

Universiteit Gent
Vakgroep Subatomaire en Stralingsfysica

**Bestimmung der Ortsauflösung
einer Prototypkammer für das
ATLAS-Muonspektrometer**

**Plaatsresolutie-bepaling
van een prototype-driftkamer voor de
ATLAS-muonspectrometer**

Licentiaatsthesis
van
Philippe Vannerem

Uitgevoerd als ERASMUS-student aan de
Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

September 1997

Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

**Bestimmung der Ortsauflösung
einer Prototypkammer für das
ATLAS-Myonspektrometer**

Diplomarbeit

von

Philippe Vannerem

September 1997

Erstgutachter: Prof.Dr.D.Schaile
Zweitgutachter: Prof.Dr.H.Ferdinande

In der Meinung vieler Physiker erscheint es als einfach undenkbar, daß auch die späteste Erfahrung an den feststehenden Grundsätzen der Mechanik noch etwas zu ändern wird finden können. Und doch kann das, was aus Erfahrung stammt, durch Erfahrung wieder vernichtet werden.

Heinrich Hertz (1891)

Samenvatting

De belangrijkste doelstelling aan de toekomstige Large Hadron Collider is de zoektocht naar het Higgsboson, de laatste ontbrekende bouwsteen van het Standaardmodel. Daartoe worden in deze opslagring protonen bij een middelpuntsenergie van 14 TeV tot botsing gebracht. De registratie van alle stootfragmenten stelt hoge eisen aan de detectoren, die alle huidige kennis van deeltjesdetectie in zich verenigen. Het geplande ATLAS-experiment is zo'n detector.

De muonspectrometer staat in voor de detectie van muonen. Voor een precieze muonimpulsbepaling uit de kromming van de baan is een zeer hoge plaatsresolutie nodig. De precisiekamers van de ATLAS-muonspectrometer zullen hoofdzakelijk uit een dichte stapeling van drie en vier lagen van driftbuizen bestaan. Om tegelijk aan de eisen voor plaatsresolutie ($\sim 80\mu\text{m}$ en levensduur (> 10 a) te voldoen, worden de driftbuizen in proportionele modus geopereerd, bij een eerder kleine gasversterking ($G = 2 \times 10^4$). Na optimalisatie van de parameters gasmengsel en anodedraaddiameter, zijn nu testen met volledige driftkamers nodig, om te onderzoeken of de plaatsresolutie gehaald kan worden.

In de voorliggende thesis worden de nieuwe elementen, die bij het opereren van een volledige kamer optreden, geanalyseerd. Voor dit doel is een prototype-driftkamer op zijn werking in een 180 GeV/c muonstraal onderzocht.

Uit de drifttijdspectra aan de respectievelijke anodedraden worden de muonsporen met een (eenvoudige) patroonherkenning gereconstrueerd.

Om de kennis van de voor een driftkamer essentiële plaats-drifttijd relatie te verbeteren, wordt een startrelatie met behulp van informatie uit de muonsporen met een iteratieve methode gekalibreerd. De convergentie van deze autocalibratie voor verschillende startrelaties wordt hier experimenteel bevestigd. De resultaten geven aan dat het convergentiebereik van de hoek tussen deeltjesstraal en kamer afhangt.

Verschiedende methoden ter controle van de kamergeometrie worden besproken. Met twee onafhankelijke procedures worden voor de draadposities de deviaties van hun nominale waarden afgeleid. Een gemiddelde draadverschuiving van $30\mu\text{m}$ wordt bepaald. Daarmee is de prototype-kamer binnen de vooropgezette constructietolerantie gebouwd.

De resolutie van de kamerbuizen wordt als functie van de spoorabstand bepaald. Met waarden van ongeveer $80\mu\text{m}$ kunnen de onderzochte driftbuizen de gewenste resolutie leveren.

Met deze onderzoeken is getoond dat het concept van een precisie-driftkamer gerealiseerd kan worden. Daarom kan en moet dit ook het concept van de toekomstige ATLAS-muonkamers worden.

De resultaten van deze prototype-kamertest worden als intern ATLAS-artikel gepubliceerd [MN163].

Zusammenfassung

Das wichtigste Ziel des künftigen Large Hadron Colliders ist die Suche nach dem Higgs-boson, dem letzten fehlenden Baustein des Standardmodells. Dazu werden mit diesem Speicherring Protonen bei 14 TeV Schwerpunktsenergie zur Kollision gebracht. Die Registrierung aller Fragmente dieser Stöße erfordert Detektoren, die alle derzeitige Kenntnisse des Teilchennachweises in sich vereinigen. Das geplante ATLAS-Experiment ist ein solche Detektor.

Das Teilsystem zum Myonnachweis ist das Myonspektrometer. Für eine genaue Myonimpulsbestimmung aus der Krümmung des Spures braucht man eine sehr hohe Ortsauflösung. Diese Ortsmessung wird von Präzisionskammern gemacht. Die Präzisionskammern dieses Spektrometers werden hauptsächlich aus drei- oder vierlagigen Anordnungen von Driftrohren bestehen. Um den Anforderungen für die Ortsauflösung ($\sim 80\mu\text{m}$) und die Lebensdauer (> 10 a) zu erfüllen, werden sie in Proportionalmodus bei einer eher niedrigen Gasverstärkung ($G = 2 \times 10^4$) betrieben. Nach Optimierung der Parameter Gasmischung und Anodendrahtdurchmesser an einzelnen Rohren, sind jetzt auch Tests mit kompletten Kammern erforderlich, mit denen untersucht wird, ob die hohe Ansprüche für die Auflösung auch bei Kammern erfüllt werden können.

In der vorliegenden Arbeit werden die neu auftretenden Elemente bei dem Betrieb einer ganzen Driftkammer analysiert. Dazu ist eine Prototypkammer bei dem für ATLAS optimierten Arbeitspunkt in einem 180 GeV/c Myonstrahl betrieben worden.

Aus der Driftzeitspektren an den jeweiligen Anodendrahten werden mittels einer (einfachen) Mustererkennung die Myonspure rekonstruiert.

Zur Verbesserung der Kenntnis der dazu wesentlichen Orts-Driftzeit Beziehung, wird eine Anfangsrelation mit Hilfe von Information aus den Myonspuren in einem iterativen Verfahren kalibriert. Die Konvergenz dieser Autokalibration für unterschiedliche Anfangsrelationen wird hier experimentell bestätigt. Es wird gezeigt das die Konvergenzbereiche von dem Strahlwinkel zur Kammer abhängen.

Verschiedene Methoden zur Überprüfung der Kammergeometrie werden diskutiert. Mit zwei unabhängigen Methoden werden die Anodendrahtversätze in der Kammer bestimmt. Eine mittlere Drahtversatz von $30\mu\text{m}$ wird hergeleitet. Damit ist die Kammer innerhalb von den vorausgesetzten Konstruktionstoleranzen gebaut worden.

Die Auflösung der Kammerrohre wird als Funktion des Spurabstandes bestimmt. Mit erhaltenen Werte von etwa $80\mu\text{m}$) genügen die untersuchten Driftrohre der hohe Auflösungsanforderung.

Mit diesen Untersuchungen ist gezeigt worden, daß das Konzept einer Präzisionskammer verwirklicht werden kann. Deswegen kann und soll dieses Konzept auf die künftigen Kammern des ATLAS-Myonspektrometers verallgemeinert werden.

Ergebnisse dieser Kammertest werden als interne ATLAS-Publikation [MN163] veröffentlicht.

Inhaltsverzeichnis

1	Aktuelle Teilchenphysik	3
1.1	Einführung	3
1.2	Das Standardmodell	3
1.3	Der Large Hadron Collider	5
1.3.1	Der Beschleuniger und seine Detektoren	5
1.3.2	Die Physik am LHC	6
1.3.3	Higgsphysik	8
2	Das ATLAS-Myonspektrometer	11
2.1	Überblick der Detektorsysteme	11
2.1.1	Der Myonnachweis	11
2.1.2	Das Spektrometer	13
2.2	Die Driftrohre bei ATLAS	15
2.2.1	Funktionsprinzip eines Driftrohres	15
2.2.2	Arbeitspunkt und Detektorgas	18
3	Die Prototypkammer im Teststrahl	21
3.1	Der H8 Testbeam Area	21
3.2	Die Prototypkammer und die Signalverarbeitung	22
4	Spurrekonstruktion	25
4.1	Von der TDC-Auslese zur Driftzeit	25
4.1.1	Die TDC-Spektren	25
4.1.2	Bestimmung der Startzeiten t_0	27
4.2	Spurerkennung und -fit	29
4.2.1	Problemstellung	29
4.2.2	Ausarbeitung	30
4.2.3	Beschreibung des Teststrahls	33
5	Autokalibration	35
5.1	Das Verfahren	35
5.1.1	Das Prinzip	35
5.1.2	Der Algorithmus	36

5.2	Experimentelle Resultate	36
5.2.1	Konvergenz	42
5.2.2	Nebeneffekte	45
6	Geometrische Untersuchungen	51
6.1	Geometrie der Kammer	51
6.2	Drahtpositionen	52
6.2.1	Bestimmung aus Residuenverteilungen	52
6.2.2	Aufbaumethoden	55
6.2.3	Externe Bestimmungen	57
6.3	Multilayerversetz	58
7	Die Auflösung der Kammer	61
7.1	Prinzip der Bestimmung	61
7.1.1	Die Breite der Residuenverteilung	61
7.1.2	Definition der mittleren Auflösung	62
7.2	Resultate	63
7.2.1	Die Driftrohrauflösung	63
7.2.2	Kontrolle	66
8	Zusammenfassung	69
A	Der Fitformalismus	71
A.1	Der Spurfit mit der Methode der Kleinsten Quadraten	71
A.2	Korrekturfaktoren für die Bestimmung der Auflösung	72

Kapitel 1

Aktuelle Teilchenphysik

1.1 Einführung

Am Europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN wird im Jahr 2005 der neue pp-Speicherring LHC den Betrieb aufnehmen. Dieser Beschleuniger erschließt einen ganzen Bereich neuer Untersuchungen zur Erweiterung der derzeitigen Kenntnis der Teilchenphysik. Die wichtigste physikalische Zielsetzung ist die Entdeckung des Higgsbosons, ein theoretisch vorhergesagtes Teilchen, das zum Verständnis der elektroschwachen Wechselwirkung und der Massen der Elementarteilchen beitragen würde. Der theoretisch-physikalische Rahmen dieser Zielsetzung ist im nächsten Abschnitt kurz dargestellt. Weiterhin werden die entsprechenden Anforderungen an den Beschleuniger und an die Detektoren, die Nachweisgeräte für die Teilchen, diskutiert. Die Vielfalt der möglichen Untersuchungen am LHC wird erläutert.

1.2 Das Standardmodell

Am Ende der fünfziger Jahren waren in der Physik sehr viele Teilchen bekannt, die mit dem Bau stets leistungsfähigerer Beschleuniger entdeckt worden waren. Die bunte Vielfalt der Teilchen war chaotisch, und man hat sie damals als 'Teilchenzoo' bezeichnet. Im Laufe der sechziger und siebziger Jahre hat sich ein elegantes Bild einer beschränkten Anzahl der Elementarteilchen herausgestellt, welches zuläßt alle bekannten Teilchen aufzubauen und zu klassifizieren. Ein Elementarteilchen in dem aktuellen Bild der Teilchenphysik ist ein strukturloses, punktförmiges Quant eines Feldes. Daß das Elektron und das Myon nicht mehr zusammengesetzt sind, ist bis auf die derzeitig erreichbare Auflösung auch experimentell bestätigt worden [PDG96].

Damit ist das derzeitige Bild der Materie:

- Alle Materie ist aus elementaren Fermionen, Spin $1/2$ Teilchen, zusammengesetzt, die man nach ihren Wechselwirkungen in Leptonen, Teilchen mit ganzzahligen Ladung, und Quarks mit Ladung $+2/3$ und $-1/3$, aufteilt.

- Diese Teilchen wechselwirken durch den Austausch eines Bosons mit ganzzahligem Spin. Zu den bekannten schwachen, elektromagnetischen und starken Kräften gehören in diesem Bild die jeweiligen Bosonen: die intermediären Vektorbosonen Z^0 und W^\pm , das Photon γ und die Gluonen g . Die Gravitation wird hier nicht berücksichtigt.

Die derzeitige Kenntnis dieser Teilchen und ihrer Wechselwirkungen wird fast ganz durch das Standardmodell umfaßt. Die unterliegende Symmetriegruppe ist:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Die $SU(3)_C$ Symmetrie entspricht der starken Wechselwirkung zwischen Quarks, und kann unabhängig von der anderen Teilsymmetrie betrachtet werden, da die Leptonen nicht daran beteiligt sind. Diese Wechselwirkung wird durch acht masselose, spinlose Bosonen vermittelt: den Gluonen. Die wichtigste Eigenschaft ist die Bindung der Quarks in Hadronen, was zur Zeit nur teilweise verstanden ist.

Die andere Teilsymmetriegruppe läßt sich ab einer bestimmten Energieskala nicht aufteilen, da die beobachteten, für die Wechselwirkung zuständigen, Bosonen Mischungen aus den mathematisch auftretenden Bosonfeldern sind. Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch ein masseloses Photon und drei massive Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 vermittelt. Für diese Symmetriegruppe ist die Helizität des Teilchens wichtig. Die Leptonen und Quarks werden in linkshändige Dublette und rechtshändige Singlette (die nicht an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen) angeordnet:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

$$e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R,$$

Die auf den ersten Blick komplizierte Wechselwirkung ist die Vereinheitlichung der vorher als unabhängig bezeichneten elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungen.

Die schwache Wechselwirkung, wie sie zum Beispiel im β -Zerfall der Kerne auftritt, war für diese Phänomene erfolgreich durch die Theorie von Fermi beschrieben. In dieser Theorie wird eine punktförmige Wechselwirkung mit einer dazugehörenden Kopplungskonstante, welche nicht dimensionslos ist, angenommen.

Die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen ließ sich in einem eleganten Formalismus einbauen: die Quantenelektrodynamik (QED). Diese Theorie, die völlig durch die dimensionslose Kopplungskonstante α bestimmt ist, war in der Lage alle bekannten elektromagnetischen Phänomene mit unerhörter Genauigkeit vorherzusagen, und war ein wahrer Triumph der theoretischen Physik.

Die schwache Wechselwirkung läßt sich nur durch den gleichen Formalismus beschreiben, wenn man voraussetzt, daß die vermittelnden Bosonen massiv sind. Dementsprechend hat diese Wechselwirkung für schwere Bosonen eine kleine Reichweite. Nun hat man das Problem, daß die Bosonen mit Masse eine Eichinvarianz, wie in der QED, verletzen. Man braucht einen Mechanismus, der den Teilchen Masse gibt, und die Eichfreiheit behält. Dies

leistet der Higgsmechanismus: mit Hilfe eines skalaren Feldes kann über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung die Masse der Vektorbosonen erklärt werden. Diesem neuen Feld entsprechend, gibt es ein zusätzliches neues massives, spinloses Boson: das Higgsboson.

Die Masse dieses Teilchens ist in dieser Theorie ein freier Parameter. Die einzige beobachtbare Konsequenz dieses Parameters kann man in den longitudinalen Polarisationsfreiheitsgraden der Vektorbosonen W^\pm , Z^0 finden, die eine Obergrenze für die Higgsmasse fordern, wenn die Kopplung vernünftig bleiben soll. Noch andere theoretische Gründe fordern auch ein Higgsboson leichter als etwa 1 TeV im Standardmodell. Hier sei auf die Literatur (z.B. [GUN]) verwiesen.

Eine experimentelle Untergrenze für die Higgsmasse ergibt sich aus den negativen Ergebnissen der direkten Suche an bisherigen Beschleuniger, und liegt derzeit bei 77 GeV [EPS97]. Ein interessanter Hinweis, in welchem Massenbereich man das Higgsboson des Standardmodells erwarten darf, ist aus Präzisionsmessungen mit elektroschwachen Daten, die über Strahlungskorrekturen sensitiv auf dessen Masse sind, hergeleitet worden. Hier wird eine leichte Higgsmasse bevorzugt: 115_{-66}^{+116} GeV [EPS97].

1.3 Der Large Hadron Collider

1.3.1 Der Beschleuniger und seine Detektoren

In der Forschung nach den Bausteinen der Materie und ihren Wechselwirkungen spielt die Technologie eine große Rolle. In einem Beschleuniger werden Teilchen nahezu zur Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, und zur Kollision gebracht. Die Stoßfragmente werden in Detektoren nachgewiesen und untersucht.

Unter der Voraussetzung, daß die Masse des Higgsbosons größer als etwa 95 GeV ist – sonst wird das Teilchen am LEP-Beschleuniger nachgewiesen –, sind die derzeitigen Beschleuniger nicht in der Lage sind das Higgsboson zu finden. Man braucht einen neuen, leistungsfähigeren Beschleuniger zur Produktion dieses fundamentalen Bausteins des Standardmodells. Selbst wenn die Natur nicht nach dem Higgsmechanismus des Standardmodells funktioniert, würde ein derartiger Beschleuniger eine ganz neue Physik, auf einer bisher nicht erforschten Energieskala erschließen.

Das Europäische Forschungszentrum für Teilchenphysik (CERN, Genf) hat sich für den Bau eines Proton-Proton Speicherrings mit 14 TeV Schwerpunktsenergie entschieden. Dieser soll im bereits bestehenden Tunnel des Elektron-Positron Speicherringes LEP eingebaut werden. Die Energie des LEP-Beschleunigers (~ 192 GeV) kann nicht weiter erhöht werden, da die Strahlungsverluste durch Synchrotronstrahlung zu hoch werden. Für eine noch höhere Schwerpunktsenergie muß deshalb das Konzept einer Elektron-Positron Speicherringes verlassen werden. Eine weitere Anforderung, welche die Wahl eines pp-Beschleunigers rechtfertigt, ist die Notwendigkeit viele Higgsteilchen zu produzieren. Man braucht eine hohe Luminosität. Die große technische Anforderung an dieses Projekt, und gleichzeitig eine Obergrenze für die realisierbare Schwerpunktsenergie, ist der Bau der Magneten, welche die

benötigte Feldstärke von 8,4 Tesla aufbringen können. Die wichtigsten Entwurfparameter des LHC sind in Tabelle 1.1 aufgenommen.

Da die Energie des Protons sich auf die Konstituenten, Quarks und Gluonen, verteilt, wird mit diesem Beschleuniger ermöglicht, elementare Prozesse bis zu einer Energie von ~ 1 TeV zu erforschen.

Schwerpunktsenergie	14 TeV
Luminosität	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Umfang	26,7 km
Dipolmagnetfeld	8,4 T
Anzahl der Bunches	2835
Bunchintervall	25 ns
Betriebstemperatur	1,9 K

Tabelle 1.1: Die wichtigste LHC-Parameter

Die allgemein physikalischen Untersuchung der pp-Stöße soll von zwei Experimenten, dem A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) und dem Compact Muon Solenoid (CMS) durchgeführt werden. Die zwei Experimente haben die gleichen physikalischen Zielsetzungen, aber haben sich für etwas unterschiedliche Entwurfoptionen entschieden. Beide sind wie andere mehrschalige zylindersymmetrische Hochenergie-detektoren aufgebaut (s. Abbildung 1.1): ein zentraler Spurdetektor, umgeben von einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem hadronischen Kalorimeter und die Myonkammern als äußerste Schale. Diese Subsysteme bestehen jeweils aus einem Barrel und einem Forward/Endcap Bereich. Diese Regionen werden statt durch die Polarwinkel θ üblicherweise durch die Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ parametrisiert. Die Skala, die angewendeten Detektortechnologien und die geforderten Datenauslese dieser Experimente übertrifft alle bereits existierenden Hochenergie-Experimente.

1.3.2 Die Physik am LHC

Das wichtigste Ziel ist die Suche nach dem Higgsboson. Dies wird in dem nächsten Abschnitt ausführlicher beschrieben. Außerdem gibt es noch folgende Bereiche, in deren neue Beiträge zur Physik zu erwarten sind:

B-Physik Eine Untersuchung der Zerfälle der B-Mesonen erlaubt eine Bestimmung der für die CP-Verletzung wichtigen Parameter. Ein ganzes Experiment (LHC-B) ist diesen Messungen gewidmet, die in der Anfangsphase des LHC bei niedriger Luminosität durchgeführt werden.

Top Physik Die Raten produzierter t-Quarkpaare wird die derzeitige Rate am $p\bar{p}$ -Speicher-ring Tevatron in Fermilab weit übertreffen. Eine genauere Topquarkmassenbestimmung wird ermöglicht. Auch diese Bestimmung steht bereits in der Anfangsphase im Vordergrund.

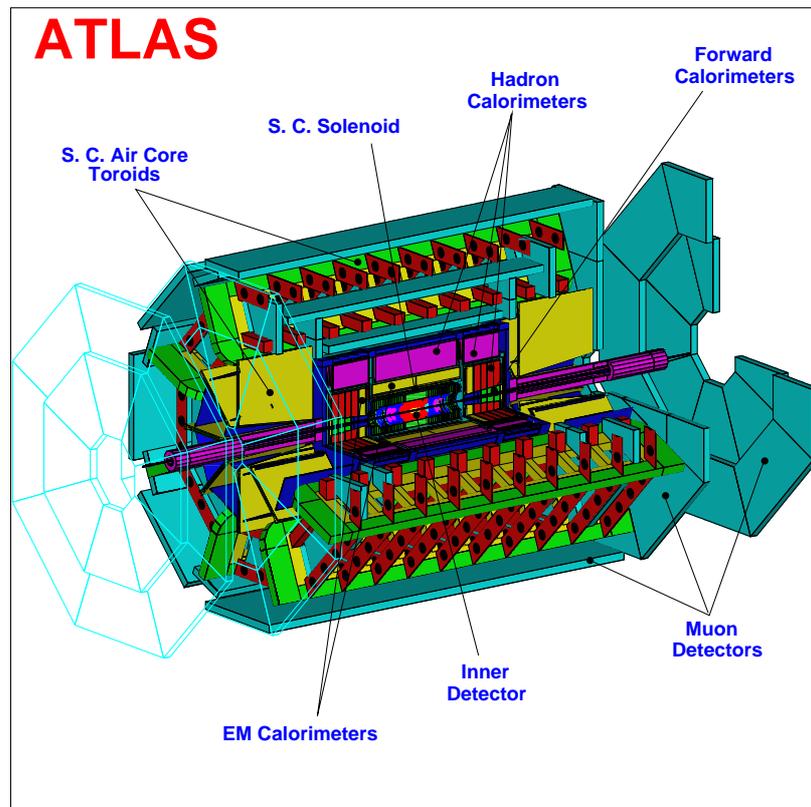


Abbildung 1.1: Einblick in den ATLAS-Detektor. Die verschiedenen Teilsysteme des Detektors sind angegeben. [ATL94]

Supersymmetrie Die Physik am LHC kann ein ganz neues Szenario eröffnen, wobei sich die Erweiterung des Standardmodells als notwendig herausstellen würde. In supersymmetrischen Theorien erhält jedes Fermion einen Boson-Partner. Diese Theorien haben verschiedene feldtheoretische Vorteile. Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells braucht 5 Higgsbosonen um allen Teilchen vernünftig Masse zu geben. Diese Bosonen sollen in der vom LHC erforschten Energieskala zum Vorschein kommen.

Jenseits des Standardmodells Die Suche nach neuen schweren Vektorbosonen Z' und W' geht weiter. Außerdem wird von verschiedenen Theorien, inspiriert durch die Symmetrie zwischen den verschiedenen Lepton- und Quark-Generationen, die Existenz eines Teilchens, das eine Lepton- und eine Baryonquantenzahl hat, vorhergesagt. Diese Leptoquarks werden auch am LHC gesucht. Auch die Frage, ob die Leptonen elementar oder zusammengesetzt sind, soll weiter untersucht werden.

Schwerionenphysik Der LHC-Speicherring wird auch Pb-Kernen beschleunigen, deren Stöße für die Kernphysik auch einen ganz neuen Bereich erschließen wird. Besonders interessiert man sich für die Untersuchung des Quark-Gluon Plasmas. Dies ist ein neuer, theoretisch vorhergesagter Zustand der Materie. Für diese Untersuchungen ist ein eigenes Experiment (ALICE) geplant.

1.3.3 Higgsphysik

In Proton-Proton Stößen wird das Higgsteilchen über die folgenden elementaren Reaktionen produziert:

- | | | |
|-----|----------------------------|--------------------------------------|
| (1) | Gluon-Gluon Fusion | $gg \rightarrow H$ |
| (2) | WW/ZZ Fusion | $VV \rightarrow H$ |
| (3) | Assoziiert mit W/Z | $q\bar{q} \rightarrow V + H$ |
| (4) | Assoziiert mit t \bar{t} | $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$ |

Für den ganzen Massenbereich des Higgsbosons läuft die dominante Produktion über Gluon-Gluon Fusion mit einem t-Loop (Abbildung 1.2). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist einige zehn picobarn. Bei höchster Luminosität würden entsprechend 10^5 Higgsteilchen pro Jahr produziert werden. Bei WW/ZZ Fusion ist der Wirkungsquerschnitt einige pb, und für die Prozesse (3) und (4) noch eine Größenordnung kleiner. Die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse sind nur bis auf 20 - 40 % bekannt [ATL94], wegen der Ungewißheit der Gluonverteilung im Proton für kleinen Impulsanteil x und wegen nicht vernachlässigbarer Beiträge höherer Ordnung.

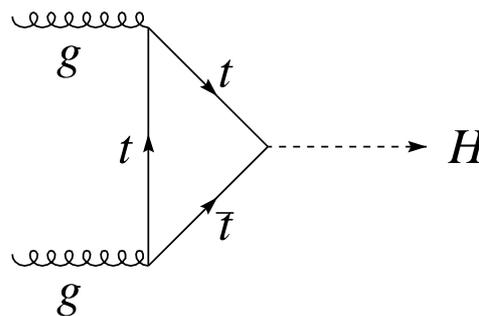


Abbildung 1.2: Der wichtigste Prozeß für die Produktion des Higgsbosons

Das Higgsteilchen wird über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen. Die für den Nachweis optimalen Zerfallskanäle sind intensiv studiert worden, Resultate findet man in [ATL94]. Hier folgt ein kurzer Überblick, welche Kanäle für die verschiedenen Massenbereiche aus-

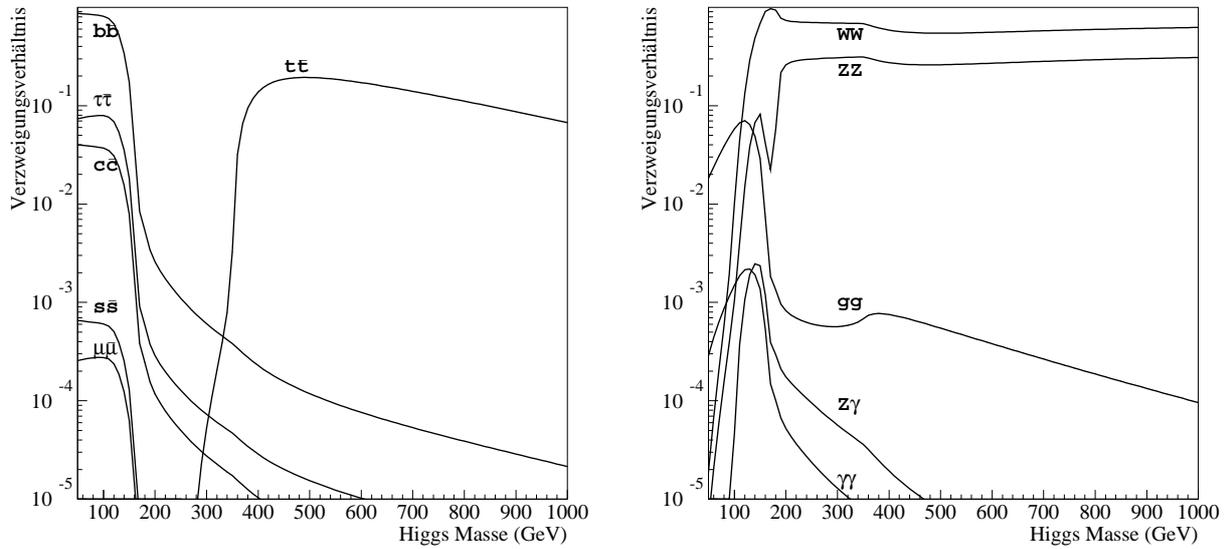


Abbildung 1.3: Das Verzweungsverhältnis des Zerfalls des Higgsbosons nach Fermionen (links) und Bosonen (rechts).

genützt werden sollen:

$$\begin{aligned}
 (a) \quad & 80 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV} && H \rightarrow \gamma\gamma \\
 & && H \rightarrow b\bar{b} \\
 (b) \quad & 140 \text{ GeV} < m_H < 700 \text{ GeV} && H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l^\pm \\
 & && H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l^\pm 2\nu
 \end{aligned}$$

mit Z^* ein virtuelles Z-Boson und $l \in \{e, \mu\}$.

