Korrektur der durch ein inhomogenes Magnetfeld verursachten Verzerrungen in einer Spurendriftkammer

Diplomarbeit
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Manfred F. Kröcker

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 1995

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 5

1.1. Inhalt dieser Arbeit 5
1.2. Struktur der Materie 6
1.3. Die starke Wechselwirkung 7
1.4. Das Quark-Gluon-Plasma 8
1.5. Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas 10
1.6. Experimentelle Anforderungen 11

2. Das NA49-Experiment 15

2.1. Der Aufbau des Experiments 15
2.2. Die Beschleunigerkette 16
2.3. Die Kalorimeter als Trigger 18
2.3.1. Aufbau der Kalorimeter 18
2.3.2. Der Trigger 19
2.4. Die Spurendriftkammern 20
2.4.1. Der Feldkäfig 21
2.4.2. Die Ausleseebene 22
2.5. Die verschiedenen Koordinatensysteme 22
2.6. Die Datenauslese 23
2.7. Die Datenanalyse 24
2.8. Erste Daten 26

3. Korrektur der magnetfeldbedingten Verzerrungen 29

3.1. Die Arbeitsweise einer TPC 29
3.2. Der Energieverlust geladener Teilchen 30
3.3. Elektronendrift in inhomogenen Feldern 32
3.3.1. Die Bewegungsgleichung 32
3.3.2. Die Elektronenmobilität 33
3.3.3. Die Wahl des Zählgases 34
3.3.4. Druck und Temperatur des Zählgases 35
3.4. Die Messung des Magnetfeldes 38
3.5. Korrekturen und ihre Anwendung 41
3.5.1. Die Korrekturmethode 41
3.5.2. Simulation verzerrter Spuren 42
3.5.3. Genauigkeit und Umsetzung 42
3.5.4. Geometrische Korrekturen 44
3.6. Größe der Verzerrungen 45

4. Die Analyse von Laserspuren 53

4.1. Ziele des Laserkalibrationssystems 53
4.2. Aufbau 54
4.2.1. Der Neodymlaser 54
4.2.2. Optischer Aufbau 55
4.3. Positionsanalyse 58
4.3.1. Bestimmung der Position in der TPC 58
4.3.2. Bestimmung der Driftgeschwindigkeit 61
4.3.3. Auflösung der Laserspuren 62
4.3.4. Stabilität der Messung 64
4.3.5. Winkel zwischen elektrischem und magnetischem Feld 65
4.4. Verzerrungen 65
4.4.1. Elektrische Verzerrungen 65
4.4.2. Magnetische Verzerrungen 66
4.5. Beispiele für Laserspuren 67

5. Zusammenfassung **85**

Literaturverzeichnis **87**

Danksagung **89**

1. Einleitung

1.1. Inhalt dieser Arbeit

Den Rahmen dieser Arbeit bildet das Experiment NA49, welches Teil des Schwerionenprogramms mit festem Target des Europäischen Kernforschungszentrums CERN in Genf ist. Es untersucht die Reaktionsdynamik in relativistischen Blei-Blei-Stößen, in denen eine Vielzahl von neuen Teilchen produziert wird. Zum Nachweis dieser Teilchen werden hauptsächlich großvolumige Spurendriftkammern eingesetzt, die teilweise in starken und inhomogenen Magnetfeldern aufgestellt sind. Bei diesen kommt es durch das Magnetfeld zu Verzerrungen der Spuren bis zu 5 cm, die große systematische Fehler bei der Spurrekonstruktion verursachen. In dieser Arbeit werden die Verzerrungen untersucht und eine Korrekturmethode für die Auswertung der Daten entwickelt, welche anhand eines in den Driftkammern installierten Laserkalibrationssystems überprüft wird.

Dieses Kapitel zeigt die physikalische Motivation für die Durchführung solcher Experimente und die hieraus resultierenden Anforderungen an die Detektoren. Der Aufbau des Experiments NA49 mit seinen wesentlichen Komponenten sowie einige exemplarische Ergebnisse werden in Kapitel 2 beschrieben, die Funktionsweise einer Spurendriftkammer und die im Magnetfeld notwendigen Verzerrungskorrekturen sind in Kapitel 3 erläutert. Kapitel 4 zeigt die Möglichkeiten des Laserkalibrationssystems zur Kontrolle der Ortsauflösung der Driftkammer und zur Überprüfung der Korrekturmethode. Abschließend folgt eine Zusammenfassung mit einem Ausblick auf die geplante Ausbaustufe bei der nächsten Strahlzeit, da nicht alle vorgesehenen Komponenten im Herbst 1994 einsatzbereit waren.

1.2. Struktur der Materie

Im heutigen physikalischen Weltbild existieren vier grundlegende Wechselwirkungen: die elektromagnetische, die starke, die schwache und die Gravitation (Tabelle 1.1). Die entsprechenden Eichtheorien lassen sich alle auf ein Grundprinzip zurückführen. Jedes Teilchen trägt eine Ladung bezüglich einer bestimmten Wechselwirkung, die durch den Austausch des jeweiligen Eichbosons an die Ladung eines anderen Teilchens koppelt.

Die Reichweite der Wechselwirkung hängt dabei von der Ruhemasse der Eichbosonen ab; die Photonen sind masselos, deswegen hat die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite. Die W-Bosonen und das Z-Boson als Träger der schwachen Wechselwirkung haben Masse, was deren kurze Reichweite erklärt. Die Gluonen bei der starken Wechselwirkung haben wie die Photonen keine Ruhemasse; da sie jedoch Ladung tragen, ist die Reichweite durch Selbstwechselwirkung stark eingeschränkt.

Wegen der unendlichen Reichweite der Gravitation sind deren Eichbosonen, die Gravitonen, wahrscheinlich auch masselos, aber die Theorie bemüht sich noch, ein entsprechendes Bild dieser von den anderen drei abweichenden Wechselwirkung zu finden.

Die vier Wechselwirkungen				
Wechselwirkung	El.-magn.WW	Schwache WW	Starke WW	Gravitation
Ladung	Elektr. Ladung	Flavour	Farbe	Masse
Eichboson(en)	γ (Photon)	$W^{\pm}$,Z	$g_{1\text{-}8}$ (Gluonen)	Graviton?
Spin [h]	1	1	1	2?
Masse(n) [GeV]	0	80,2/91,2	0	0?
Reichweite	∞	10^{-3} fm	1 fm	∞

Tabelle 1.1 Die vier Wechselwirkungen [1][2]

Neben diesen Eichbosonen wurden bis heute zwölf elementare Fermionen sowie deren Antiteilchen entdeckt, mit deren Hilfe alle bekannte Materie zusammengesetzt werden kann. Diese sind unterteilt in zwei Gruppen - die Quarks und die Leptonen - mit je drei Familien (Tabelle 1.2). Quarks unterscheiden sich von den Leptonen durch ihre größere Masse und ihre Teilnahme an der starken Wechselwirkung.

Die Ladung der schwachen Wechselwirkung ist die *'Flavour'*, die Identität des Teilchens, die während einer Wechselwirkung geändert werden kann. Die Massen sind nur für die geladenen Leptonen genau bestimmt; ob Neutrinos doch eine geringe Masse haben, ist Gegenstand aktueller Forschung, die angegebenen Quarkmassen sind modellabhängig.

Leptonen						
Name	Elektron	Elektron-Neutrino	Myon	Myon-Neutrino	Tau	Tau-Neutrino
flavour	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
el. Ladung (in e)	-1	0	-1	0	-1	0
Masse (in MeV)	0,51	0?	105,7	0?	1.777	0?
Quarks						
Name	Down	Up	Strange	Charme	Beauty	Top
flavour	d	u	s	c	b	t
el. Ladung (in e)	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
Masse (in MeV)	~10	~4	~200	~1.300	~4.300	~170.000

Tabelle 1.2 Die Elementarteilchen [2]

1.3. Die starke Wechselwirkung

Die Entdeckung eines Teilchens aus drei gleichen Quarks mit gleichem Spin stand im Widerspruch zum Pauli-Prinzip, welches eine Antisymmetrie der Wellenfunktionen eines Fermionensystems fordert. Dies führte zur Entdeckung des elementaren Trägers der starken Wechselwirkung mit einem weiteren Freiheitsgrad der Quarks in drei Zuständen: der Farbladung mit den Quantenzahlen rot, grün und blau.

In der Natur treten jedoch keine farbigen Objekte auf, es sind nur farbneutrale Kombinationen von Quarks, die Hadronen, zu beobachten. Diese sind in zwei Gruppen unterteilt: die Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark (entsprechend Farbe und Antifarbe) und die Baryonen aus drei Quarks (die drei Farben ergeben zusammen weiß), wobei auch bisher unbeobachtete Kombinationen aus vier oder mehr Quarks denkbar sind. Die Quantenchromodynamik (*QCD*) ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung und enthält eine impulsübertragabhängige Kopplungskonstante α_s (*running coupling constant*) [3]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\log(Q^2/\Lambda^2)} \tag{1.1}$$

Hierbei ist n_f die Anzahl der Flavours und Λ ein experimentell zu bestimmender Parameter in der Größenordnung 0,1 - 0,5 GeV. Mit kleiner werdendem Impulsübertrag Q^2 (also wachsendem Abstand) wächst α_s gegen Unendlich und führt zu einem Einschluß der Quarks in Hadronen (*Confinement*) mit einem Volumen von ca. 1 fm^3. Umgekehrt geht α_s mit wachsendem Impulsübertrag Q^2 (kleine Abstände) gegen Null, so daß sich die Quarks und Gluonen annähernd frei bewegen können (*asymptotische Freiheit*).

Die Gluonen selbst tragen auch Farbe und können daher mit sich selbst wechselwirken. Erhalten zwei Quarks in einer Wechselwirkung einen Relativimpuls, führt dies zur Ausbildung eines Feldschlauchs zwischen diesen und einem linear mit dem Abstand anwachsendem Potential. Wächst die potentielle Energie über die Schwelle für die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren, wird diese in Masse umgewandelt. Dieser Prozeß wird solange fortgeführt, bis die kinetische Energie aufgebraucht ist und sich aus den Paaren neue Hadronen gebildet haben (Abbildung 1.1).

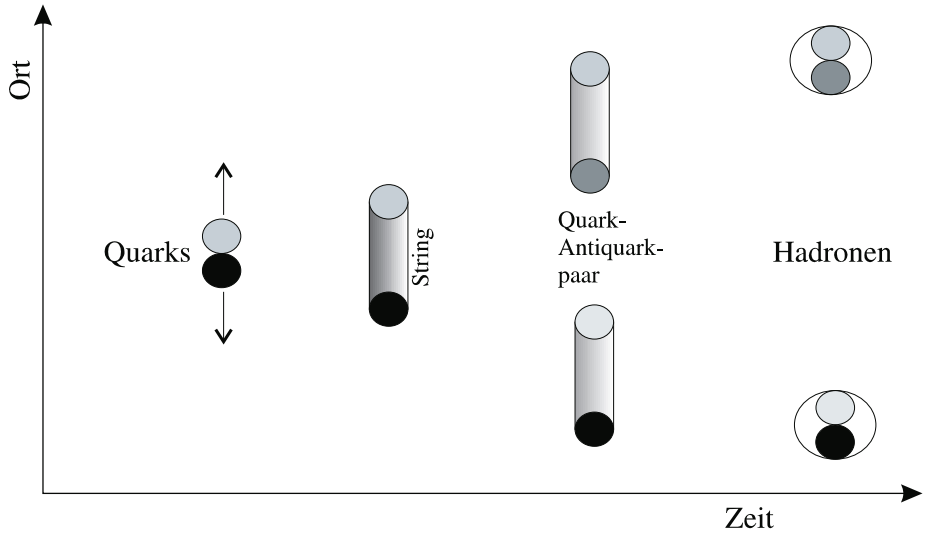

Abbildung 1.1 Erzeugung neuer Hadronen im Farbfeld

1.4. Das Quark-Gluon-Plasma

Kernmaterie im Grundzustand hat eine Dichte ρ_0 = 0,145 Nukleonen/fm^3 und eine Energiedichte ε_0 = 130 MeV/fm^3. Im Rahmen der QCD wird vorhergesagt, daß ab einer Energiedichte von $\varepsilon \approx 2$ GeV/fm^3 der Einschluß der Quarks in Hadronen überwunden wird und ein Plasma aus Quarks und Gluonen entsteht [4].

Nach Voraussagen der Theorie ist diese Energiedichte experimentell zugänglich durch Schockkompression in zentralen Kern-Kern-Stößen bei relativistischen Energien, in denen eine ausgedehnte heiße Reaktionszone (*Feuerball*) von allerdings nur kurzer Lebensdauer entsteht. Da die Energie und das Volumen des Feuerballs einer direkten Messung nicht zugänglich sind, gibt es Modelle zur Abschätzung der Energiedichte aus gemessenen Observablen. Mit der Transversalenergiedichte läßt sich in einer von Bjorken formulierten Näherung für hohe Einschußenergien die Energiedichte ε angeben [5]:

$$\varepsilon = \frac{(dE_T/d\eta)_m}{\pi R_{proj}^2 \tau} \qquad (1.2)$$

Hierin ist die Pseudorapidität $\eta = \ln(\cot \theta/2) - \theta$ bezeichnet den Polarwinkel der Teilchen im Laborsystem -, $(dE_T/d\eta)_m$ der Mittelwert in einer kleinen Umgebung um die Mitte (*Center of mass*) der Transversalenergiedichte, πR^2_{proj} die transversale Fläche des Projektilkerns und τ die Formationszeit. Tabelle 2.1 zeigt einige Ergebnisse mit der Annahme einer Formationszeit $\tau \approx 1$ fm/c für die in NA35 und NA49 verwendeten Stoßsysteme mit Schwefel- bzw. Bleiprojektilen [6][7].

Stoßsystem	Projektilenergie	$(dE_T/d\eta)_{max}$	ε [GeV/fm^3]
S+S	200 GeV/u	58,3	1,4
S+Au	200 GeV/u	117,1	2,8
Pb+Pb	158 GeV/u	388	2,9

Tabelle 1.3 Energiedichten der Reaktionszone in verschiedenen Stoßsystemen nach Bjorken

Die Beschreibung des Ablaufs einer solchen Kollision kann in einem hydrodynamischen Modell mit einem als ideale Flüssigkeit betrachteten Plasma erfolgen. In der irreversiblen Kompressionsphase findet eine Entropieerzeugung statt, die anschließende Expansion verläuft isentrop. Die Lebensdauer der Hochdichtephase ist erheblich länger als die Dauer der mikroskopischen Stoß- und Streuprozesse, so daß in ihr die Erreichung eines thermischen und chemischen Gleichgewichts erwartet wird. Sinkt die Energiedichte dann unter einen kritischen Wert, beginnen die Quarks in einem Phasenübergang erster Ordnung zu hadronisieren, bis sie ganz in ein heißes Hadronengas umgewandelt sind [4]. In einem Phasendiagramm kann der Verlauf der Reaktion mit den Variablen Baryonendichte und Temperatur beschrieben werden (Abbildung 1.2).

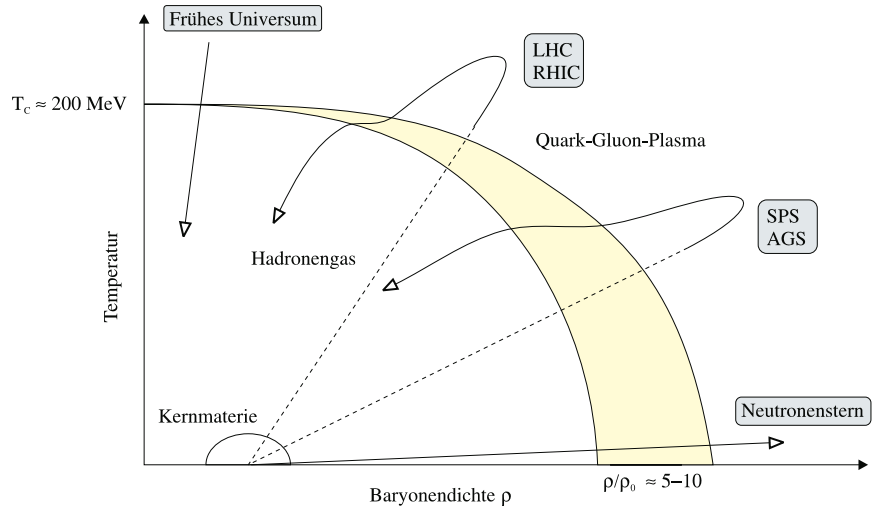

Abbildung 1.2 Phasendiagramm hadronischer Materie, die Kurven zeigen die Reaktionsdynamik in Kern-Kern-Stößen bei den entsprechenden Beschleunigerenergien (teilweise im Nichtgleichgewicht) [8]

Makroskopische Zustände mit diesen oder höheren Dichten finden sich in Neutronensternen, bei denen die große Anzahl von Teilchen eine thermodynamische Behandlung des Systems erlaubt, so daß deren Aufbau aus dem Verhalten von Kernmaterie als Funktion von Druck und Temperatur erklärt werden kann. Kosmologische Modelle, die von einem Urknall mit einer anschließenden Expansionsphase ausgehen, erwarten in der frühen Phase einen Zustand sehr hoher Temperatur, in dem Quarks und Gluonen als Plasma vorlagen, der dann durch Expansion abkühlte und durch Hadronisierung die heute zu beobachtende Materie bildete.

1.5. Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

Da einige andere Modelle zur Beschreibung der Reaktionsdynamik von einem rein hadronischen Szenario ausgehen, ist die Betrachtung von Variablen notwendig, die sich abhängig von der Phase der Reaktionszone unterschiedlich entwickeln und ihren Wert während der Expansion nicht mehr oder nur unwesentlich ändern.

In einem Plasma ist die Anzahl der Freiheitsgrade erheblich größer als in einem Hadronengas, daher erwartet man eine deutliche Zunahme der Entropie, die aufgrund der annähernd isentropen Expansion auch im Endzustand zu messen ist. Als Maß für die Entropie dient in erster Näherung die Zahl der produzierten Teilchen. Eine weitere Größe ist die Temperatur, die in einem reinen Hadronengas wegen der geringeren Entropiedichte höhere Werte erreicht als in einem Plasma. Die Transversalimpulsverteilungen der aus der Reaktionszone stammenden Teilchen enthalten unter der Annahme einer thermischen Verteilung diese Information. Insbesondere die positiv geladenen Kaonen spiegeln einen frühen Zustand wider, da sie nur einen kleinen Wechselwirkungsquerschnitt haben und deshalb früh ausfrieren [4].

Da die Quarkmassen für Up-, Down- und Strange-Quarks bei den im Plasma vorliegenden hohen Impulsüberträgen vernachlässigbar sind, bedeutet das Erreichen des chemischen Gleichgewichts eine Gleichverteilung der erzeugten Quarksorten. Diese Erhöhung des Strange-Quark-Anteils ist auch noch im Endzustand zu finden, beispielsweise im Verhältnis aller Strangeness enthaltenden Teilchen zu den produzierten Pionen [9].

Aufschluß über die Expansion und die Lebensdauer der Hochdichtephase geben Bose-Einstein-Korrelationen zwischen den produzierten Bosonen, wie sie z.B. in [10] beschrieben werden. Desweiteren können im Medium entstehende Hadronen mit sehr kurzer Lebensdauer zerfallen, bevor sie auf ihrer Massenschale sind, wodurch eine Verschiebung der Resonanz in einem Spektrum der invarianten Massen der Zerfallsteilchen und eine Änderung der Verteilung auf die verschiedenen Zerfallskanäle bis zur vollständigen Unterdrückung einzelner Kanäle hervorgerufen wird. Dies ist vor allem interessant bei neutralen Hadronen, die in zwei gegensätzlich geladene Teilchen zerfallen, da diese im Experiment nachgewiesen werden können (z.B $\phi \rightarrow K^{+}K^{-}$).

1.6. Experimentelle Anforderungen

In dem vorliegenden Experiment wird nur der hadronische Endzustand der Reaktion gemessen, aus dem anschließend der Verlauf der Reaktion zurückverfolgt wird. Daher ist es wünschenswert, möglichst alle Teilchen im gesamten zur Verfügung stehenden Phasenraum zu vermessen. Dieser wird aufgespannt durch die kinematischen Variablen Rapidität y als Maß für die Geschwindigkeit in Vorwärtsrichtung und Transversalimpuls p_T.

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + cp_z}{E - cp_z}\right) \tag{1.3}$$

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \tag{1.4}$$

Die Energie E berechnet sich relativistisch mit der Ruhemasse m_0 zu

$$E = \sqrt{c^2 p^2 + (c^2 m_0)^2} \ . \tag{1.5}$$

Der Impuls des Teilchens p ist dabei zerlegt in den Longitudinalimpuls $p_L = p_z$ entlang der Strahlrichtung und die dazu senkrechten Komponenten p_x und p_y. Der Transversalimpuls ist invariant unter Lorentztransformationen in Strahlrichtung, die Rapidität erfährt eine konstante Verschiebung, so daß die Form von Rapiditätsverteilungen unverändert bleibt. Im folgenden wird die Rapidität jeweils im Laborsystem (Target in Ruhe) betrachtet.

Die Rapiditätsverteilung der an der Reaktion beteiligten Nukleonen gibt Aufschluß über das Maß der Abbremsung (*Stopping*) des Projektils. Aufgrund der kurzen Interpenetrationszeit und der geringen Reichweite der starken Wechselwirkung kann die Zahl der Partizipanten mit geometrischen Mitteln genähert werden. Die Nukleonen aus dem Durchdringungsbereich (*Partizipanten*) bilden den Feuerball, während die übrigen Nukleonen (*Spektatoren*) von der Störung vorerst nicht betroffen sind.

Um ein möglichst hohes Stopping und eine große Energiedeposition in der Reaktionszone zu erreichen, werden Kerne mit einer hohen Nukleonenzahl (in diesem Fall Blei) eingesetzt. Die Anzahl der produzierten Teilchen (*Multiplizität*) in zentralen Blei-Blei-Stößen, bei denen durch den kleinen Stoßparameter die Überlappungsfläche ihre größten Werte erreicht, beträgt ca. 3.000 mit einem Anteil von etwa 60% geladenen Teilchen.

Zu Beginn hat das Target die Rapidität $y_T = 0$, das Projektil in unserem Experiment mit 158 GeV/Nukleon hat die Rapidität $y_P = 5{,}8$ - jeweils um die entsprechende Fermi-Bewegung verschmiert. Die produzierten Hadronen werden mit einer gaußähnlichen Verteilung im Schwerpunkt des Systems emittiert, während die an der Bildung des Feuerballs beteiligten Nukleonen zu diesem hin verschoben werden (Abbildung 1.3).

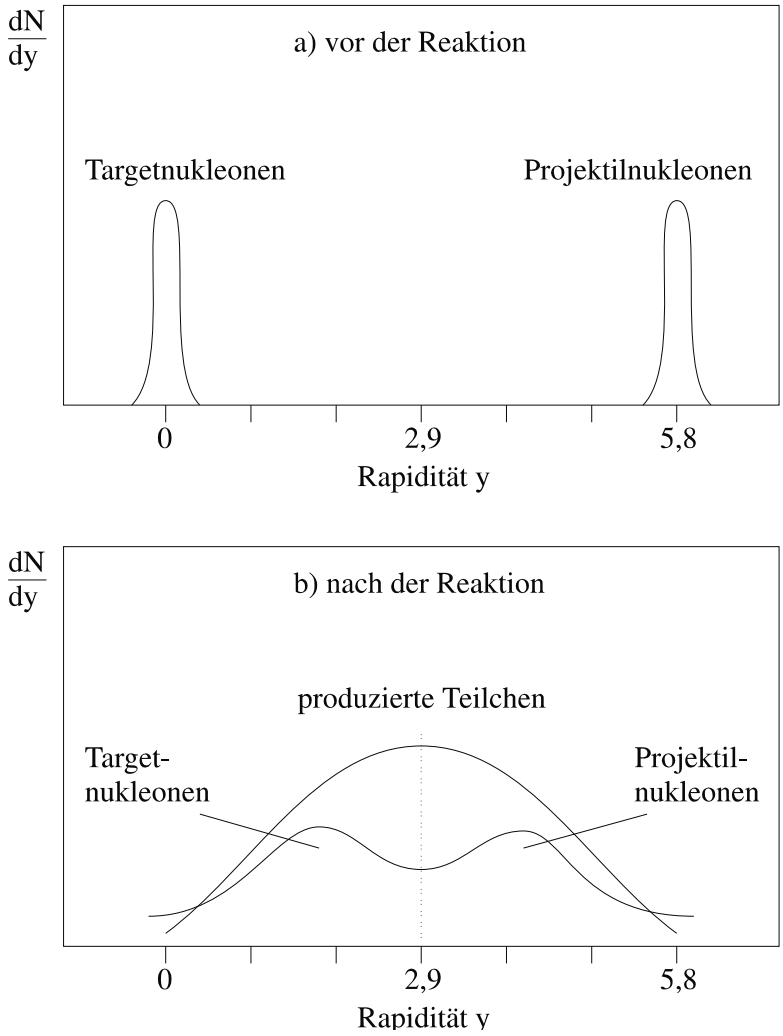

Abbildung 1.3 Rapiditätsverteilung vor (a) und nach (b) der Reaktion

Zur Selektion zentraler Ereignisse werden Informationen über die gesamte Transversalenergie aller Teilchen sowie die Zahl der Spektatoren benötigt, die beide ein direktes Maß für die im Feuerball deponierte Energie liefern. Das so definierte Ensemble enthält nun in einem noch unbekannten Verhältnis Ereignisse mit rein hadronischen Entwicklungen und solche mit der Bildung des Quark-Gluon-Plasmas, die zu unterscheiden eine individuelle Ereignischarakterisierung notwendig macht.

Die hohe Multiplizität bei zentralen Kollisionen und der Nachweis der Teilchen in einem möglichst großen Akzeptanzbereich erfordert eine ausgereifte Detektortechnik. Im NA49-Experiment werden vier großvolumige Spurendriftkammern (*engl. time projection chamber, TPC*) verwendet, die fast den gesamten Raumwinkel des Schwerpunktsystems abdecken. Die ersten beiden befinden sich jeweils in einem bis zu 1,5 T starken Magnet-

feld, um aus der Krümmung der Spuren den Impuls rekonstruieren zu können. Die anderen beiden stehen hinter den Magneten im annähernd feldfreien Raum. In ihnen kann aufgrund der großen Spurlänge der spezifische Energieverlust gemessen werden, eine Flugzeitmessung ist in der anschließenden Flugzeitwand möglich. Beide Messungen geben Aufschluß über die Geschwindigkeit des Teilchens, die zusammen mit dem Impuls eine Teilchenidentifikation erlaubt.

1. Einleitung

2. Das NA49-Experiment

2.1. Der Aufbau des Experiments

Seit Herbst 1994 sind am Super-Protonen-Synchrotron (SPS) des CERN in Genf Bleistrahlen mit einer Energie von 158 GeV/Nukleon verfügbar. Das NA49-Experiment untersucht mit einem Bleitarget die Reaktionsmechanismen von zentralen Blei-Blei-Kollisionen, bei denen sich eine heiße Hochdichtephase bildet. Ziel des Experiments ist, in dieser das Quark-Gluon-Plasma nachzuweisen, auf dessen Existenz schon im Vorgängerexperiment NA35 mit Schwefel-Projektilen Hinweise gefunden wurden (siehe z.B. [9] und [11].

Der Aufbau des Experimentes in seiner endgültigen Ausbaustufe ist in Abbildung 2.1 dargestellt: Direkt hinter dem Festkörpertarget befinden sich zwei Vertex-Spurendriftkammern mit einem sensitiven Volumen von 2,3x1,7x0,7 m^3 jeweils in einem supraleitenden Magneten mit einer Feldstärke bis zu 1,5 T. Dahinter liegt auf jeder Seite des Strahls eine 3,5x3,5x1,2 m^3 große Haupt-Spurendriftkammer, die von einer Flugzeitmeßwand (*engl. time of flight, TOF*) ergänzt wird. Strahlabwärts bestimmen zwei Kalorimeter die Transversalenergie und die Restenergie der Projektilspektatoren. Verschiedene Strahlzähler in der Strahllinie geben Informationen über die Position und den Ladungszustand des Projektils, der nach dem Verlust von Protonen in einer Reaktion mit dem Target verringert ist.

Im November 1994 waren die erste Vertexspurendriftkammer sowie die links liegende Hauptspurendriftkammer und Flugzeitmeßwand noch nicht im Einsatz. Deren Installation ist für dieses Jahr geplant, so daß zu Beginn der nächsten Strahlzeit im Oktober alle Detektoren einsatzbereit sein werden.

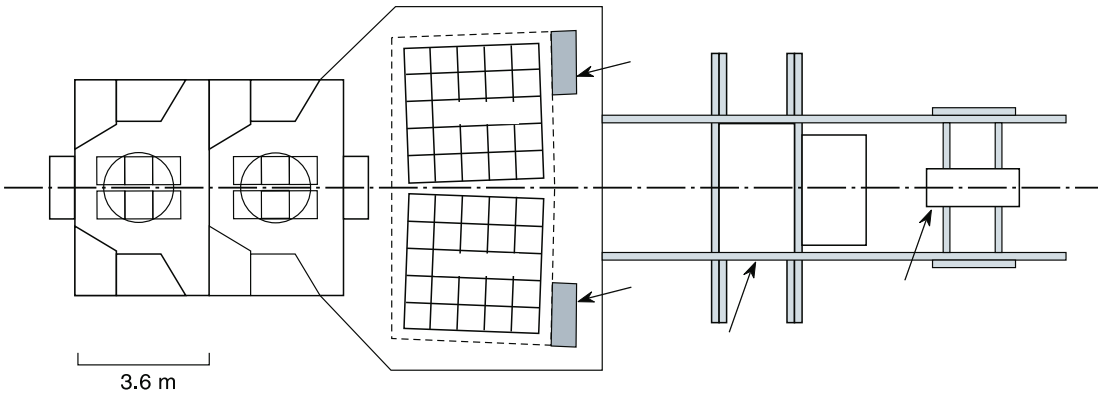

Abbildung 2.1 Schematischer Aufbau des NA49-Experiments mit der Position aller Detektoren und der Strahllinie (der Strahl tritt links ein).

2.2. Die Beschleunigerkette

Zur Erzeugung des Strahls aus Blei-Ionen wurden die vorhandenen Beschleunigeranlagen ausgebaut und optimiert, einen Überblick über die gesamte Beschleunigerkette zeigt Abbildung 2.1 [12].

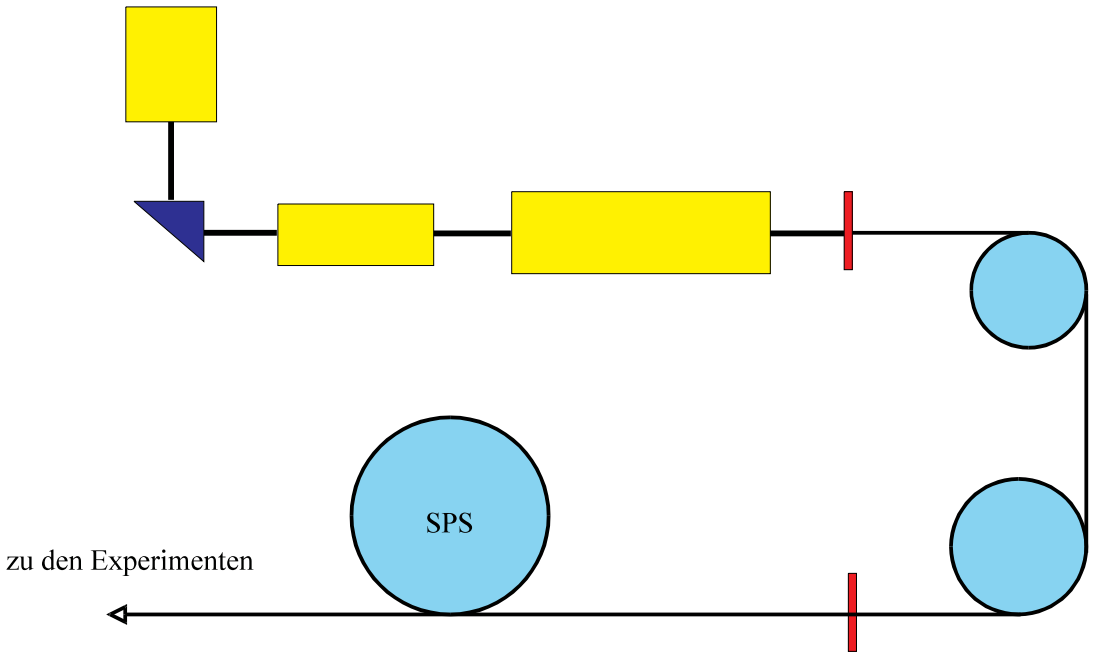

Abbildung 2.2 Schematische Darstellung der Beschleunigerkette

2.2. Die Beschleunigerkette

In einer Electron Cyclotron Resonance (ECR)-Ionenquelle werden in einem Plasma durch starke magnetische Wechselfelder (0,52 T bei 14,5 GHz) hochgeladene Blei-Ionen erzeugt, die über klassische elektrostatische Felder extrahiert werden. Über den Low Energy Beam Transport (LEBT) mit einem Spektrometer werden Pb^{28+}-Ionen in den Radio Frequence Quadrupole (RFQ)-Beschleuniger geführt, wo sie innerhalb einer Strecke von 2,5 m von 2,5 keV/u auf 250 keV/u beschleunigt werden. Der anschließende LINAC besteht aus drei Tanks, die zusammen auf einer Länge von 8,129 m eine effektive Beschleunigungsspannung von 32,9 MV aufweisen.

