Untersuchung des elektrischen und magnetischen Feldes in den NA49-TPCs mit Hilfe von Laserspuren

Diplomarbeit

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

von

Holm Hümmler

Frankfurt am Main 1997

Inhaltsverzeichnis

1 Relativistische Schwerionenkollisionen im Experiment NA49

Das Experiment NA49 am Europäischen Zentrum für Teilchenphysik (CERN) in Genf dient der Erforschung von relativistischen Schwerionenkollisionen. Dieses Feld der Kernphysik hatte seine Anfänge erst in den 70er Jahren am BEVALAC in Berkeley und untersucht zur Zeit Schwerionenstöße von einigen hundert MeV/Nukleon bis 200 GeV/Nukleon. Nach den heute üblichen Experimenten mit festem Target sollen in der Zukunft Colliderexperimente mit Schwerionen neue Energiebereiche erschließen. Während die Experimente dadurch erleichtert werden, daß sie zumeist auf bestehende Beschleunigeranlagen aus der Hochenergiephysik zurückgreifen können, ist die theoretische Beschreibung relativistischer Schwerionenstöße ausgesprochen problematisch. Vom Verständnis dieser Reaktionsmechanismen erhofft man sich aber einen Zugang zur starken Wechselwirkung bei niedrigen Impulsüberträgen, insbesondere in ausgedehnten Systemen.

1.1 Motivation

Die Erforschung der starken Wechselwirkung stützt sich vor allem auf die Beobachtung von Kernreaktionen sowie von Streuprozessen einzelner Teilchen in den Experimenten der Hochenergiephysik. Beschrieben wird sie durch die Quantenchromodynamik (QCD), eine Eichtheorie nach dem Vorbild der Elektrodynamik. Die relativistische Schwerionenphysik bietet die Möglichkeit, die Vorhersagen dieser Theorie für größere Teilchenensembles bei hohen Energiedichten zu testen.
Die Quantenchromodynamik behandelt die starke Wechselwirkung als Austausch von Eichbosonen (Gluonen) zwischen den Quarks, aus denen alle stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen) aufgebaut sind. Den Quarks wird dabei eine der Ladung in der Elektrodynamik entsprechende Quantenzahl, die "Farbe" zugeordnet. Ein Quark besitzt eine von drei möglichen Farben; die experimentell beobachtbaren Hadronen bestehen aber immer aus farbneutralen Kombinationen von Quarks. Dementsprechend gibt es Hadronen aus drei Quarks oder drei Antiquarks (Baryonen) oder aus einem Quark und

einem Antiquark (Mesonen). Gebilde aus sechs oder mehr Quarks sind vorstellbar, wurden aber bislang nicht experimentell nachgewiesen. Neben diesen Valenzquarks enthält ein Hadron ständig entstehende und vergehende Gluonen und Quark-Antiquark-Paare (*quark condensate*), die die Farbneutralität des Gesamtsystems nicht verändern, aber beträchtlich zum Wirkungsquerschnitt in hochenergetischen Streuprozessen und zur Masse des Hadrons beitragen. Innerhalb des Hadronvolumens können sich diese Bestandteile annähernd frei bewegen (Bagmodell). Erhält ein Quark in einem Hadron-Hadron-Stoß einen hohen Impulsübertrag, durch den es dieses Volumen verläßt, dann werden ein oder mehrere neue Quark-Antiquark-Paar gebildet, mit dem sowohl das freigesetzte als auch die zurückgebliebenen Quarks wieder farbneutrale Hadronen bilden (Stringmodell). Die Zahl der Valenzquarks im System bleibt dabei erhalten.[1]
Da die starke Wechselwirkung für die Eigenschaften von Materie bei großen Dichten und hohen Energien entscheidend ist, wäre eine vollständige theoretische Beschreibung dieses Zustands im Rahmen der Quantenchromodynamik vor allem für die Astrophysik von großer Bedeutung. Hohe Materie- und Energiedichten fanden sich nicht nur in frühen Stadien des Universums, sondern sind auch heute noch im Inneren von Neutronensternen und bei Supernova-Explosionen realisiert. Die Anwendung der QCD für große Teilchenensembles bei diesen Energien ist aber mathematisch schwierig. So lassen sich Hadron-Streuprozesse mit niedrigen Impulsüberträgen nicht mit Hilfe der Störungstheorie berechnen. Als wichtigste Methode zur Behandlung dieser Fragen bleiben damit numerische Berechnungen in einem auf Gitterpunkte eingeschränkten Phasenraum. Diese ergeben für hinreichend hohe Energiedichten einen Phasenübergang zum sogenannten Quark-Gluon-Plasma.[2] Dabei wird der Einschluß der Quarks und Gluonen in den Hadron-Bags aufgehoben (*deconfinement*), und sie können sich frei bewegen. Daneben gibt es eine Reihe weiterer theoretischer Vorhersagen für Materie unter hohen Dichten und Temperaturen. Sie enthalten zum Beispiel eine Absenkung der Hadronmassen durch Verschwinden des Quarkkondensats. Dadurch würden einige der grundlegenden Symmetrien der Quantenchromodynamik wiederhergestellt, die normalerweise durch die Quarkmassen gebrochen sind. Zu klären ist zum Beispiel, ob dieses Verschwinden der Massen mit der Aufhebung des Einschlusses in Hadronen verbunden ist oder als eigenes Phänomen möglicherweise auch unter anderen Bedingungen erfolgt. [3]
Die einzige derzeit vorstellbare Möglichkeit, diese Berechnungen auf der Erde experimentell zu verifizieren, sind relativistische Schwerionenkollisionen. Diese geben aber die für die Berechnungen notwendigen Voraussetzungen nur unvollständig wieder. So ist das Volumen des in der Kollision erzeugten "Feuerballs" notwendigerweise begrenzt. Die Dichten und Temperaturen im Feuerball sind nicht unabhängig von anderen Größen zu messen, und Vorhersagen darüber sind selbst modellabhängig. Es ist daher wichtig, eine Vielzahl von Observablen zu bestimmen, um ein möglichst vollständiges Bild der gesamten Reaktion zu erhalten.

1.2 Observable

Der hochdichte Zustand einer Schwerionenkollision hat eine Lebensdauer von nur einigen fm/c (ungefähr 10^{-23}s). Bis ein Signal daraus einen Detektor erreicht, ist ein Vielfaches dieser Zeit (ungefähr 10^{-8}s) vergangen, so daß sich das Signal zum Beispiel durch Zerfälle aufgrund der Schwachen Wechselwirkung in der Zwischenzeit verändert haben kann. Andererseits können in einzelnen Observablen Informationen aus einer frühen Phase der Reaktion erhalten bleiben. Dadurch ist es möglich, Erkenntnisse über den Ablauf der gesamten Kollision zu gewinnen.
Die wichtigsten Observablen in der Untersuchung relativistischer Schwerionenkollisionen sind im Folgenden kurz dargestellt:

Hadronenhäufigkeiten

Die Anzahl (Multiplizität) der in einer Schwerionenkollision produzierten Pionen gilt als Maß für die entstandene Entropie. Dies ist vor allem insofern interessant, als sich den Quarks im Falle eines Deconfinement mehr Freiheitsgrade eröffnen und somit mehr Entropie produziert werden kann als in einem rein hadronischen Szenario.
Eine hohe Multiplizität von Hadronen, die Strange-Quarks enthalten, kann ebenfalls als Anzeichen für ein Deconfinement oder für eine Absenkung der Quarkmassen dienen. Beides würde zu einer erhöhten Strangeness-Produktion führen, da zum Beispiel in einem Hadronengas mit einer Temperatur von 200MeV nur in wenigen Hadronreaktionen die Energie zur Bildung von Kaonen zur Verfügung stehen würde.[4]
Die Verhältnisse der Multiplizitäten der verschiedenen Hadronenspezies zueinander spiegeln die sogenannte Hadrochemie der Reaktion wider. Diese Verhältnisse hängen davon ab, ob Produktion und Absorption eines Hadrons während der Kollision ein Gleichgewicht erreichen und bei welcher Temperatur die letzten Produktions- und Absorptionsreaktionen für das jeweilige Hadron stattfinden (*chemical freezeout*). Ob ein Gleichgewicht erreicht wird, ist im Wesentlichen durch die Wirkungsquerschnitte für Produktion und Absorption des Hadrons bestimmt.[3]

Hadronenspektren

Da vor allem in zentralen Kollisionen eine Zylindersymmetrie angenommen wird, werden die Impulsspektren der produzierten Teilchen meist nur in zwei Komponenten, longitudinal und transversal zur Strahlrichtung bei Integration über den Azimut, betrachtet. Anstelle des dreifach differentiellen wird damit nur ein zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt untersucht. Für die Transformation aus kartesischen Koordinaten mit z als Strahlrichtung ergibt sich damit für den Transversalimpuls:

$$p_T = \sqrt{p_X^2 + p_Y^2} \tag{1.1}$$

Anstatt des Transversalimpulses kann auch die Transversalenergie oder die sogenannte transversale Masse betrachtet werden, also die relativistische Masse des Teilchens in einem System, das sich in longitudinaler Richtung mit dem Teilchen mitbewegt. Relativistisch ergibt sie sich mit der Ruhemasse m_0 als:

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \tag{1.2}$$

In der Strahlrichtung wird bei hohen Energien, anders als in der Transversalrichtung, die Auswertung durch die hohen longitudinalen Impulse kompliziert. Die Darstellung ist daher übersichtlicher, wenn der longitudinale Anteil der Teilchenbewegung in Form der relativistisch invarianten Geschwindigkeit (Rapidität) y ausgedrückt wird:

$$y = \frac{1}{2} ln \frac{E + cp_L}{E - cp_L} \tag{1.3}$$

Die dimensionslose Größe Rapidität verschiebt sich bei einer Lorentztransformation nur um einen konstanten Faktor, was Umrechnungen erheblich vereinfacht. Rapiditätsspektren enthalten Informationen über die Reaktionsdynamik. Wichtig ist vor allem das sogenannte Stopping von Nukleonen aus den beiden kollidierten Kernen. Ein bimodales Rapiditätsspektrum oder ein Plateau um die Schwerpunktsrapidität würde darauf hindeuten, daß durch die Kollision hindurch ein Teil der Impulsinformation der beiden Kerne erhalten geblieben ist. Bei vollständigem Stopping hat das Rapiditätsspektrum ein Maximum bei der Schwerpunktsrapidität. Abbildung 1.1 zeigt das Rapiditätsspektrum des Überschusses positiv geladener über negativ geladene Teilchen. Hierin spiegelt sich die positive Ladung der Protonen aus den beiden Kernen wider. Das Spektrum deutet auf unvollständiges Stopping der Protonen hin.

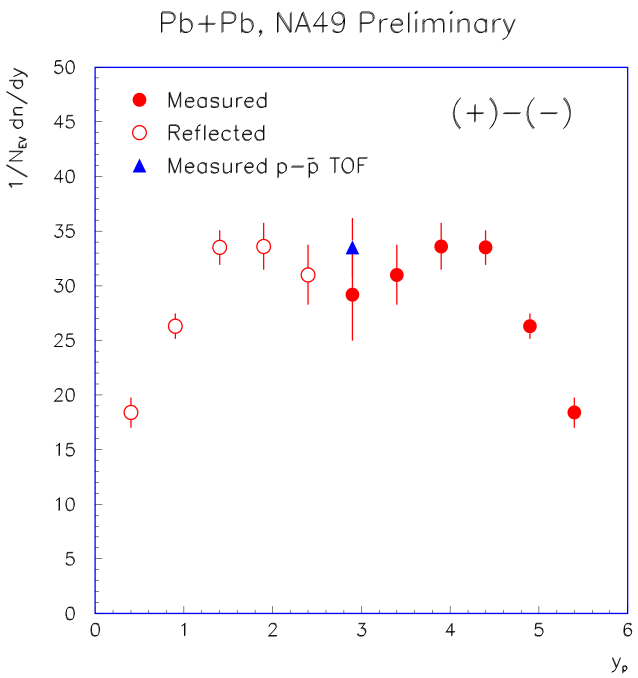

Abbildung 1.1 Differenz der Rapiditätsverteilungen positiv und negativ geladener Teilchen aus einer Pb+Pb-Kollision bei 158 GeV pro Nukleon.

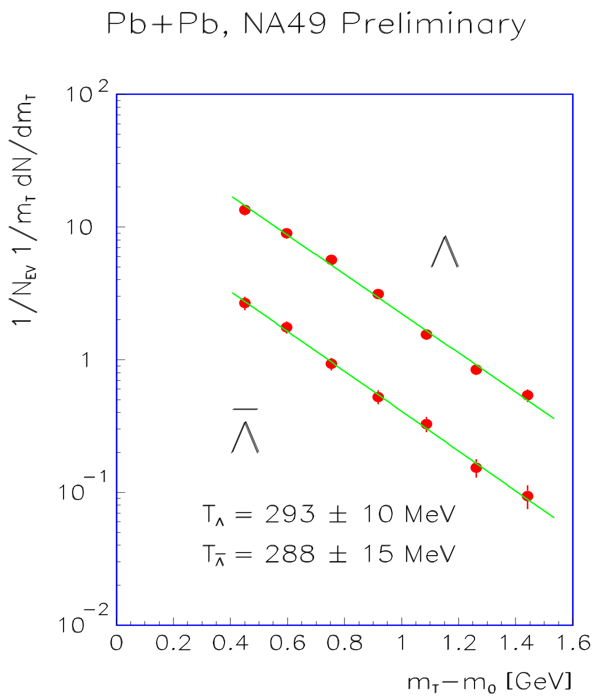

Abbildung 1.2 Verteilung der transversalen Massen von Λ und $\bar{\Lambda}$-Teilchen aus einer Pb+Pb-Kollision bei 158 GeV pro Nukleon. Aus den Exponenten der Verteilungsfunktionen ergeben sich Steigungsparameter um 290 MeV, die nicht rein thermisch zu erklären sind.

Da der Transversalimpuls vor der Kollision per Definition Null ist, können Transversalimpulsspektren der produzierten Hadronen als ein Maß für die Temperatur des Hadronengases zum Zeitpunkt der letzten Hadron-Hadron-Stöße (*thermal freezeout*) dienen. Abweichungen von einer thermischen Verteilung wie in Abbildung 1.2 können zum Beispiel darauf hindeuten, daß diese Teilchen noch nach dem thermischen Freezeout aus Resonanzen entstanden sind oder durch eine radiale Expansion des Reaktionsvolumens (*flow*) zusätzlichen Transversalimpuls erhalten haben.[5]

Hadronenkorrelationen

Bose-Einstein-Korrelationen, wie sie in der Astrophysik zur Bestimmung des Durchmessers von Sternen eingesetzt werden, können auch bei Schwerionenkollisionen dazu dienen, Informationen über die Ausdehnung der Reaktionszone in Raum und Zeit zu gewinnen (Hanbury-Brown-Twiss-Analyse, HBT)[6]. Üblicherweise werden hierzu Korrelationen von zwei oder drei Pionen oder Kaonen verwendet, prinzipiell kämen aber alle produzierten Bosonen in Frage. Auch Protonenkorrelationsrechnungen sind denkbar, würden aber aufgrund der Fermistatistik und weiterer Effekte eine kompliziertere Korrelation ergeben.

Hadronenkorrelationen können auch zum Nachweis von schweren Teilchen dienen, die in geladene Hadronen zerfallen, wie zum Beispiel das ϕ-Meson ($\phi \longrightarrow K^+K^-$). Für diese werden in einem dichten Medium Effekte durch Verschiebung der Masse erwartet.

Leptonen – und Dileptonenspektren

Elektronen und Myonen aus der Reaktionszone enthalten Informationen über Resonanzen mit leptonischen Zerfallskanälen, wie zum Beispiel über das ρ-Meson. Im Falle eines Quark-Gluon-Plasmas erwartet man direkte Photonen aus dem Plasma, von denen ein Teil den Detektor in Form von Leptonpaaren erreichen sollte.

Strangelets

Gebilde aus mehr als drei Quarks, vor allem unter Beteiligung von Strange-Quarks, sogenannte Strangelets, sind theoretisch vorhergesagt aber in Experimenten noch nicht nachgewiesen worden. Ein Nachweis in Schwerionenkollisionen könnte ein Hinweis auf Deconfinement sein.[7]

1.3 Experimenteller Aufbau

NA49 ist eines von derzeit sieben Experimenten, die den 158 AGeV-Bleiionenstrahl am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des CERN nutzen. Ziel des Experiments NA49 ist es, einen möglichst großen Teil der hadronischen Observablen mit hoher Genauigkeit zu erfassen. Aufgrund von rund 1800 geladenen Hadronen aus einer einzigen Reaktion können bei ausreichender Akzeptanz viele dieser Observablen für jede einzelne Reaktion bestimmt und ihre Fluktuationen und Korrelationen analysiert werden. In einem Spektrometer mit großer Akzeptanz sollen dazu die geladenen Hadronen nachgewiesen, ihr Impuls bestimmt und, soweit möglich, eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden. Als Trigger sollen die Kollisionen nach ihrer Zentralität selektiert werden können.

Schwerpunkt des Experiments sind Messungen mit dem Bleistrahl auf ein festes Bleitarget. Bei einer Strahlenergie von 158 GeV/Nukleon ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von 18 GeV pro Nukleon-Nukleon-Stoß. Als Vergleichsdaten werden auch Kollisionen von Protonen auf Protonen, Protonen auf Blei und, in inverser Kinematik, Blei auf Protonen bei gleicher Energie untersucht. Blei-Schwefel-Daten dienen zum Vergleich mit den Schwefel-Blei-Kollisionen des Vorgängerexperiments NA35.

Um eine große Akzeptanz mit der Optimierung für spezielle Messungen, zum Beispiel für die HBT-Analyse, zu verbinden, besteht das Experiment aus vier Spurendriftkammern (*time projection chambers*, TPCs), vier Flugzeitwänden und zwei Kalorimetern.

Das im Folgenden verwendete NA49-Koordinatensystem ist definiert mit der Strahlrichtung als positiver z-Achse und der positiven y-Achse entgegen dem Lot. Die x-Achse ergibt sich im rechtshändigen Koordinatensystem in Strahlrichtung nach links. Entsprechend der Geographie wird diese Seite auch als Jura-Seite, die in Strahlrichtung rechte als Salève-Seite bezeichnet. Der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt an dem Punkt, an dem die Strahlachse die Mittelebene der Vertex-TPC 2 schneidet.

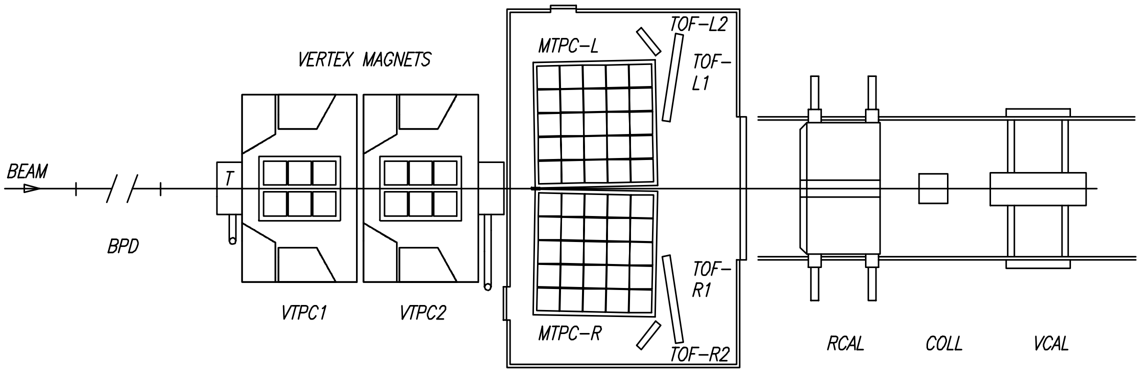

Abbildung 1.3 Schematischer Aufbau des NA49-Experiments (Grundriß).

Die Detektoren (Abbildung 1.3) haben im einzelnen folgende Aufgaben:

Vertex – TPCs

Die beiden Vertex-TPCs haben ihren Namen nach ihrer Position, in den beiden supraleitenden sogenannten Vertexmagneten, kurz hinter dem Target. Sie haben eine Länge von 240 cm, eine Höhe von 70 cm und eine Breite von 170 cm, mit einem rund 20 cm breiten nicht sensitiven Bereich in der Mitte, entlang des Strahls. Da das Feld der Vertexmagneten in für diese Aufgabe hinreichendem Maß bekannt ist, kann der Teilchenimpuls aus der Krümmung der Spuren berechnet werden.

Vertex-TPC 1 beginnt rund 80 cm hinter dem Target und befindet sich in einem 1,5 Tesla starken Magnetfeld. Ihre Akzeptanz überdeckt damit einen Bereich unterhalb bis knapp oberhalb der Schwerpunktsrapidität des Experiments von 2,9. Ihre Hauptaufgabe ist das genaue Vermessen von Teilchenimpulsen in der Nähe der Schwerpunktsrapidität zum Aufstellen von Impulsspektren und für die HBT-Analyse. Die Erzeugung vollständiger identifizierter Spektren ist nicht vorgesehen, aber aufgrund der spezifischen Ionisation können Elektronenspuren von den Hadronenspuren getrennt werden.

Vertex-TPC 2 schließt sich hinter VTPC 1 an, beginnend in einem Abstand von 460 cm zum Target. Sie befindet sich im zweiten Vertexmagneten, in einem Feld von 1,1 Tesla. Ihre Akzeptanz liegt damit vor allem oberhalb der Schwerpunktsrapidität. Hauptaufgabe dieser Spurendriftkammer ist das Auffinden der Zerfallsprodukte von neutralen seltsamen Teilchen, speziell Λ, $\bar{\Lambda}$ und K_s^0. Voraussetzung dafür ist eine genaue Rekonstruktion der zum Teil recht kurzen Spuren, um durch Rückextrapolation feststellen zu können, welche Spuren nicht im Target (primärer Vertex) beginnen und um den Zerfallspunkt des seltsamen Teilchens zu bestimmen. Dies ermöglicht zusammen mit der Impulsmessung aus der Spurkrümmung die Rekonstruktion von Impuls und Masse des zerfallenen Teilchens. Eine Erzeugung identifizierter Teilchenspektren über die Ionisationsdichte ist auch hier voraussichtlich nur in Grenzen möglich.

Main – TPCs

Die beiden Haupt-TPCs befinden sich hinter den Vertexmagneten, außerhalb der Magnetfelder. Eine Impulsbestimmung aufgrund der Spurparameter in den Main-TPCs ist daher nur durch Rückextrapolation durch das Magnetfeld unter Annahme des primären Vertex möglich. Die beiden Haupt-TPCs stehen, beginnend 930cm hinter dem Target, rechts und links des Strahls und haben eine Grundfläche von 350 mal 350 Zentimetern bei einer Höhe von 120cm. Das große Volumen der Kammern erlaubt eine genaue Bestimmung der spezifischen Ionisation eines geladenen Teilchens. Für hinreichend große Impulse im Bereich des relativistischen Wiederanstieges der Ionisation kann aufgrund dieser Information das Teilchen identifiziert werden. Darüber hinaus führen Zerfälle von K^+ und K^- im sensitiven Volumen der Main-TPCs zu abknickenden Spuren (*kinks*), aufgrund derer diese Teilchen mit hoher Sicherheit identifiziert werden können. Hauptanforderung an diese TPCs ist neben einer genauen Messung der spezifischen Ionisation vor allem eine gute Ortsauflösung in der Horizontalebene zur Impulsbestimmung und für die Abstimmung mit den Flugzeitwänden. [8]
Durch die gemeinsame Behandlung von Spuren, die eine oder beide Vertex-TPCs und eine der Main-TPCs durchlaufen (*global tracking*) lassen sich die Informationen der unterschiedlichen Kammern verbinden und die Präzision der Messungen verbessern. Dies ist insbesondere für die Event-für-Event-Analyse interessant.
In einem separaten Programm mit einem speziellen Target direkt vor den Main-TPCs können diese direkt für die Suche nach Zerfällen von neutralen seltsamen Teilchen eingesetzt werden. Dabei kann der Impuls der Zerfallsprodukte nicht bestimmt werden, da kein Magnetfeld vorhanden ist, aber wenn die Masse der zerfallenden Teilchen (K_s^0, Λ, $\bar{\Lambda}$) vorausgesetzt wird, kann ihr Impuls aus den Winkeln aufgrund von Erhaltungssätzen rekonstruiert werden. [8] Der Vorteil dieser Methode liegt in der großen geometrischen Akzeptanz aufgrund der Nähe des Targets zu den Main-TPCs.

Flugzeitwände

Um Teilchen in einem größeren Impulsbereich identifizieren zu können, als dies über die spezifische Ionisation möglich ist, verfügt NA49 über vier Szintillatorwände zur Bestimmung der Flugzeit (*time of flight*, TOF) von am primären Vertex erzeugten Teilchen. Mit Hilfe der Main-TPCs werden der Teilchenimpuls, die Länge der Flugbahn und der Auftreffpunkt auf die Flugzeitwand bestimmt. Damit kann für nicht zu hohe Impulse, bei denen eine Unterscheidung von der Lichtgeschwindigkeit noch möglich ist, aus Flugzeit und Impuls die Masse des Teilchens errechnet werden. Das Startsignal für die Flugzeitbestimmung kommt von einem Szintillationszähler vor dem Target.
Die beiden Hauptflugzeitwände befinden sich direkt hinter der vom Target abgewandten (*downstream*) Wand der Main-TPCs, vom Strahl weg versetzt, um den Bereich hoher Impulse in der Nähe des Strahls zu meiden. Dort könnte die Flugzeit nicht mehr von jener bei Lichtgeschwindigkeit unterschieden werden. Jede Flugzeitwand besteht aus rund 900 einzelnen Szintillationszählern und überdeckt eine Fläche von 2,2 m^2. Die Genauigkeit der Zeitmessung erfolgt mit einer Standardabweichung von 60 ps. Aufgrund der geometrischen Akzeptanz und der Zeitauflösung der Flugzeitwand können Kaonen

bis 7 GeV/c und Protonen oder Antiprotonen bis 10 GeV/c von Pionen unterschieden werden.[9]
Zwei Gitterflugzeitwände (Grid TOF, GTOF) setzen die geometrische Akzeptanz der Hauptflugzeitwände nach außen hin fort. Sie dienen zur Teilchenidentifikation in einem Impulsbereich von 2 bis 5 GeV/c. Da in diesem Bereich die Teilchendichte geringer ist, konnte anstatt vieler einzelner Szintillatoren die weniger aufwendige Gitterbauweise verwendet werden, ohne zu viele Signale durch Doppeltreffer in einem Szintillator zu verlieren. Dabei besteht die Flugzeitwand aus zwei Schichten mit horizontal und vertikal verlaufenden Szintillatorstreifen, die jeweils an beiden Enden mit Photomultipliern bestückt sind.[10]
Zukünftig könnte das Experiment durch zwei weitere Flugzeitwände auf der Basis von Pestov-Funkenzählern ergänzt werden. Durch ihre gute Zeitauflösung könnten diese eine Teilchenidentifikation auch in derzeit noch nicht durch Flugzeitmessungen erschlossenen Rapiditätsbereichen möglich machen, zum Beispiel durch eine Positionierung zwischen der Strahlachse und den bestehenden Flugzeitwänden oder innerhalb des ersten Vertexmagneten, hinter der Vertex-TPC 1.

Kalorimeter

Das NA49-Experiment verfügt über zwei Kalorimeter, die in Strahlrichtung hinter den TPCs und Flugzeitwänden positioniert sind. Sie registrieren im Bereich ihrer geometrischen Akzeptanz die Gesamtenergie aller ankommenden Photonen und Hadronen. Dazu bestehen sie aus einer Anzahl von Schichten eines schweren Materials, in dem die ankommenden Teilchen entsprechend ihrer Energie Schauer weiterer Teilchen erzeugen, gefolgt von jeweils einer Szintillatorschicht, in der der Energieverlust der im Schauer produzierten Teilchen bestimmt wird. Im vorderen Bereich der Kalorimeter bestehen die Zwischenschichten aus Blei, um im Feld der schweren Kerne auf möglichst kurzer Wegstrecke Leptonenschauer aus den ankommenden Photonen zu erzeugen (*photon section*). Dahinter folgen Eisenschichten, in denen geladene und ungeladene Hadronen durch starke Wechselwirkung mit den Eisenkernen Schauer erzeugen können (*hadron section*).
Das Ringkalorimeter ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 300 cm und einer Öffnung von 56 cm Durchmesser in der Mitte. Durch eine Unterteilung in zehn konzentrische Ringe aus jeweils 24 radialen Segmenten ermöglicht es eine Messung der Transversalenergie in Abhängigkeit von Emissionswinkel und Azimut.
Das Veto-Kalorimeter steht hinter der Öffnung des Ringkalorimeters und deckt einen kleinen Akzeptanzbereich um die Strahlachse ab, der durch einen Kollimator aus Eisen reguliert werden kann. Es bestimmt daher im Wesentlichen die Energie solcher Projektilnukleonen, die während der Kollision an keinem Stoßprozeß beteiligt waren (Spektatoren).
Neben der Betrachtung der Longitudinal- und Transversalenergie bei verschiedenen Stoßparametern dienen die Kalorimeter vor allem als Trigger für das Auslesen der TPC. In der Hauptdatenproduktion soll der Trigger Blei-Blei-Stöße mit hoher Zentralität auswählen. Dazu kann entweder eine hohe Transversalenergie oder eine niedrige Spekta-

torenenergie verlangt werden. Zur Datenproduktion werden derzeit ungefähr 5 Prozent aller Events mit der niedrigsten Energie im Veto-Kalorimeter selektiert. Daneben werden auch Daten mit geringerer Zentralität und ohne Auswahl nach dem Stoßparameter (*minimum bias*) genommen.

1.4 Spurendriftkammern

Spurendriftkammern weisen geladene Teilchen durch ihre Wechselwirkung mit einem Gas nach. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens wird das Kammergas entlang der Trajektorie ionisiert. Die freigesetzten Elektronen driften in einem elektrischen Feld zur Ausleseebene. Dort werden sie in einer Vieldrahtproportionalkammer im lokal deutlich erhöhten Feld so stark beschleunigt, daß sie weitere Gasmoleküle ionisieren und die Elektronenwolke vervielfacht wird (Gasverstärkung). Anschließend wird das Ionisationssignal dieser Gasverstärkung von ladungsempfindlichen Vorverstärkern registriert. Bei vollständiger Kenntnis des elektrischen Feldes und der Eigenschaften des Zählgases kann aus dem Ankunftsort der Elektronenwolke auf der Ausleseebene und der Driftzeit zwischen dem Durchgang des Teilchens und der Ankunft des Signals der Ort der Ionisation in drei Dimensionen rekonstruiert werden. Somit ergibt sich ein hochauflösendes, dreidimensionales Abbild des Detektorvolumens, was hohe Anforderungen an die Ausleseelektronik und die Datenaufnahme stellt. Zusätzlich ist die Signalamplitude bei nicht zu hoher Verstärkungsspannung proportional zur Anzahl der in der Ionisation freigesetzten Elektronen. Damit läßt sich der Energieverlust der Teilchen im Kammergas bestimmen.

1.4.1 Ionisierende Teilchenstrahlung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch Materie, wechselwirkt es elektromagnetisch vor allem mit den Elektronen der umgebenden Atome. Dabei verliert es Energie, indem es diese Atome anregt oder ionisiert, sowie durch Bremsstrahlung. Für Hadronen mit Impulsen von einigen GeV/c in einem Gas dominiert die Ionisation, so daß die Zahl der freigesetzten Elektronen als Maß für den Energieverlust des Teilchens gelten kann.