(a) Für den niedrigen Massenbereich zerfällt das Higgsteilchen vor allem in b-Quarks (Abbildung 1.3), deren Nachweis wegen des riesigen QCD-Hintergrundes sehr schwierig sein wird. Ein hervorragender Vertexdetektor ist hier die Voraussetzung. Ein brauchbares Signal liefert der Kanal $H \rightarrow \gamma\gamma$, der nur ein Verzweungsverhältnis der Größenordnung $O(10^{-3})$ hat. Um dieses Signal zu isolieren, braucht man eine sehr gute Photonidentifizierung und eine ausgezeichnete elektromagnetische Energieauflösung.

In diesem Bereich variiert die totale Zerfallsbreite von ~ 1 bis ~ 10 MeV (Abbildung 1.4). Die Breite der kinematisch rekonstruierten Massenresonanz wird völlig durch die experimentelle Auflösung bestimmt sein, die in diesem Kanal etwa 1-2 GeV sein wird.

(b) Für größere Higgsmassen gibt es ein sehr klares Signal: der Zerfall über 2 Z-Bosonen in 4 Leptonen (Abbildung 1.3). Es sei angemerkt, daß für $m_H < 2m_Z$ ein Z-Boson virtuell bleibt (off-shell). Der irreduzierbare Hintergrund ist hier $pp \rightarrow ZZ^{(*)}, Z\gamma^*$ und dieser ist relativ klein. Der Kanal, in welchem der Zerfall über ein W-Paar verläuft, ist schwieriger wegen des Hintergrundes von t-Paar Zerfällen, aber wird untersucht da das Verzweungsverhältnis

$W \rightarrow l\nu$ ($\approx 11\%$) günstiger ist als das Verzweigungsverhältnis $Z \rightarrow ll$ ($\approx 3\%$). Die Identifizierung der Myonen erfolgt durch das Myonspektrometer, das auch Gegenstand der weiteren vorliegenden Arbeit ist.

Die totale Higgsbreite wird in diesem Massenbereich sehr groß (Abbildung 1.4). Ab einer Higgsmasse von etwa 250 GeV wird es möglich die Breite experimentell zu messen, da sie größer wird als die experimentelle Auflösung. Auch kann man hieraus die Kopplungen HZZ und HWW bestimmen.

(c) Wenn das Higgs eine Masse > 700 GeV, braucht man kompliziertere Nachweisstrategien. Hier sei auf weitere spezialisierte Veröffentlichungen verwiesen.

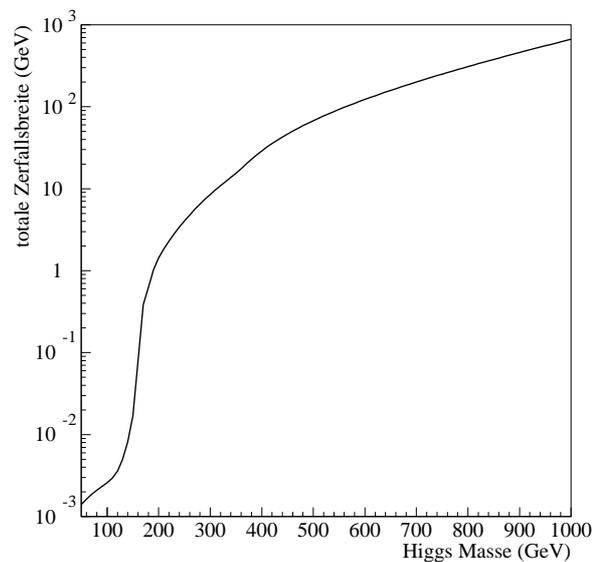


Abbildung 1.4: Die Zerfallsbreite des Higgsbosons als Funktion seiner Masse.

Kapitel 2

Das ATLAS-Myonspektrometer

2.1 Überblick der Detektorsysteme

2.1.1 Der Myonnachweis

Myonspuren werden im ATLAS Detektor von zwei unabhängigen Subdetektoren vermessen: der innere Spurkammer (Inner Tracker) und dem Myonspektrometer (Muon Spectrometer). Ein simuliertes Ereignis für den Zerfall $H \rightarrow 4\mu$ im ATLAS-Detektor ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Aus der Krümmung der Bahn im Magnetfeld wird der Impuls des Myons mit Hilfe von $p_T = eBr$ berechnet. Die beiden Subsysteme verfügen über unterschiedliche Magnetfelder. Die Genauigkeit dieser Bestimmung hängt unmittelbar von der erreichbaren Ortsauflösung für die Spur ab.

Das erste Subsystem wird zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt der Protonen (Vertex) herum gebaut, und wird selbst umgeben von einer supraleitenden solenoidalen Magnetspule, die ein Feld von 2 Tesla erzeugt. Die angewendeten Detektortechnologien sind Silizium Pixel- und Streifendetektoren sehr hoher Auflösung für die genaue Vertexbestimmung, und Strohhalm-Driftrohre (Transition Radiation Tubes) für die Spurrekonstruktion. Ein Schaummedium zwischen den Halmen löst Übergangsstrahlung aus, womit Elektronen effizient identifiziert werden können.

In diesem Teilsystem werden die Myonen in einer hohen Okkupanz vermessen, und die angestrebte Impulsauflösung ist $\Delta p_T/p_T = 30\%$ bei $p_T = 500 \text{ GeV}/c$ für $|\eta| < 2$ und maximal 50% für $|\eta| = 2.5$.

Das Myonspektrometer ist die äußerste Schale des Detektors und umgibt das hadronische Kalorimeter. Energieverlust und Vielfachstreuung in diesem massiven Subsystem schränken die Auflösung des Spektrometers im niedrigen Transversalimpulsbereich ein. Um weitere Vielfachstreuung in einem massiven Magnet zu vermeiden, hat ATLAS sich für toroide Luftspulmagneten im Myonspektrometer entschieden.

Das 2,6T-Magnetfeld (bis auf 5m radiale Abstand) wird durch supraleitende Spulen erzeugt. Das Spektrometer besteht aus drei Lagen von Präzisionskammern, den Monitored Drift Tubes (MDT), und Triggerkammern, den Resistive Plate Chambers (RPC). Die 1194 MDT-Kammern werden eine Fläche von $\sim 5500 \text{ m}^2$, und fast den ganzen Bereich in

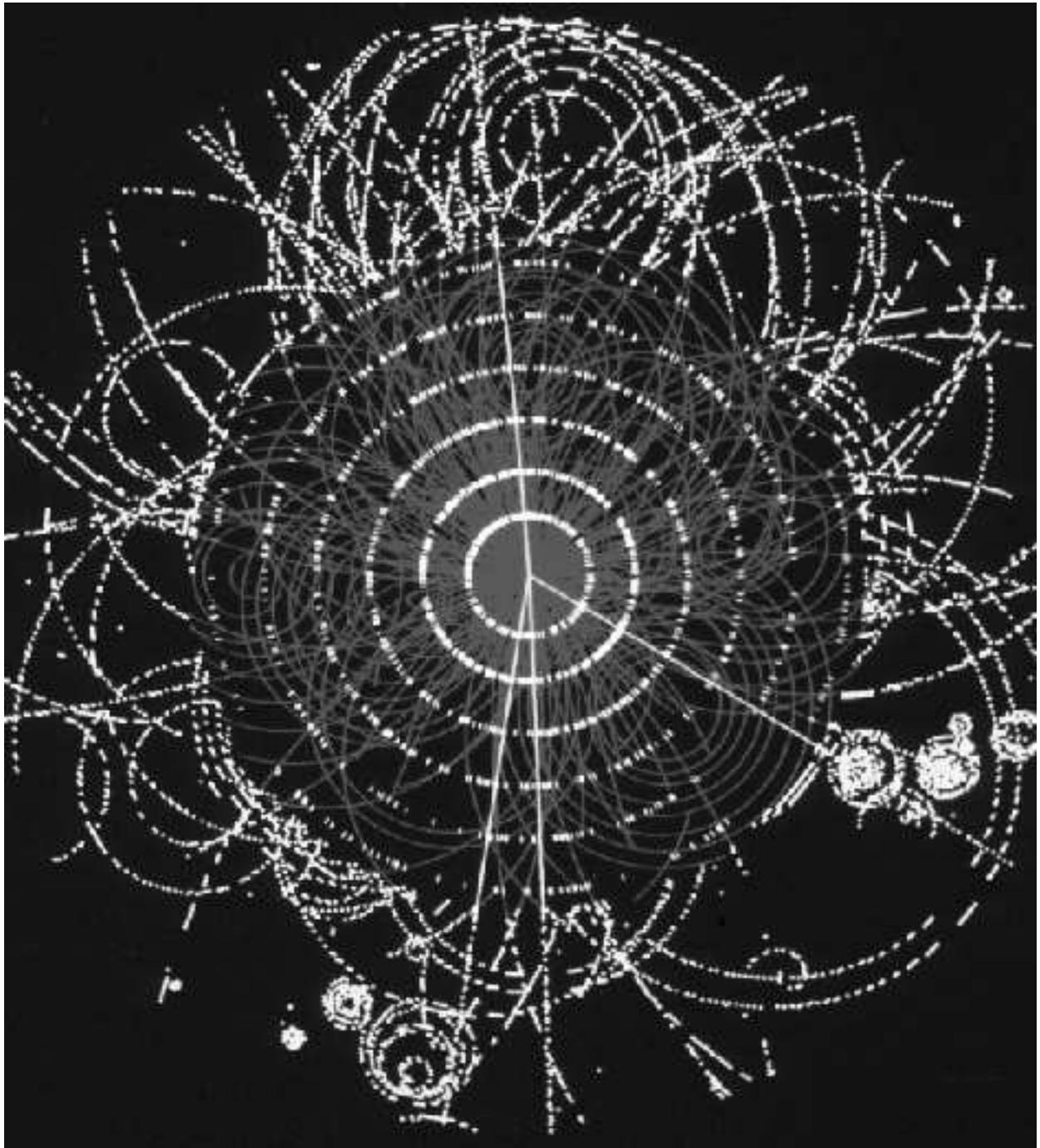


Abbildung 2.1: Ein simuliertes Ereignis für ein schweres Higgsboson, das im ATLAS-Detektor in vier Myonen zerfällt. Gezeigt ist die innere Spurkammer. [CERN]

Pseudorapidität $|\eta| < 2.7$ abdecken. Nur in einem kleinen Sektor (s. Abbildung 2.2), wo die erwartete Teilchenrate höher als 100 Hz/cm^2 ist, werden andere Präzisionsdetektoren (Cathode Strip Chambers) eingesetzt, die wegen ihrer größeren Granularität eine kleinere Okkupanz haben werden.

Die angestrebte Impulsauflösung in dem ganzen Pseudorapiditätsbereich des Myonspektromers ist $\Delta p_T/p_T = 50 \%$ für ein $p_T = 1 \text{ TeV}/c$ Myon.

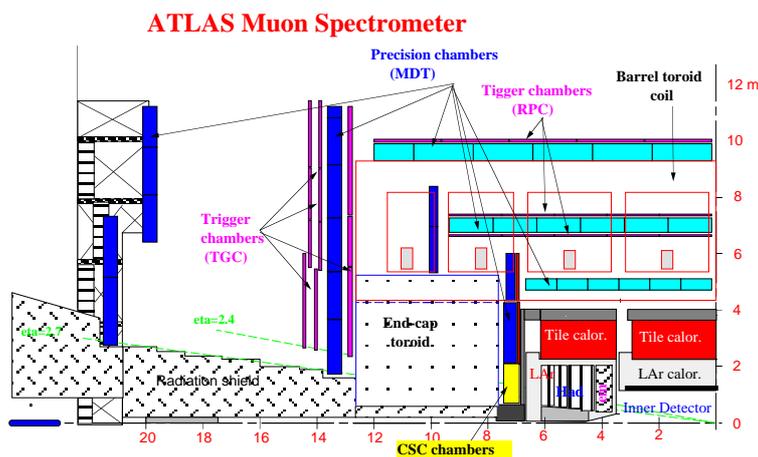


Abbildung 2.2: Die verwendeten Detektoren für die verschiedenen Pseudorapiditätsbereichen.

2.1.2 Das Spektrometer

Ein äußerst wichtiges Entwurfskriterium des Spektrometers war die Anforderung unabhängig vom zentralen Spurdetektor Myonimpulse bestimmen zu können. Eine unabhängige Messung ist ein Schutz gegen unerwarteten Hintergrund, welche die Leistung des zentralen Trackers verringern könnte. Gleichzeitig wird das Entdeckungspotential für neue Ereignisstopologien bei der TeV-Skala möglichst hoch gehalten.

Der Myonimpuls wird im Spektrometer mit der Hilfe von drei Ebenen von Myonkammern (den 'Superlayer') rekonstruiert (s. Abbildung 2.3). Eine Myonkammer besteht aus jeweils drei (oder vier) Ebenen von Driftrohren mit 3cm Durchmesser in dichtester Anordnung. Eine solche Anordnung von drei Ebenen wird gängig als 'Multilayer' bezeichnet. Eine Kammer besteht aus zwei Multilayers die an beiden Seiten einer offenen Aluminium Tragstruktur, der 'Spacer', angebracht sind (s. auch Abbildung 3.2). Jedes Rohr liefert eine Messung der Spurposition. Mit der Kenntnis, daß ein 1 TeV Myon in diesem Magnetfeld ein Sagitta von $500 \mu\text{m}$ hat, soll man die angestrebte Impulsauflösung von 10% erreichen durch:

- Eine Ortsauflösung von $35 \mu\text{m}$ pro Superlayer.

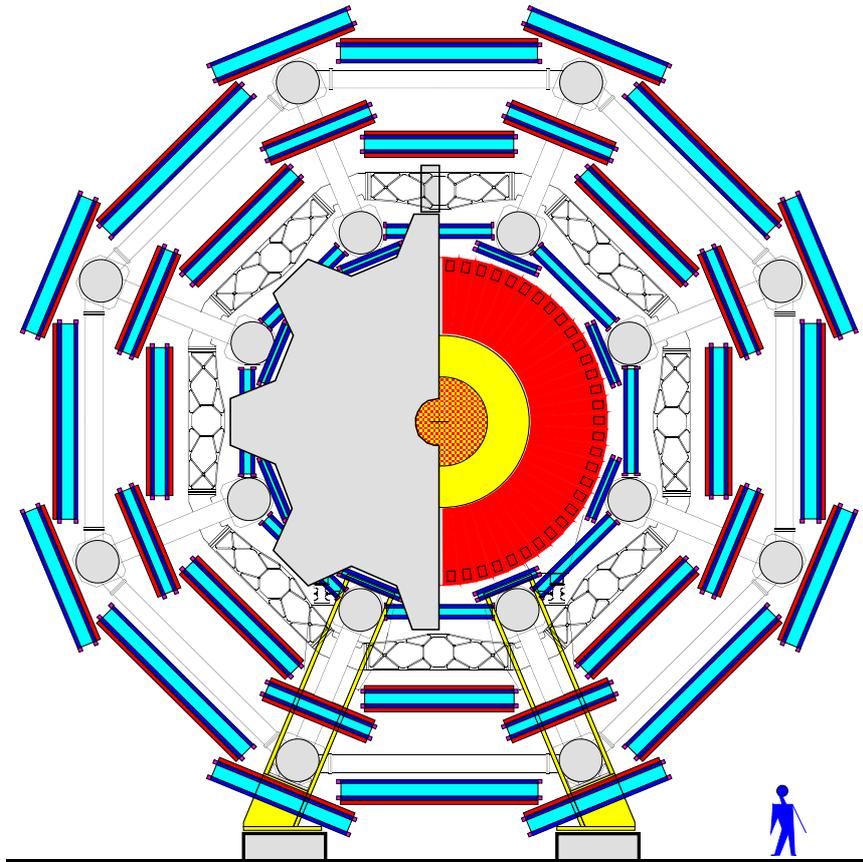


Abbildung 2.3: Ein Querschnitt durch das Myonspektrometer.[ATL94]

Diese Bedingung führt zu einer Auflösungsforderung von etwa $80 \mu\text{m}$ für die einzelnen Driftrohre und zu kleinen mechanischen Toleranzen bei der Konstruktion der Kammern. In den nächsten Kapiteln wird weiter analysiert, welche Forderungen dies an die Driftrohre stellt und es wird eine Prototypkammer für die mittlere Superlayer auf diese Forderungen untersucht.

- Eine auf $30 \mu\text{m}$ genau bekannte Ausrichtung der Superlayer.

Diese Bedingung ist eine große Alignierungsaufgabe hinsichtlich der Dimension des Spektrometers ($\sim 40\text{m} \times 20\text{m} \times 20\text{m}$). Eine ständige Positionsüberwachung wird von einem Laseralignierungssystem gemacht, das gleichzeitig auch die Verformung der Kammer durch Temperaturunterschiede überprüft. Für das projektive Alignment wird der Spacer der ersten Kammer mit einem Laser und einer Maske ausgestattet. Entlang dessen Lichtpfad befindet sich auf dem Spacer der zweiten Ebene eine Linse, und auf dem Spacer der dritten Ebene ein CCD-Sensor. Aus dem Schatten der Maske, die von dem Laser durch die Linse in den CCD-Sensor erzeugt wird, kann man auf einige μm genau Änderungen der relativen Positionen messen. In Abbil-

Abbildung 2.4 werden die verschiedenen Lichtpfade zur Alignierung gezeigt. Die genauen Positionsbestimmungen der Ebenen werden offline mit den ausgelesenen CCD-Bildern gemacht.

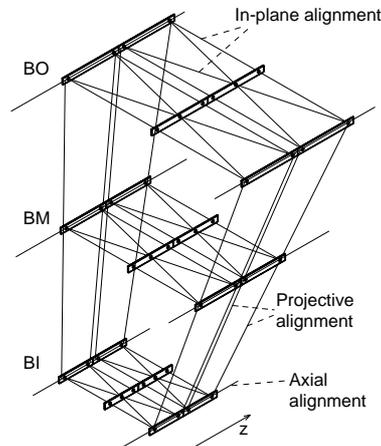


Abbildung 2.4: Lichtpfade zur Alignierung in einem Spektrometerturm.[ATL94]

2.2 Die Driftrohre bei ATLAS

2.2.1 Funktionsprinzip eines Driftrohres

Ein Driftrohr ist ein gasgefülltes zylindrisches Metallrohr, in welchem sich ein dünne Anodendraht in der Mitte befindet. Dieser Draht steht unter einer positiven Hochspannung U_0 . Das Rohr ist geerdet und erfüllt die Rolle des Kathodes. Entsprechend dieser Spannung und dieser Geometrie gibt es ein radiales elektrisches Feld, daß vom inneren Rohrdurchmesser a und Drahtdurchmesser b abhängt:

$$E(r) = \frac{U_0}{\ln(a/b) \times r}$$

Durch das Rohr strömt ein Gas unter hohem Druck. Wenn ein geladenes Teilchen das Gas durchquert, schlägt es aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung Elektronen aus den Schalen der Gasteilchen (Atome, Moleküle). In diesen Kollisionen wird Energie durch ein virtuelles Photon auf das Elektron übertragen. Diese übertragene Energie liegt im Bereich von einigen eV (die Ionisationsenergie für das jeweilige Gasteilchen) bis zu der Energie einer frontalen Kollision zwischen dem ionisierenden Teilchen und einem Elektron. Die Verteilung der erhaltenen Energie (s. z.B. [BLU94]) fällt exponentiell ab, aber hat einen langen Schwanz, der der Möglichkeit bis zur frontalen Kollisionen entspricht. Diese zufällige Primärkollisionen finden viele Male pro cm entlang der Bahn des Teilchens statt,

und die Wahrscheinlichkeit für diese Kollisionen entspricht der Poisson-Verteilung. Deshalb kann man eine mittlere freie Weglänge einführen:

$$\lambda = \frac{1}{N \sigma}$$

die von dem gasspezifischen Streuquerschnitt σ , und von der Anzahldichte N der Gasteilchen abhängt.

Die freigesetzten Elektronen erhalten genügend Energie, um gleich selbst einige Elektron-Ion Paare zu erzeugen. Ihre Reichweite ist meistens so klein ($\sim 10 \mu m$), daß sie zusammen mit den Elektronen, welche sie selbst freisetzen, ein Cluster formen. Diese Elektronen zusammen werden üblicherweise als Primärelektronen bezeichnet, und deren Anzahl als 'Clustersize'. Die Verteilung der Clustergröße hat ebenfalls einen langen Schwanz [BLU94]. Es kommt vor, daß ein Elektron bei der Kollision so viel Energie erhält, daß es eine große Wegstrecke zurücklegt, in der es weiter ionisiert. Diese Elektronen werden als δ -Elektronen bezeichnet.

In dem elektrischen Feld des Rohres werden diese Primärelektronen in die Richtung des Anodendrahtes beschleunigt. Während dieser Bewegung verlieren die Elektronen durch ständige Stößen mit den Gasteilchen immer wieder die Energie, die sie aus dem Feld erhalten. Die Hochspannung kann so eingestellt werden, daß die zwischen zwei Kollisionen erhaltene Energie nur im Drahtnähe ausreicht um Gasteilchen weiter zu ionisieren. Auf diese Weise entsteht ein Gleichgewicht der Stöße und der Beschleunigung, das man durch eine Driftgeschwindigkeit v_D charakterisieren kann. Da v_D vom elektrischen Feld abhängt, ist sie eine Funktion von der Radialabstand r . Die Stöße während des Drifts zur Anodendraht führen gleichzeitig auch zu einer diffusiven Ausweitung dieser Elektronencluster.

In der Nähe des Anodendrahtes wird das Elektrische Feld so stark ($E \sim 1/r$), daß die Elektronen zwischen zwei Kollisionen soviel Energie gewinnen, daß sie weitere Atome ionisieren. Dies führt sehr schnell zu einer Lawinenbildung beachtlicher Ladung. Die Steigerung der Anzahl der Elektronen in der Lawine ist exponentiell: $dn = n\alpha dx$ wobei α der Townsend Koeffizient ist. Das Verhältnis der Anzahl der Elektronen, welche die Lawine ausgelöst haben und der Anzahl der erhaltenen Elektronen ist

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{\lambda \alpha(E)}{2\pi \epsilon_0 E^2} dE$$

Hierbei integriert man zwischen der minimalen Energie, die nötig ist um die Lawinebildung auszulösen, und der Energie bei der Radius a des Anodendrahtes. Dieses Verhältnis wird als Gasverstärkung (Gas Gain) G bezeichnet. Wenn dieser Zusammenhang zwischen der Primärladung und der am Anodendraht erhaltene Ladung erfüllt ist, wird den Betrieb des Driftrohres als Proportionalmodus bezeichnet. Wegen der komplizierte Lawinenbildung ist der Townsendkoeffizient nicht überall als Funktion von der Energie bekannt, und es ist schwierig die Gasverstärkung für ein bestimmtes Gas vorherzusagen. Die Abhängigkeit von Gasdruck und Hochspannung kann jedoch experimentell untersucht werden.

Dieser Vorgang löst ein Signal im Anodendraht aus, daß aus zwei Komponenten besteht: dem aus der Lawine entstandenen Elektronenpuls, und dem Ionenpuls die von den zum

Kathode driftenden Ionen ausgelöst wird. Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung ist das Elektronensignal sehr kurz (100 ps), und mit Elektronik einer gängigen Zeitaufösung nicht zu beobachten. Das beobachtbare Signal ist das Ionsignal, von den Ionen die langsam (einige ms) zum Rohrwand driften (s. Abbildung 2.5). Dieses Signal wird durch die Elektronik, die auf dem Rohr befestigt worden ist, verstärkt und umgeformt, und zur Auslese-Elektronik weitergeleitet.

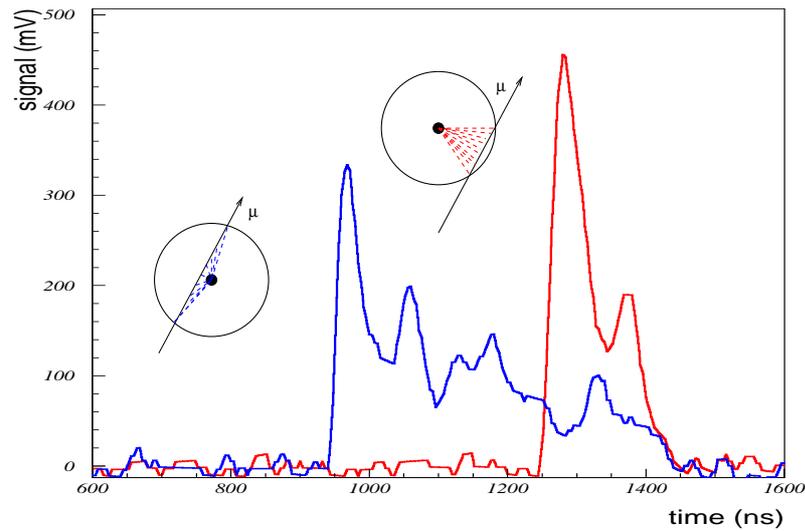


Abbildung 2.5: Ein Myonsignal für zwei verschiedene Spurabstände.

Wenn die Driftgeschwindigkeit an jedem Ort des Driftrohres bekannt ist, kann die Zeit, die zwischen der Durchquerung des Teilchens und der Ankunft der Primärelektronen am Anodendraht vergangen ist, in einen Spurbestand für das Teilchen umgerechnet werden. Diese Orts-Driftzeit-Beziehung wird als rt -Relation bezeichnet. Für einen gegebenen Spurbestand variiert diese Driftzeit immer noch durch folgende Effekte:

- Die Fluktuationen der Abstände zwischen Clustererzeugungen
- Fluktuationen der Anzahl der Elektronen pro Cluster
- Die Diffusion der driftenden Primärelektronen
- Fluktuationen in der Gasverstärkung
- Beiträge der Ausleseelektronik

Entsprechend diesen Fluktuationen gibt es auch einen Fehler auf den berechneten Spurbestand, welcher die Ortsauflösung des Driftrohres ist. In Abbildung 2.6 sind die einzelnen

Komponenten, welche die Auflösung eines Driftrohres ausmachen, aufgetragen. Die Beiträge sind als Funktion des radialen Spurabstandes zum Anodendraht mit einer Simulation der physikalischen Prozesse im Driftrohr berechnet worden. Die totale erhaltene Auflösung ist eingezeichnet.

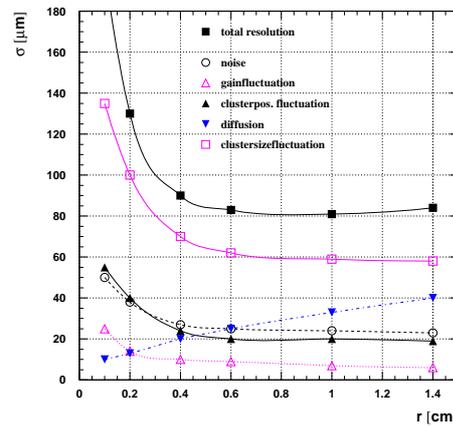


Abbildung 2.6: Simulation der Auflösung eines Driftrohres als Funktion des Spurabstandes bei dem ATLAS-Arbeitspunkt [RIE97].

