Positionsbestimmung von Spurendriftkammern mit Hilfe von Laser- und Teilchenstrahlen

Diplomarbeit

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

von

Christof Roland

aus Frankfurt

Frankfurt am Main 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Blei-Blei-Kollisionen bei SPS-Energien - das Experiment NA49

Zielsetzung des NA49-Experiments am CERN[1] ist die Untersuchung hadronischer Materie bei Energiedichten, die sehr viel höher sind als die Grundzustandsdichte von 0.15 GeV/fm^3. Am CERN-SPS[2] wird ein Blei-Strahl mit einer Strahlenergie von 158 GeV/Nukleon erzeugt, womit bei Kollisionen mit einem ruhenden Target (*fixed target*) Schwerpunktsenergien von 18 GeV/Nukleonpaar zur Verfügung stehen, um Materie hoher Energiedichte ($\epsilon \approx 2$ GeV/fm^3) und hoher Temperatur ($T\approx$ 200 MeV) zu erzeugen. Als Eichtheorie der starken Wechselwirkung wird die **Quantenchromodynamik (QCD)** angesehen. Die QCD beschreibt die Wechselwirkung zwischen Fermionen (in diesem Fall den Quarks) als Austausch virtueller masseloser spin-0 Bosonen (den Gluonen). Tief inelastische Lepton-Nukleon Streuung hat gezeigt, daß ein Nukleon in seinem Inneren aus drei Elementarteilchen mit drittelzahliger Ladung aufgebaut ist (Valenzquarks) und einen See virtueller Quark-Antiquark-Paare enthält. Da gebundene Zustände aus drei identischen Quarks (z. B. $\Delta^{++} = uuu$) beobachtet worden sind, nimmt man aufgrund des Pauliverbots eine dreiwertige Quantenzahl für diese Teilchen an. Diese wird in Analogie zum Farbkreis, der sich aus drei Grundfarben aufbauen läßt, als Farbe bezeichnet. Fordert man nun Eichinvarianz im Farbraum, so erhält man die SU(3)-Drehgruppe als fundamentale Symmetriegruppe der QCD. Eine der grundlegenden Eigenschaften der QCD ist, daß die gebundenen Zustände (Hadronen) Farb-Singletts sind. Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq) sind nach außen hin farbneutral. Die Wechselwirkung zwischen Quarks wird durch den Austausch von Gluonen vermittelt. Der wesentliche Unterschied zwischen der Quantenelektrodynamik QED und der QCD liegt in der Tatsache, daß die Gluonen selbst Farbladung tragen und damit untereinander wechselwirken können. In der mathematischen Formulierung der QCD führt das dazu, daß die zugrundeliegende Eichgruppe SU(3) nicht abelsch ist. In der Beschreibung der Wechselwirkung schlägt sich dies in der Abhängigkeit der effektiven Kopplungskonstanten α_s vom Impulsübertrag der wechselwirkenden Teilchen nieder. Man spricht in diesem Zusammenhang von

[1]Centre Européenne pour la Recheche Nucléaire, Genève
[2]Super Protonen Synchrotron

der *running coupling constant*. Für kleine Impulsüberträge wird die Kopplungskonstante groß, was bedeutet, daß die Quarks in den Hadronen eingeschlossen sind (**confinement**). Geht man zu immer größeren Impulsüberträgen über, so verschwindet α_s und die Quarks können sich quasi frei bewegen (**asymptotic freedom**). Ein Zustand von Quarks und Gluonen, die in einem Volumen $\gg 1fm^3$ frei beweglich sind (**deconfinement**), wird als **Quark-Gluon-Plasma** (QGP) bezeichnet. Theoretische Rechnungen sagen voraus, daß sich bei 5-10 facher Grundzustandsdichte ein solcher Zustand der Materie einstellen sollte. Um im Labor Kernmaterie auf ein Vielfaches der Grundzustandsdichte zu komprimieren, bedient man sich der Methode der ultrarelativistischen Schwerionenphysik. Es hat sich gezeigt, daß es möglich ist, über den Mechanismus der Schockwellenkompression [1] in Schwerionenkollisionen hochdichte Materie zu erzeugen. Da es aufgrund der kurzen Lebensdauer ($\tau \approx 10^{-23}$) dieses Zustands nicht möglich ist, die Reaktion selbst zu beobachten, ist man darauf angewiesen, den Endzustand der Reaktion zu studieren, um Aufschluß über den Reaktionsablauf zu erhalten.

Die Schwierigkeit in der Betrachtung solcher Reaktionen besteht nun darin, daß sich das System im Eingangskanal der Reaktion in einem extremen Nichtgleichgewichtszustand befindet. Der in der Anfangsphase erzeugte Hochdichtezustand kann somit nicht als thermisch äquilibriertes Quark-Gluon-Plasma beschrieben werden. Aufgrund der hohen Dichte und Temperatur kann jedoch keine hadronische Materie mehr vorliegen. Theoretische Überlegungen haben gezeigt, daß es durch die Streuung zu einer *lokalen* Thermalisierung des Systems kommen kann [2]. Ein solches System kann nun durch ein thermodynamisches Modell beschrieben werden. In der auf die Hochdichtephase folgenden Expansionsphase sollte der Übergang partonischer zu hadronischer Materie in Form eines Phasenübergangs erster oder zweiter Ordnung stattfinden. Expandiert dieses System, fällt die Dichte ab, bis die Teilchen sich nicht mehr inelastisch streuen und damit die Reaktion ihren hadronischen Endzustand erreicht. Man spricht dabei vom Ausfrieren der Teilchensorten (*freeze-out*). Dieser Endzustand wird anhand von Phasenraumverteilungen, Korrelationen und Teilchenverhältnissen verschiedener Hadronensorten nach Signaturen einer QGP-Phase untersucht.

Frühere Experimente auf dem Gebiet der ultrarelativistischen Schwerionenphysik (z. B. NA35) haben gezeigt, daß es möglich ist, Materiezustände zu erzeugen, die den Randbedingungen für einen Phasenübergang genügen. Die Analyse dieser Experimente hat Effekte aufgezeigt, die mit der Annahme eines rein hadronischen Szenarios nicht mehr erklärbar sind [3]. Allerdings waren diese Experimente bisher nicht in der Lage, eindeutige Evidenzen für die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas zu liefern. Dazu ist ein differenzierteres Studium solcher Reaktionen nötig. Das Ziel des NA49-Experiments ist es, durch größere Target- und Projektilmassen in einzelnen Ereignissen ausreichend Teilchen zu produzieren, so daß jedes Ereignis durch seine hohe Multiplizität zu einem statistisch signifikanten Ensemble wird. Bei einem Blei-*fixed-target* Experiment mit einer Einschußenergie von 158 GeV/Nukleon erwartet man eine Multiplizität von ca. 2000 produzierten Teilchen. Dies macht eine *event-by-event* Analyse möglich [4]. Dabei geht man davon aus, daß - auch wenn die äußeren Randbedingungen (z. B. Temperatur und Dichte) erfüllt sind - es nicht notwendigerweise bei jedem Ereignis zu einem Phasenübergang kommen muß. Bisherige inklusive Messungen waren somit nicht in der Lage, eindeutige Signale eines QGP zu erkennen. Die *event-by-event* Analyse hingegen ermöglicht es, anhand nicht-trivialer kollektiver Korrelationen einzelne Ereignisse zu selektieren, die eindeutige Signaturen eines QGPs tragen. Die vollständige Erfassung des hadronischen Endzustands einer einzelnen ultrarelativistischen Kern-Kern-Reaktion ist dabei die Grundvoraussetzung für diese Art der Analyse und gibt somit das Konstruktionsziel der zu verwendenden Detektoren (Abbildung 1.1) vor.

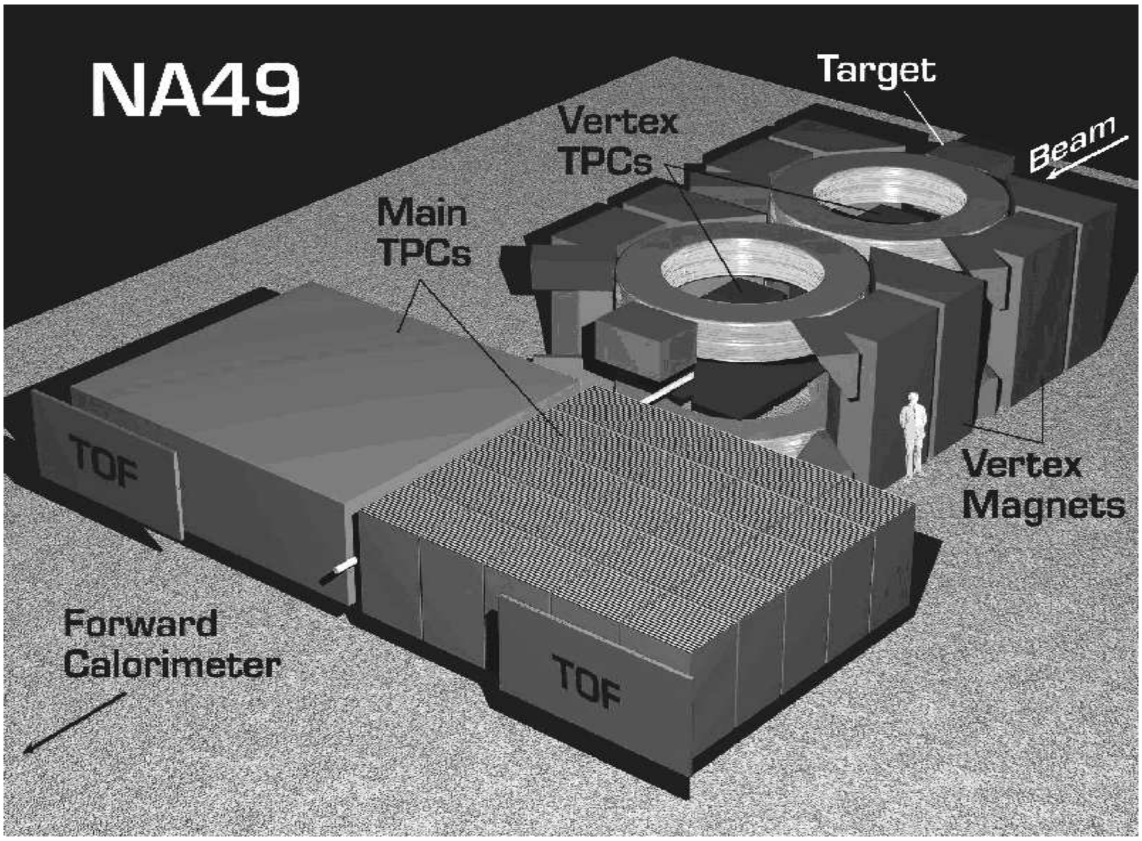


Abbildung 1.1 Das NA49-Experiment

Um den hadronischen Endzustand eines Kern-Kern-Stoßes zu charakterisieren, ist es nötig, den Phasenraum möglichst vollständig abzudecken und die gemessenen Teilchen zu identifizieren. Dazu stehen dem NA49-Experiment vier großvolumige Spurendriftkammern und zwei Flugzeit-Detektorwände zur Verfügung. Abbildung 1.2 zeigt den schematischen Aufbau des Experiments.

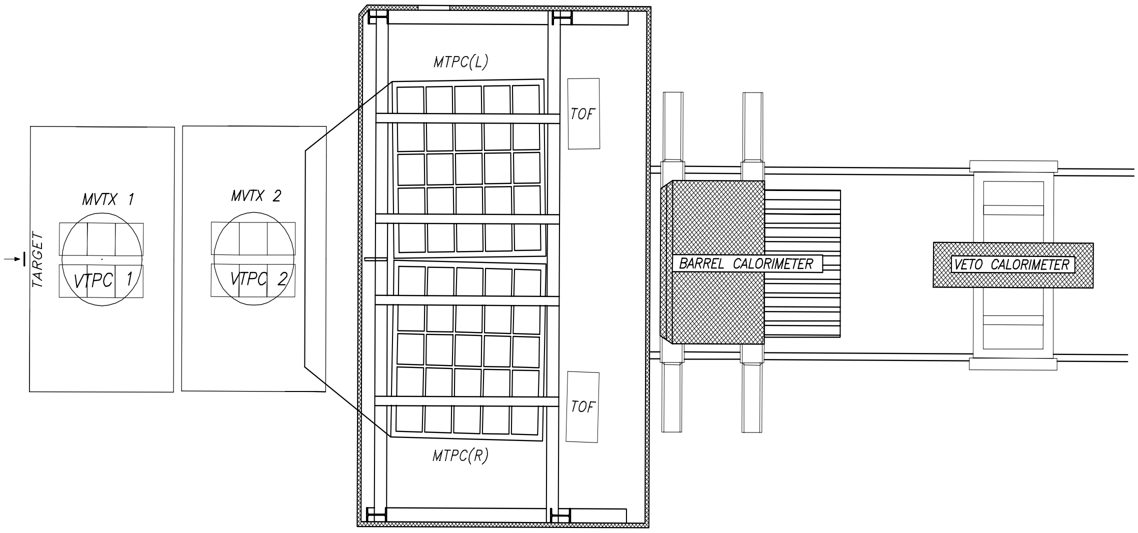


Abbildung 1.2 Schematischer Aufbau des NA49-Experiments (Aufsicht).

Das NA49-Experiment besteht im Prinzip aus einem großvolumigen 4π Magnetspektrometer mit der Möglichkeit zur Teilchenidentifikation in begrentzten Phasenraumbereichen durch Messung der spezifischen Ionisation und der Flugzeit. Dazu werden zwei Analysiermagnete mit einem Biegemoment von ca. 9 Teslametern benutzt, die es möglich machen, den geladenen Teilchen je nach ihrer Ablenkung ein Ladungsvorzeichen und einen Impuls zuzuordnen. Die Teilchentrajektorien werden durch vier Spurendriftkammern vermessen. Der Einsatz von Spurendriftkammern erlaubt eine gute räumliche Auflösung bei gleichzeitiger Möglichkeit zur Messung der spezifischen Ionisation. Der Aufbau wird durch zwei Flugzeit-Detektorwände ergänzt, die zur Identifikation der gemessenen Teilchen beitragen sollen. Die Aufgabe der Komponenten im einzelnen:

- **Die Vertex-TPC 1**. Die Vertex-TPC 1 befindet sich innerhalb des Vertexmagneten 1. Diese Detektorkammer wurde für die **HBT** (Hanbury-Brown-Twiss)-Analyse [6] der beobachteten Reaktionen optimiert. Diese Methode bietet die Möglichkeit, anhand von Korrelationen zwischen den Abständen identischer Teilchen im Impulsraum aus den gemessenen Phasenraumverteilungen auf die räumliche Ausdehnung der Reaktionszone zu schließen. Die geometrische Akzeptanz dieser TPC wurde so gewählt, daß Pionen bei Midrapidity und kleinem Transversalimpuls gemessen werden können. Um ein optimales HBT-Signal zu erhalten, muß eine hohe relative Impulsauflösung und ein gutes Zweispurtrennungsvermögen erreicht werden.

- **Die Vertex-TPC 2**. Aufgabe dieser im Vertexmagneten 2 plazierten TPC ist die Identifizierung in der Reaktion produzierter seltsamer Teilchen anhand der Topologie ihres schwachen Zerfalls. Die Analyse dieser Teilchen ist von entscheidender Bedeutung, da diese Teilchen ($\Lambda\bar{\Lambda}$, K_s^0) einen großen Teil der in der Reaktion produzierten Seltsamkeit tragen. Die relative Häufigkeit dieser Teilchen zählt zu den

Observablen, die von dem Reaktionsablauf während der Hochdichtephase beeinflußt werden. Um ein neutales Teilchen anhand seines Zerfalls identifizieren zu können, ist es notwendig, den Impuls der Zerfallsprodukte mit hoher absoluter Genauigkeit zu bestimmen und durch exaktes Vermessen der Teilchentrajektorie zu entscheiden, ob es sich zu dem primären Reaktionsvertex extrapolieren läßt oder auf einen sekundären Zerfallsvertex weist. Die möglichst exakte Rekonstruktion der Teilchentrajektorie in absoluten Koordinaten bei extrem hoher Spurdichte bestimmt damit das Konstruktionsziel der Vertex-TPC 2.

- **Die Haupt-TPCs**. Die Haupt-TPCs befinden sich hinter den Vertexmagneten. Die geometrische Akzeptanz der Haupt-TPCs ist auf die Vermessung von Teilchen mit hohem longitudinalem Impuls ausgelegt. Durch ihr großes Volumen ermöglichen die Haupt-TPCs viele Einzelmessungen der spezifischen Ionisation der Teilchen, was eine Identifikation der Teilchensorte möglich macht. Diese Methode ist hier allerdings auf Teilchen mit einem hohen Laborimpuls beschränkt, da sich die spezifische Ionisation der von der Haupt-TPC erfaßten Teilchen nur im Bereich des relativistischen Wiederanstiegs ausreichend voneinander unterscheidet. Durch die räumliche Anordnung der Haupt-TPCs rechts und links des Strahls sind diese Detektoren besonders dazu geeignet, den Phasenraum positiv und negativ geladener Teilchen getrennt voneinander zu bestimmen. Damit erhält man einen weiteren Zugang zu wichtigen Observablen der Reaktion. Durch statistische Entfaltung der Teilchensorten anhand ihrer spezifischen Ionisation erhält man Aufschluß über den Seltsamkeitsgehalt (in Form von $K^{\pm}$) der Reaktion. Vergleicht man die gemessenen positiven Teilchen mit den negativen Teilchen, erhält man Information über die Impulsverteilung der Projektilnukleonen, da sich im Eingangskanal der Reaktion nur positiv geladene bzw. neutrale Teilchen befinden. Dies läßt in erster Näherung einen Schluß auf das Abstoppen des Projektils im Target zu [5].

- **Die Time-of-Flight Detektoren** (TOF). Die TOF-Detektoren befinden sich hinter den Haupt-TPCs. Ordnet man einer in der Haupt-TPC gemessenen Spur mit bekanntem Impuls eine Flugzeitmessung zu, so wird dadurch die Masse des Teilchens bestimmt. Im Gegensatz zu der Haupt-TPC kann man mit dieser Methode sehr gut Teilchen mit einem relativ niedrigen Laborimpuls identifizieren, da es möglich ist, den Teilchen individuell Masse und Ladung zuzuordnen. Die TOF-Detektoren tragen damit zur Bestimmung des Seltsamkeitsgehalts der Reaktion bei und ermöglichen durch die verbesserte Teilchenidentifikation eine HBT-Analyse der in der Reaktion produzierten Kaonen.

Die Physik, die mit diesem Experiment untersucht werden soll, stellt hohe Anforderungen an die Präzision der verwendeten Detektoren. Die *event-by-event*-Analyse macht es erforderlich, den Meßfehler der einzelnen Messungen auf ein Minimum zu reduzieren, da die entscheidenden Observablen dieser Reaktionen stark von der Leistungsfähigkeit der Detektoren abhängen und in jedem Ereignis nur beschränkte Statistik zur Verfügung steht. Da fast alle der oben erwähnten Meßgrößen auf eine implizite Ortsmessung zurückzuführen sind, ist es notwendig, diese Messung mit maximaler Präzision durchzuführen. Dazu ist zum einen die intrinsische Ortsauflösung der Detektoren zu beachten, die die maximal mögliche Meßgenauigkeit festlegt. Weiterhin ist die Kenntnis bzw. Vermeidung systematischer Fehler in der Positionsbestimmung der Spurdetektoren von entscheidender Bedeutung. Um optimale Resultate z. B. bei der Implusbestimmung und der Rekonstruktion von Teilchenzerfällen zu erhalten, ist es unbedingt notwendig, die Position der Detektorkammern relativ zueinander, zum Teilchenstrahl und zum Magnetsystem mit möglichst genau zu messen. Die relativen Positionen und Winkel müssen in einem System, das eine Fläche von ca. $10 \times 20m^2$ ausfüllt, genauer als 1mm und 1mrad bestimmt werden. Für traditionelle Vermessungsmethoden, die sich optischer Instrumente bedienen, ist dies eine sehr schwierige Aufgabe. Diese Arbeit widmet sich der Untersuchung von Ursachen und Auswirkung möglicher Fehler der Ortsbestimmung unter besonderer Berücksichtigung der Vertex-TPC 2. Es werden Möglichkeiten vorgestellt, sowohl Verzerrungen der Spuraufzeichnung durch die TPCs zu untersuchen, als auch die Abbildung der TPC-Koordinaten in das globale NA49-Koordinatensystem systematisch zu studieren.

