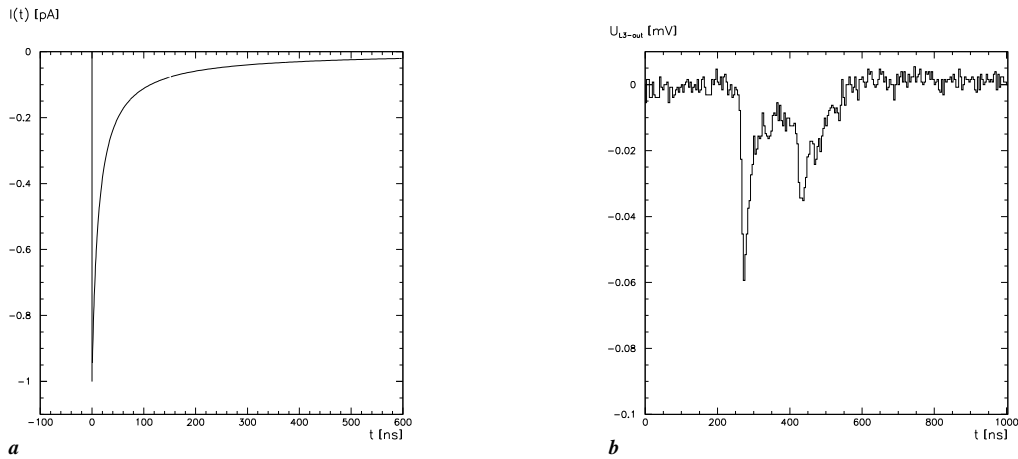


Abbildung 2.2: Signal eines einzelnen driftenden Ions (a) und eines Myons (b)

Die benutzte Näherung einer feldunabhängigen Ionenmobilität  $\mu$  ist für schwache Felder wie außerhalb der Lawinenregion zulässig, während ansonsten die numerische Lösung von Gleichung 2.4 unter Einbeziehung der Feldabhängigkeit von  $\mu$  zu betrachten wäre, die der interessierte Leser in [DeA1 96] finden möge.

Ein echtes Myonensignal als der Superposition vieler einzelner Ionenpulse ist in Abb. 2.2(b) dargestellt, wobei die Zacken im Signal den Elektronenhaufen der Primärisionisation entsprechen und dem Puls elektronisches Rauschen überlagert ist.

Der in Abb. 2.1 angedeutete minimale Abstand zwischen dem Draht des Driftrohrs und der Teilchenspur ist also bei einem Driftrohr in Form einer Zeitinformation - der Driftzeit  $t_D$  - durch die Zeitdifferenz zwischen einem externen Triggersignal, das den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs festlegt, und dem Beginn des Ionenpulses aus dem Driftrohr gegeben. Dies bildet die Basis der Ortsbestimmung mittels Hochdruckdriftrohren, wobei nun jedoch der Einfluß der Orts-Driftzeit-Beziehung - im Folgenden  $r(t)$ -Relation genannt - ins Spiel kommt, deren korrekte Bestimmung mittels verschiedener Methoden wie Integration der Driftzeiten oder Autokalibration wesentlich für die Präzision der Ortsvorhersage ist.

## b. Arbeitspunkt der Rohre

Die wichtigsten Kriterien zur Bestimmung der geeignetsten Operationsparameter der Hochdruckdriftrohre sind durch die geforderte lange Lebensdauer, eine gute Ortsauflösung und die technisch möglichst simple Ausführung des Detektors gegeben.

Die Wahl des Arbeitspunktes wurde und wird in zahlreichen Studien [AtTP 94,

DPhG 95, Deil 96] untersucht und es soll daher hier - ohne Anspruch auf Vollständigkeit - nur ein Überblick über die Hintergründe und bisherigen Resultate dieses komplexen Bereichs gegeben werden.

Dabei soll mit einer kurzen Erläuterung der genannten Kriterien begonnen werden, um den Hintergrund für die Wahl des Arbeitspunkts zu beleuchten.

- Lange Lebensdauer

Der geplante Betrieb des Myonspektrometers über eine Periode von mehr als 10 Jahren hinweg bedingt gewisse Anforderungen an die Lebensdauer bzw. Dauer einer zur physikalischen Exploitierbarkeit ausreichenden Funktionsfähigkeit der Driftrohre. Gemäß Erfahrungen mit anderen Driftkammern und ATLAS-internen Studien [DPhG 95, Boyk 95, Kady 91] wird die Lebensdauer eines Driftrohrs primär durch die integrierte Ladung, der während der Gesamtbetriebsdauer akkumulierten Ladung, pro Einheitslänge limitiert. In diese Betrachtung muß auch der bei ATLAS erhebliche Strahlungshintergrund mit der dadurch implizierten gesammelten Ladung einbezogen werden, was schließlich einen Wert von  $Q_{Limit} \approx 1C/cm$  als Richtwert der maximal erlaubten integrierten Ladung pro Länge liefert. Dies ist die Basis der in dieser Richtung unternommenen und noch sich im Gange befindlichen Anstrengungen zur Minimierung der als Alterung bezeichneten Verschlechterung der Driftrohrfunktionstüchtigkeit.

- Gute Ortsauflösung

Die für das Physikprogramm geforderte Impulsauflösung von  $\delta p_T/p_T < 0.1$  über einen Energiebereich von 20 GeV bis 1000 GeV bedingt andererseits eine Ortsauflösung des Detektors von  $\sigma \leq 100\mu m$ . „Andererseits“ aus dem Grunde, daß die obige integrierte Ladung durch eine Erniedrigung der (in Kürze erläuterten) Gasverstärkung verringert, jedoch die Auflösung durch deren Erhöhung verbessert werden könnte (ebenfalls z. B. [DPhG 95, AtTP 94]).

- Einfache technische Ausführung

Durch die Dimensionen des Experiments ATLAS wird zudem gleichzeitig aus Kosten- und Komplexitätsgründen eine möglichst einfache technische Realisierung des Detektors verlangt.

Um den somit abgesteckten Zielbereich unter den wie erwähnt zum Teil konträren Kriterien bestmöglich anzuvisieren, wurden erhebliche Bemühungen unternommen, die Operationsparameter im Komromiß obiger Bedingungen zu optimieren. Diese seien nun im Folgenden, zunächst die direkt das Rohr betreffenden Charakteristika, kurz angesprochen.

- Betrieb im Proportionalmodus

Die Driftrohre des Myonspektrometers werden im Proportionalmodus betrie-

ben werden, bekanntermaßen charakterisiert durch die hierbei gegebene Proportionalität zwischen der bei der Primärionisation entstandenen Ladung  $Q_{\text{primär}}$  und der am Anodendraht anlangenden Ladung  $Q_{\text{Lawine}}$  der Elektronenlawine. Dies definiert gleichzeitig oben erwähnten Gasverstärkungsfaktor

$$G = \frac{Q_{\text{Lawine}}}{Q_{\text{primär}}} . \quad (2.10)$$

Die maximale integrierte Ladung und die erwarteten Strahlungsraten in ATLAS erlauben, einen maximal zulässigen Wert für die Gasverstärkung abzuschätzen [DPhG 95], indem diese Gesamtladung  $Q_{\text{int}}$ , die während der Betriebsdauer  $t$  auf einer Einheitslänge Draht deponiert wird, gegeben ist durch

$$Q_{\text{int}} = F \cdot d \cdot I \cdot \langle x \rangle \cdot t \cdot G \cdot f_s = \frac{\pi}{4} \cdot F \cdot d^2 \cdot I \cdot t \cdot G \cdot f_s \quad (2.11)$$

mit  $F$  der Strahlungsfluß (im Bereich  $\eta < 2.4$ , wo Driftrohre eingesetzt werden, ist  $F \leq 100 \text{ Hz/cm}^2$ );  
 $d$  = 3 cm der Rohrdurchmesser;  
 $I$  die Primärionisation pro Einheitsbahnlänge. Sie ist proportional zum Druck und für minimal ionisierende Teilchen in Ar bei 3 bar gilt  $I \approx 300 \text{ e/cm}$ ;  
 $\langle x \rangle$  die mittlere Bahnlänge eines senkrecht zum Draht fliegenden Teilchens im Driftrohr mit  $\langle x \rangle = \frac{d}{4} \pi \approx 2.4 \text{ cm}$   
 $t$  = 10 a  $\approx 3 \cdot 10^8 \text{ s}$  die ATLAS-Betriebsdauer  
 $f_s$  = 5 ein Sicherheitsfaktor wegen des Strahlungshintergrunds hauptsächlich aus Neutronen und Photonen, die etwa doppelt soviel Primärionisation produzieren wie minimal ionisierende Teilchen; gasspezifische Effekte unberücksichtigt.

Der Grenzwert für die maximale integrierte Ladung pro Einheitslänge auf Grund des Alterungseffekts führt somit auf eine maximale Gasverstärkung

$$G_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^4 , \quad (2.12)$$

welche nicht unterschritten werden soll, da bei gegebenem Druck die Ortsauflösung mit zunehmender Gasverstärkung verbessert wird [DPhG 95].



Noch zwei weitere Effekte sollten in diesem Kontext erwähnt werden, nämlich Nachpulse und die sog. „Strömerpulse“ („Streamer“). Erstere treten auf, sobald die durch Ionisation in der Lawinenregion in angeregte Zustände gehobenen Gasatome durch Lichtemission in den Grundzustand übergehen und ein nicht durch Quenchemoleküle absorbiertes Photon die Rohrkathode erreicht, um dort ein neues Signal - den Nachpuls - auslösen zu können. Störend ist dies insbesondere wegen der dadurch erhöhten Okkupanz des Rohrs, weniger auf Grund der zusätzlich erzeugten Ladung. Letzteres ist der Fall bei den „Strömerpulsen“, welche durch Rückwärtsfortpflanzung der Lawinenregion durch kurzreichweitige Photonen im Hochfeldbereich erzeugt werden und eine um bis zu zwei Größenordnungen höhere Ladung als ein Elektronenpuls im Proportionalmodus erzeugen. Wegen des Alterungseffekts ist der Anteil dieser Pulse während der Operation der Driftrohre unter 1% zu halten.

- Anodenspannung

Die Anodenspannung wird in Abhängigkeit von Gasmischung und Rohrgeometrie der gewünschten Gasverstärkung angepaßt, wofür mit Abb. 2.3 die

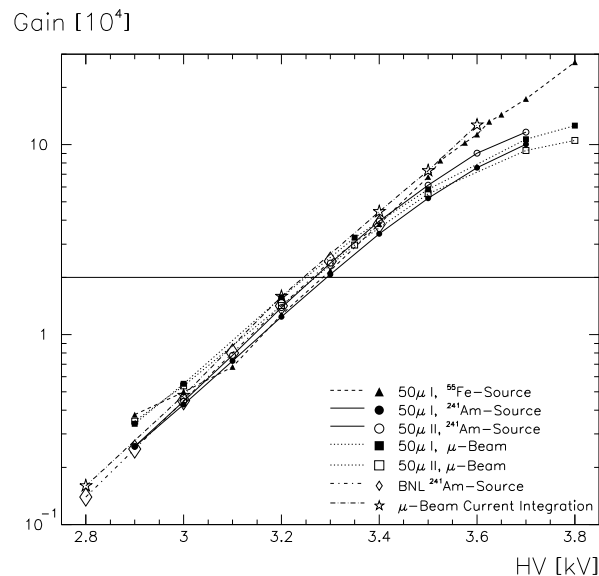


Abbildung 2.3: Kalibrationskurve für die Anodenhochspannung bei einem 50µm-Draht und der Gasmischung Ar/N<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> = 91/4/5

entsprechende Kalibrationskurve wiedergegeben sei, welche für das momentan in der ATLAS-Gruppe favorisierte Gas gültig ist.

- Drahtdurchmesser

Auch der Einfluß des Drahtdurchmessers insbesondere auf die Ortsauflösung war das Objekt detaillierter Untersuchungen [Dubb 96], insofern wegen der geringeren seitlichen Ausdehnung der Elektronenlawinen bei dünneren Drähten eine bessere Auflösung vorliegt (Abb. 2.4), jedoch die mechanische Stabilität abnimmt. Der Kompromißwert ist zur Zeit  $50 \mu\text{m}$ .

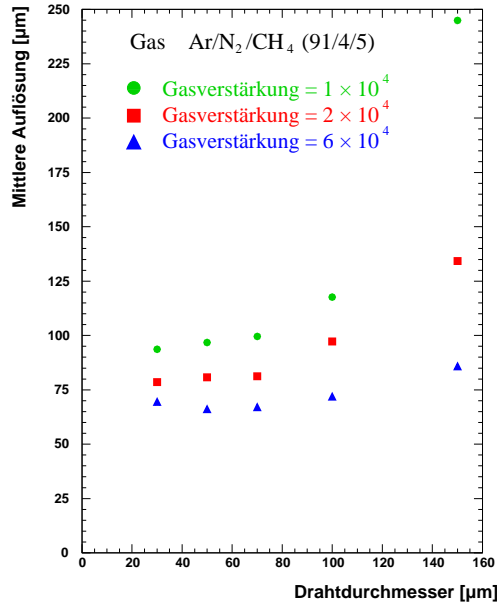


Abbildung 2.4: Einfluß des Drahtdurchmessers auf die Ortsauflösung eines Hochdruckdriftrohrs (für die Gasmischung  $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4 = 91/4/5$ )

- Rohrdurchmesser

Dieser Parameter wurde auf  $d = 3\text{cm}$  festgelegt, ebenfalls im Widerstreit der Kriterien für Lebensdauer, insofern die integrierte Ladung pro Länge mit  $d^2$  skaliert (Gleichung 2.11) und damit kleinere Radien verlangt, und für Ortsauflösung, welche für drahtferne Myonenspuren besser ist [DPhG 95], da sie dort durch diffuse Aufweitung der Elektronenhaufen dominiert wird, im Gegensatz zu der von der statistischen Verteilung dieser Haufen bestimmten, wesentlich schlechteren Auflösung in Drahtnähe.

- Gasdruck

Auch der Druck des Detektorgases wurde durch ähnliche Überlegungen auf  $p = 3 \text{ bar}$  fixiert, was den Namen „Hochdruckdriftrohr“ rechtfertigt. Eine Erhöhung des Drucks verbessert durch Minimierung der diffusen Ausweitung ( $\sim \frac{1}{\sqrt{p}}$ ) die Ortsauflösung, erhöht aber simultan wie in [Boyk 95] gezeigt den Anteil der wegen der Alterungseffekte schädlichen „Strömerpulse“.

Schließlich sei noch auf die im Grunde eine ausführlichere Besprechung verdienende Auswahl der Gasmischung als einem weiteren wesentlichen Operationsparameter eingegangen. Auch dies wurde, zumal von meinen Vorgängern in der Münchener Gruppe, ausgiebigst untersucht [Deil 96]. Wiederum mußte ein Kompromiß unter mannigfaltigen, teilweise kontradiktären Anforderungen geschlossen werden.

- Linearität der  $r(t)$ -Relation  
Um den Einfluß von Distortionen des elektrischen Feldes (wie durch Raumladungseffekte oder Rohrverformungen) oder von Spannungsschwankungen zu minimieren, sollte die  $r(t)$ -Relation möglichst linear, also die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  feldunabhängig, sein.
- Lorentzwinkel  
Der schon erwähnte Lorentzwinkel  $\alpha_L$ , um den die Elektronen auf Grund des Magnetfelds von der radialen Bahn abgelenkt werden, bewirkt eine Nichtlinearität des Gases und sollte daher klein gehalten werden, was durch Reduktion der Elektronenmobilität  $\mu_e$  erreicht werden kann.
- Anteil der „Strömerpulse“  
Wie geschildert muß dieser Anteil geringer als 1% sein, um die Alterungsprozesse nicht zu beschleunigen.
- Okkupanz  
Das Gas sollte außerdem eine hohe Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$ , d. h. eine kleine maximale Driftzeit  $t_{max}$ , aufweisen, um die Totzeit zwischen einem Teilchendurchgang und der Bereitschaft des Rohrs für ein neues Ereignis zu minimieren.
- Diffusion  
Wegen der verlangten Ortsauflösung darf die Diffusion der driftenden Elektronenwolke im gewählten Gas nur gering sein.
- Stabilität  
Bei Schwankungen der äußeren Parameter wie Temperatur, Druck, Feld, etc. sollte das Gas relativ stabil bleiben, insbesondere in Bezug auf  $v_{Drift}$ .
- Unbrennbarkeit  
Die aus Sicherheitsgründen erforderliche Unbrennbarkeit des Gases beschränkt den Anteil von organischen Quenchern.
- Kosten  
Kostengründe schließen zudem Gase mit mehr als vier Komponenten aus.

Die bisherige Kompromißlösung ist die Gasmischung  $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4 = 91/4/5$  auf Grund des bei diesem Gas weitgehenden Überlapps der Eigenschaften mit den geforderten Kriterien, so daß es Verwendung für die meisten im Sommer 1996 durchgeführten Messungen fand; wegen eines nicht zu übersehenden Alterungsproblems ist die Diskussion jedoch noch im Gange.

### 2.1.2 Driftrohrkammern

Ziel und Zweck des Myonspektrometers ist jedoch wie erwähnt die Impulsbestimmung, die die Krümmung der Teilchenbahn im toroidalen Magnetfeld erlaubt. Man benutzt also die Rohre als elementare Bauteile für die Driftrohrkammern, deren Sinn die hierfür erforderliche Spurrekonstruktion ist; daß die Wahl hierbei auf Driftrohre fiel, liegt u. a. an deren hoher intrinsischer Ortsauflösung bei dennoch vergleichsweise geringen Kosten und technischer Einfachheit, wie es die Dimensionen des Spektrometers im Gegensatz zum inneren Detektor erfordern.

Eine Driftrohrkammer besteht dabei wie in Abb. 2.5 illustriert aus zwei soge-

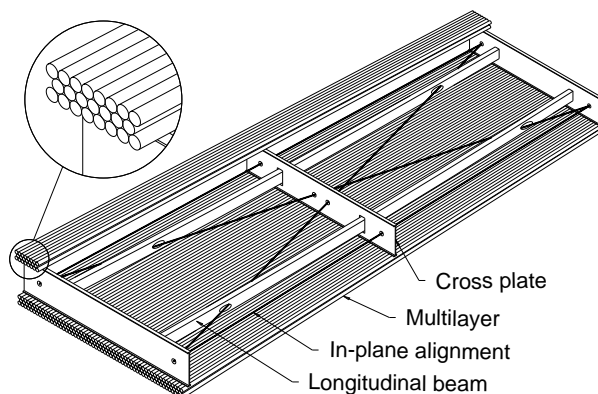


Abbildung 2.5: ATLAS-Driftrohrkammer mit mechanischer Halterung

nannten Multilagen (im Abstand von etwa  $20\text{cm}$  bis  $40\text{cm}$ ), in denen wiederum die Rohre in drei- bis vierlagigen dichtesten Packungen angeordnet sind. Dabei finden im gesamten Spektrometer etwa 300.000 Rohre mit Längen zwischen  $1.4\text{m}$  und  $5.7\text{m}$  Verwendung, sind in azimuthaler Richtung angeordnet und damit sensitiv für die radiale und longitudinale Koordinate der vom Magnetfeld in dieser Richtung abgelenkten Teilchen.

Drei dieser Kammer werden schließlich in radialer Richtung zu sog. Türmen übereinandergestapelt, was die Registrierung eines vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchens in bis zu sechs Multilagen und hiermit die präzise Spurrekonstruktion gestattet. Die Methode der Rekonstruktion basiert wie eingangs gesagt in der durch die  $r(t)$ -Relation in eine Ortsinformation konvertierten Driftzeit und sei an

späterer Stelle näher besprochen. Die Bedeutung sowohl der genauen Kenntnis der  $r(t)$ -Relation - mittels Kalibrationsmethoden wie der Autokalibration oder theoretischen Methoden - als auch des Rekonstruktionsverfahrens für die Impulsbestimmung wird jedoch an diesem Prinzip klar.

In diesem Zusammenhang sollte auch auf das für das ATLAS-Myonspektrometer geplante Ausrichtungssystem eingegangen werden, da die präzise Kenntnis der Detektorgeometrie eine weitere Voraussetzung für die gewünschte Ortsauflösung ist. Insofern eine Stabilisierung der Kammergeometrie (z. B. durch thermische Ausdehnung, magnetische Kräfte, etc.) auf dem notwendigen Niveau von  $30\mu m$  nicht möglich ist, besteht die Strategie in der Kontrolle und Messung der Detektorgeometrie und der Berücksichtigung derselben in den Analyseprogrammen. Die zur Positionsüberwachung vorgesehene Methode besteht in einem optischen Ausrichtungssystem, wobei sowohl die Geometrie innerhalb einer Kammer als auch die relative Position der Kammern innerhalb eines projektiven Turmes und schließlich deren relative Lage zu bestimmen ist (Abb 2.6). Für ersteres ist dabei das RASNIK-

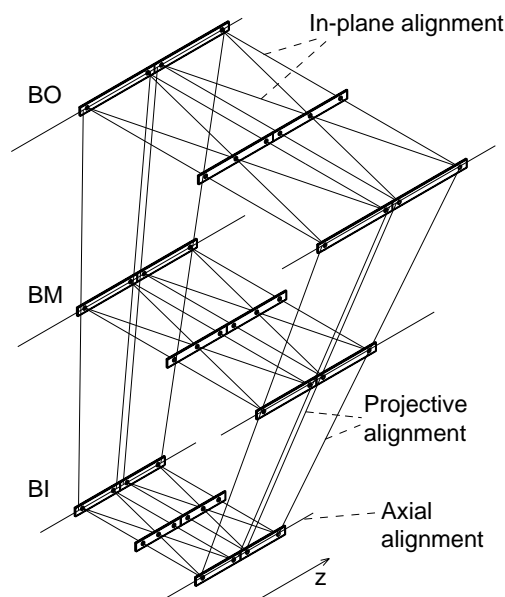
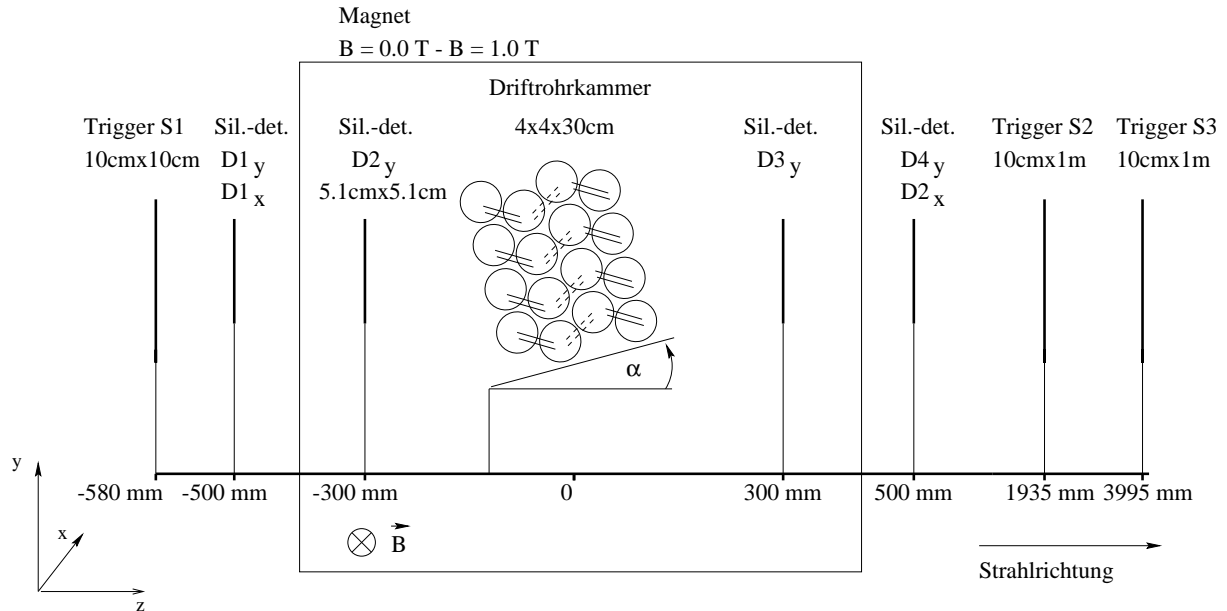


Abbildung 2.6: Optisches Ausrichtungsprinzip der Myonenkammern

System vorgesehen, während für letzteren Zweck Laserstrahlen in Verbindung mit semitransparenten Halbleitersensoren verwendet werden sollen. Der Leser sei bzgl. detaillierterer Informationen auf die Spezialliteratur ([Guyo 94, Gual 94, Groe 94]) verwiesen.

## 2.2 Gesamtaufbau im Testarreal M2

Zunächst sei mit Abb. 2.7 eine Übersicht der experimentellen Anordnung ge-



(Dimensionen nicht maßstabgetreu)

Abbildung 2.7: Übersichtsdarstellung des experimentellen Aufbaus im Teststrahlarreal

geben. Die diversen anderen im Testarreal vorhandenen Detektoren (siehe [Deil 96, Dubb 96, Vieh 96]) sind in obiger Darstellung nicht wiedergegeben, da für diese Arbeit keine Verwendung findend. Der Magnet ( $0.3 \text{ m} \times 1.0 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ ) erlaubte durch das anlegbare Feld von bis zu  $B = 1.0 \text{ T}$  Studien der Autokalibration auch im Magnetfeld.

Als Triggersystem dienten die drei Szintillatoren S1, S2 und S3, wobei ersterer durch seine Fläche von  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$  den Bereich der aktiven Drahtlänge der Driftrohrkammer abdeckte und in Verbindung mit den beiden anderen kosmische Myonen unterdrückt wurden.

In logische Koinzidenz geschaltet waren zudem die Siliziumstreifendetektoren, deren primäre Funktion jedoch auf Grund ihrer intrinsischen Auflösung von  $5 \mu \text{ m}$  die Spurvorhersage am Ort der Driftrohre zur Verifikation der von diesen gelieferten Information war.

Die Kammer schließlich war zu diesem Zwecke in der Mitte der vier Meßebenen des Referenzsystems auf einer drehbaren Halterung plaziert, die durch eine Drehung um eine Achse parallel zu den Drähten eine Simulation von relativ zur Kammer

unter verschiedenen Winkeln  $\alpha$  einfallenden Myonen zuließ. Dies sollte wie später im Detail erläutert die Untersuchung des zur Autokalibration notwendigen Winkelbereichs gestatten. Außerdem sei an dieser Stelle auf das in Abb. 2.7 eingezeichnete serielle Gassystem verwiesen, das jeweils vier Rohre in Reihe mit Gas versorgt, und auf das an späterer Stelle nochmals eingegangen werden wird.

Ehe nun zur detaillierten Besprechung dieser Komponenten des Aufbaus, die auch die hier nicht angesprochene Signalverarbeitung beinhalten wird, übergegangen werden wird, soll an dieser Stelle noch auf das in obigem Bild eingeführte globale Koordinatensystem hingewiesen werden, mit Nullpunkt des Systems in der Kammermitte,  $z$  als Strahlrichtung und auf Grund der als einzigen durch die Kammer mit Präzision meßbaren Koordinate der  $y$ -Richtung als der interessanten Größe.

## 2.3 Kammer aus Hochdruckdriftröhren

Da zu Anfang dieses Kapitels Driftröhre und Driftröhrkammern ausführlich besprochen wurden, kann dieser Abschnitt auf die Wiedergabe der Spezifikationen des für die Messungen verwendeten Prototyps beschränkt werden. Außerdem wird die Signalauslese beschrieben werden.