Bevor die Ionen durch den High Energy Beam Transport (HEPT) in den Proton Synchrotron Booster (PSB) gelangen, werden sie durch eine ca. 1 µm dicke Kohlenstoffolie um weitere 25 Elektronen auf Pb^{53+} gestrippt. Im PSB mit 25 m Radius werden die Ionen in zwei Stufen erst auf 17,1 MeV/u, dann auf 95,40 MeV/u beschleunigt. Nach dem viermal größeren Proton Synchrotron (PS) haben die Blei-Ionen eine kinetische Energie von 4,25 GeV/u, die sie in vier Zyklen gewonnen haben. In der Strahlführung zum Super Proton Synchrotron (SPS) mit einem Radius von 1,1 km werden sie dann durch eine Kupfer- oder Nickelfolie mit einer Dicke von ca. 1 mm auf ihren endgültigen Ladungszustand gebracht: Pb^{82+}. Im SPS können dann während eines Zyklus von 19,2 s die Blei-Ionen auf bis zu 177 GeV/u beschleunigt werden. Im November 1994 lag die Energie der extrahierten Ionen bei 158 GeV/u.

Eine Übersicht über die einzelnen Stationen zeigt Tabelle 2.1, genauere Beschreibungen aller Teile finden sich in [12].

Station	Geschwindigkeit β	Energie T	Pb-Ionen/SPS-Zyklus
ECR Pb^{28+}	0	2,5 keV/u	$2{,}85\ 10^{10}$
RFQ	0,02	250 keV/u	
LINAC	0,09	4,2 MeV/u	$2{,}31\ 10^{10}$
Stripper Pb^{28+}/Pb^{53+}			$3{,}70\ 10^{9}$
PSB	0,42	95,4 MeV/u	$8{,}88\ 10^{8}$
PS	0,98	4,25 GeV/u	$5{,}91\ 10^{8}$
Stripper Pb^{53+}/Pb^{82+}			
SPS	≈ 1	<177 GeV/u	$3{,}93\ 10^{8}$

Tabelle 2.1 Der Beschleunigerzyklus für Blei-Ionen [12]

2.3. Die Kalorimeter als Trigger

2.3.1. Aufbau der Kalorimeter

Die Energiemessungen zur Ereignisklassifizierung erfolgen in NA49 mittels zweier Kalorimeter: ein Ring-Kalorimeter zur Bestimmung der Transversalenergie und ein Veto-Kalorimeter für die Energie der Projektilspektatoren [13], in denen eine kombinierte Messung der elektromagnetischen und hadronischen Energiedeposition erfolgt. Der vordere 'Photon'-Teil des Ring-Kalorimeters enthält 16 Schichten mit je 5,3 mm Blei - zur mechanischen Stabilisierung auf 1 mm Aluminium aufgeklebt - und 18 mm Szintillatormaterial (Plexipop), entsprechend 16 Strahlungslängen und 1 nuklearen Wechselwirkungslänge. Die 'Hadron'-Sektion besteht aus 20 Schichten mit 50 mm Eisen und 25 mm Plexipop (6 nukleare Wechselwirkungslängen).

Ausgelesen werden diese über Plexiglasleiter, die im 'Photon'-Bereich gelbe und im 'Hadron'-Bereich grüne Fluoreszenz aufweisen. Auf der Ausleseseite leitet eine Weiche das Licht zu zwei Photomultipliern, die über Farbfilter eine getrennte Auslese der beiden Sektionen ermöglichen (Abbildung 2.3). Das Kalorimeter besteht aus insgesamt 240 Zellen (24 azimuthal und 10 radial) und ist zylindersymmetrisch zur Strahlachse aufgebaut, wobei die radiale Anordnung so gewählt wurde, daß jeweils gleiche Pseudorapiditätsbereiche abgedeckt sind. Sein äußerer Durchmesser beträgt etwa 3 m mit einem 56 cm großen Loch in der Mitte. Die Messung des Energiespektrums erfolgte unabhängig von dem übrigen Aufbau und wurde mit einem Target in der Höhe der TOF durchgeführt. Die Akzeptanz bei dieser Konfiguration liegt im Bereich von Pseudorapiditäten von 2,1 bis 3,4.

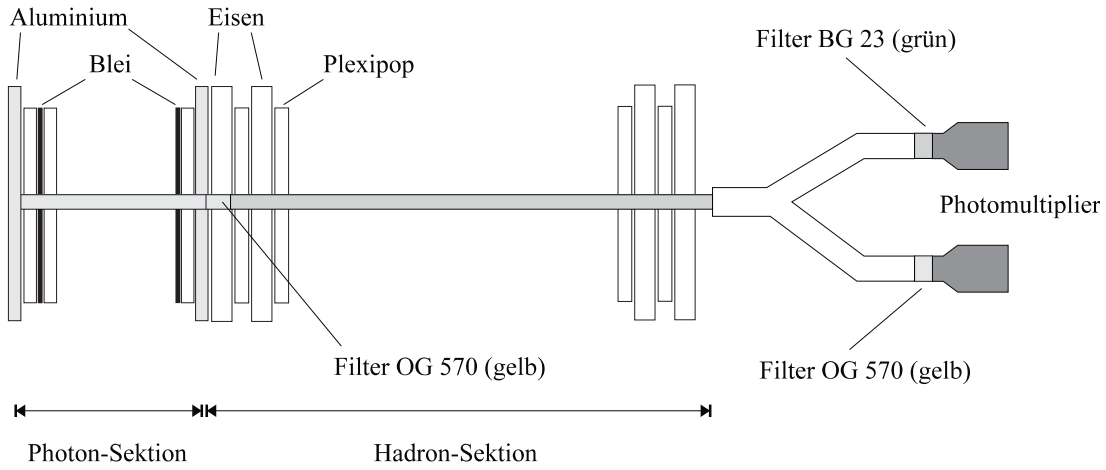

Abbildung 2.3 Struktur einer Zelle mit kombinierter Auslese im Ring-Kalorimeter

Die Akzeptanz des dahinterliegenden Veto-Kalorimeters wird bestimmt von einem im Zwischenraum angebrachten Kollimator mit einer Öffnung von 10x10 cm², der nur Teilchen mit einem Emissionswinkel kleiner als 0,3° zur Strahlachse passieren läßt. Die sensitive Fläche von ca. 1 m² ist unterteilt in vier Sektoren, die wiederum aus einem elektromagnetischen Teil mit 16 Lagen Blei (5,5 mm) und Plexipopscheiben (25 mm) sowie einem hadronischen Teil mit 25 Lagen von 50 mm dickem Eisen mit 25 mm Szintillatormaterial bestehen; die Gesamtlänge entspricht etwa 9 nuklearen Wechselwirkungslängen.

Folgende Tabelle zeigt die Energieauflösung für die verschiedenen Sektionen [13]:

Energieauflösung	σ/E	
	Ring-Kalorimeter	Veto-Kalorimeter
Photon-Sektion	$0{,}006 + 0{,}14/\sqrt{E}$ (GeV)	$0{,}17/\sqrt{E}$ (GeV)
Hadron-Sektion	$0{,}03 + 0{,}64/\sqrt{E}$ (GeV)	$0{,}03 + 0{,}74/\sqrt{E}$ (GeV)

Tabelle 2.2 Energieauflösung der Kalorimeter

2.3.2. Der Trigger

Die Kalorimeter ermöglichen zwei Arten von Trigger: den Veto-Trigger und den Transversalenergietrigger. Der Veto-Trigger wählt Ereignisse aus, bei denen die Vorwärtsenergie unter einer definierten Schwelle liegt. Die Vorwärtsenergie ist hauptsächlich die Energie der Projektilspektatoren, so daß damit eine Selektion auf die Zentralität der Ereignisse stattfindet. Je mehr Nukleonen an der Kollision partizipieren, je kleiner also der Stoßparameter ist, desto weniger Spektatoren gelangen in das Veto-Kalorimeter.

Die Transversalenergie hingegen steigt mit zunehmender Zentralität, so daß hier für ein Triggersignal die Energie über einem bestimmten Wert liegen muß. Da die Veto-Energie mit der Transversalenergie antikorreliert ist, können auch hierüber zentrale Ereignisse ausgewählt werden. Liegt die Schwelle für das Veto-Signal nur knapp unterhalb der Strahlenergie, erhält man einen sogenannten *Minimum Bias*-Trigger, der fast alle inelastischen Stöße selektiert, aus denen der Wirkungsquerschnitt als Funktion des Stoßparameters gewonnen werden kann.

Um die Ereignisrate gering zu halten und nur zentrale Ereignisse aufzuzeichnen, wird für den Betrieb der TPCs ein restriktiver Veto-Trigger mit ca. 5% des Gesamtwirkungsquerschnittes gewählt. Bei einer Strahlintensität von ca. $2 \cdot 10^4$ Blei-Ionen/s - speziell für dieses Experiment reduziert - und einer Targetdicke von ca. 1% Interaktionslänge ergibt dies eine Ereignisrate von 10 Hz.

2.4. Die Spurendriftkammern

Beim Durchqueren der mit einem Zählgas gefüllten Spurendriftkammern hinterlassen geladene Teilchen Ionisationsspuren entlang ihrer Trajektorie. Hauptaufgabe der Spurendriftkammern ist die Impuls- und Ortsbestimmung sowie die Messung des spezifischen Energieverlustes zur Teilchenidentifikation durch das Aufzeichnen dieser Spuren. Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise folgt in Kapitel 3.1. Die erwartete Ortsauflösung beträgt ca. 140 μm, so daß die Impulsbestimmung von gekrümmten Spuren in den Vertex-Spurendriftkammern bei einer Messung über die gesamte Kammerlänge von 2,10 m einen Fehler von etwa $\Delta p/p = 4\ 10^{-4}$, bei einer Spurlänge von nur 1 m einen Fehler von $\Delta p/p = 3\ 10^{-3}$ hat [14].

Die Positionierung der verschiedenen Kammern bedingt auch eine unterschiedliche Aufgabenstellung. In den Vertex-Spurendriftkammern ist die Spurdichte sehr hoch und es treten magnetfeldbedingte Verzerrungen auf; hier erfolgt im wesentlichen eine Impulsbestimmung und die Suche nach Zerfallstopologien neutraler Teilchen (V^0), während in der Haupt-Spurendriftkammer ohne diese Verzerrungen und mit geringerer Spurdichte der spezifische Energieverlust auf 4% Genauigkeit bestimmt werden kann [14]. In den Abbildungen 2.4 und 2.5 ist die geometrische Akzeptanz der zweiten Vertex-Spurendriftkammer für Pionen und für Protonen dargestellt, die aus einer Simulation des Detektors mit 25.000 Spuren gewonnen wurde. Den Bereich zu kleineren Rapiditäten hin wird bei vollem Ausbau des Experimentes durch die erste Driftkammer abgedeckt, so daß fast der gesamte Raumwinkel von 4π im Schwerpunktssystem der Kollision erfaßt wird.

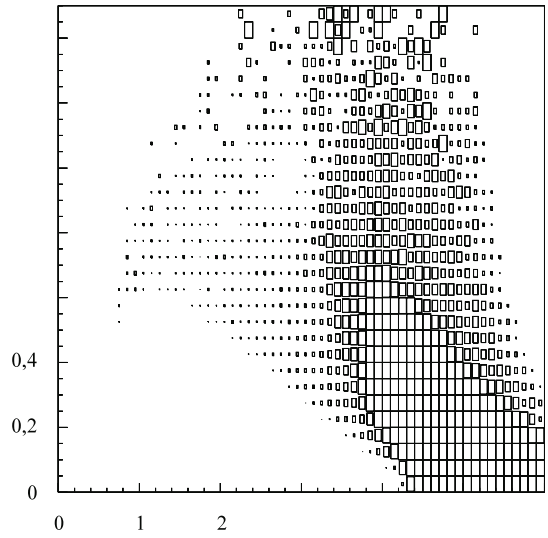

Abbildung 2.4 Geometrische Akzeptanz für Pionen in der zweiten Vertex-TP

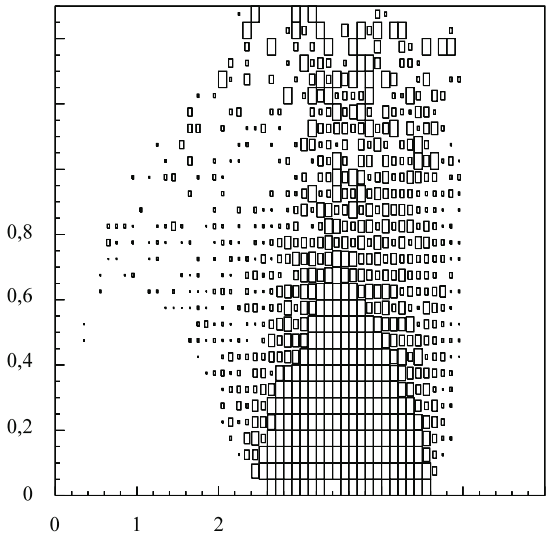

Abbildung 2.5 Geometrische Akzeptanz für Protonen in der zweiten Vertex-TPC

2.4.1. Der Feldkäfig

Für die Spurendriftkammern wird ein Feldkäfig zur Erzeugung eines möglichst homogenen elektrischen Feldes in deren sensitiven Volumen benötigt, da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei Anliegen eines homogenen Driftfeldes eine ortsunabhängige Größe wird. Der Betrieb der Driftkammern mit $ArCO_2$ und $NeCO_2$ erfordert eine sehr gute Gasdichtigkeit (Sauerstoffzufluß im Bereich von etwa 10^{-2} cm^3/h pro m^3 Detektorvolumen) und für Driftfelder bis 300 V/cm eine ausreichende Hochspannungsfestigkeit des Feldkäfigs. Zur Reduzierung der Sekundärreaktionen und der Konversionselektronen soll gleichzeitig die Dicke der Wände massenäquivalent zum Gasvolumen sein, so daß extrem dünne Wände in der Größenordnung von 0,1 % einer Strahlungslänge erforderlich sind. Der elektrische Teil und die Gasbox sind bei dem in NA49 benutzten Konstruktionsprinzip getrennt verwirklicht worden (Abbildung 2.6).

Das homogene Driftfeld wird durch zwei planare Elektroden erzeugt, eine vor der Ausleseebene liegende Drahtebene und eine zwischen zwei seitlichen Stangen gespannte 25 µm dicke, mit Aluminium bedampfte Mylar-Folie am Boden der Kammer. Die Randbedingungen für einen homogenen Feldverlauf gewährleisten horizontal um Keramikrohre gespannte Mylar-Streifen (25 µm dick, mit Aluminium bedampft) mit einer Höhe von 12,7 mm und einem Abstand von 2 mm, die über Spannungsteiler einen gleichmäßigen Spannungsabfall von oben nach unten erzeugen. Um die mechanische Stabilität zu gewährleisten, wurden die Streifen mit 1 N vorgespannt, dies führt zu einer elastischen Dehnung um 0,8 %. Die Homogenität wurde mit Myonenspuren, die die gesamte Kammer durchlaufen, getestet; selbst in der Nähe der Wände konnten im Rahmen der Spurauflösung von 50 µm keine Verzerrungen festgestellt werden.

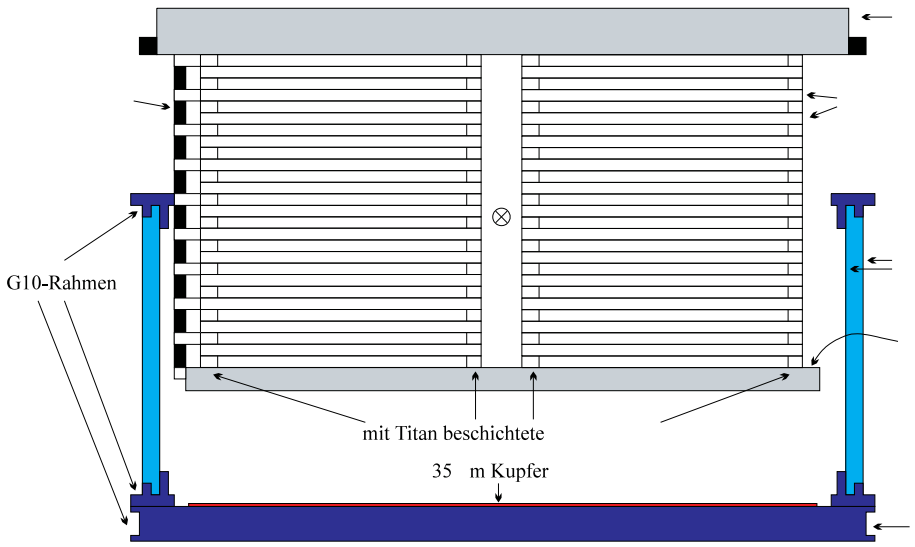

Abbildung 2.6 Der NA49 Feldkäfig für die Vertex TPC [15]

Die Gasbox besteht aus zwei unabhängigen Mylar-Fenstern, die auf einen Fiberglasrahmen geklebt sind. Zwischen den 125 µm dicken Fenstern ist ein 1-2 cm breiter Zwischenraum, der zur Reduzierung der Sauerstoff- und Wasserkontaminierung und zur Erhöhung der Hochspannungsfestigkeit mit Stickstoff gefüllt wurde.

2.4.2. Die Ausleseebene

Um eine Ortsauflösung des Signals der zur Auslesekathode gedrifteten Elektronen zu erhalten, ist diese in ca. 3x28 mm² große *Pads* segmentiert. Das Layout der Segmentierung wurde auf die im Experiment vorliegenden Bedingungen optimiert, da die Auflösung der Spuren von deren Winkel zu den Pads abhängt (siehe auch Kapitel 4.3.3.). Die Pads besitzen eine von innen nach außen zunehmende Neigung, die dem erwarteten mittleren Winkel der Teilchentrajektorien in diesem Bereich entspricht.

2.5. Die verschiedenen Koordinatensysteme

Das Basiskoordinatensystem hat seinen Ursprung im Zentrum des zweiten Magneten und ist so orientiert, daß die z-Achse in Strahlrichtung, die y-Achse vertikal nach oben und die x-Achse in Strahlrichtung gesehen nach links ein rechtshändiges System bilden (Abbildung 2.7).

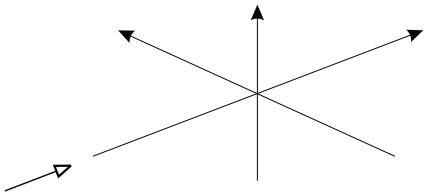

Abbildung 2.7 Das im NA49-Experiment verwendete Koordinatensystem

Da die Messung des Ortes jedoch im Koordinatensystem des jeweiligen Detektors erfolgt, existieren verschiedene Systeme nebeneinander, die zur Deckung gebracht werden müssen. Dies erfolgt einerseits durch eine genaue Vermessung der Positionen der einzelnen Detektoren, andererseits bieten Ereignisse mit geraden Spuren und mehreren Targets die Möglichkeit, durch Zuordnung der Spuren und Vergleich der gemessenen mit der bekannten Targetposition die Koordinatensysteme anzugleichen.

2.6. Die Datenauslese

Beginnend mit dem Triggersignal werden die Detektoren ausgelesen, die nachfolgend augezeichneten Daten werden als ein Ereignis bezeichnet. Alle vier Spurendriftkammern verfügen über insgesamt 162.000 Pads, deren Signale das Datenvolumen überwiegend bestimmen; die Datenmenge der Flugzeitmeßwand und der Kalorimeter wird hier vernachlässigt. Das Signal eines jeden Pads wird mit 8 bit Auflösung in 512 Zeitsegmenten zu je 100 ns digitalisiert, dies führt zu einer Rohdatenmenge von ca. 75 Mbyte pro Ereignis. Bei einer geschätzten Ereignisrate von 10 Hz ergibt dies eine Maximaldatenrate von 750 Mbyte/s. In den 5 s Strahlintervall je Beschleunigerzyklus von 20 s erhält man eine Gesamtrohdatenmenge von 3,75 Gbyte.

Die Datenauslesekette besteht aus dem Einlesen und Zwischenspeichern der Daten sowie der kontinuierlichen Kompression und Speicherung auf ein Hochgeschwindigkeitsband. Einen Überblick über die verschiedenen Komponenten gibt Abbildung 2.8 [16].

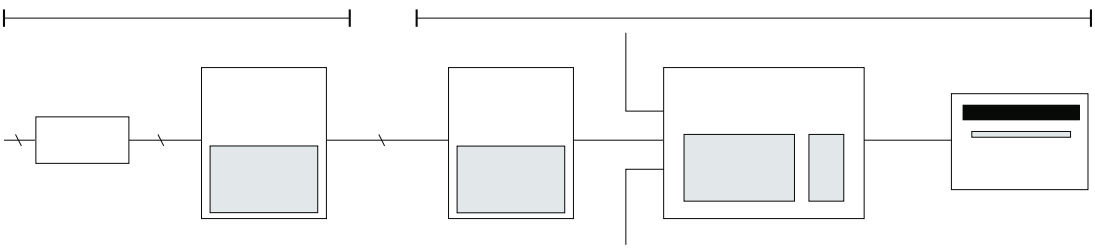

Abbildung 2.8 Die Datenauslesekette der Spurendriftkammern

Die Front End Boards (*FE-board*) sind direkt auf der TPC montiert und über eine Multiplexleitung mit den seitlich angebrachten Control and Transfer Boards (*CT-board*) verbunden. Die FE-board Elektronik besteht aus 32 Kanälen mit Vorverstärker, Signalformer, Analogspeicher (SCA) und Analog-Digitalwandler (ADC) in hochintegrierter IC-Bauweise. Je 24 von ihnen sind mit einem CT-board verbunden, welches die Daten multiplext und über ein Glasfaserkabel an das VME Receiver Board im Zählhaus weiterleitet. Von den eingehenden Daten werden auf dem Receiver Board (Abbildung 2.9) von einem programmierbaren Logikbaustein (Xilinx) aus einer Korrekturtabelle für jeden SCA die Sockelspannungen abgezogen [20] und dann im Zwischenspeicher abgelegt.

Ein digitaler Signalprozessor (Motorola DSP96002) übernimmt die Datenkompression durch Nullunterdrückung und schreibt die Daten in den Ausgabespeicher. Insgesamt vier solcher Module sind auf einem Board untergebracht, das von einem VME Master Crate ausgelesen wird. In diesem werden die Daten von einem Aleph Event Builder zum Schreiben auf ein Sony D1 Hochleistungsband (bis zu 16 Mbyte/s) vorbereitet.

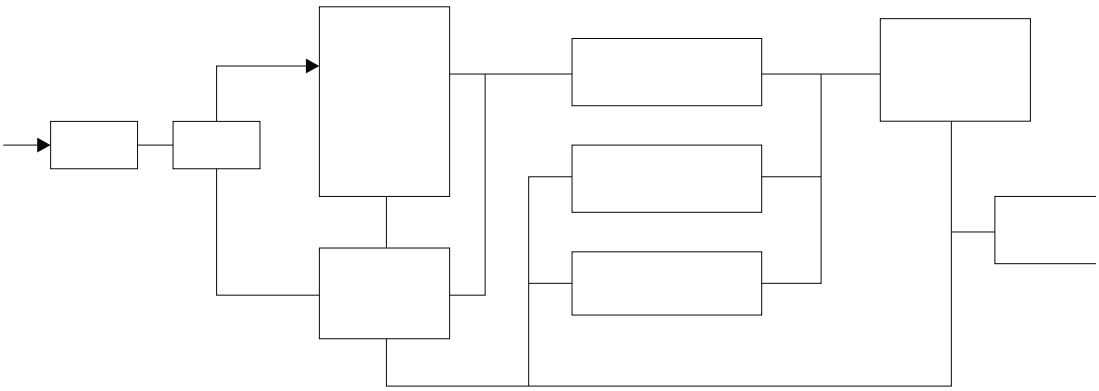

Abbildung 2.9 Aufbau eines VME Receiver Boards (1 von 4 Kanälen) [16]

2.7. Die Datenanalyse

Die Datenanalyse erfolgte in dieser Arbeit über ein modular aufgebautes Client-Server-System (*NA49 Software Environment, NASE*), das in Frankfurt entwickelt wurde. Ein Server übernimmt das Verwalten der Daten, die Ein- und Ausgabe sowie die Manipulation und Analyse der Daten erfolgt in Clients. Dieser Aufbau ermöglicht eine Verteilung der verschiedenen Aufgaben auf mehrere Computer und eine getrennte Entwicklung der einzelnen Clients.

Die auf ein Sony-Band gespeicherten Daten werden auf Exabyte-Bänder kopiert, die dann auf einem zentralen Tape-Server am CERN oder einzeln in den beteiligten Instituten zur Analyse zur Verfügung stehen. Nach dem Einlesen der Rohdaten und einer Kalibrierung der einzelnen Pads auf Elektronik-Effekte werden in den Padsignalen Cluster

gesucht, aus denen Raumpunkte gebildet werden. Auf diese werden durch Feldinhomogenitäten verursachte Raumkorrekturen angewendet und danach Spuren im Raum rekonstruiert. Aus der Krümmung der gefundenen Spuren wird der Impuls und das Vorzeichen der Ladung des zugehörigen Teilchens bestimmt. Eine Rückverfolgung durch das Magnetfeld zeigt dann, ob das Teilchen vom Target stammen kann.

Die Identifizierung einzelner Teilchen geschieht durch die Auswertung der Ladungsmenge der zu einer Spur gehörenden Cluster oder die Messung der Flugzeit. Um die Informationen der verschiedenen Detektoren zu kombinieren, müssen die zueinander gehörenden Spurpunkte und -stücke durch die Spurverfolgungsprogramme gefunden werden. Die Suche nach Zerfallsprodukten neutraler Teilchen gestaltet sich besonders schwierig, da bei ihnen der Erzeugungspunkt unbekannt ist.

Simulierte Ereignisse mit bekannten Spurparametern, wie sie von Ereignisgeneratoren (z.B. VENUS oder FRITIOF) mit einem Simulationsprogramm für die Detektoren (GEANT) erzeugt werden, ermöglichen die Bestimmung der Effizienz der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifizierung sowie die Untersuchung des Untergrundes durch Sekundärreaktionen oder ähnliches.

Für meine Analyse benötigte ich neben dem Server einen Rohdaten-Lese-Client (*nas_raw_in*), einen Cluster-Finder (*nas_cluster*) sowie die Elektronik- und Zeitkalibration (*nas_calib_off* und *nas_point_calib*), die mir zur Verfügung gestellt wurden. Das Korrekturprogramm für die magnetfeldbedingten Verzerrungen (*vt2_undistort u.a.*) ist ein Schwerpunkt meiner Arbeit (Kapitel 3). Für die Analyse der Laserspuren entwickelte ich ein Programm zur Anpassung der Koordinaten entsprechend der Driftgeschwindigkeit und der Triggerverzögerung (*vt2_trafo*), das auch eine weitere Korrektur der Zeitkoordinate vornimmt (Kapitel 4.4) sowie ein Spurerkennungsprogramm, das speziell auf die Laserspuren abgestimmt ist (*vt2_laser*). Abbildung 2.10 zeigt eine Übersicht über die von mir verwendete Analysekette.

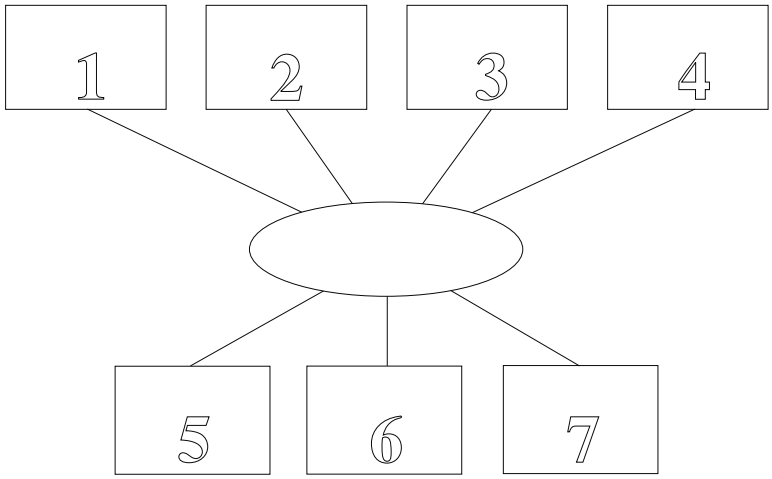

Abbildung 2.10 Die in dieser Arbeit verwendete Datenanalysekette

2.8. Erste Daten

Im Januar 1995 waren erste Daten von den Kalorimetern und eine vorläufige Rapiditätsverteilung verfügbar [7]. Die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Vorwärtsenergie (Abbildung 2.11) entspricht der Modellvorhersage und spiegelt die Stoßgeometrie wider. Periphere Stöße bei hoher Veto-Energie haben einen großen Wirkungsquerschnitt, dann folgt ein Plateau mit teilweise überlappenden Kernen und für kleine Stoßparameter verschwindet der Wirkungsquerschnitt. Auch in zentralen Stößen wird eine Vorwärtsenergie von etwa 6 TeV beobachtet, die sich nur zum Teil durch die nach rein geometrischen Rechnungen verbleibenden 13±2 Spektatoren mit 2 TeV Energie erklären läßt. Daraus kann man schließen, daß die anderen 70% von produzierten, in die Vorwärtshemisphäre gehenden Teilchen stammen.

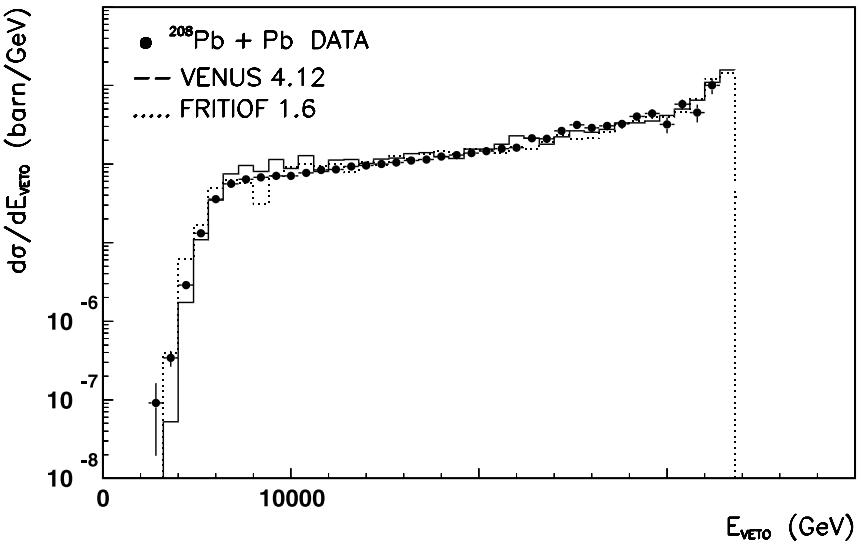

Abbildung 2.11 Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der im Veto-Kalorimeter nachgewiesenen Energie mit Vorhersagen des FRITIOF und des VENUS Modells

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Transversalenergie kann ebenfalls aus der Stoßgeometrie verstanden werden. Der aus geometrischen Überlegungen erwartete Mittelwert bei zentralen Kollisionen ist in Abbildung 2.12 eingetragen und liegt bei $E_T(b=0)$ = 504 GeV. Dies entspricht einer Transversalenergiedichte von $(dE_T/d\eta)_m$ = 388 GeV und mit (1.2) einer Energiedichte von 2,9 GeV/fm^{-3}, die trotz der erheblich größeren Energiedeposition im Feuerball nicht viel höher als in Schwefel-Gold-Kollisionen ist. Das Reaktionsvolumen ist aber ca. 3,5 mal größer und hat gegenüber der Grundzustandsdichte des Kerns eine 20fach höhere Enregiedichte, so daß hier ein ausgedehnterer Plasma-Zustand vorliegen sollte.

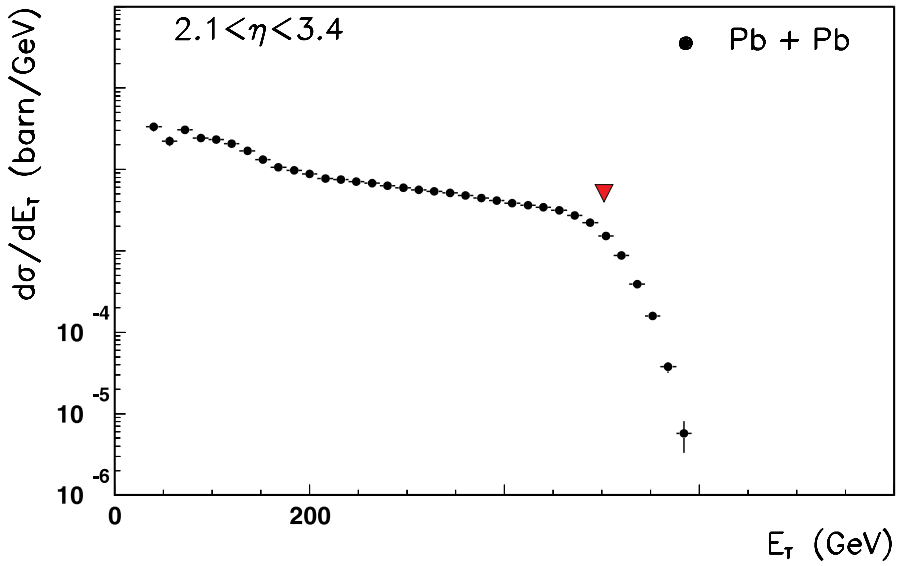

Abbildung 2.12 Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der im Ring-Kalorimeter nachgewiesenen Transversalenergie im Pseudorapiditätsintervall $2{,}1 < \eta < 3{,}4$

Abschließend zeigt Abbildung 2.13 die auf die geometrische Akzeptanz korrigierte Rapiditätsverteilung der negativ geladenen Hadronen unter der Annahme der Pionmasse, wie sie in den beiden Spurdetektoren gemessen wurde (ausgefüllte Punkte). Die unterhalb der Midrapidity liegenden Datenpunkte wurden aufgrund der Symmetrie des Stoßsystems durch Reflexion der gemessenen Punkte gewonnen (offene Punkte). Die Kreise bezeichnen die Ergebnisse der zweiten Vertex-TPC, die Quadrate die in der Main-TPC erhaltenen Resultate (bei Midrapidity im März um einen Punkt ergänzt) und als Vergleich die Daten für Schwefel-Schwefel-Reaktionen von dem Experiment NA35 [18]. Die gestrichelte Linie ist ein Gauss-Fit durch die Daten. In der Vertex-TPC waren besondere Korrekturen der Feldverzerrungen notwendig, um eine korrekte Spurrekonstruktion zu ermöglichen, wodurch die Relevanz des in dieser Arbeit untersuchten Themas verdeutlicht wird.