2 Die NA49-Spurendriftkammer (TPC)

Dem Konzept der TPC liegt das Funktionsprinzip der Driftkammer [7] zugrunde. Passieren geladene Teilchen das mit einem Zählgas gefüllte Detektorvolumen, so erzeugen sie entlang ihrer Trajektorie Elektron-Ion Paare. Die Elektronen der Ionisationsspur folgen nun den Feldlinien eines starken, homogenen elektrischen Driftfeldes, bis hin zu einer Ebene von Proportionalkammern. Dort werden aufgrund der hohen Feldstärke in der Umgebung der Felddrähte in einem lawinenartigen Prozeß weitere Elektron-Ion-Paare erzeugt, die auf der segmentierten Auslesekathode ein Signal induzieren (Abbildung 2.4). Die Verstärkungskammern werden im Proportionalbereich betrieben, was bedeutet, daß die Amplitude des induzierten Signals proportional zu der Anzahl der primär erzeugten Elektron-Ion-Paare ist.
Jedes Kathodensegment (*Pad*) wird getrennt ausgelesen, so daß man in der Lage ist, die Raumpunkte der Ionisationsspur zu rekonstruieren, indem man die Position des angesprochenen Pads und die Driftzeit der Elektronen betrachtet. Die Driftzeit ist die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der Detektorauslese (Triggersignal) und der Ankunftszeit der Ladungswolke auf der Padebene. Auf diese Weise wird für jede Spur eine Anzahl von **Raumpunkten** ermittelt, die eine vollständige Rekonstruktion der Teilchenspur ermöglichen.

2.1 Teilchen in Materie

Passiert ein geladenes Teilchen eine Materieschicht der Dicke dx, so tritt es in Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Atome des Mediums, was zu einem Energieverlust des Teilchens führt. Der (wahrscheinlichste) differentielle Energieverlust dE/dx, den das Teilchen dadurch erleidet, kann mit der Näherungsformel von Bethe und Bloch [9] berechnet werden:

$$-\frac{dE}{dx} = const.\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}(ln\frac{2m_ec^2\beta^2}{I_{eff}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta). \tag{2.1}$$

Hierbei beschreiben Z und A Kernladungszahl und Massenzahl des Mediums, I_{eff} ist das effektive Ionisationspotential. Der Energieverlust in Materie hängt für ein einfach geladenes Teilchen (z=1) also nur von seiner Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ab.
Für kleine β nimmt der differentielle Energieverlust $\sim 1/\beta^2$ ab, bis er für Teilchen mit $\beta \simeq 0.97(\beta\gamma \simeq 4)$ ein Minimum erreicht (*minimum ionizing particles*). Für noch größere $\beta(\beta\gamma > 4)$ steigt der Energieverlust wieder an, was durch das Anwachsen der Transversalkomponente des elektrischen Feldes von Teilchen mit relativistischen Energien verursacht wird (*relativistic rise region*). Dieser Effekt wird schließlich durch die Polarisation des Mediums kompensiert, so daß dE/dx in ein Plateau übergeht, das ca. 50% über dem Wert der minimalen Ionisation liegt (Fermi-Plateau). In der Bethe-Bloch-Formel wird dies durch den Dichtekorrekturterm δ beschrieben.
Der Energieverlust eines Teilchens in einer Materieschicht ist nicht gaußförmig um seinen wahrscheinlichsten Wert verteilt, sondern folgt angenähert einer Verteilung (Abbildung 2.1), die von Landau angegeben wurde [10]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} \tag{2.2}$$

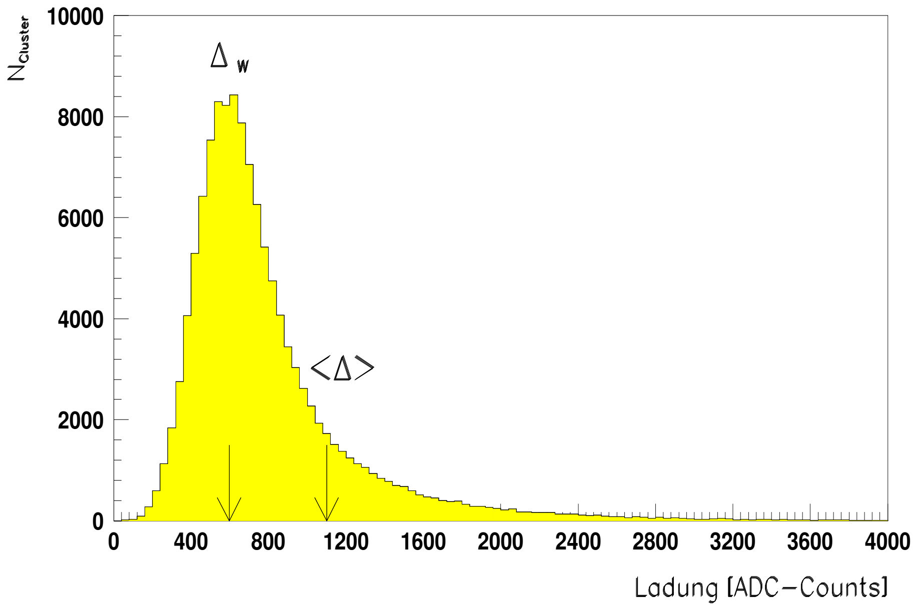


Abbildung 2.1 Energieverlustverteilung für Teichen (hauptsächlich π^-) mit einem Impuls $p = 8.5 GeV/c$. Die Form entspricht einer Landau-Verteilung für den Energieverlust in dünnen Absorbern mit einem zu hohen Energieverlusten verschobenen mittleren Energieverlust $\langle\Delta\rangle$ und dem wahrscheinlichsten Energieverlust Δ_w am Maximum der Verteilung [11].

λ ist hierbei die auf den mittleren Energieverlust $\langle\Delta E\rangle$ normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust $(\Delta)_{mp}$:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta)_{mp}}{\langle\Delta E\rangle} \tag{2.3}$$

Der Ausläufer der Verteilung bei hohen Energieüberträgen trägt dem Umstand Rechnung, daß bei kleinem Stoßparameter durch harte Stöße hohe Energieüberträge an die Hüllenelektronen möglich sind (δ-Elektronen).
Ist der Impuls eines Teilchens bekannt, so kann die Identifikation des Teilchens erfolgen, indem aus dem gemessenen Energieverlust seine Geschwindigkeit bestimmt wird. Da im Bereich des relativistischen Anstiegs der Unterschied des Energieverlustes für Teilchen gleichen Impulses relativ gering ist (Abbildung 2.2), muß zur Teichenidentifikation eine dE/dx-Auflösung von etwa 4% erreicht werden. Um dieses Ziel trotz erheblicher Landau-Fluktuationen erreichen zu können, müssen für jedes Teilchen möglichst viele voneinander unabhängige Energieverlustmessungen vorgenommen werden. Indem dann bei der Mittelwertbildung ein geeigneter Anteil der höchsten Einzelmeßergebnisse vernachlässigt wird (*truncated mean*), kann der Beitrag der Landaufluktuationen auf das Auflösungsvermögen erheblich reduziert werden (siehe hierzu [12]).

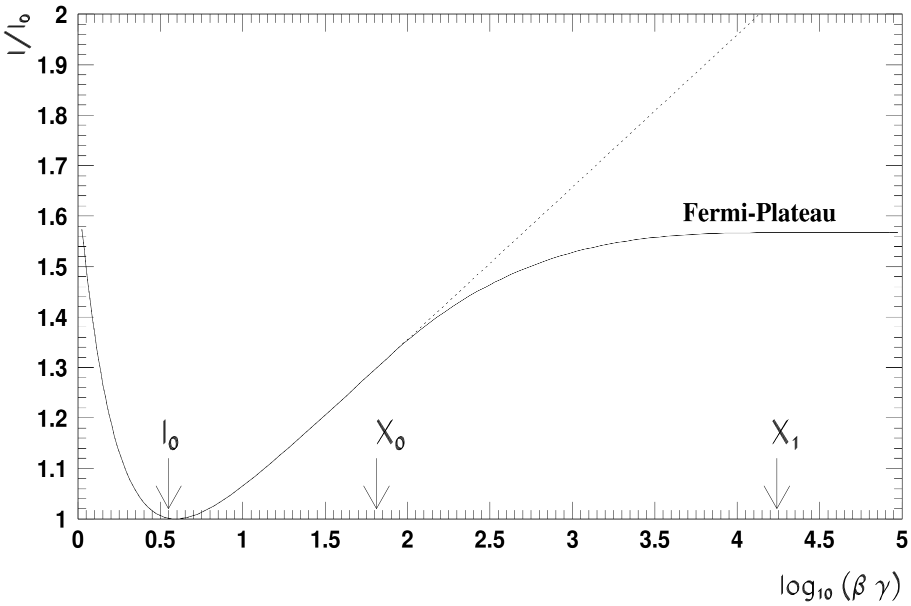


Abbildung 2.2 Parametrisierung des relativistischen Wiederanstiegs bei NA35 ohne Dichtekorrektur $\delta(\beta)$ (gepunktete Kurve) und mit $\delta(\beta)$ (durchgehende Kurve). Der bei großen Impulsen erreichte, konstante Teil der Energieverlustfunktion ist das *fermi-Plateau*. Die Funktion ist auf den Minimalwert der Ionisation bei $\beta\gamma \approx 3.9$ normiert [11].

2.2 Bewegung von Elektronen in Gasen

Die bei der Ionisation erzeugten freien Elektronen verlieren ihre beim Ionisationsprozess erhaltene kinetische Energie, indem sie ihrerseits weitere Gasatome anregen oder ionisieren. Dabei werden im Mittel 2-3 weitere Elektronen erzeugt [14]. Danach folgen die Elektronen einer thermischen Energieverteilung (Maxwell-Verteilung) und diffundieren aufgrund von Vielfachstreuungsprozessen in den umgebenden Raum. Die Ladungsdichteverteilung wird damit in einer Dimension durch eine Gaußfunktion mit zeitabhängiger Breite beschrieben (2.4)

$$f(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x-x_0)^2/4Dt}. \tag{2.4}$$

Die Breite der Verteilung

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \tag{2.5}$$

bezeichnet man auch als mittlere Verschiebung eines Elektrons in einer Dimension. Der Diffusionskoeffizient D wird berechnet zu

$$D = \frac{1}{3}\bar{v}\lambda(\epsilon), \tag{2.6}$$

wobei $\bar{v}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit und λ die mittlere freie Weglänge des Elektrons sind. Letztere hängt über

$$\lambda(\epsilon) \sim \frac{1}{\sigma(\epsilon)} \tag{2.7}$$

vom Stoßquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ des Elektrons im Gas ab, der i.a. eine Funktion der kinetischen Energie ϵ des Elektrons ist.
In Spurendriftkammern befindet sich das sensitive Detektorvolumen in einem starken homogenen elektrischen Driftfeld. Die isotrope thermische Bewegung der Elektronen wird daher von einer Beschleunigung $\vec{b} = e \cdot \vec{E}/m$ überlagert, wobei sie aufgrund ihrer geringen Masse innerhalb einer freien Weglänge beträchtlich an kinetischer Energie gewinnen können. Die mittlere Driftgeschwindigkeit v_d der Elektronen ergibt sich somit aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen Beschleunigung durch das Driftfeld und Energieverlust aufgrund von Stößen mit Gasmolekülen. Für die Driftgeschwindigkeit gilt [15]:

$$v_d = \frac{e}{2m} \cdot E\tau. \tag{2.8}$$

Hierbei ist zu beachten, daß der Stoßquerschnitt und die mittlere Zeit τ zwischen zwei Stößen stark von der kinetischen Energie der Elektronen abhängt; insbesondere in Edelgasen treten quantenmechanische Interferenzeffekte mit den äußeren Hüllenelektronen auf, was dazu führt, daß der Stoßquerschnitt in Abhängigkeit von der kinetischen Energie um mehrere Größenordnungen variiert [8]. Dieser nach *Ramsauer* benannte Effekt hat ein charakteristisches Minimum. Legt man die kinetische Energie der Elektronen in diesen Bereich, so vergrößert sich die mittlere freie Weglänge, und die Driftgeschwindigkeit steigt erheblich an. Dies wird erreicht, indem man dem Edelgas ein Molekülgas zugibt, das durch seine niedrigen Anregungsenergien die mittlere kinetische Energie der Elektronen herabsetzt. Bei den im NA49-Experiment verwendeten Gasmischungen $NeCO_2$ und $ArCO_2$ ist der Ramsauereffekt nicht zu beobachten.

2.3 Aufbau der TPC

Um das Gasvolumen der TPC gegen die Atmosphäre abzugrenzen, befindet sich das aktive Detektorvolumen in einer gasdichten Kammer. Die Außenwände dieses Behälters sind so konstruiert, daß sie bei aussreichender Gasdichtigkeit sowohl einen kleinen Wirkungsquerschnitt für Reaktionen mit den eintretenden Teilchen haben als auch eine geringe Wahrscheinlichkeit für elektromagnetische Wechselwirkung aufweisen. Besondere Aufmerksamkeit wurde dabei auf γ-Konversions-Reaktionen gerichtet. Die Außenwände der NA49-Spurendriftkammer bestehen aus zwei $125\mu m$ starken Mylarfolien, deren Zwischenraum mit Stickstoff gespült wird. Das zum Driften der Ladungswolken benötigte elektrische Feld wird von dem Feldkäfig erzeugt. Dieser besteht aus einem Rahmen aus Keramikstäben, an denen Äquipotentialstreifen aus aluminiumbeschichteter Mylarfolie aufgehängt sind. Eine mit den Streifen verbundene Widerstandskette definiert das von der Hochspannungsebene zur Ausleseebene linear abfallende Potential. Die maximale Potentialdifferenz beträgt je nach Detektortyp bis zu -$18kV$. Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau der NA49-TPC. Die mechanische Steifigkeit der Hochspannungsebene wird durch eine *honeycomb*-Struktur erreicht.

2.4 Arbeitsweise der TPC

Die entlang einer Teilchentrajektorie erzeugte Ladungswolke wird durch das angelegte homogene Driftfeld in eine Elektronenwolke und die dazugehörenden Ionenrümpfe aufgetrennt. Die positiven Gasionen driften zur negativen Hochspannungselektrode und rekombinieren dort. Die Elektronenwolke driftet entlang der Feldlinien zum Auslesebereich des Detektors. Der Auslesebereich besteht aus einer MWPC[1] mit einer segmentierten Kathodenebene (*pad*-Ebene). Der Driftbereich wird durch das Frisch-Gitter von dem Proportionalbereich der Kammer getrennt. Das Frischgitter liegt auf Masse-Potential und definiert somit die Null-Ebene der Kammer. Zwischen dem Frischgitter und der *pad*-Ebene befinden sich die Feld- bzw. Verstärkungsdrähte. Diese liegen auf etwa +1200V und erzeugen damit ein stark inhomogenes Feld. Erreichen die driftenden

[1] *Multi-Wire-Proportional-Chamber*

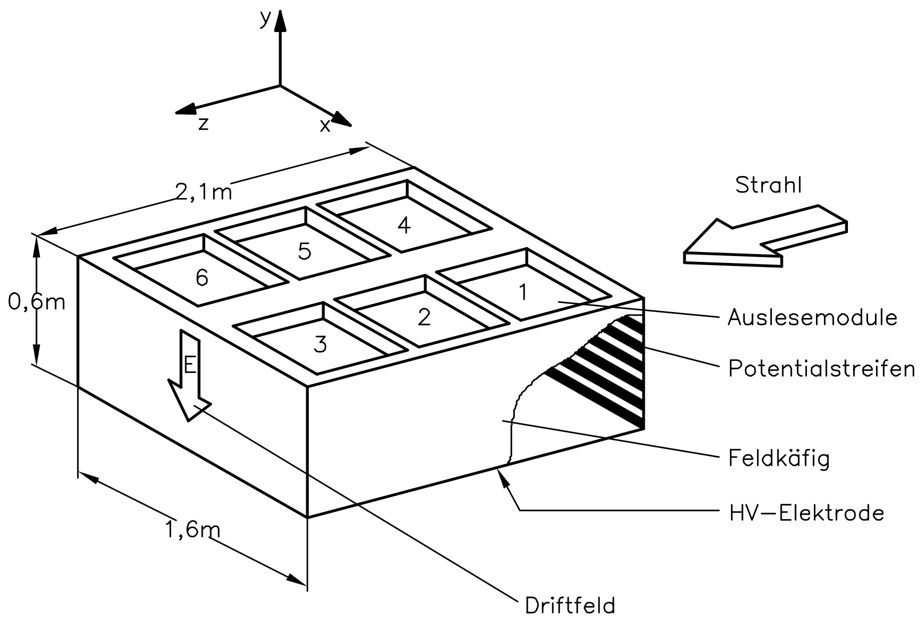


Abbildung 2.3 Aufbau der NA49 Vertex-TPC 2

Elektronen diesen Bereich, werden sie stark beschleunigt und erhalten somit genügend Energie, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren.