### a. Mechanischer Aufbau und Charakteristika

Der verwendete Kammerprototyp bestand aus sechzehn Rohren in vier Lagen, also einer einzelnen Multilage, mit einer Gesamtlänge von  $29.5\text{cm}$ , um auch Messungen im Magnetfeld zu erlauben, so daß die aktive Drahtlänge wegen des Magnetjochs nur ca.  $10\text{cm}$  betragen konnte. Zunächst seien in Tabelle 2.1 die detaillierten Spe-

mechanische Charakteristika

Gesamtlänge	aktive Drahtlänge	Wandstärke
$29.5\text{cm}$	$9.8\text{cm}$	$250\mu\text{m}$
Drahtdicke	Drahtmaterial	Rohrradius
$50\mu\text{m}$	W Rh	$3.0\text{cm}$
Operationsparameter		
Druck	Gasverstärkung	Anodenhochspannung
$3.0\text{bar}$	$2 \cdot 10^4$	$3270\text{V}$
Gaskomponenten	Mischungsverhältnis	
$\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4$	91/4/5	

Tabelle 2.1: Spezifikationen der Driftröhre

zifikationen der Einzelrohre gebracht, ausserdem zur Ergänzung von Abb. 2.7 eine

Seitenansicht der benutzten Driftrohre und eine (vereinfachte) Detaildarstellung des Endstopfens (Abb. 2.8). Die in der Tabelle aufgeführten Operationsparameter, ins-

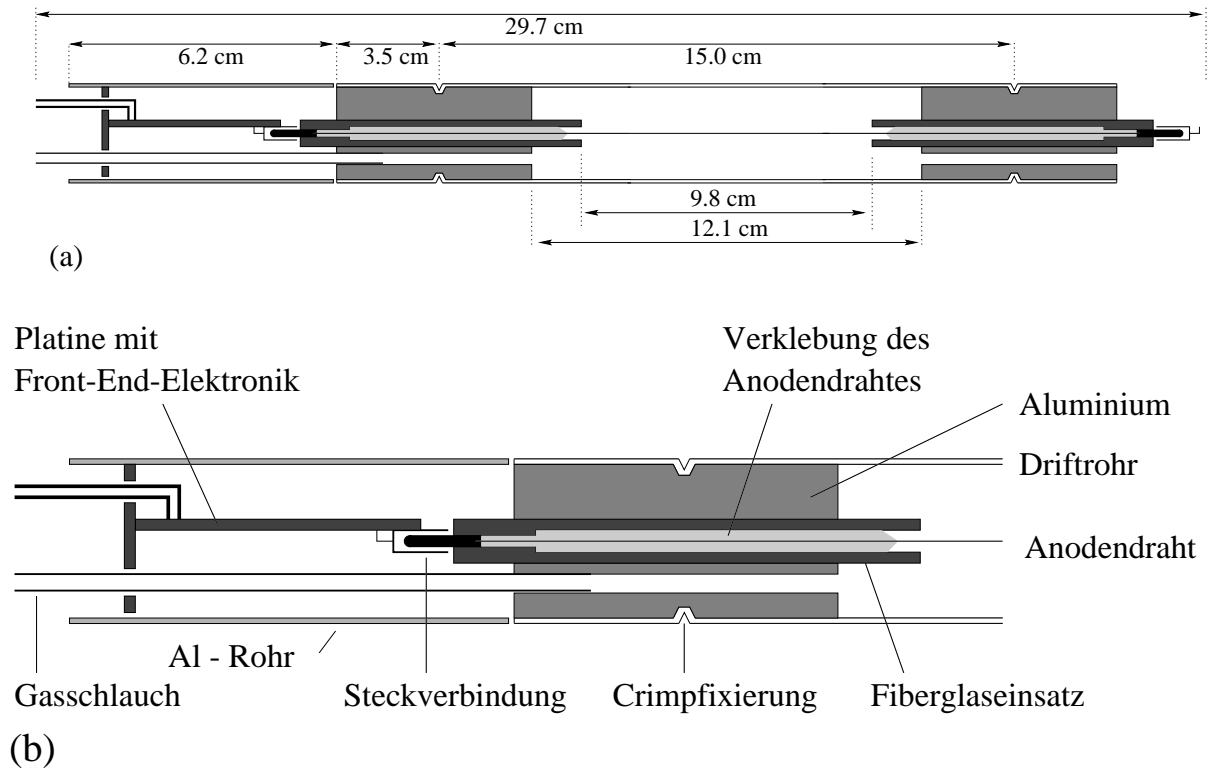


Abbildung 2.8: (a) Abmessungen eines Einzelrohrs (Seitenansicht) und (b) vereinfachte Darstellung des Endstopfens

besondere Gasmischung, Gasverstärkung und Drahtdurchmesser, entsprachen dabei wie erwähnt den in der ATLAS-Kollaboration zu diesem Zeitpunkt als Standard angesehenen Werten.

Es soll nochmals darauf hingewiesen werden, daß dieser kleine Prototyp im Magneten auf einem drehbaren Tisch ruhte, um Myonenspuren verschiedener Einfallswinkel relativ zur Kammer zu simulieren (Abb. 2.7).



## b. Signalverarbeitung

Anhand von Abb. 2.9 wird nun im Folgenden kurz der elektronische Aufbau zur

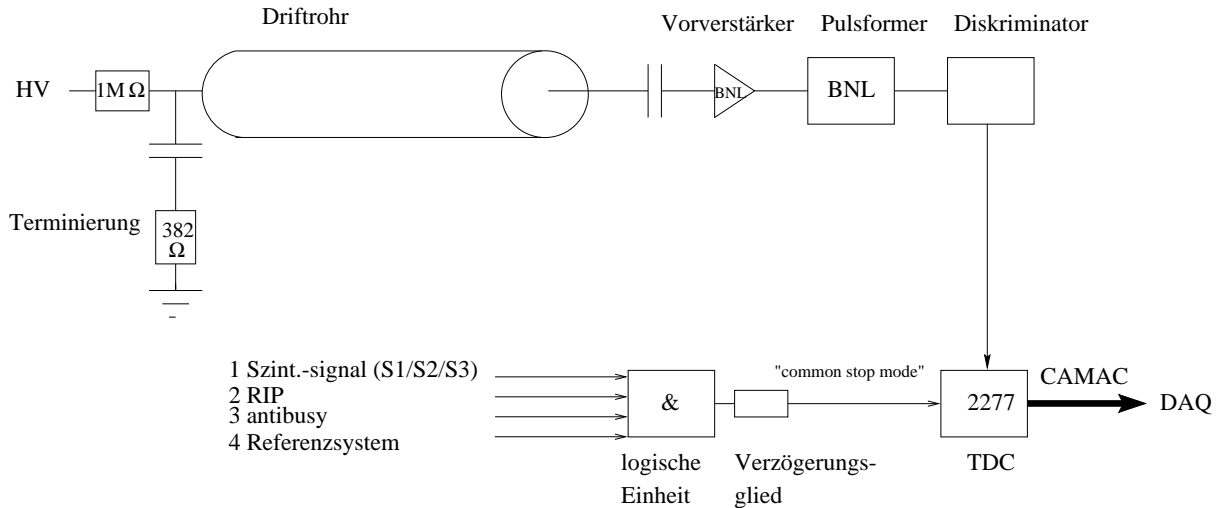


Abbildung 2.9: Schaltbild der Signalverarbeitungselektronik für die Driftrohrkammer

Auslese der Driftrohrkammer dargelegt.

Das Ziel war wie erwähnt die Messung der Driftzeiten, um aus dieser Zeitinformation den Ort des Teilchendurchgangs im Einzelrohr und sukzessiv über die Information aus mehreren Lagen die Spur in der Kammer zu rekonstruieren.

Zur Bestimmung der Elektronendriftzeit wurde das Driftrohrsignal mittels des zwar nicht endgültigen, doch in seinen Eigenschaften der ATLAS-Elektronik ähnlichen BNL-Vorverstärkers und Pulsformers (mit einer Pulsformzeit von  $t_F = 15\text{ns}$ / BNL = **B**rookh**av**en **N**ational **L**aboratories ; Näheres siehe [Rade 88]) zunächst in den LeCroy-Diskriminator (Modell 620 BL) eingespeist, welcher eine logische Eins produziert, solange das Ausgangssignal  $A$  des Pulsformers (zur Unterdrückung des elektronischen Rauschens) die Bedingung  $A \geq U_{Disk.}$  erfüllt, wobei  $U_{Disk.}$  eine am Diskriminator einstellbare Schwellenspannung ist. Diese entspricht der Anzahl von Elektronen, die am Draht des Rohrs anlangen müssen, um ein Signal zu produzieren, und sollte daher zur authentischen Wiedergabe der Zeit, zu der die ersten Elektronen den Draht erreichen, möglichst niedrig sein, hat jedoch durch das elektronische Rauschen ein unteres Limit. In vorliegendem Fall betrug die Schwellenspannung des Diskriminators mit  $U_{Disk.} = 30\text{mV}$  das fünffache des quadratischen Mittels des elektronischen Rauschens, was dem 20. am Draht anlangenden Elektron entsprach, wie durch eine Aufnahme eines  $Fe^{55}$ -Signalspektrums verifiziert wurde (Abb. 2.10). (Hierzu wurde unter Benutzung einer  $Fe^{55}$ -Quelle - mit deren bekannter Photon-

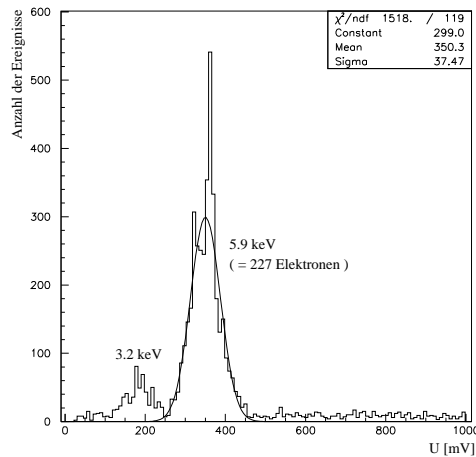


Abbildung 2.10: Spektrum von  $Fe^{55}$  zur Bestimmung der Relation zwischen Schwellenspannung des Diskriminators und korrespondierendem Triggerelektron

linie der Energie  $5.9\text{keV}$  - die Anzahl der Ereignisse einer bestimmten Signalhöhe nach dem Pulsformer mittels eines ADC (**A**nalog to **D**igital **C**onverter) in obigem Histogramm akkumuliert; da dieser Energie 227 Elektronen entsprechen, gestattet die Bestimmung der zugeordneten Spannung (unter der üblichen Annahme der Linearität) die Berechnung der Elektronenanzahl - also des sog. Triggerelektrons - bei der erwünschten Diskriminatorspannung.)

Um nach diesem kurzen Exkurs die Verfolgung des Signalweges wiederaufzunehmen, ist als nächste Stufe der LeCroy 2277 TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter) mit einer Zeitunterteilung von  $1\text{ns}$  zu nennen, in welchem sowohl positive - als auch negative Flanken des Diskriminators Ausgangssignals eine Zeitmessung starten. Das gemeinsame Stoppsignal („common stop mode“) wird von einer logischen Einheit geliefert, welche die für ein gültiges Ereignis notwendigen Koinzidenzen abfragt; letztere sind namentlich zwei logische Signale der Ausleserechner (DAQ = „**D**ata **A**c**Q**uisition“), nämlich zum einen die Mitteilung über das Laufen eines Datennahmeprogrammes (RIP = „**R**un **I**n **P**rogress“) und zum anderen dessen Bereitschaft für ein neues Ereignis („**b**usy“), das Bereitschaftssignal des Referenzsystems und schließlich das logische Signal des externen Triggers, das die Zeit des Teilchendurchgangs anzeigt. Die im TDC vorliegende Information ist somit die Zeitdifferenz  $\tau = t_{stop} - t_{start}$ , welche in digitaler Form über CAMAC-Datenleitungen dem DAQ-System (siehe [Hess 95]) übermittelt wird, das schließlich die Speicherung der Daten auf Magnetband steuert.

Hier ist außerdem die geeignete Stelle zur Erläuterung des Zusammenhangs zwischen dieser gemessenen Zeitdifferenz  $\tau$  und der für die Ortsbestimmung schließlich benötigten Driftzeit  $t_D$ .

Es sei dies an einem einzelnen Teilchendurchgang, also an einem im Rohr mehrere Elektronenhaufen produzierenden Myonenpuls, welcher somit wie in Abb. 2.2 dokumentiert mehrere Signalspitzen liefert, dargestellt. Wie in Abb. 2.11 schematisch

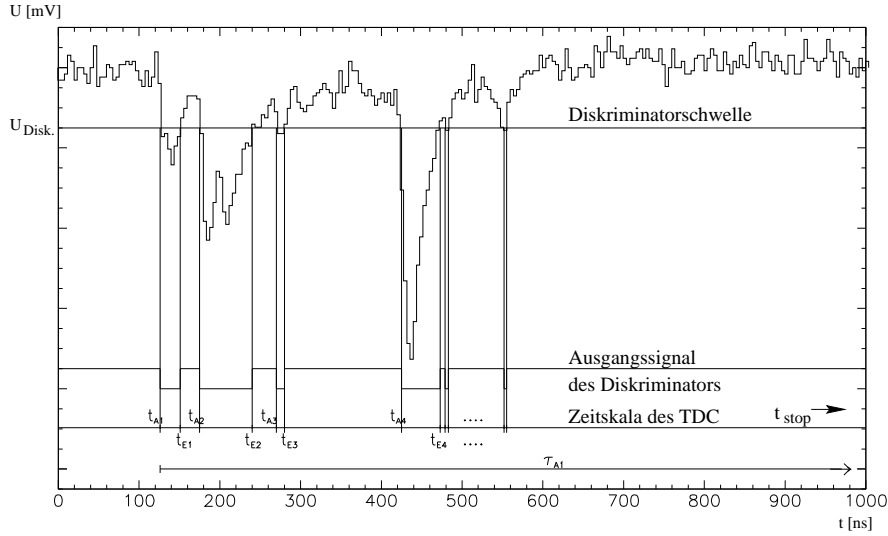


Abbildung 2.11: Diskrimination des Myonenpulses und zugeordnete Zeitinformation im TDC

angedeutet, startet der TDC an Anfangs- und Endflanke der  $j$ -ten Signalspitze - zu den Zeiten  $t_{A_j}$  und  $t_{E_j}$  - jeweils eine Zeitmessung, die durch das externe, um eine (wegen des gewählten „common stop mode“) konstante Zeit verzögerte Triggersignal  $t_{stop}$  angehalten wird. Im TDC liegen also die Zeitinformationen (Nomenklatur siehe Abb. 2.11)

$$\tau_{A_j} = t_{stop} - t_{A_j} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{E_j} = t_{stop} - t_{E_j} . \quad (2.13)$$

vor, wobei Ereignisse ohne Stoppsignal - wie sie z. B. nicht die Triggerszintillatoren passierende kosmische Myonen verursachen würden - durch eine variable Maximalzeit, nach der die Messung abgebrochen wird, verworfen werden.

Als nächsten Schritt definiert man den Teilchendurchgang als den korrekten Zeitnullpunkt, um relativ zu diesem die wahren Anfangszeiten  $T_{A_j}$  der Signalspitzen durch die Ankunftszeit  $t_{A_j}$  der Driftrohrsignale im TDC auszudrücken. In diesen Zeiten  $T_{A_j}$  hat man also die Driftzeit des  $j$ -ten Elektronenhaufens zu sehen, wobei natürlich zur authentischen Wiedergabe des Myondurchgangs nur die Zeit des ersten am Draht anlangenden und auch die Diskriminatorschwelle überwindenden Elektronenhaufens von Interesse ist, während die folgenden Anfangszeiten  $T_{A_j}$  (mit  $j \geq 2$ ) ebenso wie die Endzeiten  $T_{E_j}$  hier irrelevant sind.

Da die TDC-Ankunftszeiten  $t_{A_j}$  die - sinnvollerweise als vom Drahtmittelpunkt ausgehend definierte - Signallaufzeit  $\Delta t_1$  und die von der Koordinate  $x$  des Teilchendurchgangs entlang des Drahts abhängige Zeitverschiebung  $\Delta t_{Geschw.} = \frac{x}{f_{Geschw.} \cdot c}$  (mit der im Sommer 1994 gemessenen Signalgeschwindigkeit  $v_{Geschw.} = f_{Geschw.} \cdot c = 0.92 \cdot c$ ) beinhalten, ebenso wie in  $t_{stop}$  die Laufzeit  $\Delta t_2$  des Triggersignals enthalten ist, gilt somit

$$t_{A_j} = T_{A_j} + \Delta t_1 + \frac{x}{f_{Geschw.} \cdot c} \quad (2.14)$$

$$t_{stop} = 0 + \Delta t_2 = \Delta t_2 . \quad (2.15)$$

Als im TDC vorliegende Zeitinformation hat man somit

$$\tau_{A_j} = \Delta t_2 - \Delta t_1 - \frac{x}{f_{Geschw.} \cdot c} - T_{A_j} , \quad (2.16)$$

also für die im Grunde interessierenden wahren Anfangszeiten

$$T_{A_j} = -\tau_{A_j} + \Delta t_2 - \Delta t_1 - \frac{x}{f_{Geschw.} \cdot c} =: \tau_{A_j} \cdot (-1) - t_0 - \frac{x}{f_{Geschw.} \cdot c} . \quad (2.17)$$

Für die somit abgeleitete Driftzeit als die erste Anfangszeit  $T_{A_1}$  sei noch die im Folgenden verwendete Nomenklatur

$$t_D = t_S \cdot f_{signum} - t_0 - \frac{x}{f_{Geschw.} \cdot c} \quad (2.18)$$

eingeführt.

## 2.4 Referenzsystem aus Siliziumdetektoren

Das von der Münchener Gruppe schon frühzeitig geplante und im Frühsommer letzten Jahres schließlich fertiggestellte sog. Siliziumteleskop wurde als Referenzsystem für eine Anzahl verschiedener Projekte im Zusammenhang mit dem Test von Einzelrohren und Kammerprototypen konzipiert, zu denen als eines der ersten zur Realisierung gekommenen Vorhaben auch vorliegende Studie zählt.

Zwecks der physikalischen Grundlagen von Siliziumdetektoren sei auf die zahlreiche Literatur (z. B. [Leo 94, Stra 94]) verwiesen; Details im Aufbau und der

Handhabung findet der Leser in [Dubb 96]. Hier soll nur eine einführende Darstellung dieses der Verifikation der Kammerinformationen dienenden Instruments gegeben werden.

Wichtig ist, an dieser Stelle zu betonen, daß mit diesem Referenzsystem eine völlig autarke Rekonstruktion der Teilchenspuren mit einer Präzision in der Vorhersage des Teilchendurchgangs am Ort der Driftrohre von ca.  $5\mu m$  möglich war. Dieser Beitrag kann bei dem in der Analyse benutzten Vergleich zwischen rekonstruierter Spur gemäß Kammer und - laut Referenzsystem auf Grund der Ortsauflösung der Rohre von ca.  $85\mu m$  vernachlässigt werden.

Wiederum soll die Darstellung zunächst die mechanischen - und danach die elektronischen Charakteristika berühren.

### a. Mechanischer Aufbau und Charakteristika

Das Referenzsystem bestand aus sechs Siliziumstreifendetektoren mit einer intrinsischen Ortsauflösung von  $\leq 10\mu m$ , von denen vier für die Messung der Präzisionskoordinate der Driftrohrkammer und zwei für diejenige der weniger wichtigen Koordinate entlang der Drähte benutzt wurden. In Abb. 2.12 ist der Aufbau des Tele-

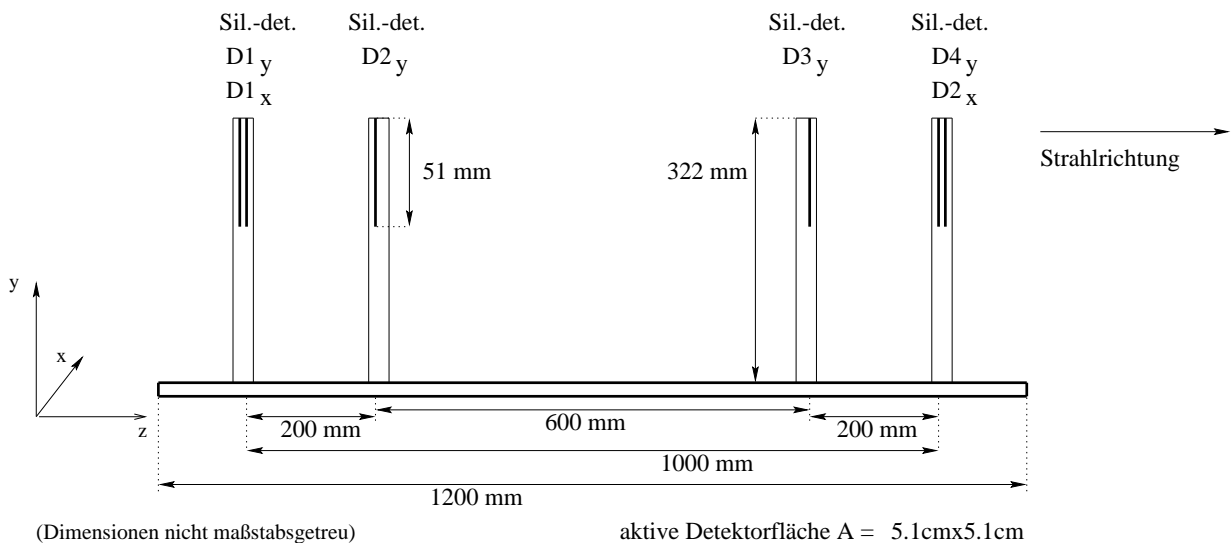


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau des Siliziumteleskops

skops wiedergegeben und sowohl die Position der in der wichtigen, zum Draht senkrechten y-Koordinate messenden - als auch die Lage der die x-Koordinate entlang des Drahts (siehe auch Abb. 2.7) bestimmenden Siliziumdetektoren eingezeichnet. Die einzelnen Detektoren befanden sich dabei verteilt auf vier mechanisch hochpräzise gefertigten (ca.  $10\mu m$ ) Halterungen (Abb. 2.13), welche bis zu zwei Detektoren auf-

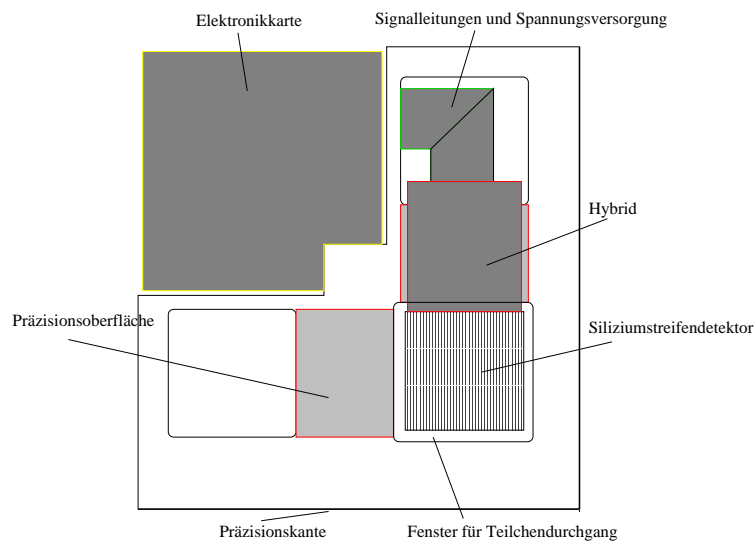


Abbildung 2.13: Frontansicht einer Halterung für die Siliziumstreifendetektoren

nehmen konnten und auf einer ebenfalls hochpräzisen Grundplatte aus Aluminium ruhten. Außerdem seien in Tabelle 2.2 noch die wesentlichen Charakteristika der baugleichen, eine Fläche von  $5.1\text{cm} \times 5.1\text{cm}$  überdeckenden Siliziumstreifendetektoren angegeben.

mechanische Charakteristika

Anzahl der Streifen	Länge	Breite	Dicke	Streifenabstand
992	$51\text{mm}$	$51\text{mm}$	$300\mu\text{m}$	$50\mu\text{m}$

elektronische Eigenschaften

Detektorspannung	Spannung des Schutzrings	Pulsformzeit
$56.0\text{V}$	$55.0\text{V}$	$2.25\mu\text{s}$

Tabelle 2.2: Spezifikationen der Siliziumstreifendetektoren

## b. Signalverarbeitung

Ebenfalls an Hand von Abb. 2.13 läßt sich die Ausleseprozedur der Detektoren erläutern, insofern dort mit der Elektronikkarte und dem sogenannten Hybrid zwei hierfür wesentliche Bauteile abgebildet sind.

Letzteres trägt sowohl den Detektor an sich als auch die Vorverstärker in Form von acht VA-Karten mit jeweils 128 ladungsempfindlichen Vorverstärkerkanälen und die wegen der sequentiellen Auslese der einzelnen Streifen notwendige Multiplexinglogik. Erstere dient zum einen als Kontrollglied der verschiedenen, von den

VA-Karten oder vom Detektor benötigten und an der Elektronikkarte einstellbaren Betriebsparameter (wie Pulsformzeit, Schutzringsspannung, etc.) und stellt zum anderen das Bindeglied zwischen der externen Ausseelektronik und dem Hybrid dar, indem es die Steuersignale für die sequentielle Auslese in diesen hinein- und die an den Streifen ausgelesenen Signale aus diesem herausleitet.

Damit ist man an der eigentlichen, rechnergesteuerten Auslese der Siliziumstreifendetektoren angelangt, wofür in Abb. 2.14 die Datenverarbeitung schematisch

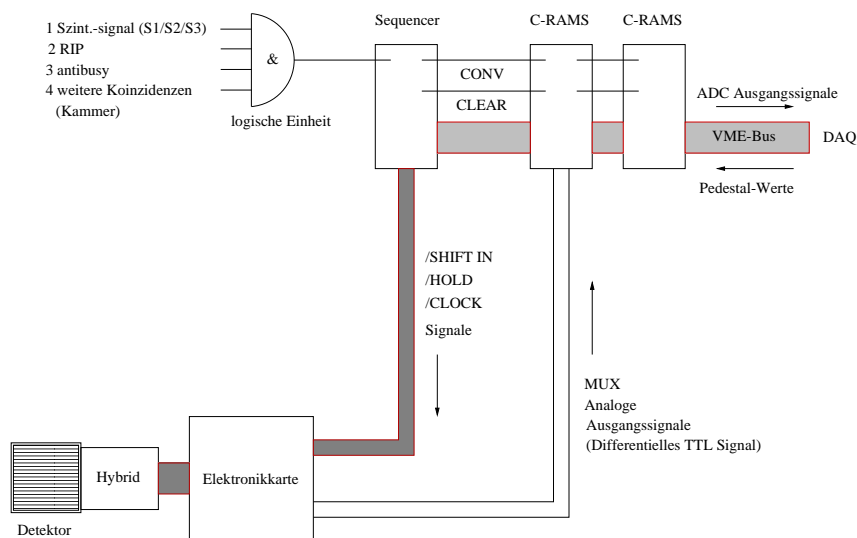


Abbildung 2.14: Schematischer Aufbau des Siliziumteleskops

gegeben ist.

Das von der VA-Karte gelieferte und der Elektronikkarte weitergeleitete analoge Ausgangssignal wird von einem sog. „Flash-ADC“ registriert, wobei die nötigen Steuersignale für die Flash-ADC's und die Multiplexerlogik auf den VA-Karten von einem sog. „Sequencer“ bereitgestellt werden, welcher wiederum über den VME-Bus programmierbar ist.

Bei der Datenverarbeitung werden somit drei VME-Module, nämlich (wegen der großen Anzahl der auszulesenden Streifen) zwei Flash-ADC-Module (CAEN Mod. V550 C-RAMS) mit jeweils zwei ADC-Kanälen und ein speziell für die weitverbreiteten VA-Karten entwickelter Sequencer (CAEN Mod. V551 B C-RAMS Sequencer), verwendet

Zur detaillierten Beschreibung der Auslesesequenz sind in Abb. 2.15 die vom Sequencer gelieferten Steuersignale skizzenhaft wiedergegeben.

Die Auslese wird durch ein Signal der logischen Einheit, welche wie im Falle der Kammerauslese die notwendigen Koinzidenzen des Ausleserechners, der auch hier den Teilchendurchgang anzeigenden Szintillatoren und in diesem Falle der Kam-

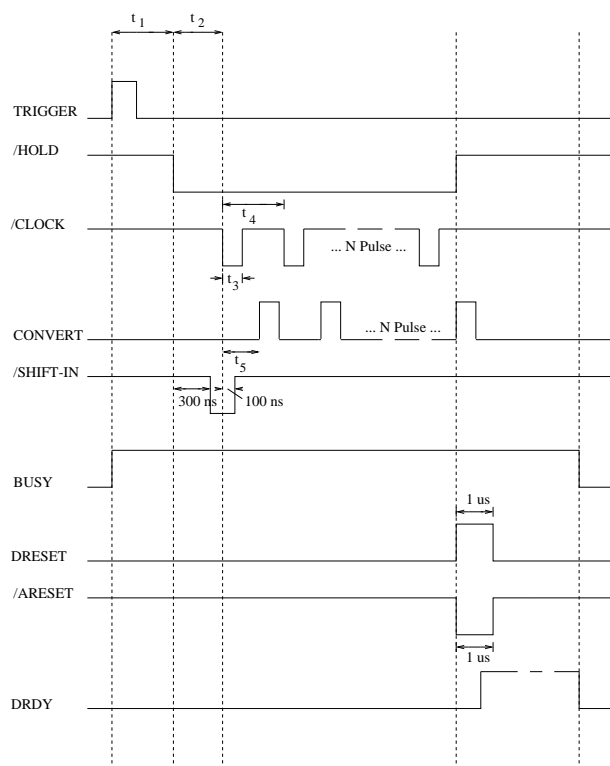


Abbildung 2.15: Auslesesequenz für die Siliziumdetektoren

mer zusammenfaßt, in Gang gesetzt, indem nach einer Zeit  $t_1$  das „HOLD“-Signal gesendet wird. Die Flanke dieses Signales veranlaßt nun eine auf den VA-Karten befindliche sog. „Sample-&Hold“-Schaltung, welche zur Vermeidung eines Informationsverlustes durch die sequentielle Auslese erforderlich ist, dazu, die momentanen Werte der Vorverstärkerausgänge abzutasten („sampling“) und diese Werte als Ausgangsspannungen beizubehalten („hold“) solange das Hold-Signal vorliegt. (Letzteres ist während der gesamten Auslesezeit eines Ereignisses der Fall.) Da dieser Vorgang gleichzeitig auf allen Kanälen und in jedem Detektor stattfindet, bedingt wie erwähnt die sequentielle Auslese keinen Informationsverlust auf Grund einer sonst vorhandenen Zeitverschiebung.