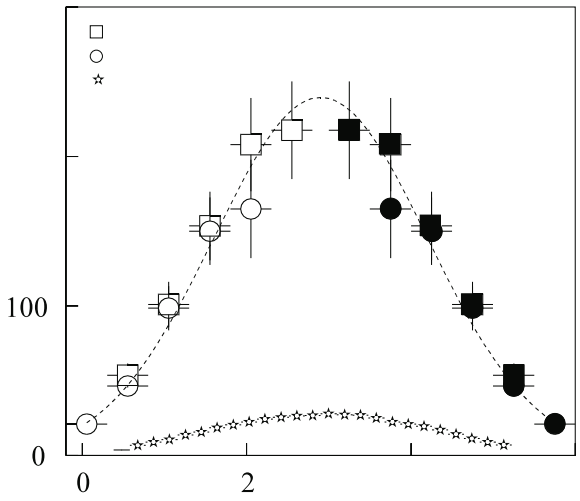

Abbildung 2.13 Vorläufige Rapiditätsverteilung negativ geladener Hadronen unter der Annahme der Pionmasse in zentralen Pb+Pb-Kollisionen bei 158 GeV/Nukleon. Die Erläuterung der Symbole erfolgt im Text.

3. Korrektur der magnetfeldbedingten Verzerrungen

3.1. Die Arbeitsweise einer TPC

Die Spurendriftkammer ist ein großvolumiger Gasdetektor nach dem Driftkammerprinzip [19], der in diesem Experiment in einer kubischen Ausführung bei Normaldruck benutzt wird. Das sensitive Detektorvolumen ist gefüllt mit einem Zählgas, in dem von durchfliegenden geladenen Teilchen Elektron-Ion-Paare erzeugt werden. Diese werden durch ein homogenes elektrisches Feld getrennt und driften zu den jeweiligen Elektroden. Vor der Kathode liegt eine Reihe von Proportionalzählern, in denen durch die hohe Feldstärke in der Umgebung der Verstärkungsdrähte eine Lawine von neuen Elektron-Ion-Paaren erzeugt wird. Die Elektronen werden abgesaugt, so daß die aufgrund ihrer geringeren Mobilität verbleibenden Ionen auf der segmentierten Kathode ein Signal induzieren, das proportional zur Ladung der primär erzeugten Elektronen ist. Der Ort der primären Ionisation wird in der Kathodenebene durch die Pads, auf denen das Signal induziert wird, und durch die verstrichene Zeit seit Beginn der Auslese bestimmt. Mit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas und der Kenntnis der Verzögerung zwischen dem Ereignis-Trigger und dem Beginn der Auslese kann aus der Driftzeit der Ausgangsort berechnet werden. Für jede Teilchenspur werden somit eine Reihe von Raumpunkten ermittelt, aus denen die Spur rekonstruiert werden kann.

Die in einer Padreihe zu einem Signal gehörenden Pads bilden einen '*Cluster*', dessen Ladungsverteilung einer Gauss-Verteilung entspricht. Die Form wird in Abhängigkeit von der Driftstrecke aus den Daten gewonnen und parametrisiert. Mit dieser Parametrisierung wird dann die Signalhöhe angepaßt und so der Ladungsschwerpunkt in x-Richtung ermittelt, als z-Koordinate bekommt der Schwerpunkt die Koordinate der Mitte der Padreihe zugeordnet. Bei kleinen Spurradien kann dies zu systematischen Verschiebungen führen (siehe Kapitel 3.5.4.). Das integrierte Signal ist ein Maß für den Energieverlust des Teilchens und kann zur Teilchenidentifikation benutzt werden

(Kapitel 3.2). Mit einem Testpulser, der eine definierte Signalhöhe erzeugt, wird die Kalibration der einzelnen Pads vorgenommen [20], um Unterschiede in der Verstärkung und im Zeitverhalten auszugleichen, die durch Toleranzen in der Herstellung und Verkabelung der Elektronik entstehen.

Die Hochspannungsebene wurde je nach Gasmischung auf -11,8 kV bis -13 kV gelegt, die Verstärkungsspannung wurde optimiert und lag zwischen +980 V und +1020 V. Um die durch die Ionenrümpfe verursachte Raumladung im Verstärkungsbereich zu kompensieren, liegt vor dem Frischgitter (0 V), das das Ende des homogenen Driftfeldes definiert, ein Gating-Gitter. Im geschlossenen Zustand zwischen zwei Messungen haben die Drähte abwechselnd eine negative und eine positive Spannung (-90 V ± 100 V), die die Ionen absaugt. Im offenen Zustand ist die Spannung bei allen Drähten entsprechend dem Driftfeld gewählt, so daß die Elektronen es ungehindert passieren können (-90 V). Die im Driftbereich entstehende Ionenzahl ist so gering , daß sie zu keinen nennenswerten Raumladungseffekten führt; die Ionen driften zur Hochspannungsebene und werden dort wieder abgesättigt.

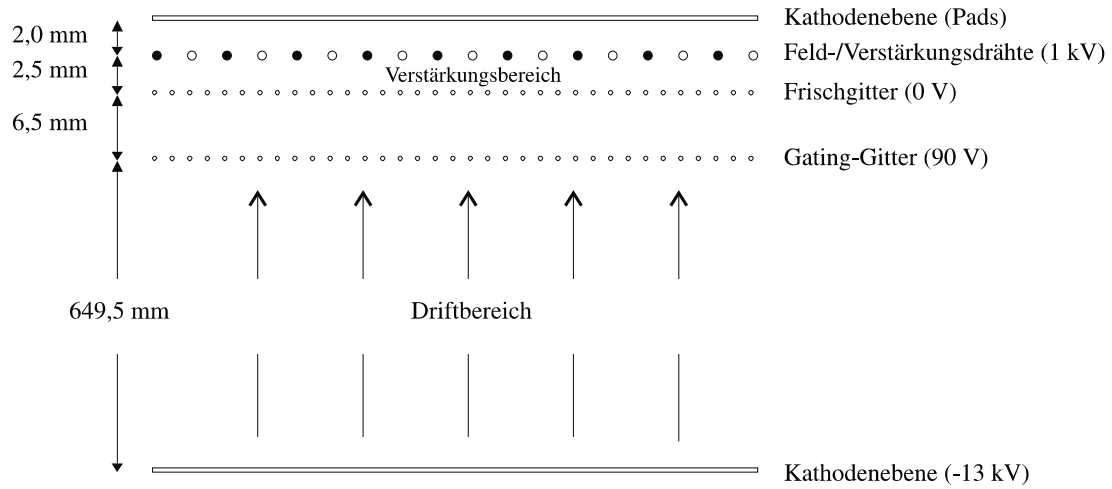

Abbildung 3.1 Die verschiedenen Draht- und Spannungsebenen in der TPC

3.2. Der Energieverlust geladener Teilchen

Durch elektromagnetische Wechselwirkung eines durch das Zählgas fliegenden geladenen Teilchens mit den Elektronenhüllen der Gasatome verliert es Energie, die hauptsächlich als Anregungs- bzw. Ionisationsenergie an die Atome übertragen wird; Strahlungsverluste werden hier vernachlässigt. Für den mittleren differentiellen Energieverlust dE/dx relativistischer schwerer Teilchen entlang des zurückgelegten Weges dx gilt die Formel [20]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mittel} = \frac{4\pi\, e^4 z^2 NZ}{m_e \beta^2 c^2} \cdot \left(\ln \frac{2 m_e \beta^2 c^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta(\beta) - K \right), \qquad (3.1)$$

in der e die Elementarladung beschreibt, z die Ladung des einlaufenden Teilchens, N die Zahl der Gasatome pro Volumeneinheit, Z die Kernladungszahl, $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens und I das mittlere Ionisationspotential. $\delta(\beta)$ ist eine Dichtekorrektur für relativistische Teilchen aufgrund von Polarisationseffekten im Medium und K eine Schalen-Korrektur für Abschirmungseffekte der Gaselektronen.

Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf des mittleren Energieverlustes als Funktion des Impulses für einige Teilchensorten. Für kleine Impulse nimmt der Energieverlust mit $1/\beta^2$ ab, erreicht dann ein Minimum und geht über den relativistischen Wiederanstieg (*relativistic rise*) in das sogenannte Fermi-Plateau über. Die Detektoranordnung wurde so gewählt, daß die in der Haupt-Spurendriftkammer registrierten Teilchen einen Impuls im Bereich des relativistischen Wiederanstiegs besitzen. Bei gleichem Impuls kann hier durch eine Messung der entlang einer Spur erzeugten Ladung als Maß für den Energieverlust eine Identifizierung des Teilchens erfolgen [20]. Die Flugzeitmessung der TOF liefert auch zu kleineren Impulsen hin eine gute Geschwindigkeitsauflösung und ergänzt die TPC in diesem Bereich.

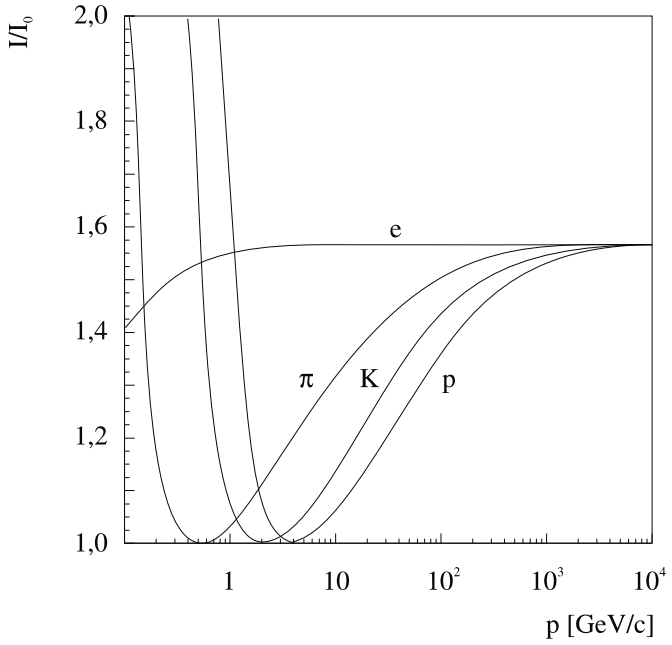

Abbildung 3.2 Der spezifische Energieverlust für verschiedene Teilchensorten

3.3. Elektronendrift in inhomogenen Magnetfeldern

3.3.1. Die Bewegungsgleichung

Der Ausgangspunkt für die Berechnung der Driftgeschwindigkeit **v** ist die Bewegungsgleichung eines geladenen Teilchens in einem elektrischen Feld **E** und einem Magnetfeld **B**. Da die Bewegung des Teilchens in einem Gas durch die Interaktion mit den Molekülen gebremst wird, wird dies in der erstmals von Langevin aufgestellten Gleichung durch einen Reibungsterm proportional zur Geschwindigkeit $K\mathbf{v}$ berücksichtigt:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E}+e[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]-K\mathbf{v} \tag{3.2}$$

wobei m und e die Masse und Ladung des geladenen Teilchens und **v** die Driftgeschwindigkeit bedeuten. Der Quotient $\tau = m/K$ mit der Dimension einer Zeit hat die Bedeutung der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen. Für $t >> \tau$ gibt es eine stationäre Lösung mit $d\mathbf{v}/dt = 0$, die ein lineares Gleichungssystem für **v** liefert:

$$\frac{\mathbf{v}}{\tau}-\frac{e}{m}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}] = \frac{e}{m}\mathbf{E} \tag{3.3}$$

Mit der Elektronenmobilität $\mu = (e/m)\tau$ ist die Lösung für die Driftgeschwindigkeit

$$\mathbf{v} = \frac{\mu}{1+\mu^2B^2}\left(\mathbf{E}+(\mathbf{E}\times\mathbf{B})\,\mu+(\mathbf{EB})\mathbf{B}\,\mu^2\right). \tag{3.4}$$

Drei wichtige Anmerkungen sind an dieser Stelle anzubringen: die Driftgeschwindigkeit ist im allgemeinen keine konstante Größe, sondern kann sowohl in der Richtung als auch im Betrag je nach Vorgabe der Felder variieren. Daher muß die Driftgeschwindigkeit lokal berechnet werden, während die Zeit zwischen zwei Stößen ein Gasparameter und somit von der Homogenität des Gases abhängig ist. In den weiteren Betrachtungen wird die Mobilität als konstant angenommen, da experimentelle Ergebnisse dies mit guter Präzision bestätigen [21]. Zu beachten ist, daß mit der Mobilität das Vorzeichen der Ladung in die Rechnung eingeht.

Im Magnetfeld hängt die Driftgeschwindigkeit von dem Winkel θ zwischen **E** und **B** ab. Der Quotient aus dem Betrag der Driftgeschwindigkeit mit und ohne Magnetfeld zeigt den Zusammenhang:

$$\frac{\mathbf{v}_B^2}{\mathbf{v}_0^2} = \frac{1+\mu^2B^2\cos\theta}{1+\mu^2B^2} \tag{3.5}$$

Zu den äußeren Ecken der TPC hin wird der Winkel zwischen elektrischem Feld und Magnetfeld immer größer (bis zu 10°), so daß dort der Betrag der Driftgeschwindigkeit um bis zu 0,4 % (bei B = 1,1 T) bzw. 0,9 % (bei B = 1,5 T) abnimmt.

Der das sensitive Gasvolumen umschließende Feldkäfig erzeugt ein homogenes elektrisches Feld in Abwärtsrichtung $(0,E,0)$ mit $E < 0$, das die Elektronen nach oben zur Ausleseebene und die Ionen zur Anode driften läßt. Dies führt zu folgender Vereinfachung von Gleichung (3.3):

$$\mathbf{v} = \frac{\mu E}{1+\mu^2 B^2}\begin{pmatrix} B_z\mu + B_x B_y \mu^2 \\ 1 + B_y^2\mu^2 \\ -B_x\mu + B_y B_z \mu^2 \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

3.3.2. Die Elektronenmobilität

Für den Fall, daß kein Magnetfeld anliegt (B=0) oder das Magnetfeld parallel zum elektrischen ist (B_x=0,B_y=B,B_z=0), ergibt sich ein direkter Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem elektrischen Feld mit der Elektronenmobilität als Proportionalitätsfaktor:

$$\mathbf{v} = \mu\mathbf{E} \tag{3.7}$$

Bei ausgeschaltetem Magnetfeld oder in der homogenen Zentralregion kann also durch Messung der Driftgeschwindigkeit und der Feldstärke die Elektronenmobilität bestimmt werden. Die Ionenmobilität ist aufgrund der großen Ionenmasse um vier Größenordnungen niedriger. Der Einfluß des Magnetfeldes macht sich bei ihnen nur in einem vernachlässigbaren Maß bemerkbar. Bei den in Driftkammern vorliegenden Bedingungen liegt die Elektronenmobilität in der Größenordnung $\mu \approx 10^4$ cm^{2}V^{-1}s^{-1}, für Ionen beträgt sie nur $\mu \approx 1$ cm^{2}V^{-1}s^{-1} [22]. Für $ArCO_2$ und $NeCO_2$ zeigt folgende Tabelle Beispiele für die Elektronenmobilität bei Normaldruck und den im Experiment verwendeten Feldern:

Gas	E [V/cm]	v [cm/µs]	μ_e [cm^{2}V^{-1}s^{-1}]
$ArCO_2$ (91:9)	176,0	1,41	0,8 10^4
$NeCO_2$ (91:9)	193,9	1,36	0,7 10^4

Tabelle 3.1 Elektronenmobilität in verschiedenen Gasmischungen

3.3.3. Die Wahl des Zählgases

Das wesentliche Kriterium für die Wahl des Zählgases in NA49 war die Minimierung der durch Diffusion hervorgerufenen Clustergröße. Die Zweispurauflösung als eine Kenngröße der im Vorgängerexperiment NA35 verwendeten Gasmischung $ArCH_4$ ist durch die relativ hohen Diffusionskoeffizienten in longitudinaler sowie transversaler Richtung auf etwas über 1 cm begrenzt. Ersetzt man CH_4 durch CO_2 als Löschgas, kann die Auflösung um den Faktor 2-3 verbessert werden, wie ein Vergleich der verschiedenen Diffusionskoeffizienten in Abbildung 3.3 [15] zeigt. Desweiteren bringt ein Wechsel des Edelgases auf Neon eine weitere Verbesserung, was im Experiment nach der Hälfte des Runs durchgeführt wurde.

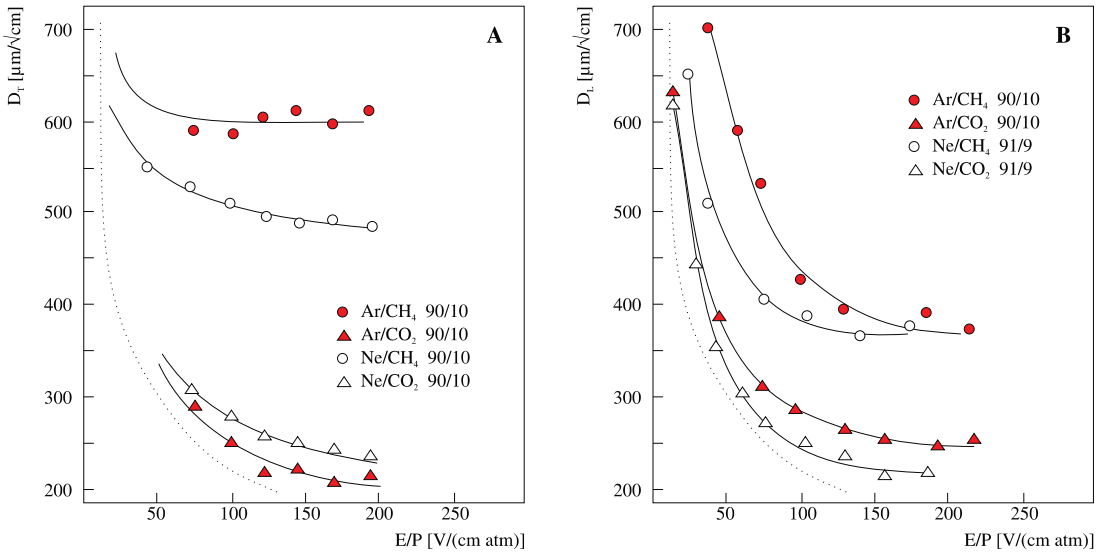

Abbildung 3.3 Gemessene Diffusionskoeffizienten in transversaler (A) und longitudinaler (B) Richtung als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P. Die gepunktete Linie kennzeichnet die thermisch bedingte Grenze.

Die Nachteile dieser Lösung liegen in einer wesentlich höheren Driftfeldstärke (Abbildung 3.4) und in um eine Größenordnung höheren Ladungsträgerverlusten bei Sauerstoffverunreinigung. Diese stellen neue Anforderungen an die Güte des Feldkäfigs und waren bisher ein Hinderungsgrund für die Verwendung dieser Gasmischungen.

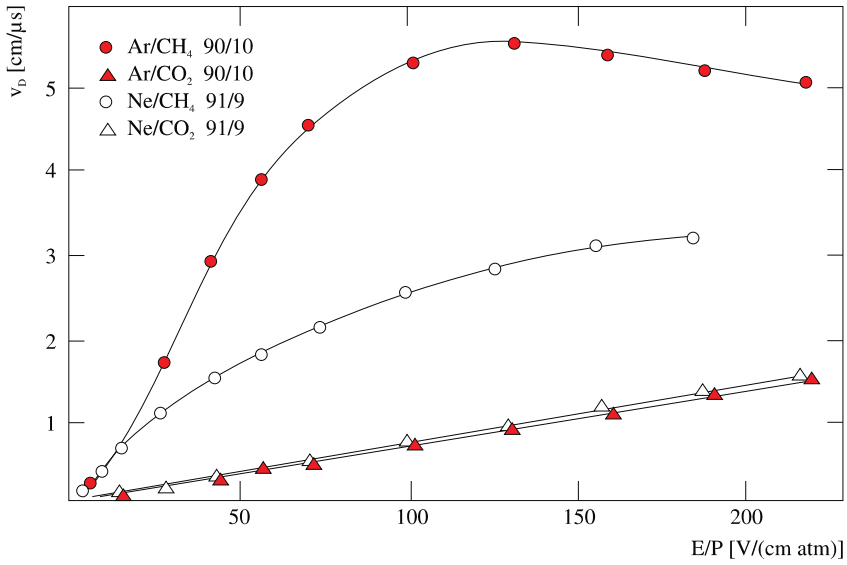

Abbildung 3.4 Die Driftgeschwindigkeit als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P für verschiedene Gasmischungen (P bezeichnet den Druck)

Die longitudinale Clusterbreite σ_l hängt außer vom Diffusionkoeffizienten D_L noch von der Driftgeschwindigkeit v_D, der Breite das Pulsformersignals σ_{shaper} und von der Driftlänge L ab [15]:

$$\sigma_l = \sqrt{\sigma_{shaper}^2 \cdot v_D + D_L^2 L} \tag{3.8}$$

Für jede Kombination aus den Parametern σ_{shaper} und L kann ein Minimum in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke gefunden werden, das in unserem Fall zu einer Driftgeschwindigkeit von 1-2 cm/µs führt.

3.3.4. Druck und Temperatur des Zählgases

Die Größe der Driftgeschwindigkeit hängt neben der Wahl des Zählgases noch von der Temperatur T und dem Druck P des Gases ab, die über den Zeitraum des Runs ständigen Schwankungen unterworfen waren (Abbildung 3.5) [22]. Das reduzierte Feld

$$\left(\frac{E}{P}\right) = \frac{T}{T_0} \cdot \frac{V_{HV}}{D} \cdot \frac{1}{P} \tag{3.9}$$

mit T_0 = 273 K, dem Abstand der Hochspannungsebenen D = 66,605 cm und der Hochspannung V_{HV} ist auf Druck und Temperatur korrigiert und erlaubt eine davon unabhängige Darstellung der Driftgeschwindigkeit (Abbildung 3.6) [22] für die im Experiment verwendeten Gasmischungen.

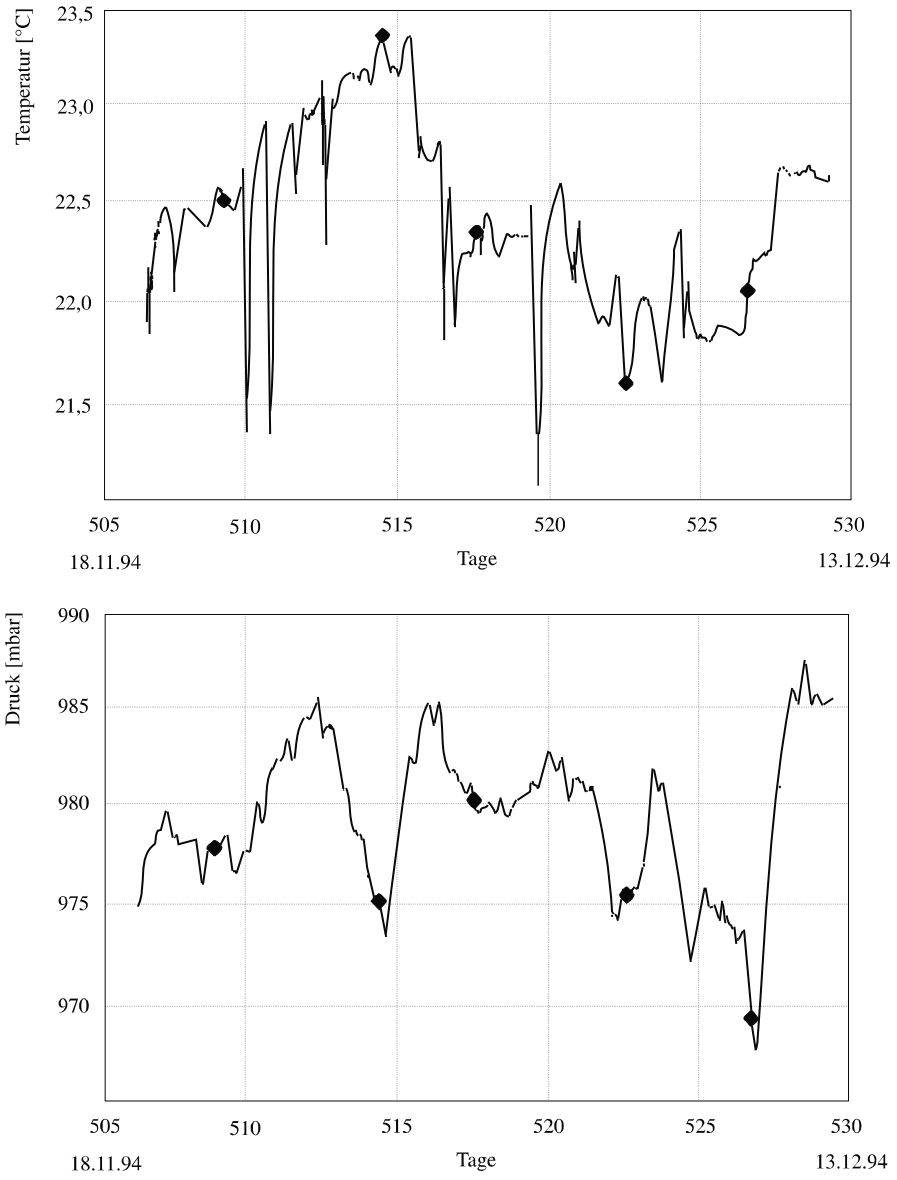

Abbildung 3.5 Zeitliche Entwicklung der Temperatur und des Druckes während des Runs

Für die in dieser Arbeit untersuchten Runs kann somit je eine Driftgeschwindigkeit angegeben werden, die in Tabelle 3.2 zusammengefaßt ist.

Run	Zeit	HV [kV]	T [°C]	P [mbar]	v_D [cm/µs]
286-294 (Ar)	30.11. 20:00	12,0	22,44	979,8	1,398
354,358 (Ar)	04.12. 18:45	12,0	21,89	978,2	1,398
446 (Ne)	09.12. 07:30	13,0	21,79	973,4	1,363

Tabelle 3.2 Berechnete Driftgeschwindigkeiten für die untersuchten Runs

3.3. Elektronendrift in inhomogenen Magnetfeldern

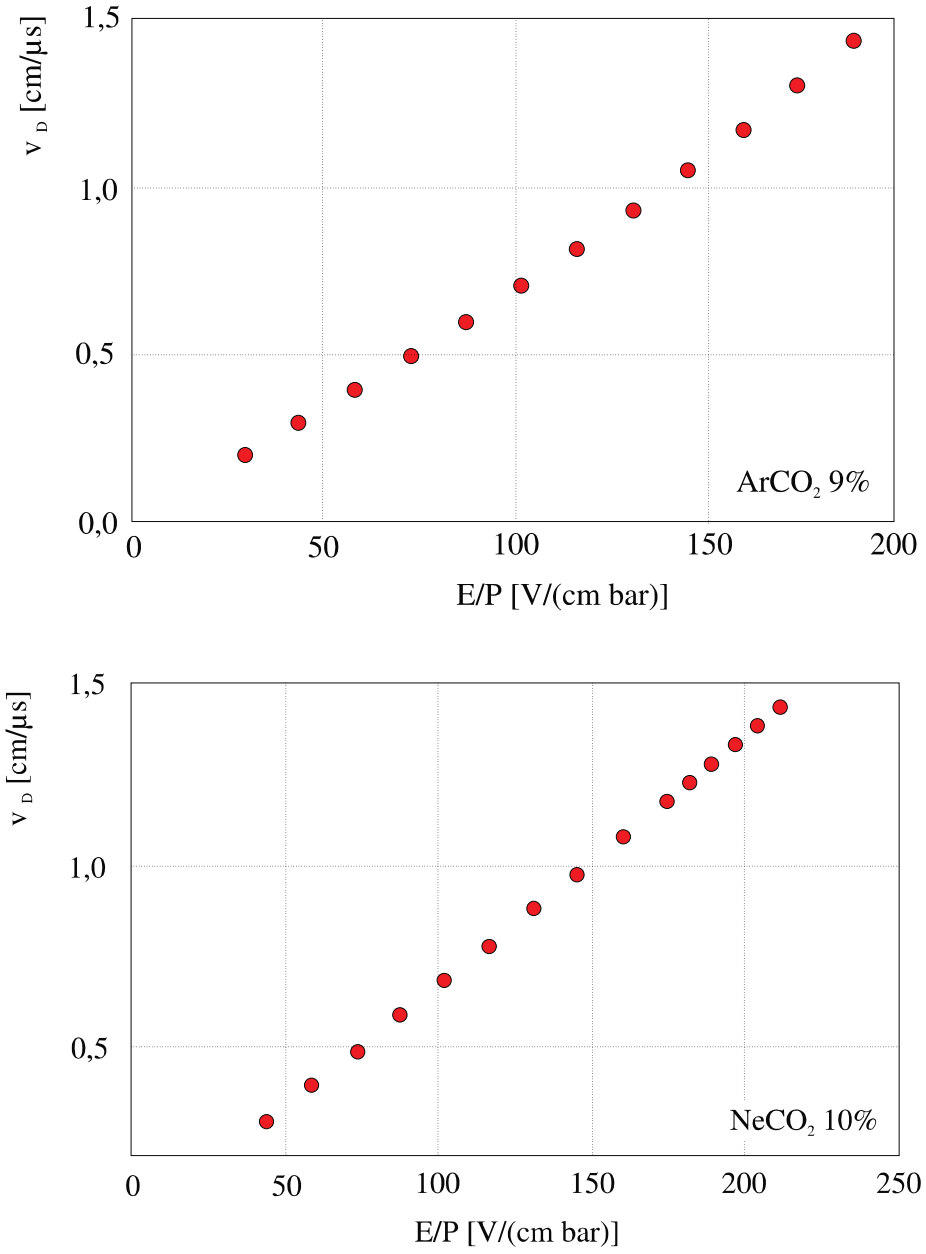

Abbildung 3.6 Driftgeschwindigkeit als Funktion des reduzierten elektrischen Feld für die beiden Gasmischungen $ArCO_2$ (9%) und $NeCO_2$ (10%)

3.4. Die Messung des Magnetfeldes

Um die Driftgeschwindigkeit mit hinreichender Genauigkeit bestimmen zu können, ist eine präzise Kenntnis des Magnetfeldes in allen seinen Komponenten nötig. Hierfür wird mit einer Hallsonde ein dreidimensionales Gitter mit Meßpunkten angelegt, das so dicht sein sollte, daß lineare Interpolation ausreicht, um auch in den Zwischenräumen die Abweichungen unter der gewünschten Grenze zu halten.

In Abbildung 3.7 sieht man den Aufbau einer solchen Meßapparatur, wie sie für die Vermessung der Magnetfelder in NA49 verwendet wurde. Zwei Längsträgern tragen einen Querträger, der mit Stiften in Bohrlöchern mit einem Abstand von 12 cm fixiert werden kann. Auf diesem ist ein ca. 1 m hoher vertikaler Träger auf einem Wagen montiert, der in 2 cm Schritten über die gesamte Länge von ca. 4 m bewegt wird. Der Meßkopf wird mit einem Band über die gesamte Höhe in 1 cm- Schritten gefahren. Alle Bewegungen werden über Preßluft gesteuert und haben eine mechanische Fixierung, um die Ortsgenauigkeit zu gewährleisten.

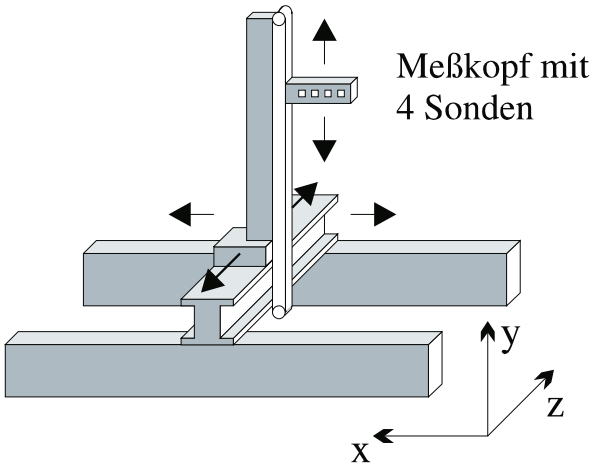

Abbildung 3.7 Schematische Darstellung der Meßapparatur

Im Meßkopf sind im Abstand von 4 cm nebeneinander Hallproben für alle drei Raumrichtungen installiert, die über einen PC ausgelesen werden. Für alle Hallproben wurde vor der Messung eine Kalibrierung durchgeführt, die die Ausrichtung sowie den Betrag der Hallspannung für verschiedene Feldstärken liefert. Die Genauigkeit ist besser als 0,5 mrad für die Winkel und 10 Gauss für die Feldstärke, wobei allerdings der planare Halleffekt noch nicht berücksichtigt ist.

Für die verschiedenen Konstellationen der beiden Magneten wurden Tabellen der Messungen auf einem Raumgitter mit einer Weite von 4 bzw. 8 cm erstellt, die nach der Kalibrierung und einer Anpassung der Koordinatensysteme zur Benutzung zur Verfügung stehen werden. Eine Anpassung der Koordinatensysteme kann durch Symmetrie-

überlegungen erfolgen. Unter Ausnutzung der x- und y-Symmetrie findet man eine Verschiebung von ungefähr dy = 2 mm und dx = 1,4 mm für den im Dezember 1994 verwendeten Aufbau. Die Nebenkomponenten des Feldes zeigen jedoch noch systematische Verzerrungen (Abbildung 3.8), die nicht vernachlässigbar sind. Die genaue Ursache hierfür ist noch nicht geklärt, eine mögliche Erklärung liegt in Unebenheiten der Träger des Meßkopfes.