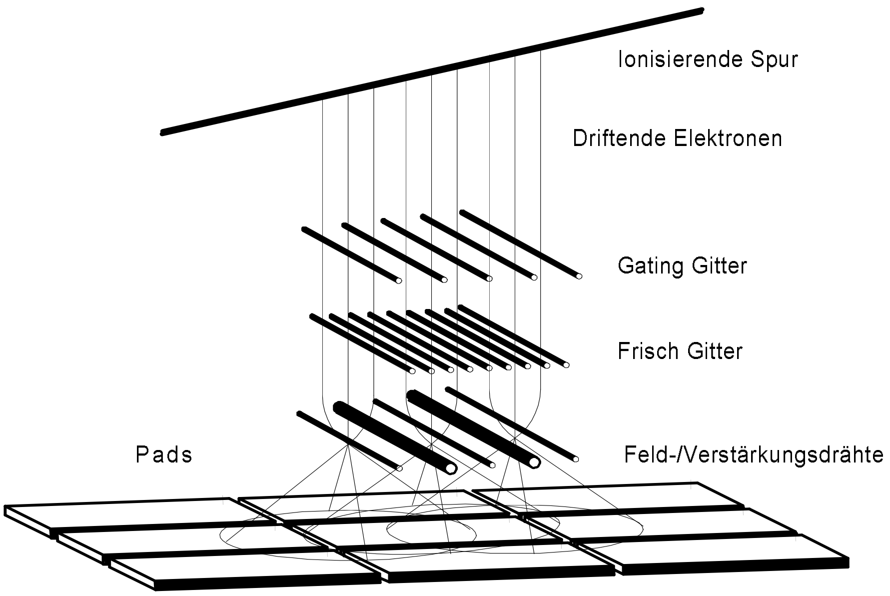


Abbildung 2.4 Die freigesetzte Elektronenwolke driftet zunächst entlang der Feldlinien des homogenen elektrischen Feldes. Die im Verstärkungsbereich erzeugten Sekundärelektronen werden an den Verstärkungsdrähten abgesaugt. Die verbleibenden Ionenrümpfe induzieren ein Signal auf der *pad*-Ebene

Durch die große Anzahl von Sekundärionisationen kommt es zu einer Verstärkung des Elektronenstroms um einen Faktor 10^3-10^4. Erreichen die Elektronen die Verstärkungs-

drähte, werden sie abgesaugt und die aufgrund ihrer geringeren Beweglichkeit langsameren Ionenrümpfe verbleiben in der Umgebung der Drähte und induzieren ein Signal auf der *pad*-Ebene. Die Funktionsweise der Ausleseebene entspricht damit der von dicht nebeneinanderliegenden Proportionalzählern. Der Spannungspuls, den ein angesprochenes *pad* registriert, ist somit proportional zu der ursprünglich im Zählgas produzierten Ladung. Damit dieses Signal nicht durch in der Verstärkungszone produzierte Photonen, die durch Photoeffekt weitere Elektronen produzieren würden, beeinflußt wird, ist es notwendig, dem Detektorgas ein Löschgas (*quencher*) beizumischen. Bei diesem *quencher* handelt es sich in diesem Fall um CO_2, das in der Lage ist, solche Photonen durch strahlungslose Übergänge (Rotations- und Vibrationszustände) zu absorbieren.
Um Raumladungseffekten durch die langsamen Gasionen (die Verweildauer beträgt mehrere ms) vorzubeugen, wurde eine weitere Drahtebene in der Kammer eingezogen. An die sogenannte *Gating-Grid*-Ebene wird eine Spannung angelegt, dergestalt, daß driftende Elektronen den Verstärkungsbereich nicht erreichen können und in der Verstärkungszone erzeugte positve Gasionen nicht in den Driftbereich gelangen. Bei einem gültigen *trigger*-Signal wird das *gate* so lange geöffnet, daß alle im Driftbereich freigesetzten Elektronen die maximale Driftstrecke zurücklegen können.
Die Ortsinformation, wo die ursprüngliche Ladungswolke produziert worden ist, erhält man nun in X-Z Richtung aus den vermessenen Raumkoordinaten der angesprochenen *pads* auf der Auslesebene und in Y-Richtung anhand der zwischen dem *trigger*-Signal und dem Registrieren eines Signals auf der *pad*-Ebene vergangenen Zeit:

$$y = t_{drift} \cdot v_{drift}. \tag{2.9}$$

Dabei ist zu beachten, daß meist nicht nur ein einzelnes *pad* angesprochen wird, sondern der Schwerpunkt einer Verteilung über mehrere Raum/Zeiteinheiten gebildet werden muß.
Die Verteilung der Signale einer auf die *pad*-Ebene abgebildeten Ladungswolke kann näherungsweise durch eine Gaußfunktion beschrieben werden. Man spricht in diesem Zusammenhang von der *pad response function*:

$$P_i = C \cdot exp[-\frac{(x - x_i)^2}{2\sigma^2}]. \tag{2.10}$$

Dabei bezeichnet x den Ladungsschwerpunkt der Verteilung und x_i die Position des i-ten *pads*. Die Breite der Verteilung σ ist abhängig von der Driftstrecke s, der Diffusionskonstanten D, der Länge l eines *pads* und dem Winkel α, unter dem die Teilchentrajektorie die *pad*-Reihe schneidet. In Richtung einer *pad*-Reihe gilt:

$$\sigma_x^2 = \sigma_{PRB}^2 + D_x^2 \cdot s + \frac{(l \cdot tan\alpha)^2}{12}, \tag{2.11}$$

D_x steht für die Diffusionskonstante in transversaler Richtung. Die *pad-response*-Breite σ_{PRB} ist ein Maß für die kapazitive Kopplung zwischen den *pad*s und den Feld/Verstärkungsdrähten und wird im wesentlichen durch den Abstand zwischen diesen Drähten und der *pad*-Ebene bestimmt. Der Einfluß des Winkels α wurde bei der Konstruktion der Vertex-TPC weitgehend eliminiert, indem die *pads* soweit gedreht wurden, daß ihre Längsachse parallel zu der erwarteten Teilchentrajektorie ist. Die Breite der Verteilung in Driftrichtung wird beschrieben durch:

$$\sigma_y^2 = (T_{shaper} \cdot v_{drift}) + D_y^2 \cdot s + \frac{(l \cdot tan\lambda)^2}{12}, \tag{2.12}$$

An die Stelle der *pad-response*-Breite tritt hier die zeitliche Auflösung (*shaping time*) der Ausleseelektronik. Der Winkel λ gibt analog zu α den Winkel zwischen der Teilchenspur und der Ausleseebene an.
Die nach den oben beschriebenen Gleichungen verteilten *hits*, die zu einer Ladungswolke gehören, werden zu *clustern* zusammengefaßt. Aus den gemessenen *cluster* werden die räumlichen Koordinaten errechnet, indem man mit der Methode des gewichteten Mittels den Ladungsschwerpunkt der Signalhöhenverteilung bestimmt. Die so bestimmten Raumpunkte werden dann mit geeigneten Mustererkennungsmethoden den Teilchentrajektorien zugeordnet (*tracking*).

3 Relative und absolute Genauigkeit der Ortsbestimmung in der TPC

3.1 Das interne TPC-Koordinatensystem

Die intrinsische Ortsauflösung der TPC wird durch die Konstruktion der Detektorkomponenten vorgegeben. Betrachtet man allerdings die Trajektorien der geladenen Teilchen in einer TPC, so erkennt man, daß die Abbildung des wahren Orts der Teilchen in das interne Koordinatensystem der TPC systematischen Verzerrungen unterworfen ist. Für diese Verzerrungen gibt es mehrere mögliche Ursachen:

- Nichtlinearitäten der Ausleseelektronik

- mechanische Verzerrungen der Kammerkomponenten

- Ungenaue Vermessung sowohl der Kammerkomponenten als auch der absoluten Kammerposition

- Ungenaue Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und Gradienten der Driftgeschwindigkeit innerhalb des Detektorvolumens

- Falsche Rekonstruktion der Raumpunkte durch die Analysesoftware

Diese Effekte verschlechtern die Genauigkeit der relativen Ortsmessung in der TPC. Da die präzise Ortsbestimmung großen Einfluß auf die Impulsbestimmung der gemessenen Teilchen hat, müssen nun Strategien entwickelt werden, um diese Verzerrungen systematisch zu erfassen, zu korrigieren oder deren Ursache beseitigen zu können. In Kapitel 4 und 5 werden verschiedene Methoden dazu vorgestellt.

3.2 Abbildung des TPC- in das NA49-Koordinatensystem

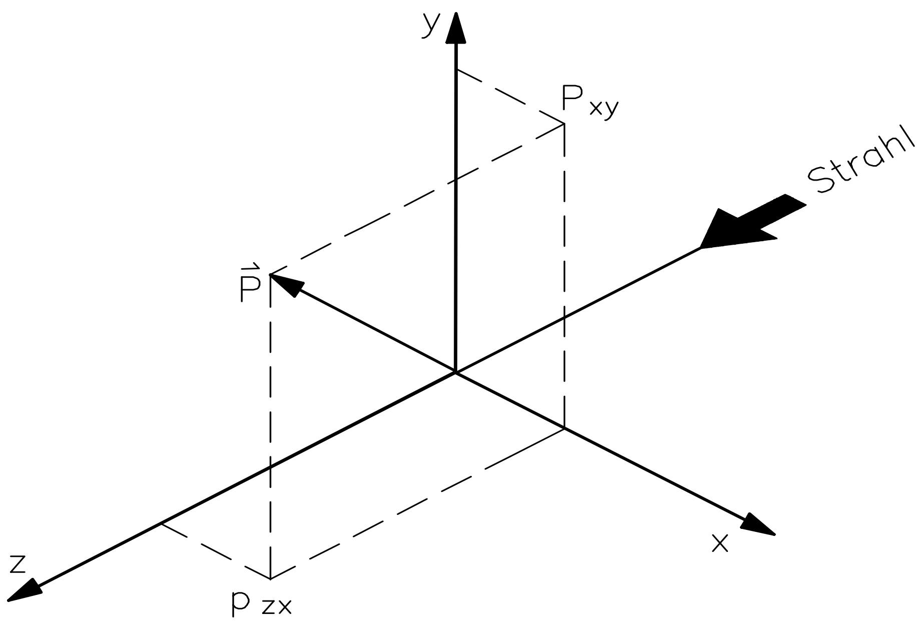


Abbildung 3.1 Das NA49-Koordinatensystem

In der Analyse der TPC-Daten wird zwischen zwei unterschiedliche Koordinatensystemen unterschieden. Die Koordinaten der Detektoren und des Targets sowie die Messung des Magnetfelds liegen im *NA49 Koordinatensystem* vor. Dieses Koordinatensystem wird durch die Strahlachse und die Driftrichtung der Elektronen im Driftfeld der TPC definiert. Die nominale Strahlachse representiert die Z-Achse des Koordinatensystems, die Y-Achse wird durch die Driftrichtung festgelegt. Die X-Achse wird senkrecht zu den bereits festgelegten Achse gewählt (siehe Abb 3.1). Die Koordinaten der durch die TPC aufgezeichneten Raumpunkte der Teilchentrajektoren liegen jedoch im jeweiligen TPC-Koordinatensystem vor, das durch die Driftrichtung der Elektronen im Driftfeld und die Ausleseebene des Detektors festgelegt wird. Die Bestimmung der Parameter der Koordinatentransformation zwischen diesen Systemen hat sich in vorausgegangenen Experimenten als sehr hartnäckiges Problem erwiesen [12] [13] und stellt eine der wichtigsten Quellen systematischer Unsicherheiten bei der Bestimmung der Teilchenspektren dar. Möglichkeiten zur Anbindung der lokalen TPC-Koordinatensystems an das globale NA49-Koordinatensystem werden in den folgenden Kapiteln näher vorgestellt.

3.3 Definition der Strahlachse

Das NA49-Experiment ist am H2 Strahlrohr des SPS aufgebaut. Der vom SPS bereitgestellte Blei-Strahl wird durch eine Reihe von Kollimatoren, Quadrupollinsen und Strahlzählern definiert. Die Anordnung dieser Zähler ist in Abb. 3.2 dargestellt.

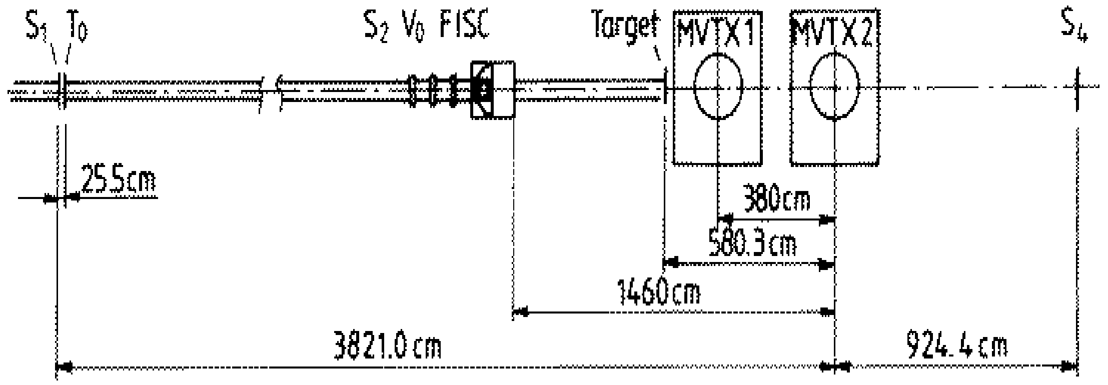


Abbildung 3.2 Beamcounter

- **FISC** (*Filament scanning counter*): Die FISC-Zähler werden zur Definition des Pb-Strahls, d. h. zur Einstellung der Ablenk- und Fokussierungsmagneten eingesetzt. Dieser Zähler besteht aus zwei Plastik Szintillator Filamenten ($0.2 \times 4mm$), die horizontal und vertikal durch den Strahl bewegt werden. Das von den Szintillatoren emittierte Licht wird von zwei Photomultipliern registriert. Diese Detektoren können sowohl zur Bestimmung der Strahlintensität, als auch zur Vermessung des Strahlprofils eingesetzt werden. Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau eines FISC mit der entsprechenden Positionierungsmechanik.

- **Der Cherenkov-Zähler**: Die Identifikation des Pb-Strahls erfolgt durch einen $5 \times 35 \times 50mm^3$ großen Cherenkov-Zähler (S1). Diese Zähler benutzen den Zusammenhang von emittierter Cherenkovstrahlung und Ladung der Teilchen ($I \propto Z^2$), um die Pb-Ionen zu identifizieren bzw. Verunreinigungen des Pb-Strahls durch ein Veto-Signal zurückzuweisen. Hinter der Haupt-TPC befindet sich ein zweiter Cherenkov-Zähler (S4, $20 \times 20 \times 0.5mm^3$), dessen Aufgabe es ist, sekundäre Wechselwirkungen mit dem Kammergas anhand von mehrfach geladenen Projektilfragmenten zu identifzieren und durch ein Veto-Signal zu verwerfen.

- **Szintillationszähler**: Die Vetosignale zur unterdrückung sekundärer Wechselwirkungen vor dem Target werden durch die Szintillationszähler V0,V1 und V2 erzeugt. Diese Detektoren weisen an der Strahlposition ein Loch auf, so das sie

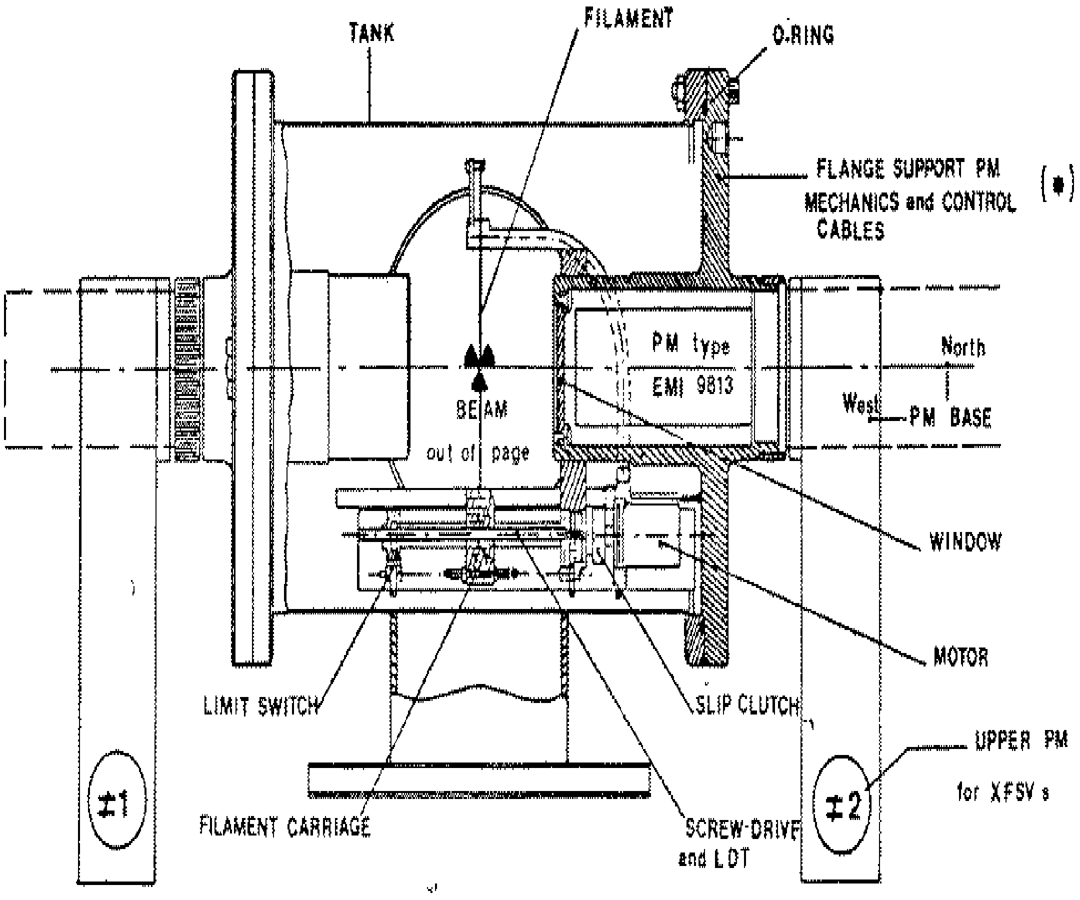


Abbildung 3.3 Konstruktionsskizze eines *filament scanning counters.*

nur ansprechen, wenn strahlaufwärts durch Wechselwirkungen Teilchen von der Strahlachse abgelenkt werden.

- *Silicon-Strip*-**Zähler**: Zur Bestimmung der Strahlposition wurden während der Herbststrahlzeit 1994 *silicon-strip*-Detektoren eingesetzt. Diese Detektoren sollten eine Messung der Strahlposition mit einer Genauigkeit von $20\mu m$ ermöglichen. Aufgrund technischer Schwierigkeiten war es jedoch nicht möglich, diese Strahldetektoren zuverlässig auszulesen. Die Definition der Strahlachse erfolgte daher ausschließlich durch die FISC-Zähler.

3.4 Die TPC-Position

Um eine genaue Rekonstruktion des Teilchenimpulses zu gewährleisten, ist wie bereits erwähnt wurde, eine genaue Kenntnis der räumlicher Anordnung der Detektoren erforderlich. Die relativen Positionen und Winkel müssen in einem System, das eine Fläche von ca. $10 \times 20\ m^2$ ausfüllt, genauer als 1 mm und 1 $mrad$ bestimmt werden. Für traditionelle Vermessungsmethoden, die sich geodätischer Meßinstrumente bedienen, ist dies eine sehr schwierige Aufgabe. Daher erscheint es sinnvoll, auf die Rekonstruktion von Teilchenspuren zurückzugreifen, um diese Aufgabe zu bewältigen, da diese Analysemethode bereits Information über die Funktion der TPC, der Ausleseelektronik und der Analysesoftware beinhaltet. Geodätische Vermessungsmethoden sollten daher durch Ortsbestimmung aus Teilchenspurrekonstruktion ergänzt werden. Um die TPC in das NA49-Koordinatensystem einzubinden, ist es notwendig, Fixpunkte zu definieren, die sowohl in beiden Koordinatensystem meßbar sind. Da die Strahlachse die Z-Achse des NA49-Koordiatensystem definiert, wurden mehrere Targetebenen entlang dieser Achse gewählt, um die Fixpunkte festzulegen (Abbildung 3.4). Bestimmt man diese Fixpunkte in beiden Koordinatensystemen, so kann man die Kammerposition im NA49-Koordinatensystem in X- und Z-Richtung festlegen. Da die Y-Richtung beider Koordinatensysteme parallel zur Driftrichtung der Elektronen in der Kammer gewählt wird, kann man somit eine eindeutige Transformation vom TPC- ins NA49-Koordinatensystem durchführen.