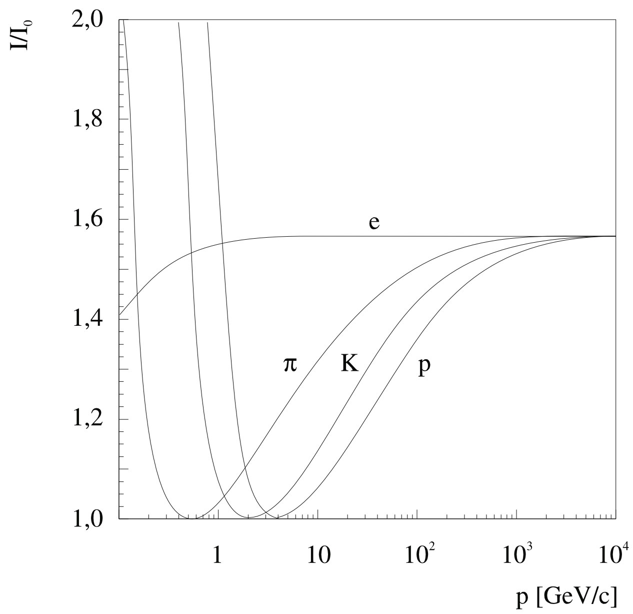

Abbildung 1.4 Der spezifische Energieverlust für verschiedene geladene Teilchen.

Für ein solches Teilchen wird der mittlere Energieverlust pro Einheit Wegstrecke (dE/dx) durch die Bethe-Bloch-Gleichung [11] beschrieben

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 NZ}{m_e \beta^2 c^2} \cdot (ln\frac{2m_e\beta^2c^2}{I_{eff}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta(\beta) - K) \tag{1.4}$$

mit
z = Ladung des einlaufenden Teilchens
N = Zahl der Atome pro Volumeneinheit des Mediums
Z = Ordnungszahl der Atome im Medium
I_{eff} = effektives Ionisationspotential
K = Korrekturterm für Abschirmungseffekte der Elektronen

Mit zunehmender relativistischer Geschwindigkeit β eines Teilchens nimmt der Energieverlust mit $1/\beta^2$ ab, durchläuft ein Minimum, steigt durch die relativistische Deformation des elektrischen Feldes wieder an und geht in das Fermi-Plateau über, wenn der Mediumpolarisationsterm $\delta(\beta)$ diesen Anstieg kompensiert. Für gleichgeladene Teilchen wird der Energieverlust nur durch ihre Geschwindigkeit und damit bei festem Impuls durch die Masse bestimmt. Bei Impulsen von einigen GeV/c befinden sich Elektronen bereits im Fermiplateau, Pionen, Kaonen und Protonen dagegen im Bereich des relativistischen Wiederanstieges. Dadurch ist es möglich, diese Teilchen bei bekanntem Impuls über ihren Energieverlust zu identifizieren. (Abbildung 1.4)
Diese Form der Teilchenidentifikation wird allerdings dadurch erschwert, daß die statistischen Abweichungen von diesem Nominalwert des Energieverlustes für ein endliches

Δx nicht gaußverteilt sind. Durch hohe Impulsüberträge können schnelle Elektronen (δ-Elektronen) freigesetzt werden, die in der Nähe der Teilchenspur ihrerseits weitere Atome ionisieren. Dadurch erreicht die spezifische Ionisation lokal deutlich höhere Werte und entspricht statistisch einer Landau-Verteilung:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \tag{1.5}$$

Das rechnerisch bestimmte dE/dx entspricht dabei nicht dem Mittelwert, sondern dem Modus dieser schiefen Verteilung. Um diesen mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen, benötigt man eine große Zahl einzelner Messungen der Ionisation, zum Beispiel einen langen Weg durch den Detektor. [12]

1.4.2 Elektronendrift in Gasen

Auf ein Teilchen der Ladung e, das in einem Gas einem elektrischen Feld $\vec{E}$ und einem magnetischen Feld $\vec{B}$ ausgesetzt ist, wirkt neben den elektromagnetischen Kräften eine Reibungskraft durch die Bewegung im Gas. Faßt man diese Reibungskraft als den mittleren Effekt vieler mikroskopischer Stöße mit den Atomen des Gases auf, kommt man zu einer Parametrisierung in der Form Stokesscher Reibung, linear in der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}$.

Als Bewegungsgleichung für geladene Teilchen in einem Gas ergibt sich damit die Langevin-Gleichung:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B}) - K\vec{v} \tag{1.6}$$

Bei mikroskopischer Betrachtung kann man folgende Größen definieren:

$$\tau = \frac{m}{K}, \tag{1.7}$$

die charakteristische Zeit zwischen zwei Stößen und

$$\omega = \frac{e}{m}|\vec{B}|, \tag{1.8}$$

die Zyklotronfrequenz von Elektronen in einem Magnetfeld. Das Produkt beider Größen, $\omega\tau$, ist damit dimensionslos. Ist dieses klein, bedeutet dies, daß die Elektronen auf ihrem Weg nach kurzen Abständen mit Gasatomen kollidieren, ihre Bewegung also vom elektrischen Feld beherrscht wird. Ein großes $\omega\tau$ besagt, daß die Elektronen sich im Verhältnis zu ihrer Zyklotronfrequenz lange ungestört bewegen können und für ihre Bewegung vor allem das magnetische Feld bedeutend ist. Abhängig ist $\omega\tau$ vor allem von Zusammensetzung, Druck und Temperatur des Gases.

Bewegt sich eine Wolke von Elektronen für eine Zeit deutlich länger als τ in einem konstanten Feld, stellt sich ein Gleichgewicht ein und d$\vec{v}$/dt verschwindet. Dann kann die Gleichung nach dem konstanten $\vec{v}$ aufgelöst werden. Besonders einfach ist die Lösung für diesen stationären Fall, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist oder dieses parallel zum elektrischen Feld verläuft:

$$\vec{v}_{drift} = \frac{e}{m}\tau\vec{E} \tag{1.9}$$

Detaillierte Berechnungen für den allgemeinen Fall finden sich in [13].
Die hier angesprochene Driftgeschwindigkeit ist ein Mittelwert für eine große Anzahl parallel driftender Elektronen. Tatsächlich wird jedes Elektron durch eine Vielzahl von Streuprozessen auf seiner Driftstrecke immer wieder von der idealen Driftrichtung abweichen. Dies führt für eine zunächst konzentrierte Elektronenwolke während der Drift zu einer Diffusion sowohl in der Driftrichtung als auch senkrecht dazu.

1.4.3 Die NA49-TPCs

Als Hauptkomponente des Kammergases werden in Spurendriftkammern in der Regel Edelgase verwendet. In der Folge der Ionisationsprozesse, besonders während der Gasverstärkung vor der Ausleseebene, werden Photonen emittiert, die ihrerseits an anderer Stelle Gasatome ionisieren und damit die Messungen beeinträchtigen können. Um diese Photonen ohne weitere Ionisation zu absorbieren, müssen Gasmoleküle zugesetzt werden, die die Energie dieser Photonen über Rotations- und Vibrationsanregungen in Wärme umsetzen können. Als solche sogenannten Löschgase eignen sich zum Beispiel CO_2 oder gasförmige Alkane, vor allem CH_4.
In den Vertex-TPCs des NA49-Experiments wurde das Kammergas für eine möglichst gute Zweispurauflösung optimiert. Dies verlangt eine geringe Diffusion, um die Elektronenwolken dicht beieinanderliegender Spuren noch unterscheiden zu können. Daher enthalten diese Kammern ein Gemisch aus 91 Prozent Neon und 9 Prozent CO_2, das diese Voraussetzungen sehr gut erfüllt, aber für eine schnelle Auslese hohe Driftfeldstärken voraussetzt. Für die großvolumigen Main-TPCs mit ihrer geringeren Spurdichte wird das kostengünstigere Argon anstelle von Neon verwendet.
Gelangen Sauerstoffmoleküle in das Kammergas, so können diese driftende Elektronen absorbieren und das Signal deutlich verschlechtern. Um eine Leckage aus der Umgebungsluft in das Kammergas zu verhindern, steht dieses unter einem leichten Überdruck und ist durch zwei ineinander geschachtelte Gasboxen von der Außenluft getrennt. Im Zwischenraum zwischen den beiden Gasboxen zirkuliert Stickstoff, um dort eingedrungenen Sauerstoff auszuwaschen. Darüber hinaus wird das Kammergas ständig über einen chemischen Filter von Sauerstoff gereinigt und nach und nach durch frisches Gas ersetzt. Bei dieser Umwälzung wird das Gas auch klimatisiert und seine aktuelle Driftgeschwindigkeit in externen Driftröhren überwacht.
Da jede Materie, die ein Teilchen auf dem Weg vom Target zum Detektor durchquert, dieses ablenken oder mit ihm eine Kernreaktion machen kann, sind die TPCs besonders

leicht gebaut. Die Wände der Gasboxen bestehen aus nur 125 μm starken Mylarfolien, so daß zum Beispiel die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton beim Durchgang durch eine dieser Folien durch Wechselwirkung mit einem Kern gestreut wird, in der Größenordnung von 0,03 Prozent liegt. Die tragende Struktur der Gasboxen bildet ein Rahmen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK).
Innerhalb der Gasboxen ist der Feldkäfig aufgehängt, durch den die Driftspannung innerhalb des sensitiven Volumens möglichst homogen gehalten wird. Die mechanischen Befestigungen und die Ausleseebene mit der Elektronik befinden sich auf der Oberseite der TPCs; die Gasboxen und der Feldkäfig sind daran aufgehängt. Auch der Feldkäfig ist darauf optimiert, durchgehenden Teilchen möglichst wenig Materie entgegenzustellen. Als Eckpfosten dienen Keramikrohre, an denen eine Bodenplatte aus dünnem Metall auf einer Wabenstruktur befestigt ist, um mechanische Stabilität zu gewährleisten. Die Anode des Driftfeldes befindet sich wenige Zentimeter oberhalb dieser Platte und besteht aus aluminiumbeschichteten Mylarstreifen. Um das Driftfeld nach außen hin abzuschirmen, sind um das Driftvolumen herum, über die Keramikrohre, ebenfalls mit Aluminium beschichtete Mylarstreifen mit einer Breite von 1/2 inch und einem Abstand von 2 mm gespannt. Über eine Spannungsteilerkette werden die Feldstreifen auf das ihrer Höhe entsprechende Potential gelegt. Die Driftspannung beträgt in den Main-TPCs 19000 V, in den Vertex-TPCs 13000 V.
Während die Gasboxen einer Vertex-TPC das gesamte Volumen der Kammer umschließen, haben die rechts und links des Strahls liegenden sensitiven Bereiche jeweils einen eigenen Feldkäfig. Auf diese Weise wird verhindert, daß die starke Raumladung, die durch Ionisation des Kammergases um den Strahl herum erzeugt wird, das Driftfeld beeinträchtigt. Die Vertex-TPCs besitzen also jeweils acht Keramikpfosten und bilden je eine mechanische Einheit mit einer Gasbox, in der sich zwei Feldkäfige befinden.
Die Ausleseebene ist in der Form einer Vieldrahtproportionalkammer aufgebaut. Über den Pads, an denen die Ausleseelektronik angeschlossen ist, sind drei Gitter aus feinen Wolfram- oder vergoldeten Cu-Be-Drähten gespannt:
Das Sperrgitter (*gating grid*) trennt das freie Driftvolumen vom Verstärkungsbereich. Während die TPC ausgelesen wird, liegen die Drähte auf einem einheitlichen Potential entsprechend der Position des Gitters im Driftfeld. Sie sind damit für die zur Ausleseebene driftenden Elektronen praktisch unsichtbar. Wenn der Auslesevorgang abgeschlossen ist, werden alternierende Offsetspannungen von etwa 50 V an die Drähte gelegt. Damit wird das Gitter undurchlässig; geladene Teilchen werden bei Annäherung an das Gitter zum jeweils entgegengesetzt geladenen Draht hin abgesaugt. Damit wird verhindert, daß die in dem hinter dem Gitter liegenden Gasverstärkungsbereich erzeugten Ionen in das Driftvolumen gelangen und spätere Messungen beeinträchtigen können. Erst nachdem der Trigger ein den Selektionskriterien entsprechendes Event anzeigt, wird das Gitter wieder freigegeben, so daß die TPC ausgelesen werden kann.
Das Frischgitter, 6,5 mm hinter dem Sperrgitter, definiert das Nullpotential des Driftfeldes. Es besteht aus einer großen Zahl sehr dünner Drähte und schirmt das möglichst

homogene Driftfeld gegen das stark inhomogene Feld im Bereich der Verstärkungsdrähte ab. Elektronen können das Frischgitter weitgehend ungestört durchdringen.
Das Verstärkungsgitter, 2,5 mm vom Frischgitter entfernt und noch 2 mm unterhalb der Pads, besteht aus Drähten, zwischen denen jeweils abwechselnd eine Spannung von rund 1000 V angelegt ist. In diesem Feld werden die Elektronen beschleunigt, so daß sie neue Gasatome ionisieren und das Signal verstärkt wird. Die Amplitude des letztlich gemessenen Signals hängt sehr empfindlich von der gewählten Verstärkungsspannung ab.
Diese Gitter sind über GFK-Rahmen an Aluminiumrahmen von circa 70×70 cm befestigt. Jeder dieser Rahmen definiert einen Sektor der TPC. Auch der Aufbau und die Auslese der Elektronik folgt diesen Sektorstrukturen. Je eine Vertex-TPC besteht aus 2×3 Sektoren, eine Main-TPC aus 5×5 Sektoren.
Die Ausleseebene selbst besteht aus Pads von 28×3 mm in den Vertex-TPCs und von 39×3 mm in den inneren oder 39×5 mm in den äußeren Sektoren der Main-TPCs. Die auf einem dieser Pads induzierte Ladung wird während der Auslese der TPC in einem Kanal der Elektronik in 512 Zeitschritten ausgelesen. In den Vertex-TPCs sind besonders die vorderen und äußeren Pads zur Strahlrichtung gedreht, um möglichst parallel zu den vom Target kommenden Teilchenspuren zu stehen. Bei der Auswertung werden die Pads zu quer zur Strahlrichtung verlaufenden Padreihen zusammengefaßt. In der Ebene, die von einer Padreihe und der Zeitachse aufgespannt wird, werden dann Ladungsanhäufungen (*cluster*) gesucht, die die Durchstoßpunkte von Teilchenspuren durch diese Ebene markieren. Ein Cluster überspannt normalerweise mehr als ein Pad und mehr als einen Zeitschritt, so daß durch eine gewichtete Mittelung oder das Anpassen einer Gaußkurve der Mittelpunkt des Clusters genauer als ein Zeitschritt oder eine Padbreite bestimmt werden kann.
Hinter den Pads liegen die Platinen der Ausleseelektronik. Da diese Wärme freisetzen, sind zwischen den Platinen Kühlbleche angebracht, die mit einem Wasserkreislauf in Verbindung stehen. Durch Strahlungsübertragung und Luftdiffusion wird ein Gleichgewicht zwischen der Wärmeentwicklung der Platinen und der Kühlung der Bleche erzeugt, um das System insgesamt möglichst auf der Betriebstemperatur der TPC von exakt 20 Grad Celsius zu halten.

1.5 Untersuchung des elektrischen und magnetischen Feldes

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Abbildungsverhaltens der TPCs mit Hilfe von Laserspuren. Zu diesem Zweck wurde das in [14] und [15] entwickelte Lasersystem verwendet. Die Ausleseelektronik fuer die Strahlpositionen wurde angeschlossen und kalibriert sowie die Steuersoftware weiterentwickelt und in einer gemeinsamen Benutzer-

oberfläche zusammengefaßt.
Während der Strahlzeiten 1995 und 1996 wurden regelmäßig Laserspuren erzeugt und die gemessenen Daten gespeichert. Zur Analyse der somit gewonnenen Daten wurde unter Verwendung vorhandener und neu geschriebener Programme eine Auswertekette erstellt. Verzerrungen mit und ohne Magnetfeld sowie Inhomogenitäten der Driftgeschwindigkeit wurden bestimmt und ihre Ursachen gesucht. Dabei wurde aufgrund von Berechnungen des elektrischen Feldes in den TPCs eine elektrostatische Verzerrungskorrektur entwickelt und auf ihre Auswirkungen getestet.

2 Das NA49-Lasersystem

Inhomogenitäten des elektrischen und magnetischen Feldes, der Gastemperaturverteilung oder des Verhaltens der Ausleseelektronik können in Spurendriftkammern zu Verzerrungen der Abbildung führen. Wenn diese Verzerrungen nicht vernachlässigbar gegenüber der intrinsischen Ortsauflösung der Kammer sind, vor allem wenn sie sich unmittelbar auf die Messung von physikalischen Observablen auswirken, müssen diese Verzerrungen untersucht und bei der Datenanalyse korrigiert werden. Zur Überprüfung dieser Verzerrungskorrekturen liefern Teilchenspuren nur einen Teil der erwünschten Informationen. Üblicherweise werden die Abweichungen (*residuals*) der rekonstruierten Spurpunkte von einer parametrisierten Idealspur untersucht oder die rekonstruierten Spuren zum Target zurückextrapoliert und damit die Rekonstruktion des Vertex aus den Spuren überprüft.

Diese Verfahren bringen aber eine Reihe von Problemen mit sich. So gibt es außer dem Vertexpunkt keine von der TPC unabhängigen Informationen über die Position der Spur im Raum. Besonders bei im Magnetfeld gekrümmten Spuren kann die Parametrisierung der Spur bereits durch Verzerrungen verfälscht sein. Darüber hinaus leidet die Residualanalyse einzelner Spuren unter den statistischen Fluktuationen der Ortsrekonstruktion. Wird dagegen das statistische Mittel über eine große Zahl von Teilchenspuren gebildet, so mittelt man gleichzeitig auch über die Verzerrungen in einem bestimmten Bereich der TPC. Außerdem gibt es Teile der TPCs, in denen aufgrund ihrer Lage im Phasenraum der Schwerionenreaktion nur wenige oder nur sehr kurze Spuren auftreten. Mangels Vergleichspunkten können hier Fehler der Abbildung kaum erkannt werden.

Teilweise lassen sich diese Probleme durch die Betrachtung mehrerer bekannter Vertexpunkte (*multi target runs*) oder durch den Vergleich der Rekonstruktion einer Spur in mehreren Kammern (*global tracking*) umgehen. Damit kann auch die geometrische Anordnung der TPCs zueinander überprüft werden. Grundsätzliche Probleme, wie die Nichtreproduzierbarkeit der einzelnen Spuren, bleiben aber bestehen.

Als weitere Informationsquelle dienen daher beim NA49-Experiment mit einem Laser erzeugte Ionisationsspuren. Diese bieten die folgenden Vorteile:

- Laserspuren können an fester Position mit hoher Statistik wiederholt werden. Dadurch ist es möglich, auch systematische Effekte, die kleiner sind als der statistische Fehler der Ortsauflösung, z.B. Fehler in der Zeitkalibration einzelner Pads, punktgenau zu untersuchen.

- Anders als die Spuren geladener Teilchen werden Laserspuren im Magnetfeld nicht gekrümmt. Wenn eine mechanische Verschiebung des Lasersystems selbst beim Einschalten des Feldes ausgeschlossen werden kann, sollten Laserspuren mit und ohne Feld identisch sein, und magnetfeldbedingte Verzerrungen können isoliert betrachtet werden.

- Laserspuren können die TPC in anderen Richtungen durchlaufen als Teilchenspuren. Sie verbinden dabei Bereiche der TPC, zwischen denen es keine durchgehenden Teilchenspuren gibt. So ist es möglich, die Positionsbestimmung in diesen Bereichen direkt zu vergleichen und zusätzliche Informationen über die Ortsauflösung der Kammer zu gewinnen.

- Gestreutes Laserlicht erzeugt auch Ionisation auf der Hochspannungsebene und der Ausleseebene. Bei der Auswertung von Laserdaten ist es möglich, die Signale dieser Ebenen direkt zu betrachten und damit die Driftgeschwindigkeit der Elektronen über die ganze Kammer mit hoher Genauigkeit zu bestimmen.

- Laserspuren können unabhängig vom Betrieb des Beschleunigers erzeugt werden, um zum Beispiel die Einsatzfähigkeit der TPCs vor Beginn einer Strahlzeit zu überprüfen.

Entsprechend der Leichtbauweise der TPCs ist auch das im Rahmen zweier früherer Diplomarbeiten ([14] [15]) entwickelte NA49-Lasersystem so ausgelegt, daß nur ein Minimum an zusätzlicher Materie in den Weg möglicher Teilchenspuren eingebracht wird. Der Laser selbst sowie die optischen und mechanischen Steuersysteme sind daher über den Driftkammern montiert. In die vom Strahl abgewandten Eckrohre der beiden Vertex-TPCs wurden drehbare Rohre aus Keramik oder GFK eingesetzt, in denen Strahlteiler jeweils einen Anteil des Laserstrahls in die TPC einspiegeln. Quarzfenster an der Innenseite der Eckpfosten sind so bemessen, daß die Strahlen über einen Öffnungswinkel von mehr als 30 Grad bewegt werden können. Sind beide äußeren Eckpfosten einer TPC-Hälfte mit Lasermechanismen bestückt, so kann ihr gesamtes Volumen mit dem Laser erreicht werden (Abbildung 2.1). In den dem Strahl zugewandten Eckrohren befinden sich keine Drehmechanismen, um die Materie in diesem Bereich hoher Teilchenspurdichte zu begrenzen.

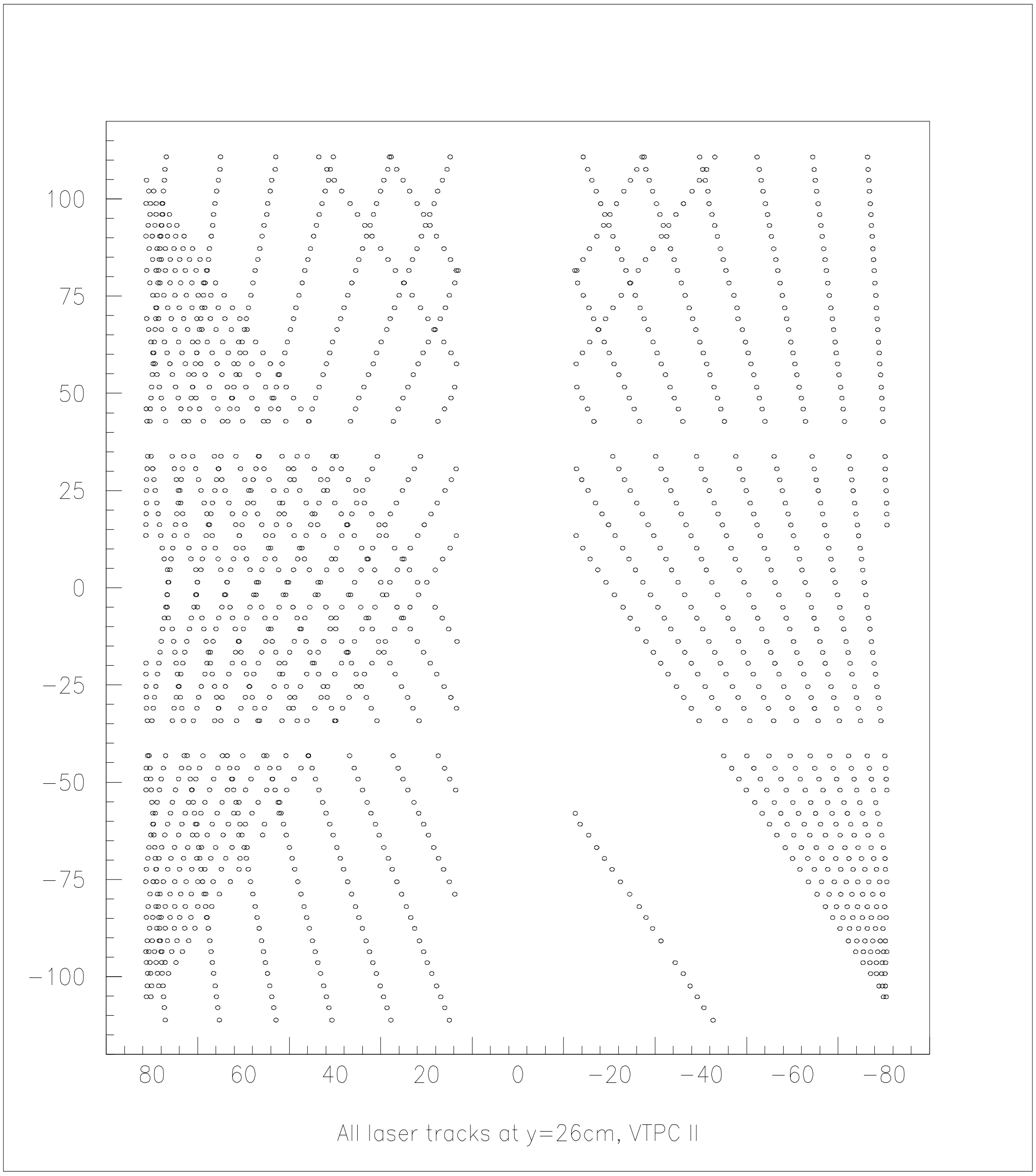

Abbildung 2.1 Alle rekonstruierten Punkte auf der jeweils obersten Laserspur von den Drehmechanismen A, B und C in Vertex-TPC 2, für alle untersuchten Drehwinkel. Zu erkennen sind, entsprechend einem Blick von oben auf die TPC, die beiden TPC-Hälften, die sechs Sektoren und einige Strahlen, die durch den Feldkäfig die gegenüberliegende Kammerhälfte erreichen.

Vor dem ersten Betrieb aller vier TPCs in der Strahlzeit im Herbst 1995 wurden insgesamt sieben Lasermechanismen in den Vertex-TPCs eingebaut. (Abbildung 2.2) Einer davon, in der Abbildung mit D bezeichnet, erzeugt keine Strahlen, sondern reflektiert lediglich Streulicht auf die obere und untere Ebene der Kammer, um die Driftgeschwin-

digkeit extrahieren zu können. In der Praxis hat sich diese Maßnahme als überflüssig erwiesen, so daß der in diesen Mechanismus gerichtete Strahl meist abgedeckt blieb, um Sättigungseffekte durch zuviel Ionisation zu vermeiden. Damit stehen jeweils zwei vollständig betriebsfähige Mechanismen auf der Jura- und einer auf der Salève-Seite jeder Vertex-TPC zur Verfügung.
Die Main-TPCs enthalten seit Mitte der Strahlzeit 1995 jeweils einen Lasermechanismus in einem Keramikpfosten an ihrer dem Target zugewandten (*upstream*) Wand. Mit einem Öffnungswinkel von ebenfalls rund 30 Grad erreicht dieser nur einen Teil des TPC-Volumens und erzeugt dort Spuren, die eine ähnliche Richtung wie Teilchenspuren haben.

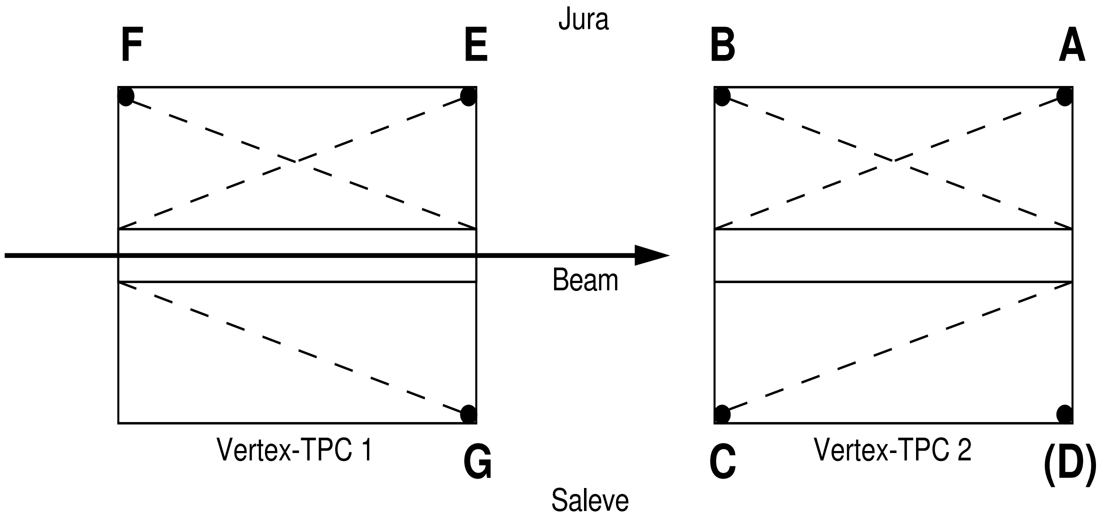

Abbildung 2.2 Position der sieben Lasermechanismen in den Vertex-TPCs. Mechanismus D erzeugt keine Spuren, sondern diffuses Licht.

2.1 Spurerzeugung mit dem Nd:YAG-Laser

Während ein schnelles geladenes Teilchen entlang seiner Trajektorie alle Bestandteile des Kammergases ionisieren kann, ist die Ionisation mittels Laserlicht durch die Photonenenergie des Lasers begrenzt. Sowohl CO_2 als auch die in den TPCs verwendeten Edelgase haben sehr hohe Ionisationsenergien und keine geeigneten langlebigen Anregungszustände, die eine Mehrphotonenionisation mit hinreichender Intensität ermöglichen könnten. Die Hauptbestandteile des Kammergases tragen daher nicht nennenswert zur Intensität von Laserspuren bei. Durch Ausgasungen, zum Beispiel aus Kunststoffen, Klebstoffen oder den Silikonabdichtungen der Gasbox, befinden sich aber auch nach mehr als einjährigem Dauerbetrieb immer noch Spuren von Aromaten und anderen organischen Verbindungen im Kammergas. Diese besitzen niedrigere Ionisationsenergien und Anregungszustände, die bei Verwendung eines UV-Lasers eine Ionisation in zwei

Schritten ermöglichen. Extrem kurzlebige angeregte Zustände in der Nähe der Photonenenergie gehen dabei in längerlebige Anregungen über, von denen aus die Ionisation durch Absorption eines weiteren Photons möglich ist. Trotz der geringen Konzentration dieser Verunreinigungen von maximal einigen ppm ist es auf diese Weise möglich, mit erreichbaren Laserintensitäten Spuren zu erzeugen, deren Ionisation mit der von Teilchenspuren vergleichbar ist.

Dennoch stellt dieses Verfahren hohe Anforderungen an den verwendeten Laser. Da mit Hilfe von Strahlteilern mehrere Spuren gleichzeitig erzeugt werden sollen, muß der Laser in kurzen Pulsen UV-Licht mit Intensitäten von einigen Millijoule erzeugen.

Bei dem verwendeten Laser kommt ein mit Neodym dotierter Kristall aus Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12}$, YAG) zum Einsatz. Mit Hilfe einer Xenon-Blitzlampe werden die Nd^{3+}-Ionen angeregt und eine Besetzungszahlinversion erreicht. Zum kontrollierten Auslösen von Pulsen dient die Kombination eines festen Polarisators und eines elektrooptischen Kristalls (KH_2PO_4, KDP) innerhalb des Resonators. Wird an den KDP-Kristall eine Spannung angelegt, so ändert das lichtdurchlässige Material seine optischen Eigenschaften. Die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes wird beim Durchgang durch den Kristall gedreht. Für die vom Spiegel des Resonators zurücklaufende Welle wird das Polarisator-KDP-System damit undurchlässig, und der Laser kann nicht anschwingen. Erst durch Abschalten der Spannung wird der Resonator freigegeben und damit der Laserpuls ausgelöst. Mit einem solchen sogenannten Güteschalter ($q - switch$) im Resonator lassen sich Laserpulse mit einer Anstiegszeit von einigen Nanosekunden realisieren.

Da für die Zweiphotonenionisation in der Kammer UV-Licht benötigt wird, der Nd:YAG-Laser aber nur eine Wellenlänge im nahen Infrarot liefert, muß der Strahl zunächst zwei Frequenzverdopplerkristalle durchlaufen. Dabei handelt es sich um Kristalle mit nichtlinearen optischen Eigenschaften. Die Polarisation dieser Kristalle (ebenfalls aus KDP) ist nicht vollständig in Phase mit dem angelegten elektrischen Feld, sondern setzt sich zusammen aus einer Komponente gleicher Frequenz, einer Komponente doppelter Frequenz und einem konstanten Beitrag. Bei einer richtigen Polarisation des einfallenden Lichtes ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der somit erzeugten zweiten Harmonischen gleich der des einfallenden Lichtes und die Effizienz der Frequenzverdoppelung erreicht ein Maximum. [16] Durch die unterschiedliche Brechung in einem Prisma wird der Infrarote und der in der ersten Verdoppelung erzeugte sichtbare (grüne) Strahl vom UV-Strahl getrennt und anschließend absorbiert. Trotz der mit der Frequenzverdoppelung verbundenen Intensitätsverluste reicht die Leistung des somit gewonnenen UV-Laserstrahls zur Erzeugung von Ionisationsspuren in der TPC aus.