2.2.2 Arbeitspunkt und Detektorgas

Die Driftrohre bei ATLAS werden in Proportionalmodus betrieben, mit einer von der Hochspannung und der Gasmischung bestimmten Gasverstärkung:

$$G = \frac{Q_{\text{lawine}}}{Q_{\text{primär}}} = \frac{N}{N_0}$$

Bei einer höheren Spannung geht die Funktion des Driftrohres in sogenannten Limited-Streamer-Mode über. Dann spielen die Photonen die in der Lawinenbildung entstehen, eine wichtige Rolle [BLU94]. Sie führen zu einer Sättigung der Lawinenbildung, wodurch die obige Proportionalität zur Primärladung verletzt ist. Die Ladung der Streamersignale ist auch bis um einen Faktor 200 größer als die Signale im Proportionalmodus. Der Übergang zwischen den Modi verläuft discontinuierlich [VIE96], aber auch im Proportionalmodus entsteht ein Anteil der Signale aus dem gleichen physikalischen Vorgang.

Zwei widersprüchliche Anforderungen bestimmen die Wahl des Arbeitspunktes bei ATLAS:

Lange Lebensdauer Der Detektor soll mindestens 10 Jahre ohne große Ersätze funktionieren. Die Lebensdauer eines Rohres wird von der bei ihren Betrieb akkumulierten

Gesamtladung pro cm Anodendraht bestimmt. Erfahrung mit anderen Driftkammern hat gelehrt, was die Obergrenze für das gut Funktionieren ist. Unter Berücksichtigung eines Sicherheitsfaktors ist die maximale integrierte Ladung als 0,67 C/cm berechnet worden.

Gute Ortsauflösung Aus der angestrebten Myonimpulsauflösung ist in Abschnitt 2.1.2 eine verlangte Ortsauflösung von $\sim 80 \mu\text{m}$ hergeleitet worden.

Die Begrenzung der über 10 Jahre integrierten Ladung und die erwarteten Teilchenraten im Detektor bestimmen eine Obergrenze für die Gasverstärkung:

$$G_{max} \leq 2 \times 10^4$$

Die angestrebte Ortsauflösung kann jedoch leichter über eine Erhöhung der Gasverstärkung (innerhalb von dem Bereich des Proportionalmodus) bis auf $G = 10^5$ erreicht werden. Da die Lebensdaueranforderung unbedingt erfüllt sein soll, hat sich man für einen Arbeitspunkt bei Gasverstärkung von $G = 2 \times 10^4$ entschieden, und die benötigte Ortsauflösung soll durch die Optimierung der Anodendrahtdurchmesser und die Wahl eines optimalen Detektorgases erreicht werden.

Die Wahl des geeigneten Drahtdurchmessers ist wichtig, weil dickere Drähte bei gleicher Hochspannung zu geringeren Höhen und längere Anstiegszeiten der induzierten Myonsignale führen. Die optimale Drahtdurchmesser ist nach experimentellen Ergebnissen auf $50 \mu\text{m}$ festgelegt worden [DUB96].

Ein Driftgas ist meistens eine Mischung aus verschiedenen Komponenten, die unterschiedlichen Beiträge zum Driftverhalten der Elektronen liefern:

- Argon ist der Grundbestandteil fast aller verwendeten Gase. Wie in [SAU77] gezeigt wird, haben die Edelgase eine große Primäronisation pro Einheitsstrecke und die Lawinenbildung findet bereits bei niedrigeren Feldern statt, als in molekularen Gasen, wo die Energie der beschleunigten Elektronen in Anregungen von Rotations- und Vibrationszustände absorbiert wird. Wegen des Preises wird Argon gegenüber Xenon und Krypton bevorzugt.
- Zweitens braucht man einen sogenannten Quencher: ein Gas das die Photonen aus der Lawinenbildung absorbiert, weil sie in der Lage sind weitere Lawinen auszulösen. Verwendete Gase sind hier CH_4 und CF_4 .
- Weiter können noch Gase zum Verbesserung der Drifteigenschaften (CO_2 , N_2) addiert werden.

Die folgende Eigenschaften werden für das Gas bei ATLAS gefordert:

Lineare rt-Relation Eine lineare rt-Relation entspricht einer feldunabhängigen Elektrodendriftgeschwindigkeit. Der Vorteil einer solchen Relation ist, daß kleine lokale Änderungen des elektrischen Feldes, die durch Rohrverformung oder falsche Drahtposition entstehen, keinen großen Einfluß auf die Driftzeiten haben.

Hohe Driftgeschwindigkeit Im Hinblick auf hohe Teilchenraten, möchte man die Totzeit des Driftrohres möglichst kurz halten. Deshalb verlangt man ein Gas mit hohen Driftgeschwindigkeiten.

Kleiner Lorentzwinkel Die Linearität des Gases soll auch in starken Magnetfeldern erhalten sein. Aufgrund der Lorentzkraft werden driftende Elektronen um den Lorentzwinkel

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

von der radialen Bahn abgelenkt. Dementsprechend kann der Lorentzwinkel für eine reduzierte Elektronenmobilität μ_e klein gehalten werden.

Geringe Diffusion Die Ausdehnung der driftenden Primärelektronen soll möglichst klein sein.

Geringer Streameranteil Um die Lebensdauerforderung zu erfüllen, soll der Anteil der Streamersignale $< 1\%$ sein.

Unbrennbarkeit Aus Sicherheitsgründen muß das Gas unbrennbar sein, was den Anteil an organischen Gasen einschränkt.

Verschiedene Gase sind auf diesen Kriterien experimentell untersucht worden. Als am besten geeignete Gas hat sich die Mischung Ar/N₂/CH₄ in dem Verhältnis 91:4:5 herausgestellt [MN122]. Diese Mischung wird als 'Datcha-Gas' bezeichnet. Da die letztendliche Wahl des Gases erst kurz vor der Inbetriebnahme des ATLAS-Detektors festgelegt werden muß, geht die Suche nach einem Gas, das unter Berücksichtigung aller obigen Faktoren eine gute Auflösung liefert, weiter.

Die verschiedenen Parameter und die wichtigsten Eigenschaften des gewählten Arbeitspunktes für die MDT-Driftrohre sind zusammenfassend noch mal in Tabelle 2.1 aufgenommen.

Parameter	Wert
Gasmischung	Ar/N ₂ /CH ₄ - 91:4:5
Gasdruck	3 bar
Gasverstärkung	2×10^4
Hochspannung	3270 V
Diskriminatorschwelle	22. Elektron
Spurionisation	330 e ⁻ /cm
Maximale Driftzeit	500 ns
Mittlere Driftgeschwindigkeit	30 μm

Tabelle 2.1: Das gewählte Arbeitspunkt für die Driftrohre

Kapitel 3

Die Prototypkammer im Teststrahl

3.1 Der H8 Testbeam Area

Im H8 Area am CERN werden die für ATLAS entwickelten Detektoren im Strahl getestet. Zur Erzeugung des Myonstrahls werden Protonen mit dem Super Proton Synchrotron beschleunigt, extrahiert, und auf einen 'Target' geschossen. Aus den Stößen zwischen den Protonen und den Kernen des Targets erhält man unter anderen geladene Pionen, deren Zerfall in Myonen $\pi^\pm \rightarrow \mu\nu$ ausgenutzt wird.

Die erhaltenen Myonen haben einen Impuls im Bereich von 20 GeV/c bis 400 GeV/c. Für diese Untersuchungen war der mittlere Myonimpuls 180 GeV kontrollierte Absorber ~ 180 GeV/c. Der Myonstrahl ist gepulst: 2,6 s aus dem 14,4 s Duty Cycle des SPS-Beschleunigers. Da die produzierte Rate der Myonen (bis zu 900 Hz/cm²) viel höher ist als die späteren Raten bei ATLAS, wird für die Untersuchungen an Driftkammerprototypen ein 3.2 m Eisen Absorber vor den Kammern gestellt, der die Rate bis auf maximal ~ 50 Hz/cm² reduziert. Vor dem Absorber ist die Abmessung des Strahls 0.25 cm rms und die Dispersion 0.3 mrad. Nach Durchquerung des Absorbers ist der Strahl 6 cm rms breit und hat eine Dispersion von mehr als 1 mrad.

Abbildung 3.1 zeigt einen Plan des Testgebietes. Die BMS Kammer ist die in dieser Arbeit untersuchte Kammer. BMS ist eine Abkürzung von Barrel Middle Short, und gibt die spätere Position der Kammer im Spektrometer an. Die Reihenfolge der MDT-Prototypen (BIS, BMS, BOS) im Teststrahl entspricht der Anordnung im Spektrometer. Auch Prototypen der Triggerkammer (RPC's) sind auf ihre Eigenschaften im Strahl untersucht worden.

Zur Datennahme stehen verschiedene Triggerszintillatoren zur Verfügung: von 2cm \times 2cm großen Szintillatoren bis zu einer Szintillatorrhodoskop von 1m \times 0.5m. Für die Datensätze dieser Arbeit ist ein 10cm \times 10cm Triggerszintillator verwendet worden. Der Strahlwinkel wird definiert als der Winkel zwischen einem Normal der Kammerfläche und dem Muonstrahl.

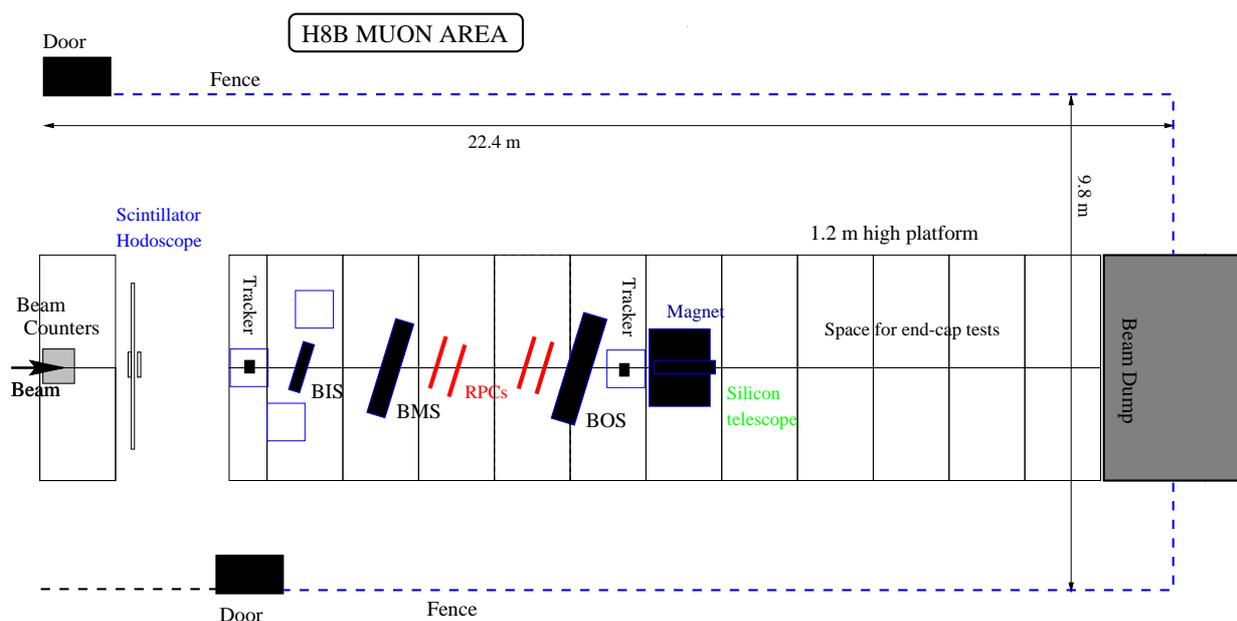


Abbildung 3.1: H8 Testbeam Area mit den im Strahl aufgestellten Detektoren.

3.2 Die Prototypkammer und die Signalverarbeitung

Die BMS Prototypkammer ist am Max-Planck-Institut für Physik München gebaut worden. Sie besteht aus zwei Multilayers, die auf einen Spacer angebracht worden sind. Jede Multilayer besteht aus 4 Ebenen von 64 Driftrohren in dichtester Anordnung. Die Rohre sind 300 cm lang und die Breite des Spacers ist 25 cm. Ein anschauliches Bild für die Anordnung ist Abbildung 3.2.

Die mechanische Eigenschaften der Driftrohre entsprechen den ATLAS-Spezifikationen. Sie haben einen äußeren Durchmesser von 3cm und eine Wanddicke von $400 \mu\text{m}$. In der dichtesten Anordnung werden sie mit Hilfe eines dünnen isolierenden Material auf $100 \mu\text{m}$ Abstand von einander gehalten, um die Erdung der Kathodenwände möglichst unabhängig von einander zu machen.

Die Kammer ist mit den Driftrohren in vertikaler Position installiert worden. Es gab zwei verschiedene Datennahmen, die zeitlich etwa 1 bis 2 Monate getrennt waren: der erste Mal ist die Kammer bei einem Myoneinfallswinkel von 0° und die zweite Mal bei einem Einfallswinkel von 17° betrieben worden. Nur einer Hälfte der Kammer (1m breit) ist aufgrund der Abmessung der verwendeten Triggerszintillatoren mit Ausleselektronik versorgt worden.

Der Arbeitspunkt der Kammer ist auf den Arbeitspunkt für ATLAS abgestimmt worden. Als Driftgas ist das Datcha-Gas bei einem Druck von 3 bar verwendet. Für die Datennahme mit dem Strahlwinkel von 0° war die angelegte Hochspannung 3.50 kV, und mit dem Strahlwinkel von 17° war die Hochspannung 3.25 kV.

Die Myonsignale werden an einer Seite der Driftrohre ausgelesen. Eine erste Verarbei-

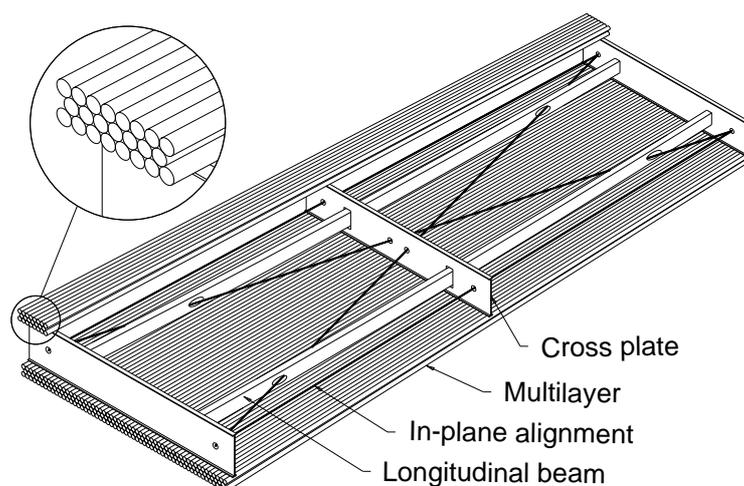


Abbildung 3.2: Ein Myonkammer mit 3 Ebenen Driftrohren.

tung findet in der front-end Elektronik statt. Die besteht aus einem Vorverstärker, einem Shaper und einem Diskriminator. Diese 3 erste Stufen der Verarbeitung sind in einem Chip integriert worden. Jede dieser Amplifier-Shaper-Discriminator Chips verfügt über 8 Kanäle. Der Diskriminator mit einstellbarer Schwelle wird verwendet um sicher zu stellen, daß dieses Signal nicht durch elektronisches Rauschen verursacht wurde. Die Schwelle wird höher als das maximale Rauschen der Elektronik eingestellt, und nur Signal, das höher ist als diese Schwelle wird weitergeleitet.

Kennt man die Signalhöhe des Vorverstärkers, die von einem Primärelektron resultiert, so kann man die Schwellenspannung in die Anzahl der benötigte Primärelektronen umrechnen, die zum Überschreiten des Diskriminatorschwelle führt. Dazu muß auch die Gasverstärkung berücksichtigt werden. Eine Methode zur Bestimmung der Signalhöhe eines einzelnen Primärelektrons kann man finden in [DUB96].

Da das elektronische Rauschen bei der Datennahme größer als erwünscht war, und nicht gleich ausgebessert werden könnte, ist die Schwelle des Diskriminators auf das 25. Primärelektron statt des 22. eingestellt worden (die Diskriminatorschwelle bei den ATLAS-Kammern wird auf 22. Primärelektron eingestellt worden). Die Diskriminatorschwelle ist bei beiden Datennahmen auf das 25. Primärelektron eingestellt worden, so daß beide einer Gasvertärkung $G \sim 2 \times 10^4$ entsprechen.

Nach dem Diskriminator geht das Signal zu einem Time-to-Digital-Converter (TDC). Dieses elektronische Modul mißt mit einer internen Taktrate die Zeit, die zwischen einem Startsignal und einem Stoppsignal verlaufen ist: $t' = t_{signal} - t_{trigger}$. Das Startsignal für die Digitalisierung der TDCs wird von den Szintillatoren über eine schnelle Triggerlogik geliefert. Diese Betriebsmodus der TDCs wird als 'Common-Start-Mode' bezeichnet. Das Signal, das die driftenden Elektronen am Anodedraht induziert haben, dient als Stoppsignal für die TDC's.

Die verwendeten TDCs sind im Japanischen KEK-Labor entwickelt worden. Sie haben 24 Kanäle pro TDC, die Zeitbingröße beträgt 0.78 ns mit einer Zeitauflösung < 300 ps rms.

Außerdem sind sie in der Lage mehrere Treffer im gleichen Rohr mit einem minimalen Zeitintervall von 10 ns zwischen den aufeinanderfolgenden Signalen zu messen. Dies wird später auch durch die 40 MHz Takt der pp-Stößen im LHC-Beschleuniger gefordert. Die Zeitauflösung wird durch die angestrebte Ortsauflösung der Driftrohre verlangt. Weitere Eigenschaften der TDCs sind in [MN179] nachzulesen. TDCs haben ein einstellbares Zeitfenster: nach einem Zeitintervall, das größer gewählt ist als die maximale Driftzeit im Driftrohr, wird aufgehört zu zählen. Das nächste Ereignis wird abgewartet. Die in den TDCs gemessenen Zeiten t' werden mit einem rechnergesteuerten Data Acquisition System ausgelesen und für spätere Auswertung auf Magnetband gespeichert.

Kapitel 4

Spurrekonstruktion

4.1 Von der TDC-Auslese zur Driftzeit

4.1.1 Die TDC-Spektren

Die wesentliche Information für die Spurrekonstruktion in der Kammer ist die Driftzeit der Primärelektronen in jedem durchquerten Driftrohr. Zuerst soll kurz dargestellt werden wie man diese Zeit aus einem TDC-Spektrum herleitet.

Die TDCs registrieren für jedes Myon die Zeitdifferenz zwischen dem von Szintillatoren gelieferten Triggersignal und dem Signal aus dem Driftrohr:

$$t' = t_{signal} - t_{trigger}$$

Die genaue Ankunftszeit t_{signal} ist durch das Überschreiten der Diskriminatorschwelle durch die Anstiegsflanke des Anodensignals bestimmt. Diese gemessene Zeitdifferenz t' beinhaltet zwei Signallaufzeiten: Δt_{signal} vom Driftrohr zum TDC und $\Delta t_{trigger}$ von den Szintillatoren über die Triggerlogik zum TDC. Die wahren Driftzeiten erhält man als:

$$t_D = t' - \underbrace{(\Delta t_{signal} - \Delta t_{trigger})}_{t_0}$$

Die TDC's liefern also die Driftzeiten bis auf eine Zeitkonstante t_0 , die durch Instrumentierung und Kabellängen bestimmt ist, und für jedes Driftrohr verschieden sein kann. Diese Startzeiten t_0 sollen bestimmt werden.

Abbildung 4.1 zeigt ein typisches Driftzeitspektrum für ein Driftrohr. Zur Form des Spektrums kann man folgendes anmerken. Für eine perfekt lineare rt -Relation würde ein gleich ausleuchtender Strahl ein flach verteiltes Spektrum ergeben. Folgende Gründe bewirken eine Abweichung:

- Für Spurabstände kleiner als 1-2 mm ist wegen des großen elektrisches Feldes ($\sim 1/r$) die Driftgeschwindigkeit nicht konstant. Dies trägt zum Peak für kurze TDC-Zeiten bei.

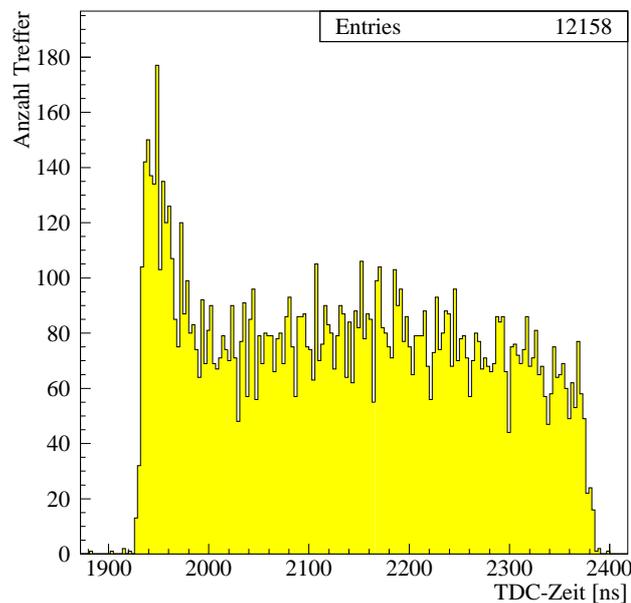


Abbildung 4.1: Ein TDC-Spektrum für ein Driftrohr: das Rauschen ist minimal.

- Die Driftgeschwindigkeit variiert auch leicht im äußeren Bereich des Rohres.
- Für Myonen, die das Driftrohr in der Nähe des Drahtes durchqueren, ist die Anstiegsflanke des Signals flacher. Die Schwelle des Diskriminators wird erst überschritten, wenn genügend Driftelektronen den Draht erreicht haben. Dies ist auch ein Beitrag zum Peak.
- Der Teststrahl leuchtet die Kammer nicht homogen aus. Siehe Abschnitt 4.2.3 zur Charakterisierung des Strahls.

Zur Vollständigkeit soll hier noch erwähnt werden, daß noch zwei weitere Phänomene Einfluß auf die genaue Lage des Spektrums haben:

- Die Durchquerung des hinteren Driftrohres ist aufgrund der Myongeschwindigkeit ($\approx c$) etwa 1 ns später als die Durchquerung des vorderen, entsprechend ist auch das Spektrum im TDC um 1 ns verschoben.
- Das Myonsignal wird an einer Seite des Driftrohres ausgelesen. Gemäß der Position des Durchflugs entlang dem Draht ist im gleichen Driftrohr ein Laufzeitunterschied von etwa 1 ns pro 20 cm zu beachten. Diese Korrektur ist für diese Arbeit vernachlässigbar klein, da der Trigger nur ein $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ Fenster ausleuchtet.

4.1.2 Bestimmung der Startzeiten t_0

Ehe die t_0 -Bestimmung dargestellt wird, sei die Wichtigkeit dieses Parameters kurz erläutert. Da die Startzeit t_0 entscheidet, wo man anfängt im TDC-Spektrum die Einträge als Driftzeit zu interpretieren, bewirkt eine Änderung dieses Parameters, daß für alle Driftzeiten der abgeleitete Spurabstand mit der mittlere Driftgeschwindigkeit, nämlich $30 \mu\text{m}$ pro ns, hin und her verschoben wird. Entsprechend wichtig ist es diesen Parameter so genau wie möglich zu bestimmen.

Für die Bestimmung gibt es verschiedene Möglichkeiten.

- In der front-end Elektronik der Driftrohre einer ATLAS-Kammer wird ein elektronisches Phasenkalibrationssystem eingebaut, das diese Unterschiede im Zeitoffset messen soll [MUO97]. Die erwartete Genauigkeit ist etwa 2 ns, was zur Spurrekonstruktion nicht ausreicht. Der Zweck dieser Komponente ist eher eine schnelle online Kontrolle der Driftrohrfunktion und Hilfe (z.B. als Startwert) für genauere Bestimmungsmethoden.
- Informationen über t_0 können aus den Residuen eines Spurfits abgeleitet werden. Das prinzipielle Problem dieses Verfahrens ist, daß t_0 auf diese Weise nicht unabhängig vom Autokalibrationsverfahren, welches die Residuenverteilungen für die Verbesserung der rt -Relation verwendet, bestimmt werden kann. Siehe Abschnitt 6.2 für eine ausführliche Untersuchung.
- Die Startzeit kann aus dem Spektrum hergeleitet werden. Für eine Driftzeit $t_D = 0$ findet man aus der obigen Beziehung $t_D = t' - t_0$, daß $t' = t_0$. Im Spektrum der TDC-Zeiten t' findet man die Startzeit t_0 an dem Fuß der Anstiegsflanke. Zur Bestimmung wird eine Funktion an die Anstiegsflanke des TDC-Spektrums angepaßt.

Das letztgenannte Verfahren ist unabhängig von der Kalibration der rt -Relation und wurde in dieser Arbeit verwendet. Aus verschiedenen Ansätzen wurde die Fermi-Dirac Funktion gewählt, welche die Form der Anstiegsflanke gut reproduziert. Es gibt keinen tieferen physikalischen Grund für die Wahl dieser Funktion.

Die verwendete Funktion lautet:

$$f(t) = \frac{A}{1 + e^{-\frac{t-(t_0+\tau)}{T}}}$$

mit den Parametern:

- A** Normierung
- T** 'Fermi-Temperatur'
- t_0** Position des t_0 's
- τ** Abstand des t_0 's von der Mitte der Flanke

Das Fitverfahren ist das folgende:

- (1) Die Steilheit der Flanke wird durch die 'Fermi-Temperatur' T bestimmt. Diese ist innerhalb eines Datensatzes bis auf kleine Variationen konstant. Zunächst wurde dieser

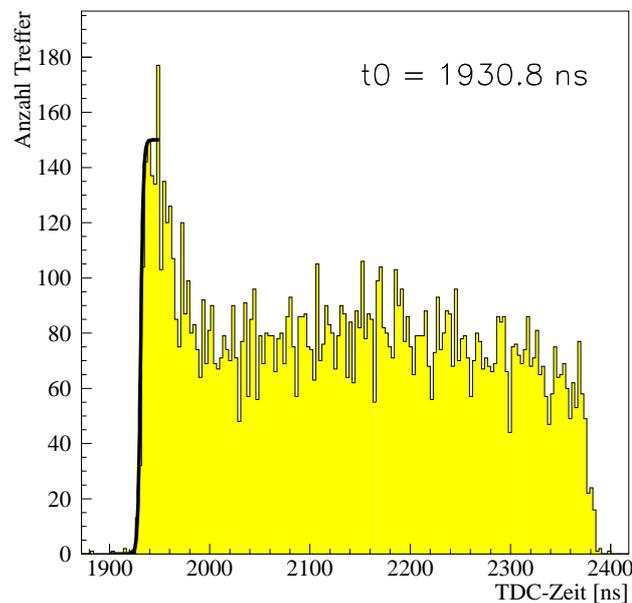


Abbildung 4.2: Fermi-Dirac Fit an die Anstiegsflanke des Spektrums zur Bestimmung der Startzeit t_0

Parameter für alle Driftrohre separat bestimmt. Da die Streuung dieses Parameters sehr klein war (0.9ns Differenz zwischen dem kleinsten und dem größten erhaltenen Parameterwert) wird der Mittelwert über alle Rohre im folgenden als fester Parameter benutzt. In der üblichen Fermi-Dirac Verteilung ist $t_0 + \tau$ eine Parameter, welche die Mitte der Flanke angibt. Da man hier bestimmen will, wo der Fuß der Flanke liegt, wird die Konstante τ eingeführt, die angibt wie weit der Fuß von der Mitte der Flanke liegt. Auch diese Konstante ist für alle Rohre gleich bis auf kleine Variationen. In anderen Arbeiten [SAM97] ist diese Konstante mit Hilfe eines externen Referenzsystems bestimmt worden. Für diese Arbeit wird eine Mittlung über die Abstände der ersten Einträge der Spektren, die nicht von Rauschen der Elektronik ausgelöst worden sind, bis zur Mitte der Flanke gemacht. Zum Entfernen der rauschbedingten Ereignisse kann man Koinzidenzbedingungen mit Treffern in anderen Ebenen der Kammer fordern.