Das „SHIFT-IN“-Signal wird  $300\text{ ns}$  nach Beginn der „Sample-&Hold“-Phase abgeschickt und teilt der ersten der logisch zu einer Ausleseketten zusammengeschlossenen VA-Karten mit, daß die eigentliche Auslese beginnt. Außerdem sendet nach einer Zeit  $t_2$  nach Beginn des „HOLD“-Signales der Sequencer die „CLOCK“-Pulse, welche den Multiplexer der VA-Karte einen Kanal weiterschalten und deren Dauer und Periode durch  $t_3$  und  $t_4$  gegeben sind. Das „SHIFT-IN“-Signal muß während des ersten CLOCK-Pulses vorhanden sein und wird  $100\text{ ns}$  nach Beginn dieses Pulses automatisch abgeschaltet, wobei bei Erreichen des Endes einer VA-Karte diese



ein neues „SHIFT-IN“-Signal für die nächste Karte in der logischen Kette erzeugt.

Um die Zeit  $t_5$  zu den CLOCK-Pulsen verschoben werden die „CONVERT“-Pulse an die C-RAMS-Module gesendet, welche die Flash-ADC's dazu veranlassen, die momentan anliegende Eingangsspannung in einen digitalen Wert umzuwandeln, wobei natürlich Dauer und Periode der „CONVERT“-Pulse gleich denen der CLOCK-Pulse sind.

Nach Abschluß der Auslese versetzen die „DRESET“- und „ARESET“-Signale an die VA-Karte den Multiplexer und die „Sample-&Hold“-Schaltungen in den Ausgangszustand zurück. Außerdem wird während der gesamten Sequenz ein „BUSY“-Signal erzeugt, um die Auslese für eventuell währenddessen ankommende andere Ereignisse zu blockieren.

Liegt in einem der C-RAMS-Module mindestens ein gültiger Datenwert vor, so wird das „BUSY“-Signal bis zur Auslese der C-RAMS durch den DAQ-Rechner beibehalten, wobei zur Reduktion der anfallenden Datenmenge in den Modulen eine interne Pedestalsubtraktion, die das Überschreiten eines einstellbaren Schwellenwerts durch das vorliegende Signal gewährleistet, durchgeführt wird.

Der zentrale Rechner ist schließlich als letztes Glied in der Auslese wiederum für die Speicherung der Daten auf Magnetband zuständig.

# Kapitel 3

## Prämissen der Autokalibration

Die Kalibration des Myonspektrometers des ATLAS-Detektors durch das selbst-konsistente Verfahren der Autokalibration bedingt wichtige Anforderungen sowohl an die Präzision der Konstruktion des Detektors an sich als auch an das Kalibrationsverfahren, um das hochgesteckte Ziel einer Impulsauflösung von  $\delta p_T/p_T \leq 0.1$  zu erreichen.

Explizit sind in diesem Rahmen zu nennen

- die präzise Kenntnis der Detektorgeometrie,
- die Bestimmung der Zeitkonstanten  $t_0$ ,
- die Wahl von Autokalibrationsregionen und
- der Einfluss der Spurrekonstruktion,

wie im Folgenden im Detail dargestellt werden soll.

## 3.1 Kenntnis der Detektorgeometrie

### 3.1.1 Planungen für das ATLAS-Myonspektrometer

Um die in diversen Messungen [Dubb 96, GaPe 96] bestätigte Ortsauflösung der Hochdruckdriftrohre von  $80\mu m$  bei den angestrebten Operationsbedingungen voll ausschöpfen zu können in Hinsicht einer Impulsauflösung von  $\delta p_T/p_T \leq 0.1$ , ist es notwendig, die Detektorgeometrie innerhalb eines Fehlers von  $30\mu m$  zu kennen.

Dies soll am endgültigen ATLAS-Myonspektrometer zum einen durch eine hochpräzise Konstruktionstechnik der Myonenkammern [AtTP 94, S. 122–124] und zum anderen durch ein optisches Ausrichtungssystem (RASNIK) der Position der Kammern zueinander [AtTP 94, S. 129–132] sichergestellt werden, mit dessen Hilfe die Abweichungen von der Idealposition ohne Versuch einer physikalischen Korrektur der Kammerpositionen in den Analyseprogrammen berücksichtigt werden.

Für weitergehende Informationen hinsichtlich des geplanten Vorgehens bei mechanischer Qualitätskontrolle und Ausrichtungssystem am endgültigen Myonspektrometer von ATLAS sei auf entsprechende Spezialliteratur [AtTP 94, Guyo 94, Gual 94, Groe 94] verwiesen, während im Folgenden die Vorgehensweise für die hier vorliegende Analyse näher besprochen werden soll.

### 3.1.2 Bestimmung der Detektorgeometrie

Das Prinzip der Geometriebestimmung folgte dem Schema der ATLAS-Pläne in dem Sinne, daß auch hier die Geometrie des Detektors mittels eines externen Referenzsystems - das in diesem Falle aus den erwähnten Siliziumstreifendetektoren bestand - bestimmt wurde, um somit die Geometriegegebenheiten in den Analyseprogrammen verwerten zu können.

#### a. Ausrichtungsprozedur für einzelne Rohre

Der erste Schritt auf dem Wege der Bestimmung der Kammergeometrie war hierbei die Ausrichtung der einzelnen, im Bereich der Siliziumdetektorfläche befindlichen Rohre, wobei

- die y-Position (als die einzige Präzisionskoordinate bei den Rohren),
- die Neigung  $m_{xy}$  des Drahts in der x-y-Ebene und
- die z-Position (entlang der Strahlrichtung)

festgelegt wurden.

Die Methodik bzgl. der y-Position und Neigung des Drahts stützte sich dabei auf das einfache Prinzip der Symmetrie zwischen den beiden Hälften eines Driftrohrs,

so daß das Minimum des Graphs der Driftzeit  $t_D$  gemäß der Messung durch das Hochdruckdriftrohr gegen den minimalen Abstand  $r_{Ref}$  zwischen dem Draht und der laut Referenzsystem rekonstruierten Spur die Position des Drahts bestimmen sollte. Dieses Minimum wurde mittels der Anpassung eines symmetrischen Polynoms der Form

$$t_{Fit} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot |r_{Ref} - a_0|^i \quad (3.1)$$

mit einer Genauigkeit von  $\delta a_0 \leq 1 \mu m$  bestimmt ( $n = 6$ ), wobei zur Verbesserung der Polynomanpassung ein Schnitt gegenüber der Hintergrundstrahlung (vornehmlich bestehend aus  $\delta$ -Strahlung) angewandt wurde, wie in Abb. 3.1 veranschaulicht ist.

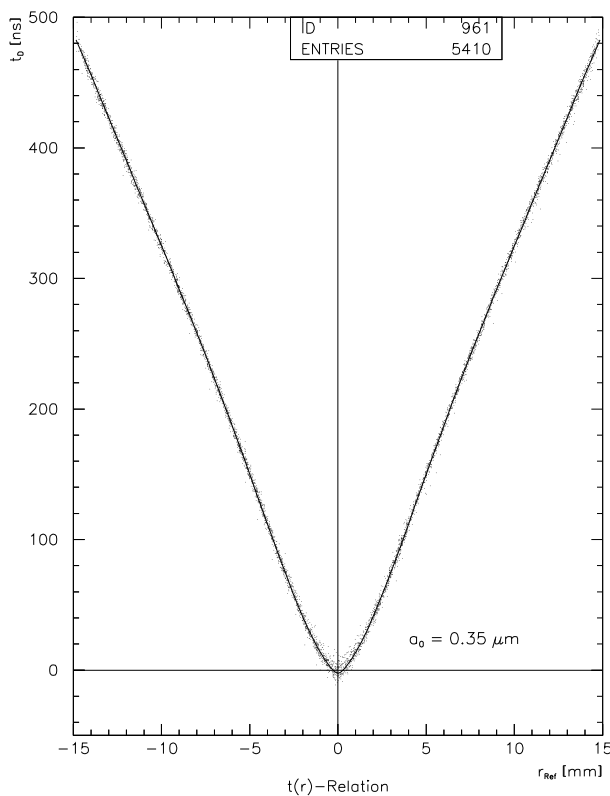


Abbildung 3.1:  $t_D$  gegen  $r_{Ref}$  mit Polynomanpassung zur Bestimmung der Drahtposition

Die Neigung  $m_{xy}$  des Drahts ergibt sich sofort durch analoges Vorgehen in x-Abschnitten entlang des Drahts.

Die z-Position eines Rohrs schließlich kann in ausreichender Genauigkeit ( $\delta z \leq 1 \text{ mm}$ ) manuell am Teststand gemessen werden und wurde zudem durch eine Betrachtung der Größe  $\delta t_{Fit}$  (Abb. 3.2; wiederum nach Schnitt gegenüber Hintergrundstrahlung) verifiziert, wobei das Minimum von

$$\delta t_{Fit} = t_D - t_{Fit}(r_{Ref}) = t_D - \sum_{i=1}^n a_i \cdot |r_{Ref} - a_0|^i \quad (3.2)$$

bei Variation von  $z$  die Position mit bester Auflösung (Abb. 3.3) widerspiegelt.

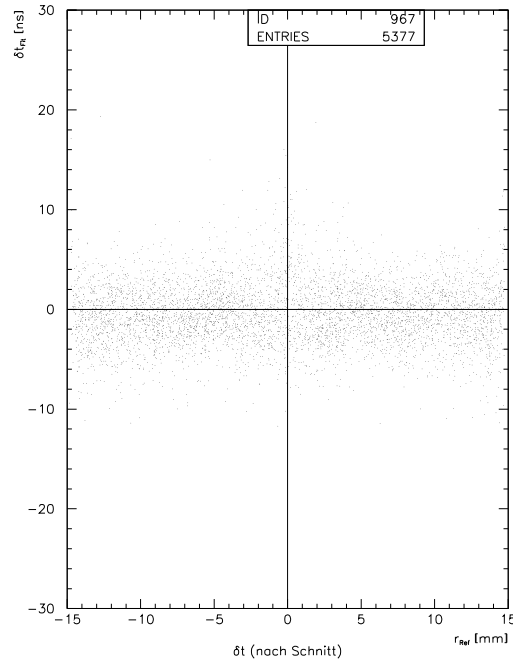


Abbildung 3.2:  $\delta t_{Fit}$  gegen  $r_{Ref}$  zur Best. der z-Position

## b. Gesamtausrichtung der Kammer

Mit Hilfe der korrekten Drahtpositionen für die typischerweise sechs im Siliziumdetektorbereich sich befindlichen Rohre konnte sodann der gesamte Prototyp aus sechzehn Rohren ausgerichtet werden, was sich in folgenden drei Schritten vollzog.

Zuerst wurde im globalen, kartesischen Koordinatensystem für linkes und rechtes Drahtende ein ideales Gitter als *Startgeometrie* entsprechend den Fertigungsdaten

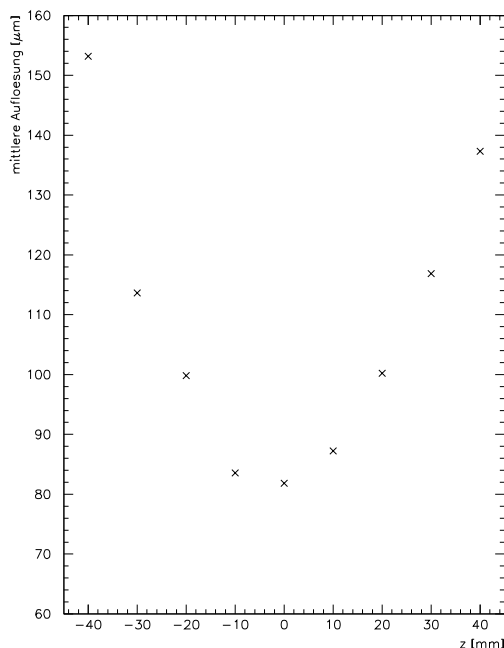


Abbildung 3.3: Mittlere Auflösung gegen z-Position

seitens des MPI München angenommen, wobei auf Grund der kurzen Drahtlänge von 10 cm und des somit vernachlässigbaren Gravitationsdurchhangs der Draht als Gerade behandelt wurde.

Die oben beschriebene Ausrichtungsprozedur für die einzelnen Rohre lieferte mit dieser Annahme die Parameter für eine neue Geometrie, namentlich

- die mittlere Distanz  $\bar{d}$  zwischen den Drähten (mit  $d = y_{Rohr_{i+1}} - y_{Rohr_i}$ ),
- die Kammerposition  $\bar{y}$  in der Präzisionskoordinate,
- die Position der Kammer  $\bar{z}$  in Strahlrichtung,
- den Rotationswinkel  $\alpha_z$  um die z-Achse als Mittelwert der gemessenen Drahtneigungen  $m_{xy}$  und
- den Rotationswinkel  $\alpha_x$  um eine Achse parallel zu den Drähten (siehe beispielhaft Abb. 3.4).

Nach Ausführung dieser Translationen und Rotationen ( - die x-Koordinate und dritte Rotation sind wegen der mangelnden Sensitivität der Kammer in diesen Koordinaten irrelevant - ) hat man somit ein neues Gitter als *vorläufige Geometrie*

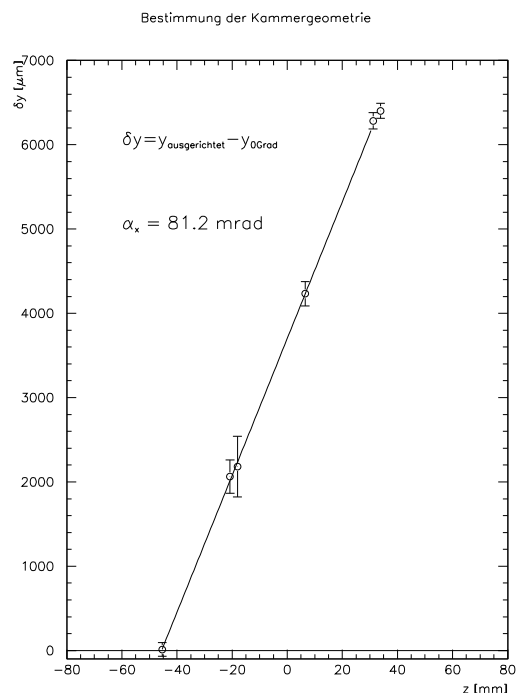


Abbildung 3.4: Rotationswinkelbestimmung für Kammergeometrie

mit Drahtabstand  $\bar{d}$  gemäß den genannten Parametern, welche Mittelwerte aus den Parametern der exakt ausrichtbaren Rohre darstellen.

Der letzte Schritt korrigiert schließlich noch für diese Rohre durch Einsetzen der exakt gemessenen Positionen die möglichen Abweichungen von diesem Gitter mit Drahtabstand  $\bar{d}$ , um die *endgültige Geometrie* zu erhalten.

Obige Prozedur zur Bestimmung der Detektorgeometrie wurde für alle Positionen der Kammer bei den Messungen mit unterschiedlichen Winkeln durchgeführt, wobei bei anderen Werten der Winkeleinstellung jeweils nur neu in den Siliziumdetektorbereich gedrehte Rohre erneut exakt ausgerichtet wurden und somit der interessante Parameter, der Drehwinkel  $\alpha_x$  der Kammer, bestimmt werden konnte, während natürlich die Gitterparameter ansonsten beibehalten wurden.

## 3.2 $t_0$ -Bestimmung

Ein weiterer wichtiger Punkt besteht in der unabhängigen Bestimmung der für ein Rohr charakteristischen Zeitkonstanten  $t_0$  (Def. siehe Abschnitt 2.3), welche mittels einer Betrachtung der Driftzeitspektren der einzelnen Rohre vorgenommen wur-

de. Diese Konstante - die Nullpunktverschiebung des Driftzeitspektrums - spiegelt die unterschiedlichen Signallaufzeiten auf Grund verschiedener Geräteeigenschaften bzw. Verkabelung wider und bedarf somit nur in weit größeren zeitlichen Abständen einer Kalibration als die  $r(t)$ -Relation (; Stabilität bis auf einige hundert Picosekunden [Vieh 96] innerhalb von Wochen).

Wie an späterer Stelle noch erläutert werden wird, ist die Unabhängigkeit dieser  $t_0$ -Festlegung vom Autokalibrationsalgorithmus wesentlich und sollte auf Grund des Einflusses dieser Zeitkonstanten sowohl auf die  $r(t)$ -Relationskalibration als auch auf eine mögliche Geometriebestimmung mit Methoden der Autokalibration beachtet werden.

Zur Bestimmung von  $t_0$  wurde an die ansteigende Flanke des Driftzeitspektrums (in einem Bereich von ca.  $[-10 \text{ ns}, +10 \text{ ns}]$ ) eine Fermifunktion der Form

$$f_{Fermi} = \frac{N}{1 + e^{-\frac{(t_D - t_0 - \tau)}{T}}} \quad (3.3)$$

angepaßt, um den Nullpunkt des Spektrums zu fixieren. Die Genauigkeit des Verfahrens belief sich bei der zur Verfügung stehenden Statistik (siehe Abb. 3.5;  $\delta t_0 \sim \sqrt{N}$  mit  $N$  als der Anzahl der Ereignisse) auf einen statistischen Fehler von  $\delta t_0 \leq 200 \text{ ps}$ . Der Wert  $\tau = 0.34 \text{ ns}$  gibt die Stelle der Nullpunktswahl in der Flanke an und wurde zur korrekten Festlegung dieser Stelle durch Vergleich mit einer  $t_0$ -Messung durch das Referenzsystem bestimmt.

Im Anschluß seien nochmals ein Driftzeitspektrum eines Hochdruckdriftrohrs (Abb. 3.5(a)) und ein Ausschnitt der ansteigenden Flanke samt Fermifit zur  $t_0$ -Fixierung (Abb. 3.5(b)) abgebildet.

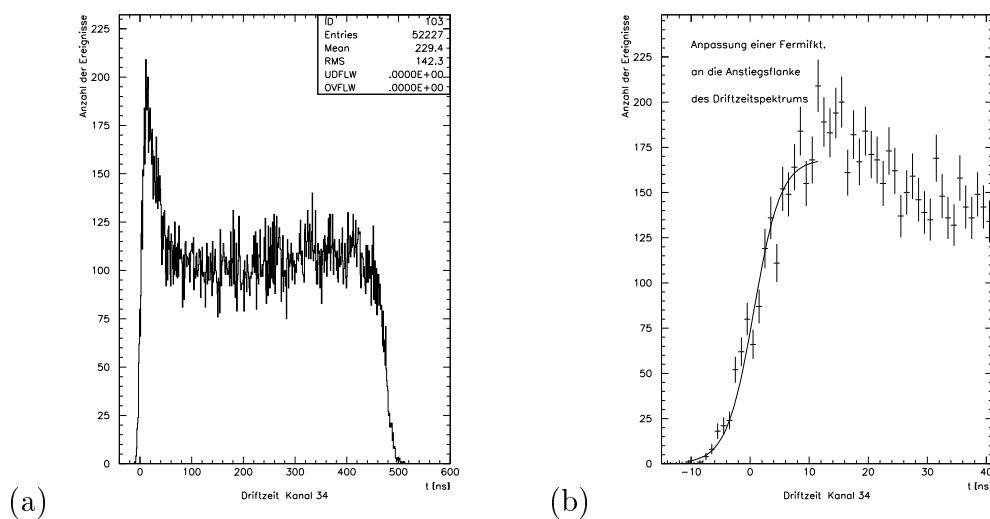


Abbildung 3.5: (a) Driftzeitspektrum eines Hochdruckdriftrohrs und (b) Bestimmung der Zeitkonstanten  $t_0$



Zudem sei an dieser Stelle erwähnt, daß beim ATLAS-Myonspektrometer ein redundantes System zur Bestimmung von  $t_0$  für jedes Rohr in Form der Ausleseelektronik [Vieh 96] zur Verfügung stehen wird, das erlauben wird, die relativen Zeitkonstanten innerhalb der gesamten Kammer bis auf 300 ps genau zu fixieren.

### 3.3 Autokalibrationsbereiche im Myonspektrometer von ATLAS

Die Kammern des Myonspektrometers werden für die Autokalibration in logische Parzellen aufgeteilt, um in diesen die mittlere  $r(t)$ -Relation der Rohre zu bestimmen. Die Existenz bzw. Definition von Bereichen im gesamten Myonspektrometer mit auf Grund konstanter Umgebungsparameter wie Magnetfeld, Temperatur, Gasdruck, Ausleseelektronik, etc. vergleichbaren  $r(t)$ -Relationen der einzelnen, im jeweiligen Bereich sich befindlichen Rohre stellt eine grundlegende Prämisse der Autokalibration dar.

Hierbei ist die maximale Größe dieser sogenannten Autokalibrationsbereiche durch die Variation der Operationsparameter und durch konstruktive Gegebenheiten, insofern z. B. Gruppen von Rohren mit demselben Gasanschluß oder derselben Hochspannungsversorgung auch zu einer logischen Einheit gehören sollten, begrenzt, während das untere Limit der Segmentierung durch die notwendige Statistik gegeben ist.

Da die für die Experimente verwendete Kammer aus sechzehn Rohren als ein solcher Autokalibrationsbereich behandelt werden kann, wurde bei dieser Studie zunächst Wert auf die Erfüllung dieses Kriteriums gelegt, d. h. ein Vergleich der  $r(t)$ -Relationen der verschiedenen Rohre durchgeführt. Wie schon in den Teststrahlergebnissen früherer Jahre ersichtlich [Deil 96, Pasc 96], stieß die Analyse dabei auf eine Schwierigkeit in Zusammenhang mit Gaskontaminationen bzw. mit dem Gassystem für die Hochdruckdriftrohre, deren physikalische Hintergründe noch weiterhin Gegenstand von detaillierten Untersuchungen sein werden [Kirch 97]. Diese Schwierigkeit bestand in einer klaren Abhängigkeit der  $r(t)$ -Relation [Sam1 97] von der Lagennummer - also der Position im Detektor und entlang der Gasleitung - des Rohres, deren Ursache mit großer Wahrscheinlichkeit auf das serielle Gassystem zurückzuführen ist und deren Größenordnung sich im Rahmen von ca.  $45 \mu m$  maximaler Differenz pro Lage bewegte. Zur Veranschaulichung sei in Abb. 3.6 das Resultat des Vergleichs der  $r(t)$ -Relationen von Rohren in verschiedenen Lagen der Kammer für die ohne magnetisches Feld genommenen Daten wiedergegeben, wobei die Größe  $\delta r_{max}$  der Differenz der maximalen Driftzeiten  $t_{D,max}$  (von Spuren an der Rohrwand) aus verschiedenen Rohren entspricht. Dies stellt zwar eine erhebliche Verbesserung der Situation, nämlich eine starke Minimierung der vermuteten Gaskontaminationen durch Ausgasen der für Gasleitungen und Endstopfen verwendeten Materialien, im Vergleich zu früheren Messungen mit noch nicht diesbezüglich optimierten Gassystemen dar, ist jedoch angesichts der erwünschten Präzision von

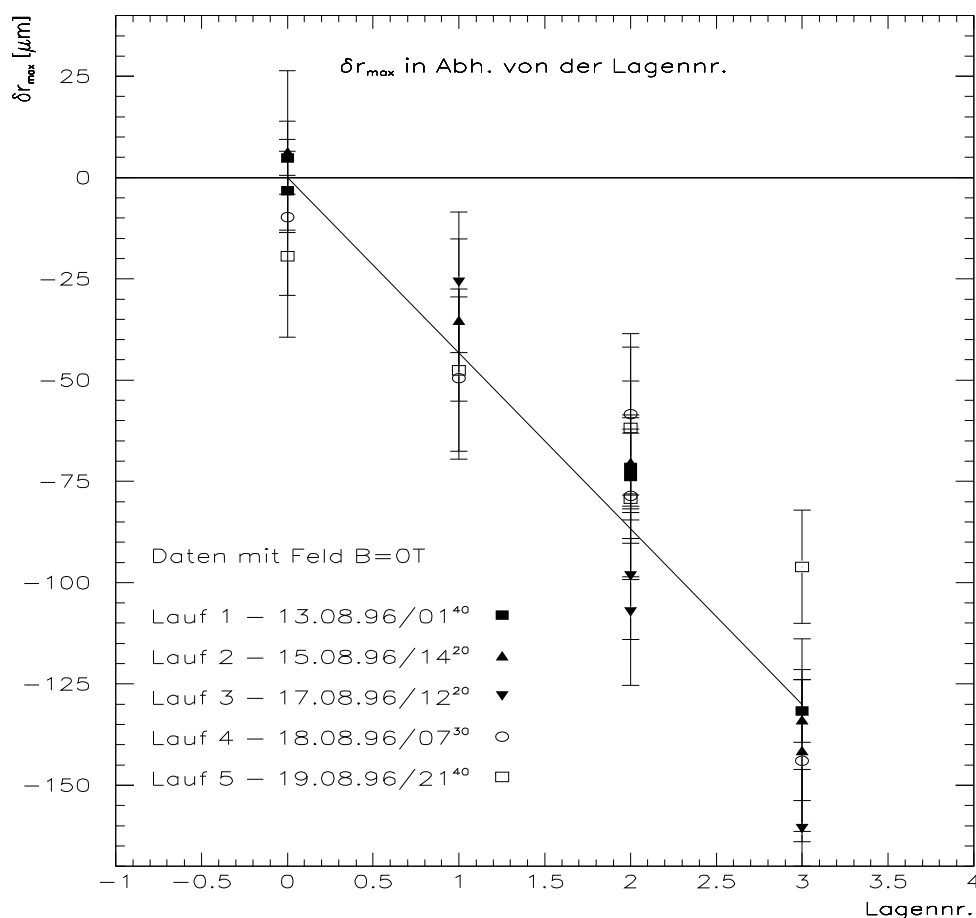


Abbildung 3.6: Vergleich der  $r(t)$ -Relationen verschiedener Rohre in Abhängigkeit von der Lagennummer

20  $\mu\text{m}$  der Autokalibration und deren Überprüfung nicht tolerabel. Auch für das ATLAS-Myonspektrometer sind weitergehende Untersuchungen insbesondere wegen des Kostenfaktors im Vergleich zu einem parallelen Gassystem von Bedeutung. Auf Grund der Tatsache, daß die Differenz der  $r(t)$ -Relationen im wesentlichen durch eine lineare Approximation (Abb. 3.7) beschreibbar war, also ein linearer Anstieg der von den mit der Gasleitung in Serie verbundenen Hochdruckdriftrohren gemessenen Driftzeit festgestellt wurde, konnte diesem für die Autokalibration störenden Effekt auf relativ einfache Weise begegnet werden, da sich somit die Driftzeiten der einzelnen Rohre durch einen Faktor skalieren ließen, um die Voraussetzung eines Autokalibrationsbereichs sicherzustellen. Dies ist die Ausgangsposition für die im nächsten Kapitel folgende Betrachtung der Autokalibration.