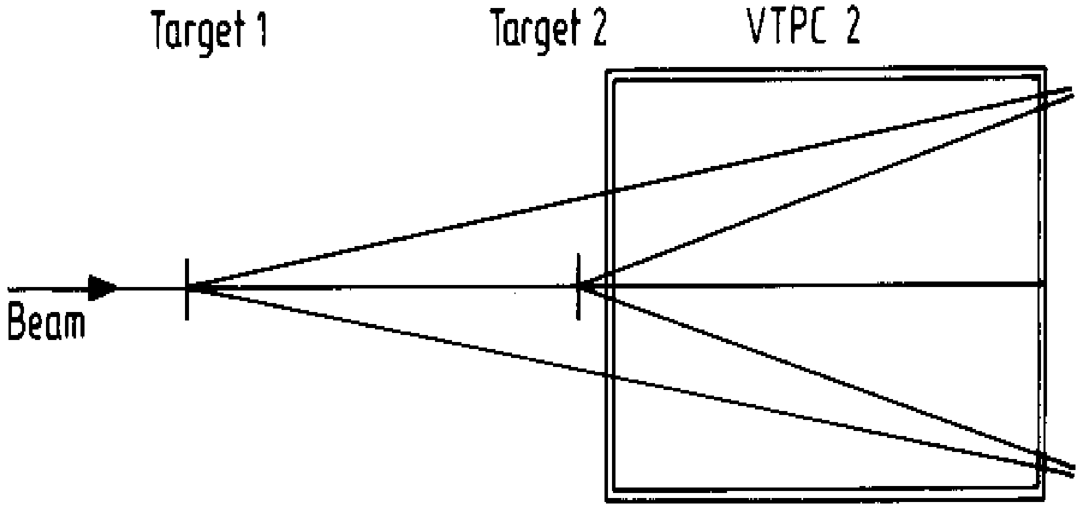


Abbildung 3.4 Schematische Darstellung der Positionsanalyse der TPC mit Hilfe von mehreren Targetebenen

Während der Strahlzeit 1994 wurden Daten mit einer Zwei- und einer Dreitargetkonfiguration genommen. Dabei wurde das Target an der Standardposition (-580.3cm) durch ein weiteres, direkt vor der Vertex-TPC 2 (-192.2cm) ergänzt. Die Dreitargetkonfiguration beinhaltete ein weiteres Target zwischen der Vertex-TPC 2 und der Haupt-TPC. Die so gewonnenen Daten wurden mit der NA49-Analysekette bearbeitet und die rekonstruierten Spuren mit Geraden angepaßt. Zur Bestimmung der TPC-Position werden die an die Spuren angepaßten Geraden in eine Ebene projiziert und dann paarweise die Schnittpunkte berechnet. Per Definition schneiden sich die Spuren in einem Punkt. Die Verteilung der Schnittpunkte wird allerdings durch Vielfachstreuung (*multiple scattering*) und Sekundärteilchen aus Zerfällen neutraler Teilchen verbreitert. Nimmt man an, daß die Strahlachse durch die Strahlzähler hinreichend gut definiert ist, so kann man aus den im TPC-Koordinatensystem gemessenen Koordinaten der Targets Position und Rotation der TPC im NA49-Koordinatensystem bestimmen. Aus diesen Koordinaten kann man die Position der Kammer errechnen. Aufgrund der in Abbildung 3.5 skizzierten Geometrie lassen sich vereinfacht die folgenden Beziehungen herstellen:

$$\varphi_y = \arctan \frac{x'_2 - x'_1}{z'_2 - z'_1}, \tag{3.1}$$

$$\varphi_x = \arctan \frac{y'_2 - y'_1}{z'_2 - z'_1}, \tag{3.2}$$

$$\Delta x = x'_1 \cdot \cos \varphi_y - z'_1 \cdot \sin \varphi_y, \tag{3.3}$$

$$\Delta y = y'_1 \cdot \cos \varphi_x - z'_1 \cdot \sin \varphi_x, \tag{3.4}$$

$$\Delta z = -x'_1 \cdot \sin \varphi_y - z'_1 \cdot \cos \varphi_y. \tag{3.5}$$

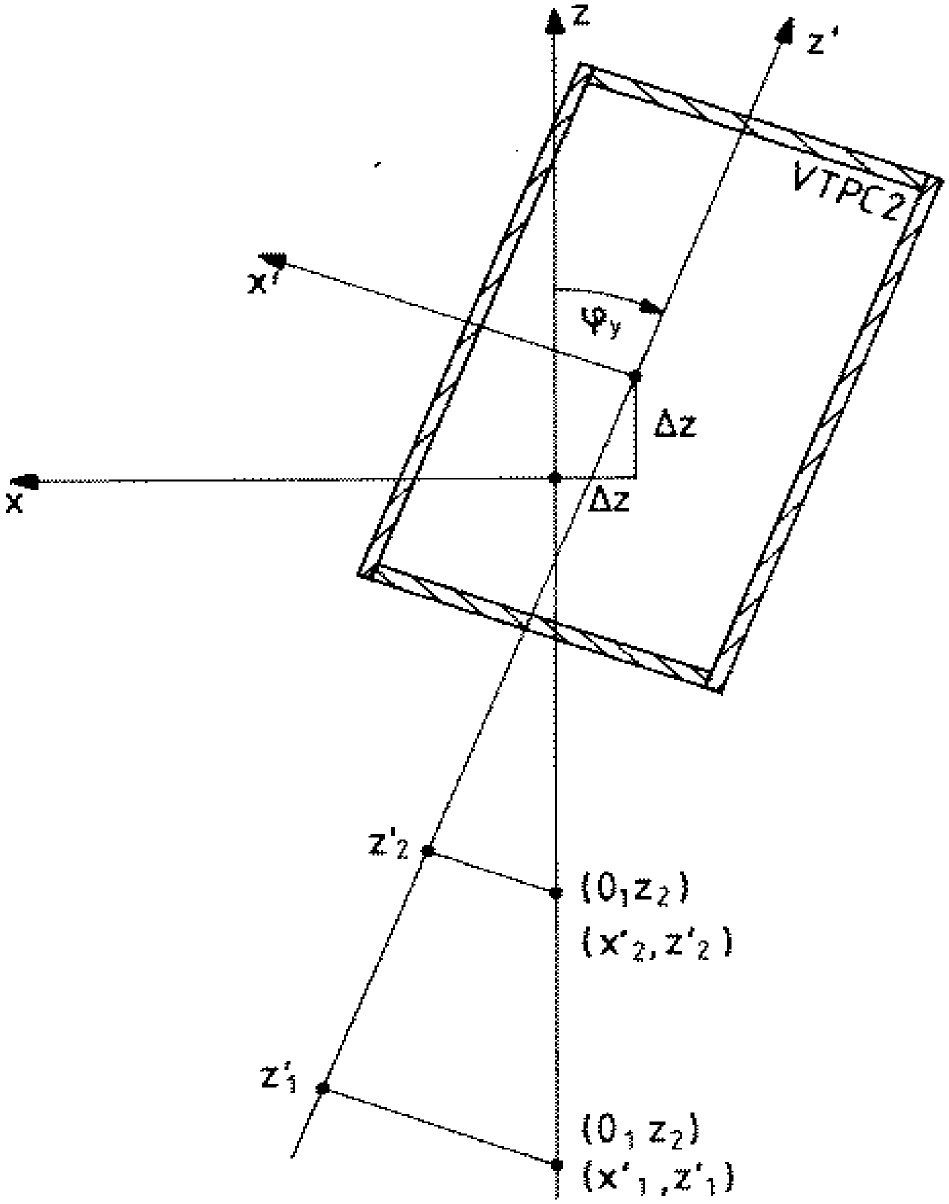


Abbildung 3.5 Schematische Darstellung der Abbildung des TPC- in das NA49-Koordinatensystems.

Hat man auf diese Weise die Position der Kammer in dem NA49-Koordinatensystem bestimmt, so ist man in der Lage, die im internen TPC-Koordinatensystem gemessenen Raumpunkte in dieses Koordinatensystem zu übersetzen. Dazu werden die in *pad*- und Zeiteinheiten gemessenen Ladungsschwerpunkte anhand der gemessenen *pad*-Positionen in Raumkoordinaten übersetzt und dann in das NA49-Koordinatensystem transformiert. Dabei muß Gleichung 2.9 um die Zeit t_{zero} erweitert werden, da die Auslese der Detektorkammer nicht zeitgleich mit dem Ereignis beginnt. Für die Y-Koordinate ergibt sich damit Gleichung:

$$y = (t_{drift} + t_{zero}) v_{drift}. \tag{3.6}$$

Die Transformation vom TPC- in das NA49-Koordinatensystem kann man durch Verschiebung und Rotation der Kammer darstellen (Abbildung 3.5). Es genügt dabei, Verschiebung und Rotation jeweils in einer Ebene zu betrachten, da aufgrund der kleinen Winkel (kleiner 1 mrad) der durch eine nicht vollständig ausgeführte 3-dimensionale Transformation eingeführte Fehler um Größenordnungen kleiner ist als die Ortsauflösung des Detektors. Vereinfacht ergibt sich damit folgendes Gleichungssystem:

$$x = z' \cdot \sin\varphi_y + x' \cdot \cos\varphi_y + \Delta x \tag{3.7}$$

$$y = z' \cdot \sin\varphi_x + y' \cdot \cos\varphi_x + \Delta y \tag{3.8}$$

$$z = z' \cdot \cos\varphi_y + x' \cdot \cos\varphi_y + \Delta z. \tag{3.9}$$

Die Ergebnisse sowohl dieser Methode als auch der geodätischen Vermessung der Detektoren werden in Kapitel 5 dargestellt und diskutiert.

4 Einsatz des UV-Lasers zur Messung der TPC-Betriebsparameter

Um die Funktion von großen Gasdetektoren zu überwachen, hat sich die Erzeugung von Ionisationsspuren mit Hilfe von UV-Lasern als sehr nützlich erwiesen [16]. UV-Laserspuren haben im Gegensatz zu Teilchenspuren einige Vorteile:

- **Ortsauflösung**. Die Ionisation des Kammergases durch UV-Laserspuren ist im Gegensatz zu Teilchenspuren keinen Landaufluktuationen unterworfen. Da Laserspuren keine δ-Elektronen erzeugen folgt die Energieverlustverteilung von Laserspuren einer Gaußverteilung. Dadurch läßt sich eine UV-Laserspur mit einer deutlich höheren Ortsauflösung reproduzieren. Mittelung über mehrere Ereignisse macht ebenfalls eine größere Genauigkeit der Ortsbestimmung möglich;

- **Online-Überwachung**. Da die Kammer bei der Analyse der Laserspuren im gleichen Modus betrieben wird wie zur Analyse von Teilchenspuren, kann man die so gewonnenen Informationen direkt auf die Teilchendaten anwenden;

- **Magnetfeldkorrekturen**. Da es mit dem UV-Laser möglich ist, auch im Magnetfeld gerade Spuren zu erzeugen, kann man so Effekte untersuchen, die auf ein inhomogenes Magnetfeld ($\vec{E} \times \vec{B} \neq 0$) zurückzuführen sind.

Die angestrebte Ortsauflösung der NA49-TPCs von einigen $100\mu m$ über ein Volumen von mehreren Kubikmetern stellt eine technisch sehr anspruchsvolle Aufgabe dar. Um die Funktion der Detektoren und insbesondere die Genauigkeit der Rekonstruktion von Raumpunkten zu untersuchen, wurde vorgeschlagen, die TPCs mit einem 3-dimensionalen Gitter aus Laserstrahlen auszuleuchten. Aus Gründen der Detektorarchitektur war es jedoch nicht möglich, ein vollständiges Gitter zu realisieren. Abbildung(4.1) zeigt als Beispiel das Strahlmuster, das mit dem NA49-Lasersystem in der linken Kammerhälfte der Vertex-TPC 2 erzeugt wurde.

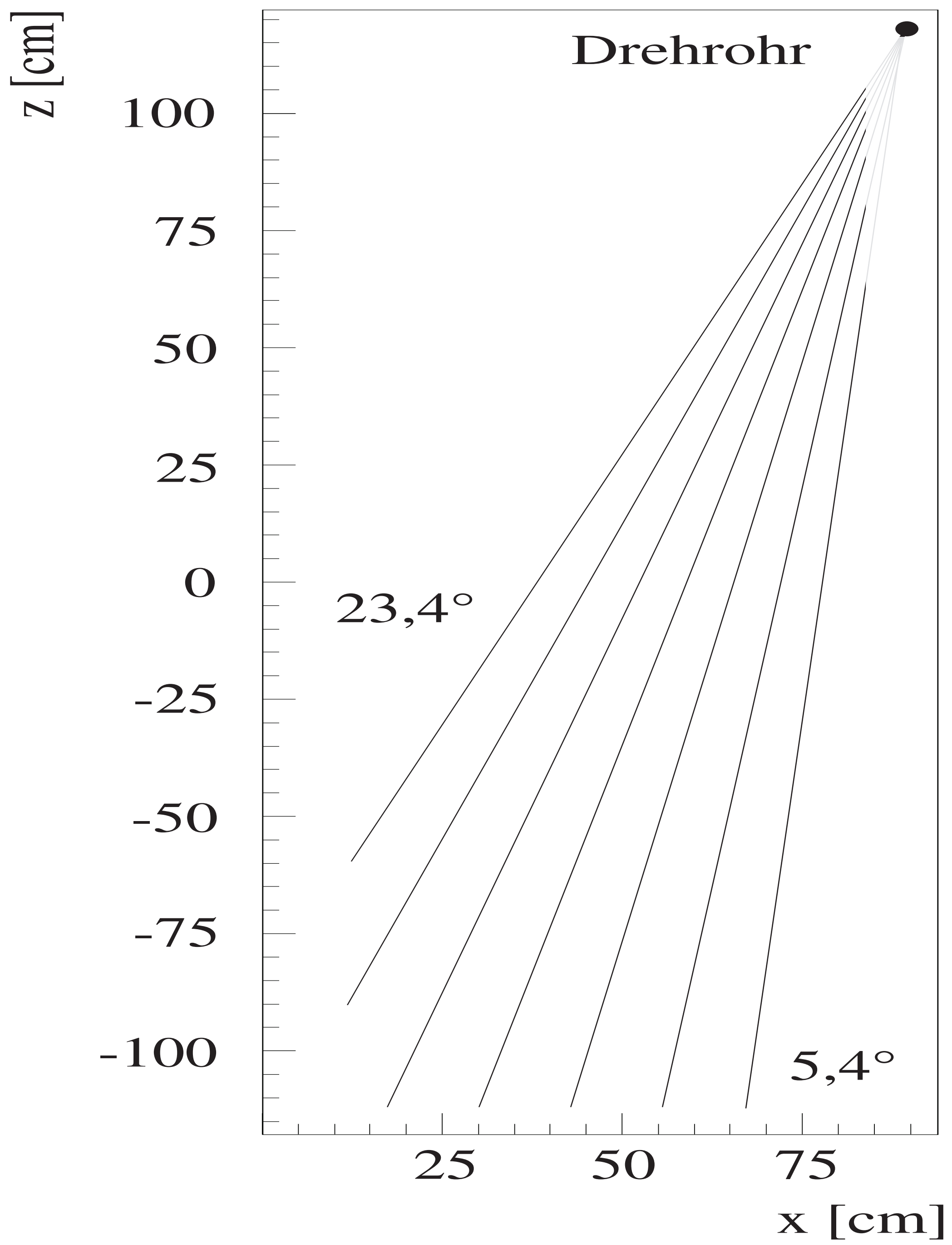


Abbildung 4.1 Darstellung des in der linken Hälfte der Vertex-TPC 2 erzeugten Laserstrahlenmusters.

In den Eckpfosten der TPC befinden sich drehbar gelagerte Keramikstäbe, die mit Hilfe von 7 unter 45^0 Winkel eingeklebten Strahlteilern einen axial zur Drehachse verlaufenden Laserstrahl in die TPC einspiegeln und in 7 Driftebenen ein fächerartiges Muster aus Laserspuren in der TPC erzeugt. Die Position der Laserstrahlen relativ zur TPC wird durch ortsempfindliche Photodioden (engl. *position sensitive diode*, **PSD**) überwacht. Das Konstruktionsziel dieses Aufbaus war es, die Position der Laserstrahlen in der Detektorkammer auf $100\mu m$ genau bestimmen zu können. Um dies zu erreichen, ist eine Ortsauflösung der PSD von besser als 10 μm notwendig. Damit werden hohe Anforderungen an die Qualität der Auslesekette der PSD gestellt.

4.1 Der Nd:YAG-Laser

Als Wirtskristall für den Nd:YAG-Laser dient ein Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12}$), in dem ca. 1% der Y^{3+}-Ionen durch Nd^{3+}-Ionen ersetzt sind. Mit Hilfe einer Xe-Blitzlampe wird die für das Lasing notwendige Besetzungsinversion erreicht (optisches Pumpen). Dabei werden die Nd-Ionen in eine Reihe von Pumpbändern angeregt, die schnell durch strahlungslose Übergänge in das obere Laserniveau (^{3}F$_{3/2}$) übergehen. Der Laserübergang findet dann vom ^{3}F$_{3/2}$- ins ^{4}I$_{11/2}$-Niveau statt, entsprechend einer Wellenlänge von 1064 nm.
Ein Anschwingen des Lasers vor Erreichen der maximalen Besetzungsinversion würde zu einem zeitlich langgezogenen Laserpuls führen. Um dies zu verhindern, wird mit Hilfe eines *Q-Switches* die Güte des Resonators (engl. *quality* oder *Q-factor*) für die Zeitdauer des Pumpens niedrig bzw. die Laserschwelle hoch gehalten. Erst wenn die maximale Besetzungsinversion erreicht ist, wird der *Q-Switch* geöffnet, so daß die gesamte während des Pumpvorgangs im Medium gespeicherte Energie in Form eines kurzen Laserpulses hoher Energiedichte freigesetzt wird. Der Zeitpunkt, zu dem der *Q-Switch* geöffnet wird, ist abhängig von den Eigenschaften der Pumpquelle und der Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Um optimale Gütemodulation zu erreichen, benötigt man für den *Q-Switch* sehr kurze Schaltzeiten, in diesem Fall $5-7ns$. Beim *Q-Switch* handelt es sich um ein System, bestehend aus einem dielektrischen Polarisator, einem λ /4-Plättchen und einer Pockelszelle (siehe Abbildung 4.2). Die Pockelszelle besteht aus einem Kristall (Kaliumdihydrogenphosphat, KDP), der bei Anlegen einer elektrischen Spannung doppelbrechend wird, d.h. die Brechungsindizes für ordentlichen und außerordentlichen Strahl werden unterschiedlich, so daß zwischen ihnen ein Gangunterschied auftritt und der Lichtstrahl beim Durchlaufen der Zelle seine Polarisation ändert.

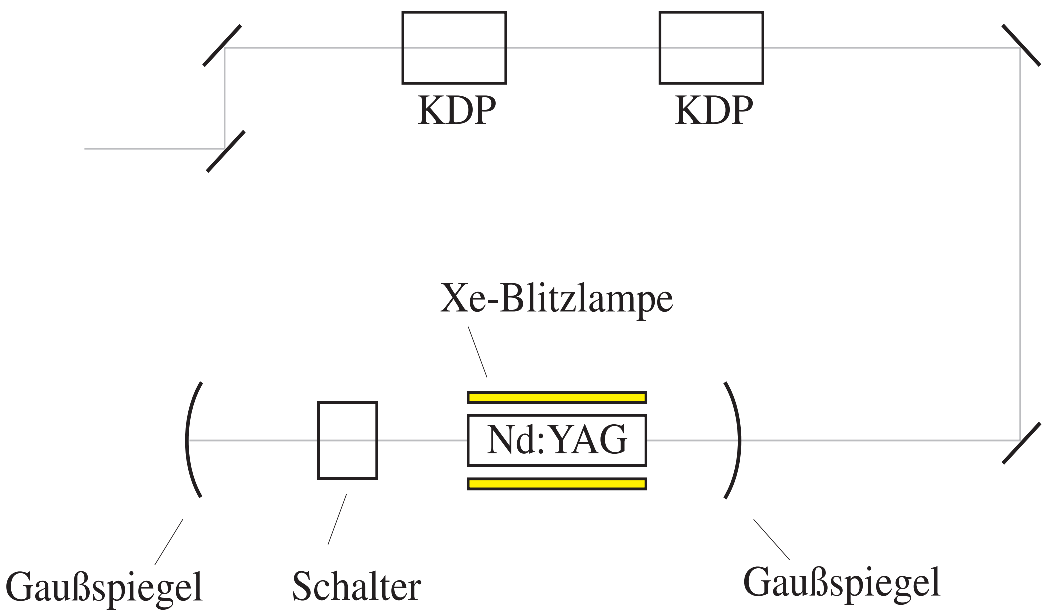


Abbildung 4.2 Schematischer Aufbau der optischen Komponenten eines Neodymlasers

Der Polarisator ist so justiert, daß nur die horizontale Komponente des einfallenden Lichtes von ihm durchquert werden kann. Liegt an der Pockelszelle keine Spannung an, so wird durch zweifaches Durchlaufen des $\lambda/4$-Plättchens eine Drehung der Polarisationsebene um 90^0 erreicht, der Lichtstrahl kann den Polarisator somit nicht mehr durchqueren. Das bedeutet, daß der Resonator geschlossen ist und der Laser nicht anschwingen kann. Liegt an der Pockelszelle jedoch eine Spannung an, die so gewählt ist, daß bei einmaligem Durchqueren der Zelle das Licht eine Phasenverschiebung von $\lambda/4$ erfährt, wird das Licht bei zweimalgem Durchlaufen des $\lambda/4$-Plättchens und der Pockelszelle wieder in seine ursprüngliche Polarisationsebene zurückgeführt, so daß es den Polarisator durchqeren und der Laser anschwingen kann.
Nachdem das Licht den Resonator verlassen hat, durchquert es nacheinander zwei nichtlineare Kristalle, in denen die Frequenz verdoppelt bzw. insgesamt vervierfacht wird, so daß schließlich UV-Photonen mit einer Wellenlänge von 266 nm und einer Energie von 4,68eV zur Verfügung stehen. Nach Verlassen des Lasers ist das Licht horizontal polarisiert.
Da die Ionisationsenergie der verwendeten Zählgase Argon (15.7eV) und Neon (21.5eV) weit größer ist als die Photonenenergie des verwendeten UV-Lasers, etwa N_2 (3.68eV) oder Nd (4.68eV), ist es nur möglich, Ionisationsspuren über Prozesse höherer Ordnung, also Mehrphotonionisation, zu erzeugen. Da die Wirkungsquerschnitte mit steigender Zahl der benötigten Photonen extrem klein werden, sind Substanzen, deren Ionisationspotential etwa bei doppelter Photonenenergie liegen und demnach Zweiphotonenionisation ermöglichen, besonders interessant. Aufgrund von Gasunreinheiten und Ausgasungen aus Detektormaterialen sind in dem jeweiligen Zählgas in der Regel aromatische Verbindungen in Konzentrationen der Grössenordnung einiger ppm enthalten. Bei diesen

komplexen Verbindungen existieren eine große Anzahl von Vibrations- und Rotationszuständen, so daß der durch Absorption eines Photons erreichte virtuelle Zustand mit kurzer Lebensdauer ($\tau \approx 10^{-11} - 10^{-12}s$) in einen reellen Anregungszustand längerer Lebensdauer ($\tau \approx 10^{-7} - 10^{-9}s$) [16] übergeht, von dem aus die Absorption eines zweiten Photons zur Ionisation führt. In diesem Fall spricht man von **resonanter Zweiphotonenionisation**. Bei den in Frage kommenden Substanzen handelt es sich um Benzolverbindungen mit verbreiterten Anregungszuständen bei 4.66eV, der Quantenenergie des verwendeten Nd:YAG-Lasers. Es müssen also keine zusätzlichen Substanzen dem Zählgas zugesetzt werden, um einen UV-Laser einzusetzen. Eine detaillierte Untersuchung ionisierbarer Substanzen findet sich zum Beispiel in [17].