Aufgrund der hohen Leistung und der kurzen Wellenlänge ist bei der Arbeit mit dem Laser Vorsicht geboten. Zum Schutz der Netzhaut vor einem eventuell versehentlich reflektierten Strahl ist eine Schutzbrille zu tragen, und auch die menschliche Haut sollte dem direkten Laserstrahl möglichst nicht ausgesetzt werden.

2.2 Die Strahlführung in die TPC

Um die Länge der Strahlführung in die Vertex-TPCs, in denen der Laser hauptsächlich eingesetzt wird, möglichst kurz zu halten, wurde das Lasersystem auf den beiden Vertex-Magneten aufgebaut (siehe Abbildung 2.3). Es ruht auf einer stabilen Struktur von Doppel-T-Trägern aus Aluminium, die dazu dient, Erschütterungen, Vibration oder langfristige Verschiebungen von Bauteilen zu vermeiden. Die Bestandteile des Strahlführungssystems sind größtenteils offen aufgebaute, handelsübliche Optikbauteile. Dadurch bleibt das System relativ kostengünstig und leicht zu justieren, ist aber anfällig gegen versehentliches Verschieben, zumal oberhalb der Magneten auch eine Reihe nicht mit dem Laser verbundener Arbeiten anfällt.

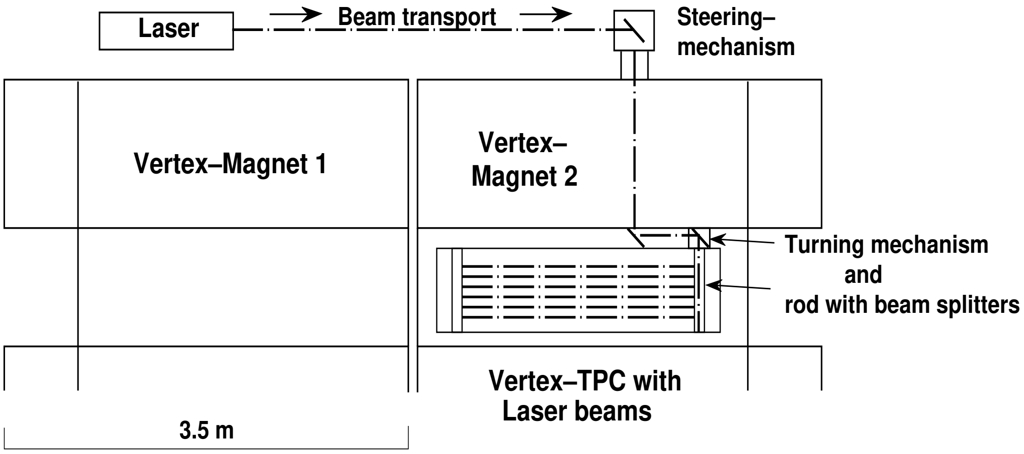

Abbildung 2.3 Schema der Strahlführung des Lasers in die VTPC 2 (Seitenansicht).

Zur Grobjustierung kann auf der Achse des Nd:YAG-Laserstrahls ein einfacher HeNe-Laser in den Strahlengang eingesetzt werden. Dies erleichtert das Einstellen der optischen Elemente (siehe Abbildung 2.4) erheblich, da dieser Laser sichtbares Licht liefert und nicht gepulst ist und da unter geringeren Sicherheitsvorkehrungen gearbeitet werden kann.

Als erstes durchläuft der Strahl einen einfachen Polarisationsfilter. Er dient in diesem Fall als Dämpfung (*attenuator*) für das bereits polarisierte Licht, um die Ionisation durch den Laser an die von geladenen Teilchen erzeugte Signalhöhe anzupassen. Diesem folgt ein $\lambda/4$-Polarisator, der dazu dient, die transversale Polarisation des Strahls in eine zirkulare umzuwandeln. Die zirkulare Polarisation soll vermeiden, daß Bewegungen der Drehmechanismen durch Polarisationseffekte zu unerwünschten Intensitätsschwankungen führen.

Ein einfaches Teleskop aus zwei Linsen auf einer optischen Bank dient zur Fokussierung des Strahls im TPC-Volumen. Da der Weg des Strahls zu beiden Vertex-TPCs gleich

lang ist, reicht eine gemeinsame Fokussierung für beide Kammern aus. Die Qualität der Spuren ist wie in [14] gezeigt relativ unempfindlich gegen eine kleine Defokussierung des Strahls, so daß die Gangunterschiede zu den einzelnen Eckpfosten der TPCs nicht korrigiert werden müssen. Zu den Main-TPCs ist der Strahlengang länger, so daß hier ein weiteres Linsensystem direkt vor der Strahlteilung zu den Drehmechanismen nötig ist.
Auf die Fokussierung folgt die Umlenkung des Strahls zur jeweils angewählten TPC. Dazu können mit einem ferngesteuerten Schrittmotor wahlweise zwei Spiegel in den Strahlengang gefahren werden, die den Laserstrahl zur Vertex-TPC 1 oder zu den Main-TPCs umleiten. Wird der Strahl durchgelassen, dann leitet ihn ein dritter, fester Spiegel weiter zur Vertex-TPC 2.

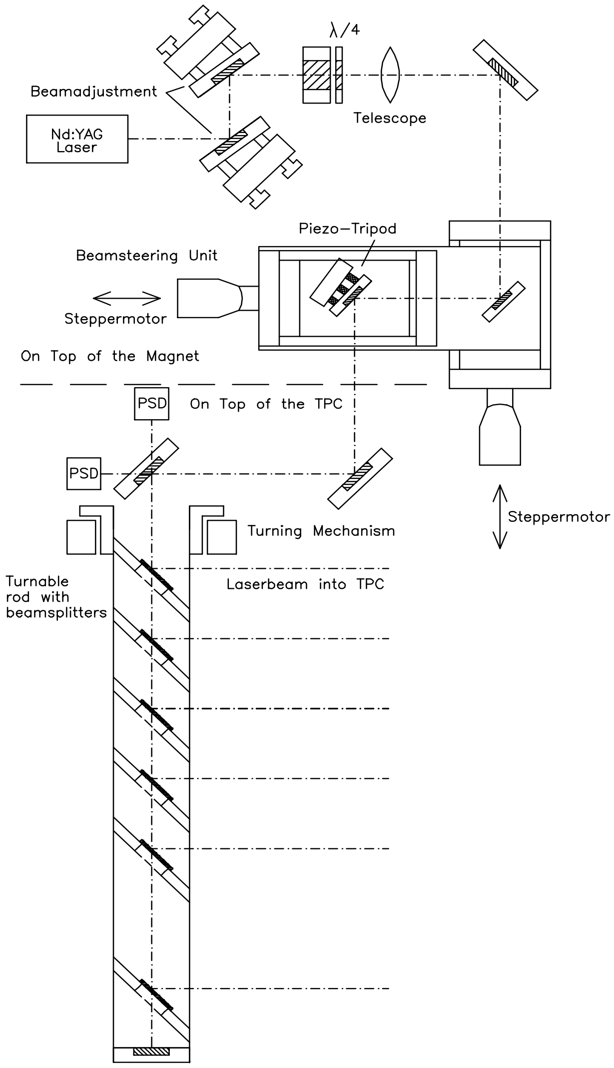

Abbildung 2.4 Strahlführung des Lasers mit ihren optischen Komponenten (schematisch).

Über den jeweiligen TPCs erfolgt die Aufteilung des Strahls auf die Drehmechanismen. Dazu dienen Quarzplättchen mit einer speziellen Oberflächenbeschichtung, die im Winkel von 45 Grad in den Strahl gebracht werden. 50 Prozent der Strahlintensität werden an der Oberfläche des Strahlteilers reflektiert, die anderen 50 Prozent können den Quarz ungehindert passieren. Die Rückseite des Quarzplättchens ist antireflexbeschichtet, um die Bildung eines Doppelstrahls durch eine zweite Reflexionsebene zu verhindern. Auch an allen anderen Spiegeln erfolgt die Umlenkung des Strahls durch Oberflächenreflexion. Durch solche Strahlteiler wird der Strahl zunächst zwischen der rechten (Salève-) und der linken (Jura-) Seite aufgeteilt. Im Falle der Vertex-TPCs folgt eine weitere Strahlteilung zwischen Upstream- und Downstream-Drehmechanismus.
Im Falle der Vertex-TPCs wird der Strahl dann in der Öffnung des Magneten nach unten zur Oberseite der TPC reflektiert (siehe Abbildung 2.3). Da dies der letzte von außen zugängliche Spiegel im Strahlengang ist, erfolgt hier die Steuerung des Strahls für den Drehmechanismus. Dazu ist die Halterung des Spiegels auf zwei um 90 Grad versetzten Schlitten montiert, die sowohl von Hand als auch ferngesteuert über Schrittmotoren bewegt werden können. Der Spiegel selbst ist darauf auf einer durch Schrauben einstellbaren Dreipunkt-Befestigung nochmals auf einem Dreibein aus Piezokristallen befestigt. Er kann damit sowohl von Hand mit den Schrauben als auch durch Anlegen von Hochspannungen an die Piezokristalle in zwei Dimensionen verkippt werden. Dadurch hat der Strahl im Lasermechanismus zwei Freiheitsgrade der Strahlposition und zwei der Strahlneigung.
Ein Spiegel auf der Oberseite der TPC leitet den Strahl zum jeweiligen Eckpfosten des Feldkäfigs. Ein weiterer Strahlteiler reflektiert dort 90 Prozent des einfallenden Strahls nach unten in den Drehmechanismus. Im Drehrohr befinden sich sechs Strahlteiler (26, 16 und 6 cm über sowie 4, 14 und 34 cm unter der Beamhöhe), die jeweils einen Anteil von 4 bis 8 Prozent des Strahls in die TPC reflektieren. Die Intensität der Strahlen in der TPC sollte damit nach unten nur langsam abfallen. Durch ein stark uneinheitliches Reflexionsverhalten der Strahlteiler ergeben sich in der Praxis aber unerwartet hohe Abweichungen der in den Kammern gemessenen Strahlintensitäten.
Ein Spiegel an der Unterseite des Drehrohrs reflektiert den dort angekommenen Anteil des Strahls zurück. Die Überprüfung, ob diese Rückreflexion bis zurück zu den Steuerspiegeln auf der Strahlachse verläuft, bietet bei einem Hebelarm von mehreren Metern einen sehr präzisen Test, ob der Strahl im Drehrohr senkrecht justiert ist.
Oberhalb und hinter dem Strahlteiler, der den Strahl in den Drehmechanismus reflektiert, befindet sich je eine zweidimensional positionsempfindliche Siliziumdiode (*position sensitive diode*, PSD). Durch die hintere Diode wird die Position des einfallenden Strahls, durch die obere Diode die der Rückreflexion aus dem Drehrohr bestimmt. Position und Neigung des Strahls sind also entweder durch die Positionen auf zwei Dioden oder durch eine Diode und die Autokollimationsbedingung eindeutig festgelegt.
In den Main-TPCs ist die Strahlführung ähnlich. Allerdings ist hier der Zugang zum

Drehmechanismus nicht durch einen Magneten erschwert. Außerdem sind hier die Strahlteiler im Drehmechanismus so positioniert, daß nicht der einfallende Strahl, sondern die Rückreflexion vom Autokollimator in die TPC eingespiegelt wird. Dadurch befindet sich der Strahl, für den die höchste Intensität erwartet wird, im unteren Teil der TPC, driftet zuletzt zur Ausleseebene und kann damit die Positionsbestimmung anderer Spuren nicht durch Sättigungseffekte beeinträchtigen. Diese Weiterentwicklung resultiert aus Erfahrungen mit den zuvor eingebauten Lasermechanismen der Vertex-TPCs.
Gedreht werden die Lasermechanismen durch eine kreisförmig gebogene Zahnschiene, die mit dem oberen Teil des Drehrohrs fest verbunden ist. Zwei mit Druckluft angetriebene Riegel schieben die Zahnschiene in die nächste Position (jeweils in Schritten von 3 Grad) und arretieren sie dort mit hoher Genauigkeit.

2.3 Die Lasersteuerung

Während der laufenden Messungen kann das Lasersystem vom Kontrollraum des Experiments ferngesteuert werden. Dazu wurde auf einem Apple Macintosh eine Steuersoftware in der graphischen Programmiersprache LABVIEW im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt. Diese ermöglicht, die einzelnen Komponenten durch virtuelle Instrumente auf dem Bildschirm auszulesen und zu steuern.

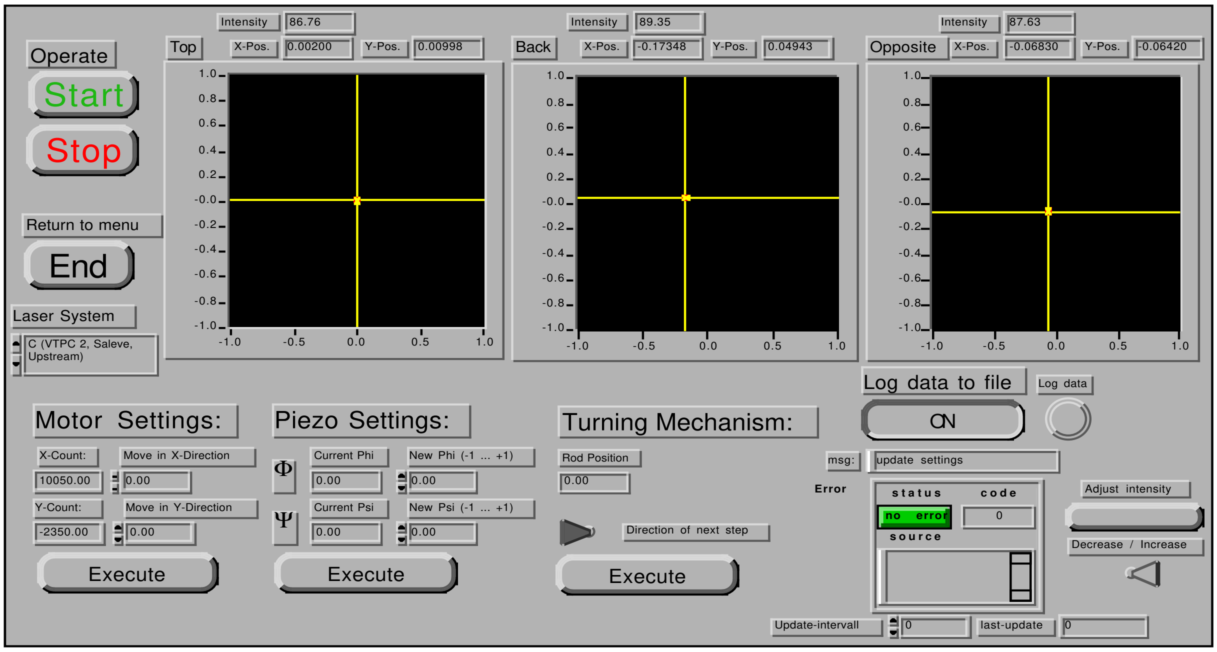

Abbildung 2.5 Benutzeroberfläche des LABVIEW-Programmes zur Justierung der Laserposition in einem Drehmechanismus, mit Hilfe virtueller Instrumente.

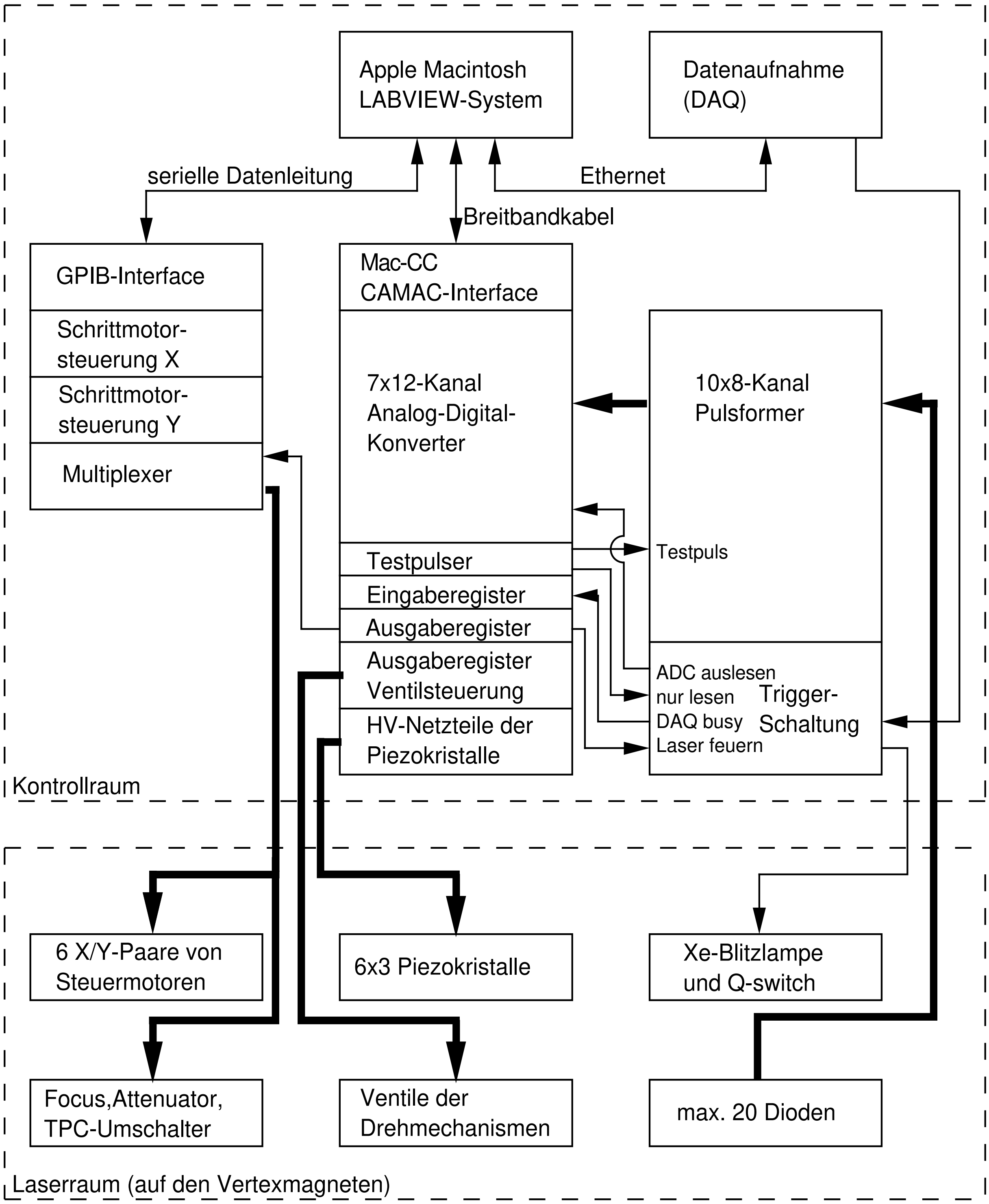

Abbildung 2.6 Schematische Übersicht über die gesamte Elektronik des Laserkontrollsystems, wie es während der Strahlzeiten 1995 und 1996 benutzt wurde. Dicke Pfeile stehen für Stränge paralleler Datenleitungen. Innerhalb der CAMAC- (Mitte) und Motorsteuerungs- (links) Einschubsysteme bestehen zusätzliche Verbindungen zwischen allen Komponenten.

Über ein Menüsystem können Kontrollprogramme für die verschiedenen Betriebsmodi des Lasers aufgerufen werden. Diese umfassen die Justierung der Laserposition an einem bestimmten Drehmechanismus (Abbildung 2.5), das Erzeugen einzelner Laserevents in allen TPCs während der Aufnahme von Teilchendaten, die Überprüfung und Kalibration der Laserelektronik sowie das Bewegen einzelner Komponenten. Die Kommunikation zwischen Computer und Steuerelektronik erfolgt durch ein serielles GPIB-Interface oder über Breitbandkabel durch ein Interface zur Ansteuerung von CAMAC-Einschüben (Mac-CC). Über Ethernet ist der Rechner außerdem mit der zentralen Datenaufnahme (*data aquisition*, DAQ) des Experiments verbunden. (Abbildung 2.6)
Die Position der Laserstrahlen wird vom Kontrollraum mit Hilfe der positionsempfindlichen Dioden überwacht. Diese bestehen aus einem 1×1 cm großen Halbleiterplättchen mit Kontakten an allen vier Seiten (duolaterale Siliziumdiode). Abhängig von der Position des auftreffenden Laserstrahls entstehen an den jeweils gegenüberliegenden Kontakten unterschiedlich große Signale. Von Vierkanal-Vorverstärkern, für die vier Kontakte einer Diode, laufen die Signale über differentielle Twisted-Pair-Leitungen zum Kontrollraum. Dort werden sie über Pulsformereinheiten zu Analog-Digital-Konvertern (ADC) weitergeleitet. Die digitalisierten Werte werden dann vom Computer ausgelesen und die Position des Strahls auf der Diode berechnet. Zur Kalibration der Ausleseelektronik können, ebenfalls vom Computer gesteuert, mit einem Testpulser Signale erzeugt und an den Eingang der Vorverstärker gelegt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Dioden und der Ausleseelektronik findet sich in [15].
Die Strahlführung an einem Drehmechanismus kann durch drei Dioden überwacht werden. Eine Diode (Back) mißt die Position des am Mechanismus einfallenden Strahls, eine (Top) die der Rückreflexion im Drehrohr; eine dritte Diode (Opposite) am gegenüberliegenden Eckpfosten der TPC bestimmt direkt die Position des obersten Laserstrahls in der Kammer. Ende 1996 waren vier Lasermechanismen der Vertex-TPCs mit allen drei Dioden bestückt, zwei hatten nur eine Opposite-Diode, und der diffus reflektierende Mechanismus D nur eine Back-Diode. Zwei Dioden überwachen die Position des Lasers vor der Dämpfung und Fokussierung und zwei weitere beim Einspiegeln in die Main-TPCs.
Durch das Steuerprogramm können auch einzelne Laserimpulse ausgelöst werden. Über Mac-CC und ein CAMAC-Ausgaberegister wird dazu ein Signal an eine Triggerschaltung gegeben. Diese sendet dann über Koaxialkabel die Startimpulse zum Zünden der Blitzlampe und zum Öffnen des Q-Switch an den Laser. Außerdem gibt sie das Gatesignal zum Auslesen der Diodendaten an die ADCs. Umgekehrt setzt die Triggerschaltung über ein CAMAC-Eingaberegister ein Busy-Signal für den Computer, wenn die DAQ mit der Aufnahme von Teilchendaten beschäftigt ist.
Über zwei weitere CAMAC-Ausgaberegister erfolgt die Ansteuerung der Druckluftventile zum Drehen der Lasermechanismen. Die Drehung erfolgt dabei in durch eine Präzisionsmechanik festgelegten Schrittweiten von drei Grad. Durch die Reihenfolge der Ventilansteuerung wird der Drehsinn festgelegt. Ebenfalls als CAMAC-Einschübe sind

die Hochspannungsnetzteile für die Piezokristalle zur Laserpositionierung gestaltet. Der Computer rechnet den vom Nutzer gewählten Winkel des Spiegels automatisch in die entsprechenden Spannungen für die drei Piezokristalle um und gibt diese an die Netzteile weiter.
Die Schrittmotoren zur Strahlpositionierung erhalten ihre Steuerimpulse von zwei Steuerkarten, die vom Computer über GPIB kontrolliert werden. Ein über CAMAC gesteuerter Multiplexer leitet die Signale zu dem Motorenpaar des angewählten Drehmechanismus weiter. Nach dem gleichen Prinzip werden auch der Attenuator, die Umleitung des Strahls in die verschiedenen TPCs und die Strahlfokussierung ferngesteuert.
In der Praxis erfolgte die Einstellung der Strahlneigung meist von Hand nach der Autokollimationsbedingung. Anschließend wurde die Verschiebung des Strahls nach den Diodenwerten mit Hilfe der Motoren justiert. Die Piezokristalle kamen nur in Einzelfällen zum Einsatz, wenn zum Beispiel eine nicht autokollimierte Strahlposition rekonstruiert werden sollte oder die Rückreflexion schwer erkennbar war.

3 Untersuchung von Driftgeschwindigkeit und Verzerrungen

Bei der Datenaufnahme werden die von der Datenaufnahme gesammelten Elektronikauslesewerte von je einem Laserimpuls normalerweise ebenso wie die von je einer Teilchenkollision auf einem 19 mm-Hochleistungs-Bandgerät gespeichert. Aufgrund der geringeren anfallenden Datenmenge ist es aber auch möglich, Laserdaten auf 8 mm-Magnetband (Exabyte) oder direkt auf Festplatte zu speichern. Dies ermöglicht eine schnellere Auswertung.
Soll aus den Laserdaten lediglich die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden, so genügt es, aus einem Laserimpuls die Ionisationssignale von der Hochspannungs- und der Ausleseebene zu extrahieren. Da die geometrische Position beider Ebenen bekannt ist, ergibt sich aus dem Abstand unmittelbar die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen über die ganze Kammer. Diese Auswertung erfolgt auf Rohdatenebene. Zur Analyse von Verzerrungen oder um differentielle Informationen über die Driftgeschwindigkeit zu gewinnen, müssen aber die Spurdaten extrahiert und ausgewertet werden.

3.1 Computergestützte Auswertung von Laserspurdaten

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Auswertekette für Laserspuren ist soweit möglich an die für Teilchenspuren angelehnt, um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse, beispielsweise in der Ortsauflösung, zu gewährleisten. Die Daten werden zunächst vom Rohdatenformat der Datenaufnahme in das Standard-Format der NA49-Auswertesoftware konvertiert. Darin sucht ein Programm zunächst nach Ladungsanhäufungen (*cluster*) in den durch die Padreihen definierten Ebenen senkrecht zum Strahl. Dieses Clustersuchprogramm mußte für die Auswertung von Laserdaten leicht modifiziert werden. Da einige Laserspuren sehr geringe Intensitäten, andere einen ungünstigen Winkel zu der für Teilchenspuren optimierten Padstruktur der TPC besitzen, enthalten Laser-

daten einen hohen Anteil besonders breiter oder besonders schwacher Cluster. Diese würden bei der Analyse von Teilchenspuren normalerweise verworfen. Für die Laserauswertung enthalten diese Daten aber wichtige Informationen. Auf diese Cluster werden zunächst die Kalibrationsroutinen für bekannte Elektronikeffekte angewandt. Abhängig von den jeweils zu untersuchenden Verzerrungen folgen die bereits bekannten Korrekturen für mechanische, elektrostatische und magnetfeldbedingte Verzerrungen. Ein Mustererkennungsprogramm verbindet die so korrigierten Clusterpositionen zu Spuren, die die Grundlage für die weitere Auswertung bilden.
Für die Auswertung der Laserdaten wurde ein spezielles Programm entwickelt, das diese Spuren nach ihrer Höhe in der Kammer und nach ihrer Richtung in der Horizontalebene einem bestimmten Lasermechanismus und einem von dessen sechs Teilstrahlen zuordnet. Spuren, die dabei nicht zugeordnet werden können, werden nicht verwendet. Bei nachträglichen Überprüfungen konnten die verworfenen Spuren in allen Fällen als Scheinspuren (zum Beispiel durch Anhäufung von Clustern entlang der Streifen der Hochspannungsebene) oder als Reflexionen von Laserstrahlen erkannt werden.
Da die Positionen der Cluster in Strahlrichtung durch die Position der jeweiligen Padreihe vorgegeben sind, können die Clusterpositionen für jede Spur und jede Padreihe über eine beliebige Anzahl von Laserpulsen (*events*) gemittelt werden. Auf diese Weise werden die statistischen Fehler in der Positionsbestimmung der Spur minimiert. Von den somit gemittelten Punkten werden jeweils die Position in drei Dimensionen, ihre statistischen Fehler, die durchschnittliche Amplitude und Ladung der Cluster sowie die Anzahl der in die Mittelung eingegangenen Events in einer Textdatei gespeichert. Auf diese Weise wird die zu bearbeitende Datenmenge bei Bewahrung der wichtigen Informationen deutlich verringert, was unter anderem die Datenübertragung zwischen Genf und Frankfurt erleichtert. Die Rohdaten von 200 Laserevents in einer Vertex-TPC umfassen 250 bis 300 MB, gegenüber 140 KB für das entsprechende Textfile.

3.2 Ermittelung der Driftgeschwindigkeit aus der Laserspurposition

Vor dem Einbau in die TPCs wurden die Drehmechanismen vermessen und insbesondere die Abstände und Vertikalwinkel der aus den Mechanismen herausreflektierten Strahlen festgehalten. Die Mechanismen der Vertex-TPCs wurden dazu in einen speziell angefertigten Vermessungstisch (Abbildung 3.1) eingespannt und der Laserstrahl genau auf die Drehachse des Rohres einjustiert. Mit positionsempfindlichen Dioden wurde die Höhe der Strahlen im Abstand von circa 30 und circa 130 cm von der Achse bestimmt. Damit ist sowohl die Höhe des Austrittspunktes als auch die Neigung des Strahls festgelegt. Die Befestigungen der Dioden am Meßtisch sollten dabei eine Genauigkeit von 100 μm erlauben, und die Auflösung der Dioden ist noch deutlich besser. Die längeren Drehrohre für die Main-TPCs wurden am Austrittspunkt per Hand vermessen. Für die Strahlabstände ergibt sich dort ein Fehler von maximal einem Millimeter, entsprechend einem Promill relativem Fehler für den Abstand vom obersten zum untersten Strahl.

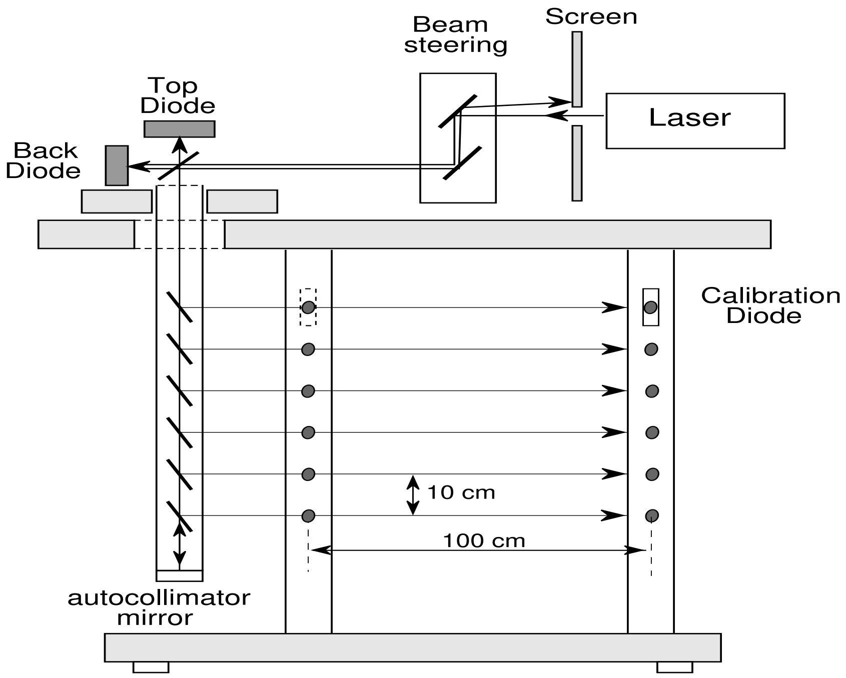

Abbildung 3.1 Vermessungstisch zur Bestimmung von Austrittspunkt und Neigung der Einzelstrahlen aus dem Drehmechanismus. Die Befestigungen für die Dioden sind auf 100 μm genau positioniert.