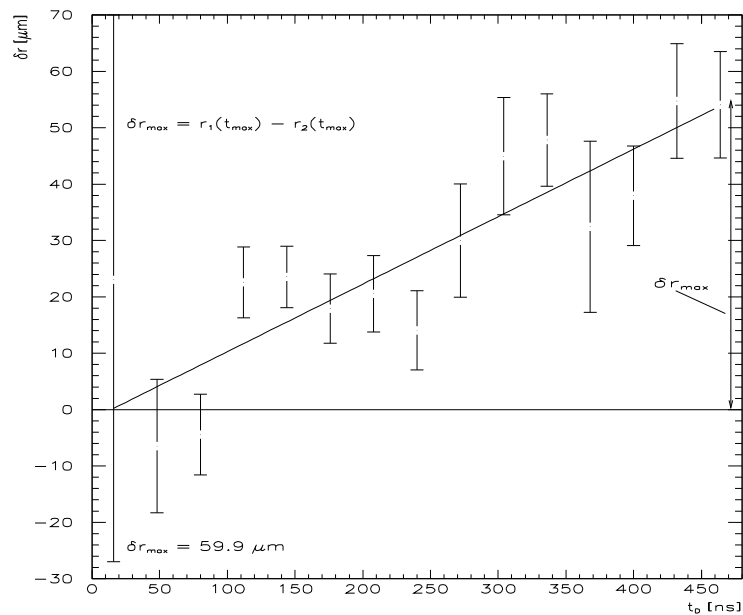


Abbildung 3.7: Beispiel eines Differenzgraphen zweier  $r(t)$ -Relationen verschiedener Rohre mit Approximation der Differenz durch eine Gerade

## 3.4 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion in den Driftrohrkammern spielt insofern eine gewichtige Rolle für die Autokalibration, als die Güte der angepaßten Spur die Genauigkeit des Autokalibrationsverfahrens, das - wie an späterer Stelle genauer erläutert werden wird - auf der durch die Spurrekonstruktion gewonnenen Information basiert, erheblich mitbestimmt. Es soll deshalb die Methodik der Rekonstruktion hier kurz besprochen werden, außerdem eine Betrachtung über die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit, welche für die Autokalibration nicht von unmittelbarer Wichtigkeit, aber natürlich allgemein von Interesse ist, folgen. Wenngleich natürlich für die Effizienz ebenso wie für die späteren Aussagen hinsichtlich der Autokalibration die hier geschilderten Messungen an einer sehr kleinen Kammer nicht repräsentativ für den Gesamtdetektor sein können, so bilden sie doch eine solide Basis für noch durchzuführende, detaillierte Simulationen des gesamten Spektrometers und zeichnen ein gutes Bild der zu erwartenden Situation.

### 3.4.1 Spurrekonstruktionsverfahren

Zunächst soll hier der Mechanismus der Spurrekonstruktion erläutert werden, ehe danach die Ineffizienz interpretiert werden wird. Wie in Abb. 3.8 (siehe auch wegen der Nomenklatur) skizziert, wurde bei den Ereignissen mit je einem getroffe-

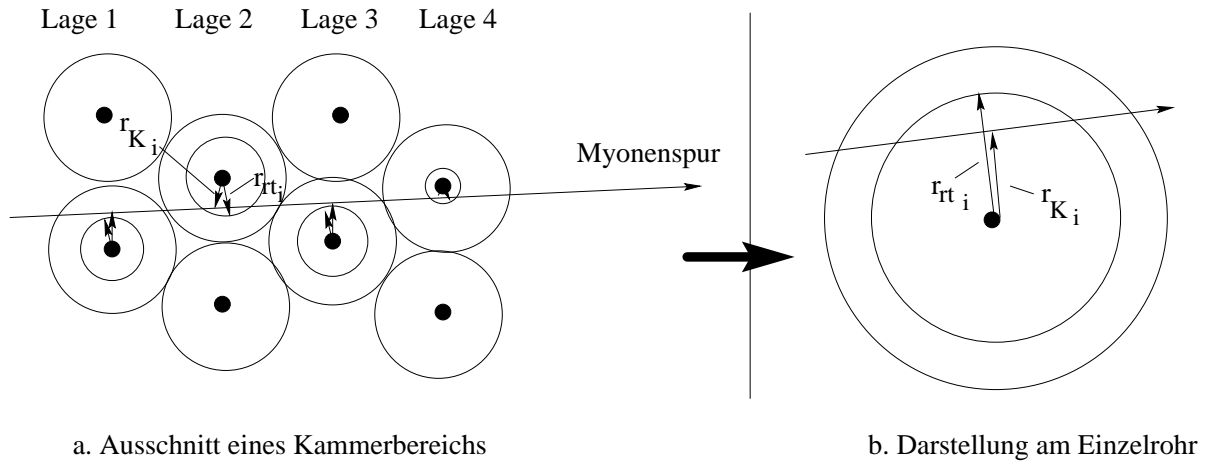


Abbildung 3.8: Veranschaulichung der Spurrekonstruktion

nen Rohr pro Lage versucht, an Kreise um die Drähte mit den Radien  $r_{rt_i}(t_{D_i})$  - die durch die  $r(t)$ -Relation in eine Ortsinformation konvertierten Driftzeit  $t_{D_i}$  des  $i$ -ten Rohrs entsprechen - eine Spur anzupassen, welche die Werte  $r_{K_i}$  als die minimalen Abstände dieser Spur zum  $i$ -ten Draht lieferte. Die angepaßte Spur bestand im feldfreien Fall aus einer Geraden  $g_{Spur} = c + m \cdot z$ , im Falle eines angelegten magnetischen Feldes aus einer Parabel  $p_{Spur} = a + b \cdot z + c \cdot z^2$ , und wurde wie üblich durch eine  $\chi^2$ -Minimierung optimiert. Der minimale Abstand der angepaßten Spur zum  $i$ -ten Draht  $r_{K_i}$  beinhaltet hierbei die interessante Information, da man durch die geometrischen Gegebenheiten auch bei einer falschen  $r(t)$ -Relation - also falschen Radien  $r_{rt_i}(t_{D_i})$  - eine korrekte Rekonstruktion erwartet; darauf wird im Zuge der Erläuterung der Autokalibration noch detailliert eingegangen werden (Abschnitt 4.3.2).

### 3.4.2 Interpretation der Ineffizienz

Im Zusammenhang mit der Besprechung der Wahrscheinlichkeit  $P_{Rek}$  der Spurrekonstruktion durch die Driftrohrkammer sei zuerst die Definition derselben in dieser Arbeit gegeben; es wurde zur korrekten Rekonstruktion einer Spur verlangt,

- in jeder Lage der Kammer genau ein getroffenes Rohr zu haben („goldenes Ereignis“ ) und
- die Spur unter einem  $\chi^2$ -Schnitt anpassen zu können, der Spuren mit Treffern außerhalb von ca. drei  $\sigma_{Auflösung}$  von der vorausgesagten Myonenspur verwarf.

Zur Interpretation der Ineffizienz der Kammer sei nun mit Abb. 3.9 eine Übersicht

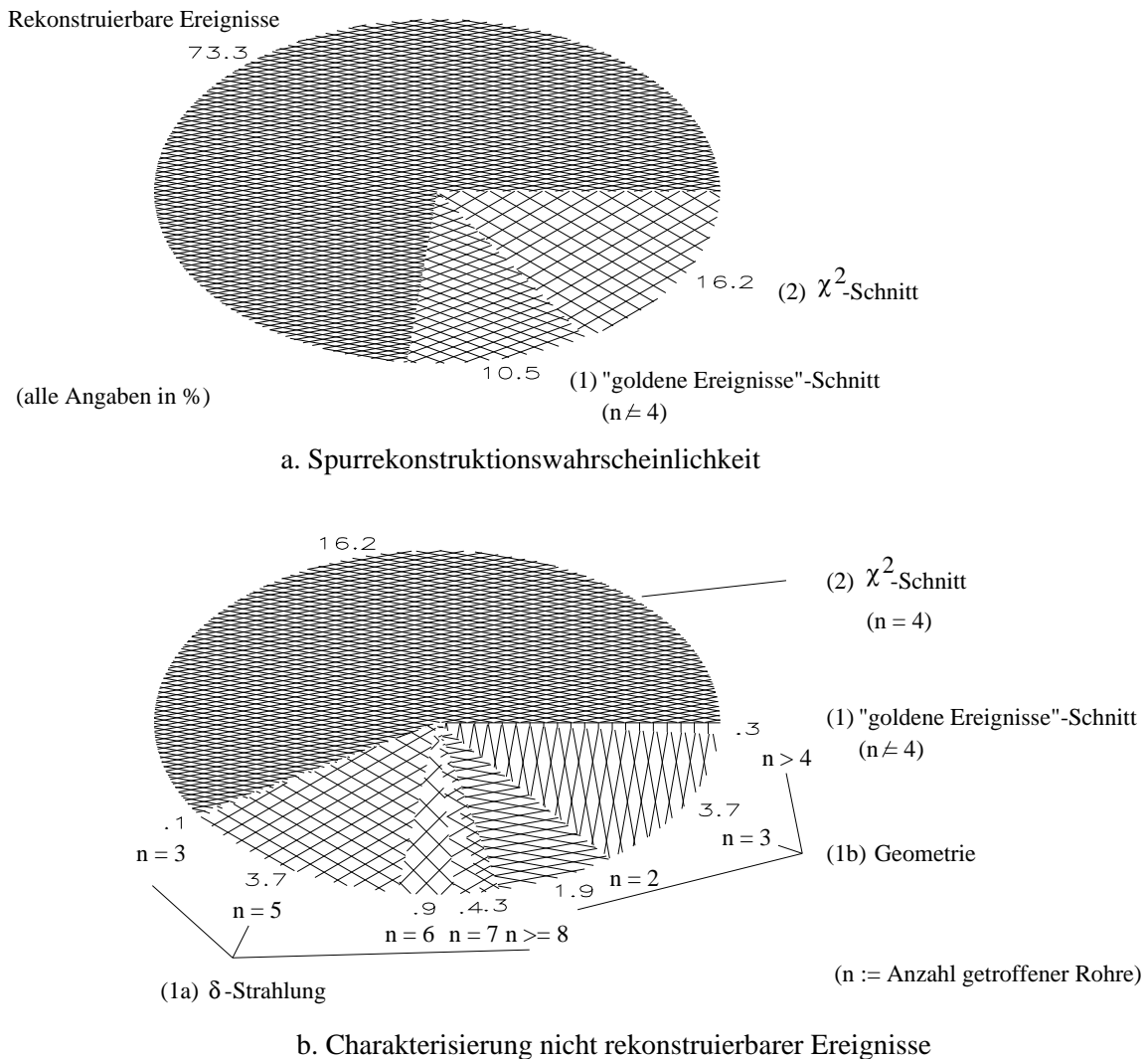
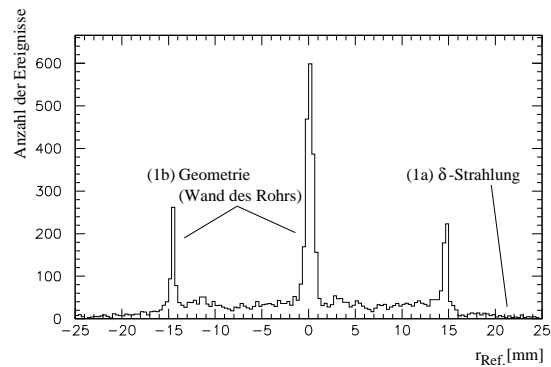


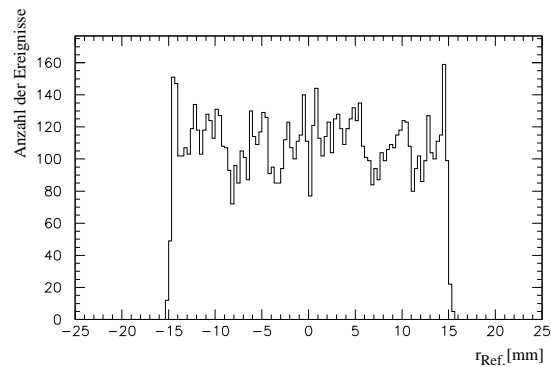
Abbildung 3.9: Übersicht zur Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit

zur Charakterisierung der nicht rekonstruierbaren Ereignisse gegeben. Zur detaillierteren Analyse dieser Ineffizienz sind mit den beiden Graphen in Abb. 3.10 außerdem die Radienverteilungen nach den beiden angelegten Schnitten wiedergegeben.

Graph a. erlaubte dabei die eindeutige Zuordnung der Ineffizienz auf Grund der *Geometrie*, also von Myonenspuren durch eine Rohrwand ( - sichtbar in den drei Spitzen - ) bzw. in Wandnähe, zu Ereignissen mit vornehmlich drei oder weniger Signale liefernden Rohren (siehe auch Abb. 3.9) als Konsequenz der in den  $200\mu\text{m}$  nahe der Wand rapide von 99.99% auf 0% abfallenden Trefferwahrscheinlichkeit im Einzelrohr [DeiV 97], und der *nach außen gerichteten  $\delta$  - Strahlung* zu Spuren mit Treffern auch in Rohren, die nicht in der Myonenspur lagen, also mit fünf und



a.  $r_{\text{Ref}}$  bei auf Grund des "goldenen Ereignis"-Schnitts (1) nicht rekonstruierten Ereignissen ( $n = 4$ )



b.  $r_{\text{Ref}}$  bei auf Grund des  $\chi^2$ -Schnitts (2) nicht rekonstruierten Ereignissen

Abbildung 3.10: Radienverteilung gemäß dem Referenzsystem für nicht rekonstruierbare Ereignisse

mehr feuern den Rohren; da für jedes Ereignis die Radien von allen Rohren in obiges Histogramm eingetragen wurden, produzieren letztere Ereignisse das kontinuierliche „Gras“ in dieser Graphik, neben den Einträgen außerhalb eines korrekt getroffenen Rohrs.

Der zweite Schnitt hat die erwartete kontinuierliche Radienverteilung, herrührend von dem die Spuren mit einem Treffer außerhalb von drei  $\sigma_{\text{Auflösung}}$  relativ zur von der Kammer rekonstruierten Myonenspur unterdrückenden  $\chi^2$ -Kriterium ( - also  $r_{rt_i}(t_{D_i}) - r_{K_i} \geq 3 \cdot \sigma_{\text{Auflösung}}$  - ), insofern die in diesem Schnitt verworfenen Ereignisse ja sowohl auf die über das Rohr kontinuierlich verteilte, ins *Rohrinnere gerichtete  $\delta$ -Strahlung* als auch auf ebenfalls gleichverteilt zu erwartende *statistische Schwankungen* zurückzuführen sind.

Beide Effekte bewegen sich im erwarteten Rahmen, da die von den Rohrwänden bedeckte Fläche bei der für diese Analyse benutzten Winkeleinstellung der Kammer von  $\alpha = 0^\circ$  etwa 6 % betrug und auch frühere Messungen des  $\delta$ -Strahlungsanteils an den Treffern in Einzelrohren eine Größenordnung von 5 % offenbarten. Die

registrierte Gesamtrekonstruktionswahrscheinlichkeit von  $P_{Rek} = 73.3\%$  ist somit mit dessen Erwartungswert gemäß der durch  $\delta$ -Strahlung reduzierten Nachweiswahrscheinlichkeit  $P_{\delta-Str.} \approx 95\%$  beim Einzelrohr und dem Geometrieterm  $P_{Geom} \approx 6\%$  mit  $P_{Rek} = (P_{\delta-Str.})^4 - P_{Geom} \approx (0.95)^4 - 0.06 \approx 75.5\%$  gut vereinbar.

# Kapitel 4

## Studien zur Autokalibration

Nach der Besprechung der grundlegenden Prämissen der Autokalibration soll nun konkret auf die durchgeführten Untersuchungen hinsichtlich dieses Kalibrationsverfahrens eingegangen werden.

Dabei wird mit einer Schilderung der Methodik begonnen werden, gefolgt von den einzelnen Themata Abhängigkeit von der Winkelverteilung und von der Start- $r(t)$ -Relation, Verhalten bei Verwendung unterschiedlicher Multilagen und Autokalibration im magnetischen Feld. Außerdem wird eine theoretische Erläuterung der wesentlichen Resultate gegeben.

Während dieser Darlegung sollte immer die ursprüngliche Motivation und Zielsetzung der Kalibration, zur Gesamtauflösung des Myonspektrometers einen wesentlich geringeren Fehler als die intrinsische Auflösung der Einzelrohre von  $80 \mu m$  beizutragen, im Bewußtsein bleiben.



## 4.1 Methodik der Autokalibration

Namensgemäß ist das Ziel der Autokalibration ( $\alpha\upsilon\tau\omicron\varsigma$  [griech.] = selbst), nur mit Hilfe der Daten aus den Driftrohrkammern selbst das Spektrometer ohne zusätzliche Informationen von externen Detektoren zu kalibrieren.

Dies betrifft primär die in dieser Untersuchung betrachtete Bestimmung der Beziehung - hier  $r(t)$ -Relation genannt - zwischen der gemessenen Driftzeit und der Driftdistanz als erwünschter Ortsinformation, doch grundsätzlich ist ebenso eine Überprüfung oder Mitkalibration der Drahtpositionen bzw. der Detektorgeometrie und der Zeitkonstanten  $t_0$  mit Methoden der Autokalibration möglich, wobei jedoch das iterative Verfahren auf Grund der Abhängigkeit von allen diesen Parametern auf seine Grenzen stößt und extreme Vorsicht geboten ist. Aus diesem Grunde wurde hier wie schon erwähnt die unabhängige Bestimmung der Zeitkonstanten und die auch in ATLAS gegebene Unabhängigkeit der Geometriefestlegung bevorzugt.

### 4.1.1 Systematische Fehlerquellen und grundlegende Annahmen

Die Notwendigkeit der Kalibration des Detektors ist auf Grund der lokalen und zeitlichen Variation der Operationsparameter gegeben und wird sich in den geschilderten Autokalibrationsbereichen in der Annahme, daß innerhalb derselben die Schwankungen dieser Parameter hinlänglich klein zu ihrer Vernachlässigung und zur Definition einer gemeinsamen  $r(t)$ -Relation sind, vollziehen. Die erwarteten Schwankungen innerhalb einer solchen Parzelle während 24 Stunden [Vieh 96] sind hierbei in einer pessimistischen Abschätzung durch

- Temperaturveränderungen von ca.  $\delta T \approx 1K$  nach Erfahrungen in anderen Experimenten,
- Druckschwankungen von  $\delta p \approx 0.005bar$  bzw. Dichteschwankungen in entsprechender Größenordnung bei dem nunmehr vorgesehenen parallelen Gassystem,
- Variationen der Hochspannung und damit der Gasverstärkung von  $\delta U \approx 5V$  wegen der Fluktuationen von etwa 0.1% zwischen verschiedenen Modulen (innerhalb eines Moduls wesentlich geringer),
- Schwankungen der Gaszusammensetzung der Größenordnung von 0.25% vornehmlich auf Grund des Purifikationssystems für das Gas und
- Magnetfeldveränderungen

gegeben. Letzteres bedarf noch einer gesonderten Betrachtung; außerdem sind Variationen dieser Parameter nicht immer unabhängig voneinander, insofern z. B. eine

höhere Gasflußrate zwar das Kontaminationsniveau erniedrigen, simultan aber nach Hagen-Poiseuille den Druckgradienten erhöhen würde.

Erwähnterwise erfordert das magnetische Feld auf Grund der lokalen Inhomogenitäten im Toroid eine spezielle Behandlung. Für weitergehende Simulationen des Gesamtspektrometers erlaubt die Kombination der 3D-Feldmappe [GuVi 95] und der Sensitivität des Detektorgases auf Magnetfeldveränderungen eine Abschätzung des Effekts, die insbesondere für im Inneren des Spektrometers gelegene Autokalibrationsbereiche mit den dort äußerst starken Feldgradienten eine Variation der  $r(t)$ -Relation durch das Magnetfeld über die Toleranzgrenze von  $30\mu m$  hinaus erwarten läßt. Zur Kontrolle dieses Effekts stehen für ATLAS im Grunde zwei Wege offen, nämlich die Anpassung - also Verkleinerung - der Autokalibrationsbereiche in kritischen Bereichen, welche bei einer Simulation in Erwägung gezogen werden müßte, oder die Berücksichtigung des Feldgradienten in der Autokalibrationsprozedur, wie es im Folgenden auf Grund der hier durchgeführten Betrachtung der Methodik ohne Simulation des gesamten Spektrometers bzw. ohne Betrachtung der Parzellengröße und -anzahl als freie Parameter geschehen soll.

Die Situation stellt sich also insgesamt wie folgt dar. Man legt als eines der fundamentalen Prinzipien der Autokalibration des ATLAS-Myonspektrometers die Annahme, daß die Operationsparameter - abgesehen vom Magnetfeld - durch das Konstruktionsprinzip für jeden Autokalibrationsbereich innerhalb der tolerablen Schwingungsgrenzen bleiben werden und somit außer Kontrollzwecken keiner Messung bedürfen, zugrunde, während man den Effekt des Feldgradienten in der Autokalibrationsprozedur berücksichtigen kann.

Sei also  $\vec{P}_{Op}$  der Raum der Operationsparameter wie Temperatur, Gasdruck, Gaszusammensetzung, Gasverstärkung, etc.,  $\vec{B}$  das Magnetfeld und  $\bar{r}_k(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B})$  die mittlere  $r(t)$ -Relation für den  $k$ -ten Autokalibrationsbereich, so besagt obige Annahme der Autokalibration, daß als Näherung für die exakte  $r(t)$ -Relation  $r_{ex_k}(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B})$  an jeder Stelle des Detektors

$$\begin{aligned}
 r_{ex_k}(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B}) &= \bar{r}_k(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B}) + \underbrace{\frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{P}_{Op}} \cdot \Delta \vec{P}_{Op}}_{\ll \Delta_{Toleranz}} + \frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{B}} \cdot \Delta \vec{B} + \\
 &\underbrace{\Delta_{Fkt.} \left( \frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{B}} \right) \cdot \Delta \vec{B} + \frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{B}} \cdot \Delta_{Mess.}(\Delta \vec{B}) + O_{2.Ord.}(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B})}_{\ll \Delta_{Toleranz}} \approx \\
 &\bar{r}_k(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B}) + \frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{B}} \cdot \Delta \vec{B} \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

genügt. Hierbei bedeutet  $\Delta_{Fkt.} \left( \frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{B}} \right)$  die als im jeweiligen Autokalibrationsbereich vernachlässigbar anzusehende Ungenauigkeit in der Kenntnis der funktionalen Ab-

hängigkeit der  $r(t)$ -Relation vom Magnetfeld, ebenso wie die Meßgenauigkeit des Magnetfeldes  $\Delta_{Mess.}(\Delta\vec{B})$ .

### 4.1.2 Prinzip der Autokalibration

Das Problem reduziert sich somit bei Kenntnis der Abhängigkeit  $\frac{\delta\bar{r}_k}{\delta B}$  der mittleren  $r(t)$ -Relation vom Magnetfeld auf die Determinierung der im obigen Abschnitt als bekannt vorausgesetzten Funktion  $\bar{r}_k(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B})$  für den  $k$ -ten Autokalibrationsbereich, deren Prinzip Gegenstand des Folgenden sein soll.

#### a. Autokalibrationsalgorithmus

Das üblicherweise benutzte Verfahren zur Bestimmung der  $r(t)$ -Relation besteht in einer iterativen Prozedur, in welcher

- zuerst eine berechnete oder durch Messungen bestimmte Anfangs- $r(t)$ -Relation  $r^0(t_D)$  angenommen,
- danach unter Benutzung derselben gemäß dem im vorigen Kapitel beschriebenen Spurrekonstruktionsverfahren die Myonenspur bestimmt,
- mit diesen beiden Informationen nun der systematische Fehler - das sogenannte Residuum

$$\Delta r^0(t_D) = r_{rt}^0(t_D) - r_K^0(t_D) \quad (4.2)$$

der  $r(t)$ -Relation - dieser angenommenen  $r(t)$ -Relation in Abhängigkeit von der Driftzeit durch Vergleich mit der laut rekonstruierter Spur für die jeweilige Driftzeit vorhergesagten Driftdistanz ermittelt,

- durch Korrektur von  $r^0(t_D)$  mit den mit einem unten näher erläuterten Gewicht versehenen, driftzeitabhängigen Residuen die erste Approximation

$$r^1(t_D) = r^0(t_D) + \Delta r^0(t_D) \quad (4.3)$$

für die  $r(t)$ -Relation berechnet und

- schließlich die letzten drei Schritte in  $n_{It}$  Iterationen zur Bestimmung der  $r(t)$ -Relation  $r^{n_{It}}(t_D)$  laut Autokalibration bis zum Erreichen des Abbruchkriteriums, daß die Differenz zwischen  $n$ -ter - und  $(n-1)$ -ter  $r(t)$ -Relation vernachlässigbar ( $\leq 3 \mu m$ ) ist, wiederholt wird.

## b. Erläuterungen

Zur näheren Veranschaulichung sei mit Abb. 4.1 ein Beispiel solcher zweidimensionaler Residuengraphen, welche die zentrale Rolle bei der Korrektur der  $r(t)$ -Relation spielen, nach der jeweiligen Iteration gegeben. Da die  $r(t)$ -Relation in

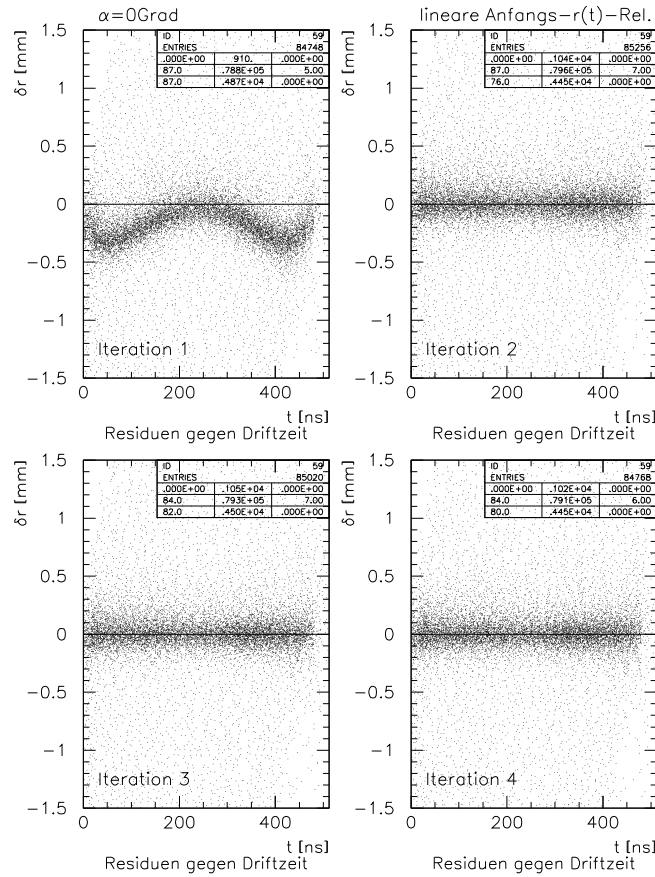


Abbildung 4.1: Residuen  $\Delta r^i(t_D)$  in Abhängigkeit von der Driftzeit  $t_D$  nach der  $i$ -ten Iteration zur Korrektur der  $r(t)$ -Relation (am Beispiel einer linearen Anfangs- $r(t)$ -Relation)

dieser Arbeit als Polygonzug mit  $n_S$  Stützstellen (typischerweise  $n_S \in [30, 40]$ ) für die in ebensoviele Abschnitte unterteilte Driftzeitachse, d. h. als Paare  $(r_j, t_{D_j})$  mit  $j \in [1, n_S]$ , repräsentiert wurde (siehe Abb. 4.2(a)), zwischen welchen eine lineare Interpolation eine gute Näherung lieferte, vollzog sich die Korrektur für die jeweilige Stützstelle natürlich in derselben Zeitscheibe, in welcher ein Gaußfit das Mittel

der in diesem Driftzeitbereich gemessenen Residuen bestimmte (Abb. 4.2(b)), das sodann als Korrektur zur jeweiligen Stützstelle der vorherigen  $r(t)$ -Relation addiert wurde.