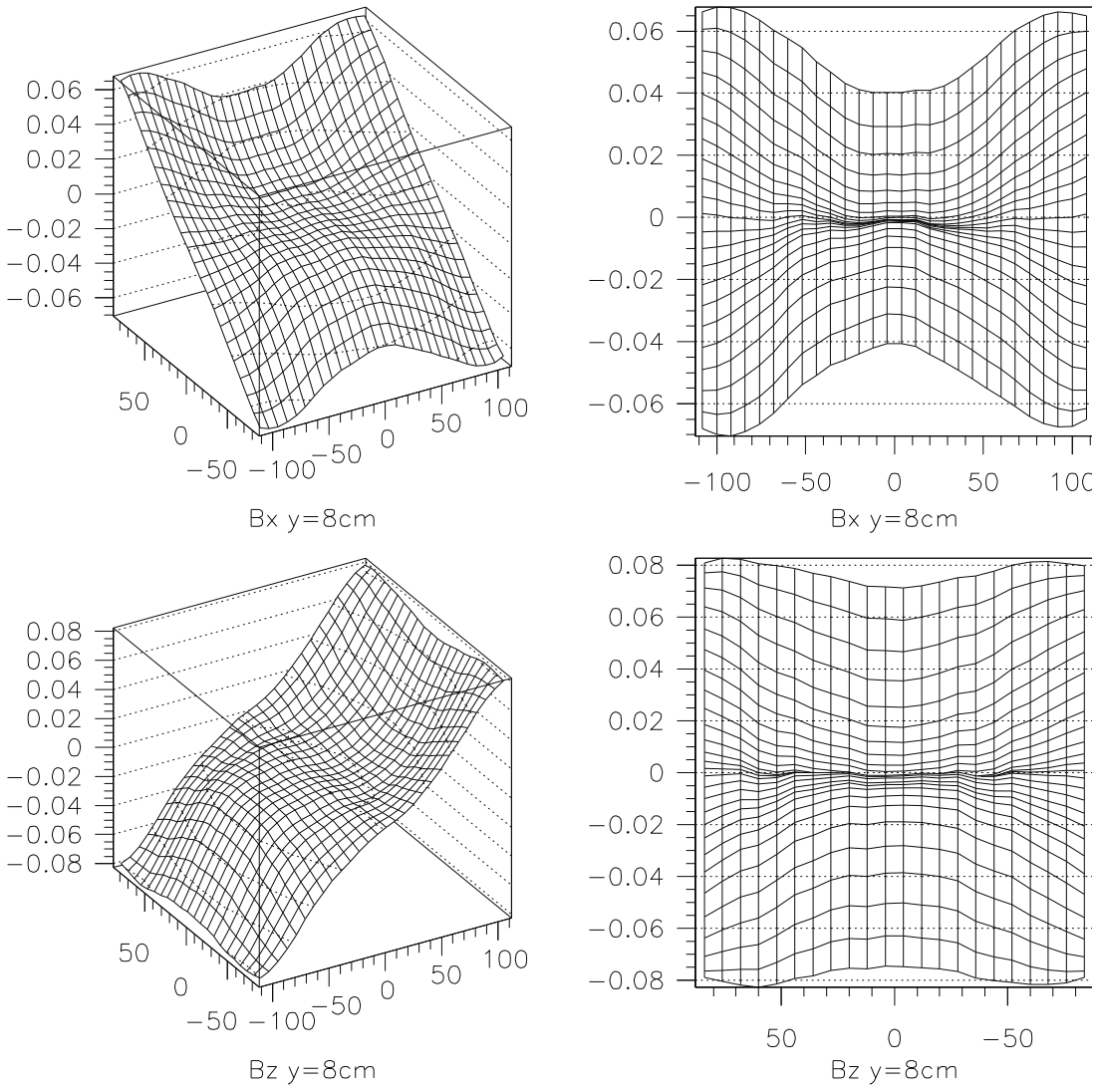

Abbildung 3.8 Nebenkomponenten des gemessenen Magnetfeldes in einer Ebene (y=8 cm) mit einer Projektion zur Verdeutlichung von Verzerrungen

Um unabhängig von der Messung Aussagen über das Feld machen zu können, wurden Tosca-Rechnungen zur Simulation der beiden Magneten durchgeführt. Abbildung 3.9 zeigt die Ergebnisse für eine Ebene knapp oberhalb der Mittelebene im zweiten Magne-

ten, die die Inhomogenität des Feldes in der TPC verdeutlichen. Da die Messung der Felder sehr zeitaufwendig ist, könnte bei einer guten Übereinstimmung der Simulation mit der Messung die Anzahl der Meßstellen erheblich reduziert, vielleicht sogar auf einige Referenzstellen beschränkt werden. Ein Vergleich zeigt jedoch, daß vor allem das Streufeld nicht richtig wiedergegeben wird (Abbildung 3.10). Die Differenzen am Rand des TPC-Volumens sind größer als 0,3 %, so daß die Rechnung für die Verzerrungskorrekturen keine ausreichend genaue Werte liefert (Kapitel 3.5.3.).

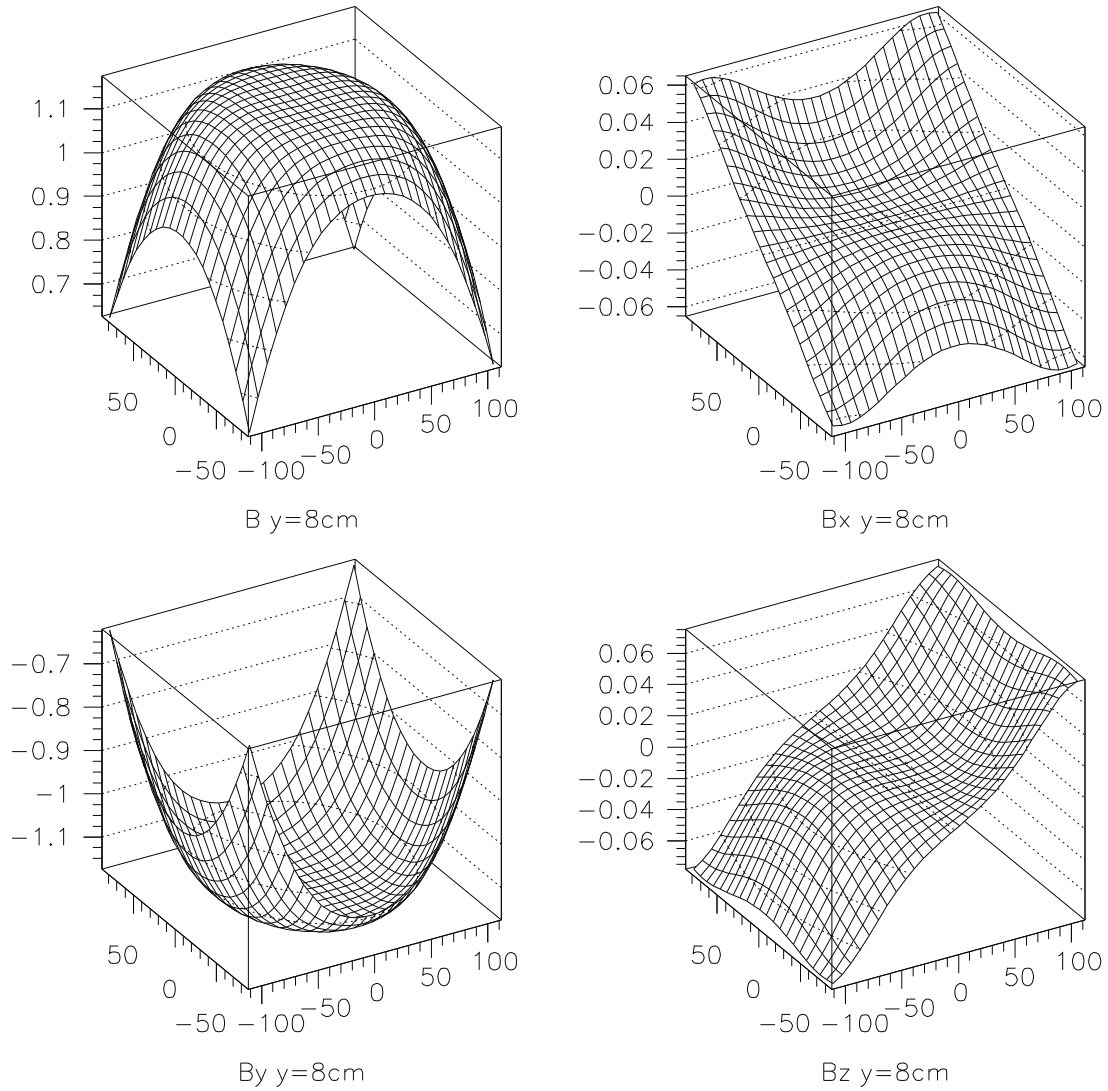

Abbildung 3.9 Gerechnetes Magnetfeld in einer Ebene bei y=8cm. Links oben ist der Betrag dargestellt, daneben die Aufteilung auf die einzelnen Komponenten.

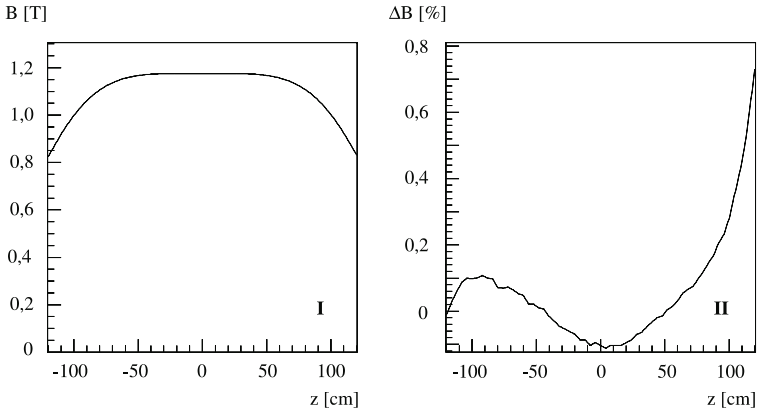

Abbildung 3.10 Feldstärke im zweiten Magneten bei y=0 und x=0 und prozentualer Vergleich zwischen Messung und Rechnung

3.5. Korrekturen und ihre Anwendung

3.5.1. Die Korrekturmethode

Im inhomogenen Magnetfeld weichen die Elektronen auf ihrem Driftweg von der Geraden ab, auf der sie sich bei einem homogenen Feld bewegen würden. Die so erzeugten Verzerrungen sind bei den hier benutzten Magnetfeldern in einer Größenordung bis zu 5 cm. Die Zuordnung der Zeitkoordinate des gemessenen Punktes zu einer Raumkoordinate in y-Richtung geschieht unter der Annahme eines geraden Driftweges (siehe Punkt 3 in Abbildung 3.10), die aber wegen der Verzerrungen nicht korrekt ist. Daher muß für jede Koordinate in der Padebene und Driftzeit über die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit der wahre Ursprungspunkt errechnet werden (Punkt 2 in Abbildung 3.10).

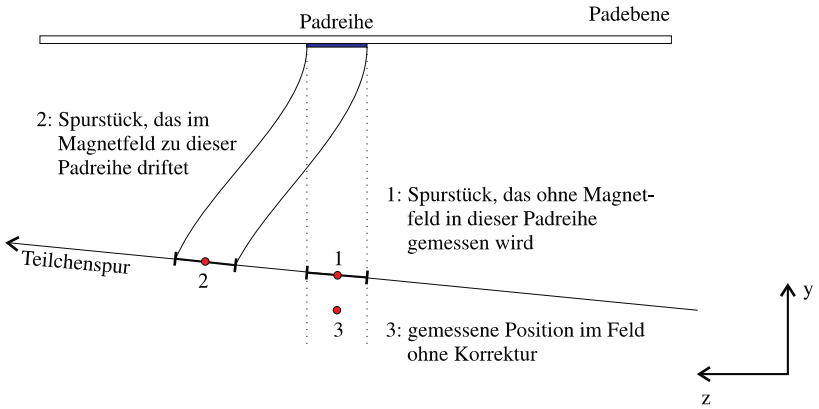

Abbildung 3.11 Schematische Darstellung der Verzerrungen

Grundlage des Verfahrens ist die numerische Lösung der Bewegungsgleichung (3.5) mit Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens vierter Ordnung. Nach jedem Schritt wird die Driftgeschwindigkeit lokal unter Benutzung der Magnetfeldtabelle berechnet. Aus den gemessenen Koordinaten in der Padebene (x_m,z_m) und der Driftzeit t_m erhält man den Startpunkt r des Ladungsschwerpunktes durch Integration der Driftgeschwindigkeit über die Zeit (in negativer Zeitrichtung) gemäß

$$\vec{r} = (x_m, y_{padebene}, z_m) + \int_{t_m}^{0} \vec{v_D}(-dt). \tag{3.10}$$

3.5.2. Simulation verzerrter Spuren

Bei der Berechnung der Verzerrungen von Spuren aus Simulationen wird diese Integration in positiver Zeitrichtung vom Spurpunkt aus bis zum Erreichen des Frischgitters ausgeführt. Auf der Spur wird das Spurstück gesucht, das zu einer ausgewählten Padreihe driftet, um dann die Verzerrungskorrektur für den Schwerpunkt zu bestimmen. Unterschiede in der Verzerrung entlang dieses Spurstücks können in guter Näherung vernachlässigt werden, da die Länge eines Spurstücks in der hier betracheteten zweiten Vertex-Spurendriftkammer durch einen meist geringen Winkel zu den Pads nur wenige Zentimeter beträgt. Im Gegensatz zum oben geschilderten Korrekturverfahren wird hier die Spurinformation benötigt.

3.5.3. Genauigkeit und Umsetzung

Aufgrund der hohen Anzahl von Raumpunkten pro Ereignis (ca. 90.000) ist die Rechenzeit für die Korrekturen eine wichtige Eigenschaft des Korrekturprogramms. Da die Korrekturen sich in kleinen Raumbereichen nur wenig ändern, wird für gegebene Driftgeschwindigkeit und gegebenes Magnetfeld eine Tabelle der Korrekturen für ein dreidimensionales Gitter aus Raumpunkten mit einem Abstand von 3 cm in allen Richtungen erstellt und dann im Zwischenbereich linear interpoliert. Nachteilig an dieser Methode ist, daß für jede Änderung der Parameter eine neue Tabelle notwendig ist.

In speziellen Fällen - bei Ereignissen mit wenigen Raumpunkten (z.B. bei der Messung von Laserspuren) oder bei zeitunkritischen Auswertungen - können die Korrekturen für jeden beliebigen Punkt berechnet werden, wobei Interpolationsungenauigkeiten ausgeschlossen werden.

Die Schrittweite der numerischen Integration wurde so gewählt, daß die Abweichungen gegenüber einer sehr viel geringeren Schrittweite kleiner als 10 µm betragen und die Rechenzeit möglichst gering ist. Als Optimum ergab sich eine Weite von 6 cm, auf den letzten Schritten wird auf 1,5 cm verringert, um den Durchstoßpunkt mit einer linearen

Näherung zu bestimmen. Die Güte der Routine läßt sich testen, indem auf einen Raumpunkt die Verzerrungs- und die Korrekturroutine angewendet wird, die den Punkt reproduzieren sollte. Tabelle 3.2 zeigt einen Vergleich zwischen den beiden Methoden; bei der direkten Berechnung sind die Maximalabweichungen kleiner als 50 µm, die Benutzung der Tabelle führt bei einzelnen Punkten mit langen Driftstrecken zu Fehlern größer als 1 mm (<0,02% der Gesamtzahl).

Methode	Zeit für 20.000 zufällig gewählte Punkte [s]	Mittlerer Fehler [µm]
direkte Berechnung	45,8	2,4
Tabelle mit linearer Interpolation	3,9	4,0

Tabelle 3.3 Vergleich der verschiedenen Korrekturroutinen

Um das Ziel einer absoluten Genauigkeit von 100 µm für die Korrekturen zu erreichen, müssen die Eingangsparameter magnetisches Feld, elektrisches Feld, Betrag der Driftgeschwindigkeit auf 0,3 % genau bekannt sein. Die Nebenkomponenten des Magnetfeldes müssen besonders gut bekannt sein, da bereits bei weniger als einem mT Fehler Abweichungen von über 100 µm entstehen - was sich auch in der Toleranzgrenze für Rotationen um die x- oder z-Achse zeigt.

Die Ortsabhängigkeit der Korrekturen macht sich in zwei Komponenten bemerkbar: in der Bestimmung der lokalen Driftgeschwindigkeit und im Auftreffpunkt auf die Padebene. Die Elektronen driften bis zum Frischgitter und erfahren dann eine große Beschleunigung zu den Verstärkungsdrähten hin. Da die Elektronen beim Auftreffen auf das Frischgitter einen Winkel haben können, macht sich eine Verschiebung in der y-Koordinate auch in den anderen beiden bemerkbar. Eine genaue Kenntnis der Position des Frischgitters ist daher genauso notwendig wie die Übereinstimmung der Koordinatensysteme von TPC und Magnetfeld. Die Toleranzgrenzen für alle drei Translationsrichtungen ($tr_{x,}$, tr_y, tr_z) und Rotationen um die drei Achsen (rot_x, rot_y, rot_z) sind in Tabelle 3.4 dargestellt.

Variable	$tr_{x,}$	tr_y	tr_z	rot_x	rot_y	rot_z
Toleranz	2 mm	250 µm	2 mm	0,5 mrad	5 mrad	0,5 mrad

Tabelle 3.4 Toleranz der Korrekturen gegen Änderungen der Ausrichtung der TPC

Da keine lineare Abhängigkeit der Korrekturen von den Eingangsparametern vorliegt, wurden die Abweichungen auf einem die gesamte TPC erfüllenden Gitter berechnet und die Maximalwerte angegeben. Als Beispiel zeigt Abbildung 3.11 den Verlauf der Korrekturen für den Punkt (0cm,0cm,-111cm) am Strahleintrittsort in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke, die durch Skalierung des gerechneten Feldes bestimmt wurde. Die

Korrekturen in y- und z-Richtung beginnen mit einem quadratischen Anstieg und gehen für große Feldstärken in eine Konstante über. Die Komponente in x-Richtung (die Nebenkomponente B_x ist in dieser Region sehr klein) dagegen geht erst linear mit der Feldstärke, hat bei B ≈ 1,5 T ein Maximum und fällt dann mit 1/B ab. Wegen dieser komplizierten Strukturen der Korrekturen gerade im Bereich der im NA49-Experiment verwendeten Feldstärken (1,1 T und 1,5 T) ist keine Parametrisierung der Korrekturen für das gesamte TPC-Volumen mit Hilfe einfacher Funktionen möglich.

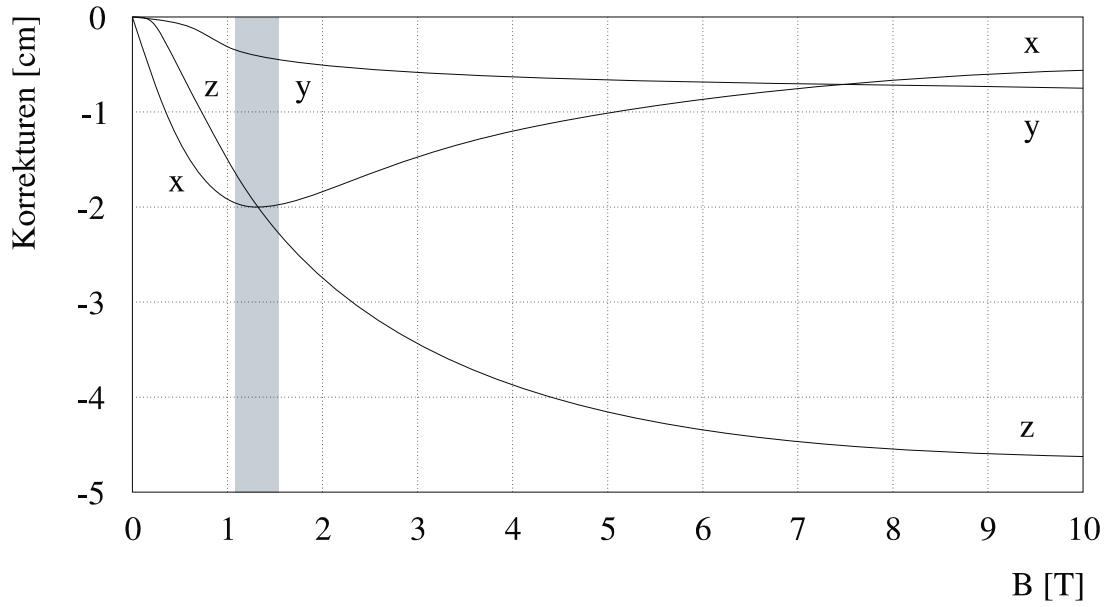

Abbildung 3.12 Abhängigkeit der Korrekturen von der Magnetfeldstärke für einen ausgewählten Punkt. Die Feldstärken in diesem Experiment liegen im grau unterlegten Bereich.

3.5.4. Geometrische Korrekturen

Ist die Spur beim Auftreffen auf die Padebene stark gekrümmt - sei es wegen des Spurradius oder durch die Verzerrungen im Magnetfeld -, kann abhängig vom Spurwinkel zur Padreihe eine weiterer Effekt auftreten. In einer Padreihe wird zu jedem Cluster der Ladungsschwerpunkt bestimmt, diesem jedoch unabhängig von der tatsächlichen Lage in z-Richtung die z-Koordinate der Padreihe zugeordnet. Der so 'gemessene' Punkt muß aber nicht mehr auf der Spur liegen (Abbildung 3.12). Nach dem Zuordnen der Punkte zu Spuren kann die Krümmung jeder Spur vor der Korrektur der Verzerrungen lokal bestimmt werden, um gegebenenfalls eine zusätzliche Korrektur anzubringen.

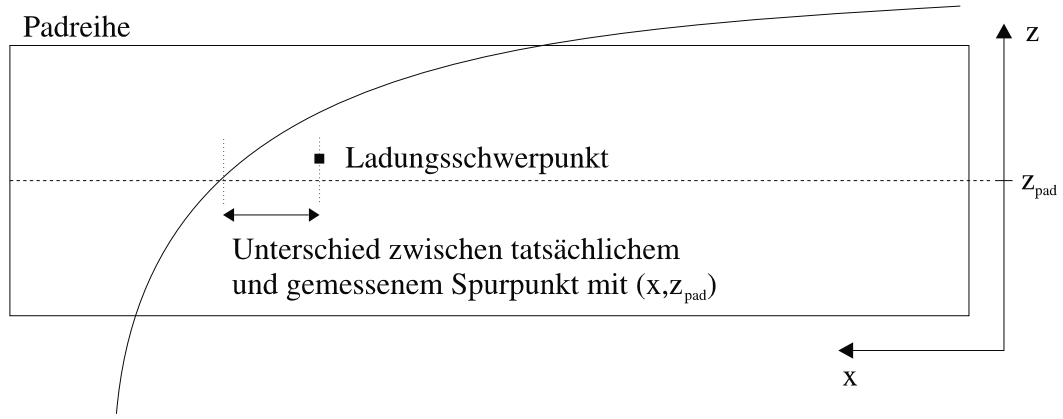

Abbildung 3.13 Prinzip der geometrischen Korrektur durch Verschiebung des Schwerpunkts

Die Radien der Spuren in der zweiten Vertex-Spurendriftkammer liegen bei mindestens 2 m und durchschnittlich 40 m, so daß keine Korrekturen notwendig sind (Abbildung 3.13). Auch die Verzerrungen rufen keine stärkeren Krümmungen hervor. In der ersten Spurendriftkammer sind die Radien erheblich kleiner, dort müssen diese Korrekturen berücksichtigt werden.

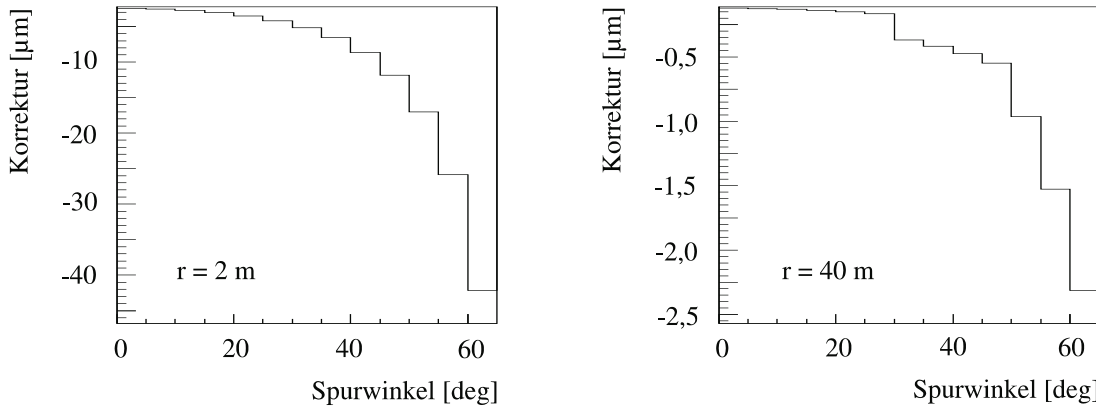

Abbildung 3.14 Geometrisch bedingte Verzerrungen in Abhängigkeit vom Spurwinkel für den kleinsten und den mittleren Radius

3.6. Größe der Verzerrungen

Aufgrund der annähernden Radialsymmetrie der Magnetfelder und der parallelen Ausrichtung von elektrischen und magnetischen Feldern in der Mitte sind die Verzerungen auch radialsymmetrisch (Abbildung 3.15). Die Größe der Verzerrungen beträgt bei einer Magnetfeldstärke von 1,1 T maximal 4 cm und ist im Zentralbereich mit einem Radius von 35 cm kleiner als 200 µm.

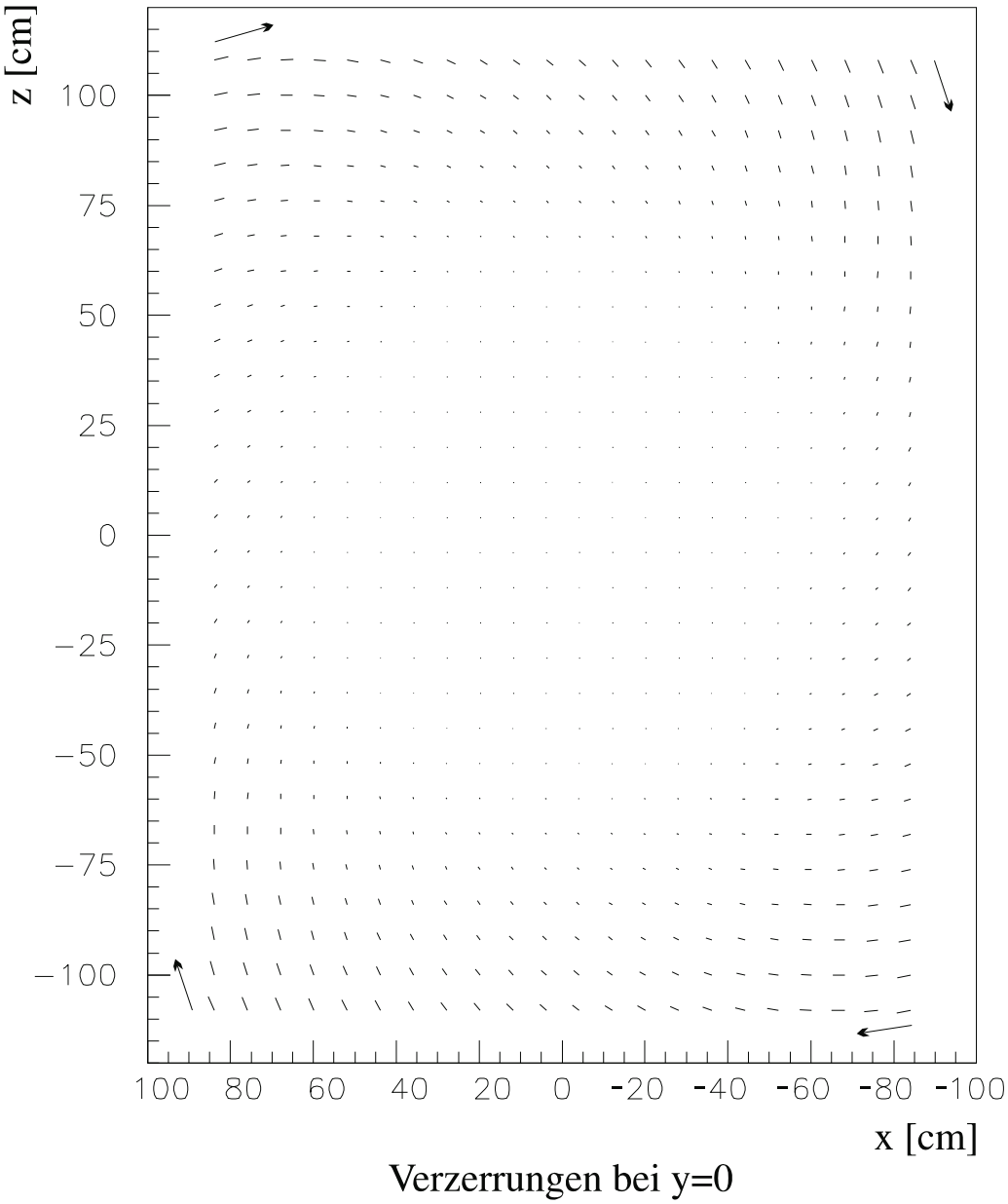

Abbildung 3.15 Radiale Struktur der Verzerrungen für ein Gitter in der Mittelebene

Die Abhängigkeit von der vertikalen Position zeigt eine Besonderheit, die durch die Symmetrie des Magnetfeldes in dieser Richtung verursacht wird. Spiegelt man die Frischgitterebene an der Mitte in die untere Hälfte und betrachtet Elektronen, die in ihr starten, so verschwinden die Verzerrungen in der Padebene (Abbildung 3.16). Die seitwärts gerichtete Bewegung in der unteren Kammerhälfte wird kompensiert durch eine entgegengesetzte Bewegung in der oberen. Lediglich die y-Koordinate erfährt durch die Verlängerung der Driftzeit eine Verschiebung.

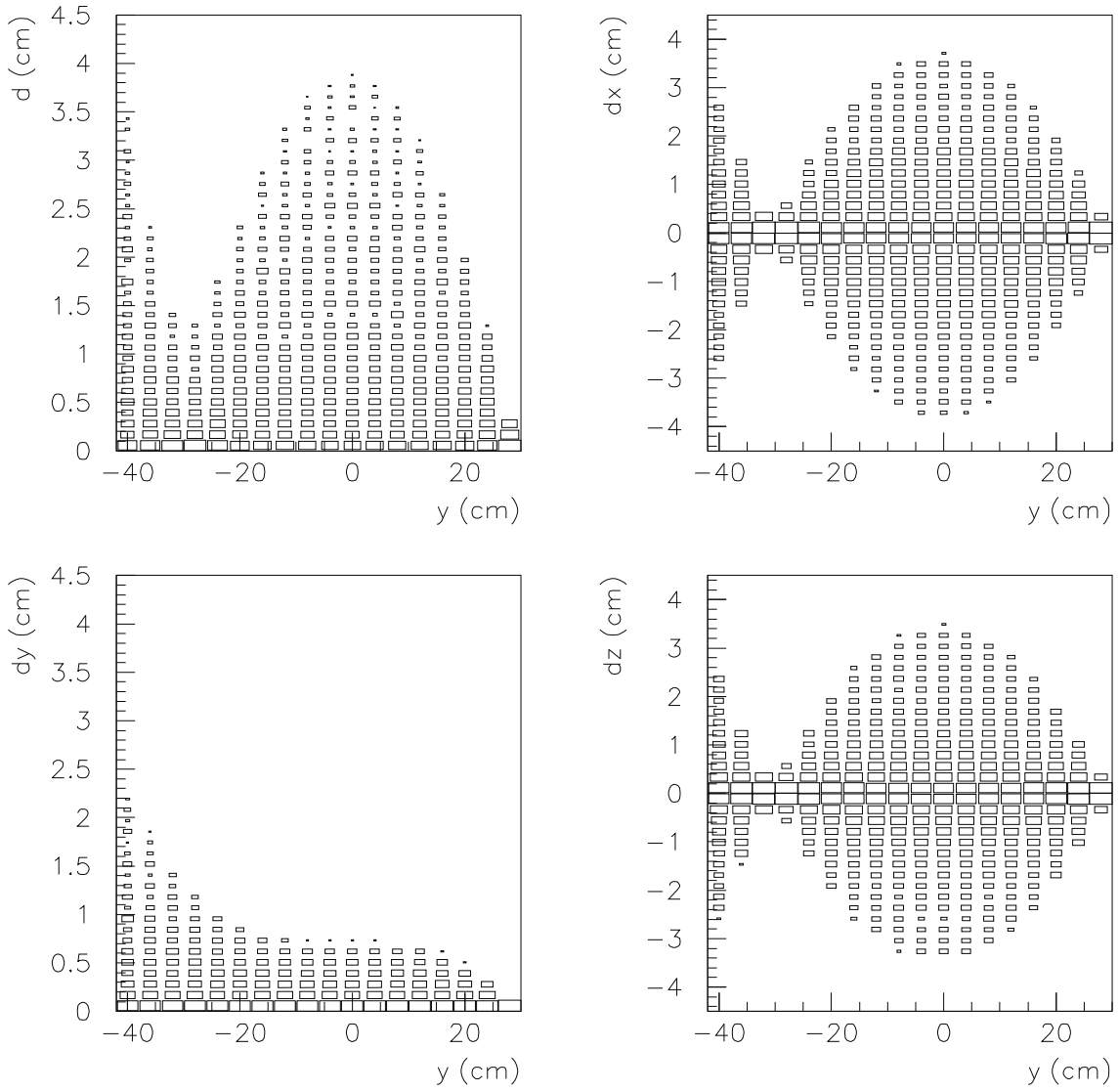

Abbildung 3.16 Abhängigkeit der Verzerrungen von der Höhe in der Driftkammer, die Boxgröße entspricht dem Logarithmus der Anzahl von Einträgen

Die folgenden Abbildungen zeigen die Größe der Verzerrungen und die Aufteilung auf ihre Komponenten in vier verschiedenen Ebenen von oben nach unten. Die y-Komponente nimmt kontinuierlich mit dem Driftweg zu, während die anderen beiden bei y = -32 cm wieder klein werden (Abbildung 3.20). Unterhalb der gespiegelten Frischgitterebene kehren x- und z-Komponente ihr Vorzeichen um. Deren Symmetrie um die Mittelebene sieht man deutlich auf den Abbildungen 3.17 (y = 20 cm) und 3.19 (y = -20 cm). Die Verzerrungen erreichen in der Mittelebene (y = 0 cm) ihr Maximum (Abbildung 3.18).