(2) Damit müssen für jedes Driftrohr zwei Parameter durch den Fit an sein Spektrum bestimmt werden. Der Normierungsparameter A hängt von der Anzahl der Einträge in das Spektrum ab. Der zweite Parameter ist t_0 , die gesuchte Startzeit für das Zeitspektrum.

4.2 Spurerkennung und -fit

4.2.1 Problemstellung

Im Prinzip ist die Aufgabe einfach: wenn ein Myon durch die Kammer fliegt, bewirkt die dichteste Anordnung der Driftrohre, daß in einem Driftrohr pro Ebene ein Signal ausgelöst wird. Die Spurerkennung besteht dann aus der Selektion der Treffer in aufeinanderfolgenden Driftrohren. Aus der gemessenen Driftzeit erhält man über die rt -Relation für jeden Draht den Spurabstand. Bei der Suche nach den Treffern, die auch wirklich zur Spur gehören, müssen folgende Effekte berücksichtigt werden:

- Elektronisches Rauschen.
- Ineffizienzen für Spuren nahe am Driftrohrmantel.
- Funktionsunfähige Driftrohre ('tote' oder ständig feuernde Driftrohre).

In den (Abbildungen 4.3 und 4.4) wird der Einfluß dieser Effekte ausführlich besprochen. Jedes Mal sind die Driftrohre in den jeweiligen Ebenen dargestellt. Die Anzahl der Einträge in den Rohren wird durch die Größe der Boxen charakterisiert. Die Anordnung der Rohre ist schematisch, und entspricht der wahren Anordnung nicht.

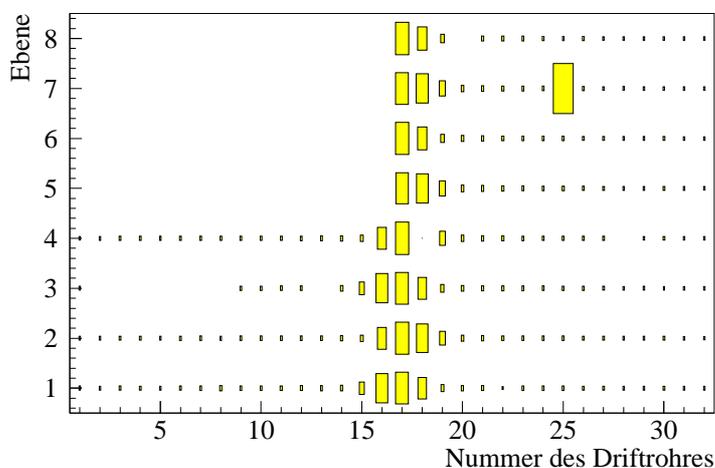


Abbildung 4.3: **Strahlwinkel 0°** . Der Triggerszintillator war vor den Rohren 15-19. Die auftretende Effekte sind:

- Driftrohr 1-16 in 2. Multilayer wurden nicht ausgelesen, wegen eines fehlerhaften Elektronikmoduls. Die wichtigen Rohre 16 der 2. Multilayer messen keinen Spurabstand.
- Driftrohr 18 in Ebene 4 funktioniert nicht, 27 in Ebene 8 feuert ständig.

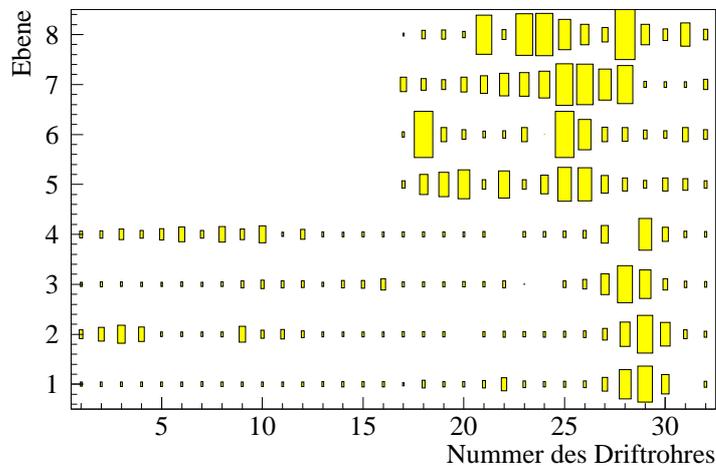


Abbildung 4.4: **Strahlwinkel 17°** . Der Triggerszintillator war vor den Rohren 27-30 der 1. Multilayer, und wegen des Strahlwinkels vor den Rohren 22-25 der 2. Multilayer. Die auftretende Effekte sind:

- (a) Sehr viel elektronisches Rauschen in der 2. Multilayer.
- (b) Driftrohr 28 in Ebene 4 und Driftrohr 24 in Ebene 6 funktionieren nicht. Rohr 28 in Ebene 8 feuert ständig.

Einen besseren Hinweis, eine wie große Rolle das elektronische Rauschen und die Ineffizienz an der Rohrwand gespielt haben, bekommt man in Abbildung 4.5, wo die Anzahl der Treffer pro Multilayer dargestellt sind.

Wenn man diese Effekte im Kauf nimmt, ist die Aufgabe für die Spurerkennung eine Spur mit 2 bis 4 Treffer pro Multilayer für die Strahlwinkel 0° en 17° zu finden.

4.2.2 Ausarbeitung

Die Lösung dieser Aufgabe besteht aus zwei Teilen: einem Suchalgorithmus für die Treffer eines Myondurchgangs und der Bestimmung der Spurparameter durch einen Fit an die Koordinaten der Treffer. Kombiniert bewirken diese folgendes: in jeder Multilayer werden alle mögliche Spuren mit einer bestimmten Trefferanzahl gesucht, deren Parameter alle mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt werden. Der Fit mit dem kleinstem χ^2 -Wert wird als das richtige Spur behalten. Dann werden die zwei gefundenen Teilspuren in den Multilayers durch das Vergleichen der Parameter in den Multilayers auf Übereinstimmung kontrolliert.

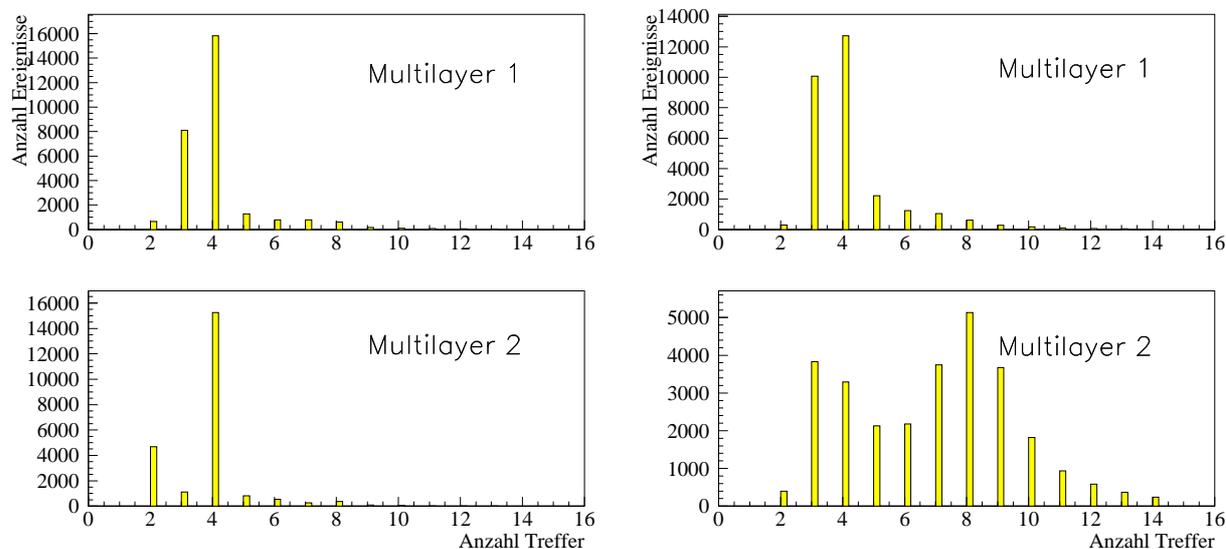


Abbildung 4.5: Die Anzahl der Treffer in Multilayer 1 und 2, links für 0° , rechts für 17° . Man erwartet 4 Treffer pro Multilayer bis auf Ineffizienzen am Rohrwand und elektronisches Rauschen.

Suchalgorithmus

Der Suchalgorithmus projiziert eine Baumstruktur auf die Driftrohranordnung. Fängt man bei einem bestimmten Treffer an, so kann man in den folgenden Ebenen jedesmal in den angrenzenden linken oder rechten Driftrohre weitersuchen. Für Myonen, welche die Kammer unter einem Winkel bis 30° durchqueren, ist es richtig nur in den zwei angrenzenden Rohren weiterzusuchen. Bei der Suche in den aufeinanderfolgenden Ebenen wird ein Zähler für fehlende Treffer inkrementiert. Wenn eine Spur gefunden worden ist, wird sie gefittet. Dann wird vom letzten Knoten, von dem aus nach links gegangen wurde, die Suche nach rechts fortgesetzt. Auf diese Weise wird der ganze Bereich, von immer links bis immer rechts vom ersten Treffer aus abgedeckt.

In Abbildung 4.6 ist ein Myonereignis in der Kammer dargestellt. Die Treffer und die rekonstruierte Spur sind eingezeichnet.

Dieser Suchalgorithmus kann auch für eine kompliziertere Spursuche wie im künftigen ATLAS Myon Spektrometer erweitert werden. Die erste zusätzliche Aufgabe ist, mehrere Spuren in einem Ereignis zu finden. Dazu sollen in diesem Algorithmus mehrere Teilspuren in den Multilayers berücksichtigt werden. Zweitens muß man in der Lage sein, die Spuren der Myonen, welche die Kammer unter einem Winkel größer als 30° durchqueren, zu finden. Dies fordert eine Erweiterung der links-rechts Suchstrategie.

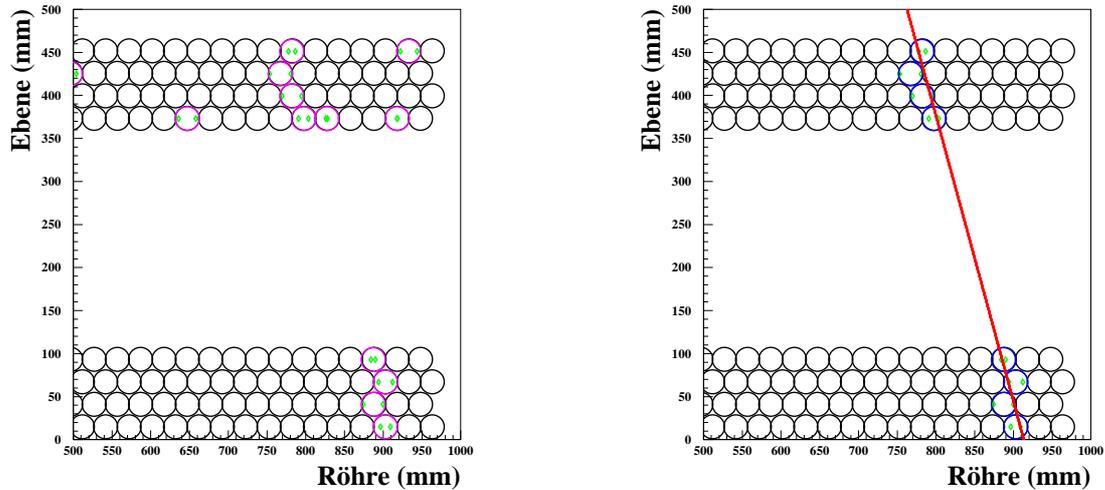


Abbildung 4.6: Ein Myonereignis in der Kammer. Links sind die Treffer dargestellt mit der impliziten links-rechts Ambiguität (s. Text). Rechts ist das rekonstruierte Spur gezeichnet.

Spurfit

Wenn die Treffer selektiert worden sind, erhält man über die rt -Relation (s. Abbildung 4.7) den Spurbestand zu den jeweiligen Drähten. Die rt -Relation besteht aus einer Tabelle mit 30 Einträgen für Driftzeit und Driftstrecke. Für Driftzeiten, die zwischen zwei Tabelleneinträgen liegen, wird interpoliert. Die vollständige rt -Relation ist damit als Polygonzug gespeichert. Der Grund dafür ist, daß in der Autokalibration Korrekturen zur rt -Relation binweise berechnet werden. Der Interpolationsfehler ist am größten für sehr kleine Driftzeiten, da die rt -Relation hier am meisten von einer linearen Relation abweicht. Der maximale Fehler auf den Spurbestand ist $\sim 10 \mu\text{m}$. Zur Abschätzung dieses Fehlers ist der Unterschied zwischen einer linearen Interpolation und einer gefitteten Relation zweiter Ordnung über ein Bin gemittelt worden. Ab dem 5. Bin ist der Interpolationsfehler vernachlässigbar klein.

Mit den Spurbständen und der Kenntnis der Drahtpositionen erhält man die Koordinaten für den Spurfit. Doch sei an dieser Stelle betont, daß kleine Abweichungen bei der Konstruktion der Kammer eine Ungewißheit der Drahtpositionen bewirken, die im Fit auch einen Fehler auf die bestimmten Parameter verursacht. Untersuchungen hierzu sind in Kapitel 6 dargestellt.

Da die Driftrohre axialsymmetrisch sind, erhält man aus der Kenntnis des Spurbandes nur den Kreis der Punkte dichtester Näherung der Myonspur zum Draht. Der verwendete Fitalgorithmus sucht iterativ die beste Tangente an verschiedene Kreise mit der Methode der kleinsten Quadrate. Die Methode der kleinsten Quadrate für einen Geradenfit ist in

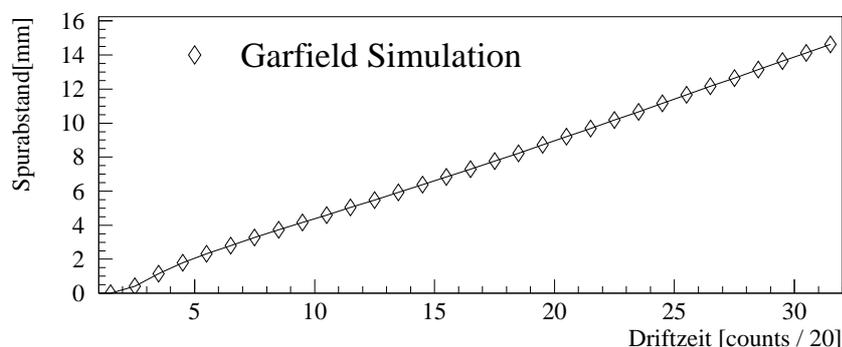


Abbildung 4.7: Eine durch Garfield simulierte rt -Relation die an jede Driftzeit einen Spurabstand zukennt.

Anhang A dargestellt. Wenn der Winkel der Myonbahn ungefähr bekannt ist, reduziert sich die Unbestimmtheit der Richtung des Spurabstandes vom Draht aus bis auf zwei Richtungen: 'links' oder 'rechts' vom Draht. Dies ist in der Literatur als links-rechts Ambiguität benannt. Diese Ambiguität wird in der ersten Iterationsstufe des Fits durch einen Vergleich der χ^2 -Werte der Fits beider Kombinationen aufgelöst. Die Implementierung dieses Fits ist von [BAG96] übernommen. Die Parameter der zwei erhaltenen Spurstücke (in jeder Multilayer ein) werden auf Übereinstimmung kontrolliert ($|a_1 - a_2| < 0.08$ und $|b_1 - b_2| < 30$ in einem Bezugssystem mit 1mm als Abstandseinheit). Wenn sie innerhalb dieser Grenzen übereinstimmen wird einen Geradenfit an alle Treffer der Spurstücke in den beiden Multilayers gemacht.

4.2.3 Beschreibung des Teststrahls

Mit vielen Myonspuren ist es möglich aus der Verteilung der erhaltenen Fitparameter den Myonstrahl grob zu beschreiben. Es wurden Spure mit einer Gerade $y=ax+b$ gefitted, und jede Mal sind mindestens 6 Treffer, 3 in jeder Multilayer, verlangt. Man betrachtet die Verteilungen der Spurparameter für alle Myonspure.

Der Mittelwert der Verteilung des Parameters a (Abbildung 4.8) entspricht der genaue Strahlwinkel zur Kammer: 6mrad (da für kleine Winkel $\tan \theta \approx \theta$). Die Breite des Parameters a hat zwei Beiträge: einerseits die Dispersion des Strahles ($\gtrsim 1$ mrad: s. Kapitel 3), andererseits die Auflösung der Kammer.

Aus der Form der Verteilung des Parameters b (Abbildung 4.8) kann man ablesen ,daß die Strahlintensität in der Mitte maximal ist und graduell nach außen zu abnimmt. Man merkt mit 15 mm Zwischenabstand 'Löcher' in der Verteilung. Der Grund ist, daß hier für diese Spuren mindestens 3 Treffer in jeder Multilayer verlangt wurden. Da der Strahlwinkel ungefähr null ist, fehlen hier die Einträge von Myonen, die durch die Driftrohranordnung

4 Rohrwände durchqueren. Wegen der kleinen Effizienz am und im Rohrwand haben sie nicht die geforderte Anzahl der Treffer.

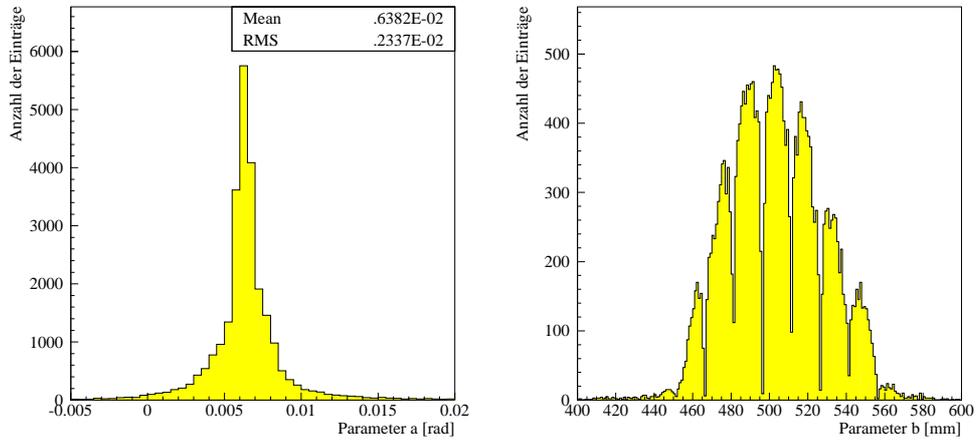


Abbildung 4.8: Die Verteilung der Spurparameter a und b

Kapitel 5

Autokalibration

5.1 Das Verfahren

5.1.1 Das Prinzip

Bei Treffern in den Driftrohren wird eine Driftzeit gemessen, die mittels einer rt -Relation in einen Spurabstand konvertiert wird. Die rt -Relation sollte daher sehr genau bekannt sein, um die intrinsische Auflösung des Driftrohres völlig auszunutzen. Diese Orts-Driftzeit-Beziehung ist eine Funktion der Gasdichte, der Hochspannung und auch der Gasreinheit und der Drahtposition. Für die angestrebte Auflösung muß die Genauigkeit auf die rt -Relation so groß sein, daß Temperaturvariationen bis auf $\delta T < 1\text{K}$, Druckvariationen bis auf $\delta P < 10\text{mbar}$, Hochspannungsschwankungen bis auf $\delta V < 2\text{V}$ genau bekannt sein sollen [MUO97]. Da es aufwendig, und fast unmöglich ist für einen Detektor einer solchen Dimension, diese Größen an jeder Stelle so genau zu bestimmen und zu kennen, war die Idee bei ATLAS die genaue rt -Beziehung lokal aus einer Kalibration mit Myonspuren (im Magnetfeld) zu erhalten. Lokal heißt, daß anhand von obigen Beschränkungen auf Variationen wichtiger Größen im Spektrometer Bereiche von Driftrohren definiert werden, für welche die gleiche rt -Relation gilt. Der Vorteil eines Autokalibrationsverfahrens liegt darin, daß man beim Betrieb des endgültigen Spektrometers nur noch dafür sorgen muß, die Operationparameter global zu kontrollieren, und daß diese kleine lokale Variationen dieser Parameter durch eine lokale Autokalibration ausgeglichen werden.

Die Autokalibration der rt -Relation ist ein iteratives Verfahren, welches die Überbestimmung der Spuren mit vielen einzelnen Drähten ausnützt. Es basiert auf der Idee, daß der gefittete Spurabstand eine bessere Näherung ist für den wahren Spurabstand, als derjenige der durch eine (falsche) rt -Relation geliefert wird. Daher gilt in jeder Iteration für jede Driftzeit die mittlere Differenz zwischen dem gefitteten Spurabstand und dem mittels der rt -Relation gemessenen Spurabstand als Korrektur für die rt -Relation. Für diese Prototypkammer wird diese Kalibration mit geraden Spuren (nicht im Magnetfeld) für den beiden Datennahmen (0° und 17°) durchgeführt und untersucht.

5.1.2 Der Algorithmus

Die Autokalibration wird mit folgendem Algorithmus durchgeführt:

1. Nehme für die Umrechnung der Driftzeiten nach Spurabstände eine Anfangs-rt-relation an (Simulation, alte rt-relation,...).
2. Suche und fitte Spuren an die Koordinaten der Treffer in den Driftrohren. Berechne die Unterschiede zwischen den gefitteten Spurabständen und den mittels der rt-Relation gemessenen Spurabständen, die als Residuen bezeichnet werden:

$$\delta r^n(t) = r_{FIT}^n(t) - r_{RT}^n(t)$$

3. Middle über die Residuen in jedem Driftzeitintervall durch einen Gaußfit an der Residuenverteilung in einem Intervall $[-5\sigma, +5\sigma]$ um den Maximumwert. Korrigiere die rt-Relation mit dem Mittelwert des Fits. Bestimme die neue rt-Relation als

$$r_{RT}^{n+1}(t) = r_{RT}^n(t) + \langle \delta r^n(t) \rangle$$

4. Wiederhole Schritte 2 und 3 bis die Differenz kleiner wird als eine vorgegebene Konvergenztoleranz:

$$r_{RT}^{n+1}(t) - r_{RT}^n(t) < Tol$$

5.2 Experimentelle Resultate

Die Autokalibration ist für Datensätze mit einem Strahlwinkel von 0° und 17° zu der Kammer und für verschiedene Anfangs-rt-relationen, die in Abbildung 5.1 dargestellt sind, durchgeführt worden. Die erste Anfangsrelation ist mit dem Program Garfield [VEE95] für Simulation einer Driftkammer erhalten, die zwei andere Anfangsrelationen sind willkürlich gewählte lineare Beziehungen.

Auf den folgenden Seiten sind einige graphische Illustrationen zu der durchgeführten Autokalibration dargestellt: für die beiden Winkel mit diesen unterschiedlichen Anfangsrelationen, und jedesmal für eine Datenmenge von 30k Myonereignisse in der Kammer.

Nur die Spuren, die einen Treffer in allen acht Ebenen der Kammer haben, sind selektiert worden. Die Konvergenztoleranz wurde für 0° auf $5 \mu\text{m}$, und für 17° auf $10 \mu\text{m}$ festgesetzt (s. Sektion 4.2.1 für die Erklärung des Qualitätunterschieds der Datenmengen). Das Konvergenzkriterium wird nicht auf das erste und letzte Bin angewandt, weil die Anzahl der Einträge in diesem Bereich für einen guten Fit an die Residuen nicht ausreicht.

Für die nullte, die erste und die letzte Iteration ist jedesmal folgendes dargestellt:

links Die berechnete Residuen für alle Treffer, gegen die Driftzeiten in einer zweidimensionalen Verteilung. Jeder Punkt ist ein Eintrag. Die Dichte der Punkte ist ein Maß für die Häufigkeit der auftretenden Werte.

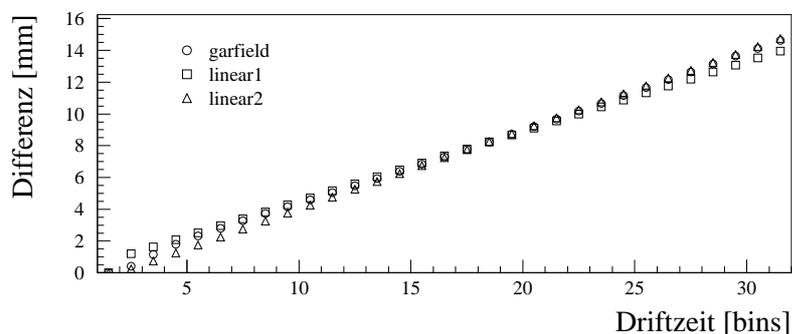
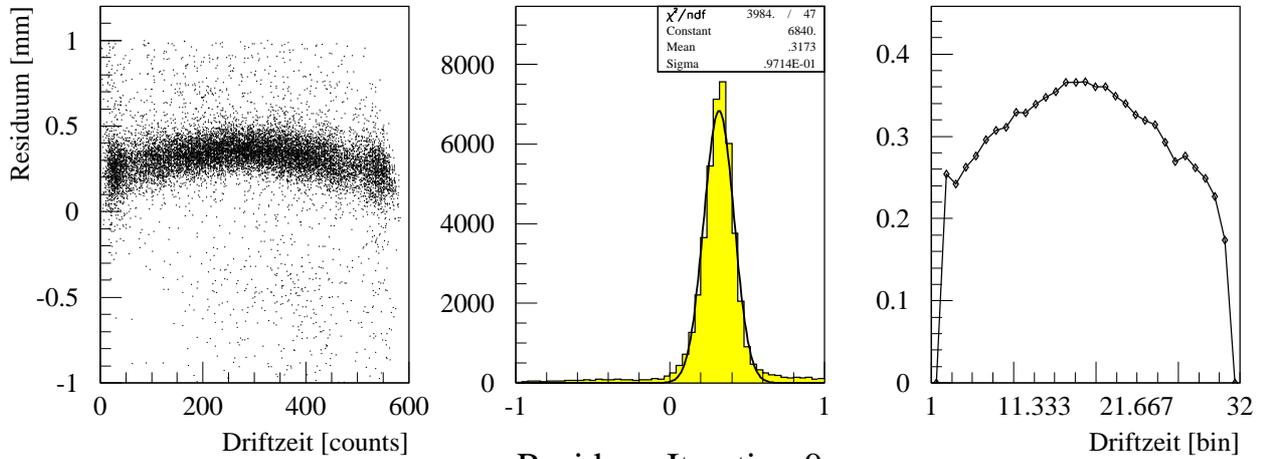


Abbildung 5.1: Die 3 unterschiedlichen benützten Anfangs-rt-Relationen

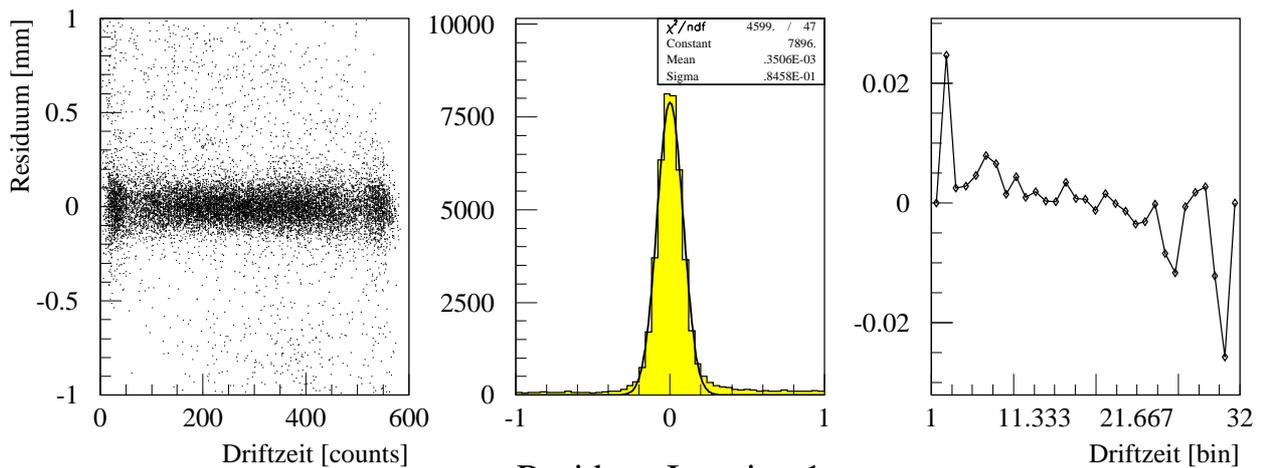
mitte Die Residuenverteilung für alle Driftzeiten, äquivalent mit einer Projektion von der zweidimensionalen Verteilung (links) auf die Residuumsachse. Die Verteilung ist jedes mal gefittet mit einer Gaußfunktion. Die Residuenverteilung entspricht keinfalls einer Gaußverteilung. Der Fit ist nur gemacht zur Andeutung der Form mit χ^2 pro Freiheitsgrad, zur Andeutung der Lage des Mittelpunktes, und um eine grobe Idee über die Breite der Residuenverteilung zu haben.

rechts Die berechneten Korrekturen für jedes Driftzeitintervall. Dies entspricht einer Situierung der Mittelwerte der Bins der zweidimensionalen Verteilung (links). Die Korrekturen sind die Mittelwerte der gefitteten Gaußfunktionen an die Residuenverteilung für das jeweilige Intervall. Die Korrekturen sind durch eine Linie verbunden. Dies entspricht der späteren Verwendung der iterierten rt-Relation, da Werte zwischen den Stützstellen linear interpoliert werden. Bemerke die Skalaänderung für diese Plot bei den verschiedenen Iterationen.