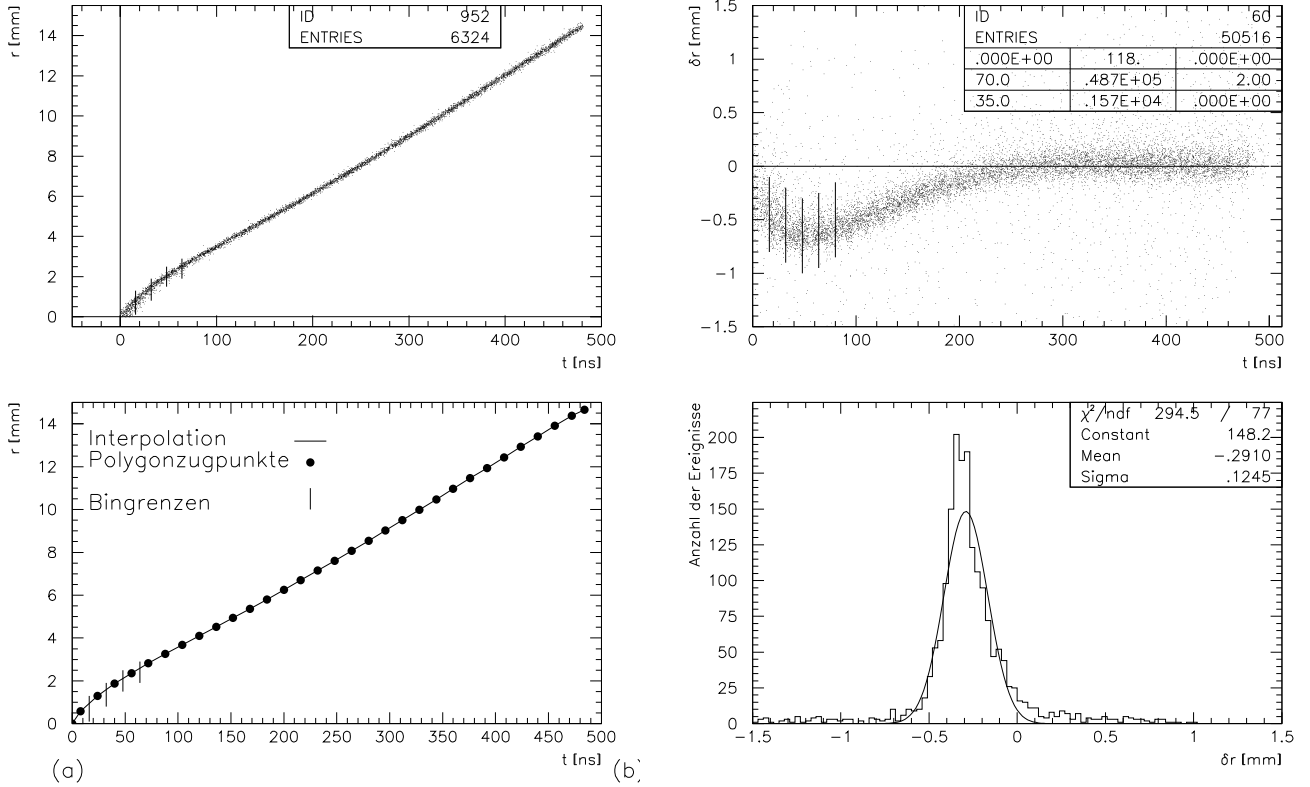


Abbildung 4.2: Veranschaulichung (a) der Repräsentation und (b) der Korrektur der  $r(t)$ -Relation in den Driftzeitbereichen

Abschließend sei nun noch auf die erwähnten Gewichte in Verbindung mit den Residuen eingegangen, welche bei der Korrektur der  $r(t)$ -Relation in die Autokalibrationsprozedur einfließen. Zu deren Erläuterung sei zunächst die Form der Residuen  $\Delta r^n(t_D)$  als Funktion der relevanten Parameter näher betrachtet (mit  $n \in [1, n_{It.}]$ ). Gemäß der Definition derselben mit  $\Delta r^n(t_D) = r_{rt}^n(t_D) - r_K^n(t_D)$  (Gleichung 4.2) und den Relationen  $r_{rt}^n(t_D) = r_{rt}^n(t_S \cdot f_{\text{signum}} - t_0 - \frac{x}{f_{\text{Geschw.}} \cdot c})$  bzw.  $r_K^n(t_D) = y_{Spur}^n - y_{Draht}$ , wobei  $y_{Spur}^n = g_{Spur}^n$  im feldfreien Fall und  $y_{Spur}^n = p_{Spur}^n$  im Magnetfeld gilt, folgt somit zunächst unmittelbar die funktionale Abhängigkeit

$$\Delta r^n(t_D) = \Delta r^n(\delta_{rt}, \delta_{t_0}, \delta_{Geom.}) , \quad (4.4)$$

welche den Grund für oben erwähnte Relevanz der Unabhängigkeit der Bestimmung der Zeitkonstanten  $t_0$ , der Geometrie der Kammer und der  $r(t)$ -Relation darstellt. Die desöfteren in Erwägung gezogene, bereits erwähnte Möglichkeit, auch die Zeitkonstanten und die Geometrie mit Methoden der Autokalibration zu bestimmen, impliziert hingegen die Verwischung sowohl eines Fehlers in der Zeitkonstanten  $\delta_{t_0}$ , eines Geometriefehlers  $\delta_{Geom.}$  als auch eines Fehlers in der  $r(t)$ -Relation  $\delta_{rt}$  gemäß obiger Relation, während eine Kalibration mit unabhängigen Methoden die Separabilität der Fehlerbeiträge wie hier mit der Sicherstellung der Voraussetzungen  $\delta_{t_0} \ll \delta_{rt}$  und  $\delta_{Geom.} \ll \delta_{rt}$  durch vorherige Minimierung dieser Beiträge gewährleistet.

Unter Zuhilfenahme des bereits geschilderten Spurrekonstruktionsverfahrens läßt sich diese Abhängigkeit genauer untersuchen [PhRe 96, Yats 97] durch Einsetzen der während der  $\chi^2$  - *Minimierung* bestimmten Spurparameter, welche für den Fall einer Geradenanpassung kurz dargelegt sei.

Die allgemeine Form

$$\chi^2 = \sum_{a=1}^A \frac{(y_a - f(z_a, \vec{\alpha}))^2}{\sigma_{Auflösung_a}^2} \quad (4.5)$$

mit A als Anzahl der Punkte, also hier der Lagen,  $z_a$  der z-Koordinaten der einzelnen Rohre,  $\sigma_{Auflösung_a}$  der Auflösung bei der jeweiligen Driftdistanz und  $\vec{\alpha}$  dem Vektor der Spurparameter für die anzupassende Funktion  $f(z_a, \vec{\alpha})$  wie im Falle der Geraden  $g_{Spur} = c + m \cdot z$  liefert bei Ausformulierung mit

$$y_a = y_{Draht_a} + signum \cdot r_{rt}(t_{D_a}) \quad (4.6)$$

( - wobei  $signum = \pm 1$  für Spuren unter- und oberhalb des Drahts - ) als Parameter der Spur nach der  $\chi^2$  - *Minimierung*

$$c = \sum_{a=1}^A c_a \cdot z_a, m = \sum_{a=1}^A m_a \cdot z_a \quad (4.7)$$

mit

$$c_a = \frac{D + (\bar{z} - z_a) \cdot \bar{z}}{AD}, m_a = \frac{z_a - \bar{z}}{AD}, D = \frac{1}{A} \sum_{a=1}^A z_a^2 - \left( \frac{1}{A} \sum_{a=1}^A z_a \right)^2 = \bar{z}^2 - \bar{z}^2 \quad (4.8)$$

und der näherungsweise Annahme einer konstanten Auflösung  $\sigma_{Auflösung} = const.$ . Bei Berücksichtigung des vorliegenden speziellen Falles mit  $\delta z = z_a - z_{a-1} = const.$  ergibt ein Einsetzen in die Formel für das Residuum  $\Delta r_a$  [Gleichung 4.2] nach einigen Umformungen die Abhängigkeit von der Lage im Detektor und dem Fehler in der  $r(t)$ -Relation, welche die auf Grund ihrer Position in der Kammer verschiedenen skalierenden Werte der einzelnen Rohre einer Multilage für die Residuen offenbaren. Für die verschiedenen geometrischen Fälle und konstruierten Multilagen (speziell mit drei oder vier Lagen von Rohren) liest man aus derselben Gleichung auch die in Tabelle 4.1 wiedergegebenen Skalierungsfaktoren  $f_{Gewicht}$  für bezüglich einer Multi-

Gewichte für Lagenanzahl  $A = 3$

Winkel $\alpha$	$0^\circ \leq \alpha < 20^\circ$		
$f_{Gewicht_{au\beta en}}$	3/2		
$f_{Gewicht_{innen}}$	3/4		

Gewichte für Lagenanzahl  $A = 4$

Winkel $\alpha$	$0^\circ \leq \alpha < 10^\circ$	$10^\circ \leq \alpha < 15^\circ$	$15^\circ \leq \alpha < 20^\circ$
$f_{Gewicht_{au\beta en}}$	5/2	5/4	1
$f_{Gewicht_{innen}}$	5/6	5/7	1

Tabelle 4.1: Skalierungsfaktoren der Residuen für verschieden konzipierte Multilagen und Spureinfallswinkel  $\alpha$

lage innen- und außenliegende Rohre ab, mit denen die Residuen gewichtet wurden, um die Gleichheit der Beiträge der einzelnen Rohre sicherzustellen. Ein analoges Verfahren gibt im übrigen auch die aus demselben Grunde notwendigen Faktoren für die Auflösungsbestimmung an.

## 4.2 Verifikation durch das Referenzsystem

Zur Überprüfung der aus der Autokalibrationsprozedur, also aus der Kammerinformation, erhaltenen  $r(t)$ -Relation wurde schließlich ein Vergleich mit der gemäß dem externen Referenzsystem, das wie geschildert aus Siliziumdetektoren mit einer intrinsischen Auflösung von  $\sigma_{Ref.} \leq 7 \mu m$  bestand, bestimmten  $r(t)$ -Relation durchgeführt.

Zunächst soll hier kurz auf die Prozedur der  $r(t)$ -Relationsdeterminierung mit dem Referenzsystem eingegangen werden. Dies geschah nach der beschriebenen Be-

stimmung der Kammergeometrie ebenfalls in einem iterativen Verfahren, währenddessen

- zuerst die Ortsinformation  $r_{Ref.}$  - dem, wie in Anhang A dargelegt, minimalen Abstand von Myonenspur und Draht entsprechend - gemäß der mit den Siliziumdetektoren bestimmten Spur gegen die Driftzeitinformation aus der Kammer aufgetragen und
- in diesem zweidimensionalen Graphen wiederum in der bereits erwähnten Unterteilung der Driftzeitachse jeweils mittels Anpassung einer Gaußkurve an das Driftdistanzspektrum jedes Bereichs einer Driftzeit der entsprechende Driftradius zugeordnet, also als  $r(t)$ -Relation  $r_{Ref.}^0(t_D)$  ein

Referenzpolygonzug  $(r_j, t_{D_j})_{Ref.}^0$  mit  $j \in [1, n_S]$

in 0. Approximation bestimmt wurde;

- wegen der dabei im letzten Schritt erfolgten Nichtberücksichtigung der Steigung bzw. Krümmung der  $r(t)$ -Relation im jeweiligen Driftzeitbereich, welche eine systematische Verschiebung des Gaußschen Mittelwerts impliziert, muß man danach eine Korrektur vornehmen, indem man den Gaußfit für die Differenz

$$\Delta r_{Ref.}^0(t_D) = r_{Ref.} - r_{Ref.}^0(t_D) \quad (4.9)$$

in dem Graphen  $\Delta r_{Ref.}$  gegen  $t_D$  unter Benutzung der vorher bestimmten  $r(t)$ -Relation  $r_{Ref.}^0(t_D)$ , also sozusagen in dem „gekrümmten Koordinatensystem der  $r(t)$ -Relation“, wiederholt und

- den Gaußschen Mittelwert der Differenz in den einzelnen Driftzeitbereichen zu den entsprechenden Stützstellen

$$r_{Ref.}^1(t_D) = r_{Ref.}^0(t_D) + \Delta r_{Ref.}^0(t_D) \quad (4.10)$$

zum Erhalt der  $r(t)$ -Relation  $r_{Ref.}^1(t_D)$  in 1. Approximation addiert, um

- diesen Schritt schließlich analog dem Autokalibrationsverfahren bis zum Erreichen des Abbruchkriteriums, daß sich die  $n$ -te - von der  $(n-1)$ -ten  $r(t)$ -Relation nur vernachlässigbar wenig unterscheidet, zu iterieren, was auf die



Referenz-r(t)-Relation  $r_{Ref.}^{n_{It.}}(t_D)$  als Polygonzug  $(r_j, t_{Dj})_{Ref.}^{n_{It.}}$ .

führt (mit  $j \in [1, n_S]$ ).

Als Illustration der einzelnen Schritte soll Abb. 4.3 dienen, in welcher die zwei-dimensionalen Graphen  $r_{Ref.}$  gegen  $t_D$  (a) und  $\Delta r_{Ref.}$  gegen  $t_D$  (b), an Hand derer die Radienwerte in den einzelnen Driftzeitbereichen auf die r-Achse projiziert und der Mittelwert mit erwähntem Gaußfit bestimmt wurde, wiedergegeben sind. Dieses Verfahren konvergierte in typischerweise zwei oder drei Schritten mit einer

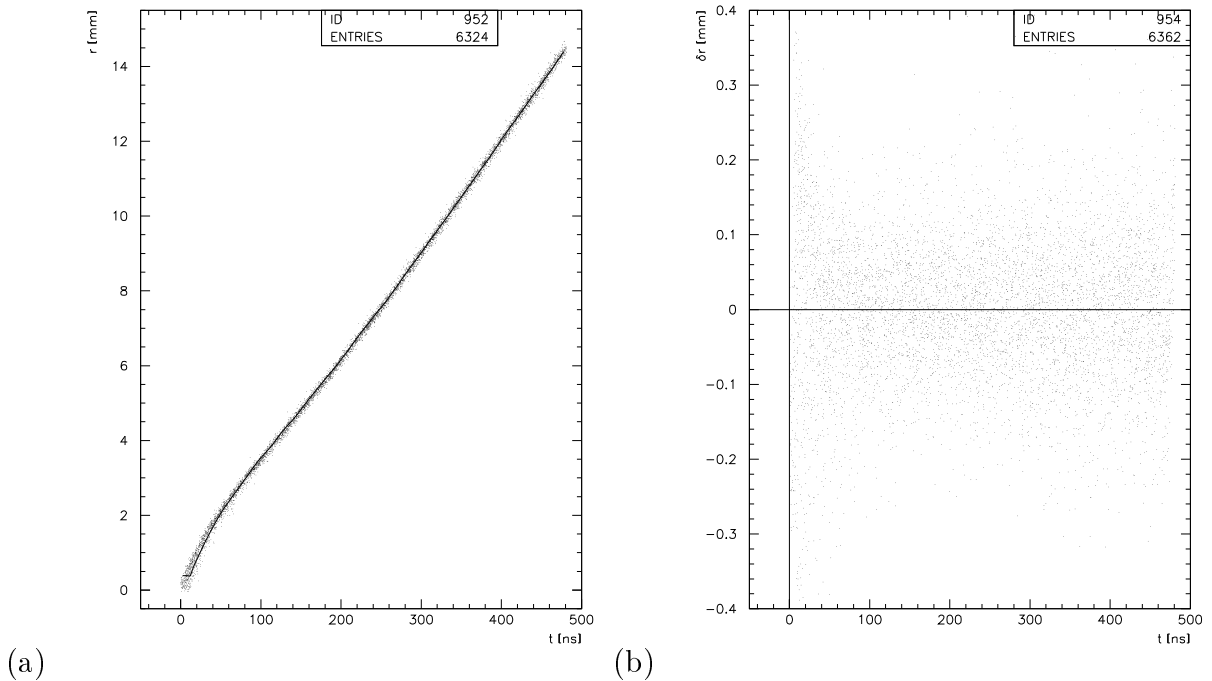


Abbildung 4.3: Illustration der einzelnen Schritte zur Determinierung der Referenz-r(t)-Relation  $r_{Ref.}^{n_{It.}}(t_D)$

Genauigkeit des Algorithmus (Abb. 4.4) von  $\Delta_{Abbruch} \leq 3 \mu m$ , wobei die Unsicherheit ( $\delta r \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ ) der r(t)-Relationsbestimmung mit dem Referenzsystem im wesentlichen durch die Statistik bei der Mittelwertbestimmung der einzelnen Polygonzugstützstellen in den jeweiligen Zeitscheiben gegeben war.

Der Vergleich des Resultats der Autokalibration mit dieser Referenz-r(t)-Relation vollzog sich dann durch einfache Differenzenbildung der einzelnen Stützstellen der beiden Polygonzugdarstellungen

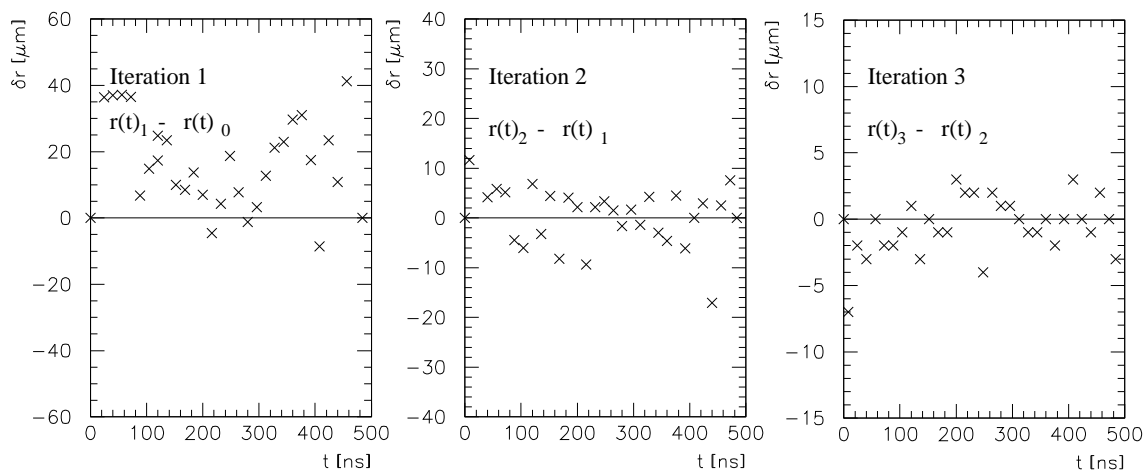


Abbildung 4.4: Konvergenz des Bestimmungsverfahrens der Referenz-r(t)-Relation

$$\Delta r_j = r_{Autokal.j} - r_{Ref.j} \quad (4.11)$$

unter Benutzung der Gaußschen Norm zur Fehlerangabe, wofür mit Abb. 4.5 ein Beispiel eines derartigen Differenzengraphen gegeben sei, insofern Darstellungen dieser Art in den nächsten Kapiteln desöfteren zu sehen sein werden. Aus dieser Abbildung läßt sich auch die Genauigkeit, mit der die Autokalibration mit den zur Verfügung stehenden Daten überprüft werden konnte, zu  $\Delta_{\text{Überprüfung}} \leq 20 \mu\text{m}$  ablesen.

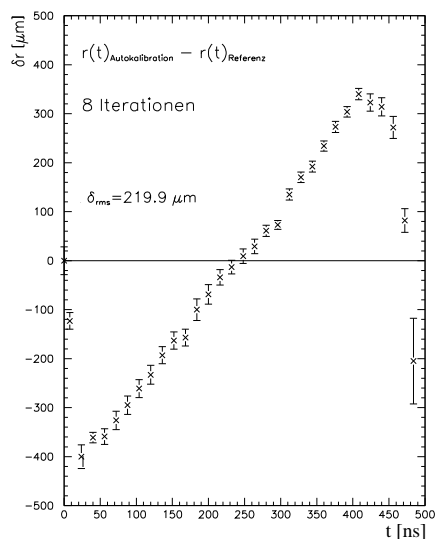


Abbildung 4.5: Beispiel eines Vergleichs der Autokalibrations-r(t)-Relation mit der Referenz-r(t)-Relation

## 4.3 Abhängigkeit der Autokalibration von der Winkelverteilung

Nach der Beschreibung der Autokalibrationsmethodik und des Verfahrens zu deren Verifikation mit dem zur Verfügung stehenden Referenzsystem sehr hoher Auflösung wird nun im Folgenden die Rede von den konkreten Resultaten dieser Überprüfung sein.

Begonnen werden soll hierbei mit der - wie die Ergebnisse zeigen werden - äußerst wichtigen Abhängigkeit der Autokalibration von der Winkelverteilung der in der Kalibration berücksichtigten Myonenspuren. Dies ist zum einen von Bedeutung für noch durchzuführende, weitere Tests der Autokalibration auch mit größeren und dem endgültigen Detektor ähnlicheren Prototypen, also für die zukünftigen Arbeiten im Teststrahl am CERN, zum anderen interessant für den Vergleich mit Simulationen des Gesamtdetektors, die insbesondere Wert auf eine Untersuchung des Vorhandenseins einer genügenden Winkelverteilung in allen Bereichen des Spektrometers Wert legen.

### 4.3.1 Experimentelle Resultate

#### a. Diskrete Winkelverteilung

In Abb. 4.6 und Abb. 4.7 sind die Resultate eines Vergleichs des Endergebnisses der Autokalibration unter Benutzung von Myonenspuren nur eines diskreten Einfallswinkels  $\alpha$  mit der korrekten  $r(t)$ -Relation gemäß dem Referenzsystem wiedergegeben, wobei zuerst als grobe Näherung eine lineare Anfangs- $r(t)$ -Relation und danach eine mittels des Driftkammersimulationsprogrammes Garfield berechnete Anfangs- $r(t)$ -Relation verwendet wurde. Dieser Vergleich ist wie erwähnt vor allem insofern interessant, als für Teststrahlexperimente auf Grund des parallelen Strahls diese Situation vorliegt und eine ausreichende experimentelle Simulation einer kontinuierlichen Winkelverteilung an einem vollen Prototypen einer Kammer noch aussteht.

Wie nach theoretischen Überlegungen (siehe Abschnitt 4.3.2) zu erwarten (teilweise auch [Yats 97, Pont 97, Vieh 96]), belegen diese Resultate, daß die Rekonstruktion der korrekten  $r(t)$ -Relation mit Myonenspuren nur eines diskreten Einfallswinkels bei weitem nicht in der notwendigen Präzision möglich ist, insofern die Abweichungen sich im Rahmen von einigen  $100\mu m$  bewegen.

Da wie beschrieben der Autokalibrationsalgorithmus mittels einer rekonstruierten Spur die Kenntnis der  $r(t)$ -Relation zu verbessern sucht, kann dies nur Erfolg haben, insofern diese Rekonstruktion die reale Spur korrekter approximiert als die durch die  $r(t)$ -Relation vorausgesagten Positionen. Diese Bedingung kann durch geo-

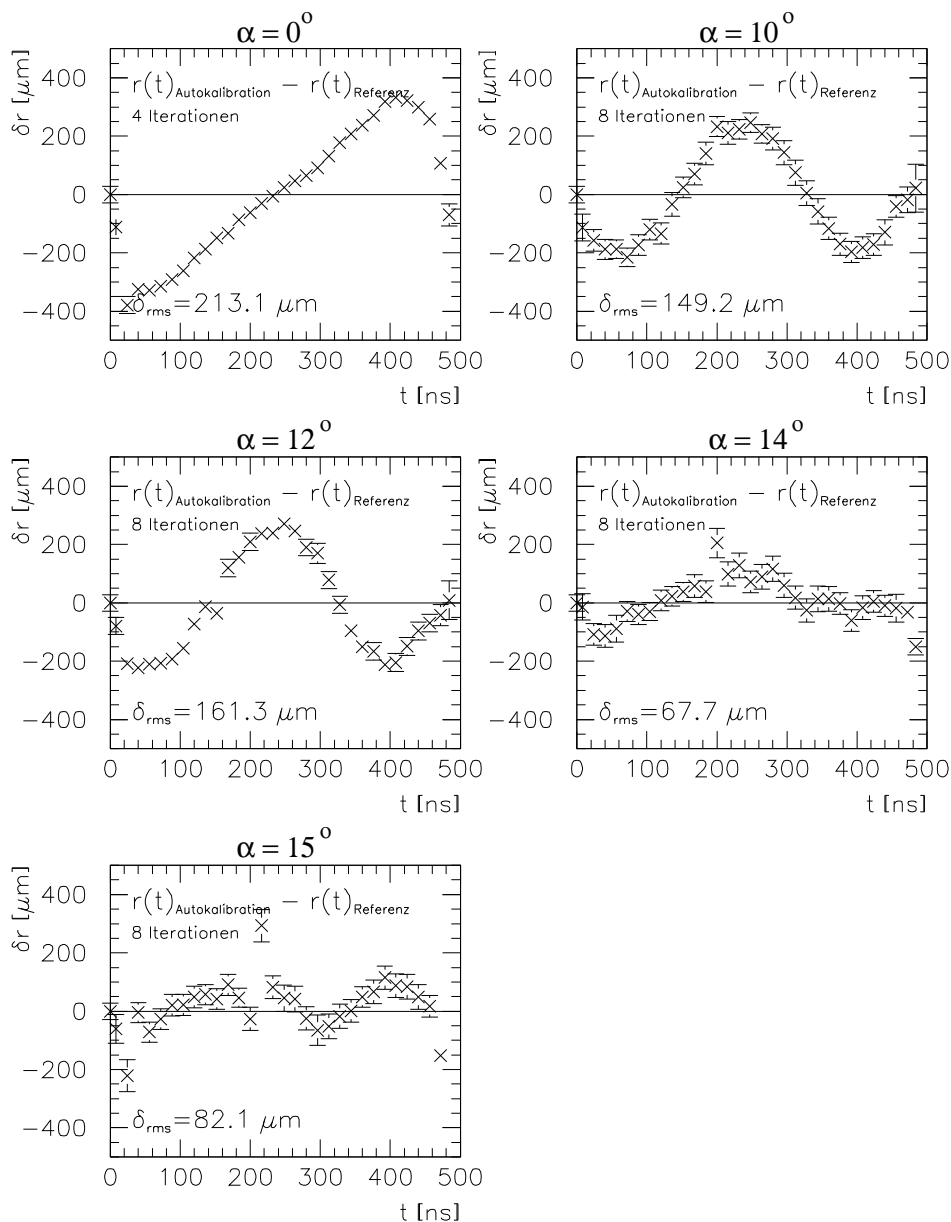


Abbildung 4.6: Vergleich der Autokalibrations- $r(t)$ -Relation mit der Referenz- $r(t)$ -Relation bei Verwendung nur von Myonenspuren eines diskreten Einfallswinkels  $\alpha$  (für eine lineare Anfangs- $r(t)$ -Relation)

metrische Effekte und durch in allen Rohren gleiche, systematische Abweichungen verletzt werden. Zur Erläuterung sei als prominentes Beispiel für einen geometrischen Effekt in der Autokalibrationsprozedur der Fall des Einfallswinkels  $\alpha = 0^\circ$  dargestellt. Die spezielle Symmetrie der Geometrie in der Kammer relativ zur Myo-

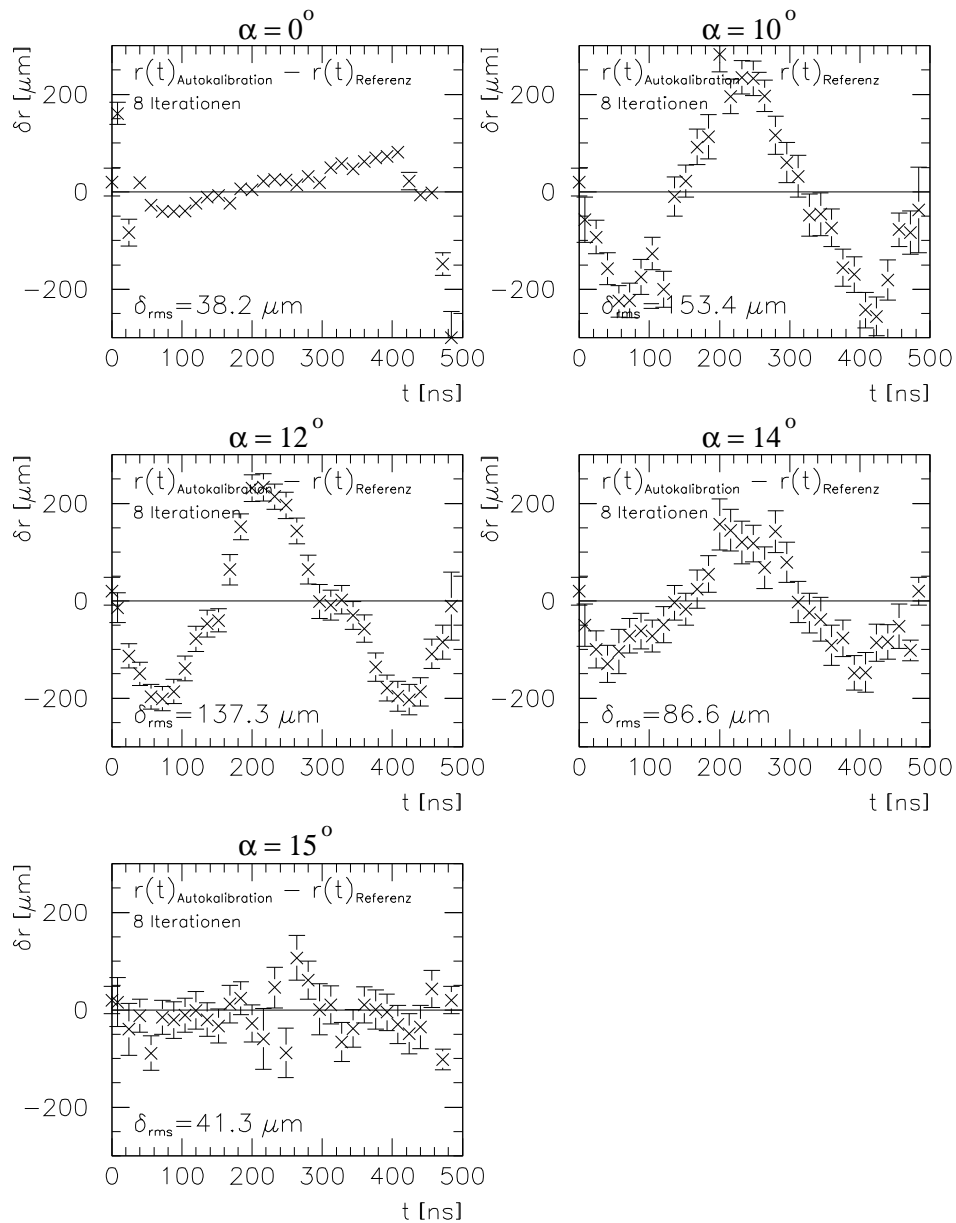


Abbildung 4.7: Vergleich der Autokalibrations- $r(t)$ -Relation mit der Referenz- $r(t)$ -Relation bei Verwendung nur von Myonenspuren eines diskreten Einfallswinkels  $\alpha$  (für eine mittels Garfield berechnete Anfangs- $r(t)$ -Relation)

nenspur erlaubt hier wie auch bei anderen diskreten Winkeln die Konvergenz des Autokalibrationsverfahrens zu einer algebraisch möglichen, jedoch von der korrekten - systematisch abweichenden Lösung.