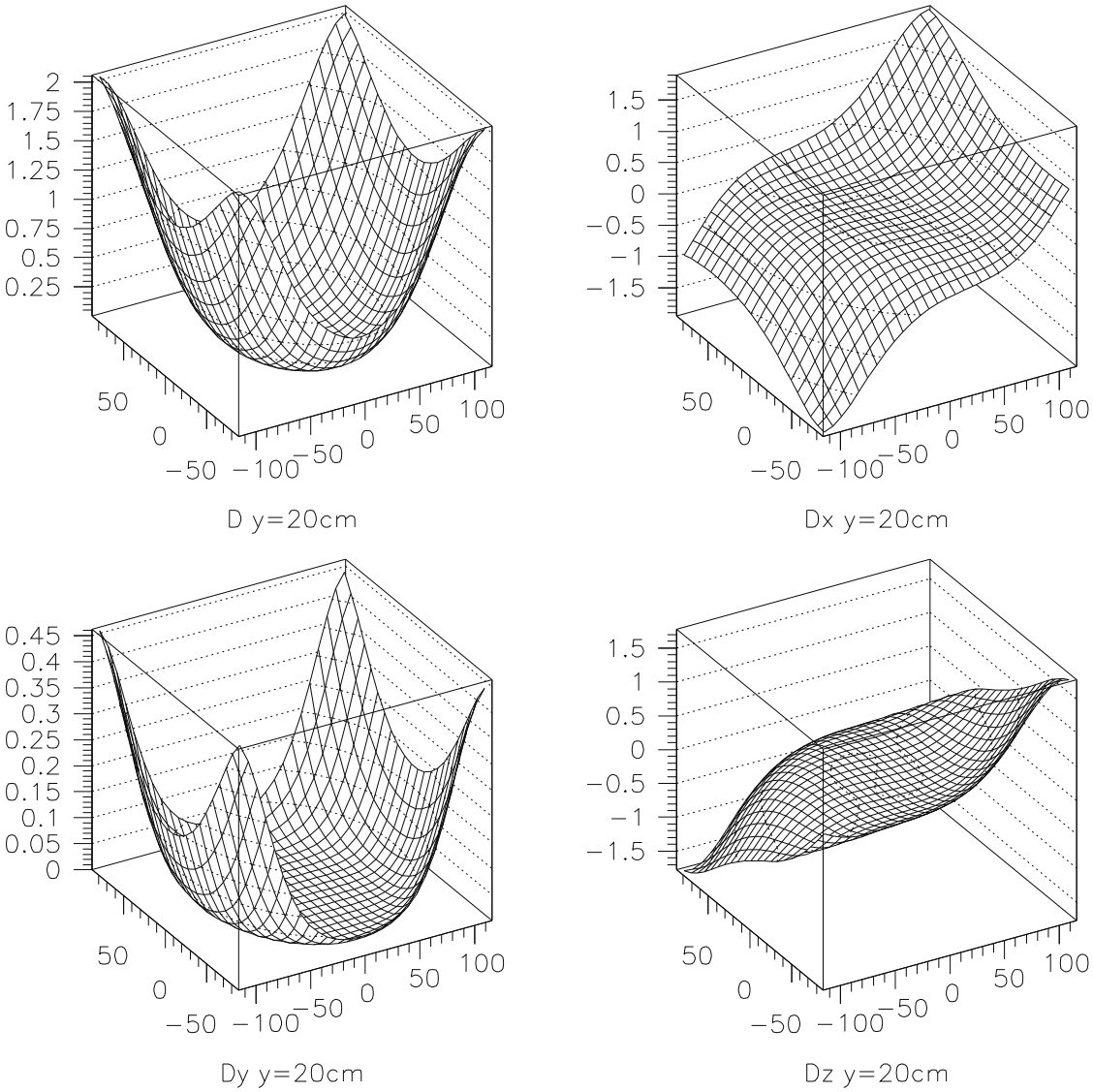

Abbildung 3.17 Korrekturen in einer Ebene bei y = 20 cm. Nach oben sind die Korrekturen, nach links die x-Koordinate und nach rechts die z-Koordinate aufgetragen. Alle Angaben in cm.

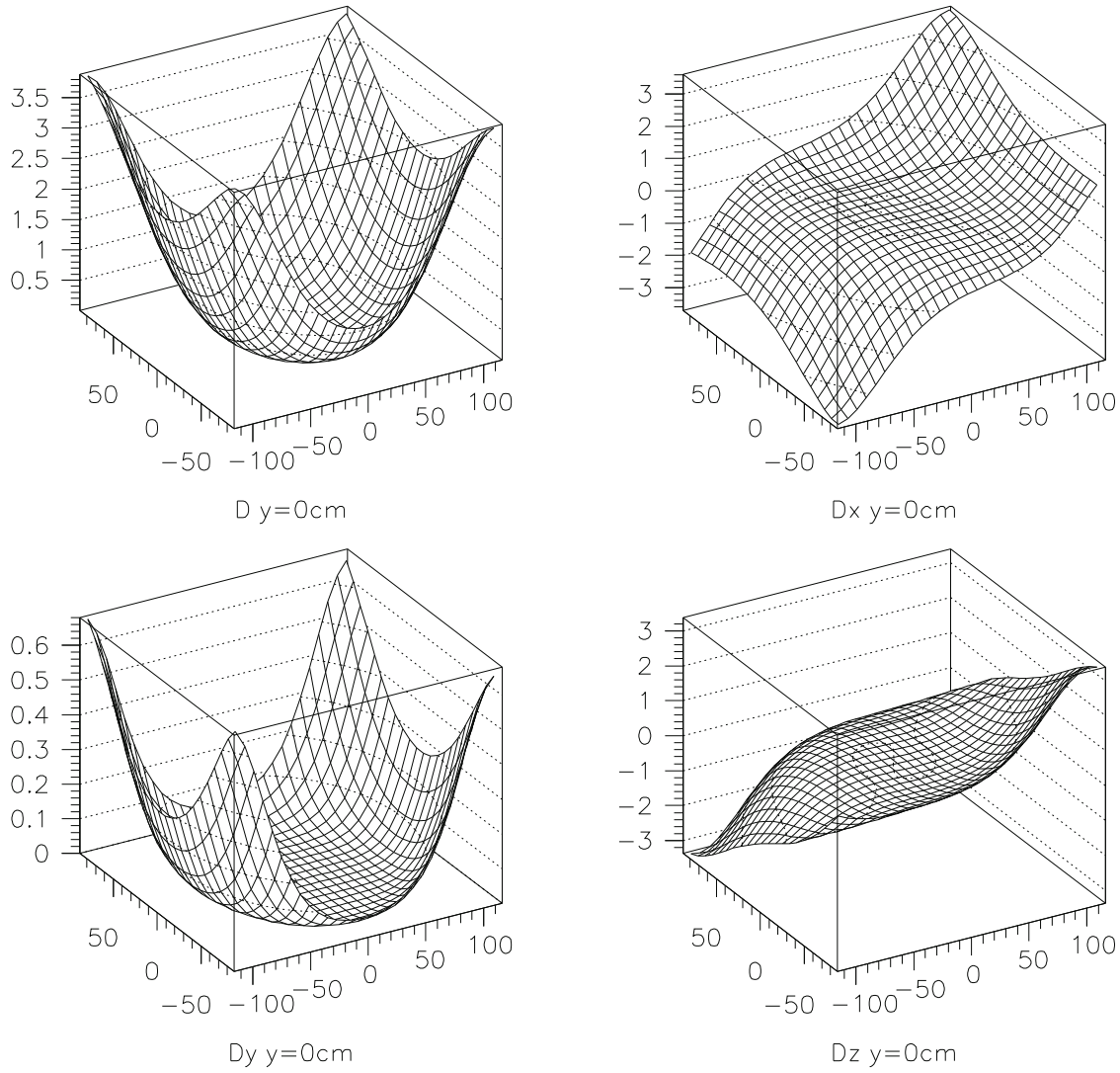

Abbildung 3.18 Korrekturen in einer Ebene bei y = 0 cm. Nach oben sind die Korrekturen, nach links die x-Koordinate und nach rechts die z-Koordinate aufgetragen. Alle Angaben in cm.

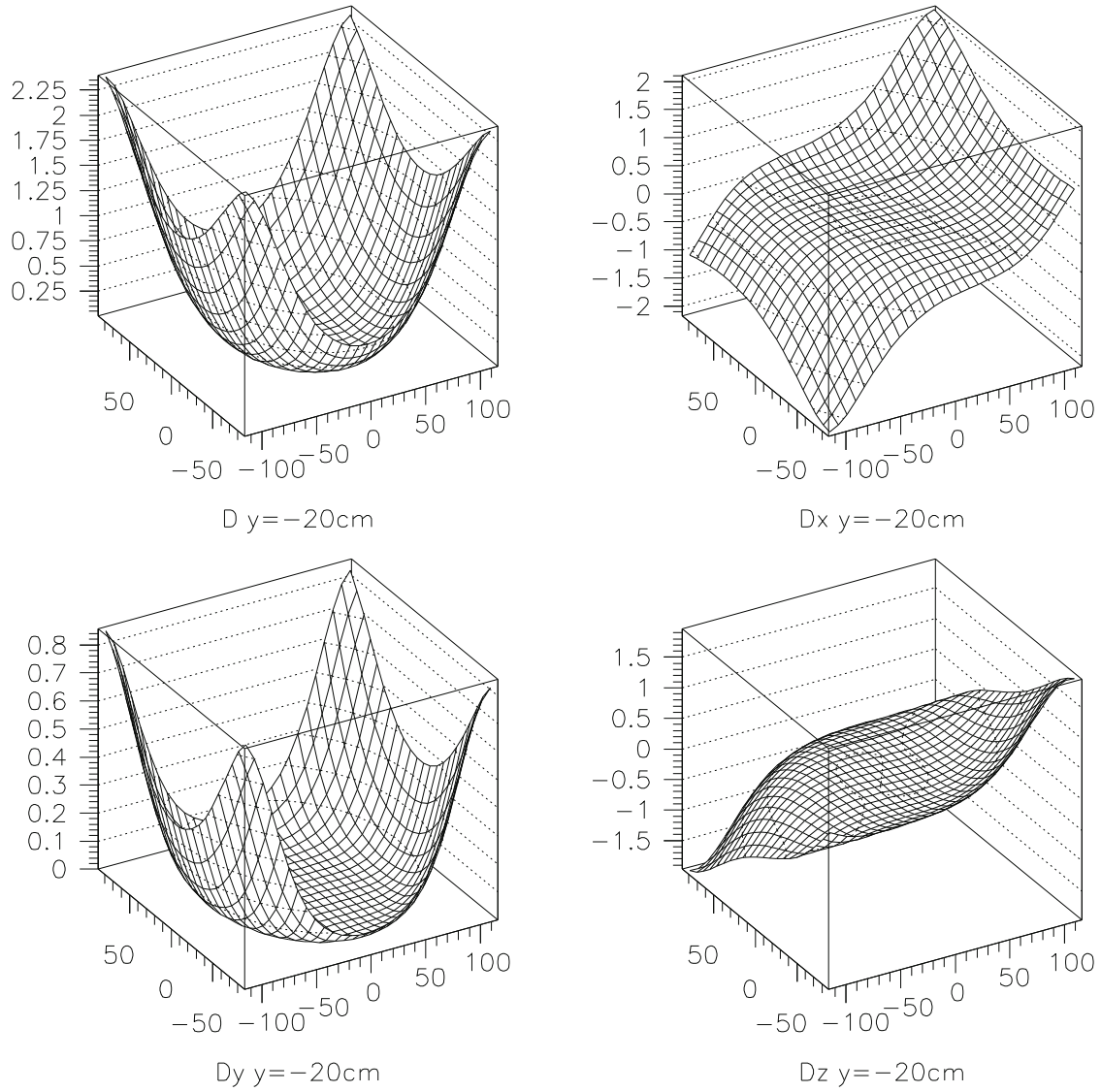

Abbildung 3.19 Korrekturen in einer Ebene bei y = -20 cm. Nach oben sind die Korrekturen, nach links die x-Koordinate und nach rechts die z-Koordinate aufgetragen. Alle Angaben in cm.

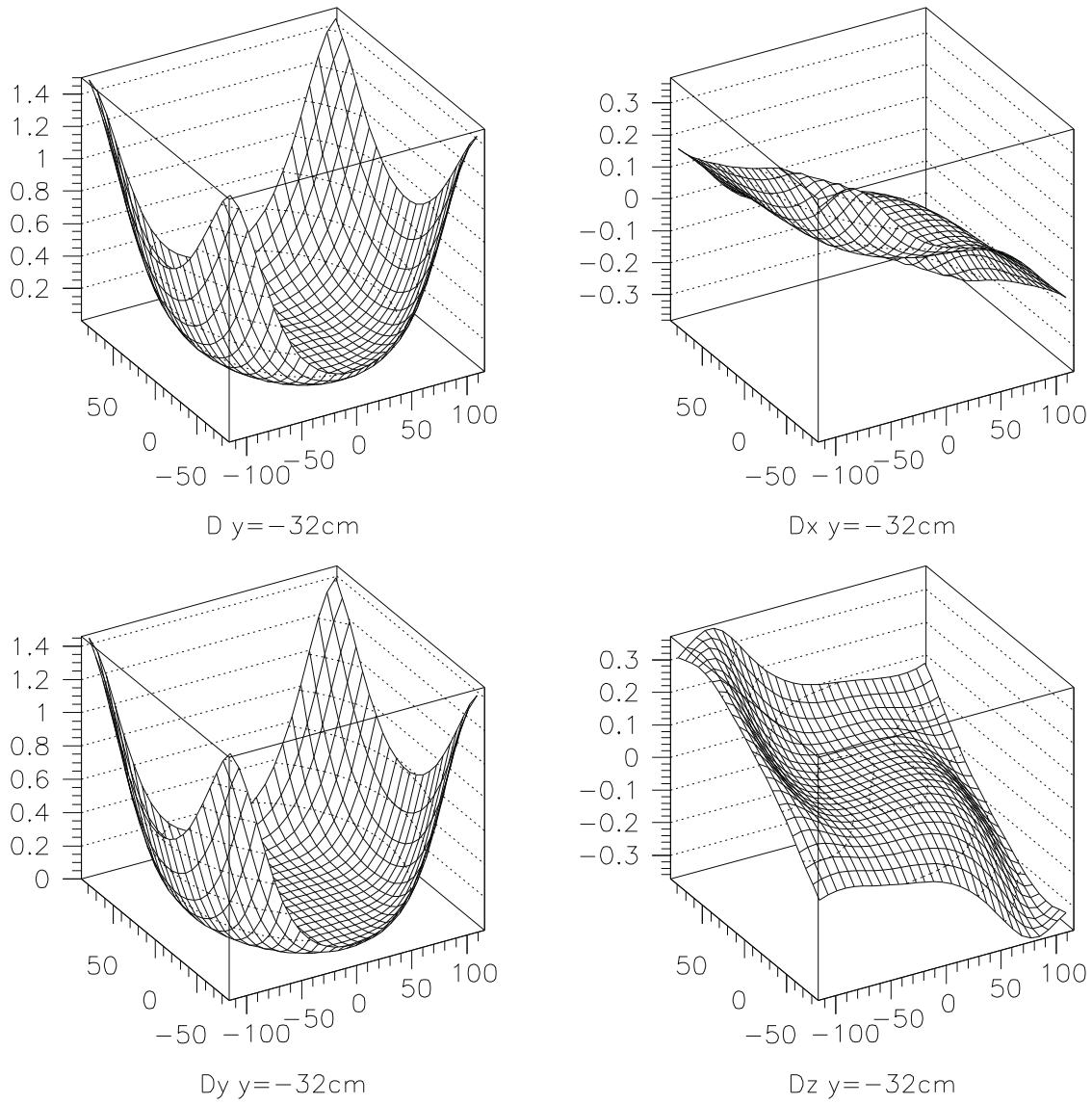

Abbildung 3.20 Korrekturen in einer Ebene bei y = -32 cm. Nach oben sind die Korrekturen, nach links die x-Koordinate und nach rechts die z-Koordinate aufgetragen. Alle Angaben in cm.

4. Die Analyse von Laserspuren

4.1. Ziele des Laserkalibrationssystems

Schon in verschiedenen anderen Experimenten wurde der Einsatz eines UV-Lasers zur Erzeugung von Ionisationsspuren ausführlich erprobt (z.B. [23][24]). Einsatzmöglichkeiten sind vor allem die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und der Spurverzerrungen durch inhomogene elektromagnetische Felder durch die Erzeugung von auch im Magnetfeld geraden Spuren mit bekannter Position. Durch die Reproduzierbarkeit kann eine sehr gute Auflösung der geichmäßig ionisierenden Spuren erreicht werden, so daß der statistische Fehler im Vergleich zu systematischen Fehlern klein wird.

Die beste Lösung zur systematischen Untersuchung von Verzerrungen ist ein Lasersystem, mit dessen Hilfe durch sich kreuzende Strahlen ein dreidimensionales Gitter von bekannten Raumpunkten im gesamten Detektorvolumen erzeugt wird. Leider ist eine solche Installation durch die Bauweise der TPC und die physikalischen Anforderungen zur Reduktion von Sekundärreaktionen nicht möglich. Ein weiteres Problem ist der Zusammenhang des Koordinatensystems, in dem die Laserspuren gemessen werden, mit dem der TPC und den durch Strahl und Target vorgegebenen äußeren Koordinaten. Diese kann durch Analyse von Ereignissen mit mehreren Targets oder die Verwendung eines Detektors mit der Möglichkeit der gleichzeitigen Registrierung von Strahlteilchen und Teilchen, die die TPC passieren, erreicht werden. Die konkreten Ziele in diesem Experiment sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt [25].

Ziele des Laserkalibrationssystems
Durch mehrere übereinander liegende Strahlen mit bekanntem Abstand soll die Driftgeschwindigkeit in verschiedenen Bereichen der TPC bestimmt werden.
Die Untersuchung der elektrischen Verzerrungen erfolgt durch eine Analyse möglichst vieler in der Horizontalen verschieden orientierter gerader Strahlen mit bekannten Abständen.
Die Messung der Strahlen sollte bei stabilem TPC-Betrieb jederzeit reproduzierbar sein.
Zwei übereinander liegende Kreuzungspunkte mit großem vertikalen Abstand in einer Region mit annähernd homogenen Feldern ermöglichen die Messung des Winkels zwischen elektrischem und magnetischem Feld.
Anhand eines Vergleichs der im Magnetfeld verzerrten Spuren mit der Sollposition kann die Gültigkeit und Genauigkeit der Verzerrungskorrekturen überprüft werden.

Tabelle 4.1 Ziele des Laserkalibrationssystems

4.2. Aufbau

4.2.1. Der Neodymlaser

Die Anforderungen an den Laser werden von den Umgebungsbedingungen festgelegt. Die Ionisation im Zählgas erfolgt über eine resonante Zweiphotonenionisation von als Verunreinigung enthaltenen Benzolverbindungen mit Anregungszuständen im Bereich von 4,66 eV, diese Energie entspricht für Photonen einer Wellenlänge von 266 nm. Um eine definierte Position zu erhalten, dürfen die während eines Pulses erzeugten Elektronen nur eine der geforderten Genauigkeit entsprechende Strecke driften. Bei einer Driftgeschwindigkeit von 1,4 cm/µs und einer Genauigkeit von 100 µm bedeutet das eine Pulshöchstdauer von 7 ns. Die Intensität muß hoch genug sein, um alle am Ende mehrfach gesplitteten Strahlen ausreichend zu versorgen, die lange Strahlführung erfordert zusätzlich eine geringe Divergenz.

Hierfür eignet sich ein Neodymlaser (Nd:YAG) mit einer Wellenlänge von 266 nm und einer Pulsdauer von 8 ns bei einer Energie von 4 mJ pro Puls (Abbildung 4.1). Da die Zweiphotonenionisation proportional zum Quadrat der Intensität ist, beträgt die effektive Ionisationsdauer eines Pulses nur $8/\sqrt{2}$ =5,7 ns. Als Wirtskristall dient im Neodymlaser Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3\ Al_5\ O_{12}$), bei dem ca. 1% der Y^{3+}-Ionen durch Nd^{3+}-Ionen ersetzt sind. Diese werden über eine Xenon-Blitzlampe optisch gepumpt, was zu einem Laserübergang mit der Wellenlänge von 1064 nm führt. Mit einem Schalter wird ein Anschwingen des Lasers vor Erreichen des Maximums der Besetzungszahlinversion verhindert und dann in einem kurzen Impuls die gesamte Energie freigesetzt. Nach dem Verlassen des Resonators durchquert das Licht zwei nichtlineare Kristalle

(Kaliumdihydrogenphosphat, KDP), wodurch eine Frequenzvervierfachung erreicht wird und Photonen mit einer Wellenlänge von 266 nm zur Verfügung stehen.

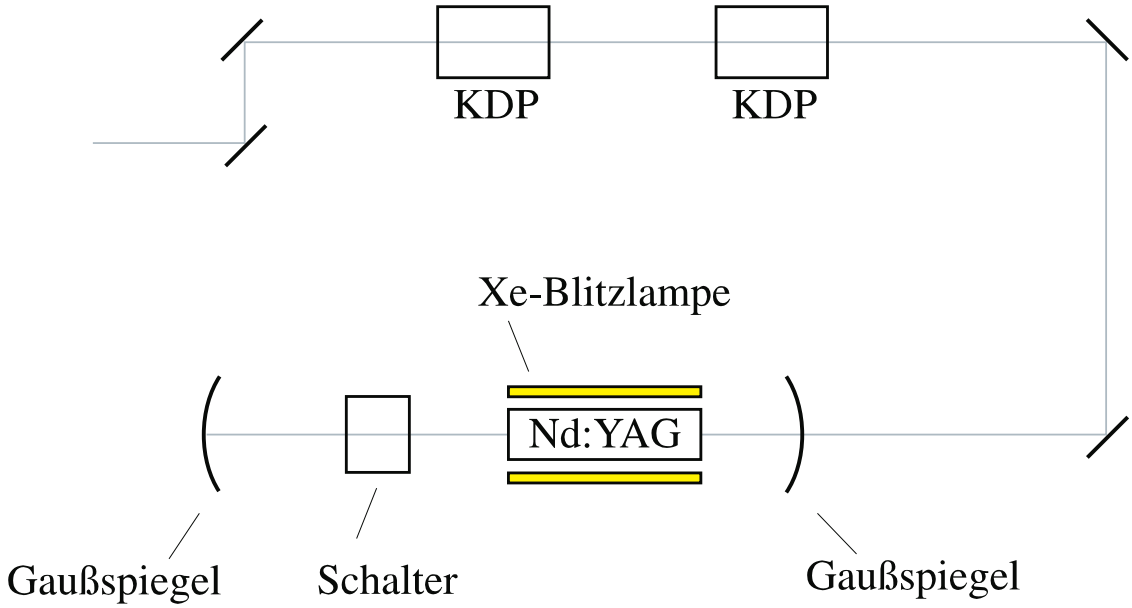

Abbildung 4.1 Schematischer Aufbau des Neodymlasers

4.2.2. Optischer Aufbau

Der Strahl wird vom Laser über Justierungsspiegel in ein Teleskop geleitet, das eine Fokussierung in der TPC ermöglicht. Über verschiedene Umlenkspiegel gelangt der Strahl zu einer elektronisch steuerbaren Positionierungseinheit, die den Strahl über zwei Verschiebetische mit Schrittmotoren und einem Piezo-Dreibein in Position und Winkel einstellen kann. Ein drehbares Strahlführungsrohr ist in eines der Keramikrohre des Feldkäfigs eingelassen und führt über Strahlteiler vier Strahlen durch Quarzfenster im Keramikrohr ins Innere der TPC. Zur Positionskontrolle dienen zwei ortsempfindliche Dioden (*engl. position sensitive diode, PSD*), die die Position des ankommenden Strahls sowie den von einem Autokollimator reflektierten Strahl aus dem Führungsrohr registrieren [26]. Abbildung 4.2 zeigt einen Überblick über die einzelnen Komponenten des Lasersystems.

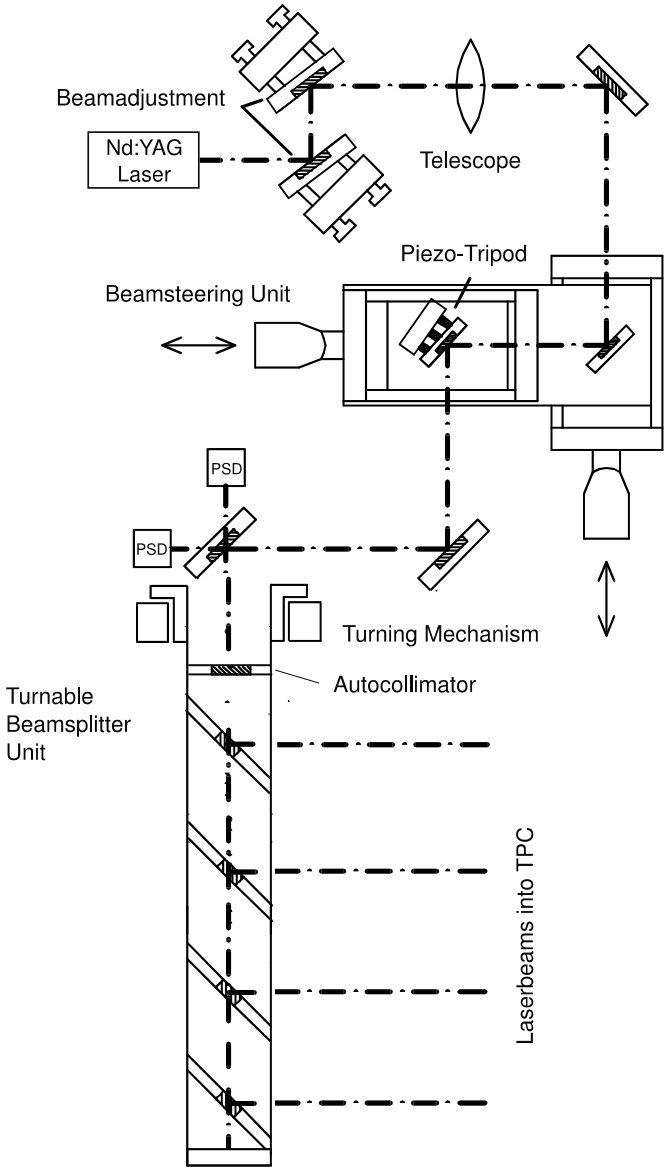

Abbildung 4.2 Aufbau des Lasersystems (schematisch)

Nach der Datennahme im Dezember 1994 wurde das Strahlführungsrohr genau vermessen, um die Sollposition des Laserstrahlen in der TPC zu bestimmen [27]. Dazu wurde es auf einer optischen Bank montiert und mit einem blauen Laser vermessen (Abbildung 4.3). Der Spiegel auf dem Haltemechanismus wurde entfernt, ein anderer Spiegel wurde am Ende des Rohres senkrecht zum Strahl montiert, um die parallele Ausrichtung im Rohr zu gewährleisten. Gegenüber der Austrittsfenster war ein weiterer Spiegel in einem Abstand von 278 cm angebracht, der die Strahlen zurück auf das Rohr reflektiert. Vor dem Rohr konnte auf einem Schirm mit einer mm-Teilung die Position des Strahles auf etwa 0,5 mm genau gemessen werden.

4.2. Aufbau

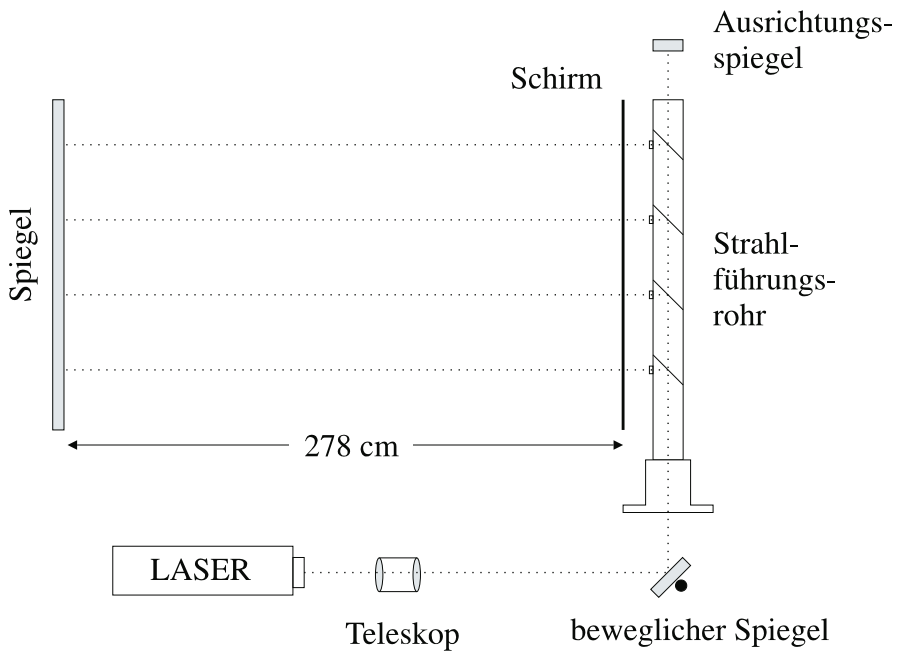

Abbildung 4.3 Meßaufbau für das Strahlführungsrohr

Die parallele Ausrichtung des Meßstrahls im Rohr war sehr präzise, für den Autokollimator ergab sich dann ein Winkel von ungefähr 5 mrad; dessen Ausrichtung entspricht nicht den Erwartungen. Auch die Spiegel sind nicht genau justiert, so daß die Strahlen aus dem Führungsrohr nicht parallel laufen. In Abbildung 4.4 sind die Ergebnisse der Messung zusammengefaßt.

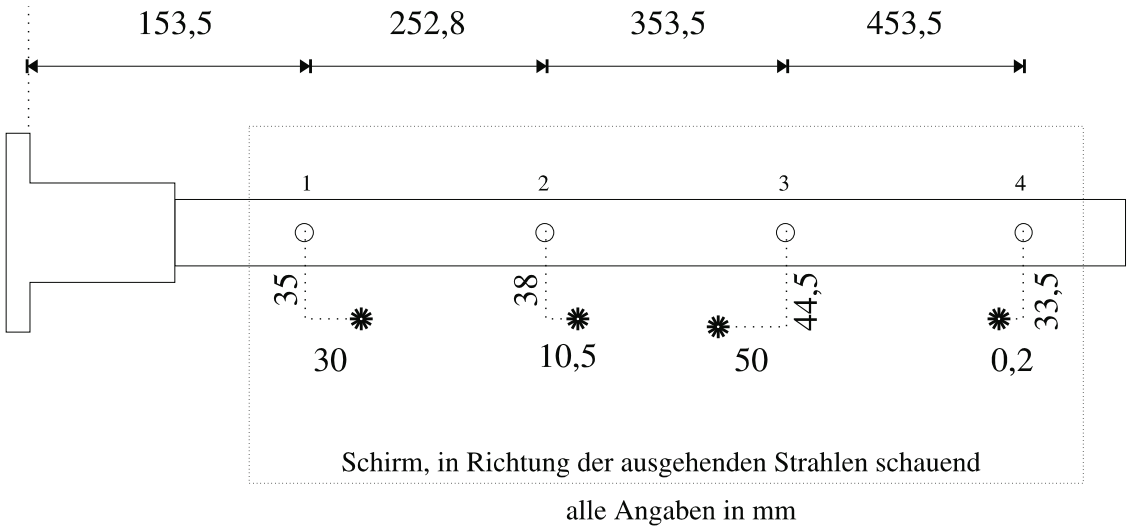

Abbildung 4.4 Ergebnisse der Referenzmessung des Strahlführungsrohres

4.3. Positionsanalyse

4.3.1. Bestimmung der Position in der TPC

Mit der bekannten Position der Laserstrahlen gestaltet sich die Spurerkennung relativ einfach, da bis auf wenige Ereignisse kaum Verunreinigungen zu sehen sind. In einem Schlauch von 2 cm Radius um die Sollposition wird nach Clustern gesucht und der jeweils nächste ausgewählt. Aus einem linearen Fit gewinnt man dann die Positionsdaten der Spur in der Kammer. Da der Trigger für Laserereignisse um eine unbekannte Zeitspanne gegenüber dem Laserimpuls verzögert war, muß eine Anpassung der vertikalen Position aus den Daten vorgenommen werden. Dazu wird die erste Spur auf ihre Sollposition geschoben, da durch ihre kurze Driftzeit der Einfluß von Verzerrungen am kleinsten ist. In einigen Ereignissen sind durch die Drahtebenen vor der Padebene verursachte Verunreinigungen zu finden, welche eine weitere Anpassung der Triggerverzögerung ermöglichen.

Aus den Geraden-Fits durch die gefundenen Spuren können die Durchstoßpunkte durch die senkrecht zum Strahl gedachte Ebene mit der Sollkoordinate des Strahlrohrs (z = 188,25 cm) bestimmt werden. Die Schnittpunktbildung der Strahlen in einem Ereignis ist aufgrund ihrer geringen Winkeldifferenz mit größeren Fehlern behaftet und wurde hier nicht durchgeführt. Der Mittelwert der x-Koordinate liegt bei -88,75 (± 0,05) cm und somit 4,3 mm weiter außen als angenommen (-88,35 cm). Die Ursache der Verschiebung wird noch diskutiert und ist möglicherweise in der Transformation von Pad- zu Raumkoordinaten oder in der Justierung des in das Rohr einfallenden Strahls zu suchen.