4.2 Die Auslesekette

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, daß es ermöglichen soll, den UV-Laserstrahl in allen Freiheitsgraden mit ausreichender Präzision zu definieren. Dazu ist es notwendig die räumliche Orientierung des UV-Laserstrahls ständig überwachen und justieren zu können. Die Strahlführung des NA49-Lasersystems hat vier Freiheitsgrade:

- Translation in der Ebene senkrecht zum Strahl;

- Verkippung der Strahlachse in horizontaler und vertikaler Ebene.

Diese Freiheitsgrade werden über bewegliche Lagerung der Strahlteiler kontrolliert. Eine Beschreibung dieser Steuerelemente findet sich in Kap.4.2.1. Zur Positionsmessung befinden sich positionssensitive Photodioden an den Drehmechanismen die den Laserstrahl in die TPC einspiegeln. Die Auslese der Photodioden und die Steuerung der Strahlführung erfolgt über das Laser-Kontroll-System, das in Abbildung 4.3 skizziert ist.

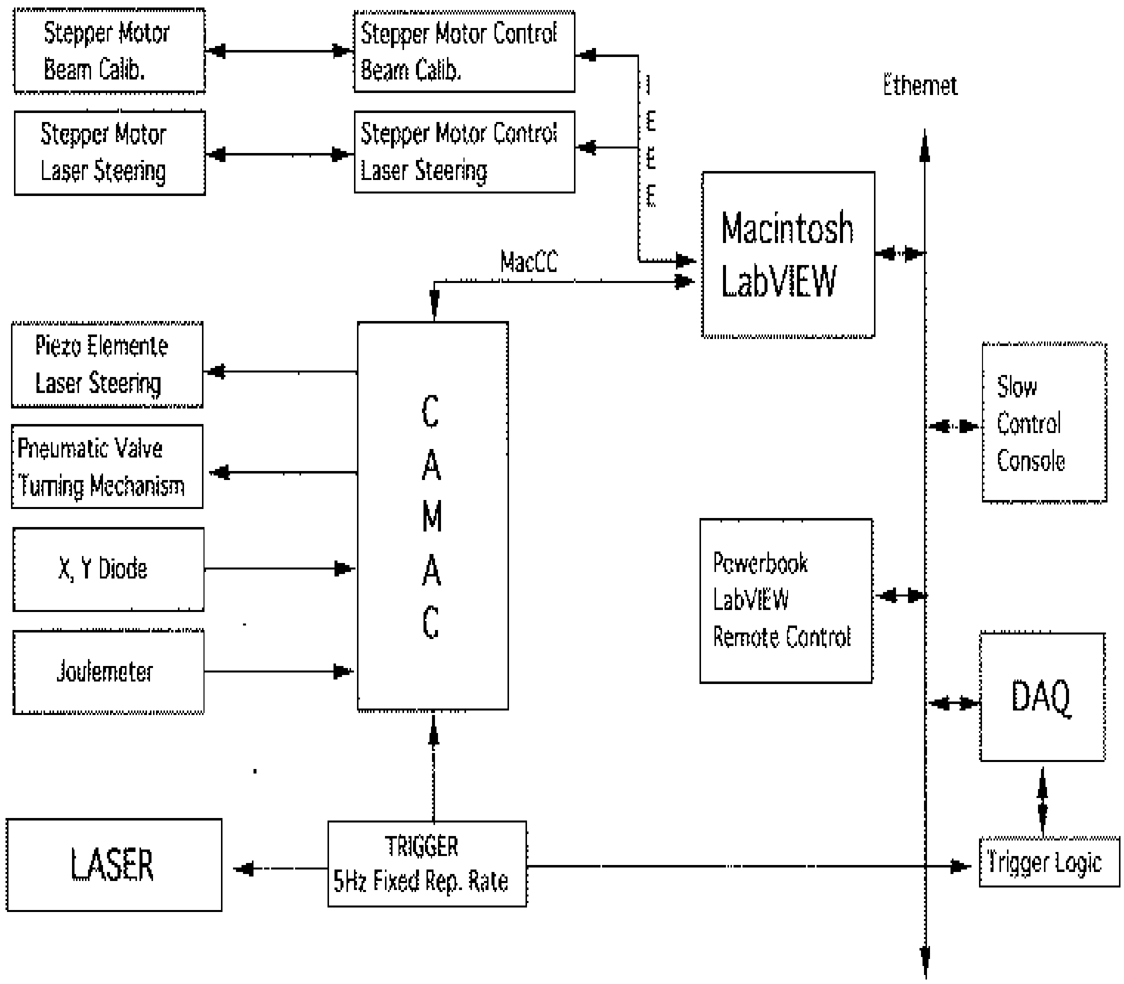


Abbildung 4.3 Schematische Darstellung des Laser-Kontroll-Systems

Die zentrale Steuereinheit dieses Systems bildet ein Apple Macintosh Computer, von dem aus über eine LabVIEW-Benutzeroberfläche ein CAMAC-Crate und ein IEEE -Bus angesteuert werden. Das CAMAC-Crate beinhaltet die Analog-zu-Digital Converter (ADC), die das analoge Signal der Photodioden digitalisieren, und die Steuereinheiten der zur Strahlsteuerung eingesetzten Piezoelemente (siehe Kapitel 4.2.1). Über den IEEE-Bus werden die Schrittmotoren gesteuert, die zur Positionierung und Manipulation des Laserstrahls benötigt werden. Da der Laser mit einer festen Frequenz feuern muß, um eine ausreichende Strahlstabilität zu erreichen, ist es notwendig, einen externen Trigger mit einer festen Frequenz zu erzeugen, der sowohl den Laser feuert als auch die Datenerfassung (DAQ) startet.
Zur Digitalisierung der Photodiodensignale müssen diese Signale zunächst verstärkt und dann nachverarbeitet werden. Abbildung 4.4 zeigt den schematischen Aufbau der Auslesekette.

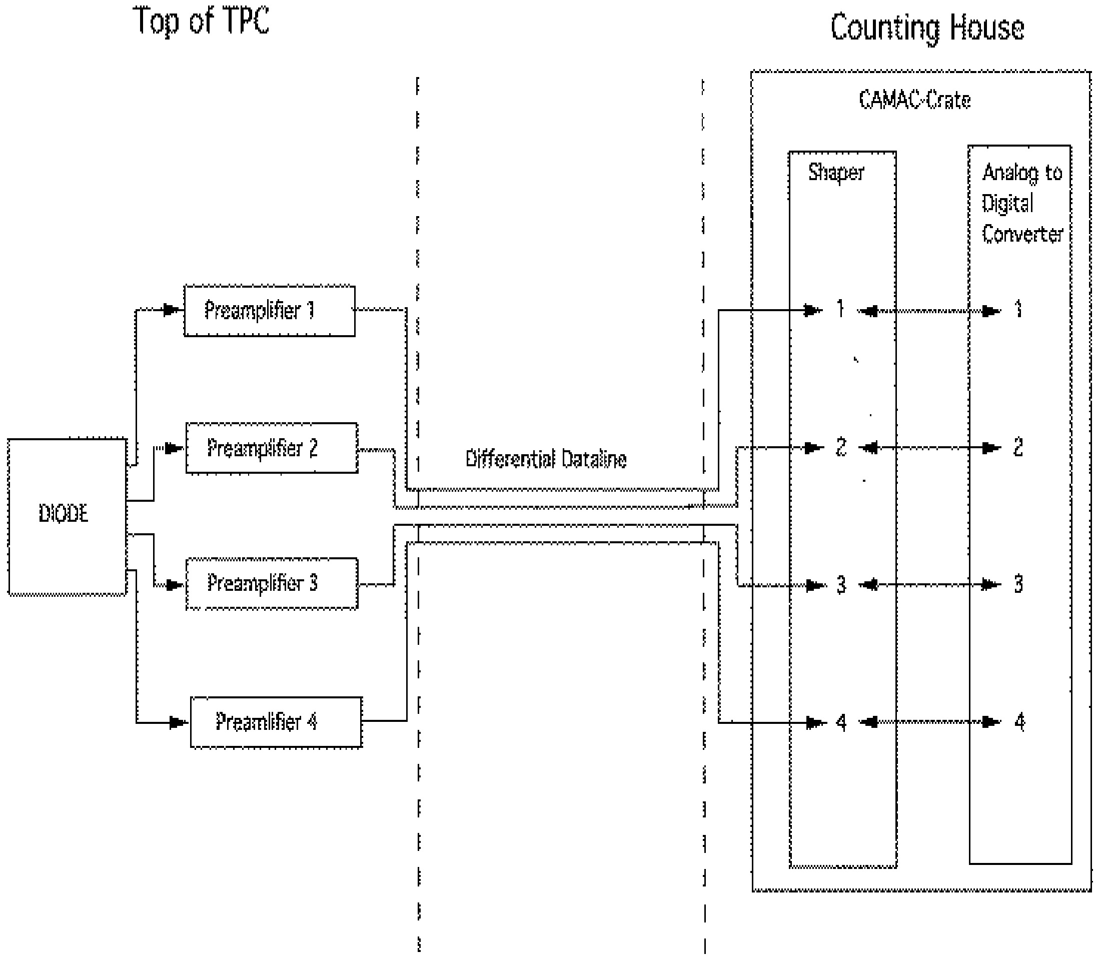


Abbildung 4.4 Darstellung der Photodioden-Auslesekette

Die Vorverstärkereinheiten befinden sich direkt an den Steuereinheiten um den Einfluß von Streusignalen möglichst gering zu halten. Die Signale werden über *twisted-pair*-Treiber differentiell zu den Pulsformereinheiten (*shaper*), die sich in dem NA49-Kontrollraum befinden, übertragen. Die einzelnen Komponenten dieser Auslesekette werden in den folgenden Kapiteln beschrieben. Im Anhang dieser Arbeit befinden sich schematische Darstellungen der Schaltbilder der in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik Frankfurt entwickelten Vorverstärker- und Pulsformereinheiten.

Ein Problem, das sich während der Aufbauphase des Lasersystems gezeigt hat, war die Tatsache, daß es vor Inbetriebnahme des Lasersystems in der TPC nur schwer möglich war, die benötigte Strahlintensität abzuschätzen. Da, wie oben bereits erwähnt wurde, nicht das Zählgas selbst ionisiert wird, sondern Verunreinigungen, deren Konzentration a priori nicht bekannt war, konnte die benötigte Strahlintensität erst bestimmt werden, als die Detektorkammer in Betrieb genommen wurde. Dazu wurden Signale von Laserspuren in der Kammer durch die TPC-Ausleseelektronik beobachtet und die Intensität der Laserstrahlen so eingestellt, daß das gemessene Lasersignal dem von Teilchenspuren in der Kammer entspricht. Da auch die Amplituden der Signale der Photodiode proportional zu der Strahlintensität des Lasers sind, ist es notwendig, eine Auslesekette mit einem sehr weiten dynamischen Bereich zu entwickeln. Die Anpassung der Elektronik an die Signalamplituden ist in Kapitel 4.2.3 beschrieben.

4.2.1 Die Strahlführung

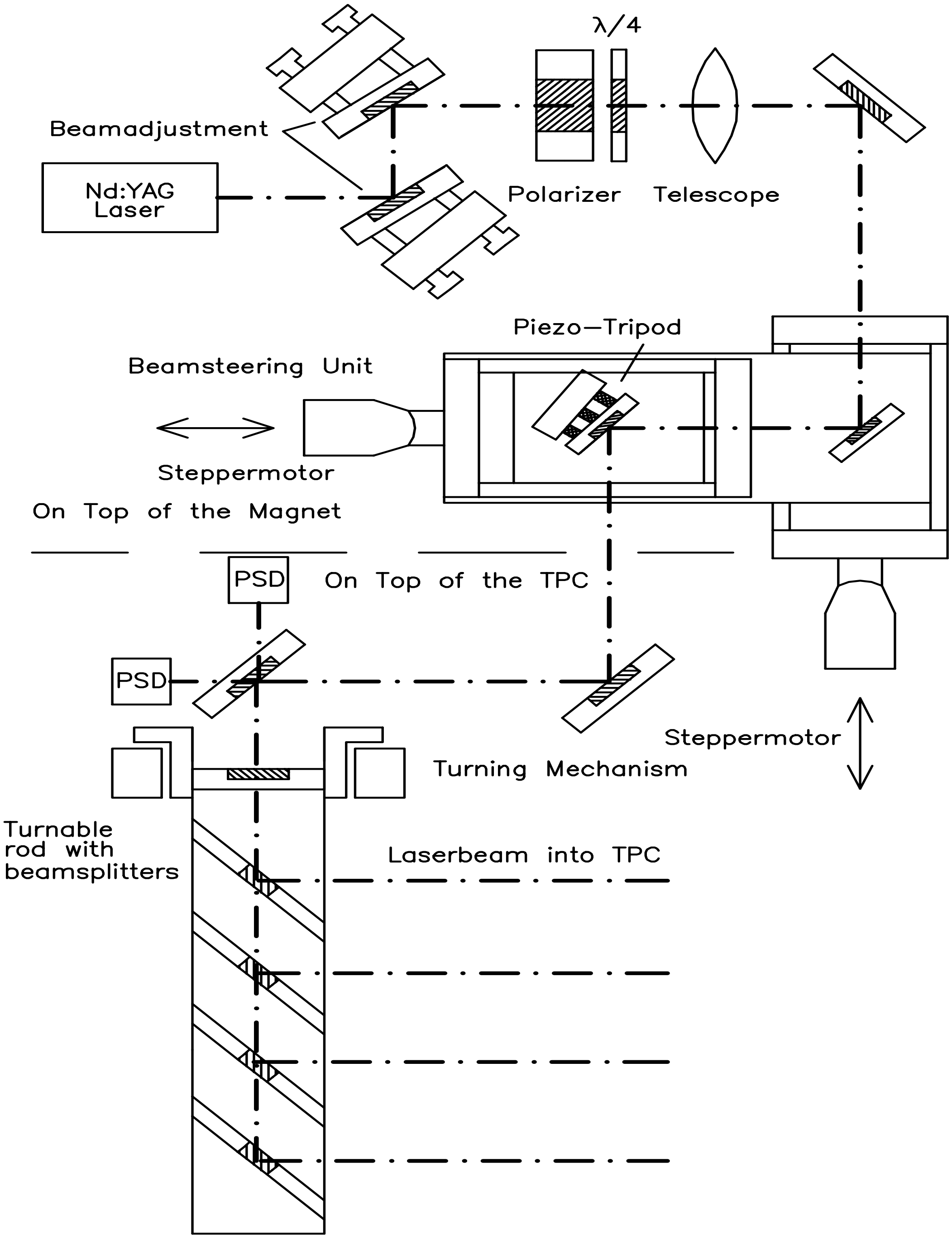


Abbildung 4.5 Schematische Darstellung der Strahlsführungs- und Strahlsteuerungselemente.

Abbildung 4.5 zeigt den schematischen Aufbau der Strahlführungselemente des NA49-Lasersystems. Der Laser selbst befindet sich auf einer verwindungssteifen Aluminiumkonstruktion auf den Vertexmagneten. Der Laserstrahl wird dann mit Hilfe mehrerer

Strahlteiler zur Detektorkammer geführt. Die Strahlführungselemente sind so angeordnet, daß man Translation und Rotation des Strahl getrennt voneinander steuern kann. Die Translation wird von zwei schrittmotorgesteuerten Positioniertischen gesteuert. Die Rotation wird über einen auf einem Dreibein aus Piezoelementen montierten Spiegel kontrolliert. Über Regelung der Steuerspannungen der Piezoelemente kann der Winkel dieses Spiegels von dem Laser-Kontroll-System aus beeinflußt werden.

4.2.2 Die Photodiode

Der Detektor, der in dem NA49-Laserkalibrierungssystem benutzt wird, ist eine duolaterale positionssensitive Photodiode (PSD). Dies ist eine $1 \times 1\ cm^2$ große Silizium-Diode, deren Anode und Kathode als Widerstandsschicht ausgelegt ist.

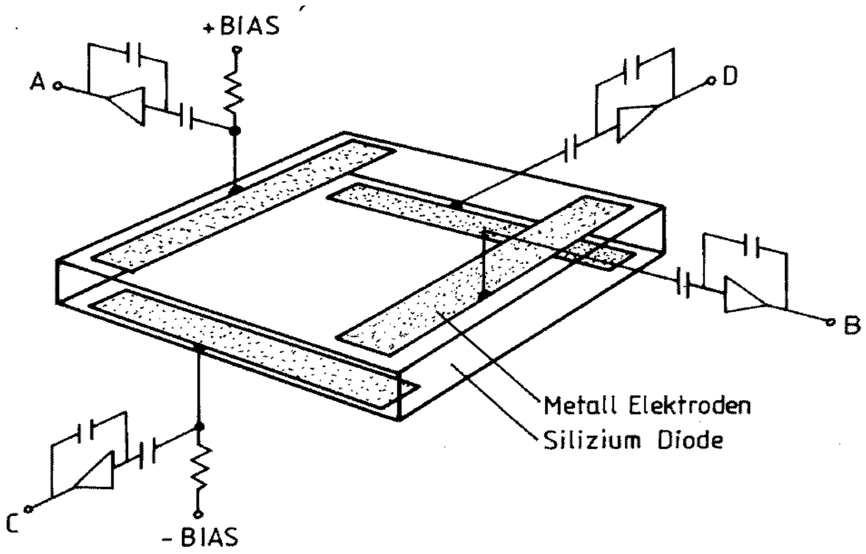


Abbildung 4.6 Schematische Darstellung einer positionssensitiven Photodiode (PSD)

Trifft ein Laser-Puls die Diode, so wird in der durch die Bias-Spannug erzeugten ladungsträgerarmen Zone Ladung deponiert, die zu den in Abbildung 4.6 dargestellten Elektroden A,B,C und D abfließt. Aufgrund des hohen Oberflächenwiderstandes der Diode kann man aus den relativen Signalhöhen an den Elektroden den Auftreffort des Laserpulses rekonstruieren. Betrachtet man zum Beispiel das Integral über die an Kontakt B gesammelte Ladung, so ist dieses proportional zu der Energie E des Laser-Pulses und dem Widerstand zwischen dem Auftreffort und dem Kontakt B

$$Q_B = E \cdot \frac{x}{L}. \tag{4.1}$$

Hierbei ist x der Abstand zwischen dem Auftreffort des Laserpulses und dem Kontakt B und L beschreibt die Länge der Widerstandsschicht. Analog dazu ist das Signal an Kontakt A;

$$Q_A = E \cdot \frac{L - x}{L}. \tag{4.2}$$

Die Summe der Signale ist proportional zu der gesamten in dem Detektor deponierten Energie. Setzt man L=1 und teilt Q_B durch $Q_A + Q_B$ erhält man eine Meßgröße die proportional zu der Position x ist:

$$x = E \cdot \frac{Q_B}{Q_A + Q_B}. \tag{4.3}$$

Um eine bessere Sensitivität auf die Mitte der Diode zu erhalten, ist es günstiger, folgende Gleichung zu benutzen:

$$x = \frac{Q_A - Q_B}{Q_A + Q_B}. \tag{4.4}$$

Die Mitte der Diode wird somit auf Null gesetzt.
Die mit einer solchen Diode gemessenen Signale haben einen schnellen Anstieg ($100ns$) und einen relativ langen Abfall (einige μs). Abbildung 4.7 zeigt eine typische Pulsform eines Diodensignals am Ausgang des Vorverstärkers bei Beschuß mit einem Laserpuls von ca. $8ns$ Dauer.