Sei hierzu  $r(t_D)$  die korrekte  $r(t)$ -Relation und  $r'(t_D) = r(t_D) + \delta r(r_K)$  eine durch

die Funktion

$$\delta r(r_K) \text{ mit } \delta r(r_K) = -\delta r(R - r_K) \quad (4.12)$$

modifizierte Relation, so läßt sich zeigen, daß beide Funktionen dieselben Residuen

$$\Delta r(t_D) = \Delta r'(t_D) \quad (4.13)$$

erzeugen, und somit beide als algebraische Lösung im Autokalibrationsalgorithmus konvergieren, während physikalisch natürlich nur eine Lösung möglich ist. Diese wird anschaulich gesprochen bei Verwendung einer genügenden Winkelverteilung anstatt eines diskreten Winkels durch die nun simultan im Algorithmus vorliegenden Bedingungen - erfordert von verschiedenen Geometrieverhältnissen bei unterschiedlichen Winkeln - aussortiert. Zur Veranschaulichung des  $\alpha = 0^\circ$ -Falles ist in Abb. 4.8 die Erklärung dieses geometrischen Effekts, der wie in (b) ersichtlich die Rekon-

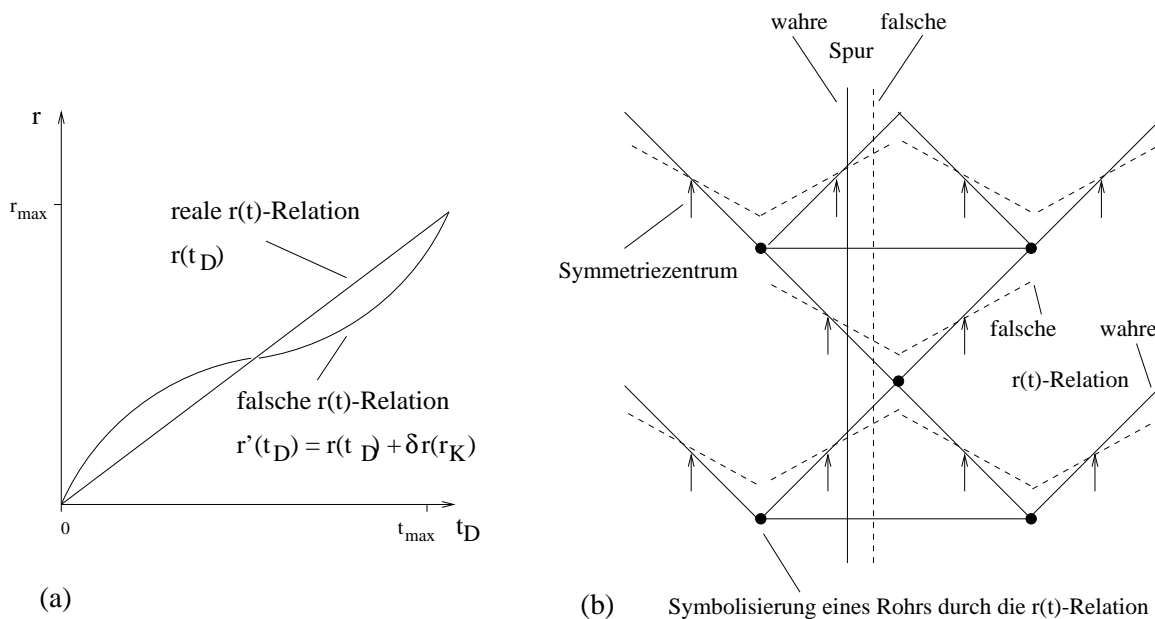


Abbildung 4.8: Erklärung des Geometrieeffekts in der Autokalibration bei einem Einfallswinkel von  $\alpha = 0^\circ$

(a) symmetrisch modifizierte  $r(t)$ -Relation

(b) geometrische Situation mit Symbolisierung von realer und falscher  $r(t)$ -Relation durch ausgefüllte - und gestrichelte Linien; das Symmetriezentrum in Rohrmitte muß beiden  $r(t)$ -Relationen gemeinsam sein

struktion auch von systemematisch in eine Richtung verschobener Spuren erlaubt,

graphisch dargestellt und in Abb. 4.9 sind die Residuen in Abhängigkeit von der Driftzeit gemäß der Kammerinformation - welche von diesen Spuren erzeugt und bekanntermaßen zur Autokalibration benutzt werden - im Vergleich zu den korrekten Residuen für eine angenommene lineare Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Referenzsystem wiedergegeben. Ein ähnliches geometrisches Problem bildet der Einfallswinkel  $\alpha = 30^\circ$  ebenso wie erwähnt ein systematischer Fehler in allen Rohren.

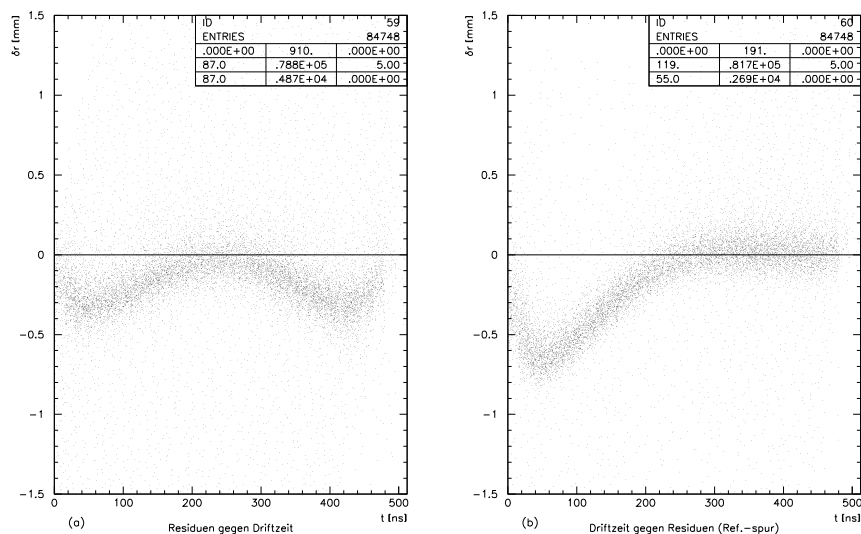


Abbildung 4.9: Residuengraphen der 1. Iteration (für  $\alpha = 0^\circ$ ) unter Benutzung der  
 (a) durch die Kammer rekonstruierten Spuren  
 (b) vom Referenzsystem rekonstruierten Spuren

In beiden Fällen sollte

- zum einen eine kontinuierliche Winkelverteilung wie
- zum anderen die Information aus der zweiten Multilage einer Kammer ebenso wie aus den anderen Kammern oder eine aus vier - anstatt drei Lagen bestehende Multilage

zur Reduktion dieser Schwierigkeit bzw. des Fehlers in der Spurrekonstruktion beitragen.

## b. Kontinuierliche Winkelverteilung

Nach den eben vorgestellten, vornehmlich für Teststrahlexperimente wichtigen Ergebnissen stellt sich also einerseits die Frage, wie groß der Winkelbereich zu einer

erfolgreichen Kalibration sein muß und andererseits, inwiefern dieser bei ATLAS in allen Bereichen des Detektors abgedeckt sein wird. Letztere Frage wird sicherlich noch das Zielgebiet detaillierter Simulationen des Myonspektrometers sein und wird nicht hier behandelt, jedoch lassen die für diese Studie zur Verfügung stehenden Daten Aussagen zur Güte der Kalibration bei verschiedenen Winkelbereichen zu, wobei wie anfangs erwähnt eine kontinuierliche Winkelverteilung durch ein Drehen der Kammer zu simulieren versucht wurde, was nur durch mehrere diskrete Winkel als Approximation hierfür geschehen konnte.

In Abb. 4.10 sind die Kalibrationsresultate unter Benutzung von verschiedenen großen Winkelbereichen (mit einer Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Garfield) dargestellt, die erlauben, auf die Abhängigkeit der Autokalibration von der Größe des überstrichenen Winkelbereichs zu schließen (Abb.4.11).

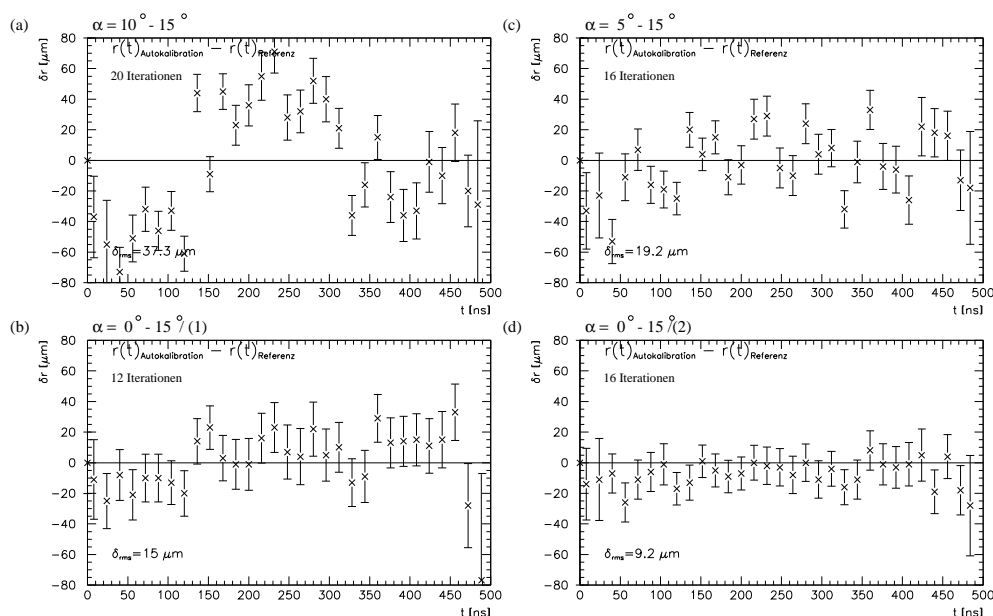


Abbildung 4.10: Autokalibration mit unterschiedlich großen Einfallswinkelbereichen

- (a) Überdeckung von  $5^\circ$  ( $\alpha = 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ )
- (b) Überdeckung von  $15^\circ$  / (1) ( $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ )
- (c) Überdeckung von  $10^\circ$  ( $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ )
- (d) Überdeckung von  $15^\circ$  / (2) ( $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ )

Hinsichtlich der benötigten Winkelverteilung kann man auf der Grundlage dieses Resultats also feststellen, daß zu einer Reproduzierbarkeit der korrekten  $r(t)$ -Relation in Grenzen von  $20\mu\text{m}$  ein Bereich von ca.  $15^\circ$  ausreichend ist. Simulationen [Rosa 97] mit Verwendung von in der Tat kontinuierlichen, anstatt wie hier nur mehreren diskreten Einfallswinkeln und zudem Benutzung der vollen Kammer-



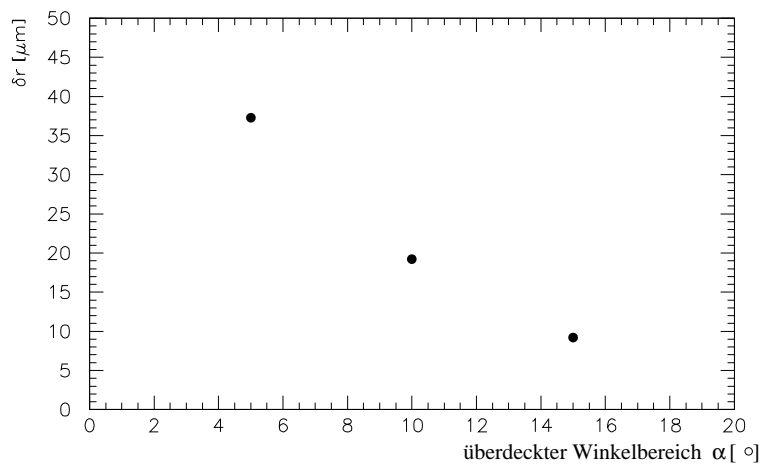


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der Autokalibration vom überstrichenen Winkelbereich

information, also auch den anderen Multilag, deuten außerdem ebenfalls auf einen mindestens erforderlichen Bereich der Winkelabdeckung von ca.  $5^\circ$  hin, womit man für diesen sensitiven Parameter im Autokalibrationsalgorithmus in etwa Grenzen abstecken kann.

### 4.3.2 Theoretischer Hintergrund

Zur interpretatorischen Untermauerung obiger Resultate sei nun noch auf die theoretischen Grundlagen dieser Ergebnisse, welche im wesentlichen aus geometrischen Überlegungen hinsichtlich der Spurrekonstruktion bestehen, eingegangen. Zur Nomenklatur sei der Leser auf Abb. 4.12 verwiesen.

Zuallererst sei an die schon an früherer Stelle erwähnte grundlegende Idee der Autokalibration, mittels der Information aus der durch die Kammer rekonstruierten Spur die momentan verwendete  $r(t)$ -Relation zu verbessern, erinnert. Die Basis dieses Gedankenganges stellen hierbei die bei der Spurrekonstruktion auf Grund der geometrischen Verhältnisse vorliegenden Zwangsbedingungen dar, welche gleichfalls an Hand obengenannter Skizze erläutert werden sollen.

An je zwei Trefferradien  $r_{K_i}$  und  $r_{K_j}$  aus verschiedenen Rohren  $i, j$  wird bei der Rekonstruktion eine der folgenden zwei Bedingungen gestellt.

- War der Myonendurchgang durch die Kammer derart, daß die Radien in unterschiedliche Richtungen weisen oder mit anderen Worten die Spur auf verschiedenen Seiten der Drähte liegt (wie im Bild  $r_{K_1}$  und  $r_{K_2}$ ), so müssen als erstes Kriterium die jeweiligen beiden Radien zum Rohrradius oder dessen Vielfachen aufaddieren unter Berücksichtigung der bei dem gegebenen Einfallswinkel  $\alpha$

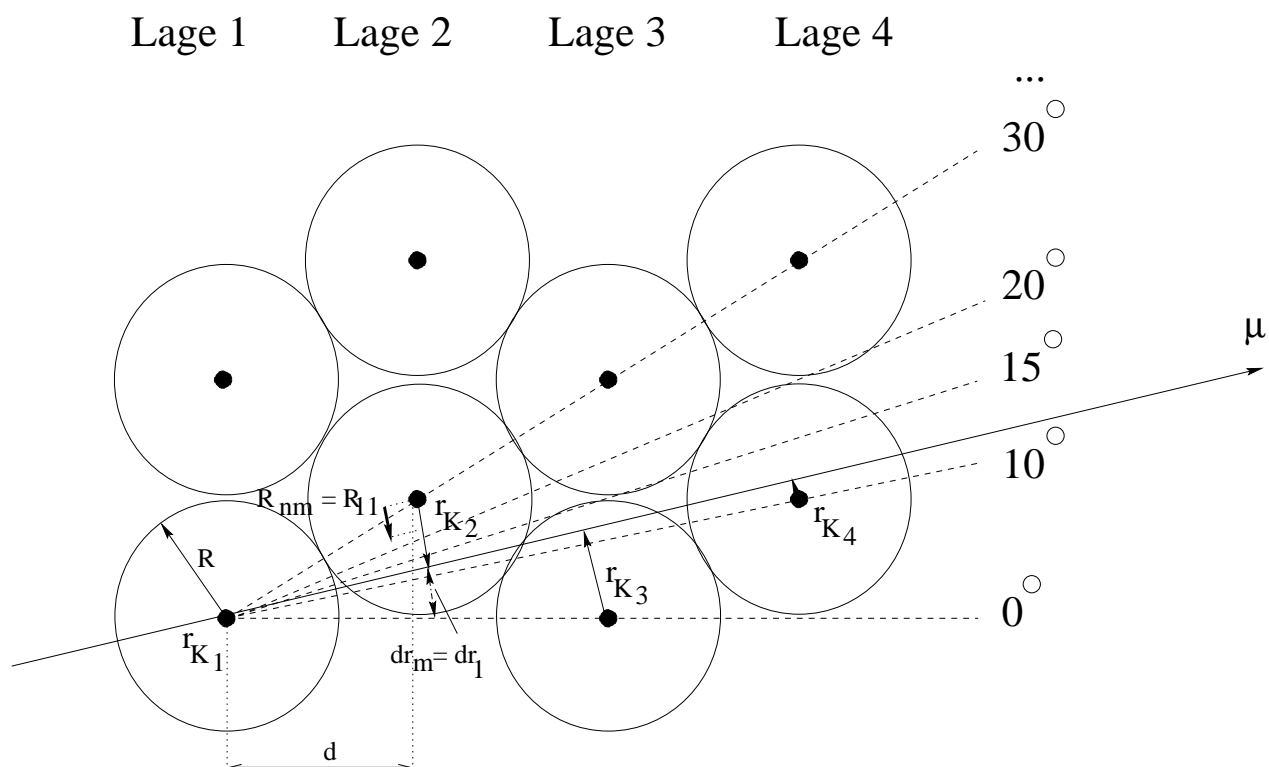


Abbildung 4.12: Erklärung der Zwangsbedingungen an die rekonstruierte Spur bei verschiedenen Einfallswinkeln

vom Myon zurückgelegten Höhendistanz  $dr_m$ , also in Formeln

$$r_{K_i} + r_{K_j} = |\mp n \cdot R \pm dr_m(\alpha)| =: r_{nm}(\alpha) \quad (4.14)$$

mit  $dr_m(\alpha) \approx \alpha \cdot m \cdot d$  und  $n, m \in [0, 3]$ .

- Im dem Falle, daß die Spur auf derselben Drahtseite verlief, können sich die beiden Radien als zweites Kriterium nur durch eine ebenfalls vom Einfallswinkel abhängige Konstante unterscheiden, also

$$r_{K_i} - r_{K_j} = r_{nm}(\alpha) \quad (4.15)$$

mit wiederum  $r_{nm}(\alpha) \approx |\mp n \cdot R \pm \alpha \cdot m \cdot d|$ , wobei man den Term  $n \cdot R$  wegen der speziellen Geometrie nur bei gegeneinander versetzten Rohren wie in aufeinanderfolgenden Lagen zu berücksichtigen hat.

Der nächste Schritt besteht in der Überlegung, welche Konsequenzen diese Zwangsbedingungen während der Spurrekonstruktion auf die von dieser im Autokalibrationsalgorithmus gelieferten  $r(t)$ -Relation haben. Man betrachtet hierzu wiederum mit

$$r'(t_D) = r(t_D) + \delta r(r_K) \quad (4.16)$$

eine durch die Funktion  $\delta r(r_K)$  von der korrekten Relation abweichende  $r(t)$ -Relation und untersucht den Effekt der obengenannten Bedingungen auf  $\delta r(r_K)$ , während man für festen Einfallswinkel  $\alpha$  die Spur von  $r_{K_1} = 0$  gegen  $r_{K_1} = R$  verschiebt.

- Das erste Kriterium bedingt dann

$$\begin{aligned} r_{K_i} \rightarrow r_{K_j} &\implies r_{K_i} = r_{K_j} = r_{nm}(\alpha)/2 =: R_{nm}(\alpha) \\ &\implies \delta r(R_{nm}) = 0 \quad \wedge \\ &\delta r(r_{K_i}) = -\delta r(R - r_{K_i}), \end{aligned} \quad (4.17)$$

womit  $\delta r(r_K)$  auf eine um die winkelabhängige Nullstelle  $R_{nm}(\alpha)$  - zu welcher eine Zeit  $t_{nm} = t(R_{nm})$  korrespondiert - antisymmetrische Funktion eingeschränkt wird, so daß die  $r(t)$ -Relation an dieser Stelle durch die Autokalibration korrekt wiedergegeben werden muß während ansonsten eine antisymmetrische Abweichung durch diese Bedingung noch erlaubt ist.

- Aus dem zweiten Kriterium läßt sich folgern

$$r_{K_i} = r_{K_j} + const. \implies \delta r(r_{K_i}) = \delta r(r_{K_j}) \quad (4.18)$$

mit analoger Korrespondenz  $t_i = t(r_{K_i})$ , also einer Symmetriebedingung an  $\delta r(r_K)$ , welche für sich alleine keine Nullstelle dieser Funktion erfordert und eine Verschiebung der Spuren durch eine systematisch falsche  $r(t)$ -Relation - wie der Ausgangspunkt dieses Kriteriums mit der Spur auf derselben Drahtseite erwarten ließ - zulassen würde.

Es läßt sich also als Resultat dieses Gedankenganges feststellen, daß die verschiedenen, algebraisch möglichen Lösungen des Autokalibrationsalgorithmus die vorstehenden Bedingungen erfüllen müssen, wobei erstere die Übereinstimmung mit der korrekten  $r(t)$ -Relation an dem winkelabhängigen Punkt  $R_{nm}(\alpha)$  bzw.  $t_{nm}(\alpha) =$

$t(R_{nm}(\alpha))$  erfordert (und auf Grund der Antisymmetrie mit  $\delta r(r_K = 0) = \delta r(t_D = 0) = 0$  auch bei  $2 \cdot R_{nm}$  - d. h. bei  $t_{2nm} = t(2 \cdot R_{nm})$ ) - , während letztere als Symmetriebedingung nur die Übereinstimmung der Abweichung an bestimmten Punkten erfordert, was bei den verschiedenen geometrischen Situationen hinsichtlich des Einfallswinkels weitere Nullstellen von  $\delta r(r_K)$  bedingen kann. Die Abhängigkeit der Nullstelle(n)  $R_{nm}(\alpha)$  bzw.  $t_{nm}(\alpha)$  vom Einfallswinkel  $\alpha$  gibt somit das Verständnis für die Notwendigkeit der oben beschriebenen Mindestgröße des überstrichenen Winkelbereichs zu einer erfolgreichen Autokalibration.

In Vermeidung der Auflistung der in Abb. 4.12 angedeuteten, diversen geometrischen Konstellationen sei hier zur Veranschaulichung in Abb. 4.13 nur nochmals der

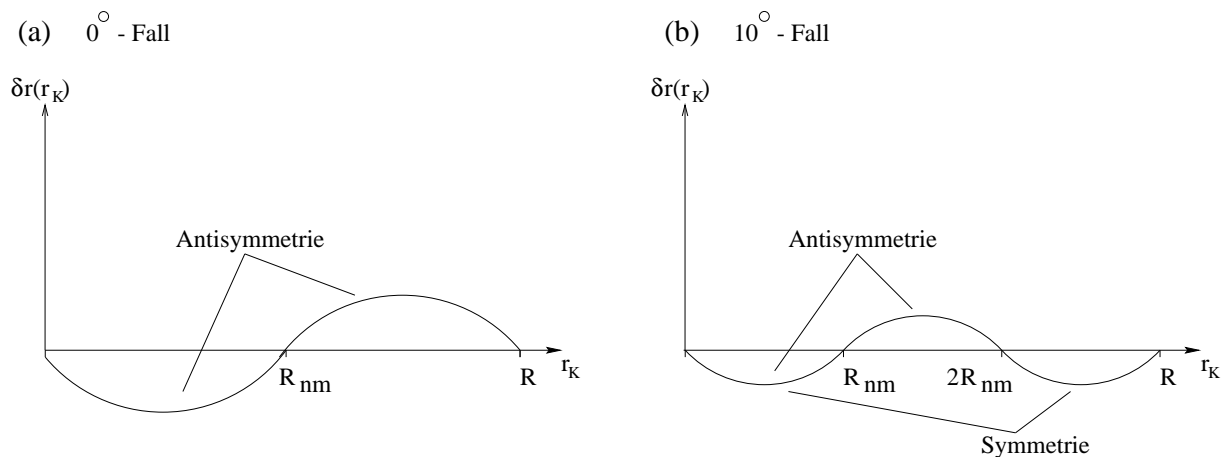


Abbildung 4.13: Form einer möglichen Abweichungsfkt.  $\delta r(r_K)$  auf Grund der Zwangsbedingungen bei der Spurrekonstruktion für Einfallswinkel von (a)  $\alpha = 0^\circ$  und (b)  $\alpha = 10^\circ$

Effekt dieser Geometriebedingungen auf  $\delta r(r_K)$  für den schon erwähnten Spezialfall  $\alpha = 0^\circ$ , wo sich  $R_{nm}(\alpha) = R/2$  als Grenzfall der allgemeinen Lösung ergibt und die zweite Bedingung nicht gegeben ist, und den für das allgemeine Prinzip sehr einsichtigen, weil einfachen Fall  $\alpha = 10^\circ$ , wo mit  $R_{nm}(\alpha) = R/3$  die Nullstelle zu kleineren Radien geschoben wird und durch die Symmetriebedingung die Form der Abweichung für  $r_K \geq 2 \cdot R_{nm}$  bestimmt wird, dargestellt.

## 4.4 Stabilität bei verschiedenen konzipierten Multilag

Als Konsequenz aus den obigen Resultaten muß man also den Schluß ziehen, daß zu einer korrekten Autokalibration des Myonspektrometers eine kontinuierli-

che Winkelverteilung vorliegen muß, wie es bei ATLAS auf Grund des angelegten magnetischen Feldes und von Vielfachstreuung auch der Fall sein sollte, doch einer detaillierten Prüfung bedarf. Aus diesem Grunde werden die folgenden Abschnitte der Untersuchung der Autokalibration unter Verwendung von Myonenspuren verschiedener Einfallswinkel gewidmet sein.