Die vertikale Position der Spuren in Bezug auf den Magneten ist abhängig von der Driftgeschwindigkeit (siehe 4.3.2.), dem Zeitoffset und der vertikalen Ausrichtung der TPC zum Magneten. Sie wurde im folgenden mit einer Driftgeschwindigkeit von 1,410 cm/µs für $ArCO_2$ und einer Triggerverzögerung des Lasers von 2,3 µs für die Driftzeit ermittelt. Abbildung 4.5 zeigt die verschiedenen Spurpositionen in der TPC in einer Draufsicht, Beispiele für die gefundenen Spuren sind in Kapitel 4.5. dargestellt.

Die Positionen der Laserstrahlen sind für sechs Runs bei unterschiedlichen Drehwinkeln mit $ArCO_2$ in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Nach jedem Run wurde jedoch der Strahl neu justiert, so daß die Runs untereinander nicht direkt vergleichbar sind. Die aus der Geradengleichung gewonnen Steigungen sind umgerechnet in einen horizontalen Winkel θ zur Strahlachse und einen vertikalen Winkel φ, wobei aufgrund der Unsicherheit in der Einschußposition nur die Differenzen der vier Strahlen dargestellt sind. Die Drehposition ist der Mittelwert der vier gemessenen Winkel θ ohne Korrekturen auf deren Ausrichtung.

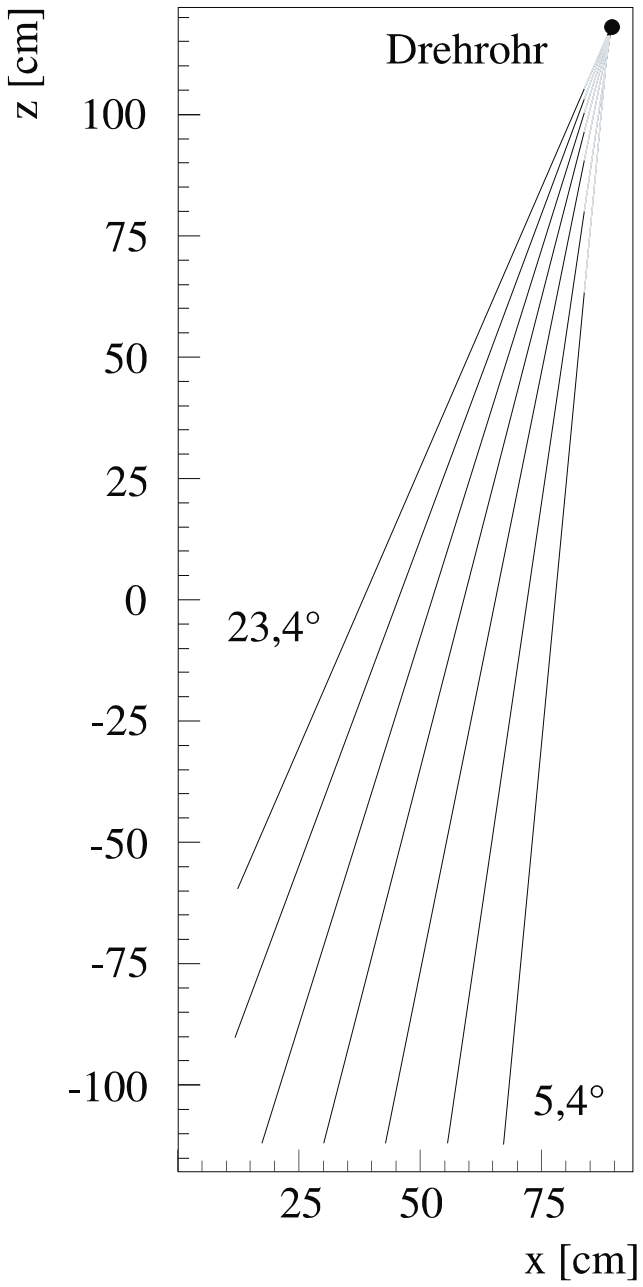

Abbildung 4.5 Die verschiedenen Spurpositionen in einer Draufsicht

Run	286	287	288	292	293	294	Messung
θ [deg]	8,40 ± 0,04	11,35 ± 0,04	14,42 ± 0,05	17,37 ± 0,03	20,38 ± 0,05	23,38 ± 0,06	-
y_1 [mm]	256,2 ± 0,3	256,4 ± 0,5	256,6 ± 0,5	256,7 ± 0,3	257,0 ± 0,2	257,0 ± 0,6	-
Δy_{12} [mm]	101,8 ± 0,29	102,0 ± 0,38	102,2 ± 0,36	102,3 ± 0,23	102,4 ± 0,26	102,1 ± 0,53	99,3 ± 0,5
Δy_{23} [mm]	100,9 ± 0,21	101,0 ± 0,18	101,0 ± 0,18	101,1 ± 0,18	101,1 ± 0,24	101,1 ± 0,28	100,7 ± 0,5
Δy_{34} [mm]	100,9 ± 0,28	100,8 ± 0,28	100,9 ± 0,26	100,7 ± 0,21	100,6 ± 0,33	100,9 ± 0,42	100,0 ± 0,5
$\Delta\theta_{12}$ [mrad]	0,63 ± 0,11	0,62 ± 0,11	0,60 ± 0,12	0,63 ±0,09	0,66 ± 0,16	0,50 ± 0,25	0,54 ± 0,09
$\Delta\theta_{23}$ [mrad]	1,61 ± 0,10	1,62 ± 0,06	1,59 ± 0,08	1,43 ± 0,06	1,49 ± 0,12	1,71 ± 0,20	1,17 ± 0,09
$\Delta\theta_{34}$ [mrad]	1,93 ± 0,15	1,92 ± 0,13	1,84 ± 0,16	1,65 ± 0,12	1,69 ± 0,22	2,17 ± 0,14	1,98 ± 0,09
$\Delta\varphi_{12}$ [mrad]	3,55 ± 0,09	3,57 ± 0,25	3,46 ± 0,49	3,66 ± 0,10	3,63 ± 0,15	3,41 ±0,22	3,51 ± 0,09
$\Delta\varphi_{23}$ [mrad]	10,99 ± 0,07	11,04 ± 0,08	11,11 ± 0,10	11,13 ± 0,08	11,17 ± 0,14	11,21 ± 0,23	10,88 ± 0,09
$\Delta\varphi_{34}$ [mrad]	8,96 ± 0,16	8,95 ± 0,20	8,90 ± 0,16	8,93 ± 0,12	9,00 ± 0,31	8,86 ± 0,74	8,96 ± 0,09

Tabelle 4.2 Relativpositionen der Laserspuren ($ArCO_2$, B = 0, v_D = 1,410 cm/µs)

Aus den etwas zu großen vertikalen Winkeln und Abständen ist zu schließen, daß die Driftgeschwindigkeit kleiner war als angenommen. Diese Daten sind gemittelt über je 20 Ereignisse und noch ohne Zeitkorrekturen, die aber nur einen geringen Einfluß haben und in der Relativposition keine Auswirkung zeigt. Mit allen Korrekturen wurden zwei Runs mit $ArCO_2$ im Magnetfeld untersucht, die Ergebnisse zeigt Tabelle 4.3; die Driftgeschwindigkeit ist gesetzt zu v_D = 1,397 cm/µs und das Magnetfeld war in der Konfiguration mit -1,5 T im ersten und -1,1 T im zweiten Magneten. Die Auswertung der Vermessung der TPC im Magneten ergab eine Verschiebung um 6,73 mm nach oben gegenüber der geplanten Position (die Padebene liegt nun bei 301,73 mm). Die Triggerverzögerung wurde auf 1,55 µs angepaßt. Für Neon war die Driftgeschwindigkeit in der Auswertung auf v_D = 1,361 cm/µs eingestellt.

Run	354	358	446 (Ne)	Run	354	358	446 (Ne)
θ [deg]	23,49 ± 0,05	11,50 ± 0,07	5,40 ± 0,06	$\Delta\theta_{12}$ [mrad]	0,40 ± 0,29	0,63 ± 0,09	1,31
y_1 [mm]	265,5 ± 0,3	265,6 ± 0,2	260,7 ± 0,9	$\Delta\theta_{23}$ [mrad]	1,69 ± 0,21	1,61 ± 0,10	0,96
Δy_{12} [mm]	101,3 ± 0,38	100,9 ± 0,26	100,4 ± 1,0	$\Delta\theta_{34}$ [mrad]	1,88 ± 0,30	1,59 ± 0,21	2,62
Δy_{23} [mm]	99,8 ± 0,39	99,8 ± 0,41	100,4 ± 1,0	$\Delta\varphi_{12}$ [mrad]	3,85 ± 0,14	3,51 ± 0,09	3,51
Δy_{34} [mm]	100,0 ± 0,37	99,8 ± 0,58	100,8 ± 1,2	$\Delta\varphi_{23}$ [mrad]	11,02 ± 0,10	10,93 ± 0,07	11,09
				$\Delta\varphi_{34}$ [mrad]	8,54 ± 0,26	8,66 ± 0,31	8,7

Tabbelle 4.3 Relativpositionen der Laserspuren (354, 358: $ArCO_2$, B = 1,1 T, v_D = 1,410 cm/µs; 446: $NeCO_2$, B = 0 T, v_D = 1,361 cm/µs)

Die teilweise erheblichen Abweichungen der Meßwerte voneinander sind wahrscheinlich auf die unterschiedlichen Einschußpositionen und ein noch nicht ausreichendes Verständnis der Verzerrungen zurückzuführen. Nach einer Klärung der systematischen elektrischenVerzerrungen und bei genauer Kenntnis der Position der Laserstrahlen im Magnetfeld kann eine nochmalige Analyse der Daten genauere Aussagen ergeben.

4.3.2. Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Zur Messung der Driftgeschwindigkeit stehen zwei Methoden zur Auswahl. Die Abstände der Strahlen in vertikaler Richtung und die relativen Winkel ändern sich mit der Driftgeschwindigkeit, so daß bei einem Vergleich mit den gemessenen Werten die Driftgeschwindigkeit als Anpassungsparameter gewonnen werden kann. Die gemessenen Abstände sind leider nicht reproduzierbar, da die Verhältnisse nicht mit denen der Referenzmessung übereinstimmen. Da der Abstand laut Produktionsvorgabe 100 mm betragen soll, wird die Höhendifferenz nur zwischen den unteren drei Strahlen angepaßt, deren Abstände etwa gleich sind, eine detaillierte Untersuchung in verschiedenen Bereichen der TPC ist leider (noch) nicht möglich. Die Höhendifferenz ergibt sich durch eine Extrapolation der gefundenen Geraden zur z-Position des Keramikrohres, so daß die vertikalen Winkel keinen Einfluß haben. Mit dieser Methode wurden die Driftgeschwindigkeiten für die jeweiligen Runs wie folgt bestimmt, wobei der Fehler hauptsächlich aus der Abstandsmessung der Strahlen herrührt:

Run	286	287	288	292	293	294
v_D [cm/µs]	1,397 ± 0,007	1,397 ± 0,007	1,397 ± 0,007	1,397 ± 0,007	1,398 ± 0,007	1,396 ± 0,008

Run	354	358	446 (Ne)
v_D [cm/µs]	1,398 ± 0,009	1,400 ± 0,008	1,354 ± 0,008

Tabelle 4.4 Driftgeschwindigkeiten für $ArCO_2$ ($NeCO_2$) aus Laserdaten

Eine weitere Möglichkeit ist die Anpassung der vertikalen Winkeldifferenzen an die Kontrollmessung, die eine etwa doppelt so große Unsicherheit wie die Abstandsanpassung besitzt. Sie ergibt einen Mittelwert von $v_D = 1{,}399 \pm 0{,}016$ cm/µs für die Runs 286-294. Eine andere Meßmöglichkeit ergibt sich, wenn Verunreinigungen an der Hochspannungsebene und an den Drahtebenen entstehen. Deren Abstand ist sehr genau bekannt, und diese größtmögliche Driftstrecke minimiert den Fehler. In einzelnen Ereignissen konnte ich bisher nicht beide Erscheinungen gleichzeitig beobachten. Eine Auswertung der Positionen von verschiedenen Ereignissen liefert aufgrund der variablen Temperatur und der unbekannten Triggerverzögerung keine genauen Werte, in weiteren Untersuchungen kompletter Runs gibt es jedoch Möglichkeiten, diese zu ermitteln.

4.3.3. Auflösung der Laserspuren

Der große Vorteil des Lasers besteht in der Reproduzierbarkeit von Ereignissen, so daß der Fehler in der Ortsmessung durch genügend große Ereigniszahlen auf den systematischen Fehler beschränkt werden kann. Die Ortsauflösung der Vertex-Spurendriftkammer ist so gut, daß bereits wenige Ereignisse genügen, um den statistischen Fehler vernachlässigbar werden zu lassen. Dazu wurde in einer Position die Residualverteilung bei einer Akkumulation von 20 Ereignissen mit der von 100 Ereignissen verglichen, die keine erkennbaren Unterschiede aufweisen. Eine Übersicht über die Residuals der Spuren einiger Runs gibt Kapitel 4.5.

Für systematische Effekte sind hauptsächlich zwei Ursachen zu nennen: die Ortsauflösung der Cluster-Identifizierung mit dem Einfluß des Spurwinkels zu den Pads und die Verzerrungen durch Feldinhomogenitäten. Letztere liegen in der Größenordnung von 500 µm und werden am Ende des Kapitels näher erläutert. Die Winkelabhängigkeit der Auflösung quer zu den Pads geht gemäß [24] wie

$$\sigma_x^2(\alpha) = \frac{l^2 \tan^2\alpha}{12 \cdot n_{eff}} \tag{4.1}$$

Hierin ist l die Länge eines Pads und n_{eff} der empirisch bestimmte Beitrag der primären Ionisation zur Ladungsverteilung. Die Geometrie des Padlayouts ist so gewählt, daß vom Vertex stammende Spuren einen minimalen Winkel zu den Pads haben: diese haben eine mit dem Abstand zum Strahl von 3° auf 19° zunehmende Neigung. Für die Laserstrahlen ändert sich also der Winkel zu den Pads von Reihe zu Reihe und auch die Länge der Pads ist ortsabhängig. Für eine erste Analyse wird dies vernachlässigt und ein Durchschnittsneigungswinkel der Pads im Bereich der Laserspuren von 12,8° angenommen (aus einer Anpassung der Meßwerte), der Länge eines Pads wird die Breite der Padreihe von 28 mm zugeordnet.

Bei den mit $ArCO_2$ durchgeführten Messungen war die Intensität ungleichmäßig auf die vier Laserstrahlen verteilt: die erste und zweite Spur erzeugten hauptsächlich 2-Pad-Cluster, die dritte war erheblich stärker und ergab 3- und 4-Pad-Cluster. Die vierte Spur hingegen war sehr schwach und nur ein Drittel der möglichen Spurpunkte war zu sehen. Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit der Auflösung in der Padrichtung eignet sich daher nur die dritte Spur, deren Auflösung um den Faktor 3 besser ist. Abbildung 4.6 zeigt die Ortsauflösung ohne und mit Korrekturen auf den tan α-Effekt, die dann deutlich unter 100 µm liegt. Die effektive primäre Ionisationsdichte ergibt sich aus einem Fit der Daten und beträgt etwa n_{eff} = 54 auf 28 mm.

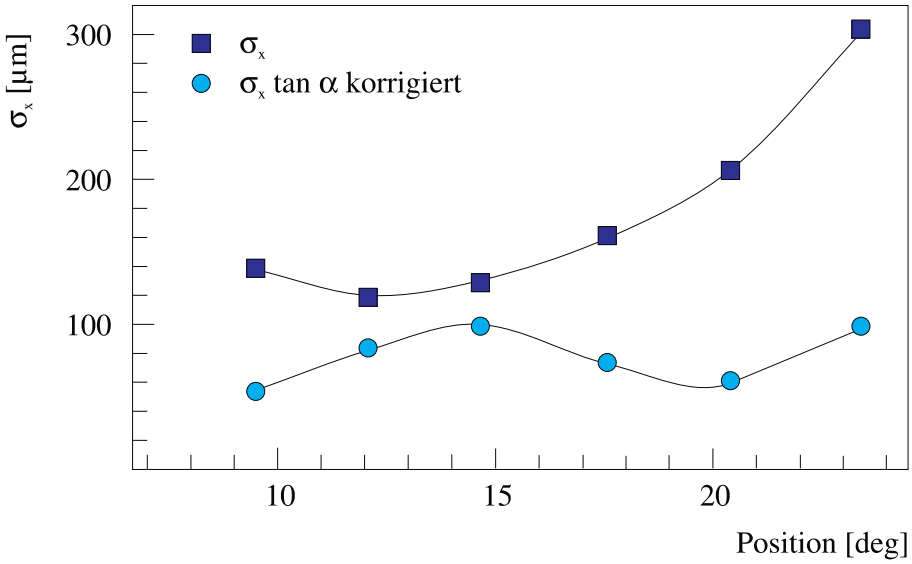

Abbildung 4.6 Ortsauflösung der Laserspuren als Funktion des mittleren Spurwinkels

Eine systematische Untersuchung der mit $NeCO_2$ gemessenen Spuren war leider nicht möglich, da die Daten teilweise gelöscht sind und das Datenformat der übrigen Ereignisse nicht dem Standard entsprach. Lediglich ein Run war zu einer ersten Analyse verfügbar, dessen Position mit θ = 5.4° Strahlrohrwinkel am Rand der Kammer lag (Abbildung 4.23). Im Gegensatz zu den vorigen Runs war hier auch die zweite Spur

nicht gut ausgebildet, die Auflösung ist für sie sehr schlecht. Mit der Parametrisierung des tan α-Effekts von oben erhält man eine Auflösung der dritten Spur in Padrichtung von 295 µm. Da die gemessene Breite der Residualverteilung mit 239 µm geringer ist (Abbildung 4.24), bestätigt sich die Erwartung einer verbesserten Auflösung aus der Verringerung der Diffusionskoeffizienten bei Neon.

4.3.4. Stabilität der Messung

Bei der Analyse der Laserereignisse fällt auf, daß neben den normalen Ereignissen mit wenig Verunreinigungen (200-800 Cluster zusätzlich zu den ca. 200 Clustern der Laserspuren) einige mit einer Vielzahl von Clustern vor allem in der Nähe der Drahtebenen (3000-6000) auftreten. In manchen Ereignissen ist die Auflösung der Spuren so schlecht, daß zufällig im Bereich der Sollposition liegende Cluster als Spur gewertet werden, die dann nicht mit den anderen dieses Runs übereinstimmt. Der Ursprung dieser Verunreinigungen konnte bisher nicht ermittelt werden.

Abgesehen davon sind die Messungen aber sehr stabil in ihrem kurzfristigen Zeitverhalten, über einen Zeitraum von 100 Ereignissen lassen sich keine systematischen Veränderungen erkennen wie in Abbildung 4.7 am Beispiel des Runs 358 dargestellt. Längerfristige Aussagen lassen sich nicht machen, da die Position jeweils nach einigen hundert Ereignissen, das entspricht einigen Minuten, geändert und der Laser neu justiert wurde.

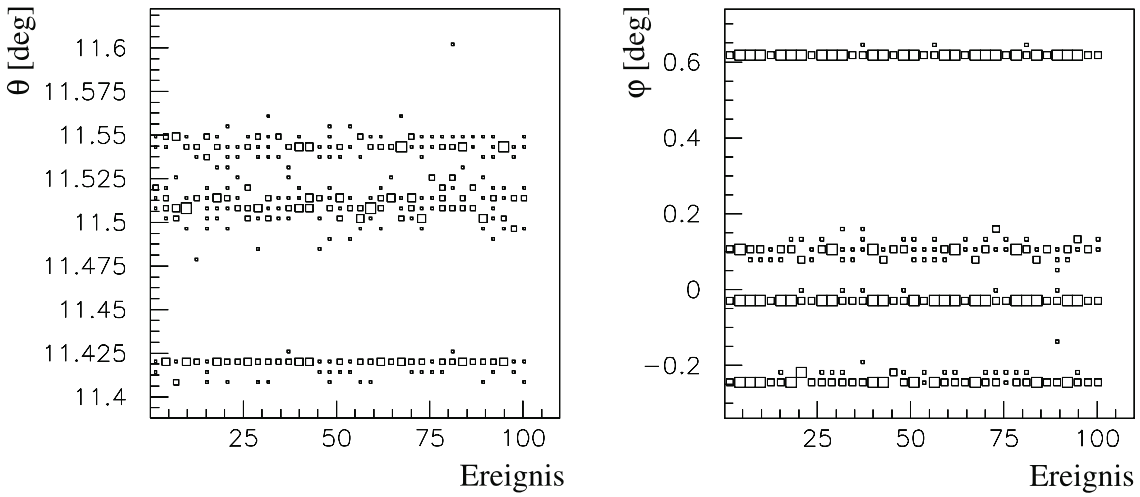

Abbildung 4.7 Zeitverhalten der Messung über einen Zeitraum von 100 Ereignissen

4.3.5. Winkel zwischen elektrischem und magnetischem Feld

Im zentralen Bereich der TPC ist das Magnetfeld annähernd homogen, so daß sich bei einer Drehung aus der Vertikalen mit dem Winkel α z.B. um die z-Achse und dem resultierenden Magnetfeld die Driftgeschwindigkeit wie folgt berechnet:

$$v = \frac{\mu E}{1 + \mu^2 B^2} \begin{pmatrix} B^2\mu^2 \sin\alpha\cos\alpha \\ 1 + B^2\mu^2\cos^2\alpha \\ -B\mu\sin\alpha \end{pmatrix} \tag{4.2}$$

Aufgrund dieser konstanten Driftgeschwindigkeit ist die Ablenkung der Elektronen proportional zur Driftzeit, die Richtung wegen der annähernden Rotationssymmetrie eine eindeutige Funktion der Drehachsenorientierung. Kennt man jetzt einen Punkt in diesem Bereich, beispielsweise der Kreuzungspunkt zweier Laserstrahlen, kann aus der Verzerrung die Richtung der Drehung und deren Stärke ermittelt werden. Mehrere Kreuzungspunkte, die genau übereinander liegen, können diese Messung erheblich verbessern. Leider war diese Analyse mit der vorhandenen Konfiguration nicht möglich.

4.4. Verzerrungen

4.4.1. Elektrische Verzerrungen

Wie oben erwähnt, ist der statistische Fehler kleiner als der systematische, so daß letztere untersucht werden können. Vor allem in Driftrichtung zeigt sich eine elektrische Verzerrung (mit und ohne Magnetfeld) in der Größenordnung von 600 µm. Der dritte Strahl der Argon-Daten hat eine so gute Auflösung, daß mit seiner Hilfe eine empirische Korrektur dieser wahrscheinlich durch Inhomogenitäten des elektrischen Feldes verursachten Verzerrungen möglich ist. Ein erster Ansatz ergab eine Parametrisierung mit Polynomen zweiten Grades für jeden der drei Sektoren, die aber noch systematischer Untersuchungen vor allem der Orts- und Zeitabhängigkeit bedarf.

Abbildung 4.8 zeigt die Darstellung der Residuals in y für die dritte Spur im Run 287 vor und nach der Korrektur. Ähnlich verhalten sich die anderen Spuren und auch die am Kammerboden entstehenden Verunreinigungen.

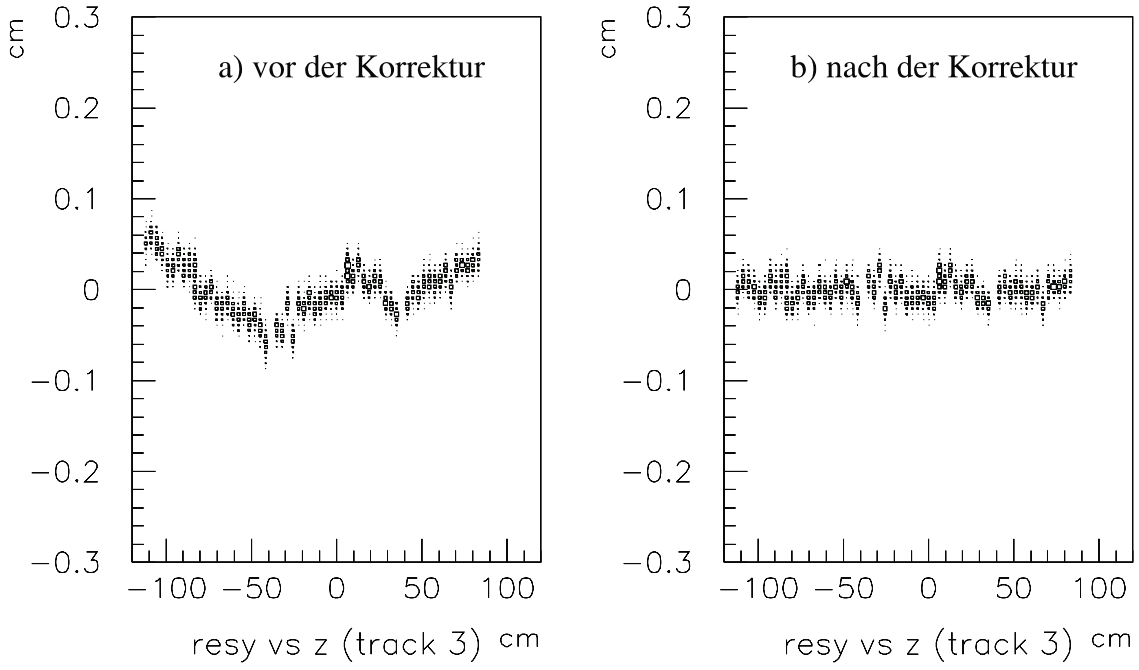

Abbildung 4.8 Elektrische Verzerrungen am Beispiel einer Laserspur

4.4.2. Magnetische Verzerrungen

Eine wesentliche Aufgabe des Lasersystems war die Überprüfung der Korrekturen der im magnetischen Feld hervorgerufenen Verzerrungen. Nach der vorläufigen Korrektur der elektrischen Verzerrungen zeigt sich, daß die Auflösung der Spuren im Magnetfeld nach den Korrekturen der magnetfeldbedingten Verzerrungen nur um etwa 40 µm auf 140 µm ansteigt (siehe Abbildungen 4.12 und 4.16).

Es treten jedoch systematische Verzerrungen auf, deren Ursache in einer unzureichenden Kenntnis des Magnetfeldes liegt. Im gerechneten Feld ist die Feldstärke am Ende der Driftkammer (strahlabwärts) um knapp 1 % zu groß, wodurch die Residualverteilung in Padrichtung (resx) in Abbildung 4.21 eine Abweichung von bis zu 1 mm aufweist. Die in der gemessenen Magnetfeldtabelle enthaltenen systematischen Abweichungen wirken sich direkt auf die Korrekturen aus, in denen die Struktur auch deutlich zu sehen ist (Abbildung 4.15). Wie sich jetzt herausgestellt hat, ist außerdem die TPC im Magnetfeld leicht geneigt. Die letzten Eregbnisse der Positionsmessung konnten in dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden.

Als Ergebnis ist festzuhalten, daß die in dieser Arbeit entwickelte Korrekturmethode in ihrer Anwendbarkeit bestätigt wurde und die Ortsauflösung der Spuren auch im Magnetfeld gut genug ist, um systematische Effekte durch Feldverzerrungen und Positionsungenauigkeiten zu untersuchen.

4.5. Beispiele für Laserspuren

Einen Überblick über einige der von mir untersuchten Laserereignisse gibt die folgende Zusammenstellung. Zuerst werden fünf Runs bei einem Winkel von $\theta = 11{,}4°$ gezeigt, die den Einfluß der verschiedenen Korrektureffekte verdeutlichen. Die Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen den Run 287 ohne Magnetfeld und ohne Verzerrungskorrekturen. Durch die elektrischen Verzerrungen ist die Auflösung in der y-Koordinate auf 300 µm beschränkt. Der Einfluß der Clusterbreite macht sich in der Auflösung der x-Koordinate bemerkbar. Die Signale der ersten, zweiten und vierten Spur sind meist nur auf zwei Pads verteilt, so daß ohne eine zusätzliche Annhame über die Cluster-Breite keine Anpassung an eine gaussförmige Verteilung möglich ist. Die dritte Spur besteht aus 3- oder 4-Pad-Clustern, wodurch der Schwerpunkt eindeutig definiert und die Auflösung wesentlich verbessert wird.

Die nächsten beiden Abbildungen zeigen den Einfluß der elektrischen Verzerrungskorrekturen: Die Breite der Residualverteilungen in y geht deutlich zurück und es sind keine systematischen Effekte mehr zu erkennen. Außerdem belegt ein Vergleich von Abbildung 4.12 (100 Ereignisse) mit Abbildung 4.10 (20 Ereignisse), daß die Breite der Verteilungen in x sich bei größerer Statsistik nicht mehr stark ändert und somit eine Analyse von wenigen Ereignissen für Aussagen über die Güte der Spuren genügt.

In den Abbildungen 4.13 und 4.14 ist die Messung der Strahlen bei der gleichen Position, aber im Magnetfeld, zu sehen. Die maximalen Abweichungen betragen bis zu 3 cm, die Strahlen spalten sich in der Draufsicht erkennbar auf, da die Größe der Verzerrungen von der Höhe abhängt. In den Residualverteilungen sind nur die im zentralen Bereich mit geringen Verzerrungen gelegenen Punkte erfaßt.

Die Korrektur der magnetfeldbedingten Verzerrungen wurde nun mit dem gemessenen und mit dem gerechneten Feld durchgeführt. In Abbildung 4.15, die die Ergebnisse bei Verwendung der gemessenen Magnetfeldtabelle zeigt, sieht man oben rechts eine systematische Struktur, die sich aus dem Magnetfeld (Abbildung 3.8 oben rechts) ergibt, unten rechts sind die elektrischen Verzerrungen erkennbar. Diese Auswertung zeigt, daß die Auflösung der Laserspuren in Prinzip gut genug ist, um auch kleine Verzerrungen in den Feldern nachzuweisen.

Unter Benutzung des berechneten Magnetfeldes erhält man die in Abbildung 4.17 und 4.18 dargestellten Ergebnisse. Die systematischen Abweichungen sind nun kleiner als 200 µm, lassen sich aber durch genauere Kenntnis des Magnetfeldes und der Systematik der elektrischen Verzerrungen noch verbessern.

Ein Vergleich der Auflösung mit und ohne Korrekturen für eine weitere Position - der Winkel beträgt $\theta = 23{,}4°$ - ist in den Abbildungen 4.19 bis 4.22 zu sehen. Die Restverzerrungen in Padrichtung (Abbildung 4.21 rechts oben) bei den Spuren im Magnetfeld ist auf die Abweichung des hier benutzten gerechneten Magnetfeldes vom tatsächlichen Feld am Ende der Kammer ($z > 70$ cm) zurückzuführen.

Der einzige mir bisher zur Verfügung stehende Run mit dem Zählgas $NeCO_2$ (Abbildung 4.23 und 4.24) hat wegen des geringen Spurwinkels ($\theta = 5{,}4°$) einen großen Winkel zu den Pads, die in diesem Bereich eine Neigung von durchschnittlich etwa 17° haben, so daß die Auflösung in dieser Position schlechter als bei den vorher genannten ist. Die systematische Untersuchung dieser Ereignisse steht noch aus und wird die quantitaven Ergebnisse bestätigen und ergänzen.