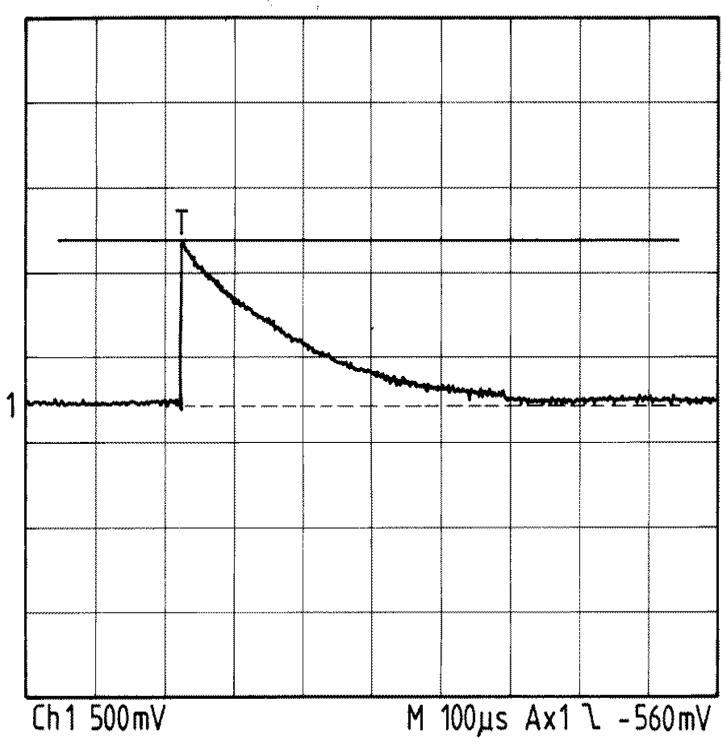


Abbildung 4.7 Darstellung eines typischen Photodiodensignals am Ausgang des Vorverstärkers. In horizontaler Richtung entspricht eine Einheit $100\mu s$, in vertikaler Richtung $500mV$.

Die Amplitude des Signals ist proportional zu der Intensität des Laserpulses. Je nach Art der verwendeten Strahlteiler traten Signale in einem Bereich von $10mV$ bis zu $10V$ auf. Das macht eine Anpassung der Ausleseelektronik an die Strahlintensität notwendig.

4.2.3 Der Vorverstärker

Abbildung 4.8 zeigt den prinzipiellen Aufbau des zur Auslese der Photodioden verwendeten Vorverstärkers. Die in der Photodiode deponierte Ladung wird auf der Koppelkapazität C_K gesammelt. Der daraus resultierende Ladestrom $i(t)$ wird von dem ladungsempfindlichen Vorverstärker aufintegriert. Die Ausgangsspannung $U_A(t)$ ist proportional zu dem Integral des Ladestroms des Koppelkondensators.

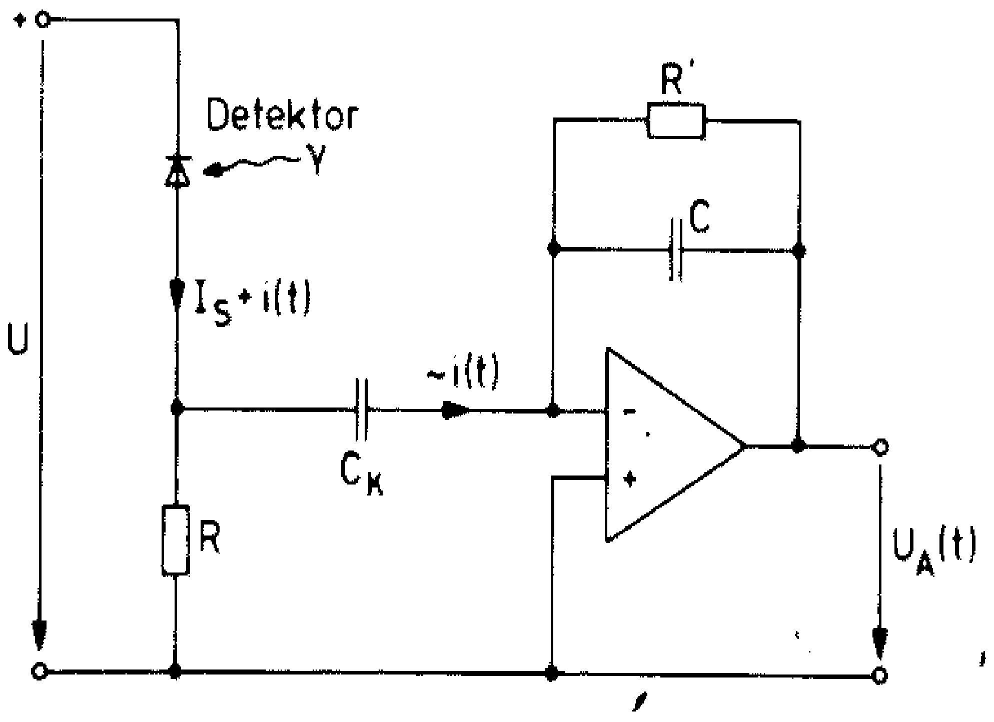


Abbildung 4.8 Schematischer Aufbau eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers in Verbindung mit einen Halbleiterdetektor.

Der in diesem Aufbau verwendete Vorverstärker ist ein kommerziell erhältlicher ladungsempfindlicher Hybrid-Vorverstärker [18]. Durch Anpassen der Rückkoppelkapazitäten und Widerstände wird die Anpassung an verschiedene Signalamplituden erreicht.

- Die Koppelkondensatoren, die das Diodensignal aufintegrieren, sind austauschbar, so daß es möglich ist, je nach Kapazität den Ladestrom, den der Vorverstärker sieht, zu verändern.

- Durch Austauschen des Rückkoppel RC-Glieds kann der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers verändert werden.

- Der *shaper* besitzt einen Ausgangspuffer, mit dem man die Amplitude des geformten Signals auf die Bedürfnisse des ADC anpassen kann.

Beim Abstimmen der Verstärkungsfaktoren sind folgende Grenzen zu beachten:

- Die Koppelkapazität am Eingang des Verstärkers sollte groß sein im Vergleich zu der Kapazität der verwendeten Koaxialkabel.

- Der Ausgangspegel der zur differentiellen Signalübermittelung verwendeten Twisted-Pair-Treiber sollte kleiner sein als $1.5V$, da diese bei größeren Signalen Nichtlinearitäten aufweisen.

- Die Shapereinheiten saturieren bei Signalamplituden von ca. $8V$. Diese Grenze darf nicht überschritten werden.

- Der Verstärkungsfaktor des Ausgangspuffers muß so eingestellt werden, daß die maximal auf der Photodiode erwartete Signalamplitude den vollen dynamischen Bereich des ADCs ausfüllt.

Um eine maximale Präzision der Ortsmessung zu erreichen muß sichergestellt werden, daß zwei einer Richtung zugeordnete Verstärker die gleiche Verstärkungscharakteristik aufweisen. Dies wurde durch folgende Maßnahmen erreicht:

- Selektieren der Komponenten mit der maximal möglichen Präzision.

- Kalibrieren der einzelnen Kanäle mit einem Testpuls, der direkt an dem Eingang kapazitiv eingekoppelt wird.

- Minimieren des Übersprechens der einzelnen Kanäle aufeinander auf Layoutebene.

4.2.4 Der Shaper

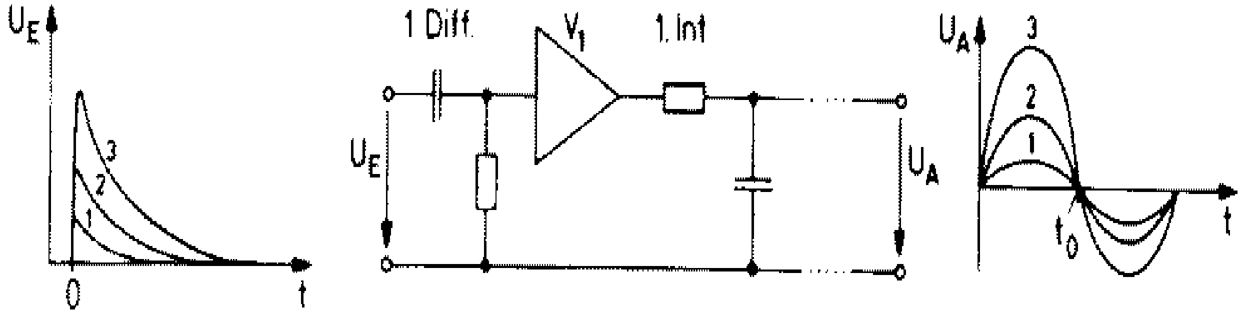


Abbildung 4.9 Schematischer Aufbau eines CR-RC-Pulsformers und kurze Skizze der Funktion. Links: Signal am Eingang des CR-RC-Pulsformers. Mitte Symbolisches Schaltbild eines CR-RC-Pulsformers. Rechts: Dem Eingangssignal entsprechendes Ausgangssignal.

Um das Signal des Vorverstärkers mit einem Analog-zu-Digital Wandler (ADC) konvertieren zu können, muß das Signal zu einer definierten Pulsform geformt werden. Dazu wird das Signal durch mehrfache Differentiation und Integration in symmetrische bipolare Impulse umgeformt (siehe Abbildung 4.9). Das Signal hat damit eine definierte Halbwertsbreite und ist in der Amplitude proportional zu der ursprünglich gemessenen Ladung. Damit wird die anschließende Digitalisierung deutlich vereinfacht. Ein weiterer Effekt der Pulsformung ist ein deutliche Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses, da durch den CR-RC-Bandpaß unerwünschte Frequenzbereiche eliminiert werden können. Die in der Auslesekette des Lasersystems verwendete Shapereinheit beinhaltet auf der Eingangsseite einen *twisted-pair-receiver*, da die Signale differentiell übertragen werden, um eingefangene Störsignale zu unterdrücken. Eine Verstärkerstufe auf der Ausgangsseite dient als Ausgangspuffer zur Anpassung der Signalamplituden an die Spezifikationen des verwendeten ADC.

4.2.5 Eichung der Vorverstärker

Die Vorverstärkerkanäle werden mit Hilfe eines Testpulsers so geeicht, daß zwei Vorverstärker, die eine Richtung einer Diode auslesen, die gleiche Verstärkung aufweisen. Die Kenntnis der absoluten Verstärkungsfaktoren ist dabei nicht von Bedeutung. Die Verstärkungfaktoren der Vorverstärker werden in der Regel so eingestellt, daß die Signale, die der verwendeten Laserintensität entsprechen, den dynamischen Bereich der Auslesekette optimal ausnutzen. Der hier verwendete Testpulser besteht aus einem *12-bit* Digital-Analog-Converter (DAC) der von dem Laserkontrollsystem (Macintosh) über CAMAC-Outputregister angesteuert wird. Durch die Ausgangsspannung des DAC wird ein Netz aus RC-Gliedern angesprochen, deren Zeitkonstante die Pulsform definiert. Die Zeitkonstanten wurden hier so gewählt, daß die resultierende Pulsform echten Photodiodenpulsen möglichst ähnlich ist. Eine Ausgangsverstärkungsstufe sorgt für eine lastunabhängige Pulsform. Die Testpulse werden differentiell gleichzeitig an alle auf dem Detektor befindlichen Vorverstärkereinheiten übertragen und erst dort an die Amplitude des zu simulierenden Photodiodensignals angepaßt. Dies geschieht, indem der Verstärkungsfaktor des zum Empfang der differentiellen Signale nötigen Differenzverstärkers durch einen variablen Rückkoppelwiderstand eingestellt wird. Steigert man die Amplitude des Testsignals in $10mV$ Schritten von $0V$ auf $1V$, so liest man nach dem ADC die in Abbildung 4.10 dargestellte Eichkurve aus.

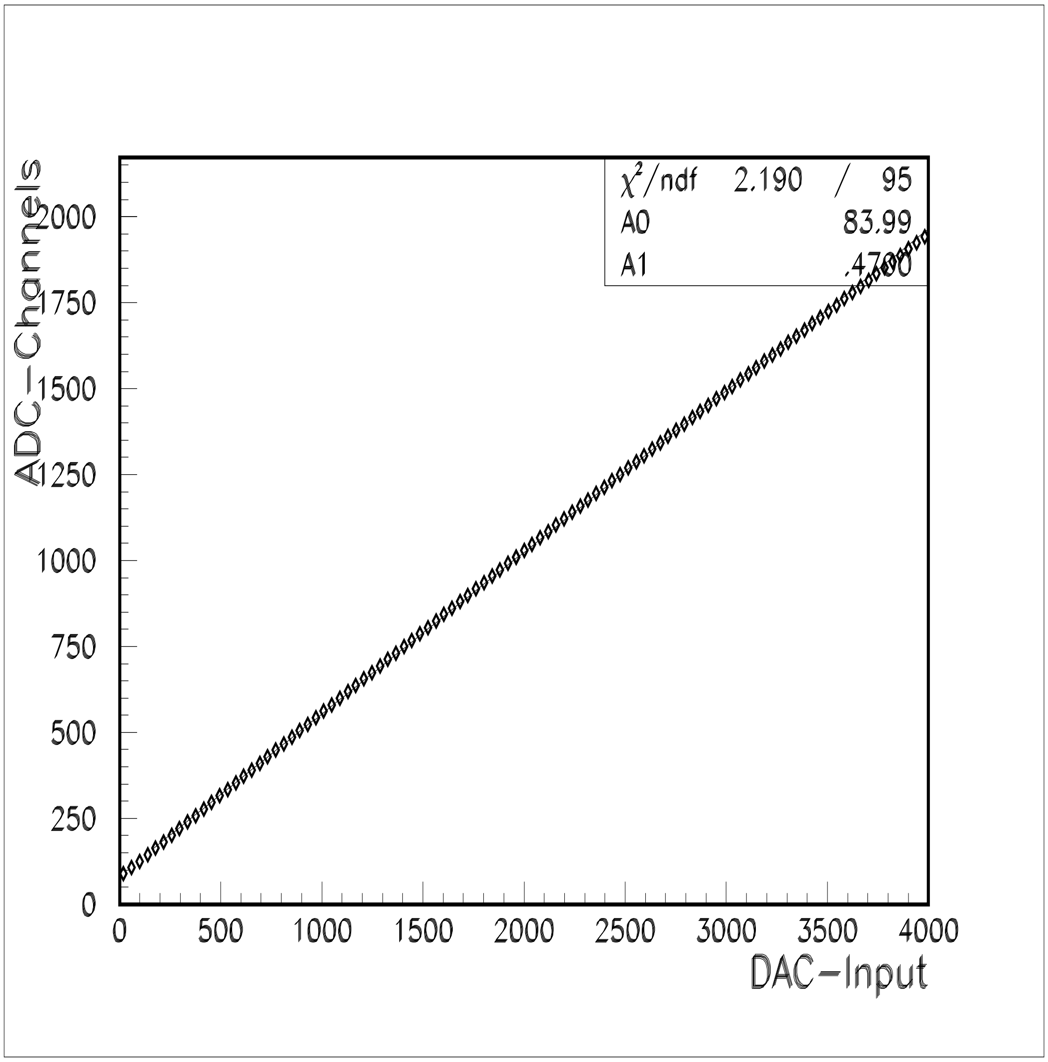


Abbildung 4.10 Eichkurve der Laserausleseelektronik. Der maximale Eingabewert des Digital-Analog-Converters entspricht einer Pulshöhe von ca. $1V$. Die Eichkurve wurde mit einer Graden angepaßt.

Die für jeden Kanal aufgenommene Eichkurve wird mit einer Geradengleichung

$$U_{korr} = P_0 + P_1 \cdot U_{in} \tag{4.5}$$

angenähert und die ermittelten Parameter werden in einer Datenbank abgespeichert. Die vom Laserkontrollsystem ausgelesenen Photodiodensignale werden dann durch die Ausleseprogramme mit den jeweiligen Parametern korrigiert. Tabelle 4.1 zeigt ein Beispiel für einen Satz von Korrekturparametern.

Verstärker	p0	p1
1	-7.214E+1	1.026E+0
2	-4.405E+1	9.609E-1
3	-8.086E+1	1.022E+0
4	-7.565E+1	1.011E+0
5	-9.087E+1	1.021E+0
6	-1.398E+2	1.048E+0
7	-1.122E+2	1.045E+0
8	-6.892E+1	1.024E+0
9	3.608E+1	3.608E-3
10	3.151E+1	4.343E-3
11	3.916E+1	4.055E-3
12	3.840E+1	4.661E-3
13	-2.651E+0	4.602E-1
14	-2.571E+0	4.736E-1
15	-2.159E+0	4.618E-1
16	-8.889E-1	4.676E-1
17	-1.159E+0	4.441E-1
18	2.494E+1	4.469E-1
19	-6.048E+0	4.468E-1
20	-5.016E+0	4.467E-1
21	3.060E+1	4.125E-1
22	2.000E+2	5.014E-1
23	2.444E+2	4.811E-1
24	4.732E+1	1.356E-3

Tab. 4.1 Tabelle der Korrekturparameter der einzelnen Auslesekanäle des Lasersystems. Das korrigierte Signal U_{korr} errechnet man mit diesen Parametern anhand folgender Formel aus dem Signal U_{in} : $U_{korr} = p_0 + p_1 \cdot U_{in}$

Betrachtet man die Linearität der kalibrierten Vorverstärkerkette, ergibt sich das in Abbildung 4.11 dargestellte Verhalten.