Da der Prototyp, mit dem die Messungen durchgeführt wurden, einer Multilage entspricht, wird in der Folge des vorigen Kapitels nun zunächst die Autokalibration unter Benutzung mehrerer Winkel besprochen werden, wobei sowohl drei als auch vier Lagen von Rohren zur Kalibration verwendet wurden. In Abb. 4.14 ist das Re-

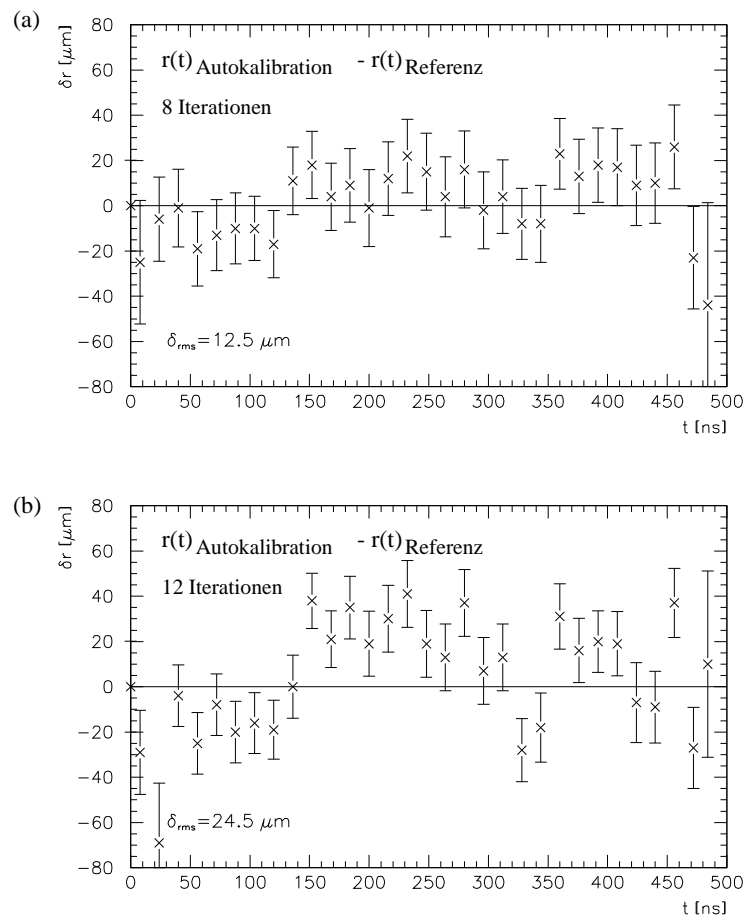


Abbildung 4.14: Autokalibration mit (a) vier - und (b) drei Lagen von Rohren unter Benutzung von Spuren mehrerer Einfallswinkel ( $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) und einer Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Garfield

sultat einer Kalibration mit diesen verschieden konzipierten Multilagen unter Simulation einer kontinuierlichen Winkelverteilung durch die in der Graphik genannten diskreten Winkel wiedergegeben; außerdem sei mit Abb. 4.15 das Kalibrierer-

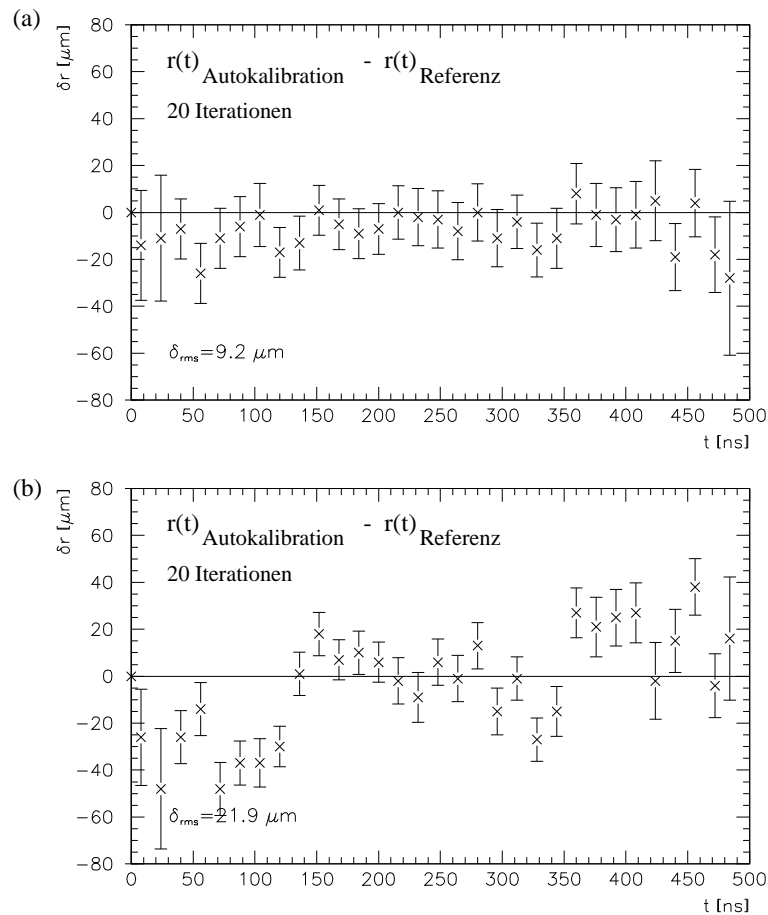


Abbildung 4.15: Autokalibration mit (a) vier - und (b) drei Lagen unter Benutzung von Spuren unterschiedlicher Einfallswinkel ( $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) und einer Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Garfield

gebnis wiederum für beide Fälle bei Benutzung der mit den Daten bestmöglichen Winkelaufspreizung gegeben.

Es läßt sich also konstatieren, daß bei Benutzung einer kontinuierlichen Winkelverteilung für die Autokalibration mit vier Lagen innerhalb einer Multilage eine *Genauigkeit der Reproduktion der  $r(t)$  - Relation innerhalb von  $20\mu\text{m}$*  erreicht werden kann, während sich dieses Resultat bei einer nur aus drei Lagen von Rohren aufgebauten Multilage um einen Faktor von 1.9 verschlechtert. Dieses Resultat sollte jedoch im Bewußtsein der Tatsache, daß für diese Untersuchung eine Kammer bestehend aus einer Multilage benutzt wurde, betrachtet werden, womit durch die Verwendung der vollen Kammerinformation aus zwei Multilagen wie bei ATLAS selbst bei aus nur drei Lagen bestehenden Multilagen dies als eine pessimistische Abschätzung anzusehen ist; nichtsdestotrotz zeigt dies innerhalb einer Multilage

auch für das Verhalten hinsichtlich Autokalibration die erwarteten Vorteile bei Verwendung von vier Lagen von Rohren.

Diese Angaben beziehen sich dabei auf den überwiegenden Bereich der  $r(t)$ -Relation, jedoch bedarf die Region bis ca.  $700\mu\text{m}$  nahe des Drahts einer gesonderten Betrachtung, was nun näher erläutert werden soll. Der Grund für diese Schwierigkeit ist physikalisch in dem eingangs geschilderten Funktionsprinzip eines Hochdruckdriftrohrs zu suchen, da selbst bei einem Myonendurchgang durch den Draht, also dem Radius  $r=0$  mm, die mit einem mittleren Abstand proportional zur mittleren freien Weglänge erzeugten Elektronenhaufen zum Auslösen eines Signals eine endliche Zeit benötigen. Die Größe der Elektronenhaufen am Orte der Primärionisation gehorcht einer statistischen Verteilung [BIRo 93], deren Mittel in diesem Falle ca.  $n=3$  Elektronen ist, so daß bei der angelegten Diskriminatorschwelle von  $n_{Disk.} = 19$  Elektronen etwa sechs bis sieben Elektronenhaufen am Draht angelangt sein müssen, ehe ein Signal zu sehen ist. Dies bewirkt eine systematische Verschiebung der Driftzeiten für Myonendurchgänge nahe an einem Draht zu höheren Werten relativ zur wahren Durchgangszeit des Teilchens, so daß auf Grund des somit sozusagen verkürzten Driftzeitspektrums die  $t_0$ -Bestimmung und damit die Autokalibration verfälscht wird, indem einer korrekten Ortsinformation aus der rekonstruierten Spur eine systematisch falsche Zeitinformation zugeordnet wird. Daß dieser Mißstand im Vergleich mit der Referenz nicht sichtbar wird, liegt an der dort in derselben Weise erfolgenden Verwendung der verfälschten Driftzeit, so daß zur Lösung dieser Schwierigkeit eine Korrektur der aus physikalischen Gründen nicht dem wahren Ort entsprechenden Zeit im drahtnahen Bereich mit einer noch zu bestimmenden Verteilungsfunktion erforderlich ist. In Abb. 4.16 wurde ver-

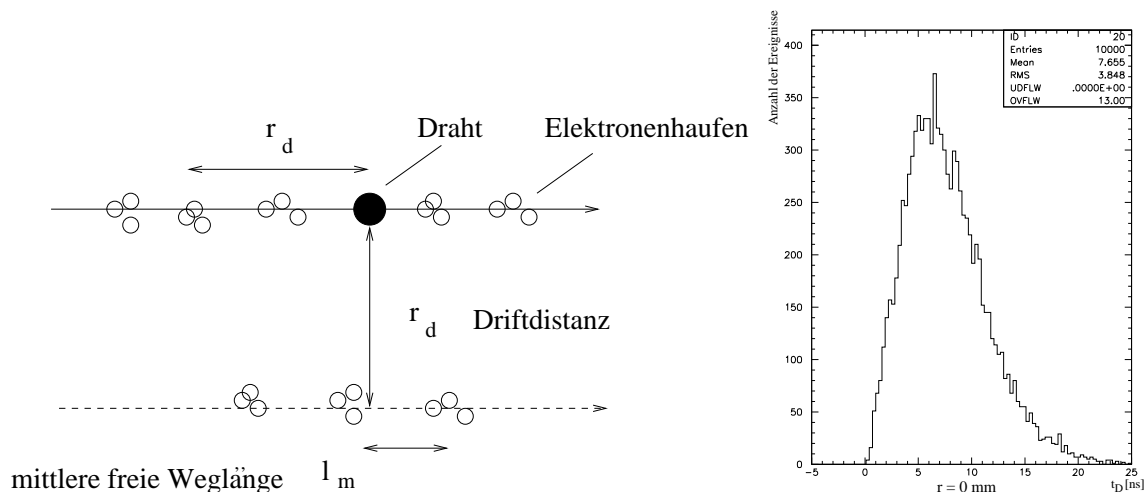


Abbildung 4.16: Erläuterung der Effekte bei kleinen Radien

- (a) systematische Verschiebung der Spurradien zu höheren Werten
- (b) Driftzeitspektrum nahe am Draht

sucht, diesen Tatbestand nochmals skizzenhaft (a) darzulegen und außerdem das systematisch zu höheren Werten verschobene Driftzeitspektrum für Myonenspuren am Draht (b) zu dokumentieren. Auf Grund dieses momentan noch nicht in ausreichender Weise im Autokalibrationsalgorithmus berücksichtigten Effekts sind noch detaillierte Studien im Gange.

## 4.5 Einfluß der Start- $r(t)$ -Relation

In den vorangehenden Kapiteln wurde jeweils der Startpunkt der Kalibrationsprozedur mit angegeben, insofern dies theoretisch von Einfluß auf das Endergebnis ist. Um die Größenordnung dieser Abhängigkeit abzuschätzen, wurde die Autokalibration für die vordem genannten Fälle mit drei - und vier Lagen sowohl mit einer linearen - als auch mit einer durch das Simulationsprogramm Garfield vorausgesagten Anfangs- $r(t)$ -Relation durchgeführt.

Als Übersicht diene hierzu Abb. 4.17, welche für die zwei verschiedenen konzi-

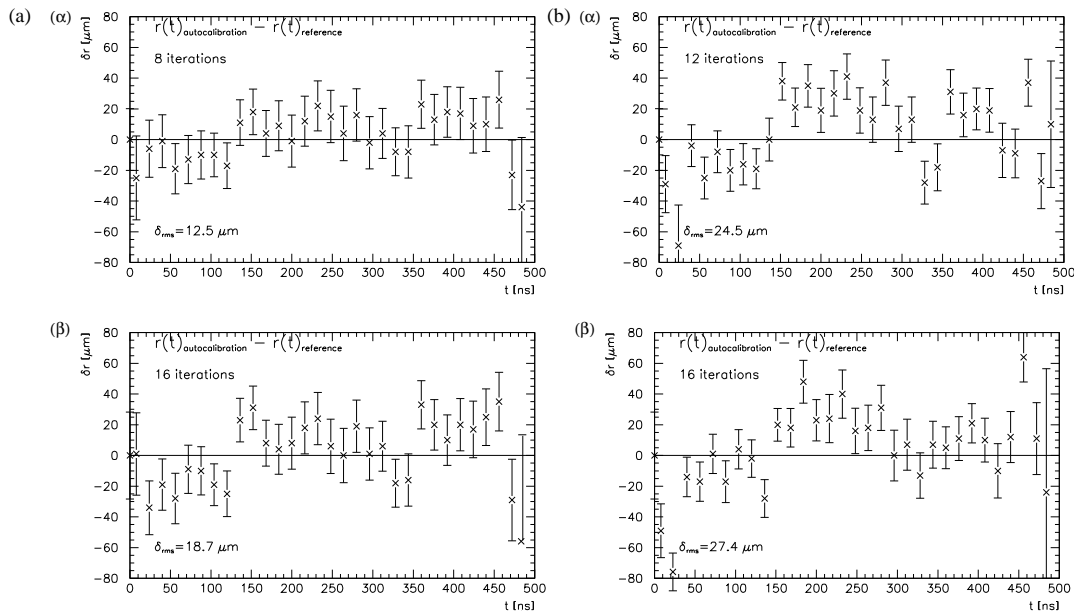


Abbildung 4.17: Autokalibration (unter Benutzung von Spuren unterschiedlicher Einfallswinkel ( $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ )) mit

- (a) vier Lagen bei
  - (α) einer Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Garfield
  - (β) einer linearen Anfangs- $r(t)$ -Relation
- (b) drei Lagen bei
  - (α) einer Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Garfield
  - (β) einer linearen Anfangs- $r(t)$ -Relation

pierten Multilagen jeweils den Vergleich von Anfangs- $r(t)$ -Relation gemäß Garfield



mit linearer Anfangsrelation wiedergibt. Man erkennt daraus zwar die erwartete Abhängigkeit der Autokalibration vom Anfangswert, jedoch ist kein signifikanter Unterschied der Endresultate festzustellen, so daß die Kalibration basierend auf ebengenannten Ergebnissen bei dem verwendeten Winkelbereich als zumindest innerhalb von  $15\mu\text{m}$  unabhängig von der Anfangs- $r(t)$ -Relation zu bezeichnen ist und sich dies damit in dieser Hinsicht als ein vernachlässigbarer Parameter erweist. Wie die obige Darstellung bezüglich der Winkelabhängigkeit der Autokalibration und ein Vergleich mit den Graphen für Autokalibration mit diskreten Winkeln zeigen, ist diese Abhängigkeit auch mit zunehmender Größe des überstrichenen Winkelbereichs immer mehr zu vernachlässigen, insofern dadurch ja wie gezeigt der Autokalibrationsalgorithmus unabhängig vom Startpunkt auf Grund der Zwangsbedingungen schließlich nur die korrekte Lösung liefern kann.

## 4.6 Autokalibration im magnetischen Feld

Im Gegensatz zum Einfluß der Start- $r(t)$ -Relation und der Frage hinsichtlich des Aufbaus einer Multilage aus drei - oder vier Lagen von Rohren spielt die Berücksichtigung der Inhomogenitäten des magnetischen Feldes ebenso wie die Winkelabhängigkeit der Autokalibration eine gewichtige Rolle.

Wie in Gleichung 4.1 ersichtlich, müßte dann der magnetfeldabhängige Term  $\frac{\delta r_k}{\delta \vec{B}} \cdot \Delta \vec{B}$  entgegen der bisherigen Behandlung im feldfreien Fall mit in die Betrachtung einbezogen werden. Der Grund hierfür ist die starke Änderung der maximalen Driftzeit auf Grund des längeren Elektronendriffs entlang einer durch die Lorentzkraft spiralförmigen Bahn, wie in Abb. 4.18(a) exemplarisch dargestellt sein soll.

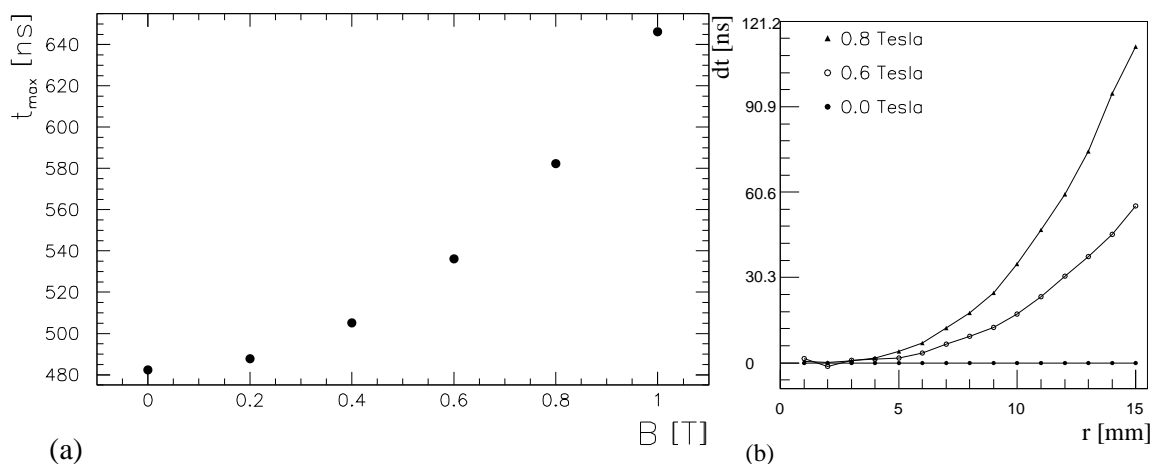


Abbildung 4.18: (a) Abhängigkeit der maximalen Driftzeit vom magnetischen Feld (gemäß einer Garfieldsimulation) und (b) Änderung  $dt(r)$  der  $r(t)$ -Relation im magnetischen Feld

Bei dem momentan für ATLAS favorisierten und auch in dieser Arbeit verwendeten

Gas führt also ein Feld von  $B = 0.8 \text{ T}$  zu einer Erhöhung der maximalen Driftzeit in der Größenordnung von 20 % im Vergleich zum feldfreien Fall; dies muß natürlich in einer gegenüber dem feldfreien Fall veränderten  $r(t)$ -Relation (Abb. 4.18(b); [Kirch 97]) ihren Niederschlag finden, da ansonsten wegen der verlängerten Driftstrecke im Magnetfeld eine falsche Zuordnung der Driftzeiten zu der radialen Position des Teilchendurchgangs erfolgen würde. Mit Abb. 4.19 ist in diesem

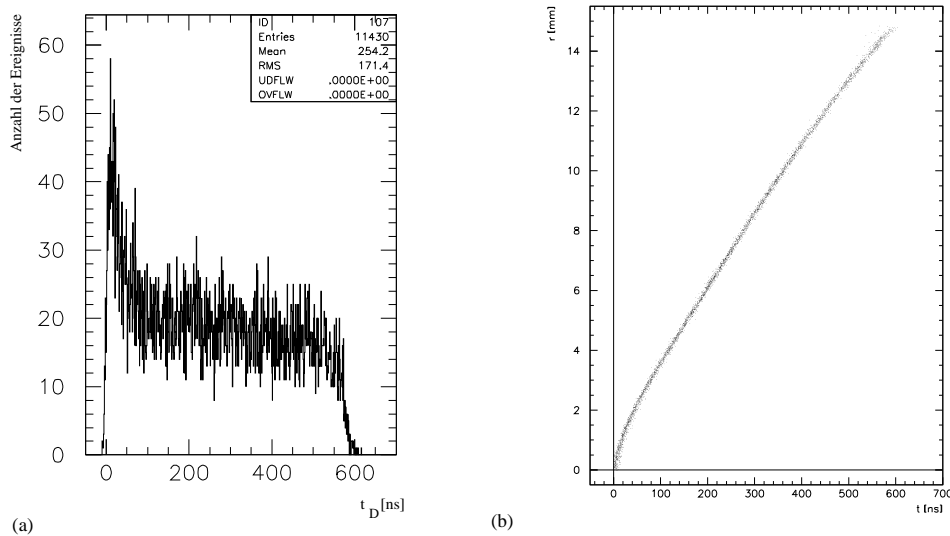


Abbildung 4.19: Beispiel eines Driftzeitspektrums und der entsprechenden  $r(t)$ -Relation für ein Magnetfeld von  $B = 0.8 \text{ T}$

Zusammenhang ein Driftzeitspektrum und die entsprechende  $r(t)$ -Relation für diesen Fall wiedergegeben. Im Kontext mit den durch das Magnetfeld verursachten Änderungen soll auch noch kurz auf den von  $\delta$ -Strahlung herrührenden Hintergrund eingegangen werden, weshalb in Abb. 4.20 die  $r(t)$ -Relationen für den feldfreien - und den Fall mit Feld wiedergegeben sind, in dieser Abbildung ohne den ansonsten angelegten Schnitt gegenüber diesen störenden Prozessen. Eine erste quantitative Betrachtung des Anteils der  $\delta$ -Strahlung bzw. der störenden Hintergrundereignisse ergab eine Erhöhung um ca. 3 % gegenüber dem feldfreien Fall.

Ein weiterer Weg, wie bei der Beschreibung der Prämissen der Autokalibration erwähnt, bei Vorliegen eines lokal inhomogenen Feldes dies in der Kalibration zu berücksichtigen, wäre anstatt eines veränderten Algorithmus die Verwendung von diesen Inhomogenitäten angepaßten Autokalibrationsbereichen. Eine Verkleinerung der Autokalibrationsbereiche in den kritischen Regionen des Spektrometers hat in der zur Kalibration notwendigen Statistik eine untere Grenze der Bereichsgröße und

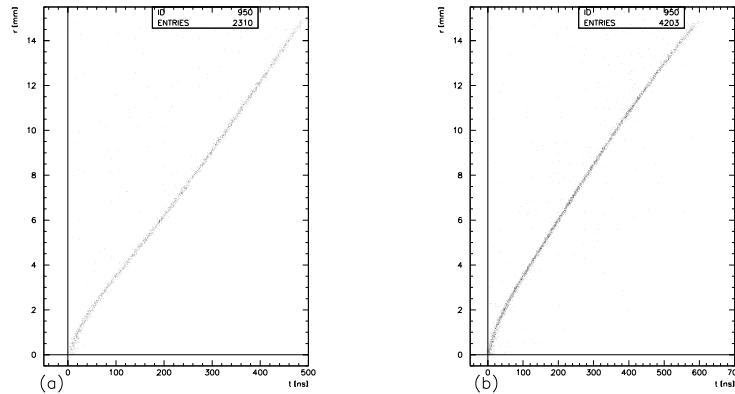


Abbildung 4.20:  $r(t)$ -Relation ohne Schnitt gegenüber  $\delta$ -Strahlung  
(a) ohne - und (b) mit Magnetfeld

würde von der noch im Detail zu simulierenden Feldverteilung im Toroid diktiert. Im Hinblick auf eine Auswahl des zu verwendenden Verfahrens wäre also sowohl eine Untersuchung dieser Option als auch die der Korrektur des Magnetfeldeffektes im Autokalibrationsalgorithmus von Interesse.

Letzteres war in vorliegender Arbeit nicht der Fall, insofern die räumlichen Ausmaße von verwendeter Kammer und Magneten bzw. der experimentelle Aufbau keine Inhomogenitäten des magnetischen Feldes im Bereich der Rohre zur Folge hatten, und daher die Autokalibration auch im Magnetfeld mit demselben Prinzip durchgeführt werden konnte. Die Veränderung in der Behandlung bestand lediglich in der nun mittels einer Parabel erfolgenden Spurrekonstruktion im Referenzsystem, wobei die Genauigkeit der Spuranpassung überprüft wurde, indem die durch die Geometrieausrichtung im feldfreien Fall bekannten Drahtpositionen mittels der neuen Spurrekonstruktionsmethode vorausgesagt wurden; dies stimmte mit den bekannten Werten innerhalb von ca.  $10\mu m$  überein, ließ somit einen Rückschluß auf die Qualität der einen Freiheitsgrad mehr besitzenden Spuranpassung in diesem Falle zu. Die Rekonstruktionsmethodik innerhalb der Kammer konnte auf Grund des vernachlässigbaren Sagitta bei den auftretenden Krümmungen der Teilchenspuren in der nur vier Rohrdurchmesser messenden Strecke beibehalten werden.

Dies erlaubte wie im magnetfeldfreien Falle die korrekte Kalibration der  $r(t)$ -Relation bei Verwendung eines ausreichenden Winkelbereichs (siehe Abb 4.21). Erwartungsgemäß ergeben sich also bei der Kalibration im magnetischen Feld mittels Methoden der Autokalibration keine zusätzlichen Schwierigkeiten, solange keine lokalen Feldinhomogenitäten in die Betrachtung miteinzubeziehen sind. Die Berücksichtigung derselben im Autokalibrationsalgorithmus gemäß dem bei der Be-

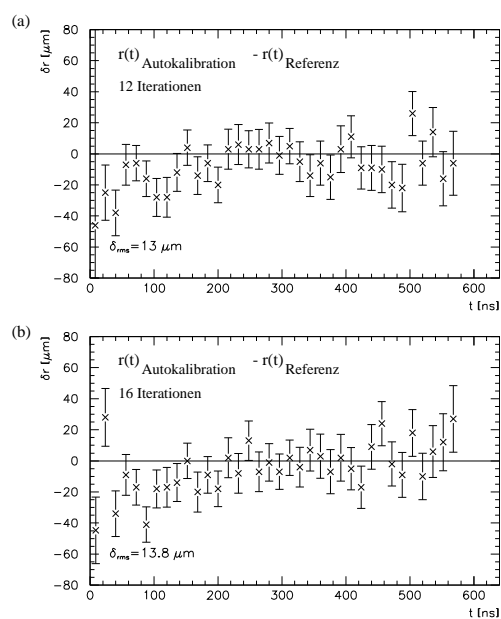


Abbildung 4.21: Resultat der Autokalibration im magnetischen Feld ( $B = 0.8T$ ) (unter Verwendung der Einfallswinkel  $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 12^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) mit  
 (a) Anfangs- $r(t)$ -Relation laut Garfield und  
 (b) linearer Anfangs- $r(t)$ -Relation

sprechung der Methodik angegebenen Schema (Abschnitt 4.1/Gleichung 4.1) sollte jedoch von technischer Natur sein und daher keine prinzipiellen Schwierigkeiten mit sich bringen.

# Kapitel 5

## Résumé

Als Abschluß soll an dieser Stelle nun noch ein Résumé der in dieser Studie untersuchten Fragestellungen und der Resultate vorliegender Untersuchung gegeben werden.

Unter Verwendung der üblichen Methodik der Autokalibration, in der die Kenntnis der Relation zwischen Driftzeit und Driftdistanz durch die Rekonstruktion der Spur in der Kammer zu verbessern gesucht wird, wurde an Hand eines kleinen Prototypen einer Driftrohrkammer die Realisierbarkeit und Präzision der Kalibration des Myonspektrometers mittels dieses Verfahrens in Abhängigkeit verschiedener Faktoren bewertet. Hierzu stand zur Verifikation der Kalibration ein hochpräzises Referenzsystem in Form von Siliziumstreifendetektoren zur Verfügung.

Die Voraussetzung bestand hierbei in der Kenntnis zweier wesentlich die Kalibration der  $r(t)$ -Relation beeinflussender Sachverhalte, nämlich zum einen der Detektorgeometrie und zum anderen der Zeitkonstanten  $t_0$ . Letztere wurden auf unabhängige Art und Weise mit einer für die folgende Autokalibrationsprozedur vernachlässigbaren Ungenauigkeit bestimmt, während erstere (wie in ATLAS geplant) durch das externe Referenzsystem ebenfalls mit großer Genauigkeit zugänglich war.

Generell lässt sich auf der Basis der durchgeführten Studien die Aussage treffen, daß mit der Methodik der Autokalibration unter den gegebenen Voraussetzungen die Kalibration der  $r(t)$ -Relation mit einer Ungenauigkeit von weniger als 20  $\mu m$  möglich ist.

Dieses Resultat hängt jedoch erwähnenswertenmaßen von verschiedenen Faktoren, deren Beiträge unterschiedliches Gewicht haben, ab, welche im Folgenden kurz zusammengefaßt werden sollen.

- Start- $r(t)$ -Relation

Der Einfluß der Start- $r(t)$ -Relation auf das Ergebnis der Autokalibration wurde als vernachlässigbar klein eingestuft und bringt bei Vorliegen der zur erfolgreichen Autokalibration notwendigen Voraussetzungen keinerlei wesentlichen Beitrag zur Unsicherheit in der Kalibration.

- Konzipierung der Multilaggen

Dieser Punkt offenbarte in vorliegender Arbeit seine Auswirkung auf die Kalibrationsungenauigkeit durch den Informationsverlust bei Weglassen einer vierten Lage von Rohren als in der Größenordnung eines Faktors 2 liegend. Es soll jedoch betont werden, daß diese Abschätzung eine Pessimistische ist, insofern hier (auf Grund des vorhandenen Prototyps) nur eine einzelne Multilage anstatt der vollen Kammerinformation, welche die Abhängigkeit von dieser Größe deutlich minimieren würde, verwendet wurde.

- Winkelverteilung

Es soll hier nochmals deutlichst darauf hingewiesen werden, daß die essentielle Bedingung für eine erfolgreiche Autokalibration des Myonspektrometers in dem Vorliegen einer ausreichenden Winkelverteilung der Teilchendurchgänge in den einzelnen Autokalibrationsbereichen besteht. Auch hier ist die an entsprechender Stelle angegebene notwendige Überdeckung eines Winkelbereichs von ca.  $10^\circ$ , um innerhalb oben angegebener Kalibrationsfehler zu bleiben, als negative Abschätzung zu verstehen.

Die Winkelabhängigkeit des Autokalibrationsalgorithmus ließ sich durch die bei der Spurrekonstruktion vorliegenden geometrischen Zwangsbedingungen verstehen und in zwei Kriterien an eine mögliche Abweichung von der korrekten  $r(t)$ -Relation, welche in Abhängigkeit von den verschiedenen geometrischen Topologien bei unterschiedlichen Einfallswinkeln der Teilchen anzuwenden sind, mathematisch fassen.

- Magnetfeld

Die erfolgreiche Kalibration der  $r(t)$ -Relation ließ sich auch im magnetischen Feld wiederholen. Allerdings soll hier auch gesagt sein, daß dieses Feld keine Inhomogenitäten aufwies, durch welche ein Magnetfeld auf Grund der starken

Beeinflußung der  $r(t)$ -Relation im Gegensatz zu den anderen Operationsparametern des Detektors in der Autokalibrationsprozedur explizit berücksichtigt werden müßte. Der Einbau dieses Effektes in den Algorithmus sollte jedoch eher technischer Natur sein und keinen wesentlichen Beitrag in der Kalibrationsungenauigkeit verursachen.

Ein Blick auf die sensiblen Punkte der Methode der Autokalibration und ein Ausblick auf noch durchzuführende Studien auf diesem Gebiet bringt mehrere Punkte zu Tage.