Beim Einsetzen der Drehmechanismen in die TPC können sich Höhenverschiebungen eines ganzen Mechanismus ergeben, aber die relativen Abstände der Strahlen zueinander bleiben dabei unverändert. Gleiches gilt für den Fall, daß der Laserstrahl im Rohr nicht zentriert ist. In diesem Falle ändert sich die Höhe der Strahlen, wenn der Mechanismus gedreht wird. Ist der Strahl dagegen nicht parallel zur Achse des Mechanismus, multiplizieren sich die Strahlabstände mit einem konstanten Faktor.
Hauptproblem bei der Bestimmung der Strahlabstände mit der TPC sind Verzerrungen in Driftrichtung in der Größenordnung von einigen hundert μm, die in Kapitel 4 analysiert werden. Diese Verzerrungen sind positionsabhängig und können die Bestimmung der Abstände nachteilig beeinflussen. Da bis zur Strahlzeit 1996 keine hinreichend genauen Korrekturen existierten, wurden zwei Methoden zur Bestimmung der Strahlabstände erprobt. In einem Fall wurde der Strahl aus der TPC zum Drehmechanismus zurückextrapoliert und dort mit der Strahlposition am Austrittspunkt verglichen. Im anderen Fall wurde über einige Punkte in der Mitte der TPC, wo die Verzerrungen in Driftrichtung am wenigsten variieren, gemittelt und die Werte mit der dortigen Sollhöhe

des Strahls verglichen. Die Ergebnisse lieferten keine entscheidenden Abweichungen, doch die zweite Methode erwies sich als etwas weniger anfällig gegen Verzerrungen.
Die auf diese Weise aus dem Abstand vom obersten zum untersten Strahl bestimmten Driftgeschwindigkeiten zeigten eine gute Übereinstimmung mit den aus dem Abstand von Auslese- und Hochspannungsebene extrahierten.
Berechnet man alle Positionen mit dieser Driftgeschwindigkeit, so erscheinen die Spuren mit mittleren Driftlängen gegenüber ihrer Sollposition um einige hundert μm nach oben verschoben. Berechnet man die Driftgeschwindigkeit mit diesen Spuren, so ergibt sich für die obere Kammerhälfte eine um bis zu drei Promill höhere Driftgeschwindigkeit als für die untere. Dieser Effekt war lange Zeit nicht verstanden und konnte erst durch die in 4.4 beschriebene elektrostatische Verzerrungskorrektur erklärt und korrigiert werden.

3.3 Analyse von Verzerrungen mit dem Laser

Laserspuren, als eindimensionale Anhäufungen von Ionisation, ermöglichen eine Untersuchung von Verzerrungen in zwei Dimensionen. In dem Bereich der TPCs, der von Spuren aus zwei Drehmechanismen erreicht wird, ist innerhalb gewisser Grenzen eine Verzerrungsrekonstruktion in drei Dimensionen denkbar. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Verzerrungen in den beiden unabhängigen Koordinaten getrennt dargestellt. Da die Laserspuren (in den in 1.3 beschriebenen NA49-Koordinaten) in der xz-Ebene verlaufen, ist die y-Koordinate in allen Fällen zur Darstellung von Verzerrungen geeignet. In der xz-Ebene wird allgemein die Verzerrung in x dargestellt, unabhängig davon, welchen Winkel der Laser zur z-Achse einnimmt.
In der Analyse von Laserdaten wurden die folgenden Darstellungen zur Untersuchung von Verzerrungen verwendet:

- **Abweichungen zur Regressionsgeraden.** Mittels linearer Regression (Geradenfit) werden für jede Spur x und y als Funktion von z berechnet. Die Abweichungen der einzelnen Punkte von dieser Geraden werden gegen z aufgetragen. Das Verfahren hat den Nachteil, daß großräumige Verzerrungen möglicherweise zu einer Verschiebung oder Verdrehung der Geraden führen und aus der Grafik nicht erkennbar sind. Die Gerade in einem Punkt, am Drehmechanismus, festzulegen (*constrained fit*) ist nicht hilfreich, da die Laserposition innerhalb des Mechanismus nicht genau genug bestimmt ist.

- **Abweichungen zur bekannten Strahlposition.** Da Ursprung und Richtung der Laserstrahlen in y vor dem Einbau vermessen wurden, können in dieser Dimension die Abweichungen vom erwarteten Verlauf des Strahls dargestellt werden. Die möglichen systematischen Verschiebungen der Strahlen sind leicht von Verzerrungen zu unterscheiden. Somit können die absoluten Verzerrungen betrachtet werden.

- **Abweichungen zur Regression an unverzerrte Daten.** Zur Untersuchung von Verzerrungen, die nur zeitweise auftreten, zum Beispiel bei eingeschaltetem Magnetfeld, ist es möglich, die Geradengleichung für unverzerrte Daten zu berechnen und die Abweichungen eines verzerrten Datensatzes zu dieser Geraden darzustellen. Dies wird erlaubt durch die genaue Reproduzierbarkeit der Strahlposition mittels der präzisen Mechanik und der positionsempfindlichen Dioden.

3.4 Systematische Effekte in Laserdaten

Bei der Analyse von Laserdaten treten eine Reihe von systematischen Effekten auf, die in der Bewertung der Ergebnisse berücksichtigt werden müssen. Das bedeutendste vom Laser selbst verursachte Problem liegt in der unterschiedlichen Intensität der Laserspuren. Zwar kann die Intensität des insgesamt in einen Drehmechanismus geleiteten Laserlichtes geregelt werden, aber das Verhältnis der Intensitäten der einzelnen Strahlen eines Mechanismus läßt sich nach dem Einbau nicht mehr beeinflussen. Überschreitet die von einem Laserstrahl erzeugte Ionisation den dynamischen Bereich der Ausleseelektronik, so kann die Clusterposition nicht mehr mit hinreichender Genauigkeit aufgelöst werden, vor allem wenn die Sättigung auf mehreren Pads eines Clusters gleichzeitig auftritt. Bei sehr hohen Intensitäten kann die Sättigung auch die Messung später ankommender Elektronen, also der unteren Spuren, beeinträchtigen. Im Extremfall führt dies zu einer Streuung der rekonstruierten Punkte um mehr als einen Millimeter, wodurch die Spur zur Untersuchung von Verzerrungen praktisch unbrauchbar wird. Dies betrifft besonders Drehmechanismus B, von dem erst in der Strahlzeit 1996 verwertbare Daten gewonnen wurden. Durch den Aufbau der Vertex-TPC-Mechanismen neigen dort die obersten Spuren zur Übersättigung, während die unteren Spuren aufgrund geringer Intensität zum Teil nicht rekonstruiert werden können.
Die Ortsstabilität des Laserstrahls selbst ist für die Qualität der Messung dagegen nicht problematisch. Langzeitmessungen mit den positionsempfindlichen Dioden ergeben eine Bewegung des Strahls um ungefähr einen Millimeter über einen Zeitraum von zwölf Stunden, vermutlich durch thermische Effekte [17]. Da Laserdaten maximal einige hundert Events umfassen und mit einer Frequenz von einem Event pro Sekunde aufgenommen werden, ist die Bewegung des Strahls innerhalb eines Datensatzes vernachlässigbar. Sollten unterschiedliche Datensätze verglichen werden, so konnte die Strahlposition vor der Datenaufnahme mit den Dioden abgeglichen und nötigenfalls korrigiert werden.
Aufgrund der hohen Ortsauflösung, die durch die Mittelung über mehrere Laserevents erreicht werden kann, werden Grenzen der Genauigkeit der TPC deutlich, die mit Teilchenspuren nicht aufgelöst werden können. Dazu gehören Einflüsse des Winkels zwischen

Spur und Padrichtung, die Zweispurtrennung und Randeffekte der Sektoren, die im Folgenden am Beispiel von zwei rekonstruierten Spuren besprochen werden.

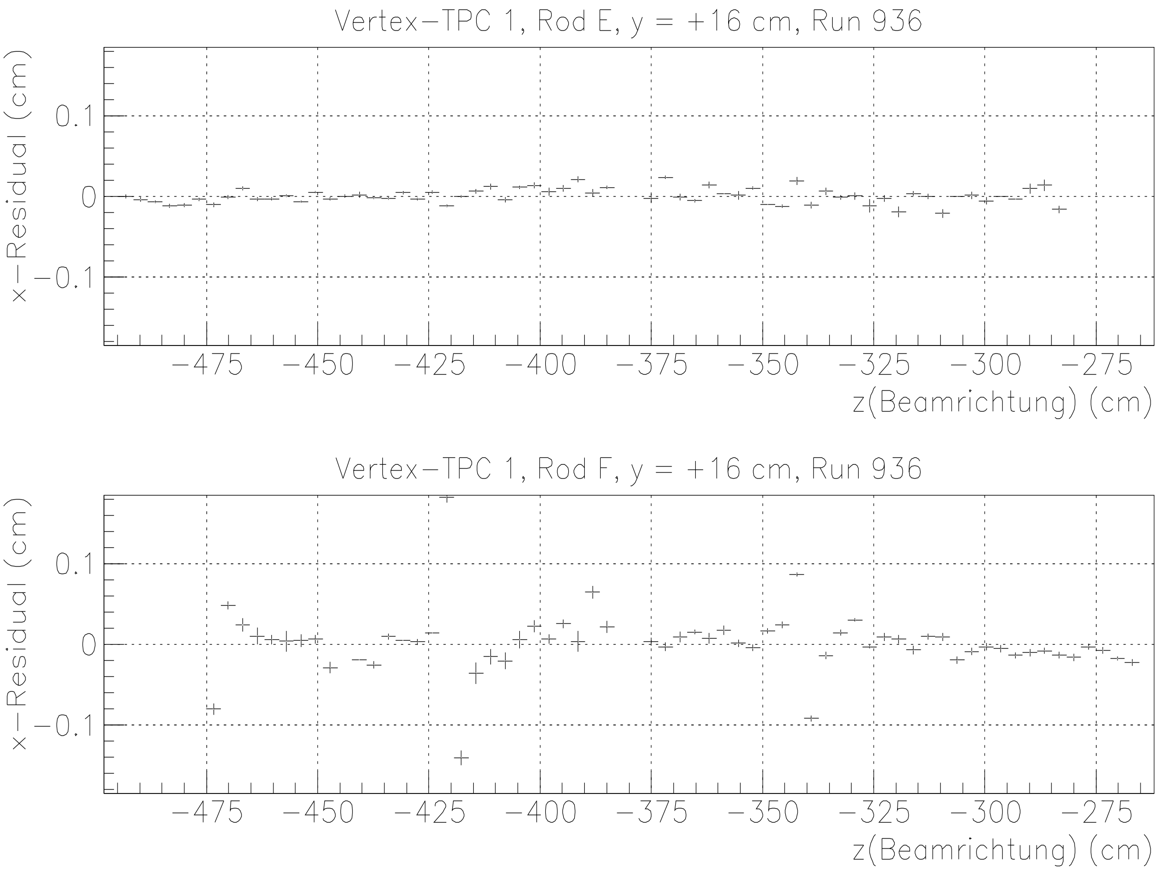

Abbildung 3.2 Abweichungen vom linearen Fit in x-Richtung aufgetragen gegen die Richtung der Beamachse z, jeweils für die Laserspur 16 cm oberhalb der Beamhöhe. Oben ein Strahl von Drehmechanismus E, der näherungsweise parallel zu Teilchenspuren verläuft, unten von Mechanismus F.

In Abbildung 3.2 sind die horizontalen Residuals zweier Laserspuren in Vertex-TPC 1 dargestellt. Die Daten wurden während der Strahlzeit im Herbst 1995 gleichzeitig aufgenommen. Es handelt sich jeweils um den von oben gesehen zweiten Strahl, 16 cm oberhalb der Beamhöhe, der Drehmechanismen E und F. Die Strahlen sind jeweils auf den gegenüberliegenden Eckpfosten gerichtet. Die oben abgebildete Spur von Mechanismus E hat eine ähnliche Richtung wie Teilchenspuren vom primären Vertex und verläuft damit weitgehend parallel zu den Pads der Ausleseebene. Jeder Cluster auf dieser Spur überdeckt damit zwei oder drei Pads und kann optimal lokalisiert werden, was abgesehen von den im Folgenden angesprochenen lokalen Effekten eine Positionsauflösung von $\sigma \approx$ 100 μm erlaubt. Die untere Spur, aus Rod F, verläuft dagegen, wie in Abbildung 2.2 zu sehen, entgegen der typischen Richtung von Teilchenspuren und damit auch quer zu den

Pads. Die Cluster dieser Spur bestehen aus vier bis sechs Pads, und die Ortsbestimmung wird erheblich ungenauer. Dieser sogenannte tanα-Effekt wird in [18] näher beschrieben. Entsprechend der Position des jeweiligen Clusters auf der Padreihe entsteht ein typisches Sägezahnmuster, das hier, von anderen Effekten überlagert, nur in Ansätzen erkennbar ist.
Um z = -420 cm und z = -340 cm treten vor allem bei der unteren Spur einige deutlich verschobene Punkte auf. Dort liegen jeweils die Sektorgrenzen, an denen die in 4.2 näher beschriebenen elektrostatischen Verzerrungen auftreten. Da der Effekt im Verhältnis zu anderen Verzerrungen klein ist und nur wenige Punkte betrifft, wurde hierfür bislang keine Korrektur entwickelt.
Ebenfalls ein Randeffekt sind die Verschiebungen der jeweils äußersten Punkte jeder Spur. Hier wird die Ladungswolke am Rand des sensitiven Volumens abgeschnitten und kann damit oftmals nicht mehr optimal lokalisiert werden.
In der Juraseite der TPC kreuzen sich bei z = 0 die Laserspuren von Mechanismus A und B, beziehungsweise bei z = -380 von E und F. Dort verschwimmen die Ionisationswolken, so daß das Clustersuchprogramm die Punkte der beiden Spuren nicht mehr trennen kann. Dadurch fehlen in der Darstellung bei z = -380 einige Punkte. Wo der Strahl auf den gegenüberliegenden Eckpfosten trifft, wird ein Teil des Lichtes reflektiert, was unter Umständen die Ortsbestimmung der jeweils nächsten Punkte auf der Spur beeinträchtigt. Zu beachten ist bei der Betrachtung von Laserspuren auch, daß diese in keinem Fall symmetrisch durch die Kammer verlaufen. In der in den folgenden Kapiteln zumeist betrachteten Grundposition der Drehmechanismen, in der der Laserstrahl auf den gegenüberliegenden Eckpfosten gerichtet ist, folgt der Strahl zwar der Diagonalen des Feldkäfigs, doch diese ist nicht identisch mit der Diagonalen der Ausleseebene, die im Feldkäfig etwas zur Beamachse hin verschoben ist. Der Laserstrahl tritt daher, wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, von der Außenseite der Kammer in das sensitive Volumen ein, verläßt es aber durch die Stirnseite.

4 Abbildungsverzerrungen ohne Magnetfeld

Zur sinnvollen Analyse von magnetfeldbedingten Verzerrungen ist zunächst das bestmögliche Verständnis der Verzerrungen notwendig, die auch in Abwesenheit von Magnetfeldern auftreten. Ihre wichtigste Ursache in den NA49-TPCs sind Störungen des elektrischen Feldes, vor allem im Bereich der Ausleseebene. Kleine Abweichungen in der Elektronik der einzelnen Auslesekanäle können die Ortsauflösung sowohl in der Pad- als auch in der Zeitrichtung beeinträchtigen. Bei starker lokaler Wärmeentwicklung und unzureichender Umwälzung des Gases könnten sich Temperaturgradienten im Kammergas aufbauen, die die Ortsbestimmung über die Driftgeschwindigkeit beeinflussen könnten.

4.1 Zeiteffekte der Ausleseelektronik

Obwohl alle Kanäle der Ausleseelektronik baugleich sind und möglichst identische, zeitlich konstante Eigenschaften haben sollten, ergeben sich in der Praxis Abweichungen, die aber relativ einfach zu behandeln sind. So wird während der Datenaufnahme regelmäßig eine Nullpunkts- (*pedestal*) Kalibration durchgeführt. Die so ermittelten Pedestals werden noch in der Ausleseelektronik von den gemessenen Werten abgezogen.
Für die vollständige Amplituden- und Zeiteichung der Auslesekanäle werden außerdem Signale eines Testpulsers über die Felddrähte eingespeist und analysiert. Entsprechende Kalibrationsprogramme durchlaufen die Daten dann bei der Auswertung. Die Amplitudenkalibration ist vor allem für die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes interessant, kann aber prinzipiell auch die Ortsbestimmung beeinflussen, wenn durch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Schwerpunkt eines Clusters verschoben wird. Da jeder Verstärkerchip aber einen Block von 16 Pads abdeckt, überdeckt nur ein Teil der Cluster mehrere Verstärkerchips. Da auch deren relative Verstärkungsvariation sehr klein ist [19], betrifft die Amplitudenkalibration nur die Position relativ weniger Cluster. Wie auch aus Laserdaten zu erkennen ist, ist diese damit für die Spurrekonstruktion nicht von Bedeutung. Die Zeitkalibration dagegen betrifft unmittelbar die Ortsbestim-

mung in Driftrichtung.

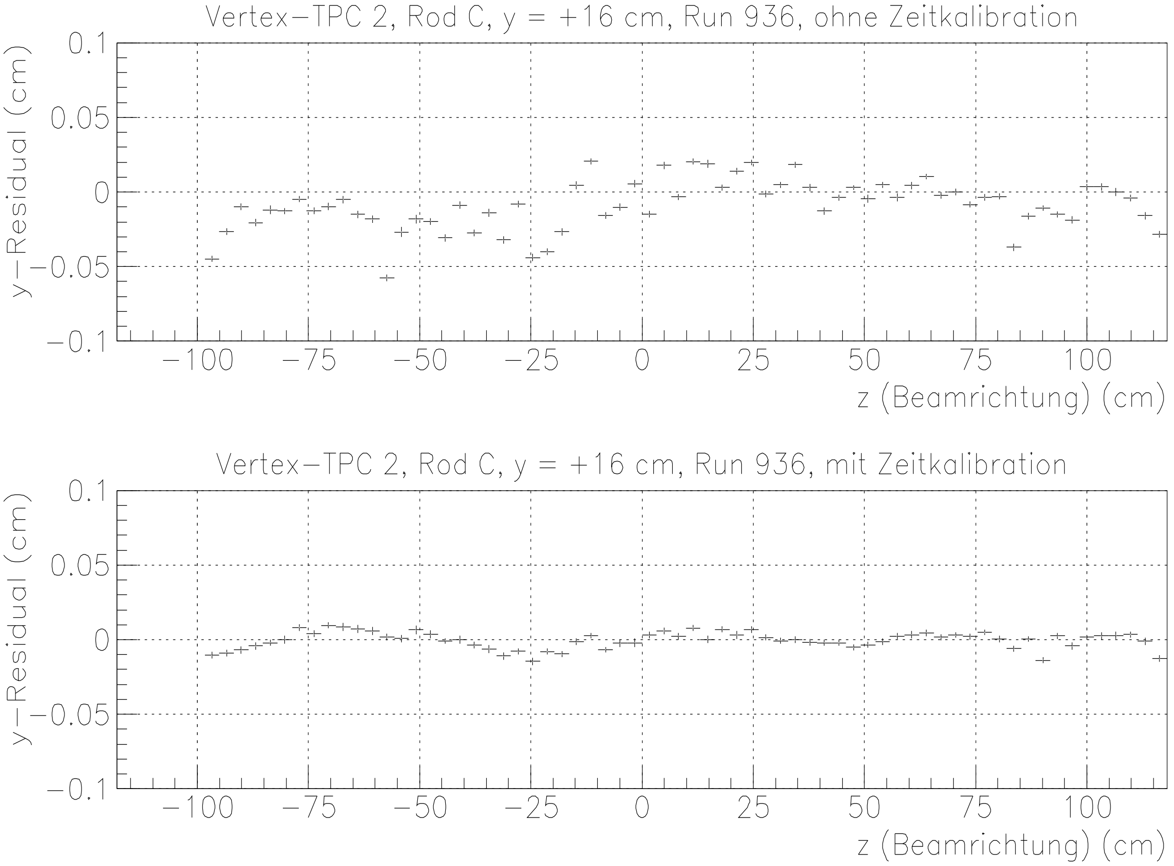

Abbildung 4.1 Y-Residuals einer Laserspur auf der Juraseite von Vertex-TPC 2, oben ohne und unten mit Zeitkalibration. Die Nullinie entspricht in beiden Darstellungen der Regressionsgeraden an die kalibrierten Daten.

In Abbildung 4.1 sind Residuals in Driftrichtung für eine Laserspur mit und ohne Kalibration gegenübergestellt. Beide Darstellungen beruhen auf denselben Rohdaten. Die Fluktuationen von Punkt zu Punkt sind nach der Kalibration deutlich kleiner. Die verbleibende Feinstruktur ist auch über längere Zeiträume konstant, so daß möglicherweise eine weitere Verbesserung der Kalibration möglich wäre. Da diese Abweichungen kleiner sind als die statistischen Fluktuationen der Ortsbestimmung, sind diese Effekte in Teilchenspuren nicht zu sehen. Erst durch die Mittelung über in diesem Beispiel 100 Laserevents wird der statistische Fehler hinreichend klein. Für die nicht kalibrierten Daten wurde die Abweichung vom Fit an die kalibrierten Daten geplottet. Dadurch wird eine Stufe in der Zeitkalibration in der Mitte von Vertex-TPC 2 erkennbar, die vermutlich durch unterschiedliche Längen der Auslesekabel ausgelöst wird. Der Effekt ist relativ klein, kann aber durch systematische Drehung von Spuren und den langen Hebelarm beträchtliche Probleme bei der Vertexrekonstruktion verursachen, wenn er nicht korrigiert wird.

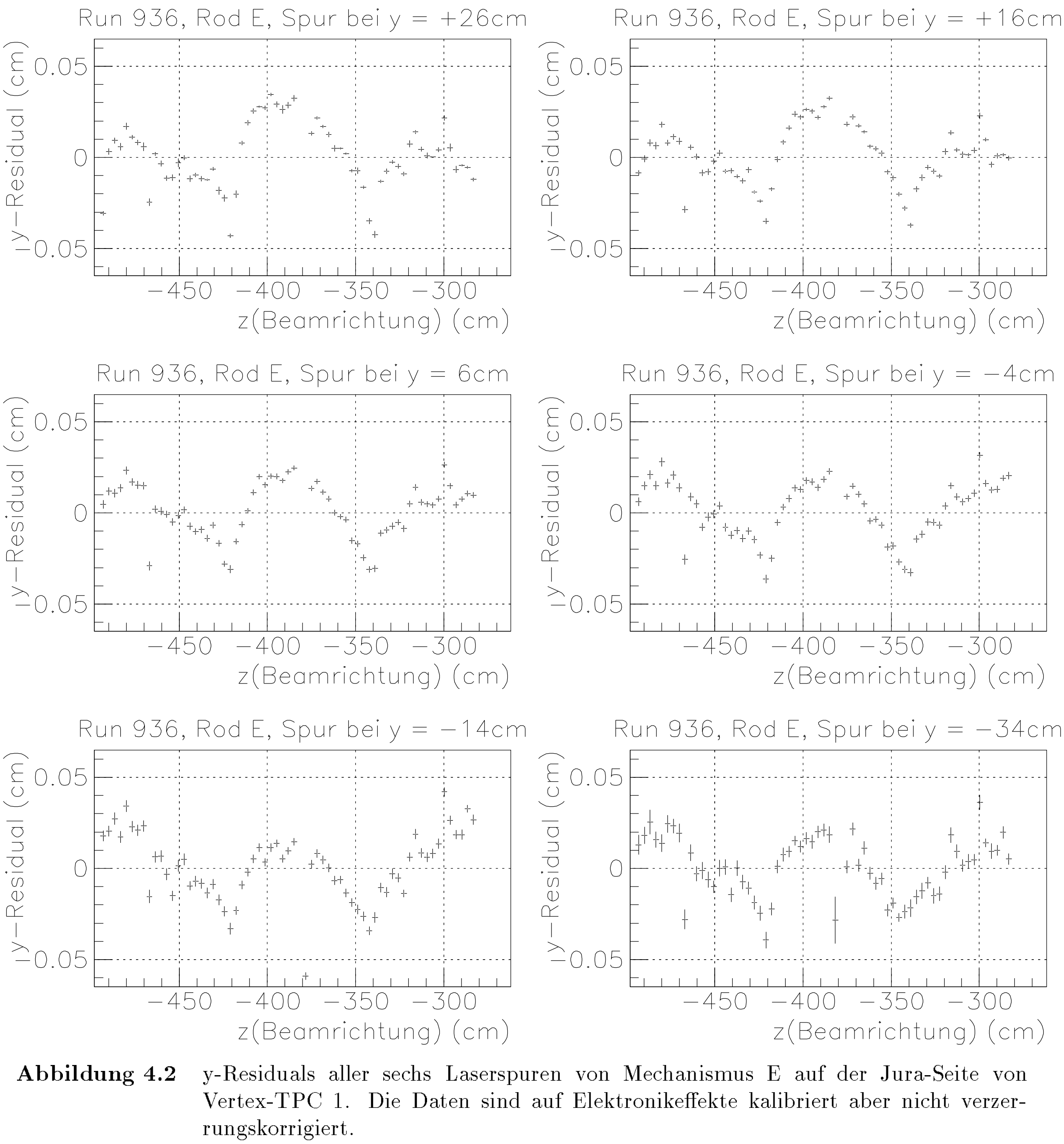

Abbildung 4.2 y-Residuals aller sechs Laserspuren von Mechanismus E auf der Jura-Seite von Vertex-TPC 1. Die Daten sind auf Elektronikeffekte kalibriert aber nicht verzerrungskorrigiert.

4.2 Driftzeitunabhängige Verzerrungen

Wenn die Einflüsse der Ausleseelektronik korrigiert sind, spiegeln die verbleibenden Verzerrungen die Inhomogenitäten der Elektronendrift in der TPC wider. Ohne Magnetfeld

führen diese Inhomogenitäten in der Horizontalen nur zu den in Abschnitt 3.4 beschriebenen lokalen Effekten. In Driftrichtung werden dagegen auch bei abgeschaltetem Magnetfeld Abweichungen von einer linearen Spurrekonstruktion von bis zu 400 μm beobachtet. Anhand von Laserspuren (Abbildung 4.2) können diese Verzerrungen in bis zu sechs diskreten Höhen mit großer Genauigkeit bestimmt und somit ihre Abhängigkeit von der Driftlänge untersucht werden. Damit lassen sich die Verzerrungen in einen mit der Driftlänge variierenden und einen konstanten Anteil zerlegen.
Die y-Residuals einer Spur, die nahezu die gesamte Länge einer Vertex-TPC durchläuft, zeigen unabhängig von der Driftlänge eine dreigeteilte Struktur. Hier wirkt sich der Aufbau der Kammerhälften aus drei Sektoren aus. An den Sektorgrenzen (Abbildung 4.3) treten, vor allem zwischen den Abdeckblechen und dem Sperrgitter, starke lokale Feldinhomogenitäten auf, die die Spurrekonstruktion beeinträchtigen. Hauptproblem hierbei ist die Anpassung der Sperrgitterspannung. Aufgrund kleiner Unsicherheiten in der Geometrie und eines Durchgriffs der Verstärkungsspannung durch das Frischgitter kann das Sperrgitter nicht einfach auf das Potential gelegt werden, das seiner geometrischen Position im Feld entspricht. Daher wurde die Sperrgitterspannung empirisch für eine möglichst gute Spurrekonstruktion in der Horizontalen optimiert, was nicht notwendigerweise zu guten Ergebnissen in Driftrichtung führt. Da sowohl das Sperrgitter als auch die Abdeckbleche eine relativ große Fläche überdecken, reichen diese Inhomogenitäten über die Randbereiche hinaus in das Kammervolumen.

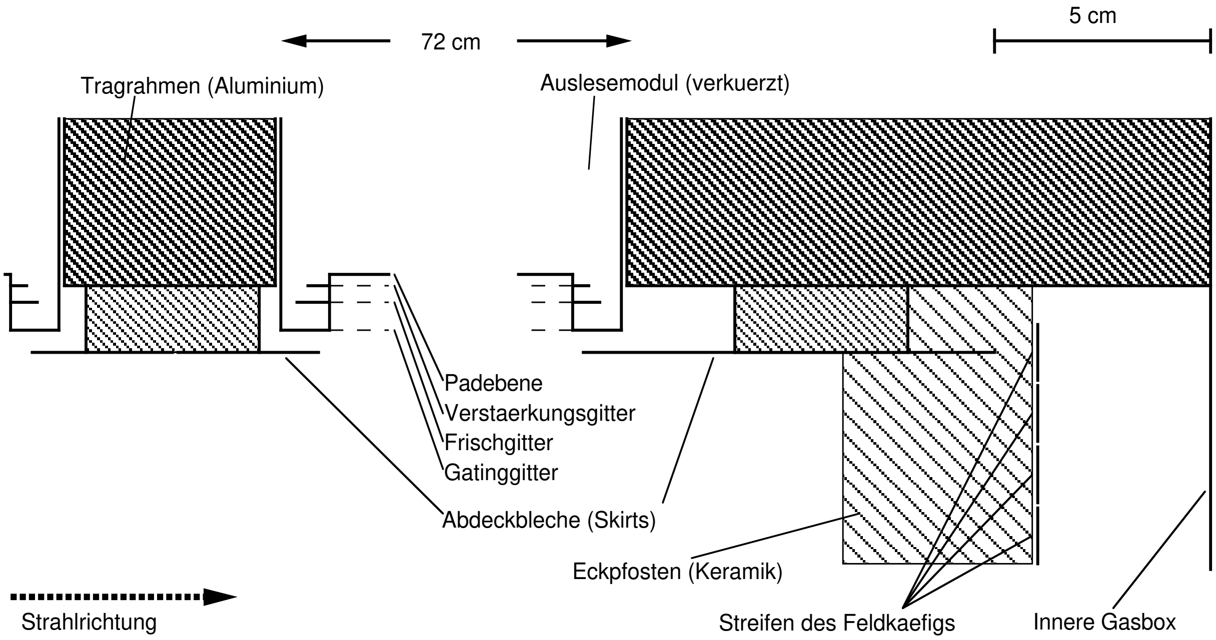

Abbildung 4.3 Schematische Schnittzeichnung durch die Oberseite von Vertex-TPC 1. An der rechten Seite ist die Stirnseite der TPC, links eine Sektorgrenze zu sehen. Der Sektor selbst ist stark verkürzt.

Zur Korrektur der resultierenden Verzerrungen werden die y-Residuals von Teilchenspuren benutzt. Somit entsteht eine empirische Korrekturtabelle in y als Funktion der Padreihe und der x-Position, wobei die x-Abhängigkeit nur in vier Schritte eingeteilt ist. Da auf der Grundlage von Teilchenspuren gearbeitet wird, die die Kammer nicht überall gleich dicht bevölkern, ist die Korrektur nicht für alle Punkte in der xz-Ebene von gleicher Qualität.