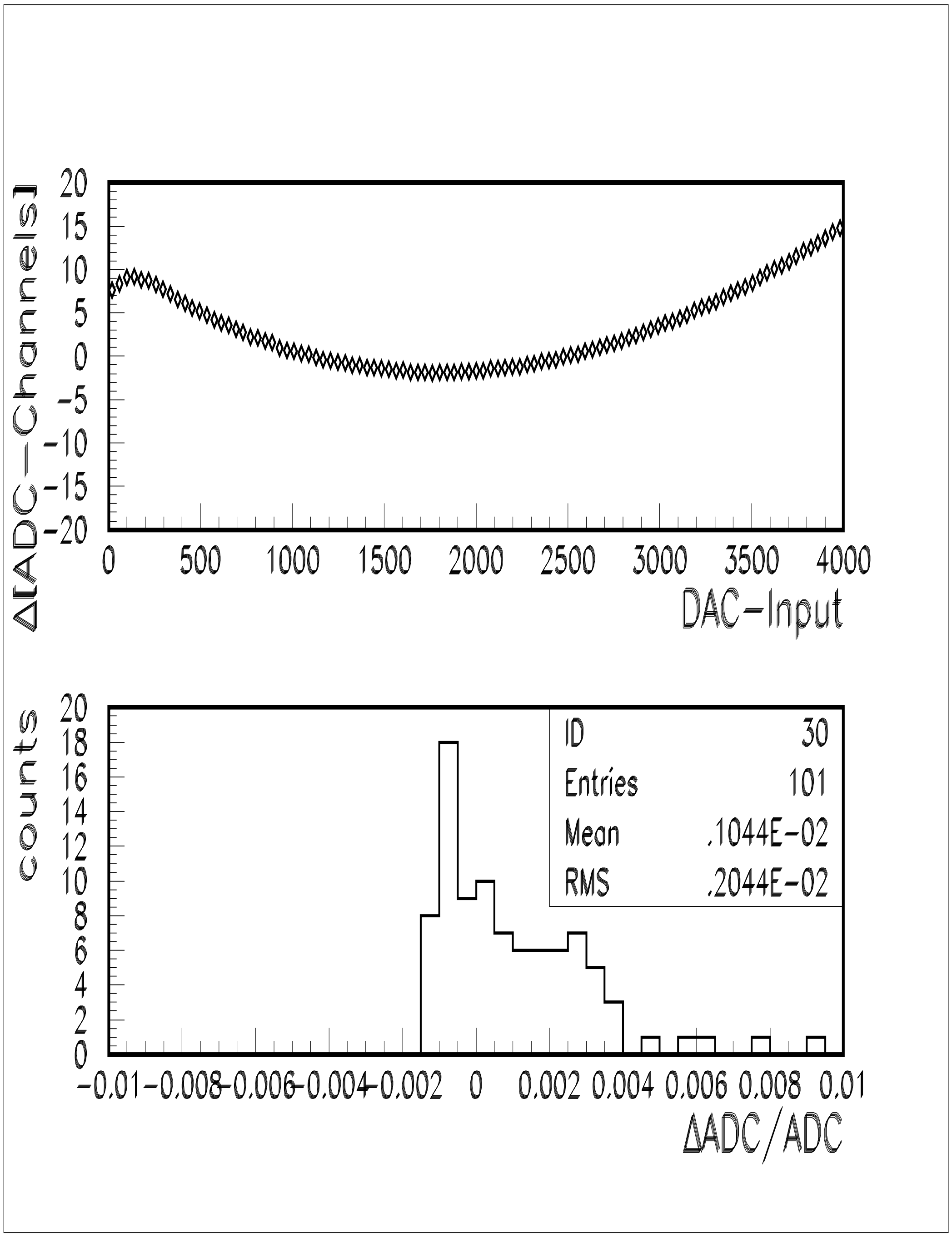


Abbildung 4.11 Linearität der Ausleseelektronik. Oben: Abweichung von der ermittelten Eichkurve. Unten: Relative Darstellung der Abweichung. Man sieht eine deutliche Nichtlinearität bei kleinen DAC-Werten. Im verwendeten Arbeitsbereich von 1000-3000 DAC-Kanälen ist die Linearität der Auslesekette besser als 0.1%.

Die Nichtlinearität im Arbeitsbereich der Auslesekette ist demnach besser als 0.1%. Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung der von dem ADC ausgelesenen Werte bei wiederholter Einspeisung eines Testpulses konstanter Amplitude in zwei einer Ortskoordinate entsprechende Kanäle.

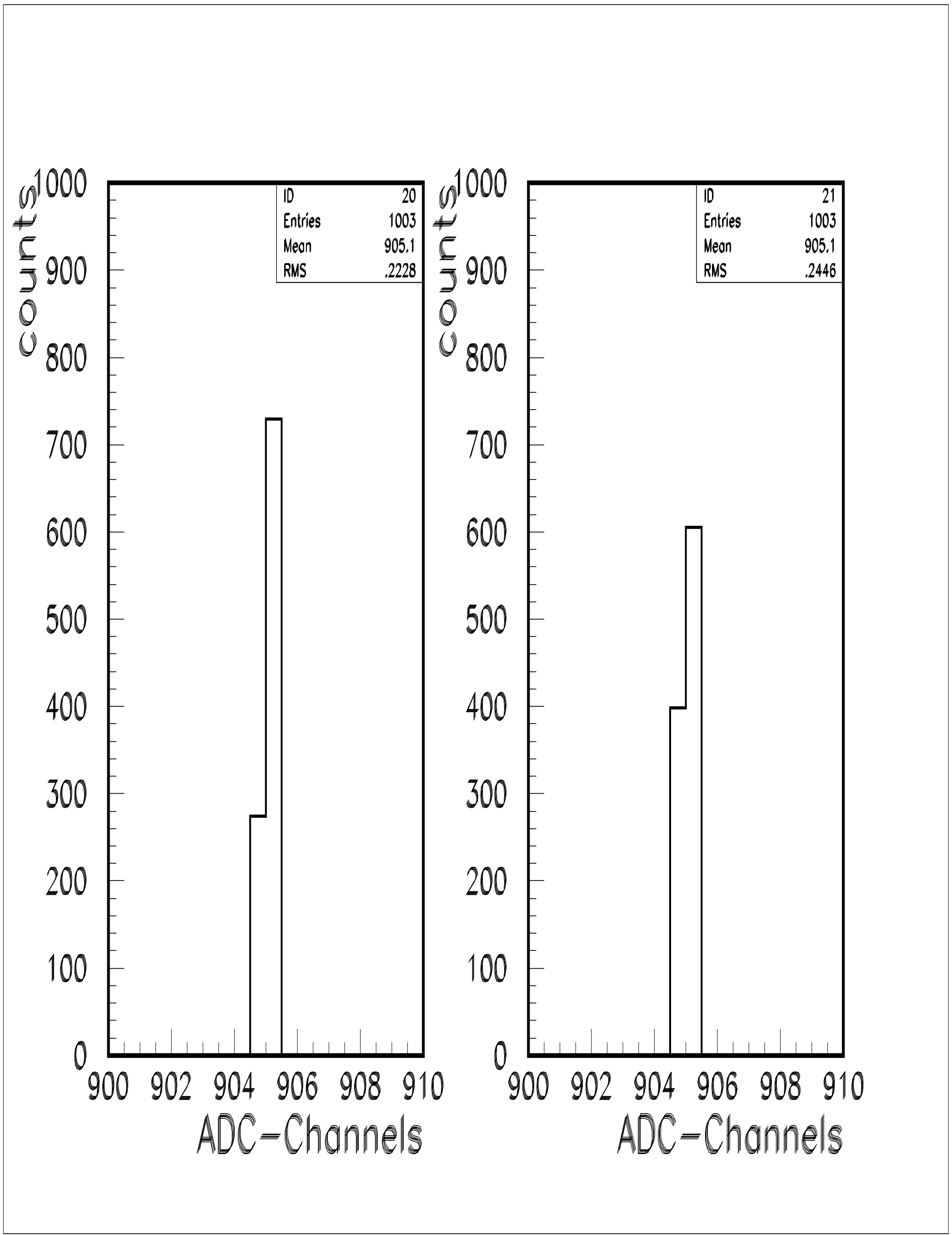


Abbildung 4.12 Verteilung der vom ADC ausgelesenen Werte bei wiederholter Einspeisung eines Testpulses konstanter Amplitude. Die Breite dieser Verteilung gibt die Reproduzierbarkeit der Ortsmessung der Auslesekette wieder.

Die Breite der Verteilung zeigt, daß die intrinsische Ortsauflösung der Auslesekette durch das Auflösungsvermögen des ADC bestimmt wird. Die 11-*bit* Auflösung des ADC entsprechen einer Ortsauflösung von $5\mu m$. Berücksichtigt man den Fehler der Ortsbestimmung durch die oben diskutierte Nichtlinearität, erhält man nach Gleichung 4.4 eine Ortsauflösung von $10\mu m$ in der Mitte der Diode.

4.3 Leistungsfähigkeit des Lasersystems

In der Praxis hat sich gezeigt, daß mit dem vorläufigen Aufbau, wie er im Herbst 1994 vorlag, das Konstruktionsziel, die Position der Laserstrahlen auf $100\mu m$ genau bestimmen zu können, noch nicht erreicht werden konnte. Die Ursachen dafür waren:

- Nicht ausreichend präzise Ortsbestimmung durch die Photodioden;

- Ungenügende Reproduzierbarkeit der Strahlpositionierung.

Die Ortsauflösung des oben beschriebenen Lasersystems beträgt ca. $40\mu m$. Abbildung 4.13 zeigt die von einer Photodiode ausgelesenen Positionen bei unveränderter Laserposition. Um die Position der Laserstrahlen in der Kammer mit der angestrebten Genauigkeit bestimmen zu können, ist eine Ortsauflösung von besser als $20\mu m$ nötig. Da der Fehler der Ortsbestimmung durch die elektronischen Komponenten ca. $10\mu m$ beträgt, liegt die Ursache für die Ungenauigkeit in den optischen und mechanischen Komponenten des Aufbaus. Untersucht man den Einfluß der optischen Komponenten auf die Ortsauflösung, erkennt man eine Korrelation zwischen der Dimension des Strahlquerschnitts und der Ortsauflösung. Da der Fokus des Strahls in der Kammer liegen mußte - um eine möglichst exakte Strahldefinition in dem Detektor zu erreichen - war der Strahlquerschnitt in Höhe der Photodioden nicht optimal. Weiterhin hat sich gezeigt, daß während des Experiments eine wesentlich höhere Strahlintensität nötig war als die, für die die Photodiodenauslese ursprünglich konstruiert wurde. Die daraus resultierenden hohen Ströme in der Diode sind ein weiterer Grund für die Verschlechterung der Ortsauflösung, da für diese Stromstärken kein ohmsches Verhalten des Halbleiters mehr erwartet werden kann. Versuche mit geringeren Strahlintensitäten ($\ll 5\mu Joule$) und einem exakten Fokus auf der Photodiodenebene (Strahlquerschnitt $\ll 1mm$) haben gezeigt, daß es möglich ist, mit diesen Komponenten eine Ortsauflösung von ca. $10\mu m$ zu erreichen.
Genaue Untersuchung der mechanischen Komponenten der Strahlsteuerung hat ergeben, daß die schlechte Reproduzierbarkeit der Strahlpositionen auf eine Fehlfunktion der Positioniertische zurückzuführen ist. Durch zu großes Lagerspiel wurden Rotationsfreiheitsgrade in die Strahlpositionierung eingeführt, die von dem Kontrollsystem nicht erfaßt werden konnten.

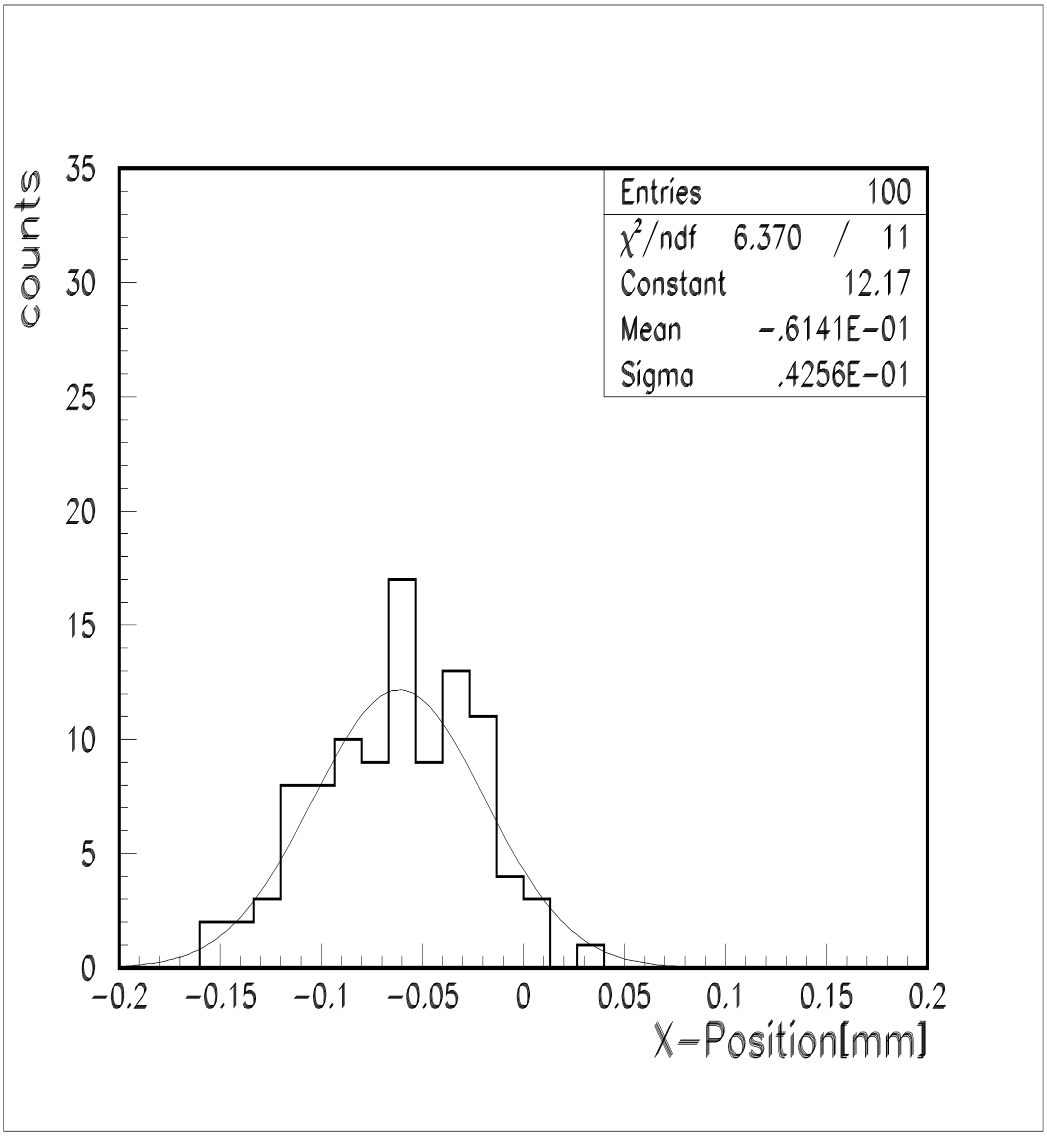


Abbildung 4.13 Verteilung der von einer Photodiode in X-Richtung ausgelesenen Werte bei unveränderter Laserposition

Die technischen Schwierigkeiten des NA49-Lasersystems sind jetzt hinreichend gut bekannt, um gelöst zu werden. Zusammenfassend kann man sagen, daß es möglich ist, die angestrebte Päzision zu erreichen, indem folgende Punkte optimiert werden:

- Bessere Anpassung der Strahlintensität auf den Photodioden durch den Einsatz optimierter Strahlteiler;
- Variable Gestaltung des Strahlfokus durch vom Laserkontrollsystem gesteuerte Teleskope;
- Überarbeiten der mechanischen Komponenten der Strahlführung.

4.4 Analyse der Laserdaten

Schon in der vorläufigen Ausbaustufe der Strahlzeit 1994 hat das NA49-Lasersystem verwertbare Ergebnisse liefern können. In folgenden Gebieten haben sich Laserdaten als sehr nützlich erwiesen:

- Analyse von systematischen Verzerrungen der TPC-Spuren,

- Bestimmung der Driftgeschwindigkeit,

- Ermittelung von Korrekturen der durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes hervorgerufenen $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte.

Die Analyse von systematischen Verzerrungen der Ortsabbildung der TPC mit Laserstrahlen hat Strukturen gezeigt, die mit anderen Untersuchungsmethoden ebenfalls beobachtet wurden. Aufgrund der besseren Ortsauflösung sollten Laserstrahlen ideal sein, um diese Effekte zu quantifizieren und zu korrigieren. Da es aber durch die oben bereits erwähnten technischen Schwierigkeiten nicht möglich war, die gesamte Kammer mit Laserstrahlen auszuleuchten und den Ort der Laserstrahlen mit ausreichender Präzision zu definieren, mußten andere Strategien entwickelt werden, um einen Zugang zu diesen Verzerrungen zu gewinnen. In Kapitel 5 werden diese Strategien diskutiert. Die Analyse der Laserdaten hat zur Überprüfung der Konsistenz dieser Korrekturstrategien beigetragen.
Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit in der Kammer ist lediglich die Kenntnis der relativen Abstände der Laserstrahlen zueinander nötig. Da diese Daten vor Einsetzen des Systems in die TPC sehr genau vermessen wurden, kann man aus den gemessenen Zeitkoordinaten der Laserspuren in der TPC die Driftgeschwindigkeit bestimmen. Diese Methode hat gegenüber den alternativ dazu verwendeten Monitorkammern den Vorteil, daß die Driftgeschwindigkeit direkt innerhalb der Kammer gemessen wird. Eine detaillierte Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [19]. Für die Driftgeschwindigkeit ergeben sich für die zu verschiedenen Zeiten aufgenommenen Datensätze (*runs*) folgende Werte:

RUN	Gas	$v_{drift}/\frac{cm}{\mu s}$
286	Ar/CO_2	1.396
287	Ar/CO_2	1.395
288	Ar/CO_2	1.395
292	Ar/CO_2	1.394
293	Ar/CO_2	1.394
294	Ar/CO_2	1.394
2	Ne/CO_2	1.361
4	Ne/CO_2	1.361
10	Ne/CO_2	1.360
12	Ne/CO_2	1.361
14	Ne/CO_2	1.360

Tab. 4.2 Tabelle der mit dem NA49-Lasersystem ermittelten Driftgeschwindigkeiten. Der systematische Fehler dieser Methode beträgt $3 \cdot 10^{-3}\frac{cm}{\mu s}$. Im Rahmen dieser Genauigkeit ist der statistische Fehler vernachlässigbar.

Weiterhin war es möglich, mit Hilfe des Lasers auch bei eingeschaltetem Magnetfeld gerade Spuren zu erzeugen. Damit wurden Verzerrungen durch $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte untersucht und korrigiert. Diese Korrektur wird in [20] eingehend beschrieben.

5 Messung von Teilchenspuren in der VTPC2 ohne Magnetfeld

In Kapitel 2 und 3 wurde beschrieben, wie in einer Spurendriftkammer, aus der in einem Gasvolumen deponierten Ladung, Ortsinformation gewonnen werden kann. In der Praxis hat sich die Abbildung aus einem System gemessener Ladungs- und Zeitinformation in Raumpunkte in ein absolutes Koordinatensystem aus folgenden Gründen als sehr schwierig erwiesen:

- Verzerrungen der in der TPC rekonstruierten Spuren;

- Verschiebung des TPC- gegen das NA49-Koordinatensystem.

In diesem Kapitel werden Methoden vorgestellt, um diese Verzerrungen zu untersuchen und Raumpunkte in das globale NA49-Koordinatensystem abzubilden.

5.1 Verzerrung der Spurrekonstruktion

Betrachtet man die Abstände der Raumpunkte zu der angepaßten Gerade, so sollte die Verteilung der Abstände im wesentlichen durch die Ortsauflösung des Detektors gegeben sein. Aufgrund der in Kapitel 2.2 diskutierten Grundlagen sollte die Ortsauflösung bei der gewählten Konstruktion etwa $200\mu m$ betragen. Die gemessenen Verteilungen der Abstände weisen aber eine Breite von $350 - 450\mu m$ auf (siehe Abbildung 5.1).