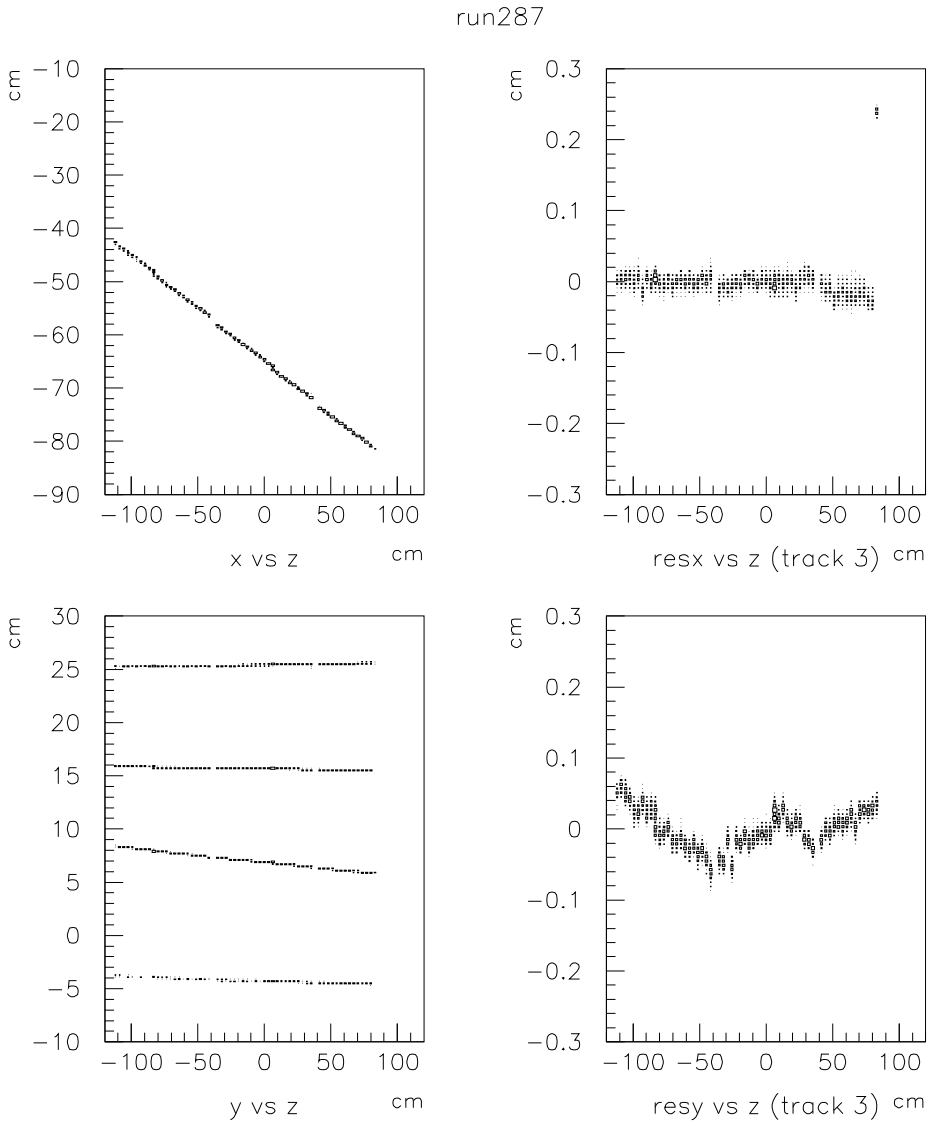

Abbildung 4.9 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 287 ohne elektrische Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=0 T, 20 Ereignisse)

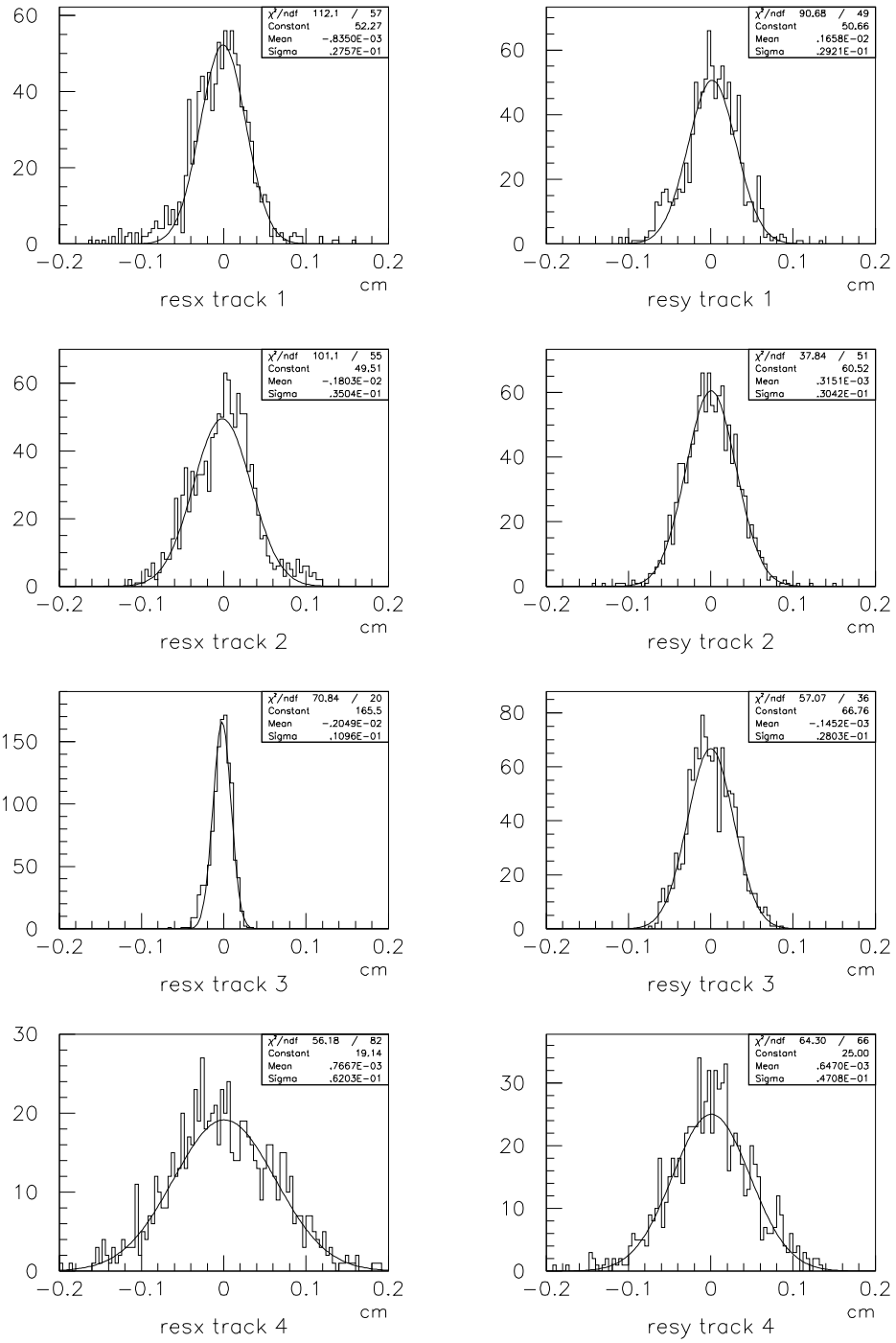

Abbildung 4.10 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 287 ohne elektrische Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=0 T, 20 Ereignisse)

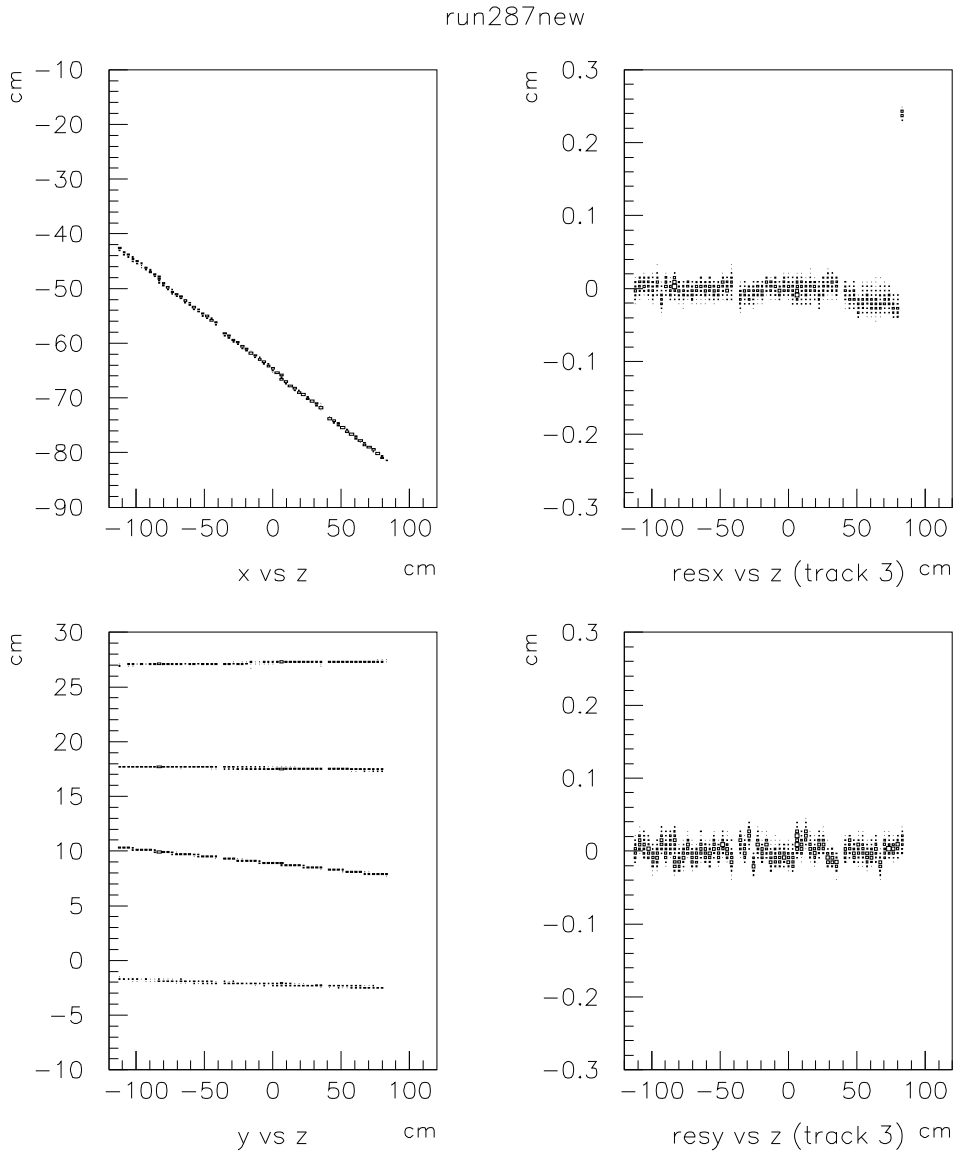

Abbildung 4.11 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 287 mit elektrischen Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=0T, 100 Ereignisse)

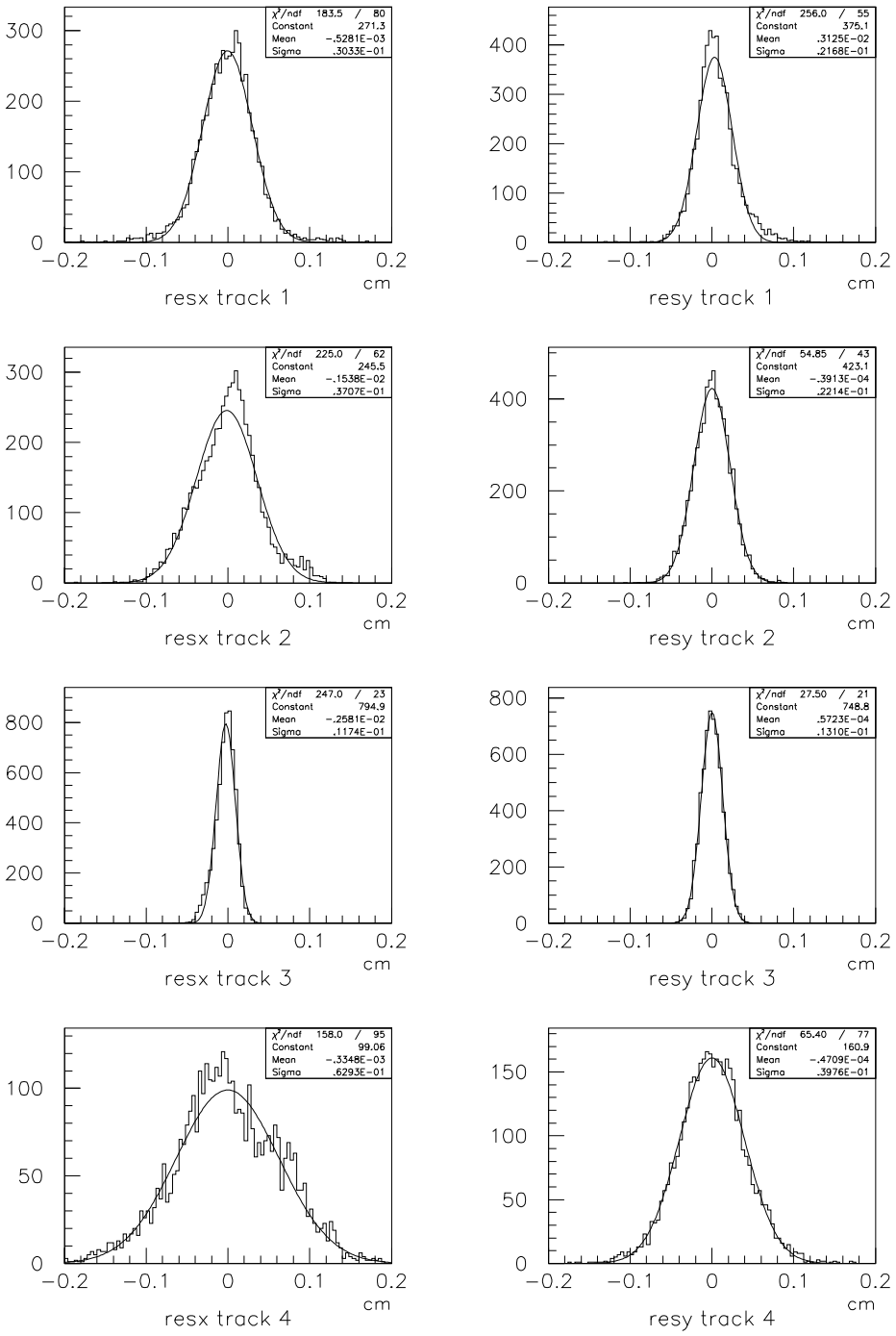

Abbildung 4.12 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 287 mit elektrischen Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=0 T, 100 Ereignisse)

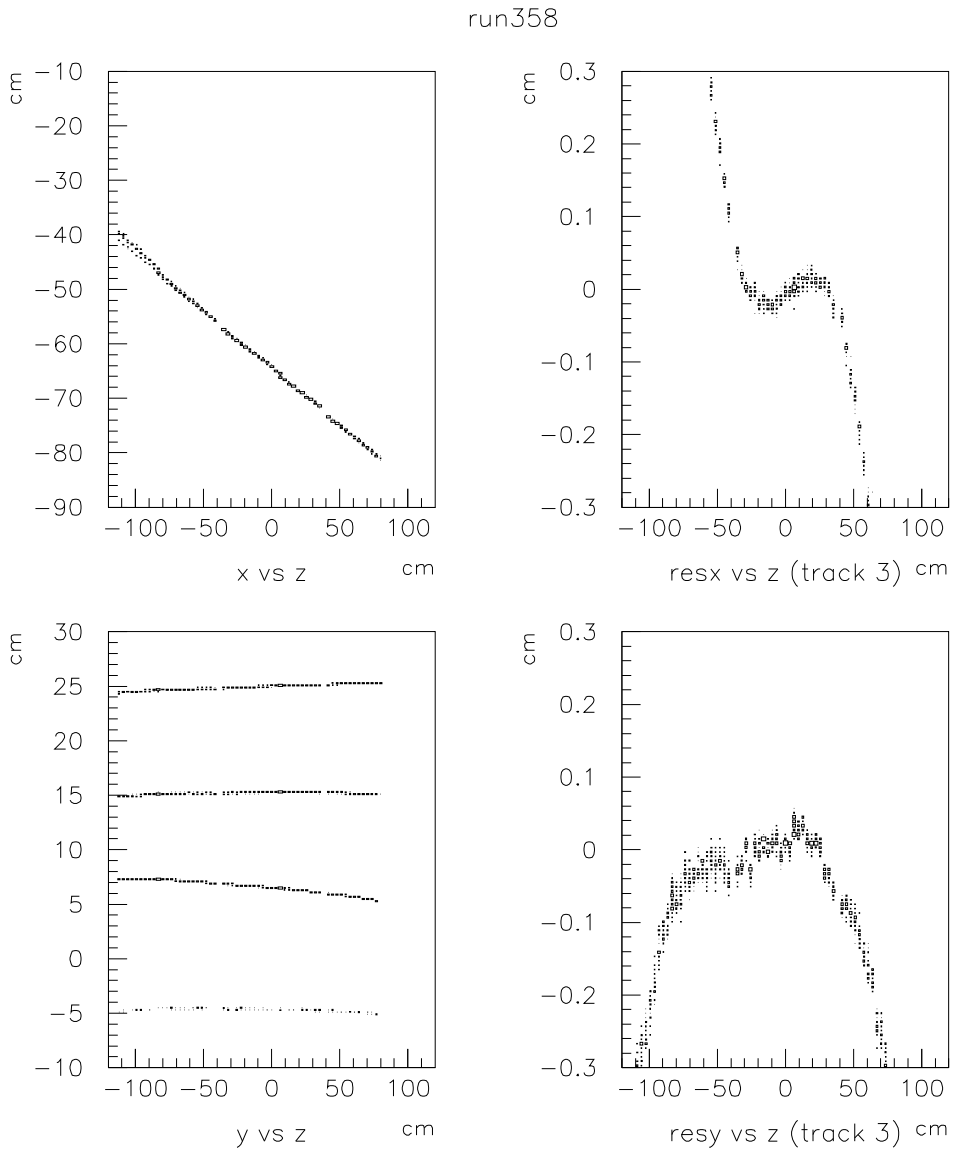

Abbildung 4.13 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 358 ohne elektrische und magnetische Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=1.1 T, 20 Ereignisse)

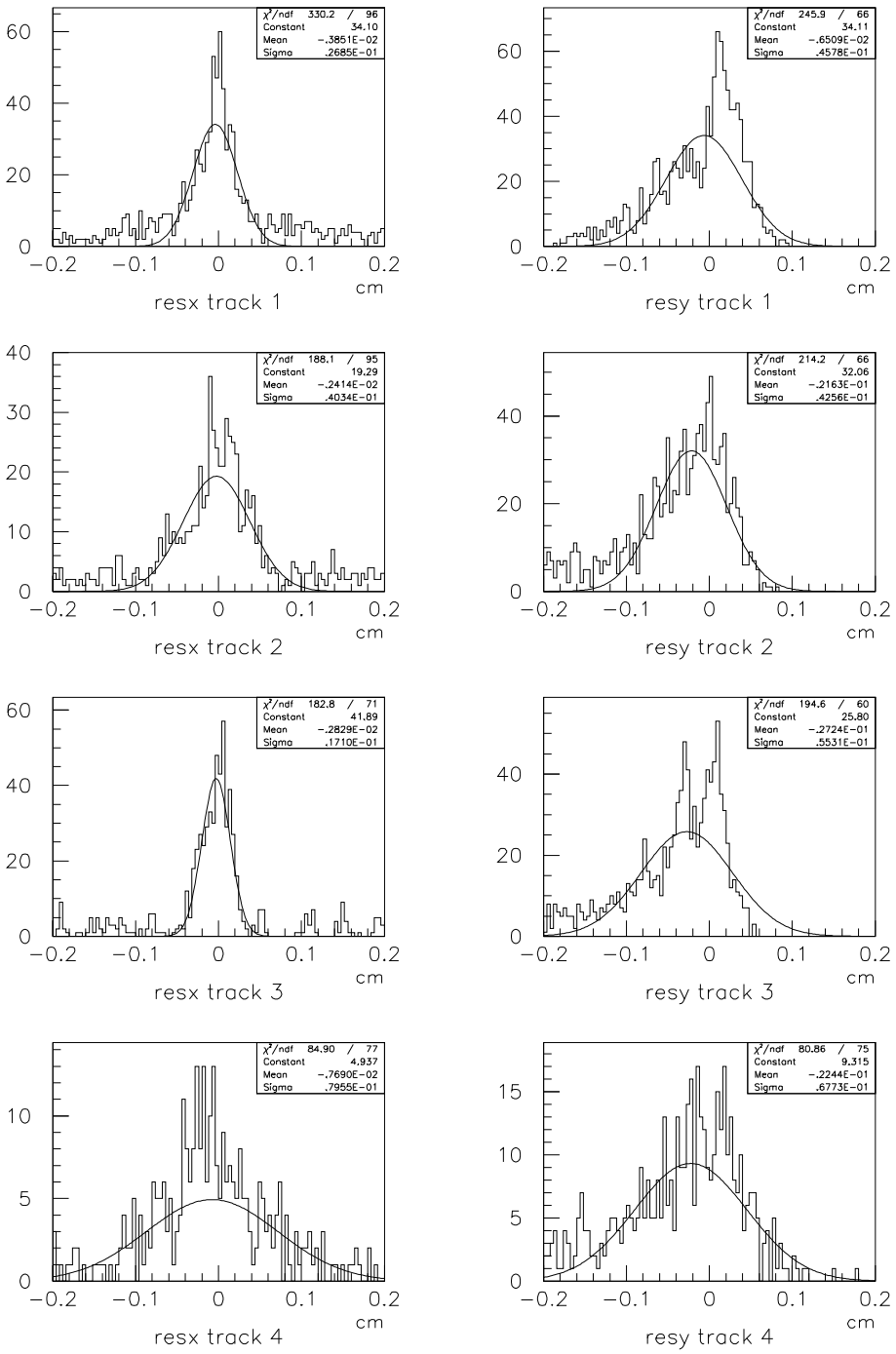

Abbildung 4.14 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 358 ohne elektrische und magnetische Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=1,1 T, 20 Ereignisse)

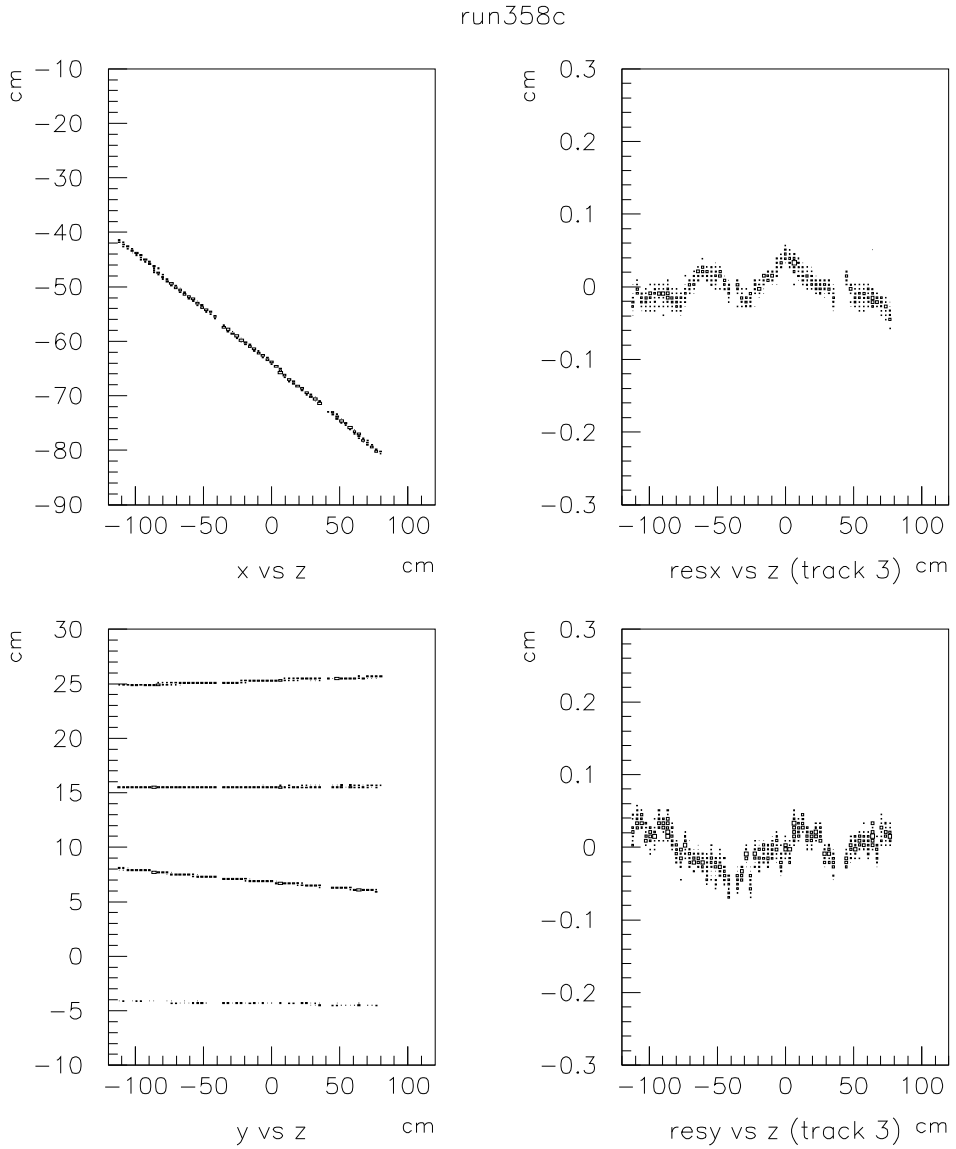

Abbildung 4.15 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 358 mit magnetischen und ohne elektrische Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=1,1 T, 20 Ereignisse, gemessenes Magnetfeld)

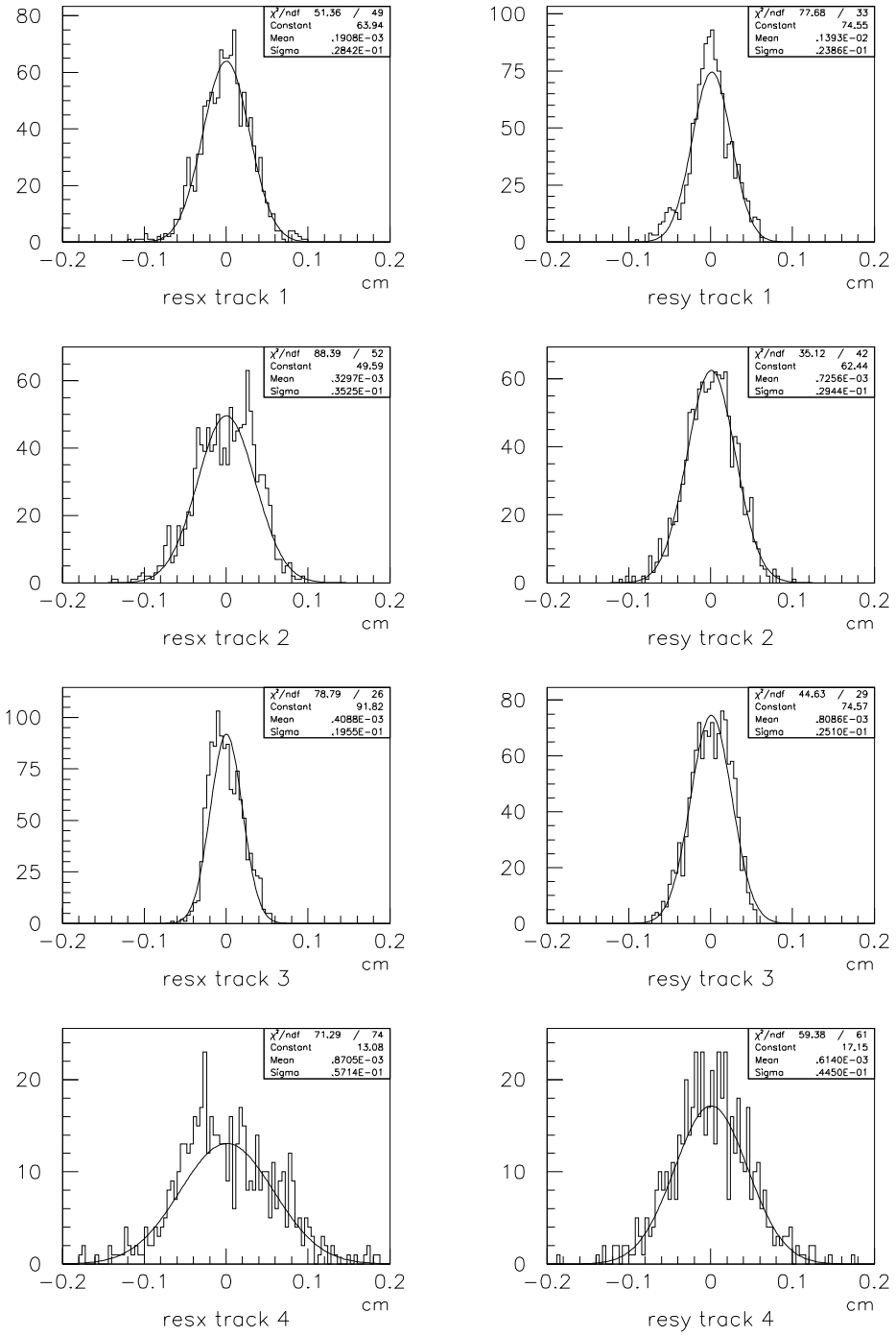

Abbildung 4.16 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 358 mit magnetischen und ohne elektrische Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=1,1 T, 20 Ereignisse, gemessenes Magnetfeld)

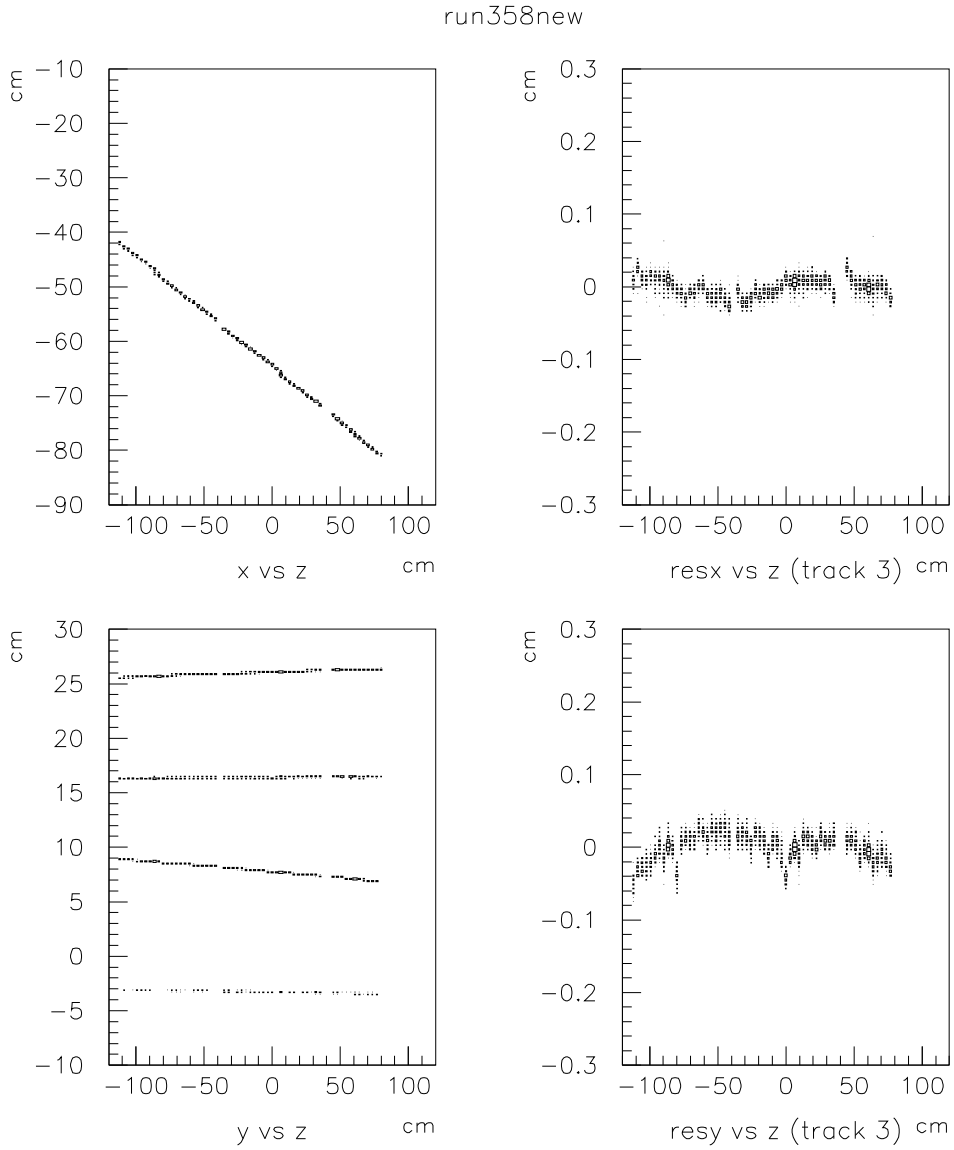

Abbildung 4.17 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 358 mit magnetischen und elektrischen Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=1,1 T, 100 Ereignisse, gerechnetes Magnetfeld)

4.5. Beispiele für Laserspuren

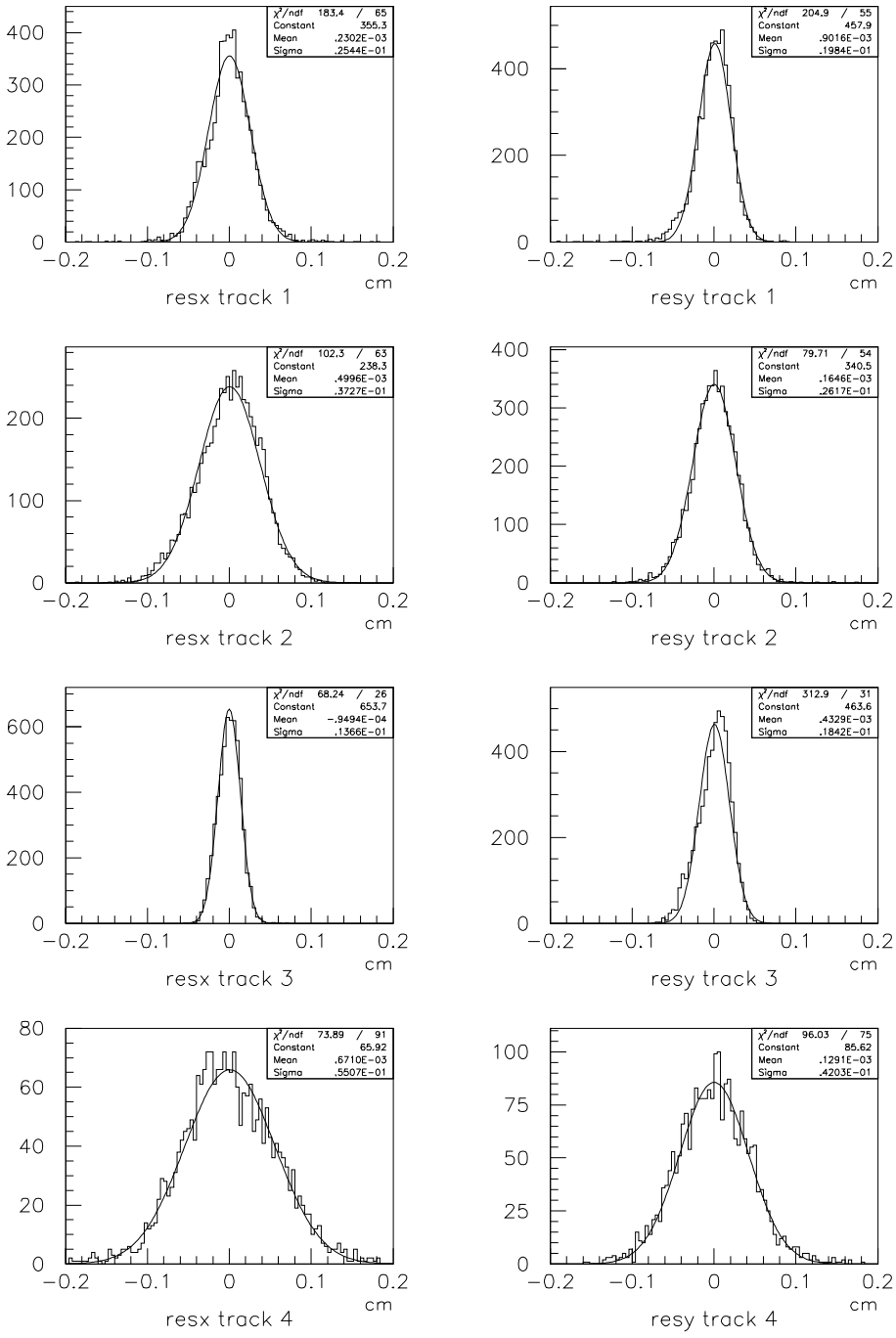

Abbildung 4.18 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 358 mit magnetischen und elektrischen Verzerrungskorrekturen (θ=11,4°, B=1,1 T, 100 Ereignisse, gerechnetes Magnetfeld)