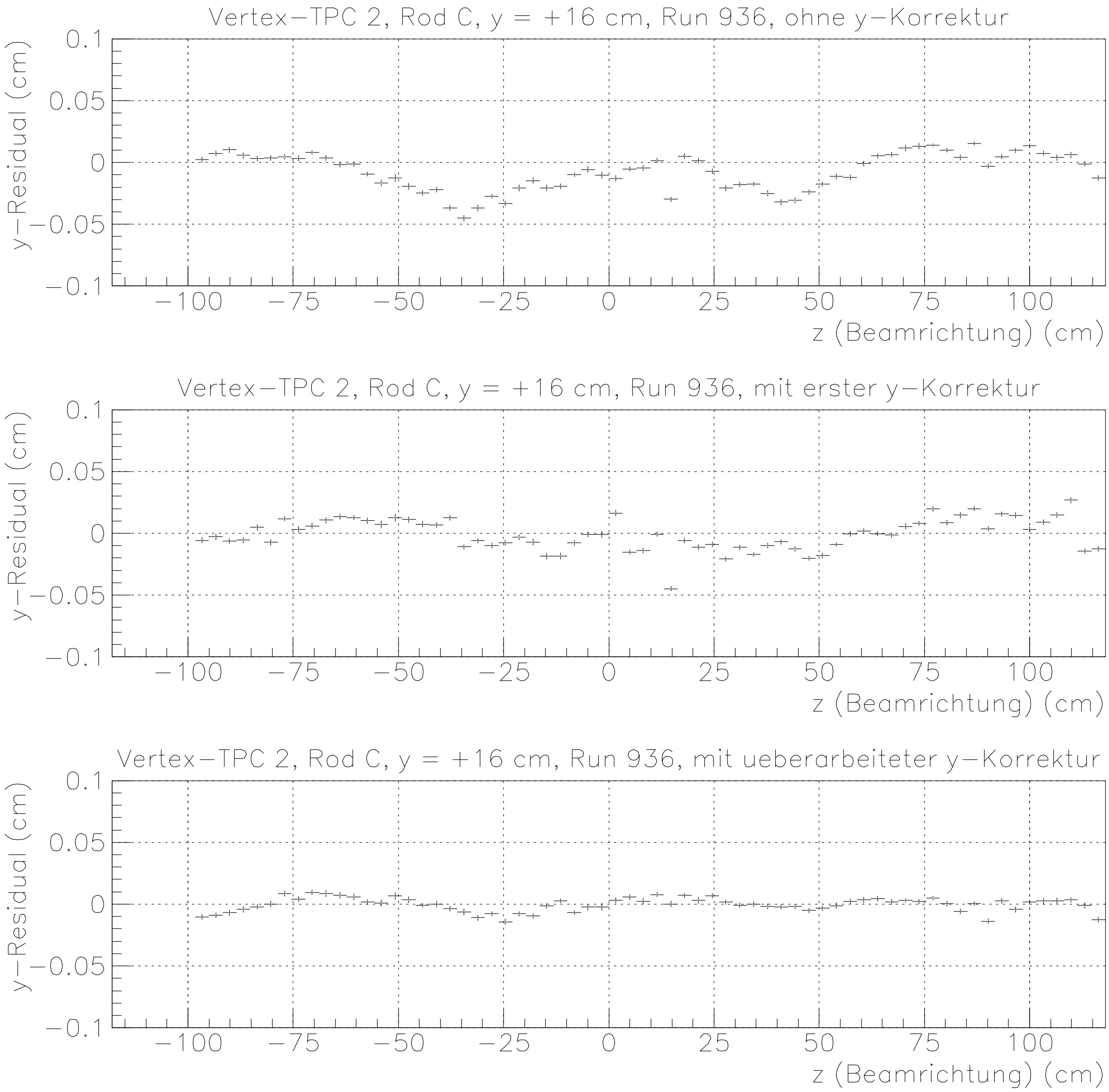

Abbildung 4.4 y-Residuals für die zweite Spur (16 cm oberhalb der Beamhöhe) von Rod C, oben ohne, in der Mitte mit der ersten und unten mit der überarbeiteten y-Korrektur. y=0 entspricht in allen Fällen der Regression an die vollständig korrigierten Daten.

Nach der Festlegung der Sperrgitterspannung 1995 wurde eine Korrekturtabelle erstellt, die bis zur Strahlzeit 1996 Verwendung fand. Bei der Erstellung dieser Korrekturtabelle war aber die Elektronikkalibration nicht berücksichtigt, so daß die Kalibration bei Anwendung der y-Korrektur wieder zunichte gemacht wurde. Im Zuge einer Überarbeitung der Verzerrungskorrekturen während der Strahlzeit 1996 wurde, im Abgleich mit im Rahmen dieser Arbeit analysierten Laserdaten, eine neue Korrekturtabelle erstellt, in der auch Fehlkorrekturen in den Bereichen mit geringer Spurdichte bereinigt sind. Abbildung 4.4 zeigt eine Laserspur ohne, mit der alten und mit der neuen Korrekturtabelle.

Für die jeweils oberste Laserspur aller Mechanismen verbleibt auch nach dieser Korrektur eine Residualstruktur entsprechend den drei Sektoren. (Abbildung 4.5) Daraus ist zu schließen, daß diese Spur, die nur etwa 3 cm unterhalb des Sperrgitters verläuft, sich innerhalb des inhomogenen Feldes befindet und damit anders abgebildet wird als Spuren, deren Ionisation durch die gesamte Feldinhomogenität driftet. Interessant ist, daß diese Spur trotz einer kürzeren Driftlänge durch das inhomogene Feld in gleicher Richtung aber stärker verzerrt ist als andere Spuren.

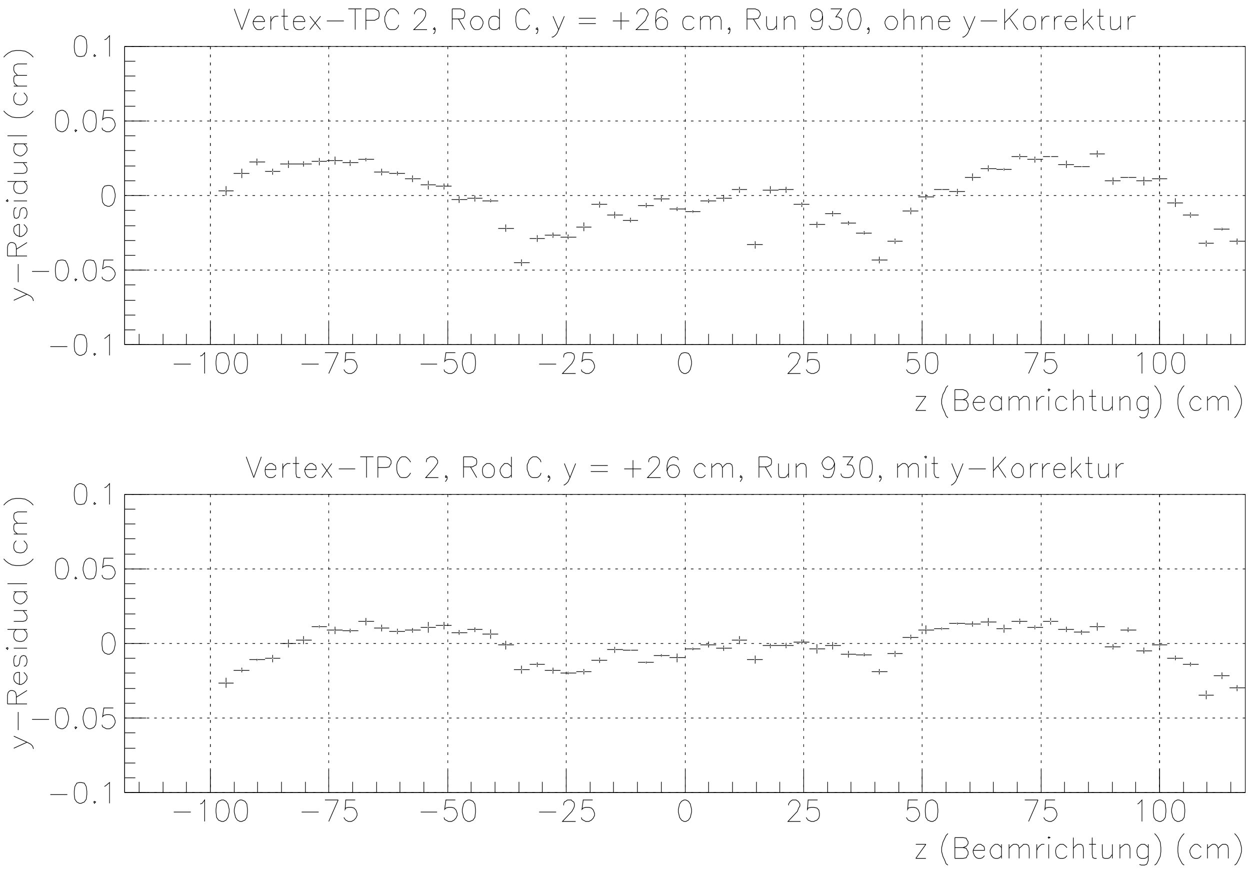

Abbildung 4.5 y-Residuals für die oberste Spur (26 cm oberhalb der Beamhöhe) von Rod C, oben ohne, unten mit der überarbeiteten y-Korrektur.

4.3 Mit der Driftlänge variierende Verzerrungen

Der mit der Driftlänge veränderliche Anteil der Verzerrungen äußert sich in einer Verschiebung der außen liegenden Spurpunkte nach oben gegenüber denen in der Spurmitte (siehe Abbildung 4.11). Dies entspricht einer Driftgeschwindigkeit, die in der Nähe der Feldkäfigwände höher ist als in der Kammermitte. Eine solche Inhomogenität der Driftgeschwindigkeit ist physikalisch kaum durch einen Temperaturgradienten zu erklären. Es handelt sich hier also offenbar um eine großräumige Inhomogenität des elektrischen Feldes. Interessant ist dabei, daß die Verzerrung von der vorletzten (y=-14 cm) zur letzten Spur (y=-34 cm) nicht mehr zunimmt, sondern eine leichte Abnahme zeigt.
In der Nähe der Feldkäfigwände wird das elektrische Feld von dessen Struktur dominiert. Im freien Volumen dagegen spielen neben dem Feldkäfig auch die effektiven Potentiale der Ausleseebene und der Hochspannungsebene eine Rolle. Die driftzeitabhängige Verzerrung deutet darauf hin, daß eines dieser beiden Potentiale dem des Feldkäfigs nicht vollständig angepaßt ist. Dafür gibt es drei mögliche Ursachen:

- **Falsches Sperrgitterpotential.** Die in Abschnitt 4.2 angesprochene Unsicherheit bei der Festlegung des Potentials für das Sperrgitter könnte den Effekt eines verschobenen effektiven Potentials für die gesamte Oberseite der TPC erzeugen.

- **Aufbau der Hochspannungsebene.** Die Hochspannungsebene ist nicht massiv, sondern besteht, wie in Abschnitt 1.4.3 beschrieben, aus Streifen. Etwa 4 cm darunter befindet sich eine massive Platte auf gleichem Potential. Möglicherweise gibt es einen großflächigen Felddurchgriff durch die Zwischenräume zwischen den Streifen.

- **Verschobene Hochspannungsebene.** Die Hochspannungsebene befindet sich auf einem Potential, das einer Höhe entspricht, die 1 mm unterhalb des letzten Streifens des Feldkäfigs liegt. Tatsächlich befindet sich die Hochspannungsebene 2 mm unterhalb dieses Feldstreifens. Beim Bau der TPC wurde angenommen, daß dies nur einen lokalen Einfluß auf das elektrische Feld hat.

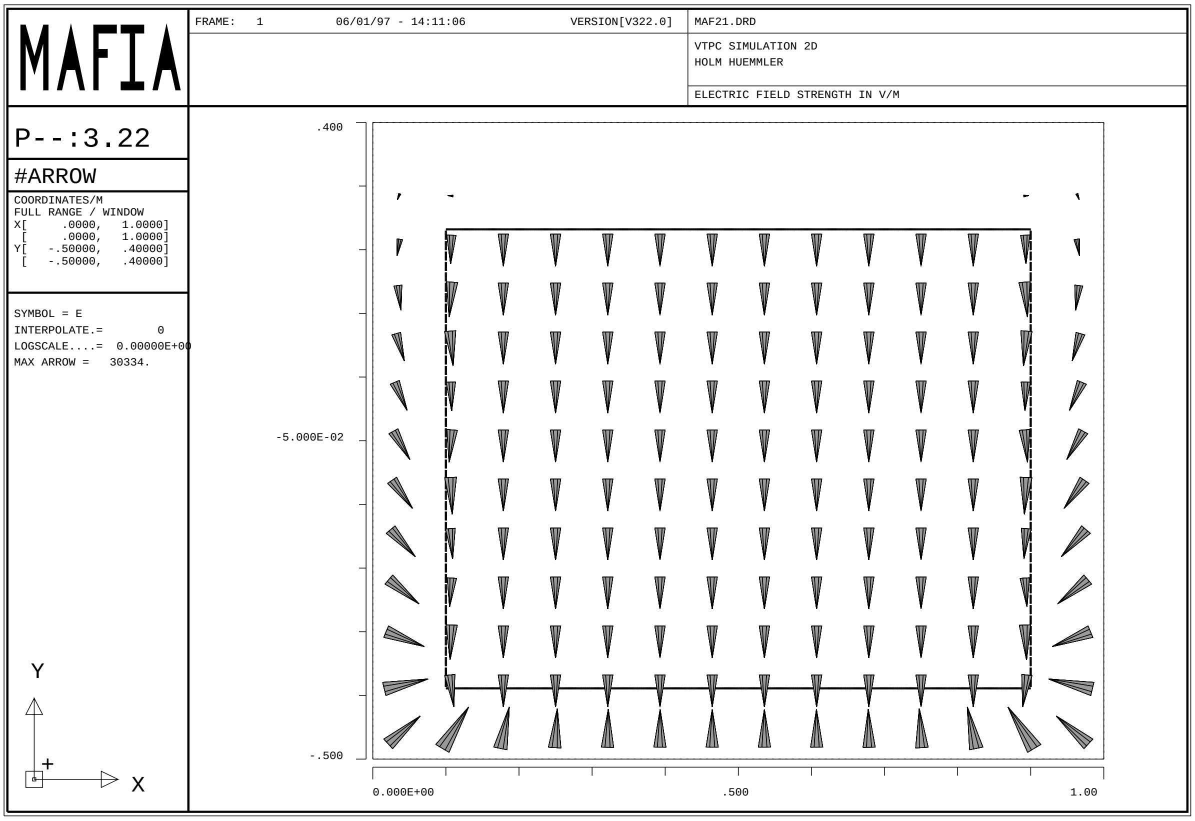

Abbildung 4.6 Schnitt durch das Modell des Feldkäfigs, das den MAFIA-Berechnungen für das ungestörte Feld der Vertex-TPCs zugrunde liegt. Die Pfeile zeigen die Richtung des elektrischen Feldvektors innerhalb und außerhalb des Feldkäfigs.

Um diese Frage zu klären, wurde ein Schnitt durch das elektrische Feld einer TPC-Hälfte mit dem Programmpaket MAFIA berechnet. Die TPC wurde dazu vereinfacht zu einer oberen Platte, einer unteren Platte, Potentialstreifen auf beiden Seiten und für die Berechnung des dritten Falles einer eingezogenen Hochspannungsebene aus Streifen. Gerechnet wurde in den tatsächlichen Größenverhältnissen der TPC. Abbildung 4.6 zeigt einen Schnitt in der xy-Ebene durch die modellierte TPC für den Idealfall sowie die berechneten Vektoren des elektrischen Feldes. Elektronen driften entgegen der Richtung des Feldvektors, im Bild also nach oben. In der Nähe der Feldstreifen sind leichte Inhomogenitäten des Driftfeldes zu erkennen, die im sensiblen Volumen, weiter im Inneren der Kammer aber nicht ins Gewicht fallen.

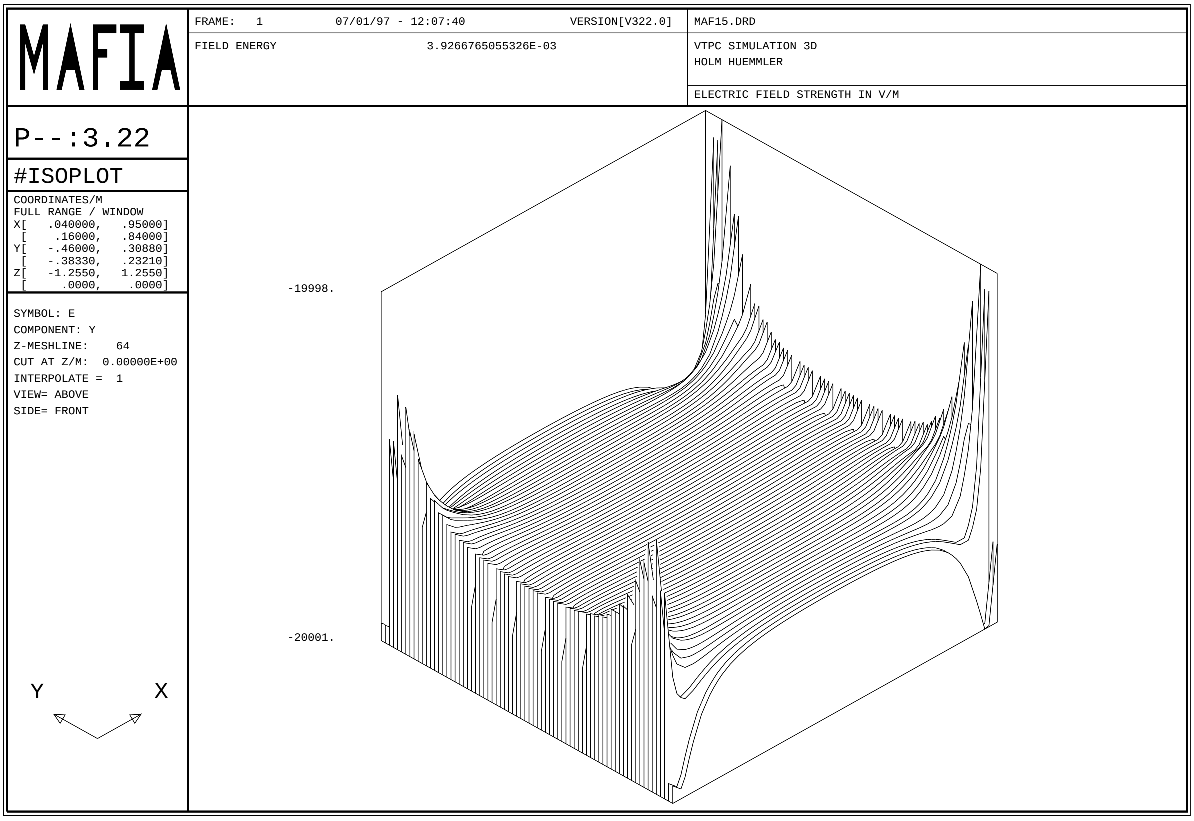

Abbildung 4.7 Die y-Komponente der elektrischen Feldstärke im Auslesevolumen einer idealen TPC. Das Bild zeigt einen zweidimensionalen Schnitt durch die xy-Ebene des Feldkäfigs bei mittlerem z. Die x-Koordinate ist nach rechts, die y-Koordinate nach links, die Feldstärke nach oben aufgetragen. Die Feldstärke von 20000 V/m zeigt lokale Inhomogenitäten von 3 V/m.

Abbildung 4.7 zeigt einen xy-Schnitt durch das elektrische Feld einer idealen TPC in den Grenzen des tatsächlichen sensitiven Volumens. Die y-Koordinate (Driftrichtung) ist nach links, die x-Richtung nach rechts, die y-Komponente des elektrischen Feldes nach oben aufgetragen. Wie aus der Achsenbeschriftung zu erkennen ist, ist die Inhomogenität in den Ecken des sensiblen Volumens im Subpromillbereich.

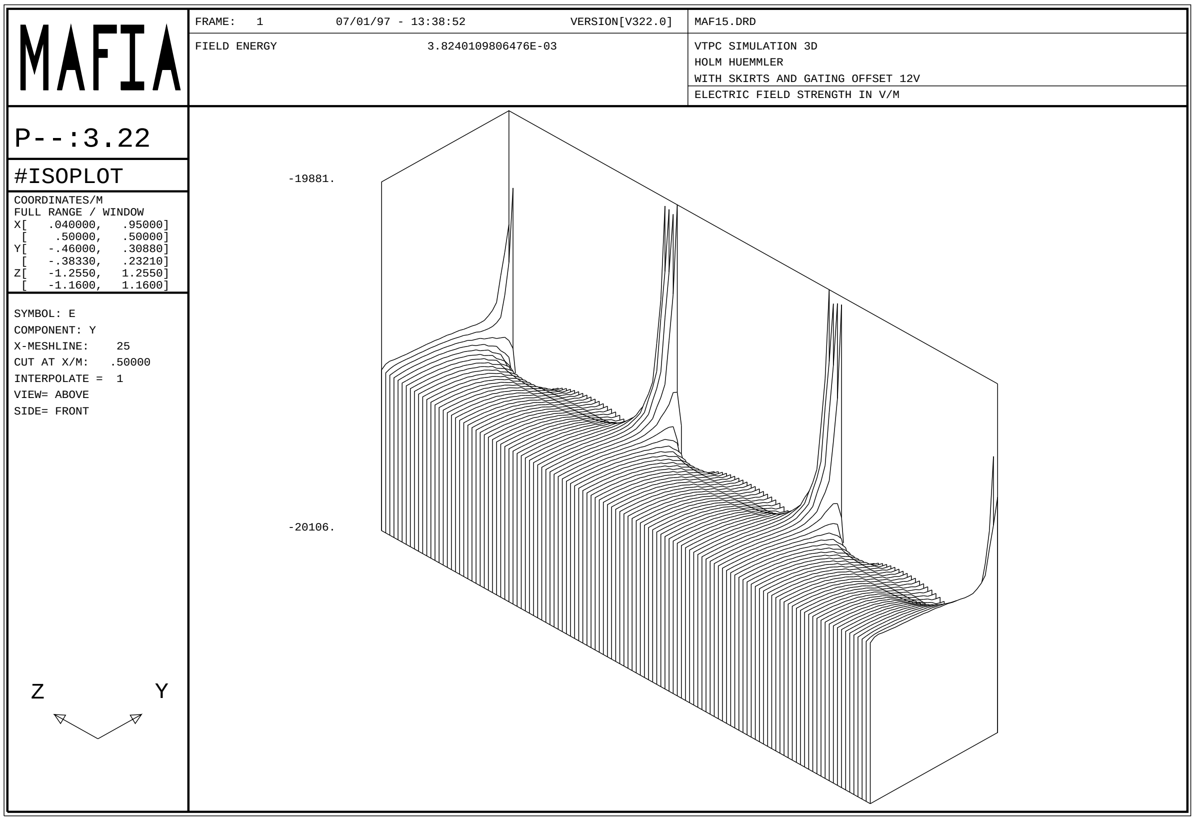

Abbildung 4.8 Die y-Komponente der elektrischen Feldstärke im Auslesevolumen einer TPC mit Abdeckblechen und um 12V verschobenem Potential des Gatinggitters. Längsschnitt durch die zy-Mittelebene des Feldkäfigs. Die y-Komponente (Driftrichtung) ist nach rechts, die z-Komponente (Strahlrichtung) nach links aufgetragen. Die maximale Variation der Feldstärke beträgt 220 V/m.

Abbildung 4.8 zeigt den Fall für ein Sperrgitter, das wie im Experiment um 12 V vom theoretisch berechneten Wert abweicht. Die berechneten Inhomogenitäten von einigen Promill liegen im obersten Teil der Kammer und betreffen damit alle Spuren gleichermaßen. Sie können die beobachteten driftlängenabhängigen Verzerrungen also nicht erklären. Falls es möglich ist, die effektive Sperrgitterspannung exakt festzulegen, so müßte es möglich sein, auf diesem Wege eine Korrektur für die driftzeitunabhängigen Verzerrungen in allen Komponenten zu berechnen.

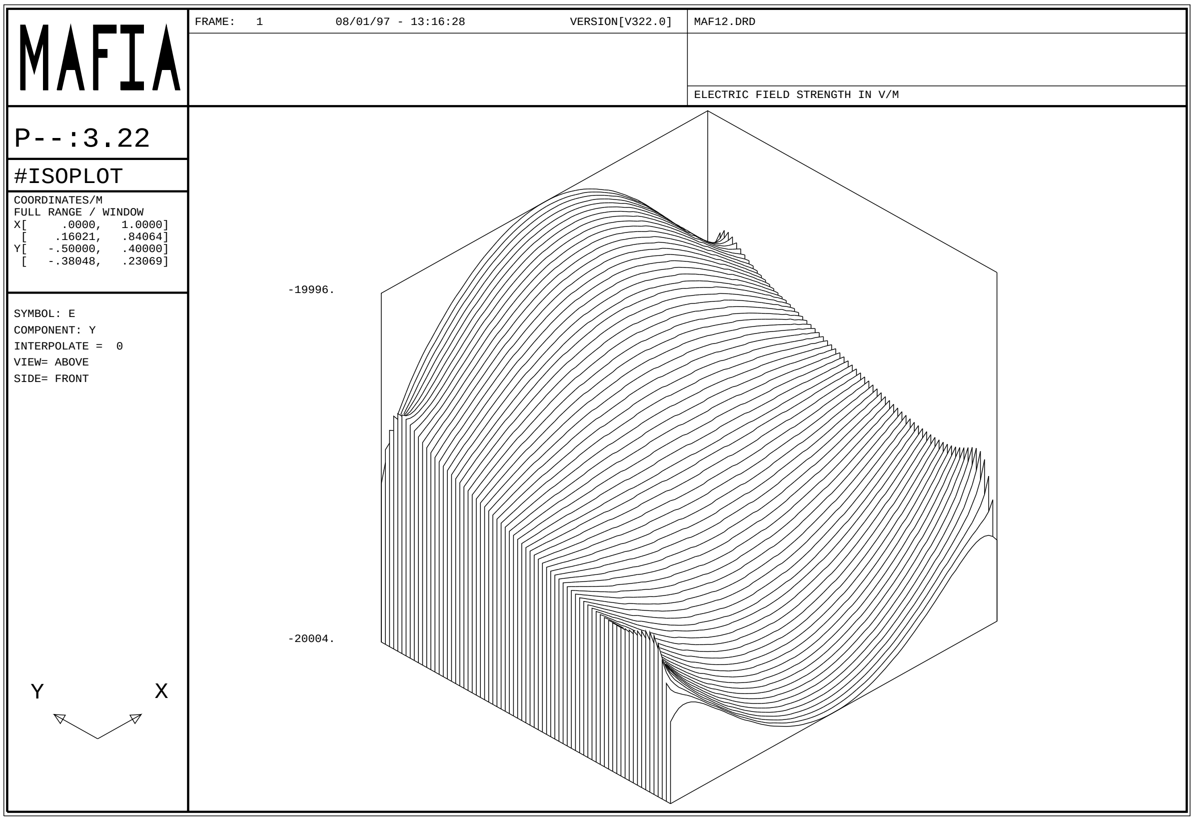

Abbildung 4.9 Die y-Komponente der elektrischen Feldstärke im Auslesevolumen einer TPC, deren Hochspannungsebene aus Streifen von 1,3mm im Abstand von 2mm aufgebaut ist. Schnitt durch die xy-Mittelebene des Feldkäfigs. Die Variationsbreite der Feldstärke beträgt 8 V/m.

Abbildung 4.9 zeigt das elektrische Feld für den Feldkäfig mit einer aus Streifen aufgebauten Hochspannungsebene und einer massiven Platte auf gleichem Potential 4 cm darunter. Für die zweidimensionale Berechnung sind Streifen in z-Richtung angenommen worden. Tatsächlich verlaufen die Streifen der Hochspannungsebene in x-Richtung, was den Anteil der von den Streifen bedeckten Fläche und damit das effektive Potential der Ebene aber nicht verändert. Die erzeugte Inhomogenität ist nicht wie angenommen nur lokal, macht aber weniger als 0,4 Promill des Gesamtfeldes aus.

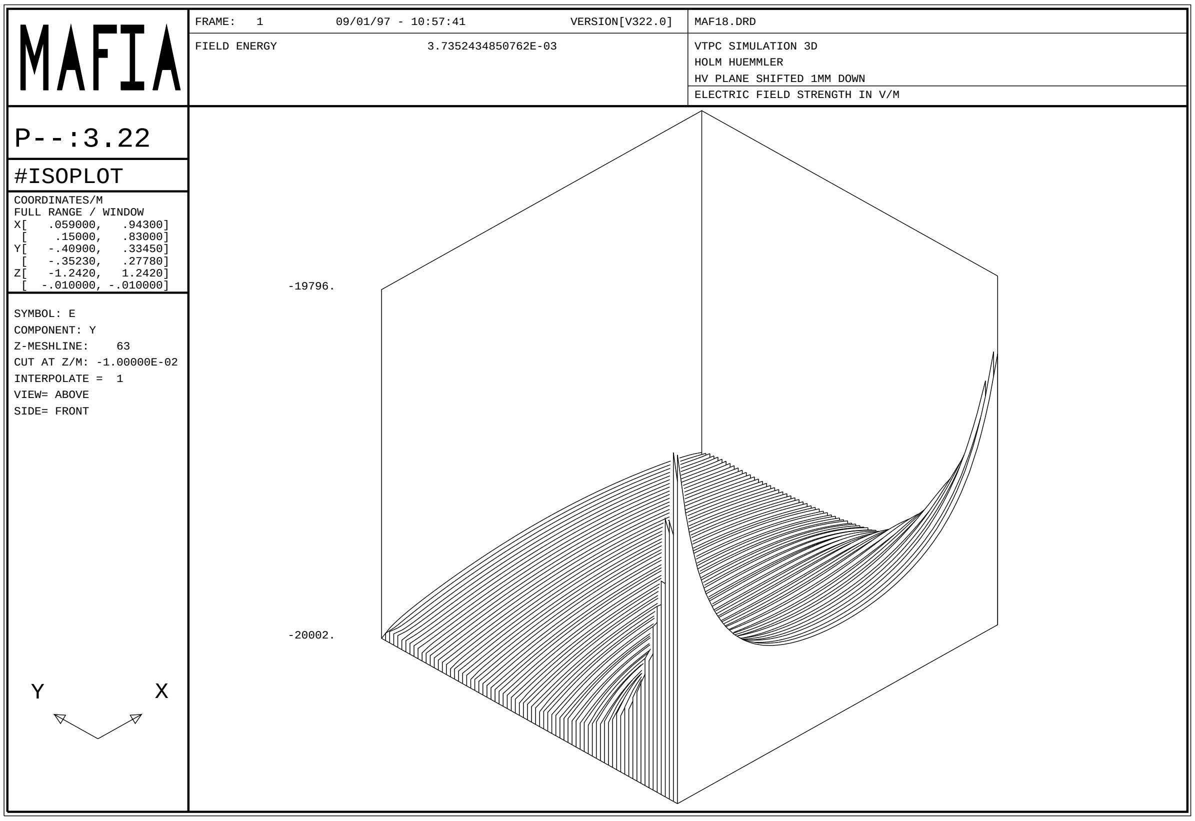

Abbildung 4.10 Die y-Komponente der elektrischen Feldstärke im Auslesevolumen einer TPC, deren Hochspannungsebene um 1mm nach unten verschoben ist. Schnitt durch die xy-Mittelebene des Feldkäfigs. Die Feldstärke variiert lokal um mehr als 200 V/m.

Für Abbildung 4.10 wurde die Hochspannungsebene bei gleichem Potential um 1 mm nach unten verschoben. Das Resultat ist eine großflächige Feldinhomogenität, in der die Feldstärke nach unten hin abnimmt. Über den größten Teil der Driftlänge ist die Feldstärke in der Nähe der Feldkäfigwände größer als im freien Driftvolumen, was sich bei Annäherung an die Hochspannungsebene umkehrt. Die Inhomogenität beträgt großflächig etwa 4 Promill und lokal bis zu 14 Promill. Damit sind sowohl die y-abhängigen Verzerrungen als auch die bereits in Abschnitt 3.2 angesprochenen Inhomogenitäten der Driftgeschwindigkeit zu erklären.