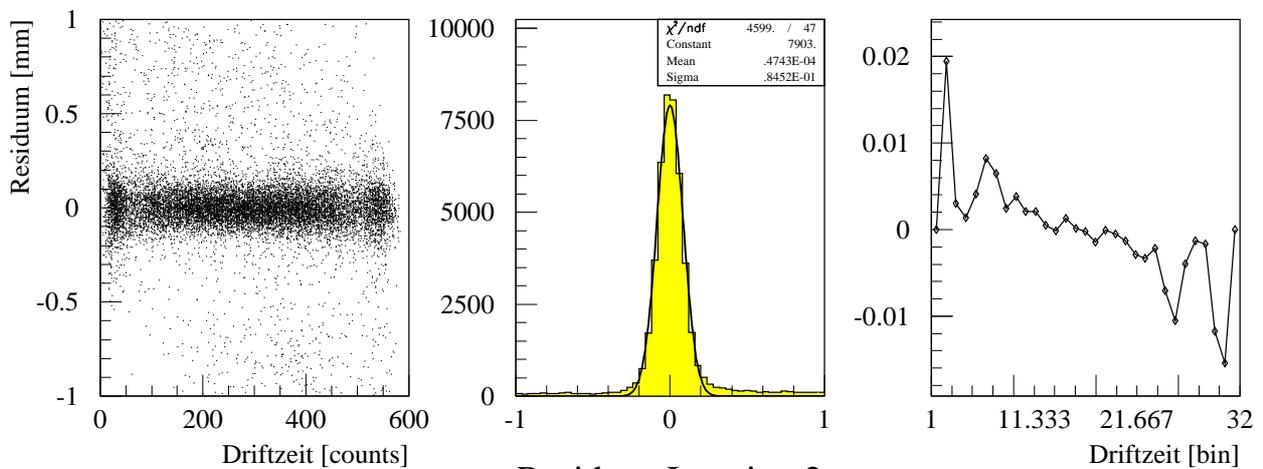
0 grad - Garfield



Residuen Iteration 0

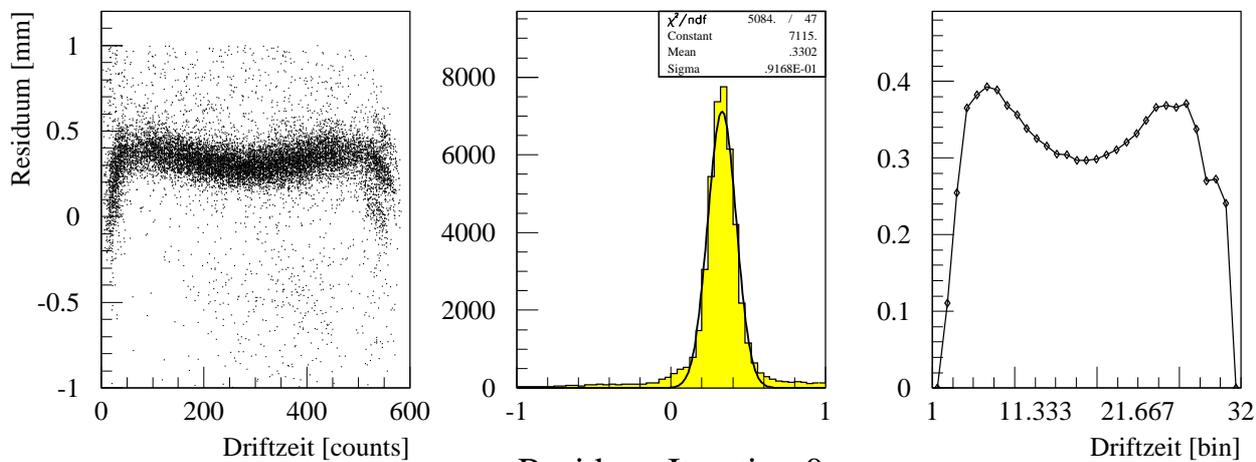


Residuen Iteration 1

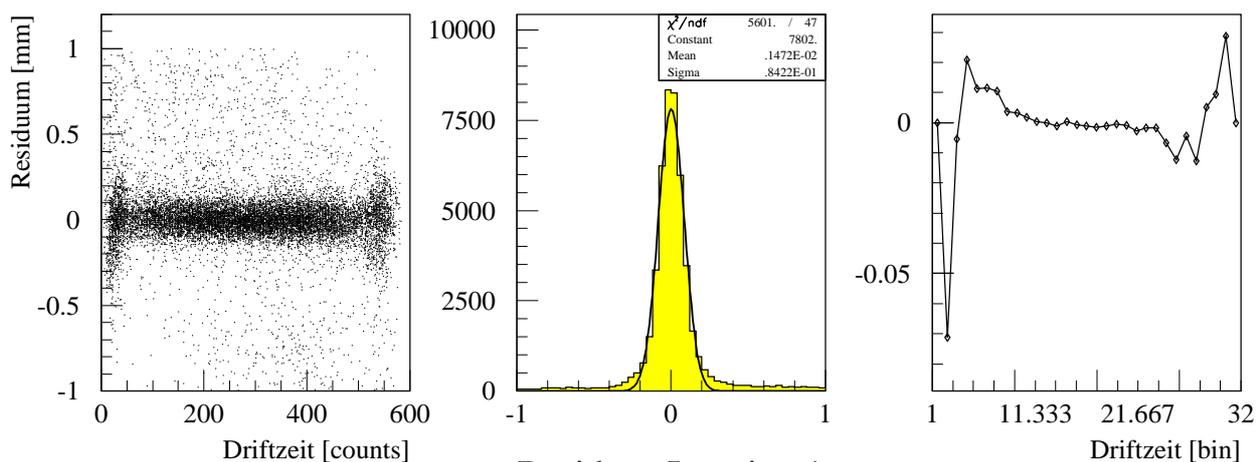


Residuen Iteration 2

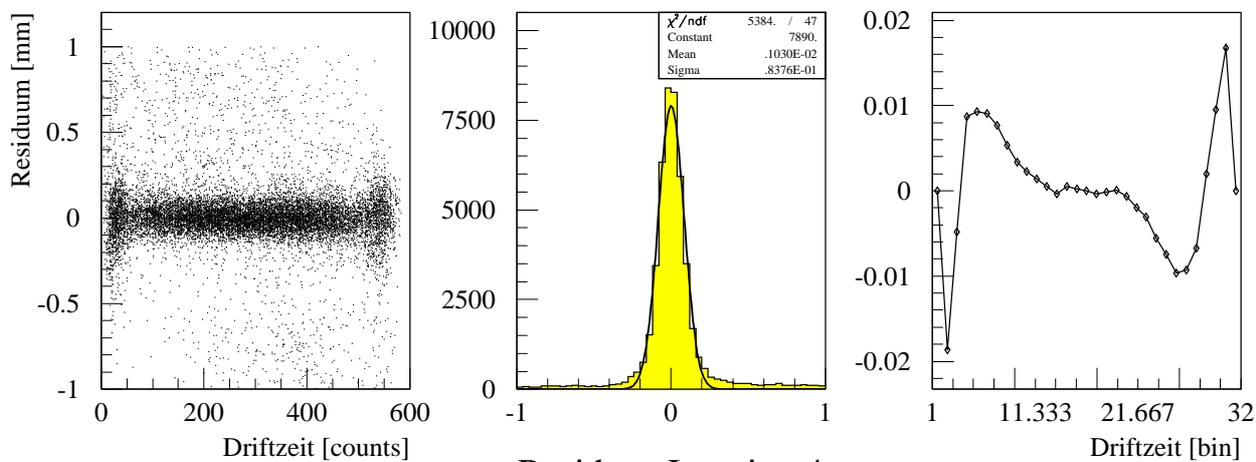
0 grad - Linear1



Residuen Iteration 0

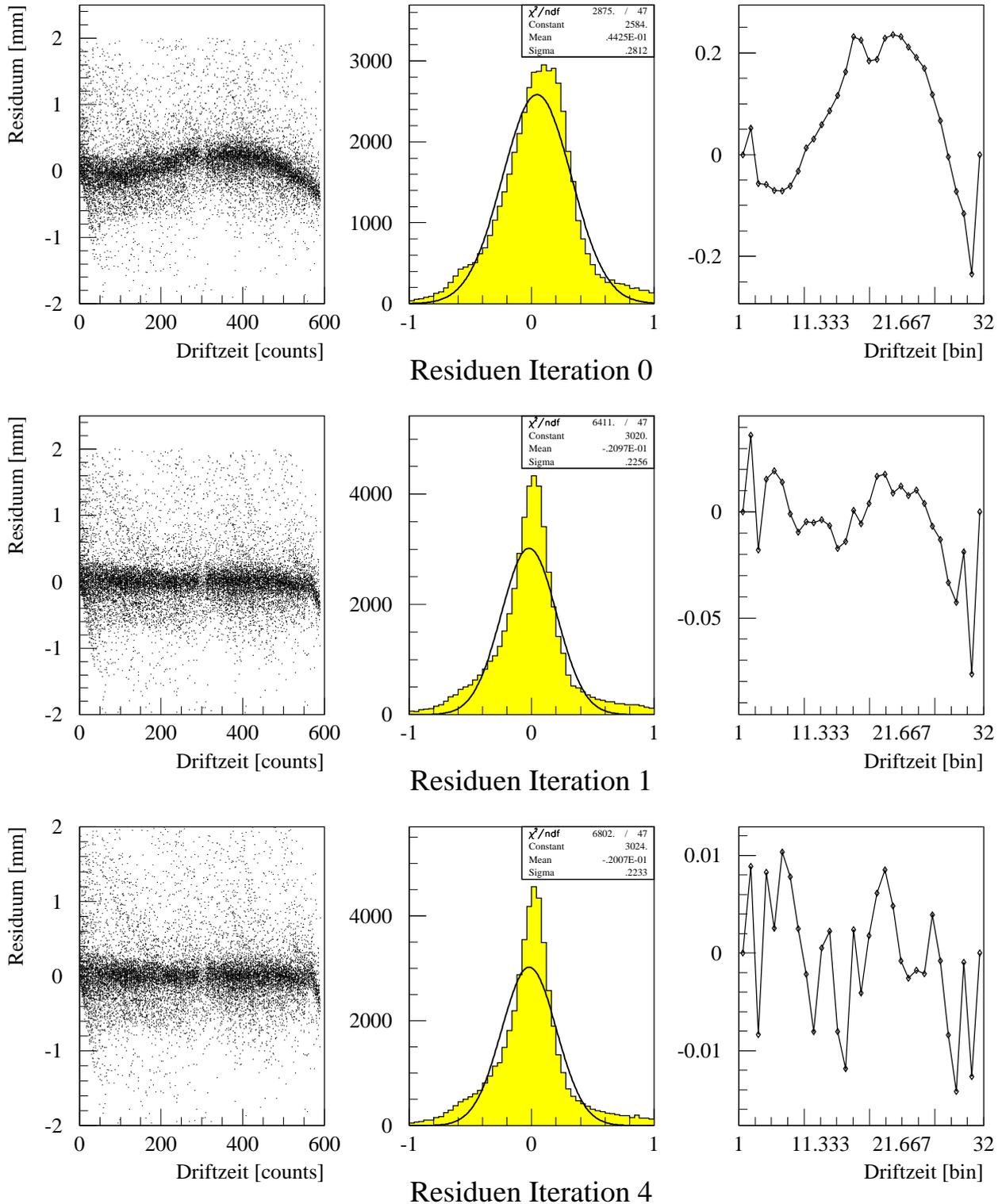


Residuen Iteration 1

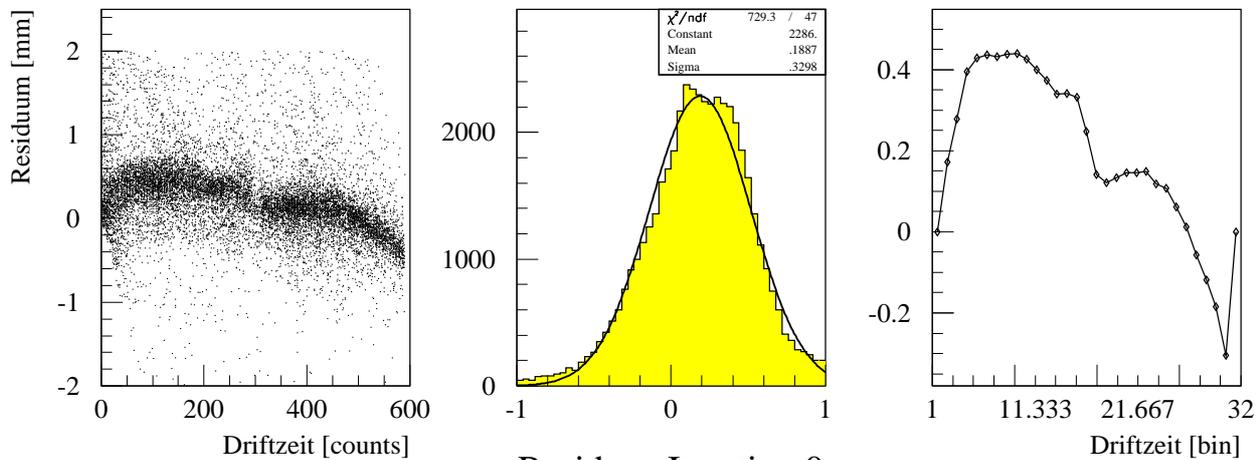


Residuen Iteration 4

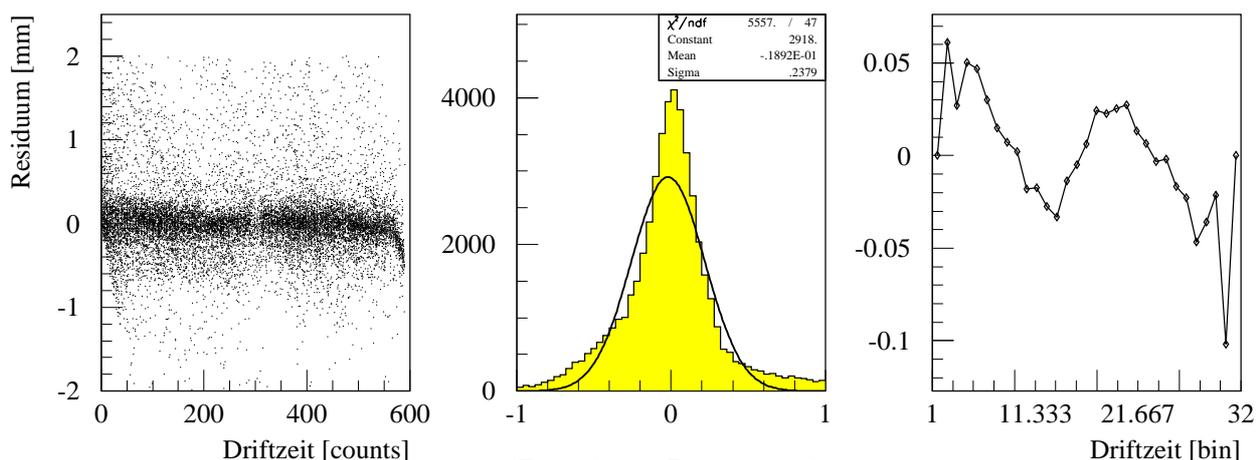
17 grad - Garfield



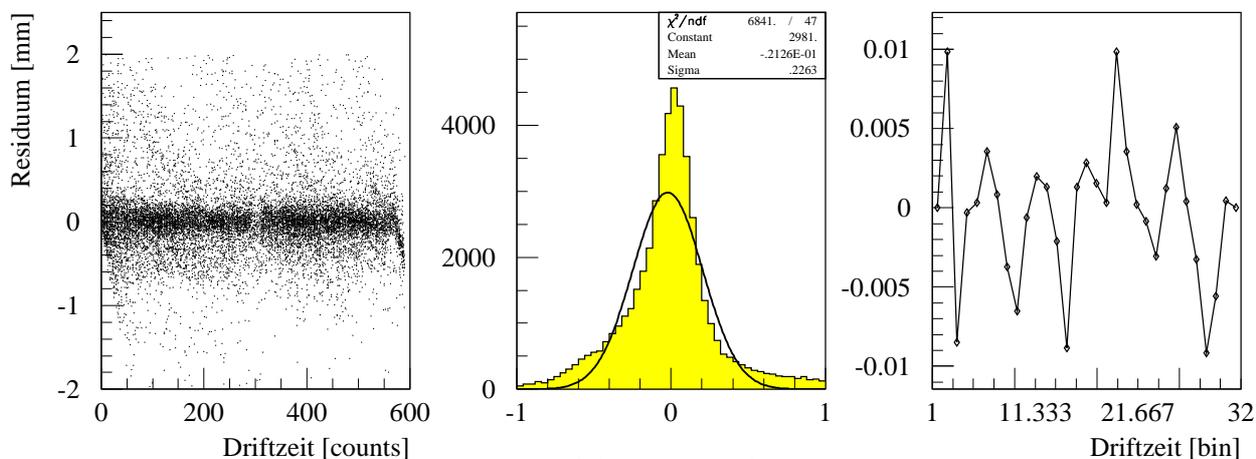
17 grad - Linear2



Residuen Iteration 0



Residuen Iteration 1



Residuen Iteration 8

5.2.1 Konvergenz

Konvergenzgeschwindigkeit

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind die aufeinanderfolgenden Korrekturen in ihrer Abhängigkeit von der Iterationsnummer dargestellt. Jedes mal ist die größte Korrektur von allen Bins genommen. Die Konvergenz unter beiden Winkeln geht schnell: Die größte Korrektur liefert die sogenannte 0-te Iteration, wo die eventuelle Abweichung der Anfangsrelation zum Vorschein kommt. Die zweidimensionale Verteilungen von Residuen gegen Driftzeit werden schon bei der erste Iteration symmetrisch um die Null-Linie, und homogen verteilt. (s. die Abbildungen auf den vorgehenden Seiten). Man braucht nur eine kleine Anzahl Iterationen bis die Änderung zur vorgehende rt -Relation nicht mehr größer ist als etwa $10 \mu\text{m}$. Es ist schwierig die Korrektur noch kleiner zu machen. Die Iterationen lösen eine Oszillation in den Korrekturen aus die nicht nach Null zu konvergieren scheint.

Winkelabhängigkeit und die wahre rt -Relation

Die Kalibration führt für verschiedene Anfangsrelationen, die von der wahren rt -Relation abweichen, zu kalibrierten rt -Relationen, die Punkte gemeinsam haben. Die Vermutung besteht jetzt daß diese Punkte auch zur wahren rt -Relation gehören. Diese Behauptung braucht eine Erläuterung für die Kalibration mit verschiedenen Strahlwinkel.

Mit einem Strahlwinkel von 0° zur Kammer sind die erhaltenen rt -Relationen sehr unterschiedlich (bis $400\text{-}500 \mu\text{m}$ Unterschied). Sie haben nur einen Punkt, genau die halbe maximale Driftzeit, gemeinsam (s. Abbildung 5.8). Zur Überprüfung, daß dieser Punkt zur wahren rt -Relation gehört kann man eine Messung machen. Man mittelt die aus der rt -Relation erhaltenen Spurabstände dieser halben maximalen Driftzeit über alle Driftrohre, und zeigt, daß dieser Wert mit der geometrischen Abstand zwischen zwei Drähten übereinstimmt. Die letzten Abstände sind die Drahtpositionen, die in der Spurrekonstruktion verwendet werden.

Die geometrische Zwischendrahtabstand ist durch den Kammerentwurf (3cm Rohre auf $100 \mu\text{m}$ feste Abstand) gegeben als:

$$\begin{aligned} r_{geom}^{mitte} &= \left| \frac{y_{draht_n} - y_{draht_{n-1}}}{2} \right| \\ &= 7,525\text{mm} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Um die Spurabstände der halben maximalen Driftzeit zu erhalten selektiert man die Spure die in aufeinanderfolgenden Ebenen die bis auf einige ns die gleiche Driftzeit produzieren. Man betrachtet die dazu gehörenden Driftabstände, die mit der kalibrierten rt -Relationen berechnet sind:

$$r_{RT}^{mitte} = r_{RT}(t_D^{mitte})$$

Diese Spurabstände sind gaußisch verteilt (s. Abbildung 6.3 und Abschnitt 6.2.2). Da der Strahlwinkel $\approx 6 \text{ mrad}$ ist, entsprechen die Spurabstände nicht genau dieser halbe maximale Driftzeit. Treffer links vom vorderen Draht produzieren eine etwa kürzere Driftzeit, und

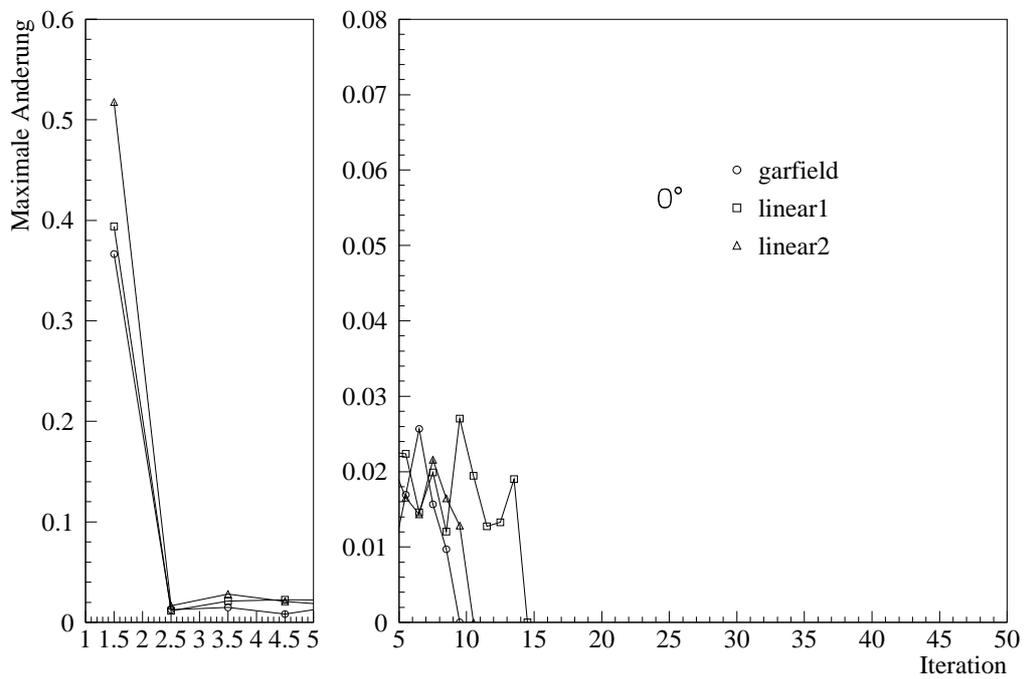


Abbildung 5.6: Konvergenz unter 0°: die iterative Korrekturen

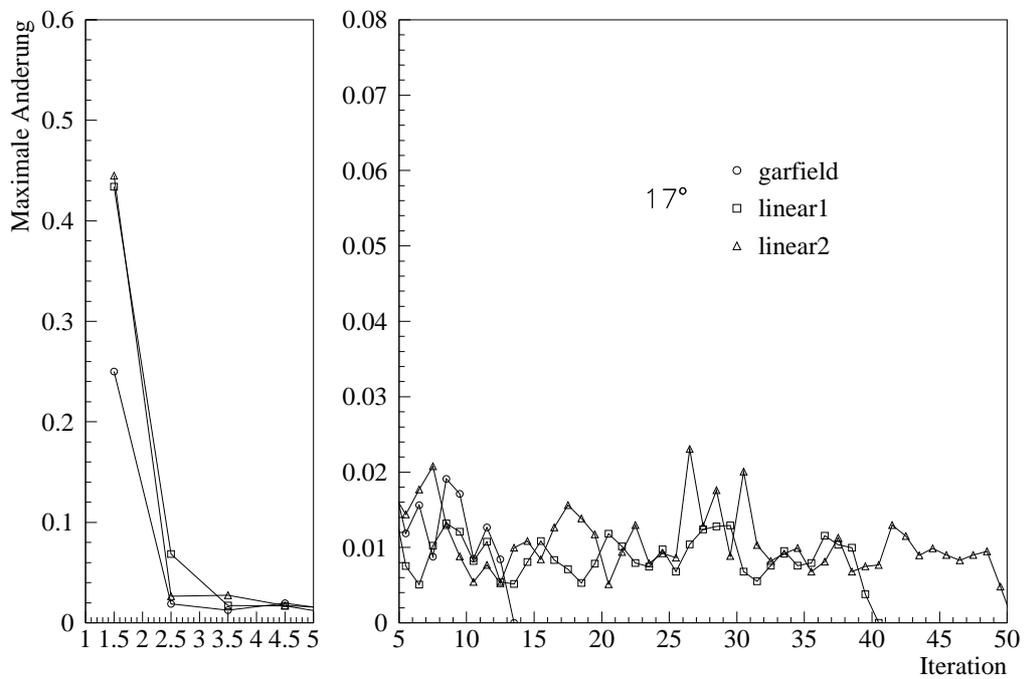


Abbildung 5.7: Konvergenz unter 17°: die iterative Korrekturen

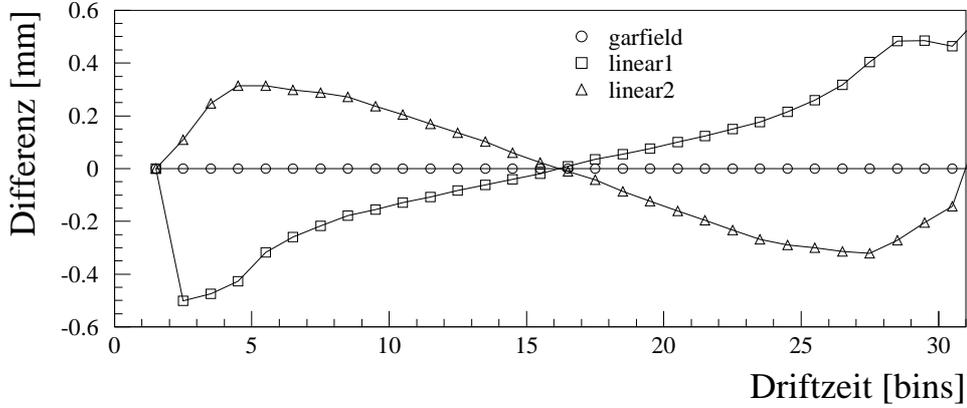


Abbildung 5.8: Erhaltene rt -Relationen für Autokalibration unter 0° . Die Relation erhalten mit der Garfieldrelation als Anfangsrelation ist die Referenz.