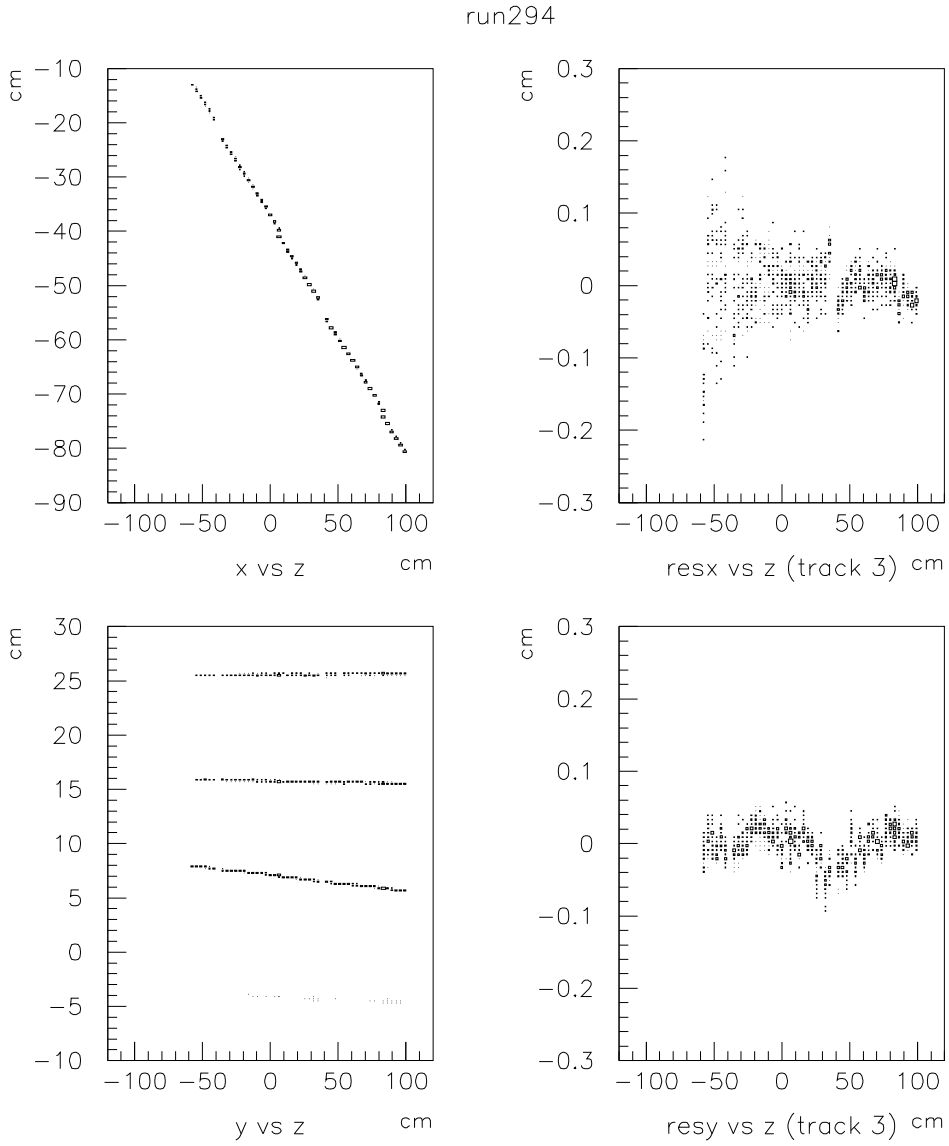

Abbildung 4.19 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 294 ohne elektrische Verzerrungskorrekturen (θ=23,4°, B=0 T,20 Ereignisse)

4.5. Beispiele für Laserspuren

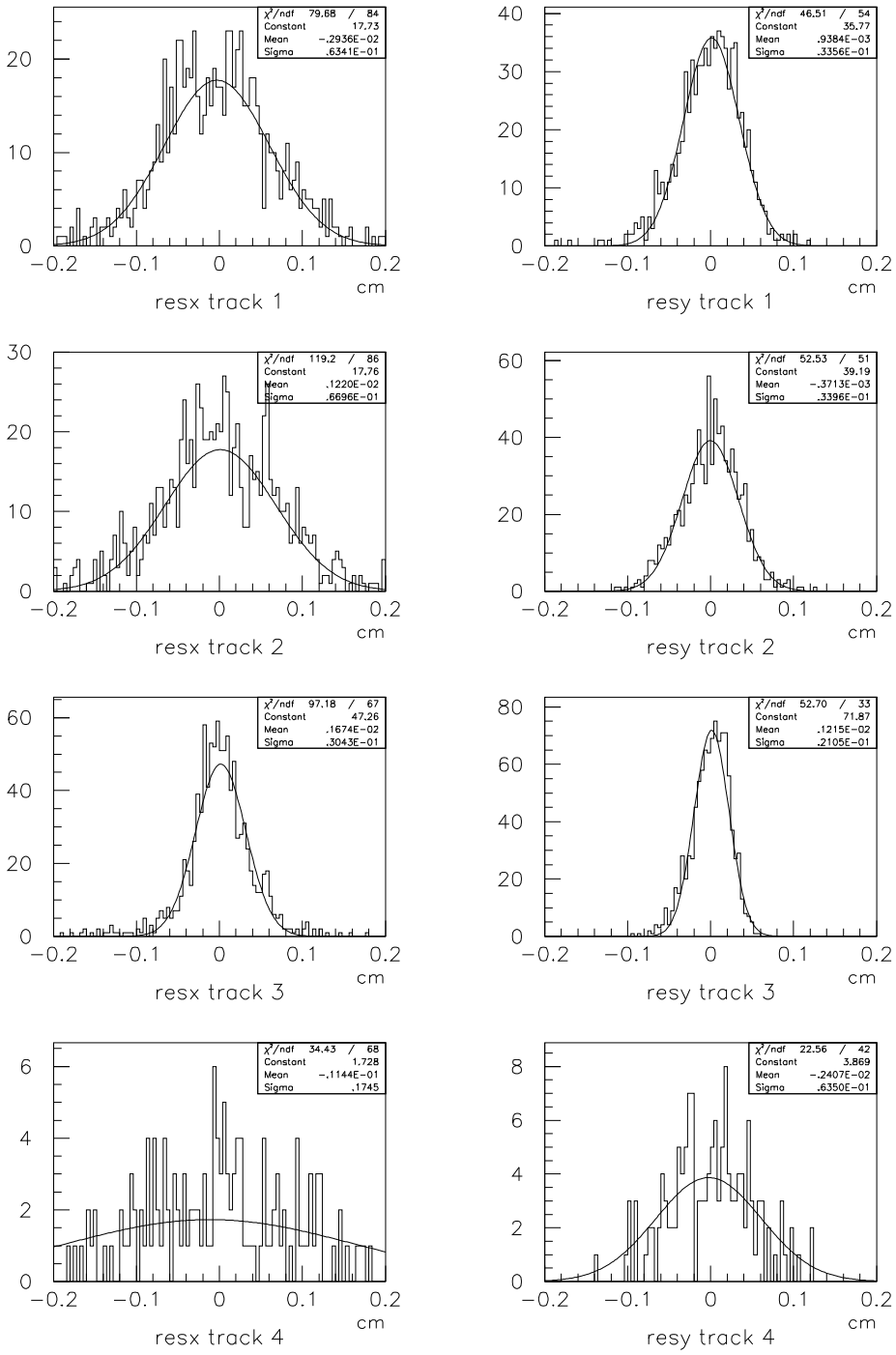

Abbildung 4.20 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 294 ohne elektrische Verzerrungskorrekturen (θ=23,4°, B=0 T,20 Ereignisse)

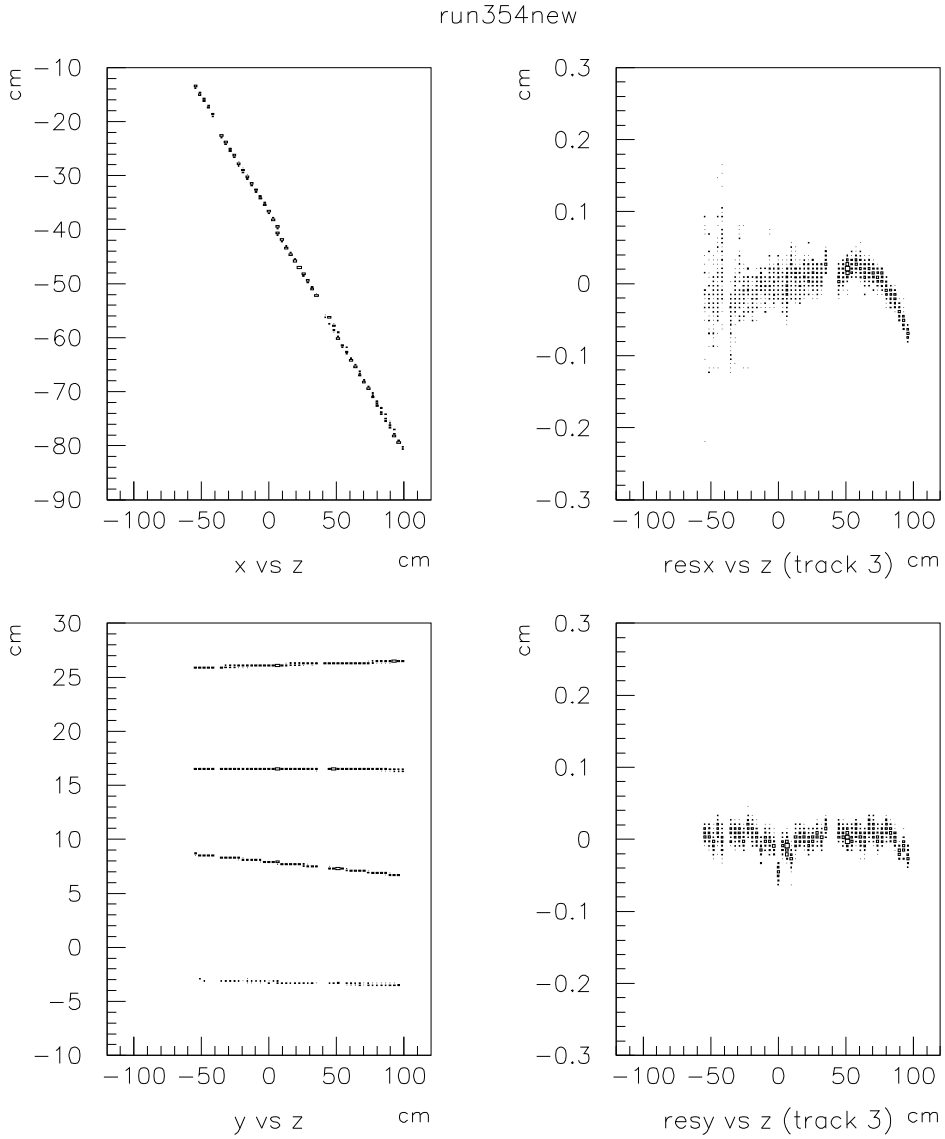

Abbildung 4.21 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 354 mit elektrischen und magnetischen Verzerrungskorrekturen (θ=23,4°, B=1,1 T,100 Ereignisse, gerechnetes Magnetfeld)

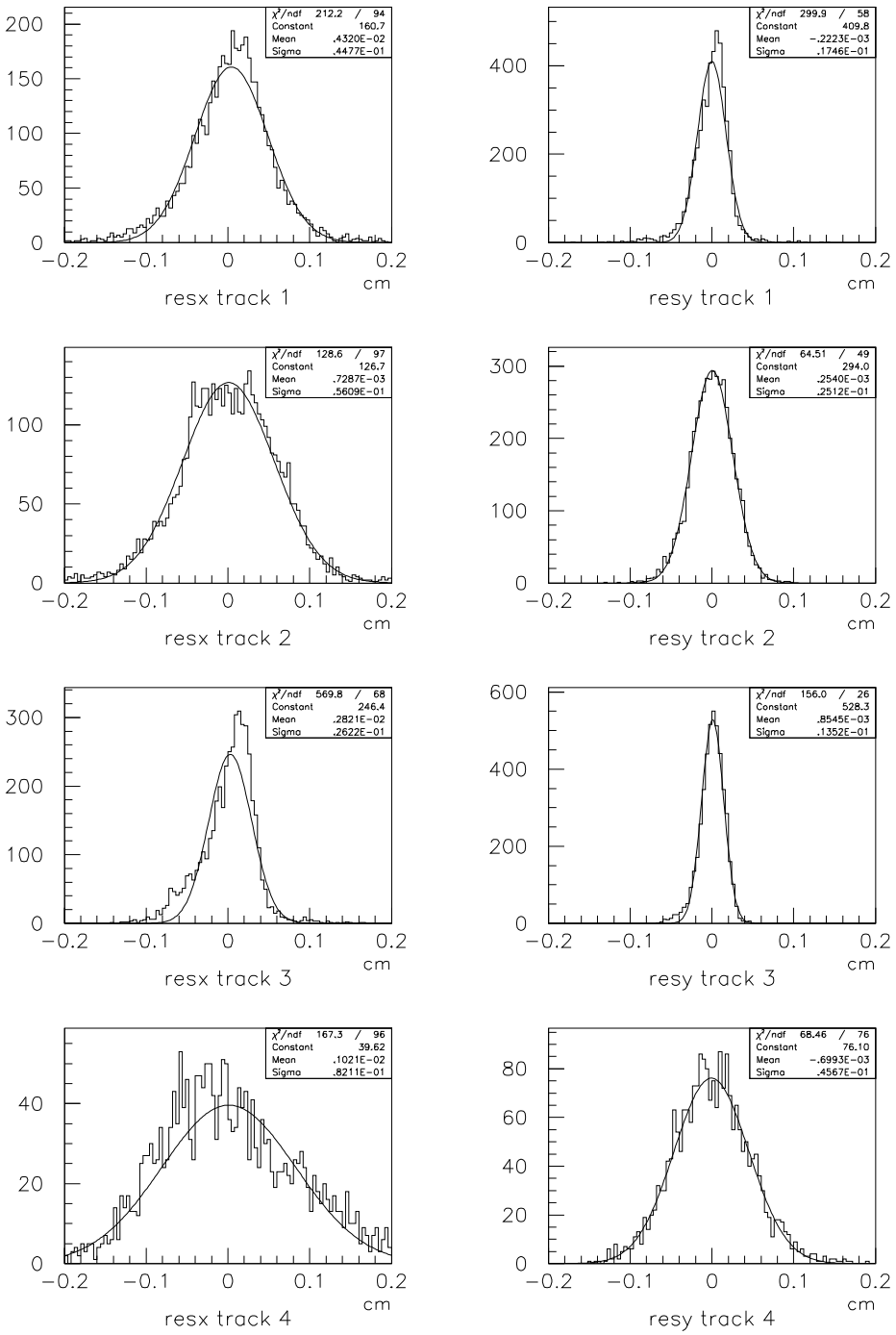

Abbildung 4.22 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 354 mit elektrischen und magnetischen Verzerrungskorrekturen (θ=23,4°, B=1,1 T,100 Ereignisse, gerechnetes Magnetfeld)

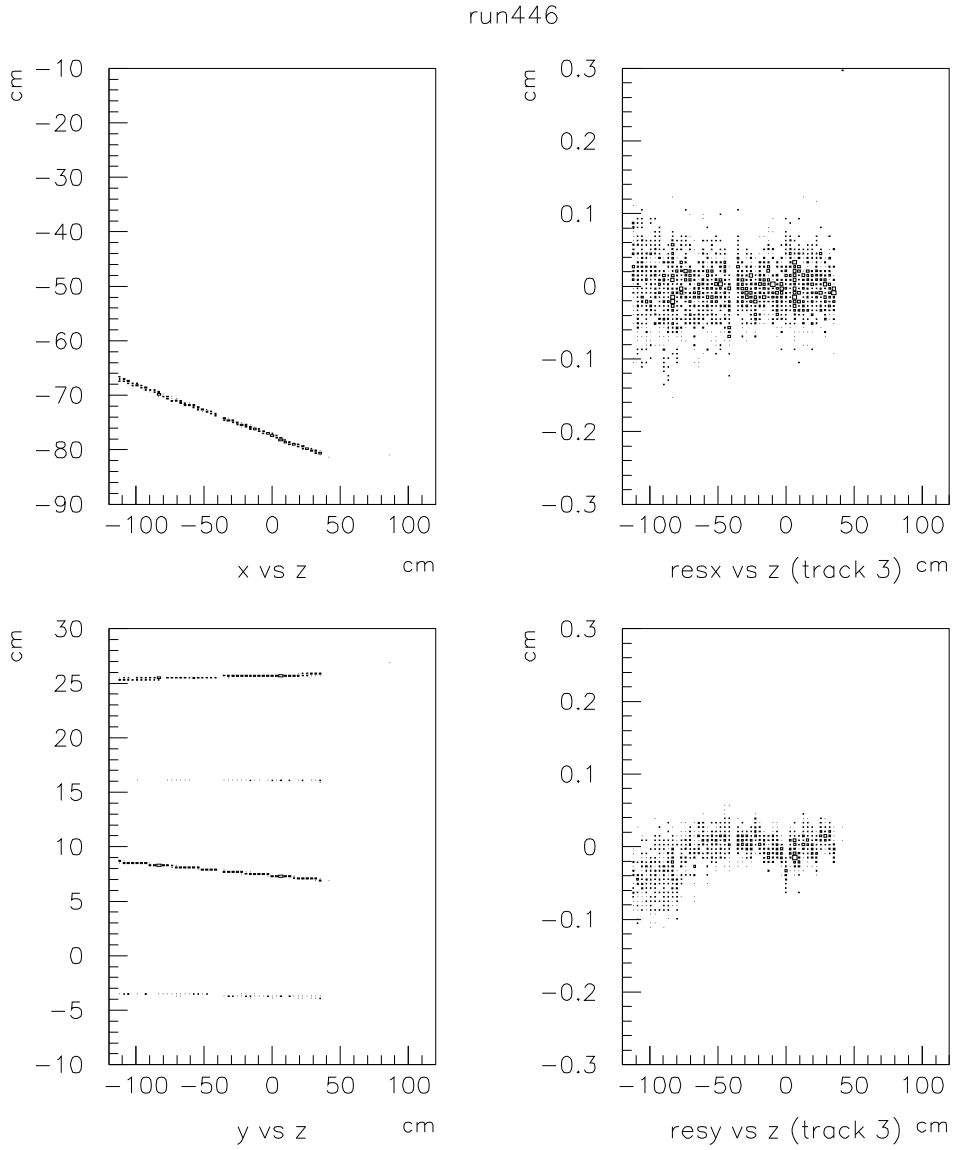

Abbildung 4.23 Gemessene Spurpositionen und die Residuals der dritten Spur in Abhängigkeit von der Padreihe (z-Position) für den Run 446 mit elektrischen Verzerrungskorrekturen (θ=5,4°, B=0T,20 Ereignisse, $NeCO_2$)

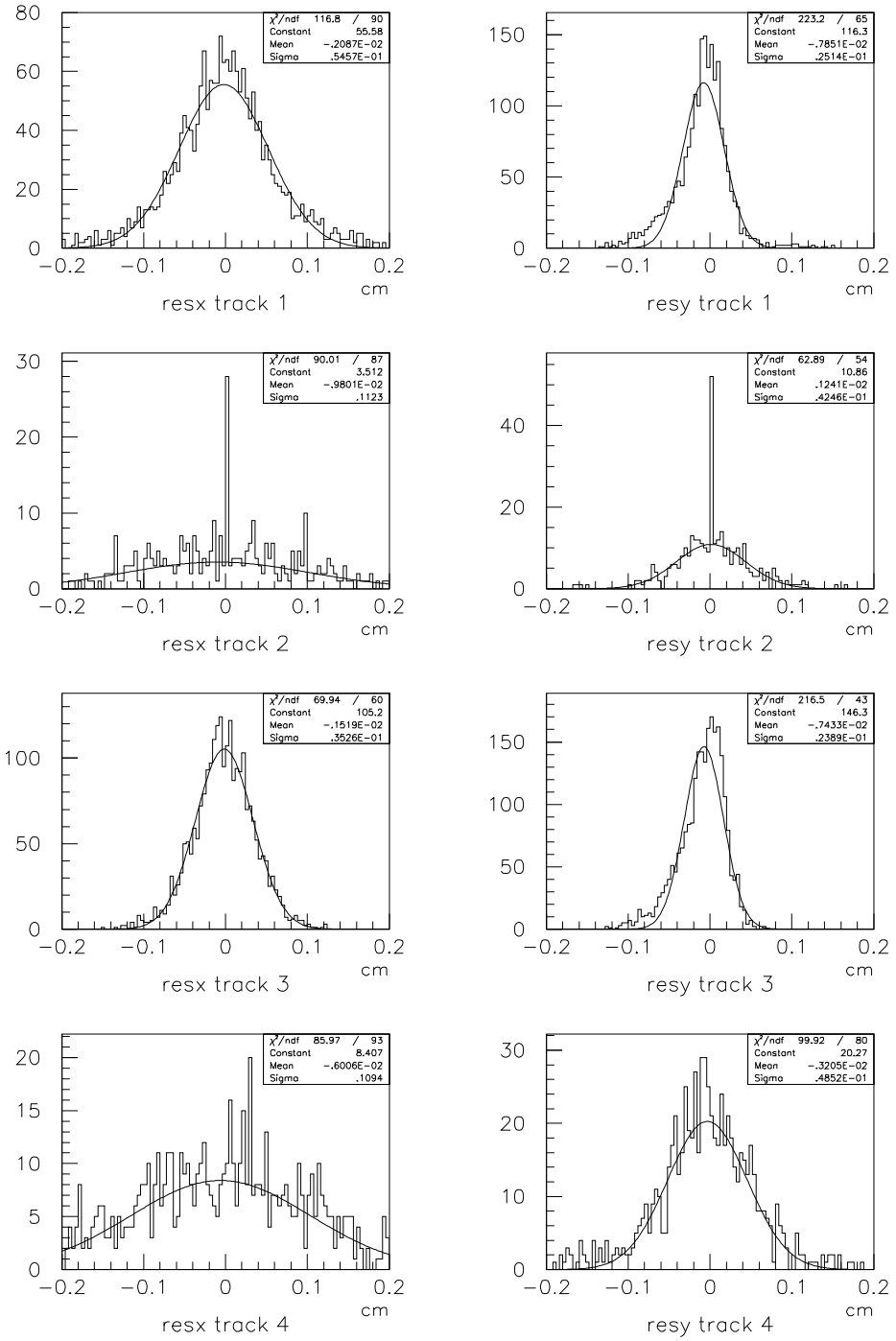

Abbildung 4.24 Gemessene Residualverteilungen aller vier Spuren für den Run 446 mit elektrischen Verzerrungskorrekturen (θ=5,4°, B=0T, 20 Ereignisse, $NeCO_2$)

4. Die Analyse von Laserspuren

5. Zusammenfassung

Bei dem Betrieb einer Spurendriftkammer in einem inhomogenen Magnetfeld treten Verzerrungen auf, die in dieser Arbeit untersucht wurden. Die Auswertung von auch im Magnetfeld geraden Laserspuren diente der Überprüfung der Korrekturmethode auf ihre Anwendbarkeit. Die Daten wurden im Rahmen des NA49-Experimentes am SPS des CERN im November und Dezember 1994 mit Hilfe eines Laserkalibrationssystems gewonnen.

Ausgehend von der Bewegungsgleichung der Elektronen im Zählgas bei äußeren elektromagnetischen Feldern konnte eine numerische Methode zur Berechnung der Verzerrungen entwickelt werden. Eine genaue Kenntnis der darin verwendeten vektoriellen Größen Driftgeschwindigkeit, elektrisches Feld und magnetisches Feld ist die Voraussetzung für das Erreichen einer Genauigkeit von 100 µm.

Die Verzerrungen haben bei den hier verwendeten Magnetfeldern mit einer Stärke bis zu 1,5 T eine Größe von maximal 5 cm in den Randbereichen der Spurendriftkammer, wo die Magnetfeldstärke und -richtung einen großen Gradienten besitzen. Sie sind daher bei der Spurrekonstruktion nicht zu vernachlässigen und bedürfen einer Korrektur.

Für die Auswertung der Daten wurde ein Korrekturprogramm entworfen, welches aufgrund der großen Datenmengen auf die Rechenzeit optimiert wurde. Der mittlere Fehler der Routine für Punkte im gesamten Detektorvolumen ist kleiner als 5 µm, die Rechenzeit konnte durch Verwendung einer Korrekturtabelle auf wenige Sekunden für ein Ereignis beschränkt werden.

Das im November 1994 installierte Laserkalibrationssystem stellt vier übereinader liegende Laserstrahlen in der in Strahlrichtung rechts liegenden Driftkammerhälfte zur Verfügung, die mit einem Abstand von 100 mm über ein Strahlführungsrohr von einer Ecke in die TPC geleitet wurden. Durch Drehung des Rohres konnten verschiedene Positionen eingestellt werden, in denen jeweils einige hundert Ereignisse aufgenommen wurden.

Die vertikale Position der Laserspuren im Strahlführungsrohr konnte mit einer Auflösung von 300 µm bestimmt werden. Aus einem Vergleich zwischen dem gemessenen Abstand der Spuren und dem Sollwert wurde die Driftgeschwindigkeit auf 0,6 % genau bestimmt. Diese liegt für $ArCO_2$ mit einer Driftfeldstärke von 180,17 V/cm bei 1,398 cm/µs und liegt bei dem für diese Gasmischung erwarteten Wert.

5. Zusammenfassung

Die Auflösung der Spurpunkte ist abhängig von der Anzahl und Breite der zugehörigen Cluster. Die dritte Spur hatte eine deutlich höhere Intensität und war dadurch auf der gesamten Länge mit 3- oder 4-Pad-Clustern sichtbar. Die Auflösung der Spurpunkte zeigt die erwartete Abhängigkeit vom Winkel der Spur zu den Pads und ist nach einer Korrektur auf diesen Effekt besser als 100 µm. Bis auf wenige Ereignisse mit einer hohen Zahl von Verunreinigungen konnten die Spuren im Rahmen dieser Genauigkeit reproduziert werden, wenn keine Veränderung der Justierung vorgenommen wurde.

In allen untersuchten Ereignissen waren elektrische Verzerrungen in Driftrichtung zu sehen, deren Herkunft nicht geklärt werden konnte. Da sie unabhängig von der Driftlänge sind, liegt ihr Entstehungsort in der Nähe der Drahtebenen. Eine erste Parametrisierung ließ eine Korrektur zu, diese konnte aber nicht systematisch untersucht werden.

Die Anwendbarkeit der Korrekturmethode für magnetfeldbedingte Verzerrungen wurde durch die Ergebnisse der Spuranalyse im Magnetfeld gezeigt. Die Auflösung lag bei 150 µm und beinhaltet noch systematische Fehler, die in einer ungenügenden Kenntnis des Magnetfeldes und der Position der Laserstrahlen ihre Ursache haben.

Offen geblieben sind eine genauere Analyse der elektrischen Verzerrungen, eine Berücksichtigung der sich ändernden Neigungswinkel der Pads im Bereich der Laserspuren sowie eine Korrektur der Position der TPC im Magnetfeld. Die mit Neon durchgeführten Runs konnten wegen Datenübertragungsproblemen bis auf ein Beispiel nicht untersucht werden. Mit einer korrekten Magntefeldtabelle und Berücksichtigung aller Korrekturen ist eine weitere Verbesserung der Auflösung möglich.

Für die nächste Strahlzeit ist geplant, in beiden TPC-Hälften zwei Strahlführungsrohre mit je sechs Strahlen zu installieren, die über die gesamte Höhe verteilt sind und durch Überschneidungen Kreuzugspunkte erzeugen. Mit diesen kann die Position der Strahlen im Magnetfeld unter Ausnutzung der Symmetrie der Verzerrungen und der annähernden Homogenität des Magnetfeldes im Zentralbereich eindeutig bestimmt werden. Desweiteren können systematische Effekte über das gesamte Volumen der TPC, vor allem die Abhängigkeit der Auflösung von der Driftstrecke, ermittelt werden.

Literaturverzeichnis

[1] T. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, Teubner, Stuttgart (1992)

[2] Physical Review D, *Review of Particle Properties*, The American Physical Society (1994)

[3] F. Halzen und A. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, New York (1984)

[4] K. Lee, M. Rhoades-Brown und U. Heinz, *Energy Spectra of Strange Particles Hadronizing from a Quark-Gluon Plasma*, Phys. Rev. **C37** (1988)1460

[5] J. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*, Phys. Rev. **D27** (1983) 140

[6] S. Margetis, *A Study of Transverse Energy Production and Forward Energy Flow in ^{16}O- and ^{32}S-Nucleus Collisions* , Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1990)

[7] S. Margetis und NA49 Kollaboration, *First Results from NA49 on Pb+Pb Collisions at 158 GeV/Nucleon*, Quark Matter 1995

[8] H. Schmidt, J. Schukraft, *The Physics of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*, GSI-92-19 Preprint (1992)

[9] M. Gaździcki und NA35 Kollaboration, *New Data on the Strangeness Enhancement in Central Nucleus-Nucleus Collisions at 200 AGeV*, Nucl. Phys. **A566** (1994) 503c

[10] G. Roland und NA 35 Kollaboration, *Rapidity and Transverse Momentum Dependence of the Two Pi-Correlation Function in 200 AGeV Nucleus+Nucleus Collisions*, Nucl. Phys. **A566** (1994) 527c

[11] D. Röhrich und NA35 Kollaboration, *Hadron Production in S+Ag and S+Au Collisions at 200 GeV/Nucleon*, Nucl. Phys. **A566** (1994) 35c

[12] D. Warner (Hrsg.), *CERN Heavy-Ion Facility Design Report*, CERN 93-01 (1993)

[13] C. de Marzo et al., *A Segmented Photon-Hadron Calorimeter Using a Two Coloured Wavelength Shifter Optical Readout System*, Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983) 405

[14] NA35, *Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb-induced Reactions at the CERN SPS*, Proposal submitted to CERN SPSLC (1991)

[15] A. Kühmichel und NA49 Kollaboration, *New developments in high precision, high particle density tracking with Time Projection Chambers*, submitted to NIM

[16] W. Rauch, *The NA49 Data Acquisition System*, in IEEE trans. Nucl. Sci. **41** (1994)

[17] F. Gabler, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Frankfurt am Main

[18] J. Bächler et al., *Charged Particle Production in Central S+S Collisions at 200 GeV/c per Nucleon* , Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1419

[19] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart (1987)

[20] J. Günther, *Identifizierung geladener Teilchen durch Messung der spezifischen Ionisation in der NA35-Spurendriftkammer*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[21] W. Blum und L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag, Berlin (1993)

[22] C. Markert, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Frankfurt am Main

[23] S. Amendolia et al., *Calibration of Field Inhomogenities in a Time Projection Chamber with Laser Rays*, Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1985) 296

[24] H. Appelshäuser, *Systematische Untersuchungen zur Rekonstruktionseffizienz und -genauigkeit einer Spurendriftkammer*, GSI-93-09, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993)

[25] O. Hadeler et al., *The Laser Calibration System for the NA49 TPCs*, interner Report (1993)

[26] O.Hadeler, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Frankfurt am Main

[27] R. Renfordt, private Mitteilung

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele gilt mein Dank für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die Motivation und Begleitung dieser Arbeit.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Reinhardt Stock - auch für Förderung meines Interesses an der Hochenergiephysik - und Herrn Dr. Rainer Renfordt, der mir in vielen Diskussionen Fragen erläutert und Ideen geprüft hat.

Weiterer Dank geht an Herrn Priv. Doz. Dr. Marek Gaździcki für sein Interesse an meiner Arbeit sowie ein kritisches Überprüfen der Ergebnisse.

Ohne Herrn Priv. Doz. Dr. Dieter Röhrich sowie den Herren Dipl. Phys. Christian Bormann, Dittmar Brinkmann und Jörg Günther hätte diese Arbeit nicht entstehen können, vielen Dank für die Beantwortung großer und kleiner Fragen zu den Computern, dem Programmieren und der Physik.

Herrn Oliver Hadeler und Herrn Christof Roland danke ich für die Zusammenarbeit und die Erläuterungen meiner Fragen zum Lasersystem.

Dank gilt auch Herrn Dipl. Phys. Harald Appelshäuser, dessen Diplomarbeit ein hilfreicher Einstieg in das Thema war, Herrn Dr. Andreas Kühmichel für sein offenes Ohr für mancherlei Fragen sowie Herrn Dipl. Phys. Helmut Rothardt für das Korrekturlesen und sein beständiges Interesse.

Allen anderen aus der Arbeitsgruppe danke ich für ihre mehr oder weniger bewußte Unterstützung, sowie Herrn Dr. Riszard Zybert aus Birmingham, dessen Arbeit zu Magnetfeldverzerrungen mir zu Beginn den Weg gezeigt hat.

Besonderer Dank gilt meiner Frau Gesine, die mich während der Entstehung dieser Arbeit fortwährend unterstützt und ermutigt hat.