- **Detektorgeometrie**  
Die Kalibration ist wesentlich mit der genauen Kenntnis der Detektorgeometrie verbunden, und es ist aus diesem Grunde sicherzustellen, daß bei ATLAS die momentan angestrebte Genauigkeit von  $30 \mu m$  in einer Driftrohrkammer nicht überschritten wird.
- **Operationsparameter**  
Auch der Einfluß grundlegender Operationsparameter wie des zu verwendenden Gases, speziell dessen Linearität, auf die Autokalibration sollte bei der endgültigen Festlegung dieser Parameter, welche zum Teil noch Objekt weiterer Untersuchungen sind, mit in Betracht gezogen werden.
- **Simulationen**  
Nach der Verifikation der Kalibration an einem kleinen Prototypen ist schließlich insbesondere die detaillierte Simulation des gesamten Spektrometers im Hinblick auf das Vorliegen der notwendigen Voraussetzungen in jeder Region und der Einfluß der dabei vorhandenen vollen Kammerinformation abzuschätzen. Dabei sollte nicht nur das Vorhandensein der benötigten Winkelverteilung, sondern ebenso der Einfluss des toroidalen Magnetfeldes sowie die bei ATLAS keineswegs zu vernachlässigenden Hintergrundprozesse einer detaillierten Betrachtung unterzogen werden.





# Anhang A

## Berechnung der Spurparameter

Abschließend soll aus Gründen der Übersichtlichkeit und Vollständigkeit noch die Darstellung bzw. Berechnung der Geometrie- und Spurparameter sowohl der Kammer als auch des Referenzsystems dargestellt werden.

Für alle Berechnungen wurde ein globales, kartesisches Koordinatensystem, wie bei der Beschreibung des experimentellen Aufbaus angedeutet, mit  $x=0$  in der Drahtmitte und  $z=0$  in der Mitte zwischen den beiden äußersten Siliziumdetektorebenen verwendet. Als erstes folgt in diesem Zusammenhang eine kurze Auflistung der für die Kammergeometrie benutzten Parameter, wobei ein Rohr durch die drei kartesischen Koordinaten von linkem und rechtem Drahtende (Index r/l) im Raum fixiert wurde, insofern der Gravitationsdurchhang des Drahts auf Grund der kurzen Drahtlänge als vernachlässigbar anzusehen war.

$$\begin{aligned} m_{xy} &= \frac{\delta y}{\delta x} = \frac{y_l - y_r}{x_l - x_r} \\ m_{xz} &= \frac{\delta z}{\delta x} = \frac{z_l - z_r}{x_l - x_r} \\ m_{zx} &= \frac{\delta x}{\delta z} \\ z_D &= \frac{z_l + z_r}{2} \\ x_D &= c_{zx} + m_{zx} \cdot z = m_{zx} \cdot z \\ y_D &= y_r + m_{xy} \cdot (x_D - x_r) \\ z_D &= z_r + m_{xz} \cdot (x_D - x_r) \end{aligned} \tag{A.1}$$

Die für die Autokalibration essentielle Spurrekonstruktion in der Driftrohrkammer wurde schon an anderer Stelle geschildert und soll daher hier nicht nochmals wiedergegeben werden.

Mit Hilfe der obigen, durch die Kameraausrichtung festgelegten Geometriewerte wurde sodann für jeden einzelnen Myonendurchgang mittels der vom Referenzsystem gelieferten Spurparameter ( $c_{x/y}$  und  $m_{x/y}$  für die Spur in der x-z/y-z-Ebene im hier exemplarisch dargestellten feldfreien Falle) die zur Überprüfung der Autokalibration relevante Größe  $r_{Ref_i}$ , der minimale Abstand zwischen Myonenspur und i-tem Driftrohrdraht, in der folgenden, in der Literatur [Bron 93] ausgiebig beschriebenen Manier bestimmt.

$$\begin{aligned}
 x_{Ref} &= c_x + m_x \cdot z_D \\
 y_{Ref} &= c_y + m_y \cdot z_D \\
 y_{D_{Ref}} &= y_D + x_{Ref} \cdot m_{xy} + \Delta_{2.Ord} \\
 r_{Ref} &= \frac{y_{Ref} - y_{D_{Ref}}}{\sqrt{D}}
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Hierbei gilt

$$\begin{aligned}
 \Delta_{2.Ord} &= m_{xz} \cdot [(c_y - y_D) \cdot m_x - c_x \cdot m_y] \\
 D &= [(1 - m_x \cdot m_{xz})^2 + (m_x \cdot m_{xy} - m_y)^2 + (m_y \cdot m_{xz} - m_{xy})^2]
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Ein analoges Vorgehen wurde bei der Spurrekonstruktion im Magnetfeld mit einer dort parabelförmigen Spur verfolgt.

# Anhang B

## Spezifikationen zum Datensatz

Feld $\vec{B}$ [T]	0.0	0.2	0.6	0.8	1.0	Statistik
Winkel $\alpha$						(für $\alpha$ )
0°	1752 LN9863 245k	1753 1754 LN9863 44k 20k	1756 LN9864 50k	1757 LN9864 56k	1758 LN9865 60k	475k
10°	1760 1764 LN9865 LN9866 42k 20k	1765 LN9866 60k	1766 LN9866 82k	1767 LN9866 60k	1768 1769 LN9867 10k 47k	330k
12°	1774 LN9868 60k	1772 LN9867 60k	1770 1771 LN9867 30k 30k	1773 LN9867 60k	1775 1776 LN9868 44k 16k	300k
15°	1779 LN9869 60k	1780 LN9869 60k	1783 LN9871 64k	1777 LN9868 101k	1781 1782 LN9870 30k 30k	345k
14°	1787 LN9871 60k	1785 LN9871 60k	1789 1791 LN9872 30k 30k	1784 LN9871 60k	1788 LN9872 55k	295k
5°	1792 LN9873 60k	1793 LN9873 60k	1795 LN9874 60k	1794 LN9874 60k	1796 LN9874 238k	480k
Statistik (für $\vec{B}$ )	545k	365k	375k	375k	530k	$\Sigma$ 2.210k

Tabelle B.1: Tabellierung der zur Analyse zur Verfügung stehenden Daten (unter Angabe von Laufnummer, Nummer des Magnetbandes und Anzahl der aufgenommenen Ereignisse)

## Symbolverzeichnis

- $p_T$  := Transversalimpuls  
 $x, y, z$  := Koordinaten des globalen Koordinatensystems  
 $y_{D_i}$  := y-Koordinate des Drahts des i-ten Rohres  
 $\bar{y}$  := Kammerposition in der Präzisionskoordinate  
 $\bar{d}$  := mittlere Distanz  $\bar{d}$  zwischen den Drähten  
 $m_{xy}$  := Neigung des Drahts in der x-y-Ebene  
 $m_{xz}$  := (vernachlässigbare) Neigung des Drahts in der x-z-Ebene  
 $\alpha_z$  := Rotationswinkel der Kammer um die z-Achse  
 $\alpha_x$  := Rotationswinkel der Kammer um die x-Achse  
 $t_D$  := Driftzeit  
 $t_0$  := Zeitkonstante der Nullpunktverschiebung des Driftzeitspektrums  
 $t_{max}$  := maximale Driftzeit  
 $f_{Fermi} = \frac{N}{1+e^{-\frac{N}{(t_D-t_0-\tau)T}}}$  := Fermifunktion zur Anpassung des Driftzeitspektrums  
 $N, T, \tau$  := Normkonstanten  
 $t_{Fit} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot |r_{Ref} - a_0|^i$  := symmetrisches Polynom (angepaßt an t(r)-Relation)  
 $a_i$  := Polynomkoeffizienten  
 $r_{rt_i}$  := Driftdistanz gemäß r(t)-Relation im i-ten Rohr  
 $r_{K_i}$  := minimaler Abstand zwischen i-tem Draht und laut von Kammer vorhergesagter Spur  
 $r_{Ref_i}$  := minimaler Abstand zwischen Draht und laut von Referenzsystem vorhergesagter Spur im i-ten Rohr  
 $\Delta r_i = r_{rt_i} - r_{K_i}$  := Residuum im i-ten Rohr  
 $\Delta r(t_D) = r_{rt}(t_D) - r_K(t_D)$  := Residuenfkt.  
 $r_{rt}(t_D)$  := r(t)-Relation  
 $r_{Ref}(t_D)$  := r(t)-Relation laut Referenzsystem  
 $(r_j, t_{D_j})$  := Polygonzugdarstellung der r(t)-Relation  
 $r_{ex_k}(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B})$  := exakte r(t)-Relation im k-ten Autokalibrationsbereich  
 $\bar{r}_k(t_D, \vec{P}_{Op}, \vec{B})$  := mittlere r(t)-Relation für den k-ten Autokalibrationsbereich  
 $\vec{P}_{Op}$  := Raum der Operationsparameter der Driftrohrkammer  
 $\vec{B}$  := Magnetfeld  
 $\Delta_{Mess.}(\Delta \vec{B})$  := Meßungenauigkeit bei Bestimmung des Magnetfeldes  
 $\Delta_{Fkt.}(\frac{\delta \bar{r}_k}{\delta \vec{B}})$  := Ungenauigkeit in der Kenntnis der funktionalen Abhängigkeit der r(t)-Relation vom Magnetfeld

- $g_{Spur} = c + m \cdot z$  := im feldfreien Fall an Spur angepaßte Funktion  
 $c$  := Spurnullverschiebung  
 $m$  := Spursteigung  
 $p_{Spur} = a + b \cdot z + c \cdot z^2$  := im Magnetfeld an Spur angepaßte Funktion  
 $a$  := Spurnullverschiebung  
 $b$  := Spursteigung  
 $c$  := Spurkrümmung  
 $\sigma_{Auflösung}$  := Auflösung eines Rohres  
 $\chi^2$  := Parameter des  $\chi^2$ -Kriteriums  
 $P_{\delta-Str.}$  := durch  $\delta$ -Strahlung reduzierte Trefferwahrscheinlichkeit  
 $P_{Geom.}$  := Effizienzverlust bedingt durch Geometrie  
 $P_{Rek}$  := Wahrscheinlichkeit der Spurrekonstruktion  
 $n_{It.}$  := Anzahl der Iterationen  
 $n_S$  := Anzahl der Unterteilungen der Driftzeitachse  
 $f_{Gewicht_{außen}}$  := Skalierungsfaktor der Residuen für bzgl. der Kammer außenliegende Rohre  
 $f_{Gewicht_{innen}}$  := Skalierungsfaktor der Residuen für bzgl. der Kammer innenliegende Rohre

# Tabellenverzeichnis

2.1	Spezifikationen der Driftrohre . . . . .	25
2.2	Spezifikationen der Siliziumstreifendetektoren . . . . .	32
4.1	Skalierungsfaktoren der Residuen für verschieden konzipierte Multilagen und Spureinfallswinkel $\alpha$ . . . . .	57
B.1	Tabellierung der zur Analyse zur Verfügung stehenden Daten (unter Angabe von Laufnummer, Nummer des Magnetbandes und Anzahl der aufgenommenen Ereignisse) . . . . .	85

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Gesamtansicht des ATLAS-Detektors . . . . .	7
1.2	Querschnitt durch das Myonspektrometer . . . . .	8
1.3	Längsschnitt durch das Myonspektrometer (schwarz - Triggerkammern, dunkelgrau - Präzisionskammern, hellgrau - Haltestrukturen für Präzisionskammern) . . . . .	8
1.4	Impulsauflösung des Myonspektrometers (a) für verschiedene Transversalimpulse $p_T$ in Abhängigkeit von der Pseudorapidität $\eta = 0$ und (b) bei $\eta = 0$ als Funktion des Myonenimpulses . . . . .	9
1.5	Resonanzen des Higgszerfalls (durchgezogene Linien) für $m_H = 200/400/700 GeV$ (von links nach rechts) im Vergleich zu den wichtigsten Hintergrundprozessen . . . . .	10
2.1	Ionisation entlang einer Teilchenbahn . . . . .	14
2.2	Signal eines einzelnen driftenden Ions (a) und eines Myons (b) . . . . .	16
2.3	Kalibrationskurve für die Anodenhochspannung bei einem $50\mu m$ -Draht und der Gasmischung $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ . . . . .	19
2.4	Einfluß des Drahtdurchmessers auf die Ortsauflösung eines Hochdruckdriftrohrs (für die Gasmischung $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ ) . . . . .	20
2.5	ATLAS-Driftrohrkammer mit mechanischer Halterung . . . . .	22
2.6	Optisches Ausrichtungsprinzip der Myonenkammern . . . . .	23
2.7	Übersichtsdarstellung des experimentellen Aufbaus im Teststrahlarreal . . . . .	24
2.8	(a) Abmessungen eines Einzelrohrs (Seitenansicht) und (b) vereinfachte Darstellung des Endstopfens . . . . .	26
2.9	Schaltbild der Signalverarbeitungselektronik für die Driftrohrkammer . . . . .	27
2.10	Spektrum von $Fe^{55}$ zur Bestimmung der Relation zwischen Schwellenspannung des Diskriminators und korrespondierendem Triggerelektron . . . . .	28
2.11	Diskrimination des Myonenpulses und zugeordnete Zeitinformation im TDC . . . . .	29
2.12	Schematischer Aufbau des Siliziumteleskops . . . . .	31
2.13	Frontansicht einer Halterung für die Siliziumstreifendetektoren . . . . .	32
2.14	Schematischer Aufbau des Siliziumteleskops . . . . .	33
2.15	Auslesesequenz für das die Siliziumdetektoren . . . . .	34

3.1	$t_D$ gegen $r_{Ref}$ mit Polynomannpassung zur Bestimmung der Drahtposition . . . . .	38
3.2	$\delta t_{Fit}$ gegen $r_{Ref}$ zur Best. der z-Position . . . . .	39
3.3	Mittlere Auflösung gegen z-Position . . . . .	40
3.4	Rotationswinkelbestimmung für Kammergeometrie . . . . .	41
3.5	(a) Driftzeitspektrum eines Hochdruckdriftrohres und (b) Bestimmung der Zeitkonstanten $t_0$ . . . . .	42
3.6	Vergleich der $r(t)$ -Relationen verschiedener Rohre in Abhängigkeit von der Lagenummer . . . . .	44
3.7	Beispiel eines Differenzengraphen zweier $r(t)$ -Relationen verschiedener Rohre mit Approximation der Differenz durch eine Gerade . . . .	45
3.8	Veranschaulichung der Spurrekonstruktion . . . . .	46
3.9	Übersicht zur Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit . . . . .	47
3.10	Radienverteilung gemäß dem Referenzsystem für nicht rekonstruierbare Ereignisse . . . . .	48
4.1	Residuen $\Delta r^i(t_D)$ in Abhängigkeit von der Driftzeit $t_D$ nach der i-ten Iteration zur Korrektur der $r(t)$ -Relation (am Beispiel einer linearen Anfangs- $r(t)$ -Relation) . . . . .	54
4.2	Veranschaulichung (a) der Repräsentation und (b) der Korrektur der $r(t)$ -Relation in den Driftzeitbereichen . . . . .	55
4.3	Illustration der einzelnen Schritte zur Determinierung der Referenz- $r(t)$ -Relation $r_{Ref}^{nIt.}(t_D)$ . . . . .	59
4.4	Konvergenz des Bestimmungsverfahrens der Referenz- $r(t)$ -Relation . .	60
4.5	Beispiel eines Vergleichs der Autokalibrations- $r(t)$ -Relation mit der Referenz- $r(t)$ -Relation . . . . .	60
4.6	Vergleich der Autokalibrations- $r(t)$ -Relation mit der Referenz- $r(t)$ -Relation bei Verwendung nur von Myonenspuren eines diskreten Einfallswinkels $\alpha$ (für eine lineare Anfangs- $r(t)$ -Relation) . . . . .	62
4.7	Vergleich der Autokalibrations- $r(t)$ -Relation mit der Referenz- $r(t)$ -Relation bei Verwendung nur von Myonenspuren eines diskreten Einfallswinkels $\alpha$ (für eine mittels Garfield berechnete Anfangs- $r(t)$ -Relation) .	63
4.8	Erklärung des Geometrieeffekts in der Autokalibration bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 0^\circ$ (a) symmetrisch modifizierte $r(t)$ -Relation (b) geometrische Situation mit Symbolisierung von realer und falscher $r(t)$ -Relation durch ausgefüllte - und gestrichelte Linien; das Symmetriezentrum in Rohrmitte muß beiden $r(t)$ -Relationen gemeinsam sein . . . . .	64
4.9	Residuengraphen der 1. Iteration (für $\alpha = 0^\circ$ ) unter Benutzung der (a) durch die Kammer rekonstruierten Spuren (b) vom Referenzsystem rekonstruierten Spuren . . . . .	65



4.10	Autokalibration mit unterschiedlich großen Einfallswinkelbereichen (a) Überdeckung von $5^\circ$ ( $\alpha = 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) (b) Überdeckung von $15^\circ$ / (1) ( $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) (c) Überdeckung von $10^\circ$ ( $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) (d) Überdeckung von $15^\circ$ / (2) ( $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) . . . . .	66
4.11	Abhängigkeit der Autokalibration vom überstrichenen Winkelbereich	67
4.12	Erklärung der Zwangsbedingungen an die rekonstruierte Spur bei verschiedenen Einfallswinkeln . . . . .	68
4.13	Form einer möglichen Abweichungsfkt. $\delta r(r_K)$ auf Grund der Zwangsbedingungen bei der Spurrekonstruktion für Einfallswinkel von (a) $\alpha = 0^\circ$ und (b) $\alpha = 10^\circ$ . . . . .	70
4.14	Autokalibration mit (a) vier - und (b) drei Lagen von Rohren unter Benutzung von Spuren mehrerer Einfallswinkel ( $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) und einer Anfangs-r(t)-Relation laut Garfield . . . . .	71
4.15	Autokalibration mit (a) vier - und (b) drei Lagen unter Benutzung von Spuren unterschiedlicher Einfallswinkel ( $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) und einer Anfangs-r(t)-Relation laut Garfield . . . . .	72
4.16	Erläuterung der Effekte bei kleinen Radien (a) systematische Verschiebung der Spurradien zu höheren Werten (b) Driftzeitspektrum nahe am Draht . . . . .	73
4.17	Autokalibration (unter Benutzung von Spuren unterschiedlicher Einfallswinkel ( $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ )) mit (a) vier Lagen bei ( $\alpha$ ) einer Anfangs-r(t)-Relation laut Garfield ( $\beta$ ) einer linearen Anfangs-r(t)-Relation (b) drei Lagen bei ( $\alpha$ ) einer Anfangs-r(t)-Relation laut Garfield ( $\beta$ ) einer linearen Anfangs-r(t)-Relation . . . . .	74
4.18	(a) Abhängigkeit der maximalen Driftzeit vom magnetischen Feld (gemäß einer Garfieldsimulation) und (b) Änderung $dt(r)$ der r(t)-Relation im magnetischen Feld . . . . .	75
4.19	Beispiel eines Driftzeitspektrums und der entsprechenden r(t)-Relation für ein Magnetfeld von $B = 0.8 T$ . . . . .	76
4.20	r(t)-Relation ohne Schnitt gegenüber $\delta$ -Strahlung (a) ohne - und (b) mit Magnetfeld . . . . .	77
4.21	Resultat der Autokalibration im magnetischen Feld ( $B = 0.8T$ ) (unter Verwendung der Einfallswinkel $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 12^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ ) mit (a) Anfangs-r(t)-Relation laut Garfield und (b) linearer Anfangs-r(t)-Relation . . . . .	78

# Literaturverzeichnis

- [AtTP 94] ATLAS Collaboration, Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN; CERN 1994
- [Bara 93] S. Baranov et al., Study of the delta-electron influence on the myon track; ATLAS Myon Note 19/1993
- [Bara 94] S. Baranov et al., Autocalibration method for determination of drift time - space Relation for HPDT; ATLAS Myon Note 40/1994
- [BIRo 93] W. Blum/L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers; Springer 1993
- [Boyk 95] I. R. Boyko et al., Ageing of Aluminium Drift Tubes filled with Ar + 5 %  $CO_2$  + 3 %  $CH_4$ ; ATLAS Myon Note 89/1995
- [Bron 93] S. Bronstein/N. I. Semendjajev, Taschenbuch der Mathematik; Teubner 1993
- [Chor 95] S. Chouridou, Studies of the ATLAS MDTs Properties for Different Gas-mixtures and Effect of the Operating Parameters on their Performance; Summer Student Report/CERN 1995
- [DeA1 96] M. Deile et al., Charge Division and Intrinsic Pulse Shaping in Drift Tubes; ATLAS Muon Note 105/1996
- [DeA2 96] M. Deile et al., Test Beam Studies of the Gas Mixtures  $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ ,  $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$ ,  $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$ ,  $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$  for Drift Tubes; ATLAS Muon Note/1996
- [Deil 96] Mario Deile, Optimierung der Operationsparameter von Hochdruckdriftrohren für ATLAS; Diplomarbeit an der Universität München 1996
- [DeiV 97] Mario Deile, MDT Efficiency (Results from 1996 Testbeam Data); Vortrag im Treffen der Myonengruppe vom 04.03.1997

- [DPhG 95] The ATLAS Muon Detector Physics Group, Criteria for the Choice of the MDT Operating Point; ATLAS Muon Note 98/1995
- [Dubb 96] Jörg Dubbert, Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckkroftrohren für das Myon-Spektrometers des ATLAS-Experimentes; Diplomarbeit an der Universität München 1996
- [FeZh 94] Z.Y. Feng/T. Zhao, A study of Autocalibration of ATLAS MDT System; ATLAS Myon Note 56/1994
- [FeZh 95] Z.Y. Feng/T. Zhao, Autocalibration Performance Study for ATLAS MDT System; ATLAS Myon Note 95/1995
- [GaPe 96] G. Gavris/Ch. Petridou/A. Mystakidis, Resolution studies of the MPI 4x4x100 MDT with the M2 testbeam data; ATLAS Myon Note 134/1996
- [Groe 94] H. Groenstege et al., The RASNIK/CCD 3D alignment system; ATLAS Myon Note 63/1994
- [Guyot 94] C. Guyot, The alignment procedure of the chambers of the ATLAS myon spectrometer; ATLAS Myon Note 62/1994
- [Gual 94] C. Guyot et al., Concepts for the mechanical realisation of the ATLAS myon chamber alignment; ATLAS Myon Note 45/1994
- [GuVi 95] Toroid field table version B-3D-B.4 (file B3DB4 on PUBZP 518 on CERNVM); data file and decoding routine provided by C. Guyot and M. Virchaux
- [Hess 95] N. P. Hessey, The Myon Testbeam DAQ System in 1995; Geneva 1995
- [Iban 96] L. Ibanez, Beyond the Standard Model; Academic Training Programme/CERN 1996
- [Kady 91] J. A. Kadyk, Wire Chamber Ageing; NIM A 300/1991
- [Kirch 97] S. Kircher, Der Effekt von  $H_2O$ -Kontaminationen des Detektorgases und des Magnetfeldes auf die r(t)-Relation; Diplomarbeit (in Vorbereitung) an der Universität Freiburg 1997
- [Leo 94] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments; Springer Verlag 1994
- [Pasc 96] V. Paschhoff, Studies on Water Effects in Gases; Vortrag im Treffen der Myonengruppe vom 23.01.96

- [PhRe 96] American Physical Society, Physical Review D/Particles and Fields; 1996
- [Pont 97] L. Pontecorvo, Results on Autocalibration with Calypso; Vortrag im Treffen der Myonengruppe vom 04.03.1997
- [PoRo 97] L. Pontecorvo/S. Rosati et al., Autocalibration of high precision drift tubes; ATLAS Myon Note 135/1997
- [Rade 88] Velko Radeka, Low Noise Techniques in Detectors; Ann. Rev. Nucl. Part. Sci./1988.38.217.77 Brookhaven National Laboratory
- [Rich 95] E. Richter-Was, Standard Model and Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS; ATLAS Phys Note 048/1995
- [Rich 96] E. Richter-Was, Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS; ATLAS Phys Note 074/1996
- [Rosa 97] S. Rosati et al., Autocalibration Simulation; Vortrag im Treffen der Myonengruppe vom 04.03.1997
- [Rück 96] F. Rückl, Theoretische Teilchenphysik; Vorlesung an der LMU München im Wintersemester 1995/96
- [Rudg 94] A. Rudge, Some Notes on the System of Readout of the Viking Chip; CERN 1994
- [Sam1 97] Th. Sammer, Effect of the endplug and of serial gas connections on the  $r(t)$ -relationship; Vortrag im Treffen der Myonengruppe vom 06.02.1997
- [Sam2 97] Th. Sammer, Results of autocalibration studies; Vortrag im Treffen der Myonengruppe vom 04.03.1997
- [Saul 77] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers; Lectures at CERN/Geneva 1977
- [Stra 94] J. Straver et al., One Micron Spatial Resolution with Silicon Strip Detectors; CERN-PPE/94-26 1994
- [Vieh 96] G. Viehhauser, Detector Physics of the ATLAS Precision Myon Chambers; Doktorarbeit an der TU Wien 1996
- [Yats 97] Y. A. Yatsunenko, Reconstruction of the drift characteristics by the integral equation; ATLAS Myon Note 138/1997

## Schlußwort

An letzter Stelle in dieser Schrift, doch nicht hinsichtlich dessen Ranges, möchte ich meinen Dank aussprechen an alle am Zustandekommen dieser Studie beteiligten Personen.

Dieses gilt insbesondere Prof. Dr. Staude, der mir die Möglichkeit zu einer Diplomarbeit am CERN innerhalb des Projekts ATLAS eröffnete, welche ein Jahr wichtiger Erfahrungen und unvergeßlicher Momente mit sich brachte. Seine fachliche Kompetenz und menschliche Art des Umgangs trugen einen wesentlichen Teil zum Gelingen und zur freundschaftlichen Atmosphäre bei.

Desweiteren sei Dr. Nigel Hessey gedankt, dem Koordinator und Beistand in der täglichen, Schritt auf Schritt aufbauenden Analysearbeit, welcher durch seine vielfältigen Erfahrungen in Methodik und Praxis der Teilchenphysik immer Ratschläge parat hatte. Waren wir auch nicht immer einer Meinung, so stellte dies doch den Boden für fruchtbare Diskussionen dar.

Vor allem in der wichtigen Anfangsphase hatte ich in Dr. Werner Riegler von der Universität Wien einen kompetenten und für den Anfänger viel Zeit und Verständnis aufbringenden Kollegen, der nicht nur im Experiment jede Hilfe anbot, sondern durch seine freundschaftliche Verbundenheit auch außerhalb des Projektes zu vielerlei Unternehmungen bereit war.

Wichtig war genauso der Gedankenaustausch mit meinem Kollegen Mario Deile, welcher mir so manchen guten Hinweis geben konnte, darüber hinaus auch in manchen gemeinsamen Freizeitaktivitäten seinen Beistand unterstrich, und wir wegen seiner Vorliebe für Sprachen viel Gelegenheit zur Diskussion hatten.

Mein Mitdiplomand Jörg Dubbert leistete durch sein großes Engagement im Aufbau des Siliziumteleskops, das im Wesentlichen durch seine täglichen Mühen entstand, einen wichtigen Beitrag zu den Voraussetzungen der Durchführung dieser Studie.

Die Kollegen aus der Teststrahlzeit von der Freiburger Gruppe, Sven Kircher, Volker Paschoff und Günter Scherberger, zeichneten sich durch ihre Kameradschaftlichkeit und Hilfsbereitschaft in allen Fragen aus.

Genauso gilt Dr. Thomas Trefzger, ebenfalls innerhalb der Münchener Gruppe auf verwandtem Gebiete tätig, mein Dank für seine positive Unterstützung und investierte Zeit in der Endphase der Arbeit.

Auch Prof. Dr. Charles Gruhn sei für seine Warmherzigkeit im Umgang speziell mit jüngeren Kollegen und sein stets waches Bewußtsein, das in vielerlei interessanten Unterhaltungen mündete, Dank ausgesprochen.

Der technische Beistand in Person von Konrad Bussmann und Horst Herbert sowie Jean-Marc Demolis ließ keinerlei Wünsche offen und führte durch deren Sachverstand und Freundlichkeit immer zu einer schnellen Lösung, auch durch ihre Kenntnis der Personen und Wege auf Grund ihrer langjährigen Tätigkeit am CERN.

Schließlich will ich an meine Bekannten und Freunde, mit denen ich während meiner Zeit in Genf zur Belebung von Geist und Seele meine Passion für die Bergwelt - „*aux seins de la nature*“ - teilen konnte, meinen Dank richten, auch in dem Sinne als ich von ihnen auf Grund ihrer zwischenmenschlichen Hingebung und ideellen Offenheit lernte und sie zur intellektuellen Bereicherung beitrugen.