4.4 Die elektrostatische Verzerrungskorrektur

Obwohl sie lokal nur einige hundert μm beträgt, kann die driftzeitabhängige Verzerrung vor allem bei stark geneigten Spuren zu einer Verdrehung der Spurrekonstruktion und damit in der Rückextrapolation zum Vertexpunkt zu einem Fehler mehreren mm

führen. Dies beeinträchtigt die Auswertung von Proton-Proton-Daten, in denen aus wenigen Spuren die Lage des Vertexpunktes überprüft werden muß und die Rekonstruktion neutraler seltsamer Teilchen. Daneben beeinträchtigt jeder Fehler in der Driftlänge die $\vec{E} \times \vec{B}$-Korrektur, in der laut [20] eine Abweichung von 250 μm in der Driftrichtung einen zusätzlichen Fehler von bis zu 100 μm in der Horizontalen verursachen kann.
Zur Korrektur der driftzeitabhängigen Verzerrungen gab es zwei Ansätze. Zunächst wurde versucht, die erkennbaren Verzerrungen mathematisch zu parametrisieren und eine entsprechende effektive Korrektur zu erarbeiten. Aufgrund des unvollständigen Verständnisses der Form der Verzerrung gelang es aber nie, eine Korrektur zu erreichen, die für Teilchen- und Laserspuren gleichermaßen gute Ergebnisse liefern konnte. Außerdem konnte darin nicht die Möglichkeit einer absoluten Verschiebung ganzer Spuren in Driftrichtung berücksichtigt werden, da die zugrundeliegenden Residualplots hierüber keine Information liefern.
Auf der Basis der MAFIA-Berechnungen für das elektrische Feld mit der um 1 mm verschobenen Hochspannungsebene wurde, im Rahmen dieser Arbeit, ein Korrekturprogramm entwickelt, das die Position der Punkte in Driftrichtung entsprechend der berechneten Feldverzerrung korrigiert. Dazu wurde ausgenutzt, daß unter den Bedingungen der NA49-TPCs die Driftgeschwindigkeit in guter Näherung proportional zum elektrischen Feld ist. Unter Vernachlässigung der Nebenkomponenten wird die Hauptkomponente des elektrischen Feldes numerisch über die jeweilige Driftstrecke integriert. Bei entsprechender Normierung auf die mittlere Driftgeschwindigkeit über die volle Kammerhöhe ergibt sich unmittelbar ein multiplikativer Korrekturfaktor für die betrachtete Driftstrecke. Um Rechenzeit zu sparen, werden diese Korrekturfaktoren in einer Tabelle gespeichert, so daß bei der Korrektur der einzelnen Clusterpositionen nur noch eine einfache Rechenoperation notwendig ist. Die Schrittweite dieser Korrekturtabelle entspricht der Gitterauflösung des berechneten elektrischen Feldes, für die Vertex-TPCs 0,7 cm in Driftrichtung und 2 cm quer dazu und für die Main-TPCs 1,2 cm in Driftrichtung und 4 cm quer dazu. Angesichts der räumlichen Verteilung der Korrektur ist damit sichergestellt, daß die Ungenauigkeit der Korrektur durch Interpolationsfehler auch in den Ecken des sensitiven Volumens deutlich kleiner als 50 μm bleibt. Für den überwiegenden Teil des Volumens ist sie unter 10 μm.
Ein Vorteil der gerechneten gegenüber der effektiven Korrektur liegt darin, daß sie, rein aus dem Aufbau der Kammer bestimmt, keine freien Parameter enthält. Vor allem korrigiert sie aber auch absolute Verschiebungen von Spuren in Driftrichtung. So werden Spuren in der Mitte der TPC um rund 150 μm verschoben, was die Vertexauflösung deutlich verbessert. Abbildung 4.13 zeigt im oberen Teil die Rekonstruktion des Vertexpunktes in y in Abhängigkeit von der y-Position der jeweiligen Spur in der Mitte von Vertex-TPC 2. Für Spuren im unteren Teil der TPC verschiebt sich die Vertexrekonstruktion nach oben. Der untere Plot zeigt dieselben Daten nach der elektrostatischen Verzerrungskorrektur. Die Driftlängenabhängigkeit der Vertexrekonstruktion ist um fast 50 Prozent reduziert. Der verbleibende näherungsweise lineare Zusammenhang

von Driftlänge und Vertexrekonstruktion kann zum Beispiel durch einen Fehler in der Driftgeschwindigkeit verursacht werden.
Abbildung 4.11 zeigt die sechs Spuren von Mechanismus F in Vertex-TPC 1 ohne Driftlängenkorrektur. Alle anderen Korrekturen wurden verwendet. Deutlich ist zu erkennen, wie sich mit zunehmender Driftlänge eine Verzerrung ausbildet, die erst bei der untersten Spur wieder abnimmt. Abbildung 4.12 zeigt dieselben Daten nach der E-Feldkorrektur. Die wannenförmige Verzerrung wird praktisch vollständig korrigiert.

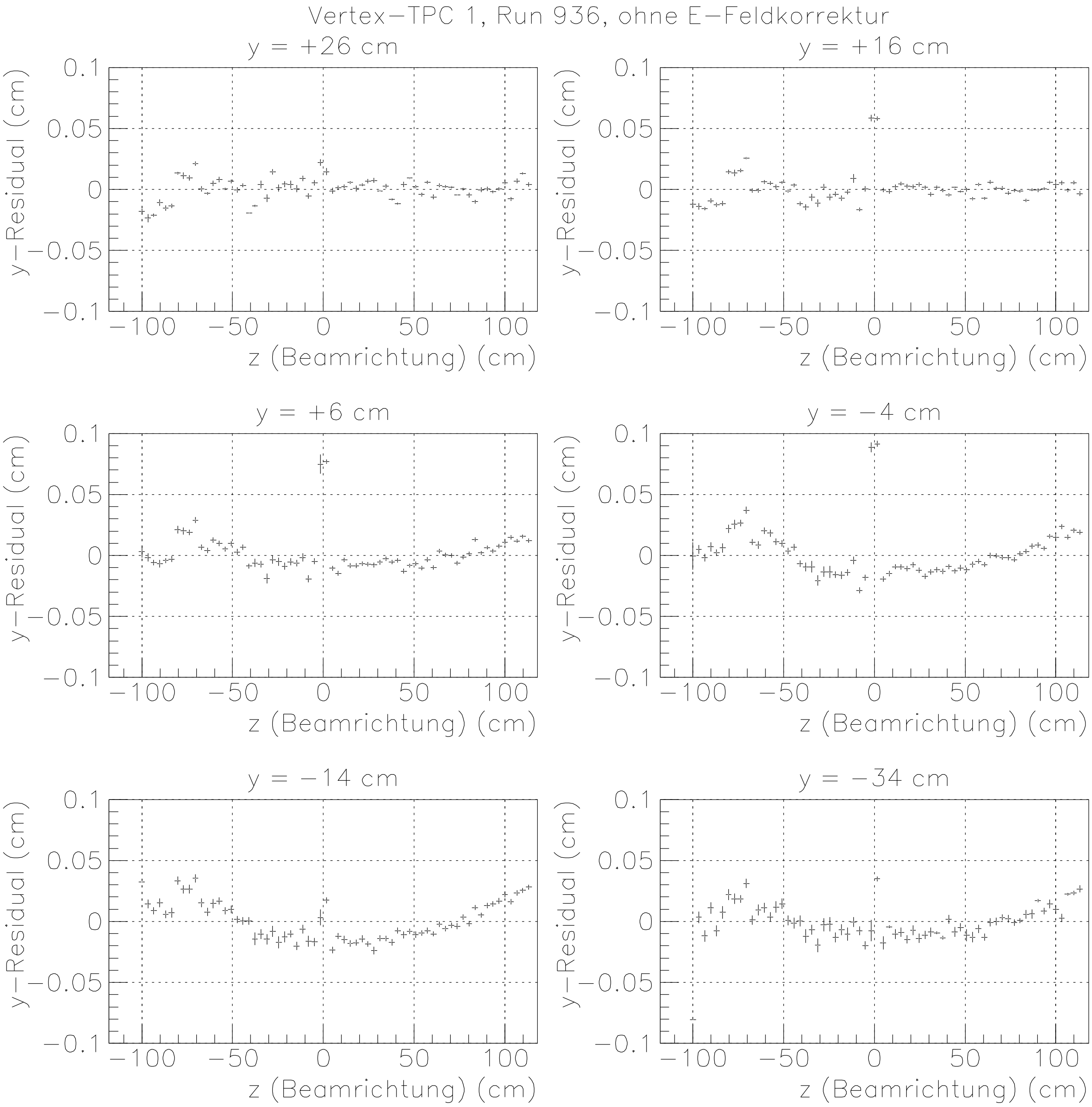

Abbildung 4.11 Die sechs Laserspuren von Mechanismus F in Vertex-TPC 1 ohne Driftlängenkorrektur. Die verschobenen Punkte am linken Ende der Spuren sind eine Folge der schlechten driftlängenunabhängigen y-Korrektur in einem Teil der TPC mit extrem geringen Spurdichten.

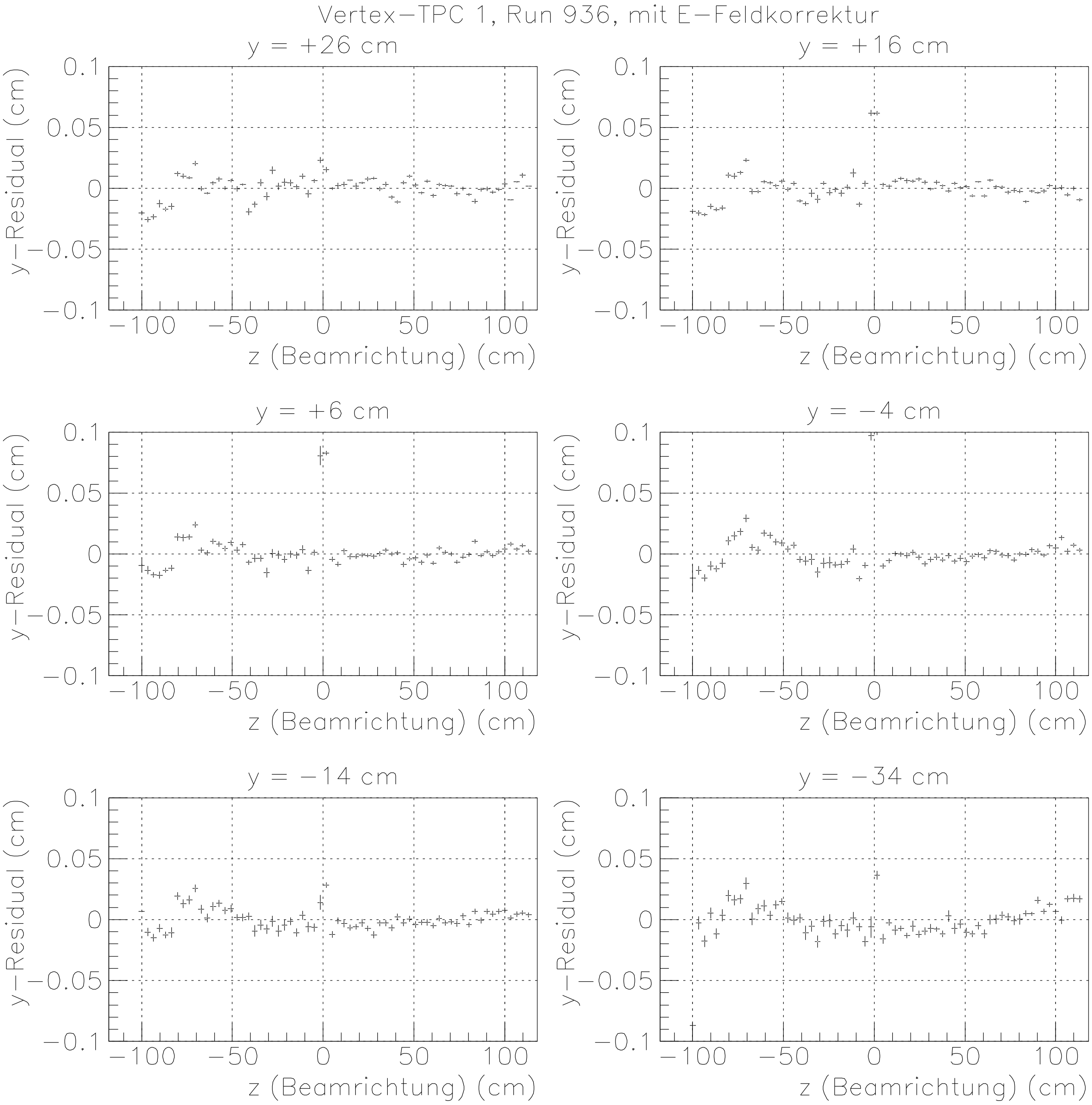

Abbildung 4.12 y-Residuals der sechs Laserspuren von Mechanismus F in Vertex-TPC 1 mit der Korrektur aufgrund des berechneten elektrischen Feldes. Die verschobenen Punkte am linken Ende der Spuren sind eine Folge der schlechten y-Korrektur in einem Teil der TPC mit extrem geringen Spurdichten.

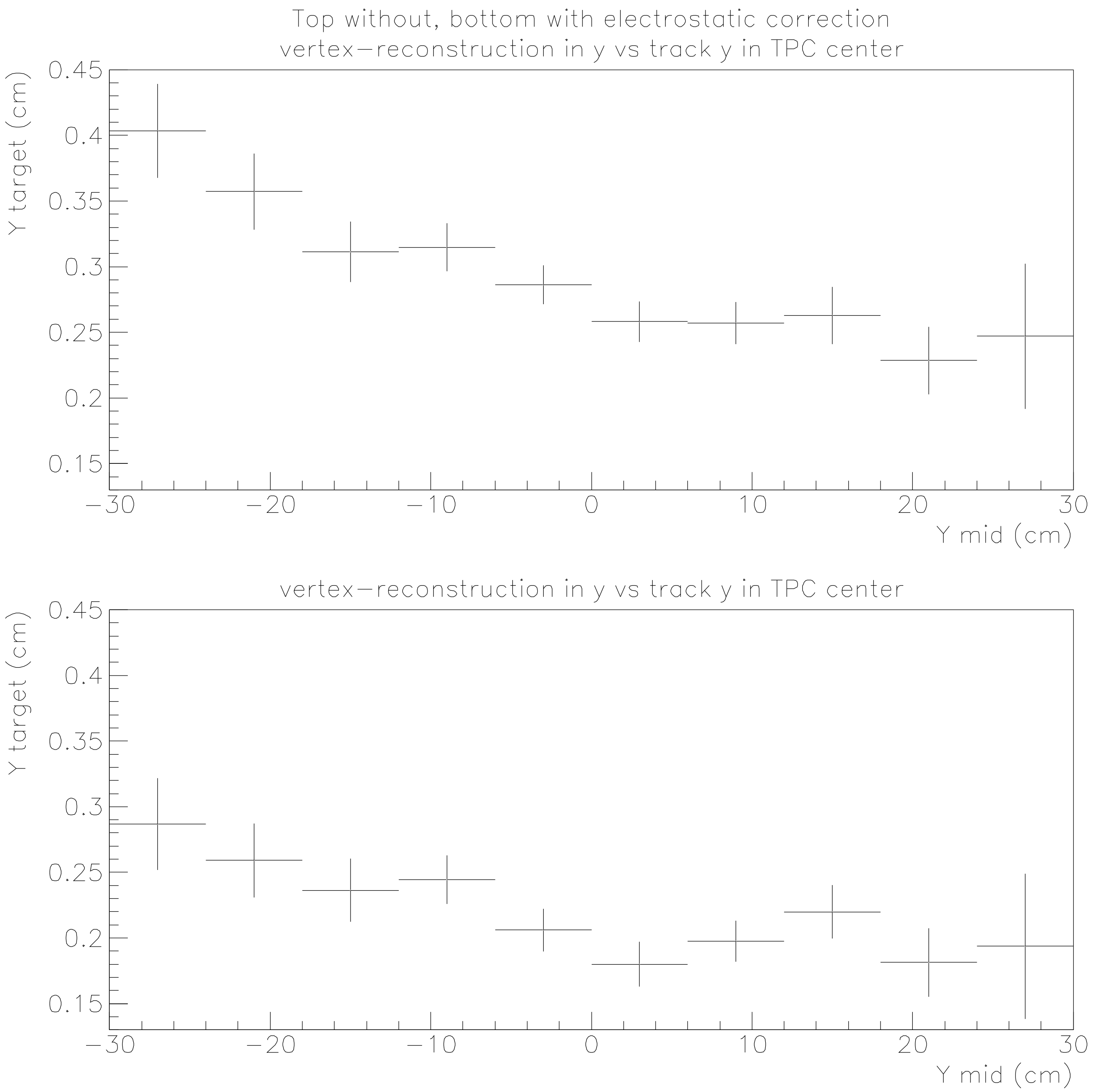

Abbildung 4.13 Vertexrekonstruktion mit Teilchenspuren in Vertex-TPC 2 oben ohne, unten mit E-Feldkorrektur. Auf der horizontalen Achse ist die y-Koordinate des Durchstoßpunktes der jeweiligen Spur durch die Mittelebene der TPC (z=0) aufgetragen, auf der vertikalen Achse die y-Verschiebung des mit der Spur rekonstruierten Vertexpunktes gegen den tatsächlichen Vertexpunkt.

4.5 Verzerrungen in den Main-TPCs

Wie schon aus der Analyse von Teilchenspuren bekannt war, sind die Verzerrungen in den Main-TPCs deutlich leichter zu verstehen als in den Vertex-TPCs. In den Main-TPCs gibt es nicht die in Kapitel 5 beschriebenen Verzerrungen durch ein Magnetfeld, und im größeren freien Volumen sind auch weniger Punkte durch lokale Effekte wie die Nähe zum Feldkäfig betroffen. Dazu sind die Sektorgrenzen in den Main-TPCs nicht durch vorstehende Abdeckbleche überdeckt, so daß lokale Feldverzerrungen an den Sektorgrenzen geringer ausfallen.

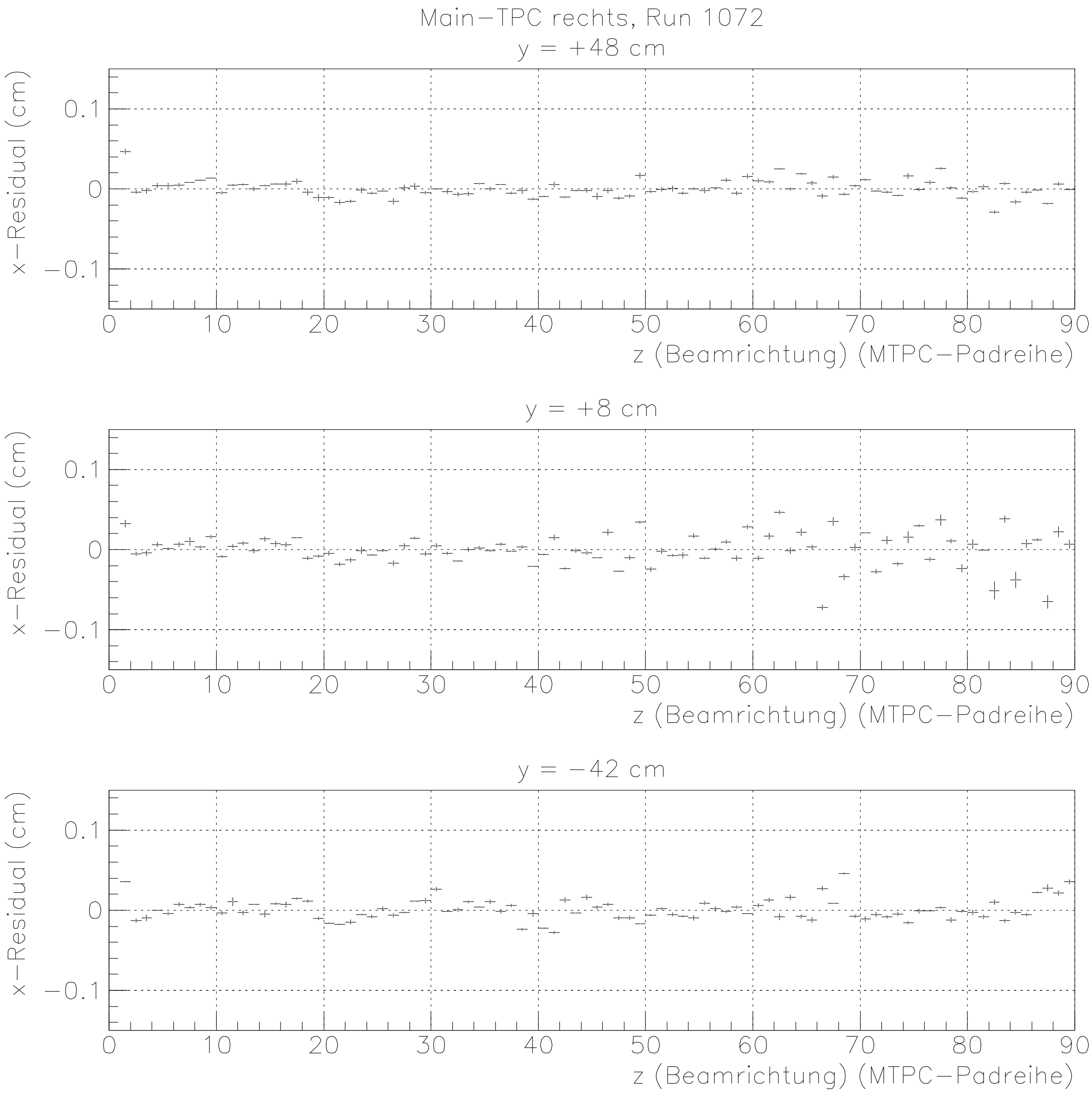

Abbildung 4.14 x-Residuals von drei Laserspuren in der rechten Main-TPC.

Die Lasermechanismen erzeugen Spuren, die ähnlich Teilchenspuren in einem günstigen Winkel zu den Pads verlaufen, so daß die x-Residuals von drei Laserspuren in Abbildung 4.14 eine sehr gute Auflösung zeigen. Erkennbar sind zum Teil eine schlechtere Lokalisierung der Cluster an den vier Sektorgrenzen und in einem Teil der mittleren Spur ein Genauigkeitsverlust durch schlechte Fokussierung bei schwacher Strahlintensität.

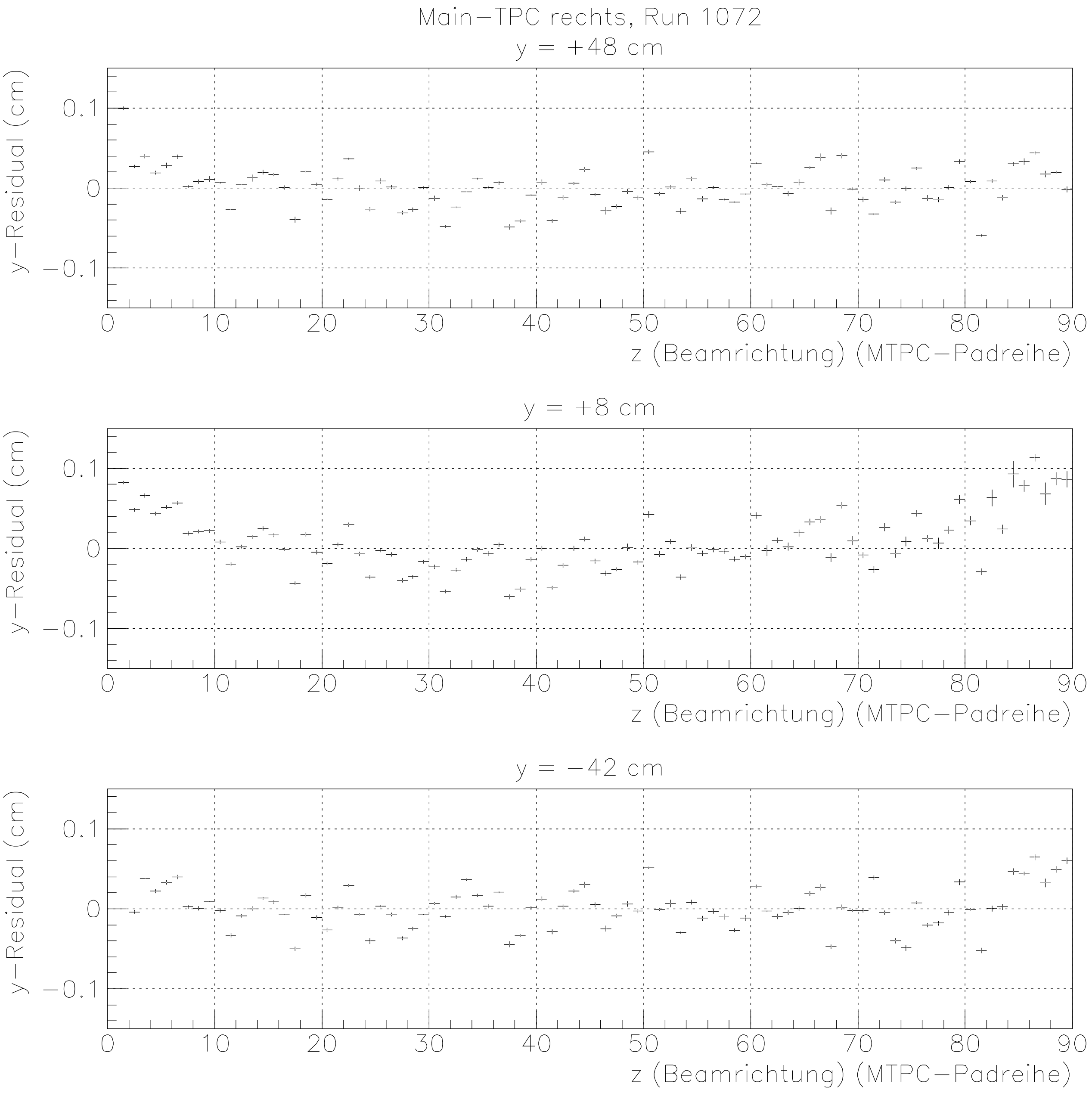

Abbildung 4.15 y-Residuals von drei Laserspuren in der rechten Main-TPC.

Die y-Residuals in Abbildung 4.15 zeigen eine deutlich größere Streuung als in den Vertex-TPCs, da bei der Datenanalyse in den Main-TPCs keine Zeitkalibration durchgeführt wird. Erkennbar ist außerdem eine driftlängenabhängige y-Verzerrung in der Nähe des Feldkäfigs, die ebenso wie in den Vertex-TPCs auf die versetzte Hochspannungsebene zurückzuführen ist. Auch für die Main-TPCs wurde daher im Rahmen dieser Arbeit eine elektrostatische Verzerrungskorrektur entwickelt. Diese Verzerrung wird allerdings überlagert von einer Verkrümmung der Ausleseebene um mehrere hundert μm, die 1996 zum Teil mechanisch korrigiert wurde. Da anders als in den Vertex-TPCs nie eine getrennte Untersuchung der einzelnen Verzerrungsursachen vorgenommen wurde, ist es deutlich schwieriger, den Nutzen dieser Korrektur für die Auswertung zu analysieren.

5 Verzerrungen durch E×B-Effekte in den Vertex-TPCs

Wie in Abschnitt 1.4.2 dargestellt, beeinflußt ein Magnetfeld die Drift von Elektronen in einem Gas nicht, wenn die magnetischen Feldlinien parallel zum elektrischen Feld verlaufen. In den Vertex-TPCs des NA49-Experiments wurde dies angestrebt. Die von früheren Experimenten übernommenen Vertex-Magneten liefern aber über das Volumen der TPCs kein hinreichend homogenes Feld. Vor allem in den Ecken der TPCs besitzt das Magnetfeld deutliche Nebenkomponenten, die die Abbildung verzerren, was bei der Datenanalyse korrigiert werden muß.

5.1 Korrektur der E×B-Verzerrungen

Grundlage der E×B-Korrektur ist eine dreidimensionale Parametrisierung des Magnetfeldes aufgrund einer Hallsondenmessung oder einer theoretischen Berechnung [21]. Aufgrund dieses Magnetfeldes wird die Korrektur für ein Punktgitter berechnet und in einer Tabelle abgelegt. Für die einzelnen Punkte werden die Korrekturwerte durch Interpolation aus der Tabelle entnommen. Ausführlicher sind die Magnetfeldkorrektur und ihre physikalischen Grundlagen in [20] beschrieben.

Abbildung 5.1 zeigt die Rekonstruktion der sechs Laserspuren von Mechanismus E in Vertex-TPC 1 bei eingeschaltetem Magnetfeld ohne Korrektur. Die horizontale Achse wird durch eine Geradenanpassung an die korrigierten Daten definiert, so daß deutlich wird, wie durch Verschiebung von Punkten an den Enden der Spur eine s-förmige Struktur entsteht. Da das Magnetfeld näherungsweise um die Strahlebene (y=0) symmetrisch ist, nimmt die Verzerrung, die vom Wegintegral über die jeweilige Feldstärke abhängt, für positive y mit der Driftlänge zu, erreicht um die Strahlachse ein Maximum, nimmt für negative y wieder ab und invertiert sich für sehr große Driftlängen. Abbildung 5.2 zeigt die gleichen Daten in gleichem Maßstab mit der Magnetfeldkorrektur.

Da nur das Magnetfeld aber nicht die TPC zylindersymmetrisch ist, weist die E×B-Verzerrung keine einfachen Symmetrien auf. Abbildung 5.3 zeigt die Verschiebung eines einfachen Gitters von Punkten in einer xz-Ebene bei y=0 durch die Magnetfeldkorrektur (also die Umkehrung der Verzerrung) für das Standardfeld im Volumen der Vertex-TPC 1, für Punkte auf der Strahlebene. Die Achsenbeschriftung ist in cm, womit deutlich wird, daß Punkte in den Ecken der TPC durch das Magnetfeld um bis zu 5 cm verschoben werden. Wie aus der Richtung der Pfeile zu erkennen ist, werden Punkte auf zu erwartenden Spuren an einem Ende der Spur parallel, am anderen Ende dagegen quer zur Spur verschoben.

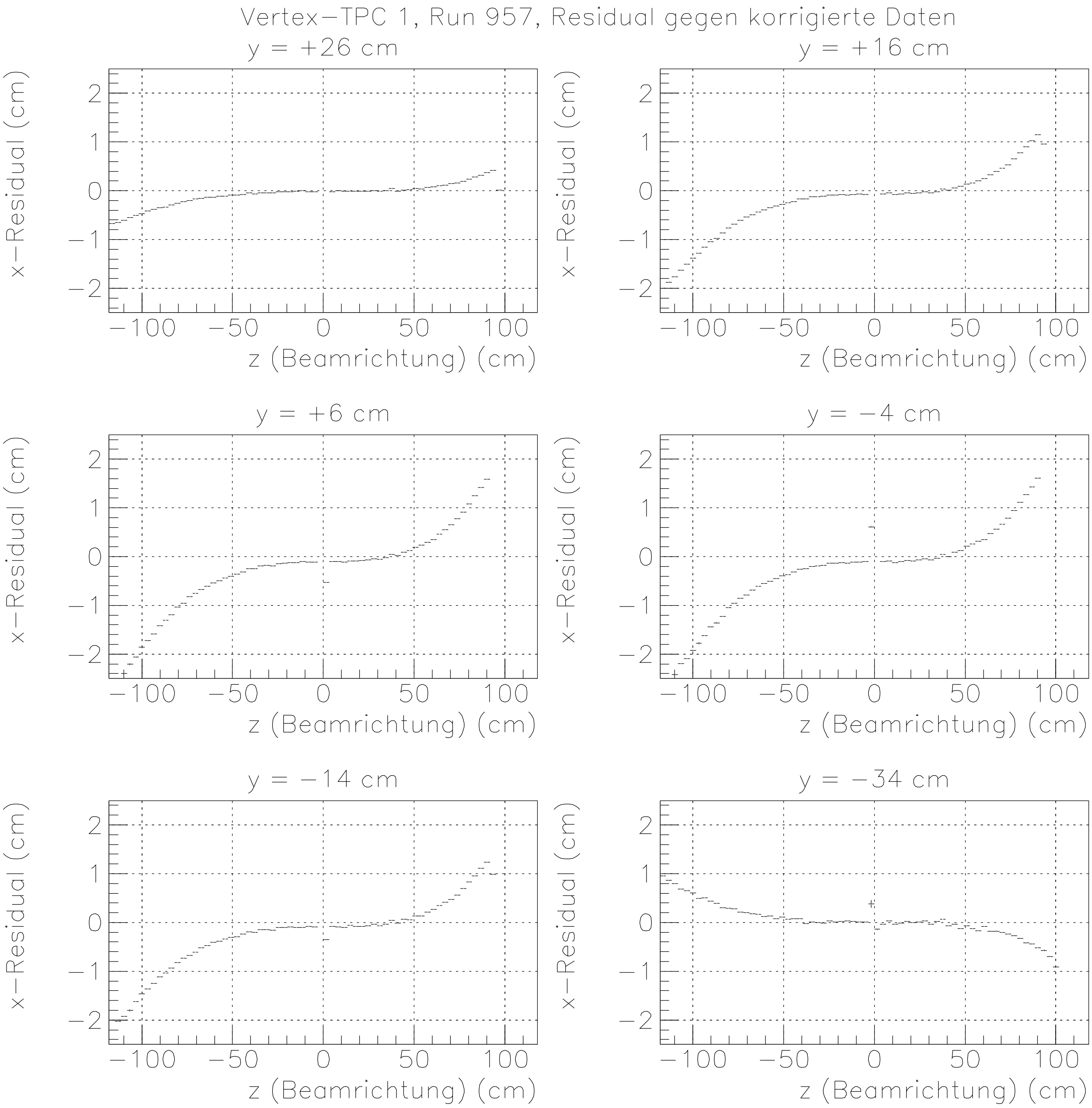

Abbildung 5.1 x-Residuals aller sechs Laserspuren von Mechanismus E in Vertex-TPC 1, bei eingeschaltetem Magnetfeld, ohne Magnetfeldkorrektur.