Treffer rechts vom vorderen Draht etwa längere Driftzeiten. Der Mittelwert dieser linken und rechten Werte ergibt wieder die halbe maximale Driftzeit. Mit den gemessenen Werten dieser Spurabstände für jede zwei angrenzenden Rohren in zwei aufeinanderfolgenden Ebenen erhält man:

$$\langle r_{RT}^{mitte} \rangle = \frac{1}{N} \sum_i j \frac{\langle (r_{RT}^{mitte,links})_{ij} \rangle + \langle (r_{RT}^{mitte,rechts})_{ij} \rangle}{2} \quad (5.2)$$

$$= 7,523 \pm .010 \text{ mm} \quad (5.3)$$

Der Unterschied zwischen beiden Werten ist:

$$|r_{geom}^{mitte} - \langle r_{RT}^{mitte} \rangle| = 2 \pm 10 \text{ } \mu\text{m}$$

wobei der Fehler durch den Fehler auf die Mittelwertbestimmungen $\langle (r_{RT}^{mitte,links})_{ij} \rangle$ und $\langle (r_{RT}^{mitte,rechts})_{ij} \rangle$ gegeben ist. Daher ist gezeigt für 0° worden, daß dieser Punkt zur Wahren rt -Relation gehört.

Unter 17° nähern die für die verschiedene Startrelationen kalibrierten Relationen sich viel besser. Bemerke der Unterschied in Skala in (Abbildung 5.9). Es gibt hier mehrere gemeinsame Konvergenzpunkte. Auch hier besteht die Vermutung, daß diese Punkte zur wahren rt -Relation gehören. Diesmal gibt es keine einfache Kontrolle für die Behauptung. Das einzige Argument bleibt, daß unterschiedliche Anfangsrelationen gemeinsame Konvergenzpunkte haben. Für eine weitere Untersuchung braucht man ein externes Referenzsystem, um zu zeigen, daß die kalibrierte Relation mit der wahren rt -Beziehung innerhalb

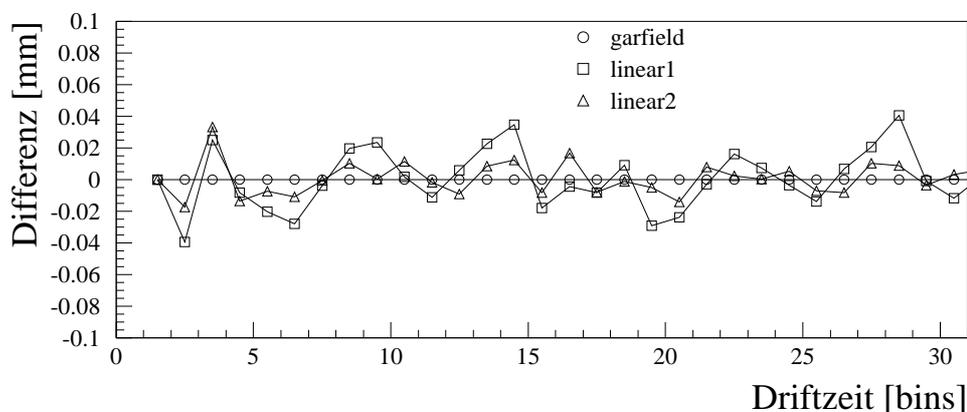


Abbildung 5.9: Erhaltene rt -Relationen für Autokalibration unter 17° . Die Relation mit der Garfieldrelation als Anfangsrelation ist die Referenz.

von einem Fehler übereinstimmt. Hier sei auf [SAM97] verwiesen, wo gezeigt wird, daß für verschiedene Anfangsrelationen mit einem Strahlwinkelbereich von 15° eine rt -Relation erhalten werden kann, die innerhalb von $10 \mu\text{m}$ für den ganzen Driftzeitbereich mit der wahren rt -relation übereinstimmt. Schliesslich wird dann auch die Kalibration innerhalb von dieser Genauigkeit unabhängig von der Anfangsrelation.

5.2.2 Nebeneffekte

δ -Elektronen

Bei Stößen zwischen dem Myon und den Gasteilchen kann ein Elektron mit soviel Energie freigesetzt werden, daß es eine große Wegstrecke zurücklegt, bevor es weiter Gasteilchen ionisiert. Solche Elektronen, auf welche viel Energie übertragen wird, werden als δ -Elektronen bezeichnet. Wenn die Strecke in die Richtung des Drahtes liegt, produziert das Driftrohr viel früher ein Signal für den jeweiligen Spurabstand, als wenn man von einer konstanten Driftgeschwindigkeit für die Primärelektronen ausgeht.

Diese Ereignisse sind einfach zu identifizieren. In der Residuenverteilung Abbildung (5.10) produzieren immer sie ein positives Residuum, da ihre Driftzeit nicht größer sein kann als die Driftzeit ohne δ -Elektron.

Bei der Abschätzung der Wahrscheinlichkeit der Ereignisse mit δ -Elektronen aus dieser Residuenverteilung muß man vorsichtig sein, da der falsche Spurabstand r_{RT} des δ -Elektronereignis in dem Fit die Residuen der anderen Drähte beeinflusst.

Eine bessere Methode ist die folgende: eine Spur senkrecht zur Kammer soll mit dieser Anordnung der Driftrohre ungefähr die gleiche Driftzeit in Ebene 1 (t_1) und Ebene 3 (t_3)

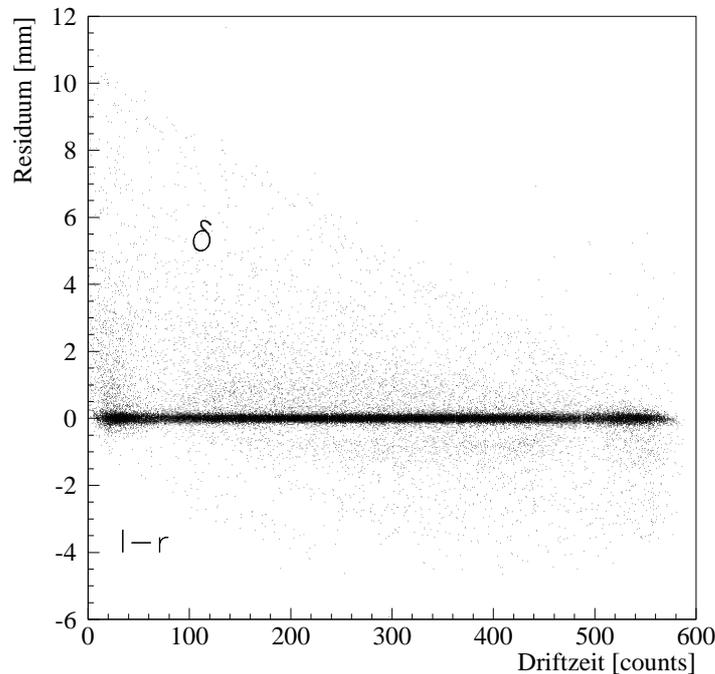


Abbildung 5.10: Die zweidimensionalen Residuenverteilung von Residuum gegen Driftzeit für größeren Residuenwerte. Eingezeichnet sind die Bereiche, wo δ -Elektronen (δ) und die links-rechts Ambiguität (l-r) eine Rolle spielen.

verursachen. Betrachte die Verteilung der Unterschied in Driftzeit

$$\Delta = t_1 - t_3$$

für Treffer an einer Seite des Drahtes in Abbildung 5.11. Diese Verteilung ist eine Gaußverteilung annähernd. Der Mittelwert wird durch den genauen Strahlwinkel zur Kammer bestimmt: bei einem Winkel von 6 mrad durchqueren die Myonen das dritte Driftrohr $\sim 300\mu\text{m}$ weiter vom Anodendraht entfernt als sie das erste Driftrohr durchqueren. Die Breite der Verteilung ist durch die Auflösung bestimmt. Große Unterschiede dieser beiden Driftzeiten werden hauptsächlich von δ -Elektronen ausgelöst. Man findet sie in den Schwänzen der Verteilung dieser Variable Δ . Mit einem Schnitt für Einträge, die weiter als 3σ vom Mittelwert liegen, kann man diesen Effekt abschätzen.

$$P_{\text{delta-ereignis}} = \frac{N_{\text{delta}}}{N_{\text{total}}} \approx 5\%$$

Der exakte Zahlenwert ist nicht so wichtig, da er von der Schnittgrenze abhängt. Es ist jedoch eine Angabe der Größe dieses Effekts.

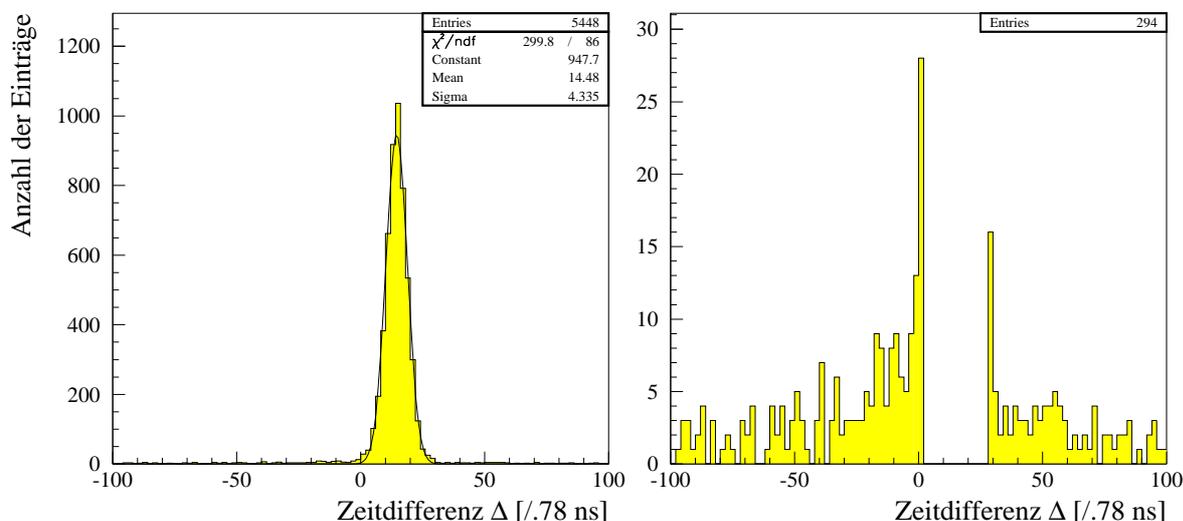


Abbildung 5.11: Die Verteilung der Variable $\Delta = t_1 - t_3$. Die δ -Elektronereignisse befinden sich in den Schwänzen dieser Verteilung.

Ein optimiertes Spurerkennungsverfahren soll diese Möglichkeit eines solchen δ -Elektronereignis erkennen, und durch Vergleich der χ^2 -Werte vieler Kombinationen mit 7 und 8 Treffer in der Kammer, einen zu sehr abweichenden Treffer aus dem endgültigen rekonstruierten Spur entfernen.

Effekte in Anodendrahtnähe

Einfluß der Clustering Für Myonen die nahe am Draht das Driftrohr durchqueren, gibt es eine Komplikation. Eine Diskriminatorschwelle bestimmt die Anzahl der Primärelektronen, die aufgesammelt werden müssen. Diese Primärelektronen werden entlang der Myonspur in diskreten Cluster erzeugt. Die Erzeugung der Cluster entspricht einer Poissonverteilung. Die Clustergröße hat bei dem benutzten Gas und Arbeitspunkt eine Verteilung [BLU94], mit Mittelwert $n=3$. Dieser Vorgang bewirkt, daß selbst ein Teilchen, das den Draht durchquert, eine kleine Driftzeit produziert. Dagegen würde bei einer idealen Detektor Spurabstand null auch eine Driftzeit von null ergeben. Nahe am Draht ergeben Fluktuationen in der Clustergröße und Fluktuationen in der Position deren Erzeugung einen großen Unterschied in Driftzeit. Dies wird in der Literatur als Cluster-Größe-Effekt bezeichnet.

Dies bewirkt also insgesamt für drahtnahe Myonspuren eine systematische Verschiebung der Driftzeiten zur höheren Driftzeitwerten. Oder was equivalent ist: eine Verschiebung der rekonstruierte Spurabstände für eine kleine Driftzeit zu höheren Werten und eine Asymmetrie in der Verteilung der Driftabstände für kleine Driftzeiten. Diese Asymmetrie der Verteilung ist in Abbildung 5.12 sichtbar. Dieser Effekt bewirkt auch eine ungenaue Kali-

97/09/02 19.51

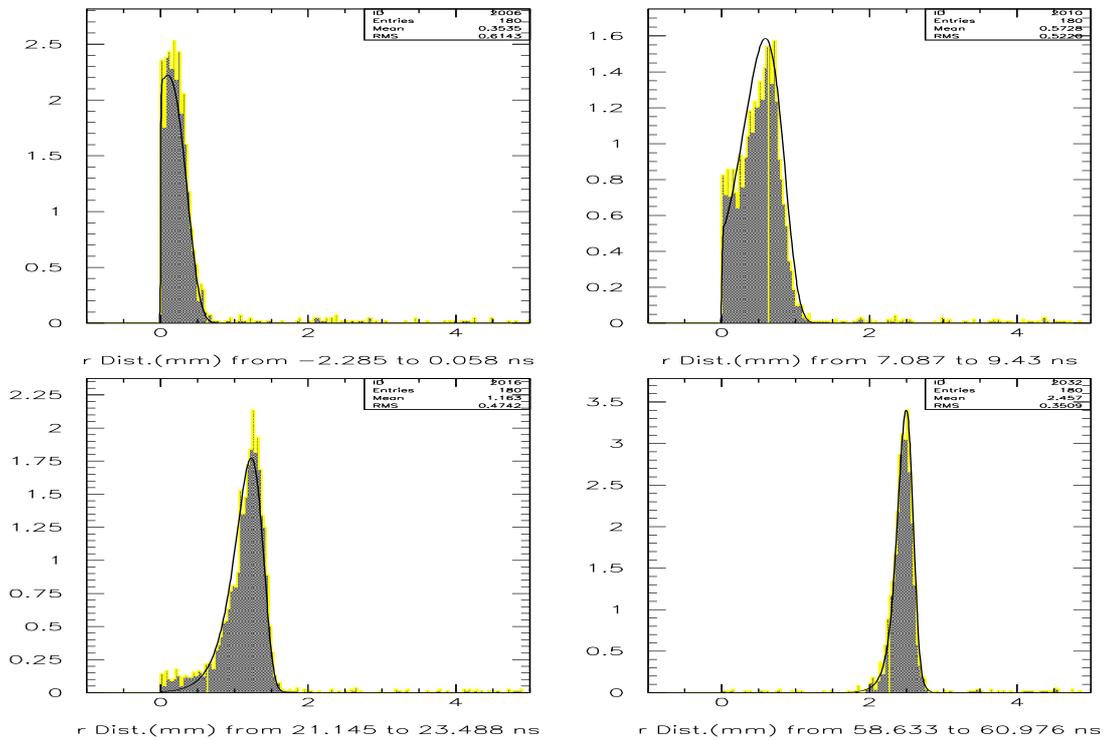


Abbildung 5.12: Verteilung des Spurabstandes für 4 unterschiedliche kleine Driftzeiten. Beachte die Asymmetrie der Verteilung. [PER97] Mit freundlicher Genehmigung des Autors.

bration der rt -Relation für kleine Driftzeiten.

Zur Lösung dieses Problems kann man versuchen mittels der Kenntnis der Ortsverteilungen für kleine Driftzeiten den richtigen Spurabstand zur Driftzeit zuzuordnen. Diese Verteilungen kann man mit Hilfe eines externen Referenzsystems bestimmen [PER97]. Mit der Kenntnis der Verteilung kann man einen neuen Spurfitt mit der Maximum-Likelihood-Methode machen, welche die meist wahrscheinliche Ortsherkunft bestimmt. Damit wird die Spurrekonstruktion besser.

Einfluß der links-rechts Ambiguität Aufgrund der links-rechts Ambiguität, können bestimmte negative Residuen nicht vorkommen, da den Treffer die ein solches negatives Residuum hätten ein anderes Residuum zugeordnet wird.

Die links-rechts Ambiguität löst sich in dem Spurfitt durch einen Vergleich der χ^2 -Werte der verschiedenen Kombinationen auf. Mit der verwendeten Definition:

$$\delta r(t) = r_{FIT}(t) - r_{RT}(t)$$

bedeutet eine negative Wert des Residuums, daß die gefittete Spur näher bei dem Draht liegt als der gemessene Abstand. Für eine Spur, die der Rekonstruktion zufolge durch den

Draht liegt ($r_{FIT}(t) = 0$), ist aus der obigen Beziehung: $\delta r(t) = -r_{RT}(t)$. Es gibt aber eine Begrenzung an diesem 'weiterliegen' nach unten zu: wenn die gefittete Spur sich an der anderen Seite des Drahtes befindet als die Stelle, wo die Primärelektronen freigesetzt sind, ist die χ^2 -Wert des Fits kleiner mit der Annahme, daß sie an der gleichen Seite als die gefittete Spur freigesetzt worden sind. Der Fit entscheidet sich daher für die falsche Möglichkeit bei der links-rechts Wahl. Das berechnete Residuum dieses Treffers ist auch ein günstiger Wert. Dementsprechend kommt $\delta r(t) < -r_{RT}(t)$ nicht vor. Diese Bedingung ist die obere Grenzlinie eines zu beobachten leeren 'Dreieckes' in der Residuenverteilung Abbildung 5.10.

Die Verteilung der Residuen wird an $\delta r(t) = -r_{RT}(t)$ abgeschnitten, und um diesen Wert $\delta r(t) = -r_{RT}(t)$ auf die zugelassenen Werte gespiegelt. Dies sorgt für eine zusätzliche Asymmetrie in der Verteilung und eine kleinere Breite. Für die Autokalibration ist dieser Effekt nicht wichtig, da die Residuenverteilung in einem Intervall von $\pm 5\sigma$ um dem Maximumwert gefittet wird. Nur im ersten Bin könnte dieser Effekt eine Rolle spielen. Hier ist weitere Untersuchung nötig.

Kapitel 6

Geometrische Untersuchungen

6.1 Geometrie der Kammer

Mit hochenergetischen Myonen erhält man für jeden Anodendraht eine Driftzeit, die über die rt -Relation sehr genau in einem Spurabstand zu dem jeweiligen Draht umgerechnet wird. In einer Anordnung mit vielen Drähten ist es wichtig jede Drahtposition genau zu kennen. Diese Forderung übersetzt sich in hohe Präzisionsanforderungen an die Geometrie aller mechanischen Teile der Kammer. Bei der Konstruktion der Kammer müssen vor allem folgende Fehler innerhalb der angegebenen Toleranzen gehalten werden:

- Die Aluminiumrohre sollen einen Durchmesser von 30 ± 0.015 mm und eine Wanddicke von 400 ± 20 μm haben.
- Der Draht soll auf 20 μm genau in der Mitte des Driftrohres positioniert sein.
- Die Driftrohre sollen in einer perfekt regelmäßigen Anordnung verleimt werden. Die Toleranz bei dieser Multilayerkonstruktion ist 40 μm .
- Der Abstand der beiden Multilayer soll durch ein Aluminiumzwischenstück (Spacer) auf 30 μm Genauigkeit konstant gehalten werden.

Für das ATLAS-Spektrometer gibt es weitere Präzisionsanforderungen für die relativen Positionen der verschiedenen Kammerebenen, die durch ein optisches Laseraligniersystem kontrolliert werden sollen. Das Gelingen der Myonrekonstruktion verlangt die völlige Ausnützung der intrinsischen Driftrohrauflösung und daher größte Sorgfalt bei der Alignierung.

Die Prototypkammer besteht aus zwei Multilayern die auf einen Spacer befestigt worden sind. Bis jetzt war die Annahme, daß die Drähte in den Multilayern sich auf ihrer Nominalposition befinden. Wenn die wirkliche Drahtposition von der Nominalposition abweicht, wird diese Abweichung als Drahtversatz bezeichnet. Nun soll untersucht werden, ob es möglich ist, nur aus der Information der vielen Myonspuren eine Aussage über die Drahtversätze zu erhalten. Außerdem wird auch die relative Position der beiden Multilayer untersucht. Eine solche Kalibration der Kammergeometrie mit Myonspuren ist von

großer Bedeutung für die Qualitätskontrolle der Kammerproduktion und später auch für die Eichung des ATLAS-Myonspektrometers.

Für die Kammer sind folgende geometrische Parameter zu bestimmen:

- Die Parameter, welche für jedes Driftrohr der Multilayer die Drahtposition bezüglich einem an der Multilayer verbundenen Referenzsystem festlegen. Theoretisch gibt es für jeden Draht vier Freiheitsgrade, zwei an jedem Befestigungspunkt. Für Daten, bei denen der $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ Triggerzähler verwendet worden ist, kann man als gute Näherung annehmen, daß die Versätze am beiden Enden dieses 10 cm Stückes gleich sind. Diese Näherung ist erlaubt, weil maximal $5 \mu\text{m}$ Unterschied, der bei einem gegenseitigen Versatz von jeweils $50 \mu\text{m}$ an den beiden Endpunkten des Drahtes entsteht, vernachlässigt wird. Mit dieser Näherung sind noch Versätze möglich in die zwei unabhängige Richtungen senkrecht zur Drahtrichtung. Zu bestimmen sind daher zwei Parameter pro Driftrohr.
- Die Parameter, welche die Position einer Multilayer relativ zu dem anderen bestimmen. Hier gibt es theoretisch drei Freiheitsgraden: die drei Winkel von Euler. Jedoch ist man mit dem Testaufbau für die Kammer nicht sensitiv auf Translationen parallel zur Drahtrichtung, was im späteren ATLAS-Detektor für die Bestimmung des Myonimpulskomponente senkrecht zum Strahl auch nicht wichtig ist. Auch eine Verdrehung um die Myonstrahlrichtung kann mit der obigen Näherung nicht zum Vorschein kommen. Messen kann man Translationen senkrecht zur Drahtrichtung und Winkel zwischen den beiden Multilayern der Kammer.

6.2 Drahtpositionen

In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden zur Bestimmung der Drahtpositionen beschrieben. Mit beiden ersten Verfahren werden die Drahtversätze mit Information aus den Myonspuren hergeleitet. Dann werden externe Bestimmungsverfahren für die genaue Drahtpositionen kurz dargestellt.

6.2.1 Bestimmung aus Residuenverteilungen

Startzeitkorrekturen

Zuerst wird eine Methode besprochen, mit deren Hilfe bei anderen Driftkammern Information über die Drahtpositionen und die Startzeiten aus den Residuenverteilungen hergeleitet wird. Betrachte die Residuen eines Driftrohres, aufgeteilt für Spuren, die links und rechts vom Draht das Driftrohr durchqueren. Für diese zwei Residuenverteilungen erwartet man, daß sie beide, mittels Verwendung der wahren rt -Relation, eine Gaußverteilung mit Mittelwert null und Breite, die von der Auflösung (s. Abschnitt 7) abhängt, annähern. Zwei Effekte bewirken doch, daß in jedem Driftrohr i der Mittelwert der Residuenverteilung links vom Draht $\langle \delta r_l^i \rangle$ und der Residuenverteilung rechts vom Draht $\langle \delta r_r^i \rangle$ nicht null sind. Mit

der in dieser Arbeit verwendeten Definition für Residuum, ergibt sich solch ein Mittelwert positiv (bzw. negativ), wenn die rekonstruierten Spuren durchschnittlich weiter vom (bzw. näher beim) Anodendraht liegen, als der Spurbstand gemäß der rt -Relation. Die zwei Effekte sind:

- Mit einem Fehler Δt_0^i auf der Startzeit t_0 für jedes Driftrohr i , werden alle TDC-Zeiten für dieses Rohr systematisch in einer zu kurzen oder langen wahren Driftzeit umgerechnet. Dementsprechend sind die Mittelwerte der Residuenverteilungen an beiden Seiten des Drahtes systematisch positiv.
- In jedem Rohr i wird, durch einen Drahtversatz Δr^i senkrecht zur Strahlrichtung, der Mittelwert der einer Seite positiv und derjenige der anderen Seite negativ. Da die Untersuchung mit dem Datensatz mit einer Strahlwinkel von 0° durchgeführt ist, ist der Versatz eine Abweichung der y -Koordinate des Drahtes: Δy^i

Aus den zwei unabhängigen experimentellen Variablen $\langle \delta r_l^i \rangle$ und $\langle \delta r_r^i \rangle$ kann man diese zwei Parameter, Δt_0^i und Δy^i , bestimmen:

$$\Delta t_0^i = \frac{\langle \delta r_l^i \rangle + \langle \delta r_r^i \rangle}{2 \times \langle v_{drift} \rangle} \quad \Delta y^i = \frac{\langle \delta r_l^i \rangle - \langle \delta r_r^i \rangle}{2}$$

Diese Bestimmung funktioniert, wenn die rt -Relation bekannt ist. Wenn man die Parameter Δt_0^i und Δy^i gleichzeitig mit der Kalibration der rt -Relation in jeder Iteration bestimmt, taucht ein Problem auf:

Mit der Annahme, daß der Drahtversatz null ist, kann man aus obigen Beziehungen herleiten:

$$\langle \delta r^i \rangle = \Delta t_0 \times \langle v_{drift} \rangle$$

Der Mittelwert der Residuen in einem Driftrohr kann also entweder für eine Startzeitkorrektur verwendet werden, oder für eine Korrektur der mittlere Driftgeschwindigkeit, aber nicht für beide. Die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit ist genau die Information, welche in der rt -Relation enthalten ist.

Bei der Autokalibration wird Information aus den Residuenverteilungen verwendet, um die rt -Relation zu verbessern. Das Residuum und die Driftgeschwindigkeit sind in dem Autokalibrationsverfahren zeitabhängig: $\delta r(t_D)$ und $v_{drift}(t_D)$, was eine andere Beziehung ergibt.

Auf jedem Fall sind die Korrekturen für die Startzeiten und für die rt -Relation hochkorreliert. Die Hoffnung die wahre rt -Relation, die Startzeitkorrekturen und die Drahtversätze mit der hier verwendeten Autokalibrationsmethode alle zu erhalten, ist zu optimistisch. Es ist nicht klar, ob es prinzipiell möglich ist die rt -Relation, Startzeitfehler und Drahtversatz für jedes Rohr aus einem eventuell anderen Kalibrationsverfahren zu erhalten. Weitere Untersuchungen sind hier nötig.

Die Schwierigkeit, diese hochkorrelierte Parameter korrekt aus Residuenverteilungen zu bestimmen, wird mit einem unabhängigen Verfahren zur Bestimmung der Startzeiten vermieden. Der hier verwendete Methode ist ein Fermi-Dirac Fit an der Anstiegsflanke des Spektrums.