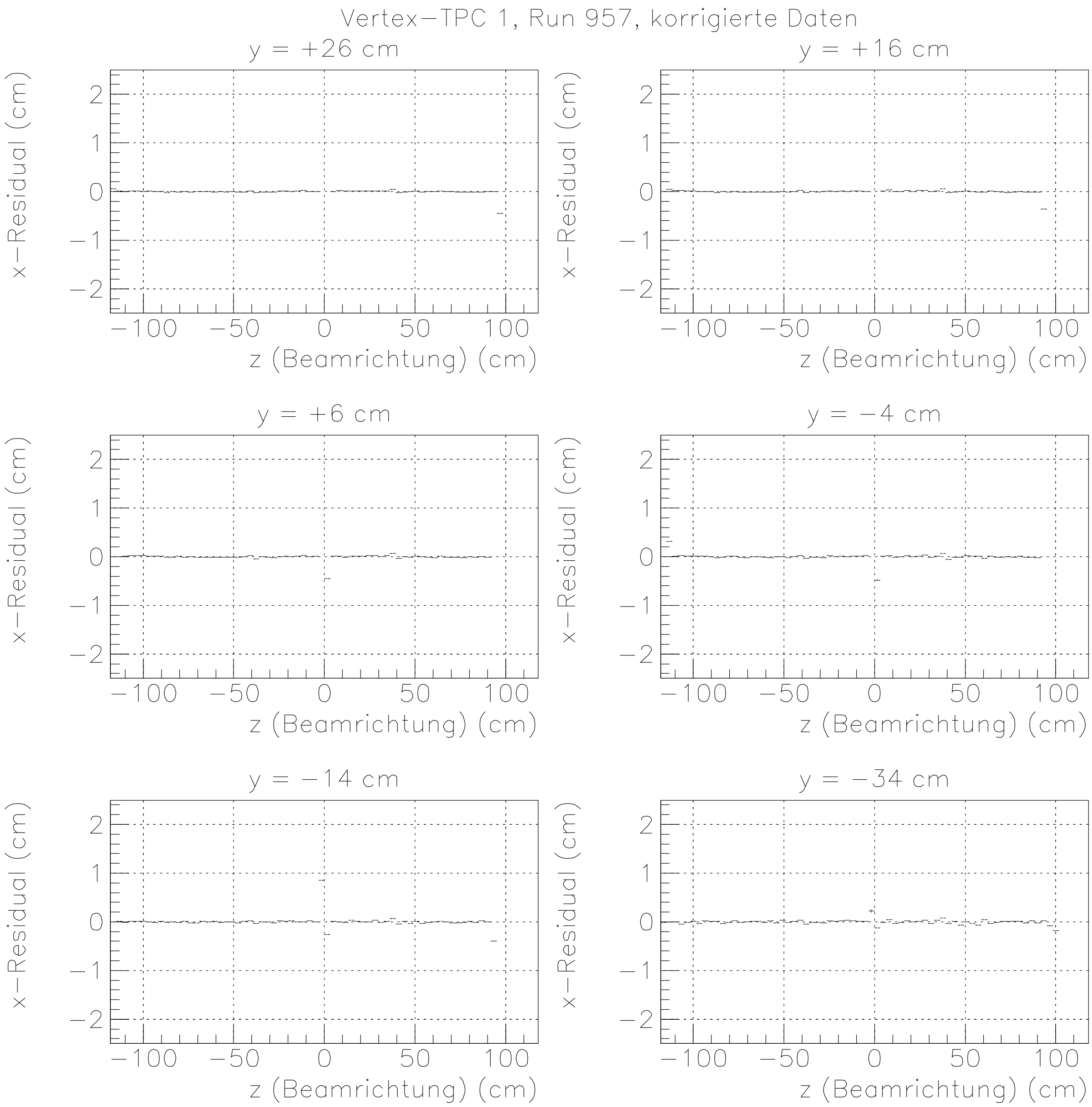

Abbildung 5.2 x-Residuals aller sechs Laserspuren von Mechanismus E in Vertex-TPC 1, bei eingeschaltetem Magnetfeld, nach der Magnetfeldkorrektur.

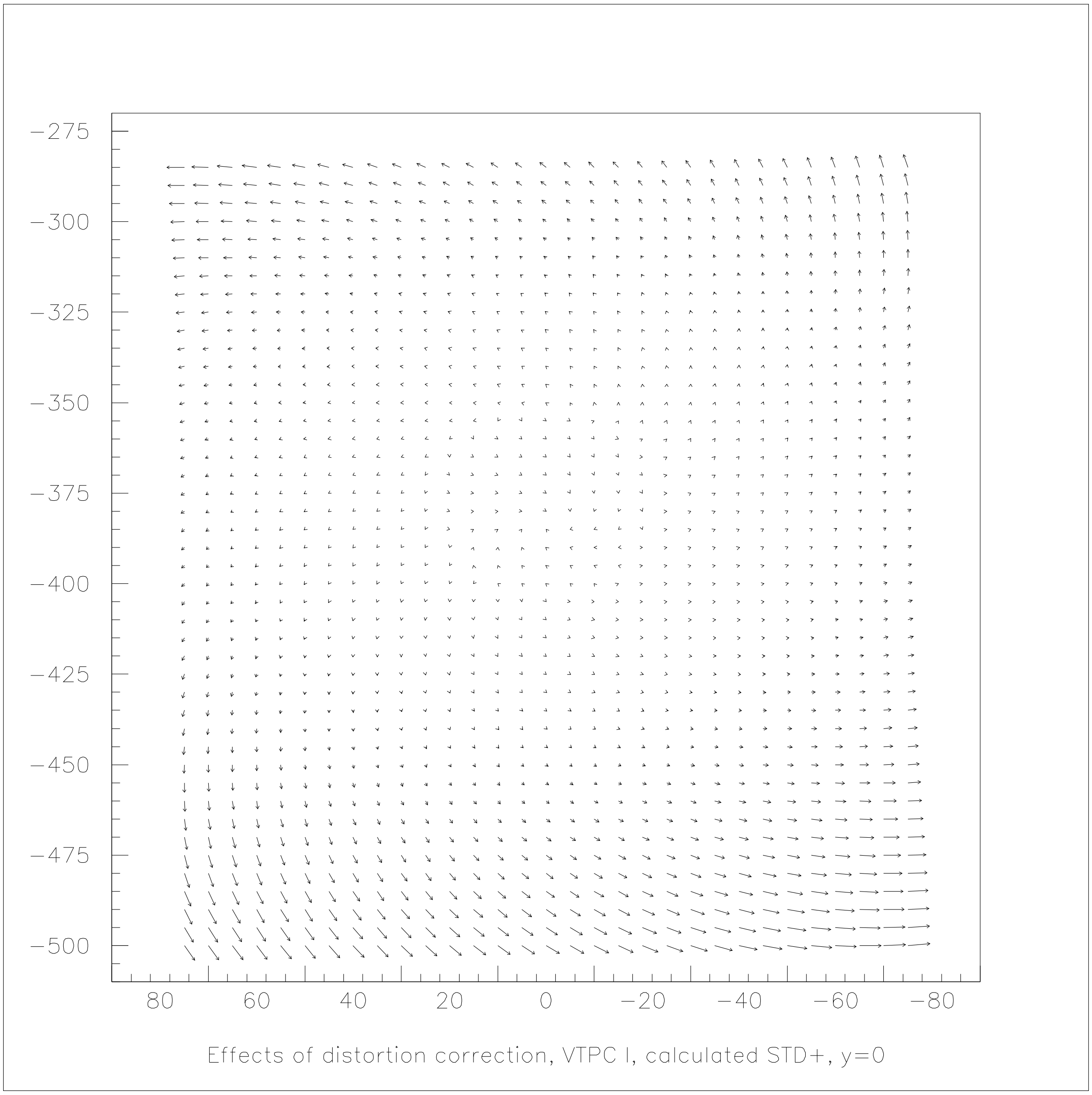

Abbildung 5.3 Verschiebung eines Punktgitters auf Höhe des Strahls in Vertex-TPC 1 durch die Magnetfeldkorrektur. Horizontal ist die x-Richtung, nach oben die z- (Strahl-) Richtung aufgetragen.

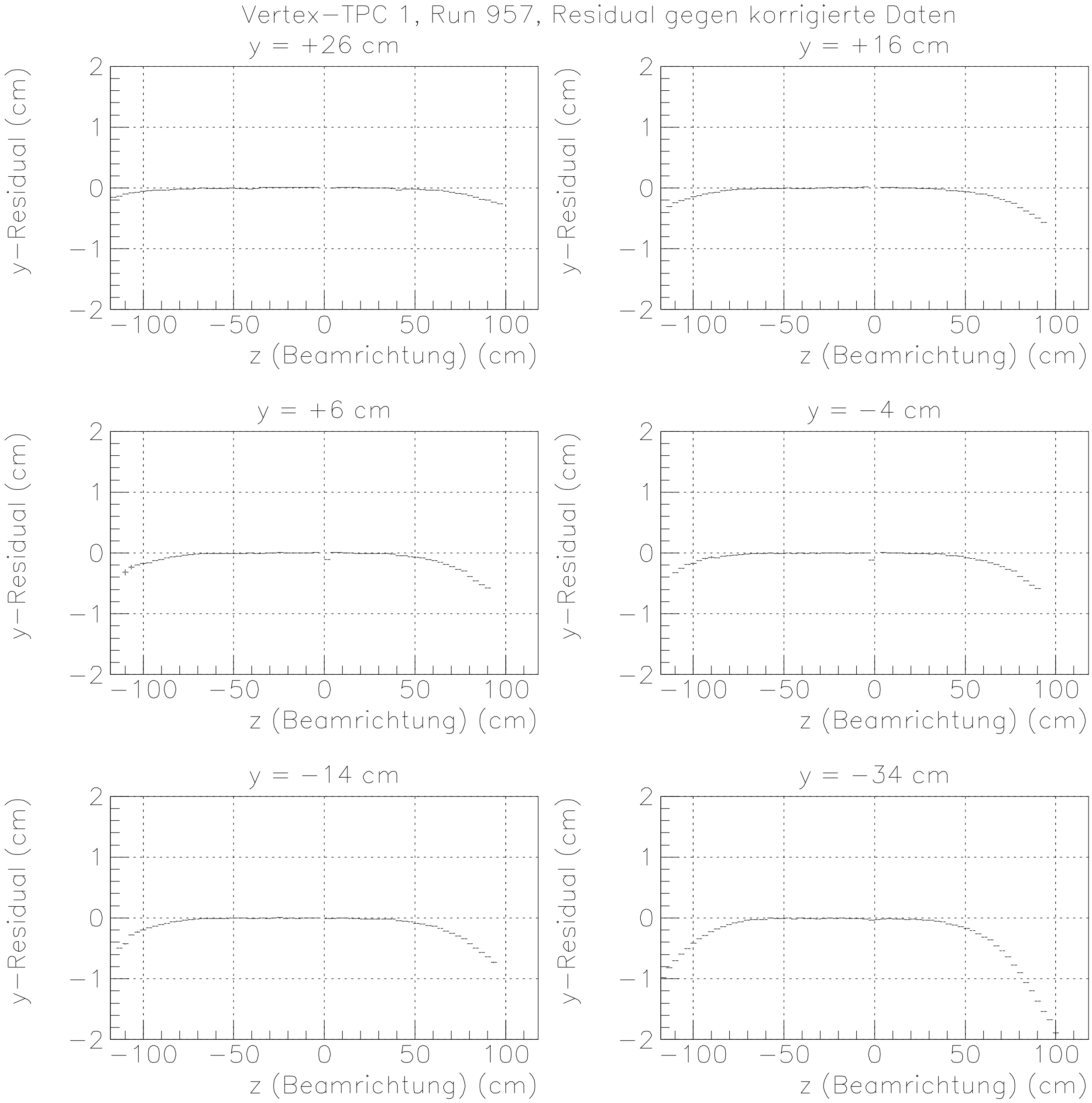

Abbildung 5.4 y-Residuals aller sechs Laserspuren von Mechanismus E in Vertex-TPC 1, bei eingeschaltetem Magnetfeld, ohne Magnetfeldkorrektur.

In Driftrichtung führen die Inhomogenitäten des Magnetfeldes durch die längere Driftstrecke zu einer verzögerten Ankunftszeit für Punkte, die von der Verzerrung betroffen sind. Diese Punkte werden daher mit einer zu langen Driftstrecke rekonstruiert und erscheinen im Residualplot nach unten verschoben (Abbildung 5.4). Da bei der Erstellung der Korrekturtabelle der vollständige Driftweg der Punkte berechnet wird, wird auch dieser Effekt durch die Magnetfeldkorrektur berichtigt.

5.2 Verbleibende Verzerrungen nach der Magnetfeldkorrektur

Die Untersuchung von Teilchenspurresiduals in vollständig korrigierten Datensätzen mit eingeschaltetem Magnetfeld ergab eine verbleibende s-förmige Verzerrung, ähnlich der in unkorrigierten Daten, aber mit einer Amplitude von nur wenigen hundert μm. Da eine solche systematische Verzerrung zu einem Winkel zwischen der rekonstruierten und der tatsächlichen Spur führt, erzeugt dies Probleme vor allem in der Rückextrapolation zu einem Vertexpunkt. Besonders betroffen davon ist die Rekonstruktion der Zerfälle neutraler seltsamer Teilchen, bei denen Verzerrungen dieser Art zu falscher Impulsbestimmung oder zu Effizienzeinbußen führen können. Außerdem ist die Vertexrekonstruktion für die Signal-Hintergrund-Trennung vor allem bei Verwendung des Wasserstofftargets entscheidend. In Impulsspektren dagegen führt diese Art von Verzerrung nur zu einer kleineren Verschiebung einzelner Impulse, die das Spektrum als ganzes nur gering beeinflußt.

Abbildung 5.5 zeigt die Abweichung der Punkte eines Datensatzes mit eingeschaltetem Magnetfeld zum linearen Fit an einen Datensatz ohne Magnetfeld. Erkennbar ist eine für unterschiedliche y variierende Restverzerrung. Nur für die unterste Spur, mit der größten Driftlänge und im Bereich von Feldinhomogenitäten nahe der Hochspannungsebene, überschreitet die Verzerrung für mehrere Punkte systematisch 300 μm.

Damit ist auszuschließen, daß die Magnetfeldkorrektur einfach über- oder unterkorrigiert. Vielmehr summieren sich unterschiedliche Korrekturfehler bei der Integration über die Driftstrecke auf, was zu einer Zunahme des Gesamtfehlers mit der Driftlänge führt. An den weniger verzerrten Spuren ist außerdem eine Verschiebung an den Sektorgrenzen zu erkennen, die größer ist als bei abgeschaltetem Magnetfeld.

Im Zuge der Untersuchung dieser Verzerrungen sollte geklärt werden, ob diese Fehlkorrekturen durch die Einstellung grundlegender Parameter in der Magnetfeldkorrektur behoben werden können. Dazu wurden in einer Testversion der Magnetfeldkorrektur Parameter wie das $\omega\tau$ des Zählgases variiert, eine künstliche Verschiebung oder Verdrehung zwischen dem Feldkäfig und dem Magneten eingeführt und die Magnetfeldstärke insgesamt oder in einzelnen Komponenten variiert. In keinem Fall konnte die Systematik der Verzerrungen reproduziert oder ausgeglichen werden.

Als mögliche Ursachen verbleiben damit vor allem eine unzureichende Kenntnis der Nebenkomponenten des magnetischen Feldes oder ein Einfluß von Nebenkomponenten des elektrischen Feldes. Daß das elektrische Feld nicht vollständig homogen ist, wurde bereits in Kapitel 4 angesprochen. Aus den Inhomogenitäten im oberen Teil des Feldkäfigs, in der Nähe der Abdeckbleche, sind zum Beispiel die deutlich erkennbaren Sektorgrenzen zu erklären. Hier erzeugt schon eine kleine Nebenkomponente des elektrischen Feldes mit der Hauptkomponente des Magnetfeldes einen deutlich erkennbaren Effekt. Nennenswerte Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes ergeben Feldberechnungen aber sonst nur in den äußersten unteren Ecken der TPC. Die in Abbildung 5.5 erkennbare allmähliche Zunahme der Verzerrung ist daraus allein aber nicht zu erklären.

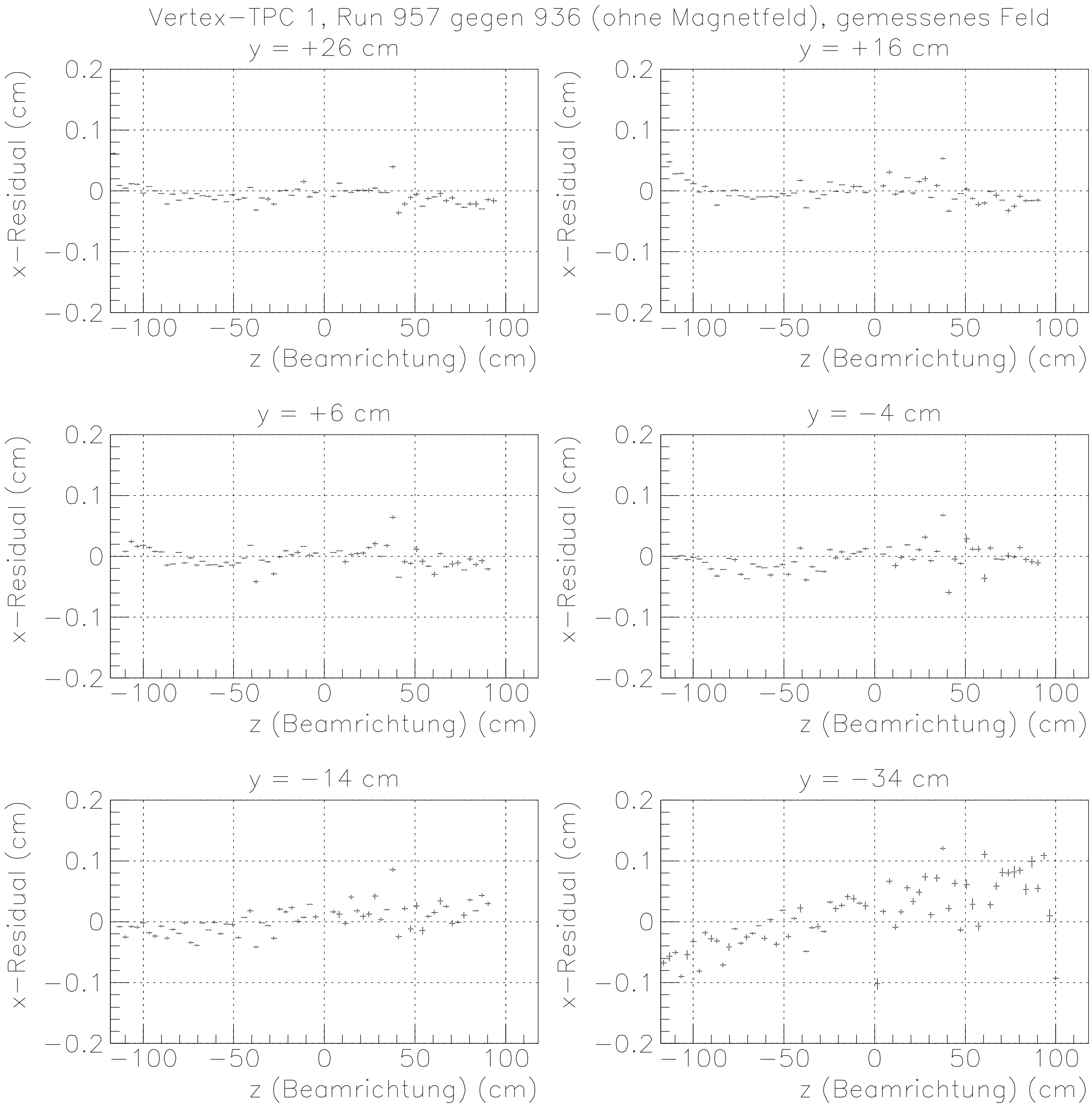

Abbildung 5.5 x-Residuals aller sechs Laserspuren von Mechanismus E in Vertex-TPC 1 nach der Magnetfeldkorrektur. Die x-Achse entspricht einer Regressionsgeraden an einen Datensatz mit abgeschaltetem Magnetfeld.

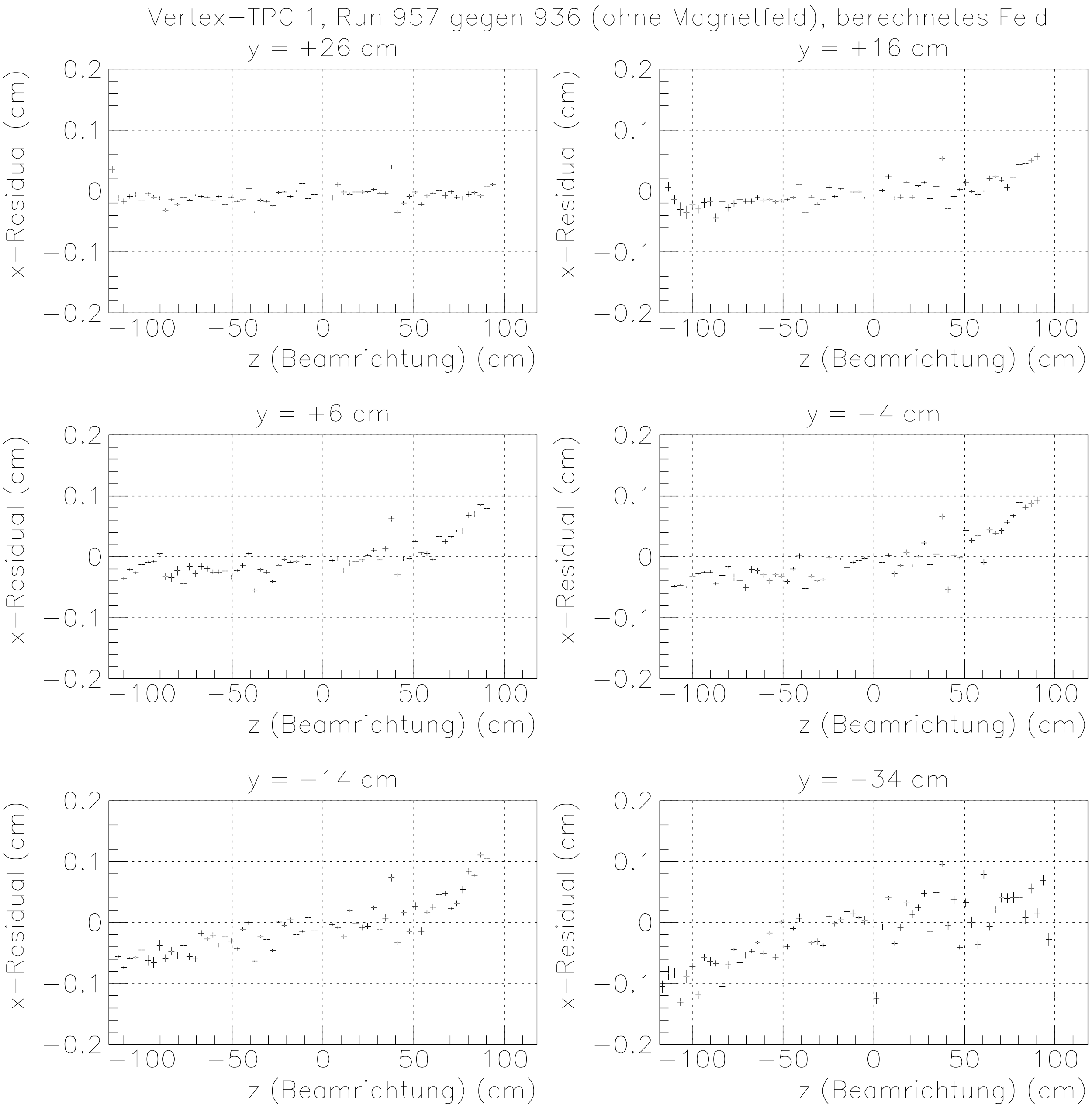

Abbildung 5.6 x-Residuals aller sechs Laserspuren von Mechanismus E in Vertex-TPC 1 nach der Magnetfeldkorrektur, für das berechnete anstelle des gemessenen Magnetfeldes. Die x-Achse entspricht einer Regressionsgeraden an einen Datensatz mit abgeschaltetem Magnetfeld.

Abbildung 5.6 zeigt die gleichen Daten wie die vorhergehende Abbildung mit der gleichen Analysesoftware und in der gleichen Darstellung. Zur Korrektur wurde hier aber die berechnete anstelle der gemessenen Magnetfeldtabelle verwendet. An den Residuals ist deutlich zu erkennen, daß die s-förmigen Verzerrungen hier wesentlich größer ausfallen. Sie zeigen allerdings nicht genau die gleiche Systematik. Dennoch könnte die Abweichung zwischen den beiden Feldern dazu dienen, den Einfluß der magnetfeldbedingten

Verzerrungen auf die Bestimmung physikalischer Observablen nach oben abzuschätzen. Dazu könnten simulierte Spuren (Monte-Carlo-Daten) mit dem gemessenen Feld erzeugt und mit dem gerechneten Feld rekonstruiert werden.
Außerordentlich empfindlich ist die Magnetfeldkorrektur außerdem gegen Fehler beim Nullpunkt der Auslesezeit. Diese führen zu einem linearen Versatz aller Punkte in Driftrichtung und damit zu einem Fehler in der Länge des Integrationsweges für die Korrektur. In Driftrichtung ist die Magnetfeldkorrektur, wie in [20] angesprochen, besonders empfindlich gegen derartige Fehler. Angesichts von wiederholten Änderungen der Triggerverzögerung 1996 ist große Sorgfalt bei der Datenanalyse geboten.

6 Verzerrungen durch mechanische Effekte in den Vertex-TPCs

In beiden Vertex-TPCs treten Verzerrungen durch unterschiedliche mechanische Probleme auf. Aufgrund der Eigenschaften von Laserspuren sind diese besonders dazu geeignet, die Verzerrungen zu untersuchen und Rückschlüsse auf ihre Ursachen zu ziehen.

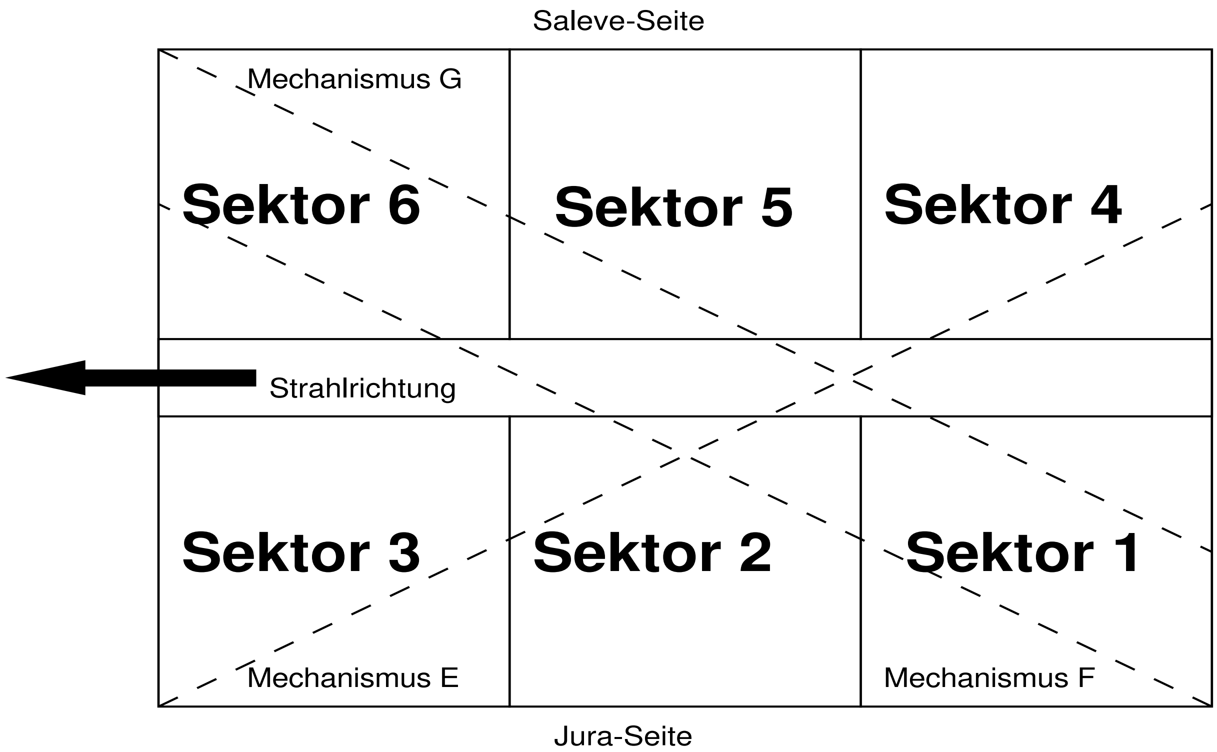

Abbildung 6.1 Numerierung der sechs Sektoren von Vertex-TPC 1. Die Sektoren sind jeweils in Strahlrichtung aufsteigend, zuerst jura-, dann salève-seitig numeriert. Die gestrichelten Linien zeigen die Richtung der Laserspuren von den drei Mechanismen in maximal zum Strahl gedrehter Position.

6.1 Verschobene Sektoren in der Vertex-TPC 1

Beim Einkleben der Ausleseelemente in den Aluminiumrahmen von Vertex-TPC 1 kam es zu Ungenauigkeiten, durch die einer oder mehrere Sektoren in dieser Kammer um etwa 500 μm gegen ihre Sollposition verschoben sind. Dies führt zu einem entsprechenden Fehler bei der Ortsbestimmung der Spurpunkte und damit zu einem deutlichen Versatz der Spuren an den Sektorgrenzen (Abbildung 6.2). Da dieser Versatz alle Spuren betrifft, die die Sektorgrenze durchlaufen, ist er auch in Teilchenspuren erkennbar.
Betroffen sind Spuren, die die Salève-Seite von Vertex-TPC 1 durchlaufen. Eine deutliche Verschiebung tritt vor allem an der Sektorgrenze von Sektor 4 zu Sektor 5 auf (siehe Abbildung 6.1).