Drahtversätze

Es bleibt möglich nur die Drahtversätze aus den Residuenverteilungen herzuleiten. Dazu werden die Residuenverteilungen für jedes Anodendraht separat für Spure links und rechts vom Draht mit einer Gaußverteilung gefittet. Dabei sind nur Residuen für das mittlere Drittel des Spektrums verwendet worden, da diese erhaltenen Verteilungen eine Gaußfunktion gut annähern. Mit den Mittelwerten dieser zwei Verteilungen findet man für jeden Anodendraht i die Drahtposition. Da man für diese Bestimmung Residuen links und rechts braucht, ist die Anzahl der auf diese Weise untersuchten Drähte in diesem Datensatz klein: in der ersten Multilayer findet man 7 Drähte mit einer ausreichenden Anzahl der Spuren links und rechts. Die Konvergenz dieser Bestimmung wird untersucht indem folgende drei Schritte einige Male iteriert werden:

- Rekonstruiere die Spure mit den aktuellen Drahtpositionen.
- Fitte eine Gaußfunktion an die Residuenverteilungen der Spure links und rechts vom Anodendraht.
- Korrigiere die Drahtposition mit dem Versatz, welchen man aus diesen Mittelwerten erhält als: $\Delta y^i = \frac{\langle \delta r_l^i \rangle - \langle \delta r_r^i \rangle}{2}$

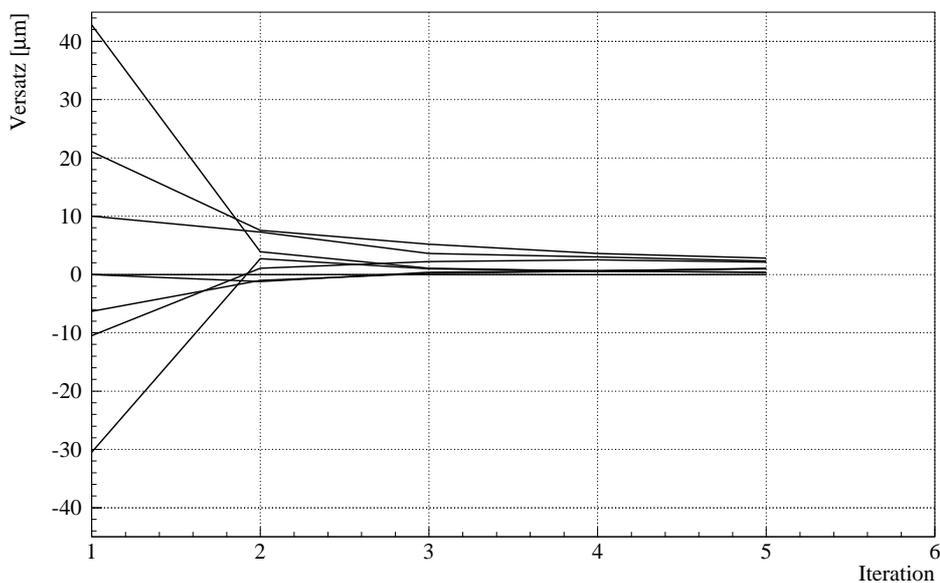


Abbildung 6.1: Iterative Bestimmung des Drahtversatzes aus links-rechts Residuenverteilungen.

Hier ist jedesmal die kalibrierte rt -Relation mit der Garfield-Relation als Anfangsrelation verwendet worden. In Abbildung 6.1 sind die aufeinanderfolgenden Korrekturen der

Iterationen für die Drähte dargestellt. Diese Methode konvergiert schnell: die erste Bestimmung liefert den größten Teil des Versatzes. Die Fluktuationen bei weiteren Iterationen sind durch die Fehler auf diesen Gaußfits verursacht. Die statistische Fehler auf den Mittelwerte beträgt jedesmal 1–3 μm . Die nach 5 Iterationen erhaltene Versätze sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

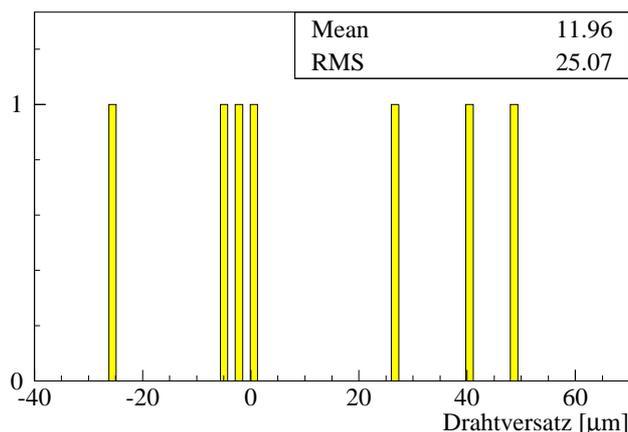


Abbildung 6.2: Die aus Residuenverteilungen bestimmte Drahtversätze für 7 Driftrohre in Multilayer 1.

Hier sind jetzt die Drahtpositionen, für Driftrohre in dem $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ Triggerbereich mit der Beschränkung, daß sie an beiden Seiten des Drahtes genügend Treffer haben sollen, erst nach der Autokalibration bestimmt worden. Idealerweise soll dieses Verfahren mit in der Autokalibration eingebaut werden, so daß jede Iteration mit der neue rt -Relation auch die Drahtpositionen neu bestimmt. Die Bedingungen und die Konvergenz dieser Bestimmung zusammen mit der Kalibration der rt -Relation soll weiter untersucht werden.

6.2.2 Aufbaumethoden

Eine zweite Methode für die Bestimmung der Drahtpositionen mißt direkt die Abstände zwischen den verschiedenen Drähten für jedes Myonereignis.

Man selektiert die Spure, welche bis auf einige ns die gleiche Driftzeit in zwei aufeinanderfolgenden Driftrohren i und j haben. Mit einem Strahlwinkel von 0° sind diese die Driftzeiten für die halbe Zwischendrahtabstand:

$$r_{RT}^{mitte} = r_{RT}(t_D^{mitte})$$

Gemittelt über alle Spure sind diese Abstände gaußisch verteilt (s. Abbildung 6.3). Der Mittelwert entspricht genau dem Zwischendrahtabstand, und hier dem Unterschied in y -

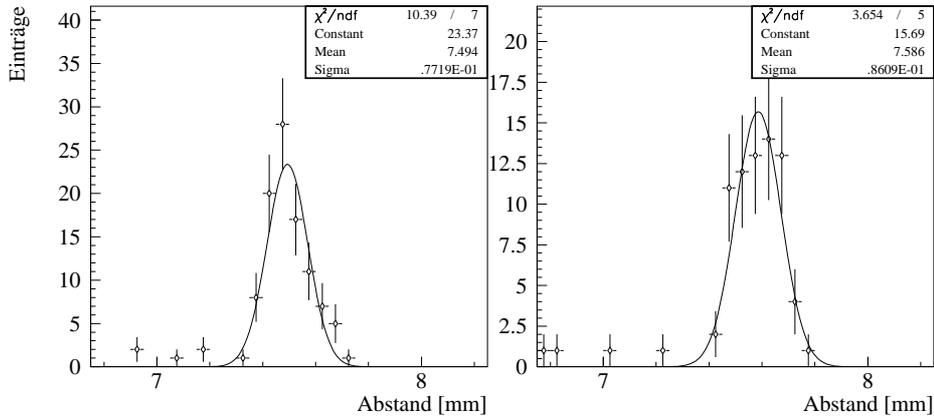


Abbildung 6.3: Die Verteilung für $r_{RT}^{mitte} = r_{RT}(t_D^{mitte})$: s. Text.

Koordinate. Diese Abstand hängt von den Drahtversätzen der Driftrohre i und j ab:

$$\begin{aligned}
 \langle r_{mitte}^{ij} \rangle &= \frac{y_w^j - y_w^i}{2} \\
 &= \frac{(y^j - y^i) + (\Delta y^j - \Delta y^i)}{2}
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

Für eine Abschätzung des mittleren Drahtversatzes kann man diese bestimmten Zwischendrahtabstände für alle Rohre vergleichen. Unter der Voraussetzung, daß die Abweichungen von den Nominalwerte für diesen Abstände unkorreliert sind, darf man annehmen, daß der Mittelwert dieser Zwischendrahtabstände dem Designwert entspricht. Die mittlere Abweichung von diesem Mittelwert ist dann der mittlere Drahtversatz. Da der Strahl nicht perfekt senkrecht zur Kammer ist, macht es einen Unterschied ob das Myon links oder rechts von dem ersten Draht des Drahtpaars war, da der 6 mrad Winkel ein Unterschied in Driftabstand verursacht. Deswegen ist diese Mittlung separat für Drahtabstandmessungen links und rechts vom ersten Draht des Paares gemacht.

In Abbildung 6.4 sind die Zwischendrahtabstände für 20 Driftrohre in der beiden Multilayer in ein Histogramm eingetragen. Die Anzahl der Einträge ist zu klein um ein Gaußfit zu machen. Die RMS-Wert der Einträge ist ein Maß für die Abweichung vom Mittelwert. Links und rechts sind die RMS-Wert ungefähr gleich. Damit kann man auf ein mittleres Drahtversatz schließen von:

$$\langle \Delta y^i \rangle = 25 \pm 6 \mu m$$

Mit einer solchen geringen Anzahl der Einträge ist der Fehler nicht leicht abzuschätzen. Der angegebene Fehler ist rms/\sqrt{N} und die Annahme ist gemacht das die Zwischendrahtabstände links und rechts zur gleichen Verteilung (der Drahtversätze) gehören: $N=20$.

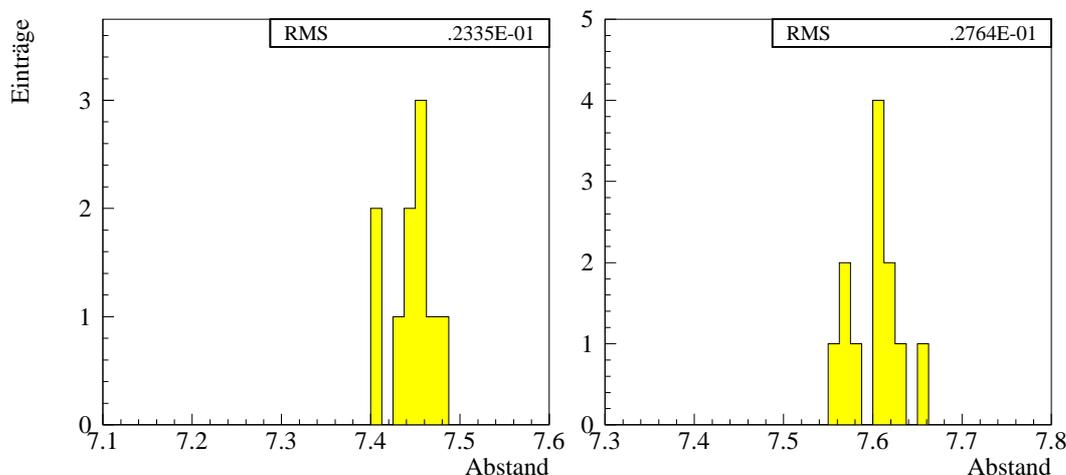


Abbildung 6.4: Die Zwischendrahtabstände für verschiedene Rohrpaare. Links vom Draht en Rechts vom Draht haben unterschiedliche Mittelwerte.

Wenn alle Zwischendrahtabstände genau bekannt sind, könnte man alle Drahtpositionen bezüglich einem Referenzsystem bestimmen, wenn man die Drahtposition eines Driftrohres als fest annimmt und alle andere Drahtpositionen auf diesen Draht bezieht. Für die Verwendung der Drahtpositionen in der Spurrekonstruktion muß man doch die Drahtposition des fest angenommenen Driftrohres kennen in das Bezugssystem der Spurrekonstruktion. Diese Bestimmung verläuft wie eine Alignierung, wobei alle Drähte zusammen mit diesem einem Parameter hin und her verschoben werden bis die Residuen links und rechts aller Drähte beiden Null als Mittelwert haben. Diese Alignierung ist nicht ausgeführt worden.

Es gibt nämlich ein wichtiges systematisches Problem mit dieser Aufbaumethode: wenn die rt -Relation nur bis auf $10 \mu\text{m}$ bekannt ist, ist auch der Abstand von Draht zum Draht nur mit dieser Genauigkeit bekannt. Da man die Drahtpositionen für die ganze Kammer aufbaut, wobei die nächste immer auf den letzten bezogen wird, pflanzt der Fehler sich jedesmal fort. In der erste zwei Ebenen fuer ein Kammer die aus 32 Driftrohren besteht wuerde, wenn man an der eine Seite anfängt, die Fehler auf die Drahtposition $(2 \times (32 - 1)) \times \Delta r_{RT}$, und auch wenn der Fehler auf die rt -Relation $10 \mu\text{m}$ rms skaliert der Fehler zu schnell hoch. Da man erwartet, daß die Autokalibration die rt -Relation auf $10\text{-}20 \mu\text{m}$ Genauigkeit bestimmen kann, kann diese Methode für die Drahtpositionsbestimmung einer ganzen Kammer nicht verwendet worden.

6.2.3 Externe Bestimmungen

Zur Bestimmung der Drahtpositionen auf eine unabhängige Weise braucht man ein externes Referenzsystem. Diese externe Kontrolle hat verschiedene Begründungen.

Erstens ist sie eine Qualitätskontrolle bei der Produktion der Myonkammer, die wegen der Dimension des Spektrometers serienmäßig mehrere Jahre dauern wird. Bei der Qualitätskontrolle wird geprüft, ob die Abweichungen bei der Konstruktion innerhalb einer vorausgesetzten Toleranz sind. Ein weiterer Grund ist, daß eine genaue Kenntnis der Drahtversätze mittels dem Anlegen einer Database der Drahtpositionen jeder Multilayer die Spurrekonstruktion bei der Operation des Detektors verbessert. Letztens sollen die Drahtpositionen extern bestimmt werden, zur Überprüfung der geometrische Kalibration mit Myonspuren.

Einige externe Bestimmungsmöglichkeiten:

- Für Untersuchungen an einzelnen Driftrohren [DEI96, DUB96] und einer kleinen 4×4 Kammer [SAM97] im Teststrahl hat man als externe Referenz ein Siliziumstreifendetektor hoher Auflösung ($7 \mu\text{m}$) verwendet. Die Drahtpositionen lassen sich mit der obigen Residuenverteilungsmethode bestimmen, wobei jetzt das Residuum definiert ist als:

$$\delta r = r_{REF} - r_{RT}$$

Die Bestimmung mit einem Siliziumstreifendetektor kann man aus praktischen Gründen nicht für grössere Kammern verallgemeinern, da die nützliche Fläche eines Siliziumdetektors zu klein ist.

- Mit einem Röntgenstrahltomograph kann man die Drahtpositionen in einzelnen Röhren bestimmen, oder für eine ganze Kammer zugleich. Für diese Methode hat sich die ATLAS-Kollaboration entschieden, um die mechanische Genauigkeit bei der Kammerproduktion zu überwachen.

6.3 Multilayerversetz

Die Geometrie der Kammer ist weiter bestimmt, wenn man jetzt noch den Versatz zwischen den zwei Multilayern der Kammer mißt. Das Verfahren dafür ist folgendes: man fittet für jedes Myonereignis eine Spur in jeder Multilayer. Dann werden die Parameter beider Spuren verglichen. Die Erwartung ist, daß die Verteilungen der Parameterdifferenzen die gesuchten Multilayerversatzparameter als Mittelwert haben.

Mit einem Geradenfit $y=ax+b$ bedeutet eine Differenz der Parameter a in dem beiden Multilayer eine Verdrehung um die Drahtichtung der zweiten Multilayer relativ zur ersten. Dieser Unterschied ist den gesuchten Winkel zwischen den Ebenen der Kammer.

Ein zu beachten systematischer Effekt ist hier die Vielfachstreuung. Beim durchqueren von Materie wird ein geladenes Teilchen viele Malen an den Kernen des Mediums auf Grund der Coulombwechselwirkung gestreut. Deshalb gibt es nach der Durchquerung einen kleinen Unterschied zwischen dem Austrittswinkel und dem Winkel des ursprünglichen Spures. Da die Winkelabweichung keine bevorzugte Richtung hat, wird dieses Effekt ausgemittelt. Die einzige beobachtbare Konsequenz ist eine Verbreiterung der Verteilung des Parameters

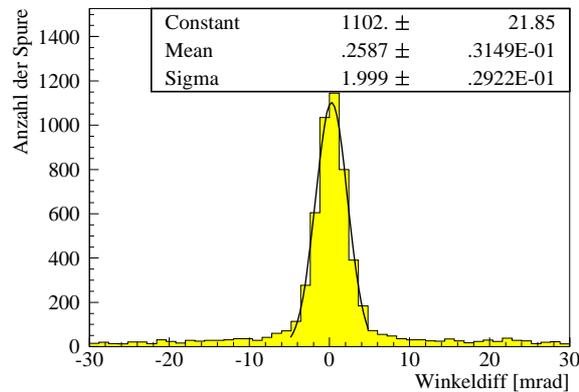


Abbildung 6.5: Winkeldifferenz für Spuren in den zwei Multilayers

a. Da die vor dem Eintritt nicht bekannt war, kann die Vielfachstreuung als Effekt vernachlässigt werden. Sie hat kein Einfluß auf der Mittelwert der Winkelunterschied der zwei Spure.

Man findet einen Drehversatz von 0.25 mrad zwischen den beiden Multilayers (Abbildung 6.5).

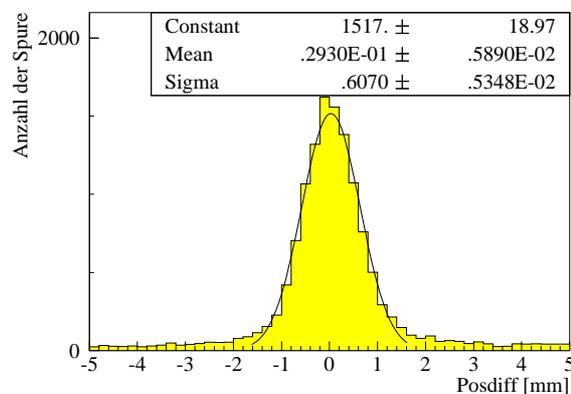


Abbildung 6.6: Positiondifferenz für Spuren in den zwei Multilayers

Der Unterschied im Parameter b ist in der mittlere Ebene zwischen den zwei Multilayern berechnet worden, da hier der Fehler bei der Extrapolation der beiden Spuren symmetrisch ist. Diese Differenz beschreibt den gegenseitigen Versatz in die Richtung senkrecht zu den Anodendrähten und senkrecht zu dem Strahl. Der durch einen Gaußfit (s. Abbildung 6.6) erhaltene Versatz ist hier: $29 \pm 6 \mu\text{m}$.

Durch die große Anzahl der Spuren sind die Fehler auf die gefitteten Gaußfunktion klein, und die Bestimmung der Versatzparameter für die Multilayer entsprechend zuverlässig. Die beide Resultate sind innerhalb von den vorausgesetzten Konstruktionstoleranzen.

Kapitel 7

Die Auflösung der Kammer

7.1 Prinzip der Bestimmung

Als gute Näherung kann man annehmen, daß der Fehler der Ortsbestimmung in einem Driftrohr gaußisch verteilt ist. Die Breite dieser Gaußverteilung ist ein Maß dafür, wie genau ein Driftrohr die Position eines durchquerenden Myons bestimmen kann. Die Auflösung eines Driftrohres wird als die Breite dieser Verteilung definiert, und wird auch als intrinsische Auflösung bezeichnet.

Die Auflösung der einzelnen Driftrohre hängt von vielen Parametern ab. Die Parameter hängen direkt mit der Wahl des Arbeitspunktes für die Driftrohre zusammen, und sind im Hinblick auf den späteren Betrieb im ATLAS-Detektor optimiert worden. Die Wahl des Arbeitspunktes und die verschiedenen Beiträge zur Auflösung sind in Abschnitt 2.2.2 ausführlich erläutert worden.

7.1.1 Die Breite der Residuenverteilung

Die Auflösung des Driftrohres wird aus der Breite ihrer Residuenverteilung bestimmt. An verschiedenen Spurabständen in einem Driftrohr tragen verschiedene physikalische Prozesse zu der Auflösung bei. Für die Fehlerabschätzung und Optimierung der Spurrekonstruktion, muß man wissen welche Fehler auf jeden Spurabstand gemacht wird.

Deshalb ist das Ziel die Auflösung als Funktion des Spurabstandes der Myonen, zu bestimmen. Dazu wird die Residuenverteilung für ein bestimmtes Spurabstandsintervall betrachtet. Für jedes Spurabstandsintervall wird an die Verteilung der Residuen eine Gaußfunktion gefittet.

Es ist an dieser Stelle wichtig, daß die Breite der Residuenverteilung für ein Driftrohr in der Kammer nicht nur von der intrinsische Driftrohrauflösung abhängt, sondern auch von der Lage des Driftrohres entlang der Spur [VIE96].

Diese Abhängigkeit ist ein Effekt des Fitverfahrens. Die äußeren Meßpunkte haben bei einem Geradenfit $y=ax+b$ einen größeren Einfluß auf die Bestimmung des Parameters a als die innere. Dementsprechend sind die Residuenverteilungen schmaler. Um die Auflösung

aus der Breiten der Residuenverteilungen richtig zu bestimmen, muß man hier Korrekturfaktoren einführen. Diese Faktoren lassen sich mit dem Formalismus, wie im Anhang A dargestellt, ausrechnen. Sie hängen von den Drahtpositionen entlang der Spur ab, und auch die Breite des Spacers geht in diese Rechnung ein. Da für die Auflösungsbestimmung der Datensatz mit Strahlwinkel 0° zur Kammer verwendet ist, fallen die Positionen entlang der Spur, mit den x-Koordinate der verschiedenen Ebenen der Driftrohre zusammen. Zur Bestimmung der Rohrauflösung in der i -te Ebene σ_i korrigiert man die gefittete Residuenbreite $(\sigma_{res})_i$ mit diesen Faktor k :

$$\sigma_i = k (\sigma_{res})_i$$

Die Rechnung der Faktoren ist in Anhang A dargestellt. Die Ergebnisse Diese Rechnung ist für Spure mit 8 Treffer, und auch für Spure mit 7 Treffer gemacht, so daß alle Spure die in der vierten Ebene das nicht funktionierende Rohr durchqueren auch in der Analyse der Auflösung mit einbezogen werden können. Man kann die Faktoren sie in Tabelle 7.1 nachlesen.

<i>Ebene</i>	<i>k für 8 Hits</i>	<i>Ebene</i>	<i>k für 7 Hits</i>
$\sigma_1 = \sigma_8$	1.196	$\sigma_1 = \sigma_8$	1.225
$\sigma_2 = \sigma_7$	1.166	$\sigma_2 = \sigma_7$	1.190
$\sigma_3 = \sigma_6$	1.140	$\sigma_3 = \sigma_6$	1.161
$\sigma_4 = \sigma_5$	1.120	σ_5	1.137

Tabelle 7.1: Die Korrekturfaktoren k für die Breiten der Residuenverteilungen für

7.1.2 Definition der mittleren Auflösung

Die mittlere Driftrohrauflösung kann man auf zwei Weisen definieren: entweder als quadratischer Mittelwert der Auflösungen für verschiedene Driftabstände:

$$\langle \sigma_{rohr} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{r_i}^2}$$

oder als algebraischer Mittelwert:

$$\langle \sigma_{rohr} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{r_i}$$

In der ATLAS-Kollaboration wird aufgrund einer unglücklichen Annahme, daß bei Projektion der zweidimensionalen Residuenverteilung (Residuen gegen Driftzeiten) auf die Residuumsachse die Breite der erhaltenen Verteilung durch eine quadratische Addition der unterschiedlichen Breiten bestimmt werden kann, auch eine quadratische Mittlung in der

folgenden Form [MUO97] benützt:

$$\langle \sigma_{rohr} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \int_{i>1mm}^{14,6mm} \sigma(r)^2}$$

Die schlechtere Auflösung in Drahtnähe wird also nicht berücksichtigt.

Bei homogener Ausleuchtung des Driftrohres tragen jedoch alle Spurabstände gleich bei und mit der ATLAS-Definition wird 7% der Einträge vernachlässigt. Deswegen wird hier zur Charakterisierung der totalen Driftrohrauflösung die zweite Definition vorgezogen und verwendet.

7.2 Resultate

7.2.1 Die Driftrohrauflösung

Für diese Untersuchungen ist der Datensatz unter 0° mit der autokalibrierten rt -Relation, welche die Garfieldrechnung als Startwert verwendet, benutzt worden. Die zweidimensionale Verteilung von Residuen gegen Spurabstand wird in benachbarte Spurabstandsintervalle aufgeteilt. Anschließend wird jedes dieser Intervalle mit einer Gaußfunktion gefittet. Die erhaltene Breite der Gaußfunktion wird mit dem Faktor k korrigiert.

Für die 7 Driftrohre, deren genaue Drahtpositionen in Kapitel 6 bestimmt worden sind, wird die Auflösung bestimmt. Dazu müssen beim Durchführen der Bestimmung Spure mit 7 oder 8 Treffer, unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Korrekturfaktoren, zugelassen worden. In der vierten Ebene hat ein Driftrohr nicht funktioniert, und es hat deswegen für alle durchquerende Myonen die mögliche Anzahl der Treffer entlang diesen Spuren auf 7 reduziert. Die Abbildungen 7.1 und 7.2 zeigen für 7 verschiedene Driftrohren die Auflösung als Funktion des Spurabstandes. Als Referenzlinie ist in jedem Plot die Garfieldrechnung für die Auflösung angegeben.

Grundsächlich erkennt man die verschiedenen physikalischen Effekte, die zur Auflösung beitragen, in der Auflösung der Driftrohren dieser Prototypkammer wieder:

Nahe am Draht spielt die Verteilung der Primärelektronencluster und die Clustergröße eine wichtige Rolle. Dementsprechend ist die gemessene Zeit hauptsächlich eine durch die Diskriminatorschwelle vorgegebene Ladungssammelzeit. Die Auflösung ist schlechter.

Im mittleren Driftrohrbereich nützt man aus, daß die Elektronen eine (fast) konstante Driftgeschwindigkeit haben, und die Auflösung ist optimal.

Weiter auf den Driftrohrwand zu wird die Driftstrecke der Elektronen länger, und werden sie bei ihren vielen aufeinanderfolgenden Stößen mehr seitlich ausdehnen. Diese Diffusion macht die Auflösung wieder schlechter.