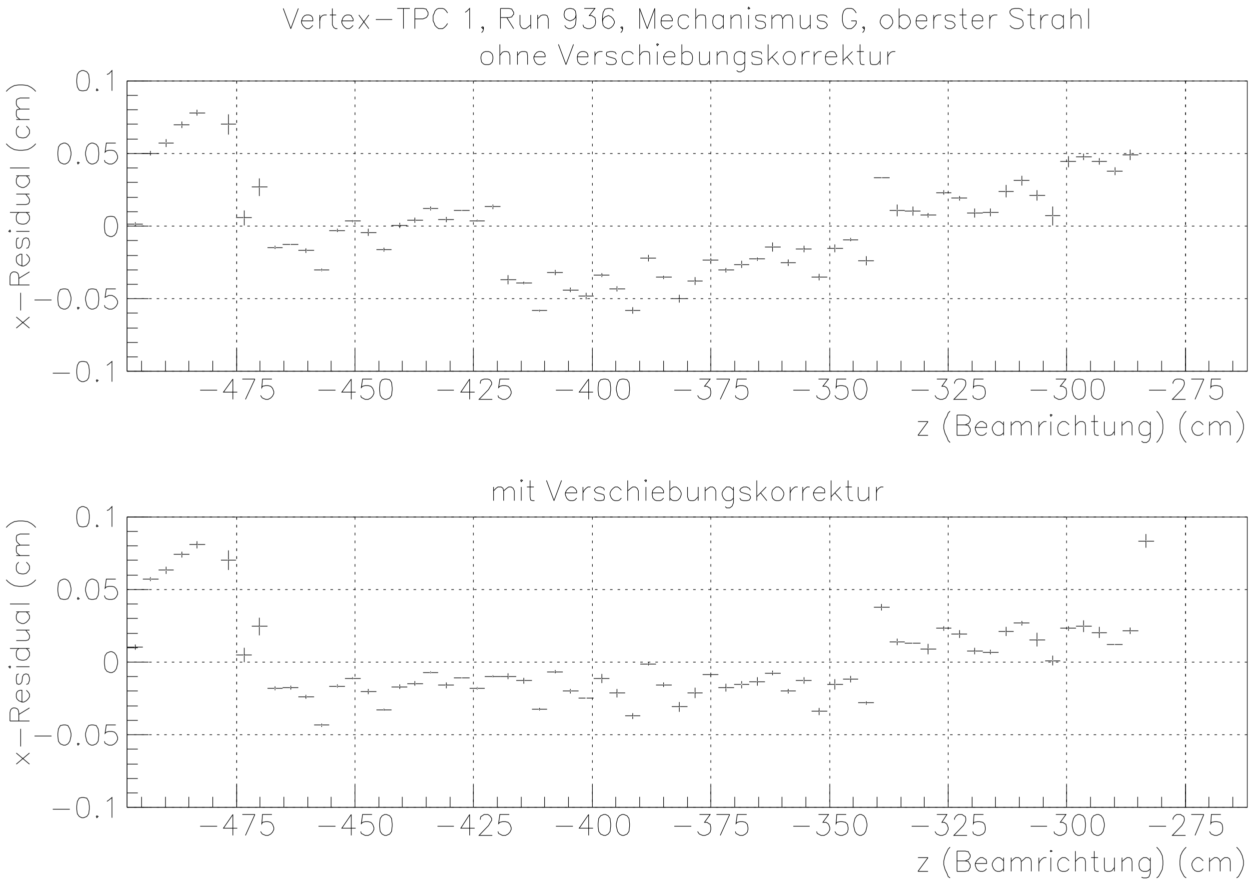

Abbildung 6.2 x-Residuals des obersten Strahls in Mechanismus G in Vertex-TPC 1, oben ohne und unten mit Korrektur. Die Sektorgrenzen sind bei z = -420 und z = -340 cm zu erkennen. Die verschobenen Punkte bei z = -480 cm stammen von der Reflexion des Strahls.

Da eine solche Verschiebung in den Spuren die Bestimmung der Teilchenimpulse deutlich beeinträchtigt, muß sie bei der Spurrekonstruktion entsprechend korrigiert werden. Dazu wurden die Punkte in Sektor 4 so verschoben und gedreht, daß die Spuren dort mit Sektor 5 übereinstimmen. Die kleinere Abweichung zwischen den Sektoren 5 und 6 wurde nicht korrigiert (Abbildung 6.2).

Es ist aber nicht gesichert, daß tatsächlich Sektor 4 verschoben ist. Der gleiche Effekt kann auch durch eine in etwa übereinstimmende Verschiebung der Sektoren 5 und 6 erklärt werden. Klarheit kann hier die Rekonstruktion von Laserspuren bringen, die durch die Zwischenräume zwischen den Streifen des Feldkäfigs fallen und in beiden TPC-Hälften rekonstruiert werden. Diese erlauben, die Spurrekonstruktion der Sektoren auf der Salève-Seite mit den in sich sehr gut übereinstimmenden Sektoren auf der Jura-Seite zu vergleichen. Dazu müssen die Drehmechanismen im maximal erreichbaren Winkel zum Strahl hin gedreht werden. Die erreichbare Stellung ist in Abbildung 2.1 zu erkennen. In einem eigenen Meßprogramm wurden die Laserstrahlpositionen für diesen Zweck optimiert und Laserdaten mit hoher Statistik genommen. Dabei konnten jeweils nur ein bis zwei Spuren pro Drehmechanismus durch die Zwischenräume zwischen den Streifen des Feldkäfigs gerichtet werden.

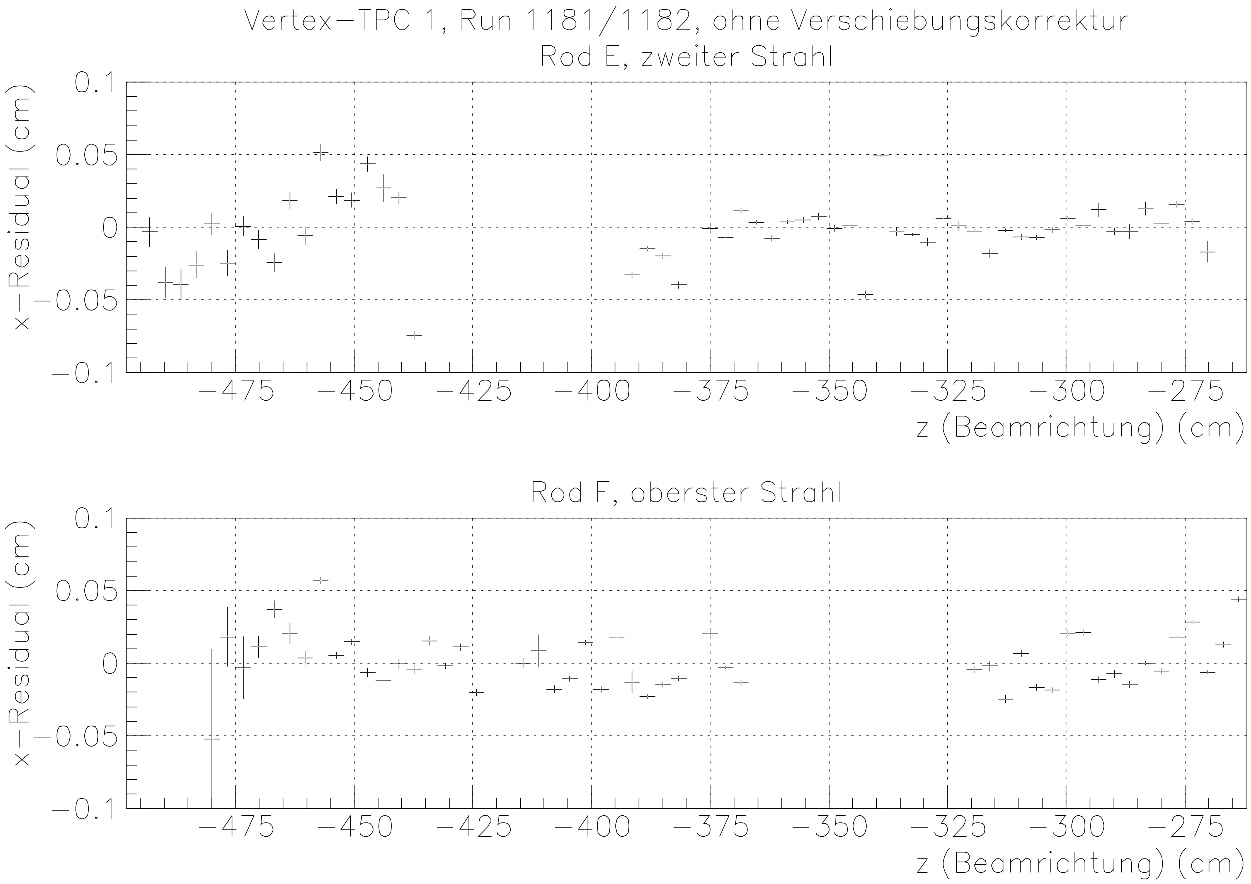

Abbildung 6.3 x-Residuals des zweiten Strahls von Mechanismus E und des obersten Strahls von Mechanismus F, in maximal zum Strahl hin gedrehter Position. Von der Jura-Seite der TPC kommend, erreicht Spur E links Sektor 4, Spur F rechts Sektor 6 auf der Salève-Seite.

Abbildung 6.3 zeigt zwei Spuren von den Drehmechanismen E und F, die auch auf der Salève-Seite der Kammer rekonstruiert werden konnten. Mechanismus F zeigt dabei eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Sektor 6 und der Jura-Seite, Mechanismus E eine deutliche Abweichung von Sektor vier zu den Sektoren 2 und 3 auf der Jura-Seite. Daran wird deutlich, daß tatsächlich Sektor 4 beim Einkleben leicht verschoben wurde, die Korrektur also auf der richtigen Annahme beruht. Ob eine zusätzliche Korrektur von Sektor 5 gegenüber Sektor 6 sinnvoll ist, bleibt noch zu entscheiden.

6.2 Zeitabhängige Feldverzerrungen in der Vertex-TPC 2

Bereits vor Beginn der regelmäßigen Datennahme während der Strahlzeit 1995 wurde bei Tests eine bis dahin unbekannte und unerwartete Verzerrung entdeckt. Betroffen waren ausschließlich Laserspuren auf der Salève-Seite von Vertex-TPC 2, und die Verzerrung wurde auch bei abgeschaltetem Magnetfeld beobachtet. Die beiden Laserspuren im Bereich mittlerer Driftlängen zeigten eine deutliche bogenförmige Verzerrung in der Driftrichtung; die darüber und darunter liegenden Spuren waren dagegen unverzerrt (Abbildung 6.4). In der Horizontalen waren diese und die darunterliegenden Spuren deutlich verzerrt, vor allem aber gegenüber der Rekonstruktion unverzerrter Spuren deutlich verdreht (Abbildung 6.5). Diese Verzerrungen waren zeitlich nicht konstant und erreichten in einigen Datensätzen eine Größe von über zwei Millimetern.
In Datensätzen, die später, während der Datennahme der Strahlzeit 1995, aufgenommen wurden, trat diese Verzerrung nicht mehr auf. Da die verzerrten Datensätze größtenteils im Zusammenhang mit Temperaturtests entstanden waren, ließ sich die Ursache der Verzerrung aus den 1995er Daten nicht mehr feststellen. Die Form der Verzerrung deutete auf eine lokale Inhomogenität des elektrischen Feldes hin, jedoch war nicht erkennbar, warum diese zeitlichen Schwankungen unterworfen war.
Während der Protonstrahlzeit 1996 trat diese Verzerrung erneut auf. Daraufhin wurde der Feldkäfig der betroffenen Kammer untersucht. An mehreren Feldstreifen hatten sich die Klammern gelöst, die diese mit der Widerstandskette verbinden, durch die das Potential der Streifen definiert wird. Vollständig isoliert konnten diese Streifen daher ein beliebiges Potential einnehmen und das elektrische Feld in der Kammer lokal verändern. Daß während der Strahlzeit 1995 keine Verzerrungen aufgetreten waren, konnte damit erklärt werden, daß die Streifen durch die hohe Dichte von positiven und negativen Ladungsträgern in der Nähe des Bleistrahls automatisch das durch das umgebende Feld vorgegebene Potential einnehmen mußten. Durch die deutlich geringere Ladungsträgerdichte während der Protonstrahlzeit konnte dieser Gleichgewichtszustand nicht erreicht werden. Während der anschließenden Bleistrahlzeit 1996 blieb die Verzerrung wieder

aus.

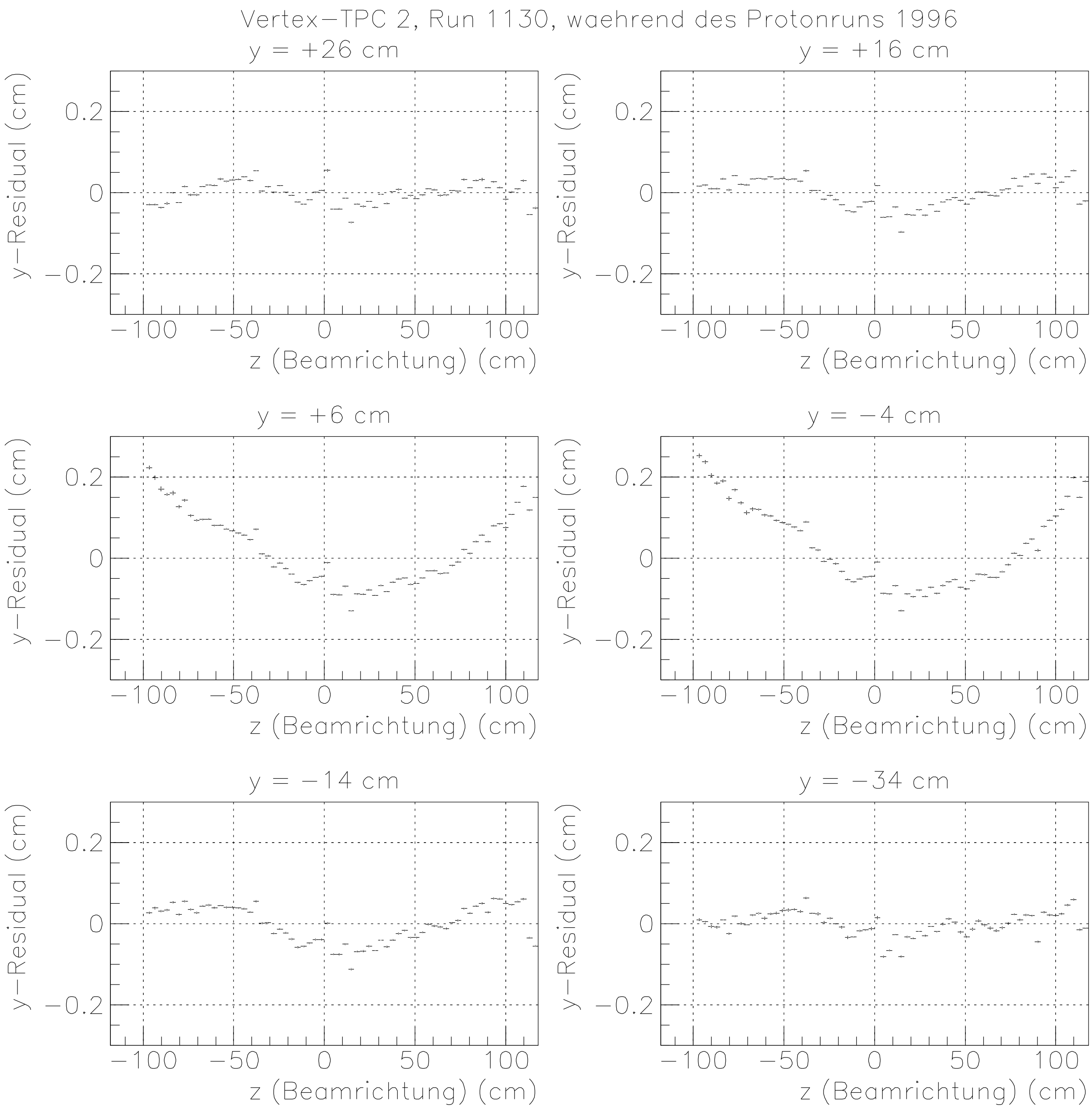

Abbildung 6.4 y-Residuals der sechs Laserspuren von Mechanismus C in Vertex-TPC 2, während der Protonstrahlzeit 1996, vor der Bestrahlung mit der Ru-Quelle. Vor allem die beiden mittleren Spuren sind durch den defekten Feldkäfig stark verzerrt.

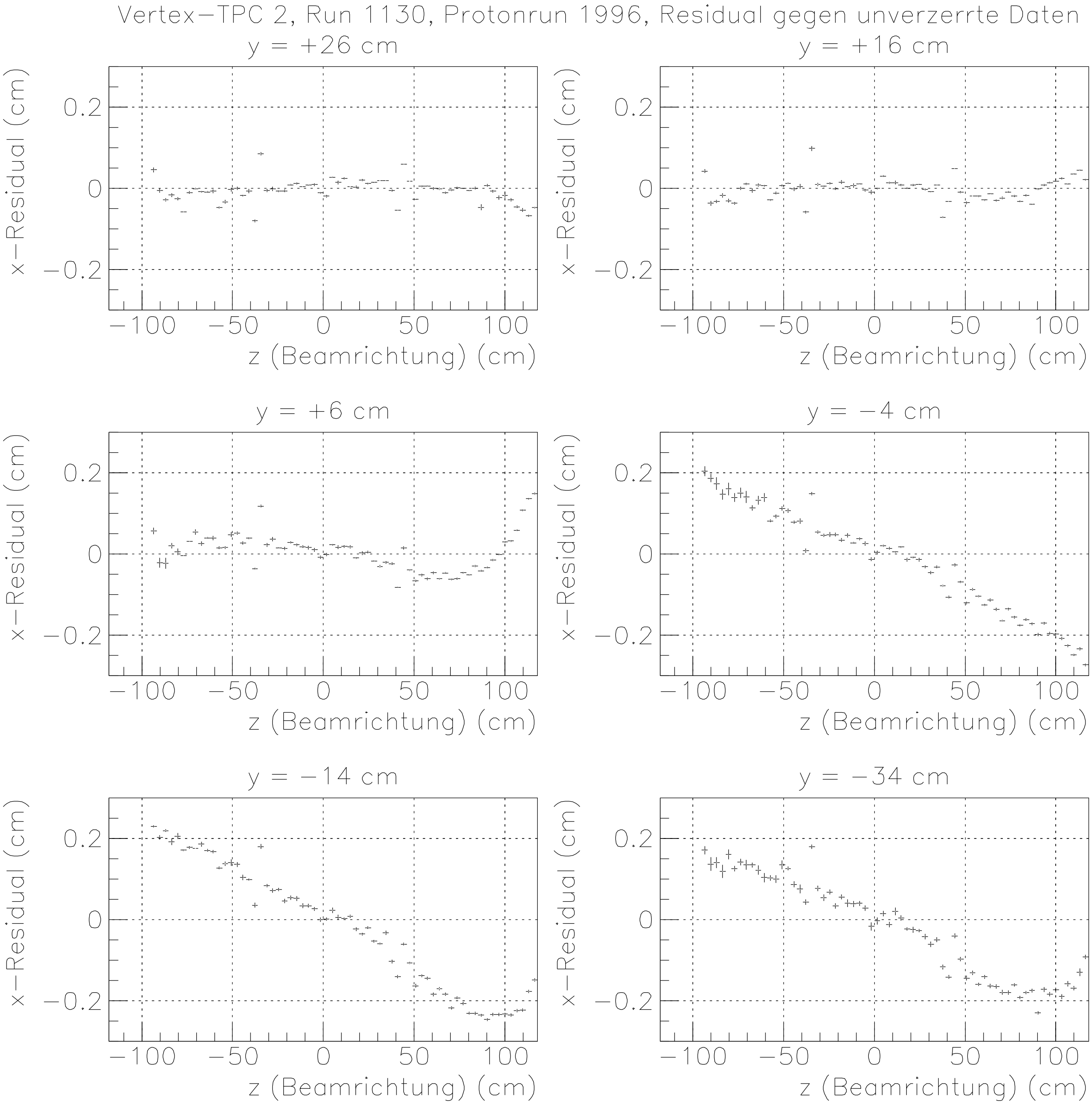

Abbildung 6.5 x-Abweichung der sechs Laserspuren von Mechanismus C in Vertex-TPC 2 von jeweils unverzerrten Daten, während der Protonstrahlzeit 1996, vor der Bestrahlung mit der Ru-Quelle. Die unterhalb von y = +10 cm liegenden Spuren sind in der Abbildung verzerrt und gedreht.

Um kurzfristig die Qualität der Protondaten zu verbessern, wurde mit Hilfe von zwei Ru-Quellen in der Nähe der defekten Feldstreifen das Kammergas künstlich ionisiert. Mittels Laserspuren konnte nachgewiesen werden, daß für die Dauer der Bestrahlung die maximale Verschiebung von Spurpunkten durch die Verzerrung exponentiell abfällt. Die Zeitkonstante des Abfalls betrug circa 90 Minuten für eine negative und circa 180 Minuten für eine positive Aufladung der Streifen. Ohne Bestrahlung veränderte sich die

Verzerrung um circa 150 μm pro Tag in Richtung positiver Aufladung (siehe Abbildung 6.6).

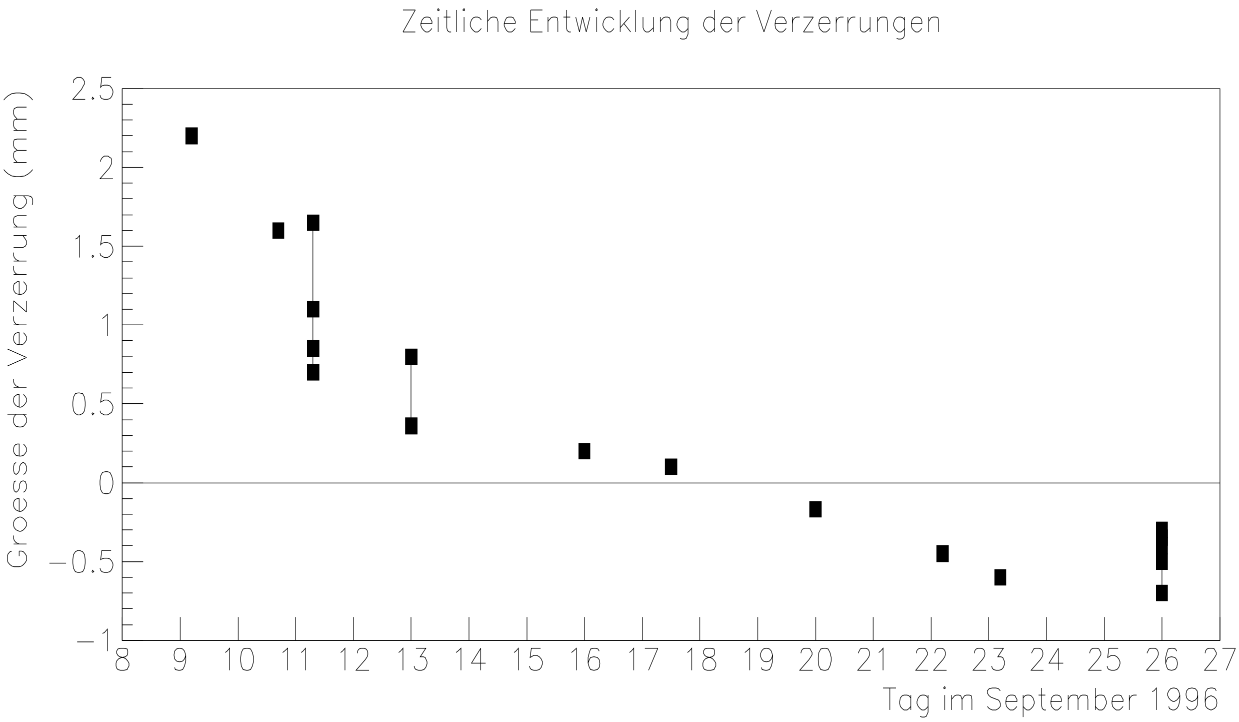

Abbildung 6.6 Zeitliche Entwicklung der Verzerrung auf der Salève-Seite von Vertex-TPC2 durch den gelöste Kontakte am Feldkäfig im September 1996, in willkürlichen Einheiten (maximale Verschiebung von Spurpunkten gegenüber Geradenfit in mm). Die senkrechten Balken am 11., 13. und 26. September markieren zwei- bis vierstündige Bestrahlungen mit der Ru-Quelle.

Da die Elektronen aus der Ru-Quelle den Feldkäfig nur bei abgeschaltetem Magnetfeld erreichen können, ist für jede Bestrahlung eine Unterbrechung der Datennahme für rund sechs Stunden erforderlich. Diese müßte für die Datenproduktion regelmäßig wiederholt werden, um die Verzerrung zu minimieren. Neben den durch das verzerrte elektrische Feld direkt verursachten Verzerrungen führen Nebenkomponenten des elektrischen Feldes zu einer Lorentzkraft mit der Hauptkomponente des Magnetfeldes und damit zu weiteren Verzerrungen, die in den hier gezeigten Laserdaten nicht enthalten sind. Um für die Zukunft eine effektive Produktion von Protondaten zu ermöglichen, ist eine Reparatur der Kammer ins Auge gefaßt.

7 Schlußfolgerungen

Mit dem Lasersystem wurden Abbildungsverzerrungen in den vier Spurendriftkammern des NA49-Experiments untersucht. Dazu wurden Laserdaten mit und ohne Magnetfeld ausgewertet. Die Ursachen einer Reihe von Verzerrungen und lokalen Einflüssen auf die Spurrekonstruktion konnten erstmals verstanden werden. Die Auswirkungen und Fehler verschiedener Verzerrungskorrekturen wurden analysiert und Verbesserungen der Korrekturroutinen eingeführt. Daneben wurden Berechnungen des elektrischen Feldes mit dem Programmpaket MAFIA durchgeführt und auf deren Basis eine neue Verzerrungskorrektur in Driftrichtung entwickelt.
Mit Fertigstellung dieser Arbeit sind die Einflüsse elektrostatischer Verzerrungen auf die Spurrekonstruktion weitgehend verstanden. Wesentliche thermisch bedingte Verzerrungen konnten nicht festgestellt werden. Ansatzmöglichkeiten für eine weitere Verbesserung der Korrektursoftware gibt es in diesem Bereich bei der Sektorverschiebungskorrektur in Vertex-TPC 1 und bei der elektrostatischen Verzerrungskorrektur, die mit einigem Aufwand auf drei Komponenten erweitert und mit der Magnetfeldkorrektur integriert werden könnte. Sollen in größerem Ausmaß Proton-Proton-Daten genommen werden, so ist eine Reparatur des Feldkäfigs von Vertex-TPC 2 dringend anzuraten.
In der Analyse von Daten mit eingeschaltetem Magnetfeld verbleibt eine gewisse Restunsicherheit, vor allem im unteren Teil der Kammer, bei großen Driftlängen. Bei sorgfältiger Bestimmung von Driftgeschwindigkeit und Driftzeitbeginn, mit der gemessenen Magnetfeldparametrisierung und unter vorheriger Verwendung der Elektrostatikkorrektur lassen sich allerdings recht gute Ergebnisse erzielen.
Zu diesem Zeitpunkt ist nicht zu erkennen, welche weiteren Aufschlüsse durch systematische Laseruntersuchungen zu gewinnen sind. Während der kommenden Strahlzeiten wird das Lasersystem daher vermutlich im Wesentlichen zur Überwachung der Driftgeschwindigkeit dienen.

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] Klaus Bethge, *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*, Darmstadt: Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1991

[2] Laermann, E., *Lattice results on hot QCD matter*, Proceedings Quark Matter '96, Nuclear Physics A 610 (1996)

[3] Reinhard Stock, *High Energy Nuclear Interactions and Heavy Ion Collisions*, Vortrag bei ICHEP'96, Warschau, Juli 1996

[4] Marek Gazdzicki und Dieter Roehrich, *Strangeness in Nuclear Collisions*, IKF, November 1995 und die Referenzen darin

[5] Marek Gazdzicki for the NA35 Collaboration, *Recent Results from NA35*, Nuclear Physics A590(1995) 197c-214c

[6] Harald Appelshäuser, Dissertation, Universität Frankfurt, 1996

[7] Lars Gerland et al, *Baryon Stopping and Strangeness Production in Ultra – Relativistic Heavy Ion Collisions*, nucl-th/9606001, 3 Jun 1996

[8] S. Margetis and NA35 and NA49: *Kaon production in S + Nucleus und Pb + Pb collisions at CERN SPS*, Invited talk given at Strangeness '96, Budapest, May 1996, to be published in Proceedings

[9] Frank Eckhardt, *Entwicklung und Bau eines Flugzeitdetektors zur Untersuchung der Hadronenemission in Pb + Pb – Reaktionen bei 158 GeV/u Strahlenergie*, Dissertation, Universität Marburg, 1996

[10] G. Vesztergombi, *Preliminary Results on Pb + Pb Collisions from the Grid – TOF Data Analyzed in Budapest*, Invited talk given at Strangeness '96, Budapest, May 1996, to be published in Proceedings

[11] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Berlin/Heidelberg: Springer Verlag, 1987

[12] Gunter Roland, *Teilchenproduktion und Teilchenkorrelationen in der Vorwärtshemisphäre von Schwefel – Kern – Stößen bei 200 GeV/Nukleon*, Dissertation, Universität Frankfurt, 1992

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

[14] Oliver Hadeler, *Entwicklung eines Laserkalibrationssystems für die Spurendriftkammern des Experiments NA49*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1995

[15] Christof Roland, *Positionsbestimmung von Spurendriftkammern mit Hilfe von Laser– und Teilchenstrahlen*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1995

[16] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik* Bd. VIII, *Elektrodynamik der Kontinua*, Berlin (1990)

[17] Rainer Renfordt, private Mitteilung

[18] Harald Appelshäuser, *Systematische Untersuchungen zur Rekonstruktionseffizienz und –genauigkeit einer Spurendriftkammer*, GSI-93-09, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[19] Frank Gabler, Entwicklung des Kalibrationssystems für die Spurendriftkammern des Experiments NA49, Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1995

[20] Manfred Kröcker, *Korrektur der durch ein inhomogenes Magnetfeld verursachten Verzerrungen in einer Spurendriftkammer*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1995

[21] NA49 Collaboration, *The NA49 Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb – induced Reactions at the CERN SPS*, to be published in NIM

Danksagung

Vielen Dank an Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele für seine Unterstützung und die vielen Anregungen und Herausforderungen, noch ein bißchen mehr herauszufinden. Sie haben diese Arbeit zu ihren besten Ergebnissen geführt. Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock danke ich vor allem für die Begeisterung, mit der er Physik vermittelt und für die Begeisterung für die Physik, die er mir damit vermittelt hat.
Herr Dr. habil. Marek Gazdzicki und Herr Dr. Rainer Renfordt haben diese Arbeit vom Anfang bis zum Ende begleitet. Immer wieder haben sie mir geholfen, die richtigen Fragen zu stellen, den Weg zu ihrer Lösung zu finden und dabei den Spaß an der Arbeit nicht zu verlieren. Herrn Priv. Doz. Dr. Dieter Röhrich gebührt mein Dank für die kritische Begleitung und viele Einblicke und aufmunternde Gespräche. Herr Dipl. Phys. Christof Roland danke ich für seine Hilfe bei den ersten Schritten und vor allem für die moralische Unterstützung danach. Herrn Dipl. Phys. Christian Bormann, Herrn Dipl. Phys. Jörg Günther und Herrn Dipl. Phys. Frank Gabler danke ich für ihre Wegweisung durch den UNIX-Dschungel und ihre Antworten auf manche anderen Fragen. Herr Dr. Joachim Bächler hat die entscheidenden Hinweise zu den Mafia-Berechnungen gegeben, und Herr Werner Amend hatte immer ein offenes Ohr bei technischen Probleme. Besonderen Dank an Frau Dipl. Phys. Christina Markert und meine Mitdiplomanden Oliver Dietz, Markus Oldenburg, Stefan Poziombka, Dominik Flierl und Jens Berger für geteiltes Leid und gemeinsame Freude. Nicht vergessen möchte ich die vielen Anderen am Institut für Kernphysik und in der NA49-Kollaboration, die mir im Verlauf der Arbeit mit Rat und Tat zur Seite gestanden und an meine Ergebnisse geglaubt haben.
Vor allem aber danke ich meinen Freunden, die mich über ein arbeitsreiches Jahr und lange CERN-Aufenthalte hinweg nicht vergessen haben.