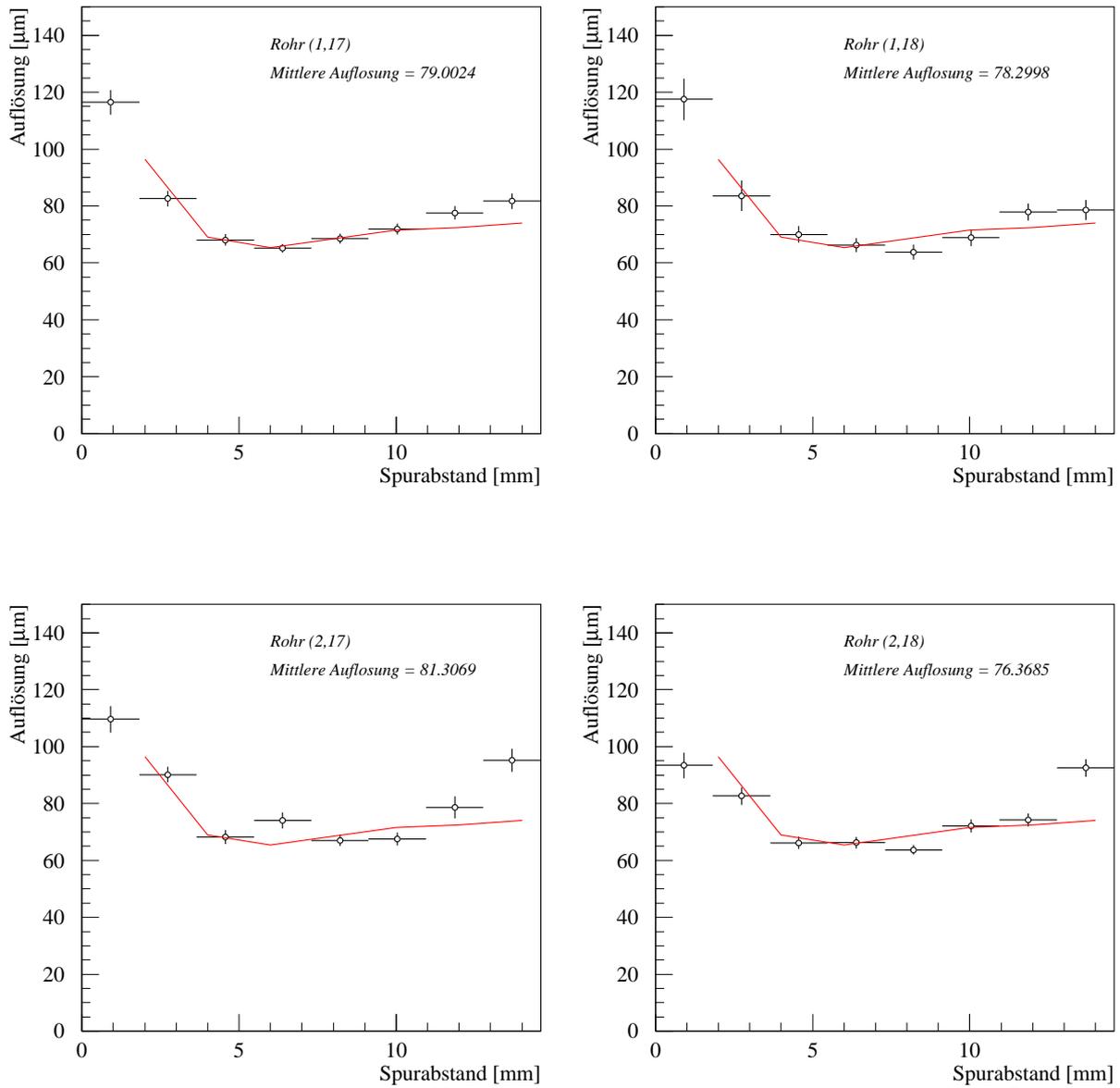


Abbildung 7.1: Die Auflösung für 4 verschiedene Driftrohre für den Datensatz unter 0. Der Drahtversatz der Driftrohre ist bekannt.^o

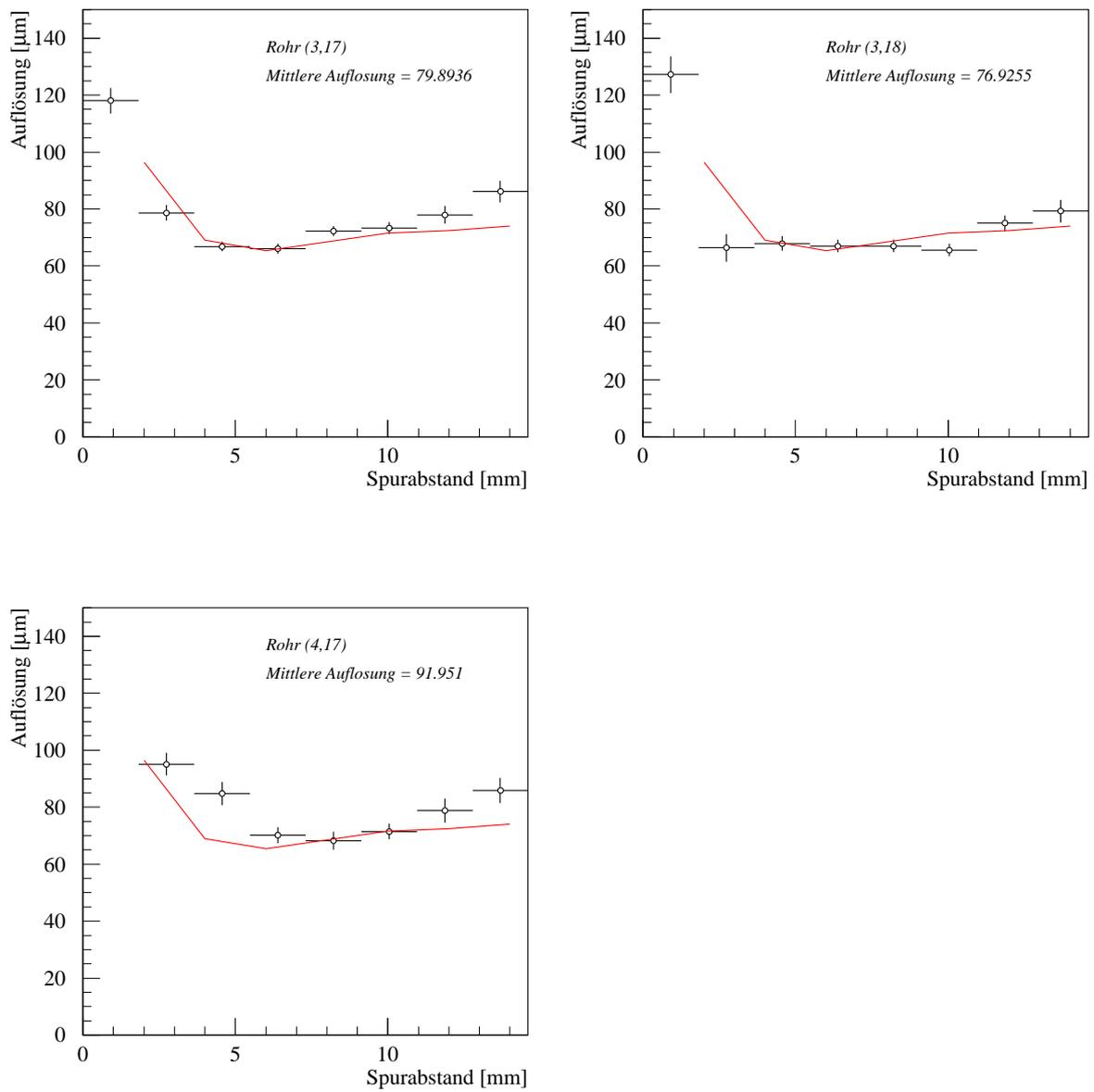


Abbildung 7.2: Die Auflösung für 3 verschiedene Driftrohren für den Datensatz unter 0° . Der Drahtversatz ist bekannt.

Für fast alle Driftrohren ist die Auflösung im letzten Intervall systematisch höher als derjenige, welche durch die Garfieldsimulation vorhergesagt wird. Der Grund ist, daß die Autokalibration unter 0° eine rt -Relation liefert, die vor allem in diesem Bereich von der wahren rt -Relation abweicht (s. Abbildung 5.8). Die in der Autokalibration berechnete Korrekturen für die rt -Relation sind unter 0° symmetrisch um die mittlere Driftzeit (s. Abbildung 5.8). Deswegen wird die Auflösung des letzten Intervalls an diese des ersten Intervalls, in welchem die Auflösung auch viel schlechter ist, gekoppelt.

Zur Kontrolle dieser Begründung ist versucht worden, die Auflösung mit einer unter 17° kalibrierten rt -Relation zu bestimmen, da diese für den genannten Bereich besser zur wahren rt -Relation konvergiert. Es stellt sich doch heraus, daß die rt -Relation nicht übertragbar ist. Die beide Datennahmen sind zu weit von einander in der Zeit (1-2 Monate) getrennt, so daß Gasreinheit, genaue Hochspannung und Schwelle zu unterschiedlich sind, um zu erlauben, daß die unter 17° kalibrierte Relation für den Datensatz unter 0° angewendet werden könnte.

Nach einer Mittlung über die 7 untersuchten Driftrohren findet man eine mittlere Driftrohrauflösung von:

$$\overline{\langle \sigma_{rohr} \rangle} = 80,5 \mu m$$

Dieses experimentelles Resultat für diese Prototypkammer erfüllt die Auflösungsanforderung von $80 \mu m$ der künftigen ATLAS-Myonspektrometer, welche in Abschnitt 2.1.2 aus der Anforderung einer Myonimpulsauflösung $\delta p_T/p_T = 10\%$ (für ein 1 TeV Myon) hergeleitet worden ist.

7.2.2 Kontrolle

Zur Überprüfung systematischer Effekte der Fitprozedur gilt mit der Methode der kleinsten Quadraten die Wahrscheinlichkeit des erhaltenen χ^2 , dividiert durch die Anzahl der Freiheitsgraden. Beim Geradenfit $y=ax+b$ ist die Anzahl der Freiheitsgrade die Anzahl der Meßpunkte (die gefundenen Treffer) minus zwei, wegen der zu bestimmenden Parameter a und b . In der gebildeten χ^2 -Summe

$$\chi^2 = \sum (y_i - ax_i - b)^2 / \sigma_i^2$$

wird das Inverse der Auflösung an jedem Meßpunkt als Gewichtungsfaktor verwendet. In Abbildung 7.3 ist die erhaltene Spurfitwahrscheinlichkeit für 3 verschiedene Auflösungsannahmen dargestellt. Die Verteilung mit der richtige Annahme ist flach verteilt. Die Annahme einer Gaußverteilung mit einer Breite von $80 \mu m$ stellt sich als gute Näherung für die wahre Auflösung heraus.

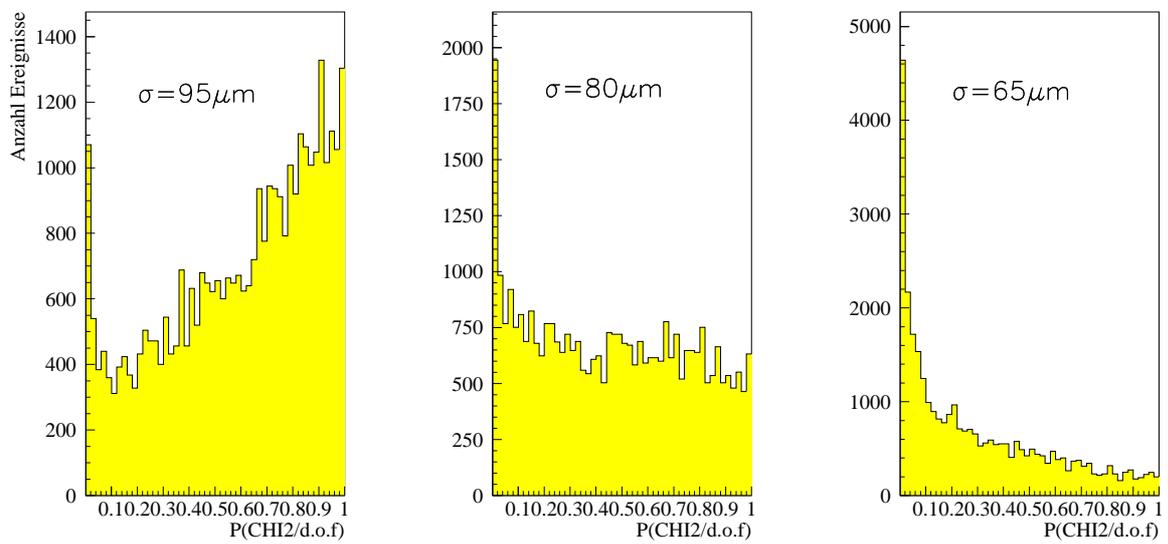


Abbildung 7.3: Verteilungen der Wahrscheinlichkeit des χ^2 's pro Freiheitsgrad für 3 unterschiedliche Auflösungsannahmen mit einem Schnitt von $P(\chi^2/\text{d.o.f.}) \leq 0.001$.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Das wichtigste Ziel des künftigen Large Hadron Colliders ist die Suche nach dem Higgsboson, dem letzten fehlenden Baustein des Standardmodells. Dazu werden mit diesem Speicherring Protonen bei 14 TeV Schwerpunktsenergie zur Kollision gebracht. Die Registrierung aller Fragmente dieser Stöße erfordert Detektoren, die alle derzeitige Kenntnisse des Teilchennachweises in sich vereinigen. Das geplante ATLAS-Experiment ist ein solche Detektor.

Das Teilsystem zum Myonnachweis ist das Myonspektrometer. Für eine genaue Myonimpulsbestimmung aus der Krümmung des Spures braucht man eine sehr hohe Ortsauflösung. Diese Ortsmessung wird von Präzisionskammern gemacht. Die Präzisionskammern dieses Spektrometers werden hauptsächlich aus drei- oder vierlagigen Anordnungen von Driftrohren bestehen. Um den Anforderungen für die Ortsauflösung ($\sim 80\mu\text{m}$) und die Lebensdauer ($> 10\text{ a}$) zu erfüllen, werden sie in Proportionalmodus bei einer eher niedrigen Gasverstärkung ($G = 2 \times 10^4$) betrieben. Nach Optimierung der Parameter Gasmischung und Anodendrahtdurchmesser an einzelnen Rohren, sind jetzt auch Tests mit kompletten Kammern erforderlich, mit denen untersucht wird, ob die hohe Ansprüche für die Auflösung auch bei Kammern erfüllt werden können.

In der vorliegenden Arbeit werden die neu auftretenden Elemente bei dem Betrieb einer ganzen Driftkammer analysiert. Dazu ist eine Prototypkammer bei dem für ATLAS optimierten Arbeitspunkt in einem 180 GeV/c Myonstrahl betrieben worden.

Aus der Driftzeitspektren an den jeweiligen Anodendrahten werden mittels einer (einfachen) Mustererkennung die Myonspure rekonstruiert.

Zur Verbesserung der Kenntnis der dazu wesentlichen Orts-Driftzeit Beziehung, wird eine Anfangsrelation mit Hilfe von Information aus den Myonspuren in einem iterativen Verfahren kalibriert. Die Konvergenz dieser Autokalibration für unterschiedliche Anfangsrelationen wird hier experimentell bestätigt. Es wird gezeigt das die Konvergenzbereiche von dem Strahlwinkel zur Kammer abhängen.

Verschiedene Methoden zur Überprüfung der Kammergeometrie werden diskutiert. Mit zwei unabhängigen Methoden werden die Anodendrahtversätze in der Kammer bestimmt. Eine mittlere Drahtversatz von $30\mu\text{m}$ wird hergeleitet. Damit ist die Kammer innerhalb von den vorausgesetzten Konstruktionstoleranzen gebaut worden.

Die Auflösung der Kammerrohre wird als Funktion des Spurabstandes bestimmt. Mit erhaltenen Werte von etwa $80\mu\text{m}$) genügen die untersuchten Driftrohre der hohe Auflösungsanforderung.

Mit diesen Untersuchungen ist gezeigt worden, daß das Konzept einer Präzisionskammer verwirklicht werden kann. Deswegen kann und soll dieses Konzept auf die künftigen Kammern des ATLAS-Myonspektrometers verallgemeinert werden.

Ergebnisse dieser Kammertest werden als interne ATLAS-Publikation [MN163] veröffentlicht.

Anhang A

Der Fitformalismus

A.1 Der Spurfitt mit der Methode der Kleinsten Quadraten

Der Kern des Fitverfahrens mit einem kleinsten Quadraten Methode ist hier kurz dargestellt.

Ein kleinste Quadraten Fit an den Gerade

$$y = ax + b$$

erhält man durch Minimierung von

$$\chi^2 = \sum (y_i - ax_i - b)^2 / \sigma_i^2$$

mit σ_i die unkorrelierte Meßfehler an jede i-te Punkt, dessen reciproke Kwadraten als Gewichte in die Fit eingehen. Die zwei Forderungen

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a} = 0 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial b} = 0$$

bestimmen die zwei Parameter als:

$$\begin{aligned} a &= \frac{S_1 S_{xy} - S_x S_y}{D} \\ b &= \frac{S_y S_{xx} - S_x S_{xy}}{D} \end{aligned} \tag{A.1}$$

mit den Summen über allen Meßpunkten:

$$\begin{aligned} S_1 &= \sum \frac{1}{\sigma_i^2} & S_{xy} &= \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \\ S_x &= \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} & S_{xx} &= \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \end{aligned}$$

$$S_y = \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} \quad D = S_1 S_{xx} - S_x^2$$

Die Kovarianzmatrize für die zwei Parameter läßt beschreiben die Fehler auf den zwei Parameter abhängig von den Fehlern auf den Meßpunkten:

$$\begin{pmatrix} [a^2] & [ab] \\ [ab] & [b^2] \end{pmatrix} = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} S_1 & -S_x \\ -S_x & S_{xx} \end{pmatrix}$$

A.2 Korrekturfaktoren für die Bestimmung der Auflösung

Ein Myonspur durchquert die Kammer senkrecht. Wähle ein Referenzsystem mit Ursprung im Mitte des Kammers auf dem Myonspur, und die x-Achse entlang der Spur. Man kann die Drahtpositionen mit Δx , der Unterschied in x-Koordinate zwischen zwei Drähten, parametrisieren als:

Ebene	1	2	3	4
x	$-8.95\Delta x$	$-7.95\Delta x$	$-6.95\Delta x$	$-5.95\Delta x$
r_{RT}	y_1	y_2	y_3	y_4
r_{FIT}	$ax_1 + b$	$ax_2 + b$	$ax_3 + b$	$ax_4 + b$

Ebene	8	7	6	5
x	$+8.95\Delta x$	$+7.95\Delta x$	$+6.95\Delta x$	$+5.95\Delta x$
r_{RT}	y_8	y_7	y_6	y_5
r_{FIT}	$ax_8 + b$	$ax_7 + b$	$ax_6 + b$	$ax_5 + b$

Tabelle A.1: Parametrisierung der Drahtpositionen und der Spurabstände

Die Fitparameter für eine Gerade durch diese 8 Punkte vereinfachen sich zu:

$$a = \frac{S_1 S_{xy} - S_x S_y}{D} = \frac{-8.95y_1 - 7.95y_2 - 6.95y_3 - 5.95y_4 \dots + 8.95y_8}{454\Delta x}$$

$$b = \frac{S_y S_{xx} - S_x S_{xy}}{D} = \frac{1}{8} \sum_i y_i$$

(A.2)

Jetzt kann man die Breite der Residuenverteilung mit den folgenden Kenntnissen ausrechnen:

- Für eine vorgegebene Spur k weicht der gemessene Wert des Spurbabstandes in jedem Driftrohr der Ebene i r_{RT} um $(\Delta\varepsilon_k)_i$ von der wahren Abstand $r_w = a_w x + b_w$ ab:

$$r_{RT} = a_w x + b_w + (\Delta\varepsilon_k)_i$$

Weiterhin macht man folgende Voraussetzungen:

- Alle Driftrohre aller Ebenen i haben die gleiche intrinsische Auflösung:

$$\frac{1}{N} \sum_k (\Delta\varepsilon_k)_i^2 = \sigma_i^2 = \sigma^2$$

- Die Meßfehler in den Driftrohren sind unkorreliert:

$$\frac{1}{N} \sum_k (\Delta\varepsilon_k)_i (\Delta\varepsilon_k)_j = 0$$

immer für die Summe über alle Spuren k .

Damit erhält man für die Residuenbreite, zum Beispiel, der Driftrohre in der erste Ebene:

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= \frac{1}{N} \sum_k (r_{RT} - r_{FIT})^2 \\ &= \frac{1}{N} \sum_k (y_1 - (ax_1 + b))^2 \\ &= 0.699 \sigma^2 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Zur Bestimmung der intrinsischen Auflösung aus Driftrohren der ersten Ebene, multipliziert man die erhaltene Breite der Residuenverteilung mit $k = \sqrt{1/.699} = 1.196$ In der Prototypkammer gibt es eine Spiegelsymmetrie für die Anordnung der Drähte. Dementsprechend sind die Korrekturen paarweise gleich für Ebene 1 und 8, 2 und 7, ...

Die Korrekturfaktoren k für Spure mit 7 oder 8 Treffer sind in Tabelle A.2 dargestellt.

<i>Ebene</i>	<i>k für 8 Hits</i>	<i>Ebene</i>	<i>k für 7 Hits</i>
$\sigma_1 = \sigma_8$	1.196	$\sigma_1 = \sigma_8$	1.225
$\sigma_2 = \sigma_7$	1.166	$\sigma_2 = \sigma_7$	1.190
$\sigma_3 = \sigma_6$	1.140	$\sigma_3 = \sigma_6$	1.161
$\sigma_4 = \sigma_5$	1.120	σ_5	1.137

Tabelle A.2: Die Korrekturfaktoren k für die Breiten der Residuenverteilungen für

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ein Einblick in den ATLAS-Detektor.	7
1.2	Der wichtigste Prozeß für die Produktion des Higgsbosons	8
1.3	Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls des Higgsbosons	9
1.4	Die Zerfallsbreite des Higgsbosons als Funktion seiner Masse.	10
2.1	Simuliertes Ereignis $H \rightarrow 4\mu$	12
2.2	Die verwendeten Detektoren für die verschiedenen Pseudorapiditätsbereichen.	13
2.3	Ein Querschnitt durch das Myonspektrometer.[ATL94]	14
2.4	Lichtpfade zur Alignierung in einem Spektrometerturm.[ATL94]	15
2.5	Ein Myonsignal für zwei verschiedene Spurabstände.	17
2.6	Simulation der Auflösung eines Driftrohres	18
3.1	H8 Testbeam Area mit den im Strahl aufgestellten Detektoren.	22
3.2	Ein Myonkammer mit 3 Ebenen Driftrohren.	23
4.1	TDC-Spektrum für ein Driftrohr	26
4.2	Fermi-Dirac Fit zur Bestimmung der Startzeit t_0	28
4.3	Kammerausleuchtung unter 0°	29
4.4	Kammerausleuchtung unter 17°	30
4.5	Anzahl der Treffer in den Multilayers	31
4.6	Ereignis mit rekonstruierter Spur	32
4.7	Beispiel einer rt -Relation	33
4.8	Die Verteilung der Spurparameter a und b	34
5.1	Die 3 unterschiedlichen benützten Anfangs- rt -Relationen	37
5.6	Konvergenz unter 0° : die iterative Korrekturen	43
5.7	Konvergenz unter 17° : die iterative Korrekturen	43
5.8	Erhaltene rt -Relationen für Autokalibration unter 0°	44
5.9	Erhaltene rt -Relationen für Autokalibration unter 17°	45
5.10	Residuenverteilung für größere Werte	46
5.11	Die Verteilung der Variable $\Delta = t_1 - t_3$	47
5.12	Asymmetrische Verteilung des Spurabstandes für kleine Driftzeiten	48
6.1	Bestimmung des Drahtversatzes aus links-rechts Residuenverteilungen.	54
6.2	Die aus Residuenverteilungen bestimmte Drahtversätze	55

6.3	Die Verteilung für $r_{RT}^{mitte} = r_{RT}(t_D^{mitte})$	56
6.4	Die Zwischendrahtabstände für verschiedene Rohrpaare.	57
6.5	Winkeldifferenz für Spuren in den zwei Multilayers	59
6.6	Positionsdifferenz für Spuren in den zwei Multilayers	59
7.1	Die Auflösung für 4 verschiedene Driftrohren für den Datensatz unter 0°. Der Drahtversatz der Driftrohre ist bekannt.°	64
7.2	Die Auflösung für 3 verschiedene Driftrohren für den Datensatz unter 0°. Der Drahtversatz ist bekannt.	65
7.3	Verteilungen der Wahrscheinlichkeit des χ^2 's pro Freiheitsgrad für 3 unter- schiedliche Auflösungsannahmen	67

Tabellenverzeichnis

1.1	Die wichtigste LHC-Parameter	6
2.1	Das gewählte Arbeitspunkt für die Driftrohre	20
7.1	Die Korrekturfaktoren k für die Breiten der Residuenverteilungen für	62
A.1	Parametrisierung der Drahtpositionen und der Spurabstände	72
A.2	Die Korrekturfaktoren k für die Breiten der Residuenverteilungen für	73

Literaturverzeichnis

- [ATL94] The ATLAS Collaboration, *ATLAS: Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, LHCC/94-93, Geneva, 1994.
- [BAG96] P.Bagnaia et al., *ATLAS Muon Test Beam Program*.
- [BLU94] W.Blum, L.Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Verlag, Berlin, 1994.
- [CERN] CERN Press Office, Pictures Database.
- [DUB96] J.Dubbert, *Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren für das Myon-Spektrometer des ATLAS-Experimentes*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1996.
- [DEI96] M.Deile, *Optimierung der Operationsparameter von Hochdruckdriftrohren für ATLAS*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1996.
- [EPS97] Plenary Talks of D.Ward and P.Janot at International Europhysics Conference on High Energy Physics, Jerusalem, August 1997.
- [GUN] Gunion, *The Search for The Higgs*.
- [HES97] N.Hessey, *private Unterhaltung*, CERN, 1997.
- [MN122] M.Deile et al., *Test Beam Studies of the Gas Mixtures Ar:N₂:CH₄=91:4:5, Ar:CO₂:CH₄=92:5:3, Ar:CO₂:CH₄=93:4:3, Ar:CO₂:N₂:CH₄=95:2:2:1 for Drift Tubes*, ATLAS Internal Myon Note MUON-NO-122, CERN, 1996.
- [MN163] T.Trefzger, P.Vannerem, ATLAS Internal Myon Note MUON-NO-163, in Vorbereitung.
- [MN179] Y.Arai, J.Christiansen, *Requirements and Specifications of the TDC for the ATLAS Precision Muon Tracker*, ATLAS Internal Myon Note MUON-NO-179, CERN, 1997.
- [MUO97] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22, Geneva, 1997.

- [PER97] C.Perrot, *Etude de la relation r-t au Voisinage du Fil Anodique des Tubes á dérive du Spectomètre á Muons du Détecteur ATLAS*, Praktikum, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1997.
- [PDG96] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physical Review D54, 1996.
- [RIE97] W.Riegler, *Fundamental Limits of Driftchamber resolution*, Dissertation, Technische Universität Wien, 1997.
- [SAM97] T.Sammer, *Autokalibration von Driftrohrkammern für das ATLAS-Muonspektrometer*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1997.
- [SAU77] F.Sauli, *Principles of Operation of multiwire proportional and drift Chambers*, CERN 77-09, Geneva, 1977.
- [VEE95] R.Veenhof, *GARFIELD, A Drift Chamber Simulation Program*, CERN program library W5050.
- [VIE96] G.Viehauser, *Detector Physics of the ATLAS Precision Muon Chambers*, Dissertation, Technische Universität Wien, 1996.

Danksagung

Zum Schluß möchte ich allen danken, ohne diejenigen dieses ersten Abenteuer in der Teilchenphysik nicht in diese Arbeit kulminieren könnte:

Prof. Schaile für die Unterstützung und die Anregung vage Vermütungen und Ideen in konkrete Untersuchungen auszuarbeiten, wobei ihre Hinweise die aufklärende Ansätze waren.

Thomas Trefzger für die alltägliche Betreuung dieser Arbeit, die Beantwortung meiner vielen trivialen Frage und für viele nützliche Hinweise.

Prof. Ferdinande für die Betreuung dieses ERASMUS-Studienjahres in München und die Beratung bei vielen kleinen Problemen.

Nigel Hessey für die großzügige Beratung eines 2-Wochen-Touristen am CERN.

Oliver Sahr und Raimund Ströhmer für ihre Bereitschaft einen Beitrag zu liefern mit dem Korrekturlesen, und für viele nützliche Anmerkungen (die mir wieder was zu tun gaben ...).

Der ganzen Münchner Arbeitsgruppe für die angenehme Atmosphäre, und die Bereitschaft sofort zu helfen für einzelne Problemchen.

Meinen Freunden in diesem ERASMUS-Jahr L.,C.,M.,A., daß sie nicht zugelassen haben, daß ich ein lebensloses Meßapparat werde. See you in Europe !

Zum Schluß (womit ich anfangen sollte): ich danke meinen Eltern für die bedingungslose Unterstützung meiner Studienprojekten. Die Liste ist echt zu lang, ich laße sie...