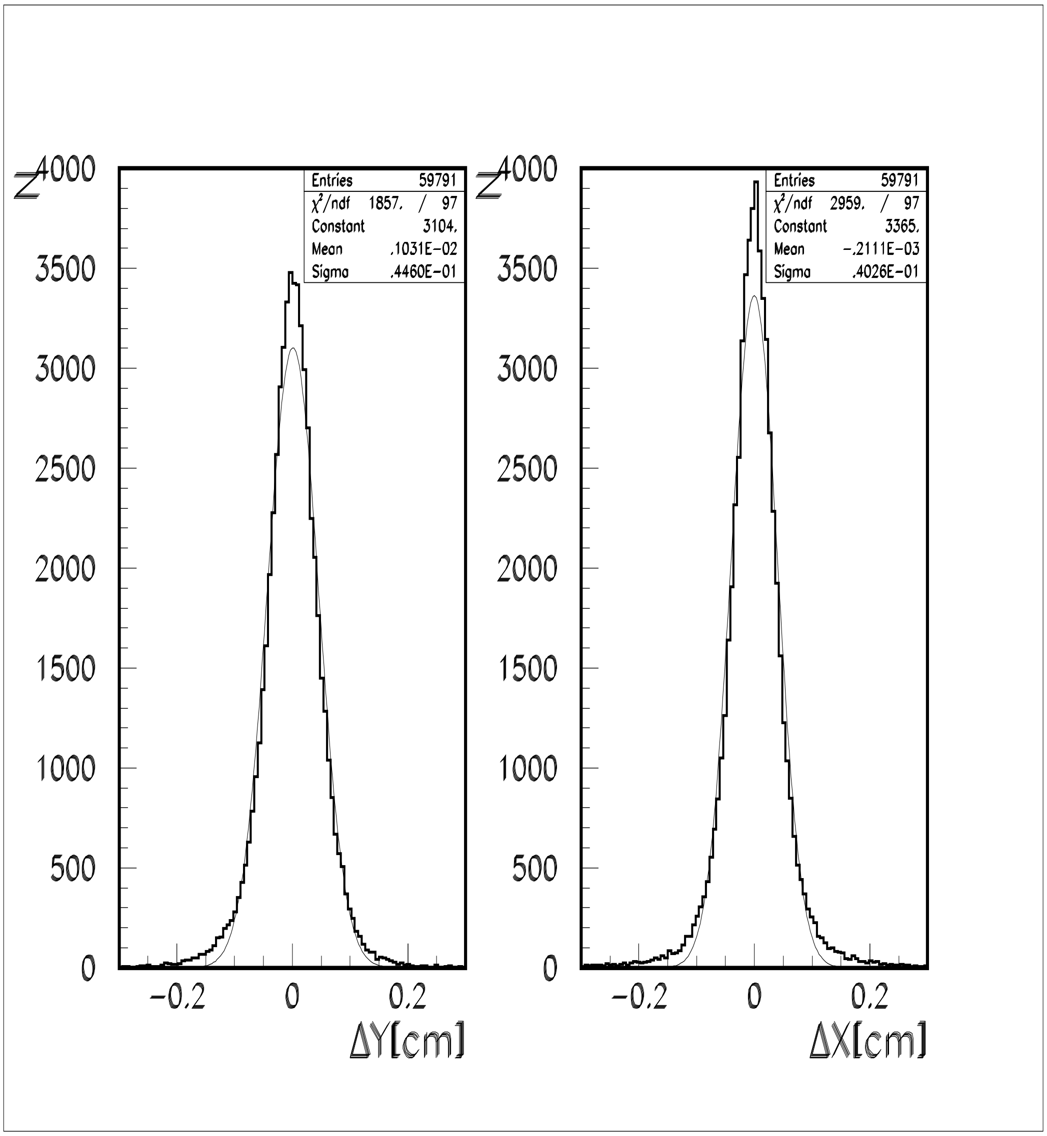


Abbildung 5.1 Verteilung der Abweichung der Raumpunkte vom angepaßten Spurmodell in Y-Richtung (links) und in X-Richtung (rechts).

Die Ursache dieser Verbreiterung liegt in einer systematischen Verzerrung der Abbildung von Teilchenspuren in das TPC-Koordinatensystem. Um diese Verzerrungen analysieren zu können, müßte man im Idealfall die ganze Kammer mit einem definierten dreidimensionalen Gitter von Spuren ausleuchten und dann anhand des rekonstruierten Gitters die Verzerrungen bestimmen. Aufgrund technischer Konstruktionsmerkmale der NA49-TPC ist ein solches System nicht realisierbar. Das NA49-Lasersystem stellt unter den gegebenen Umständen die bestmögliche Annäherung an ein ideales System dar. Da zur Strahlzeit im Herbst 1994 das Lasersystem noch nicht in der vollen Ausbaustufe fertiggestellt war und noch erhebliche Schwierigkeiten bei der Positionierung der Laserstrahlen aufgetreten sind, war es noch nicht möglich, dieses System zur Verzerrungskorrektur einzusetzen. Die generelle Struktur der mit dem Laser beobachteten Verzerrungen

stimmt mit den Ergebnissen alternativer Untersuchungsmethoden überein. Um dennoch eine Aussage über systematische Effekte in der Rekonstruktion von Raumpunkten treffen zu können, untersucht man Ereignisse, die ohne Magnetfeld aufgenommen wurden. In diesem Fall sind die Mehrzahl der Spuren (bis auf Zerfallsteilchen und Produkte sekundärer Wechselwirkungen) Geraden, die auf den Vertex der Reaktion zeigen. Es besteht somit die Möglichkeit, die Spuren mit Geraden anzunähern und die Abweichung vom Geradenfit zu bestimmen. Abbildung 5.2 zeigt die Abweichung vom Geradenfit in Abhängigkeit von X,Y und Z. Man sieht, daß die Raumpunkte in X-Richtung symmetrisch um das angepaßte Spurmodell verteilt sind. Bis auf eine Verbreiterung der Verteilung mit zunehmender Driftstrecke sind keine systematischen Abweichungen vom Geradenfit zu beobachten. Da die Ortsinformation in X und Z-Richtung aus der gemessenen Position der angesprochenen Pads gewonnen wird, bedeutet dies, daß die Position der einzelnen Pads mit ausreichender Präzision bekannt ist.
Die Ortsinformation in Y - also in Driftrichtung - hingegen hängt von wesentlich mehr Parametern ab. Dementsprechend steigt auch die Zahl der möglichen Fehlerquellen. Abbildung 5.3 zeigt die Abweichung vom Geradenfit in Abhängigkeit von X,Y und Z. In Y-Richtung kann man eine signifikante Abweichung vom Geradenfit beobachten. Dies ist wahrscheinlich auf mechanische Abweichungen der Gitterebenen von ihrer Sollposition und Inhomogenitäten der Drift- und Verstärkungsfelder zurückzuführen. Da die Struktur der Verzerrung in erster Näherung unabhängig von der Driftstrecke ist, geht man davon aus, daß die Ursache dafür in dem Verstärkungsbereich der Driftkammer liegt. Laufzeitunterschiede der Ausleseelektronik können als Ursache der Verzerrungen ausgeschlossen werden, da diese durch ein aufwendiges Kalibrationssystem eliminiert werden. Eine detaillierte Beschreibung des Kalibrationssystems der Ausleseelektronik findet sich in [22]. Da die Drahtebenen über eine Fläche von ca. $4m^2$ auf besser als $200\mu m$ definiert sein sollten, geht man davon aus, daß die Ursache für die Verzerrung hier zu finden ist. Betrachtet man die Struktur der Verzerrung in Abhängigkeit von der Driftstrecke eingehender, so sieht man, daß der globalen Struktur ein Effekt zweiter Ordnung überlagert ist (Abb.: 5.4). In der Nähe der Sektorgrenzen kann man eine Verschiebung des Mittelwertes der Verteilung von bis zu $200\mu m$ über die Driftstrecke beobachten. Dieser Effekt läßt sich durch ein inhomogenes Driftfeld und durch Temperaturgradienten über das Kammervolumen erklären. Da die Verzerrungen insgesamt deutlich größer (bis zu $600\mu m$) sind als die Ortsauflösung des Detektors (ca. $300\mu m$), ist es unbedingt notwendig, sie zu korrigieren. Dies geschieht, indem man anhand der gemessenen Abweichungen vom Geradenfit ein dreidimensionales Gitter von Korrekturwerten erstellt und damit die Koordinaten der einzelnen Cluster so verschiebt, daß sie im Mittel auf den an die Rohdaten angepaßten Geraden liegen. D.h. die Korrektur wird so durchgeführt, daß für eine große Anzahl von Ereignissen die mittlere Abweichung vom Geradenfit verschwindet (Abb. 5.5).

Betrachtet man die Breite der Verteilung der Abweichungen vom Geradenfit, sieht man auch hier die Auswirkung der Korrektur (Abbildung 5.6).

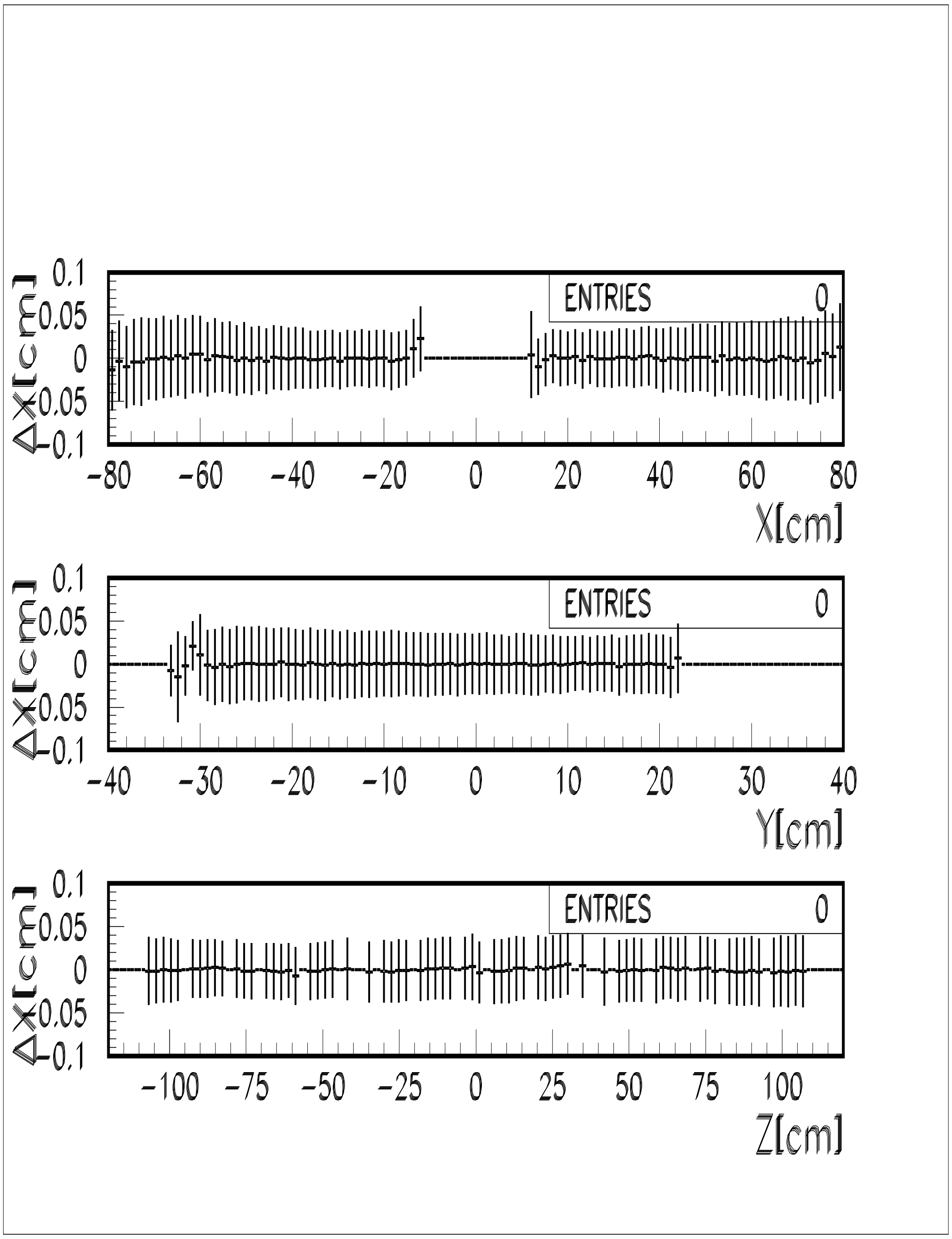


Abbildung 5.2 Abweichung vom Geradenfit in X-Richtung. Oben: in Abhängigkeit von X. Mitte: in Abhängigkeit von Y. Unten: in Abhängigkeit von Z

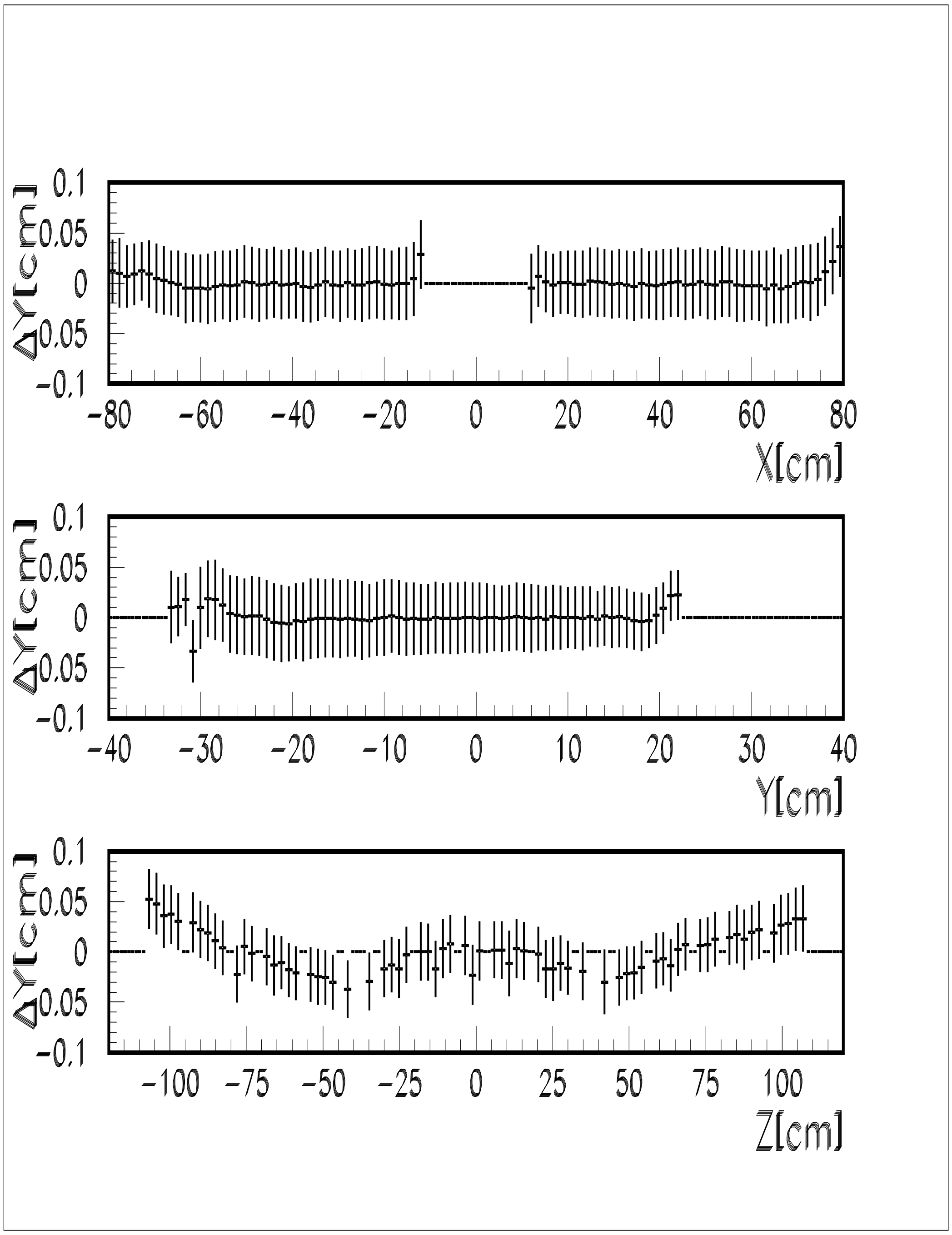


Abbildung 5.3 Abweichung vom Geradenfit in Y-Richtung. Oben: in Abhängigkeit von X. Mitte: in Abhängigkeit von Y. Unten: in Abhängigkeit von Z

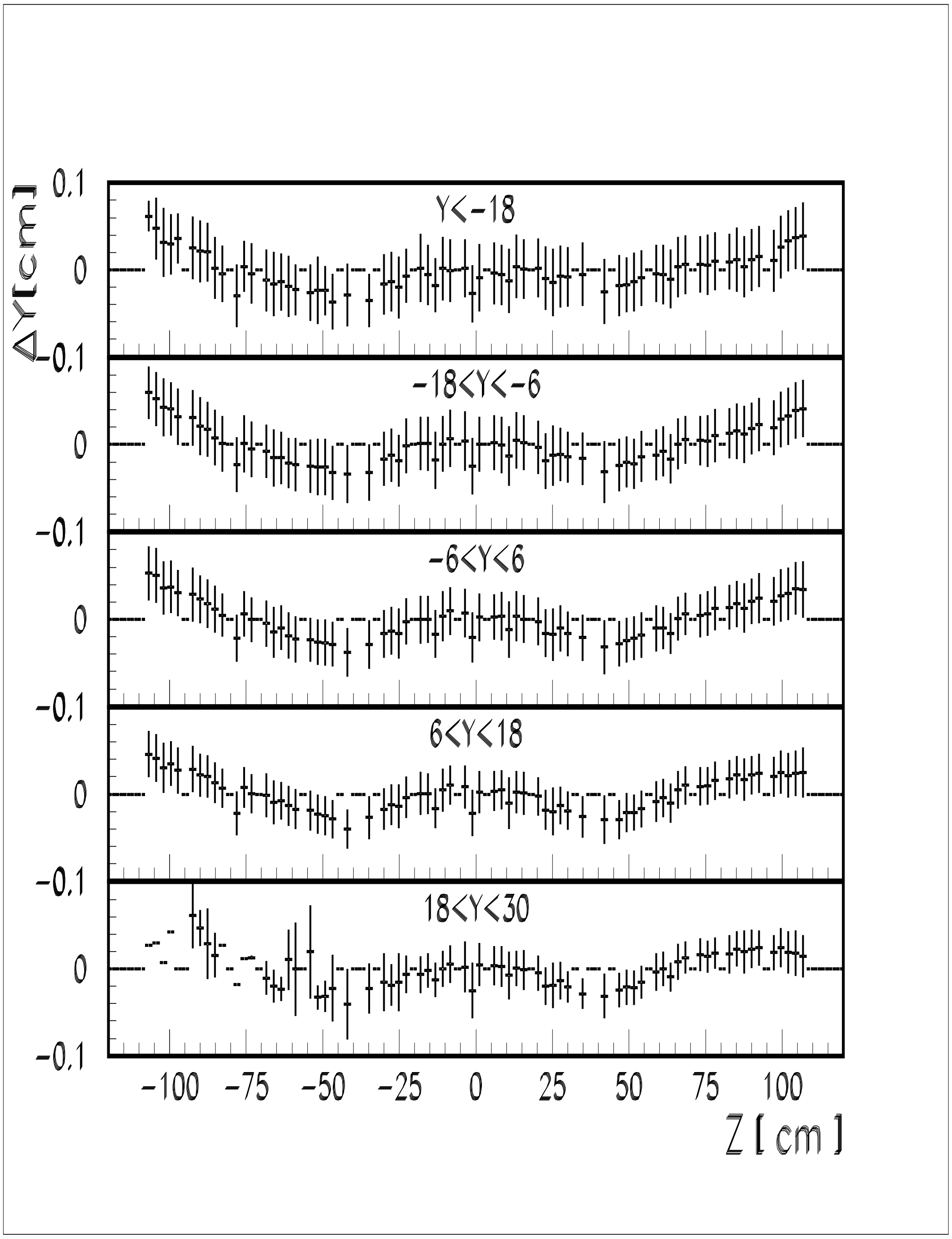


Abbildung 5.4 Abweichung vom Geradenfit in Y-Richtung in Abhängigkeit von Z in verschiedenen Ebenen in der Kammer

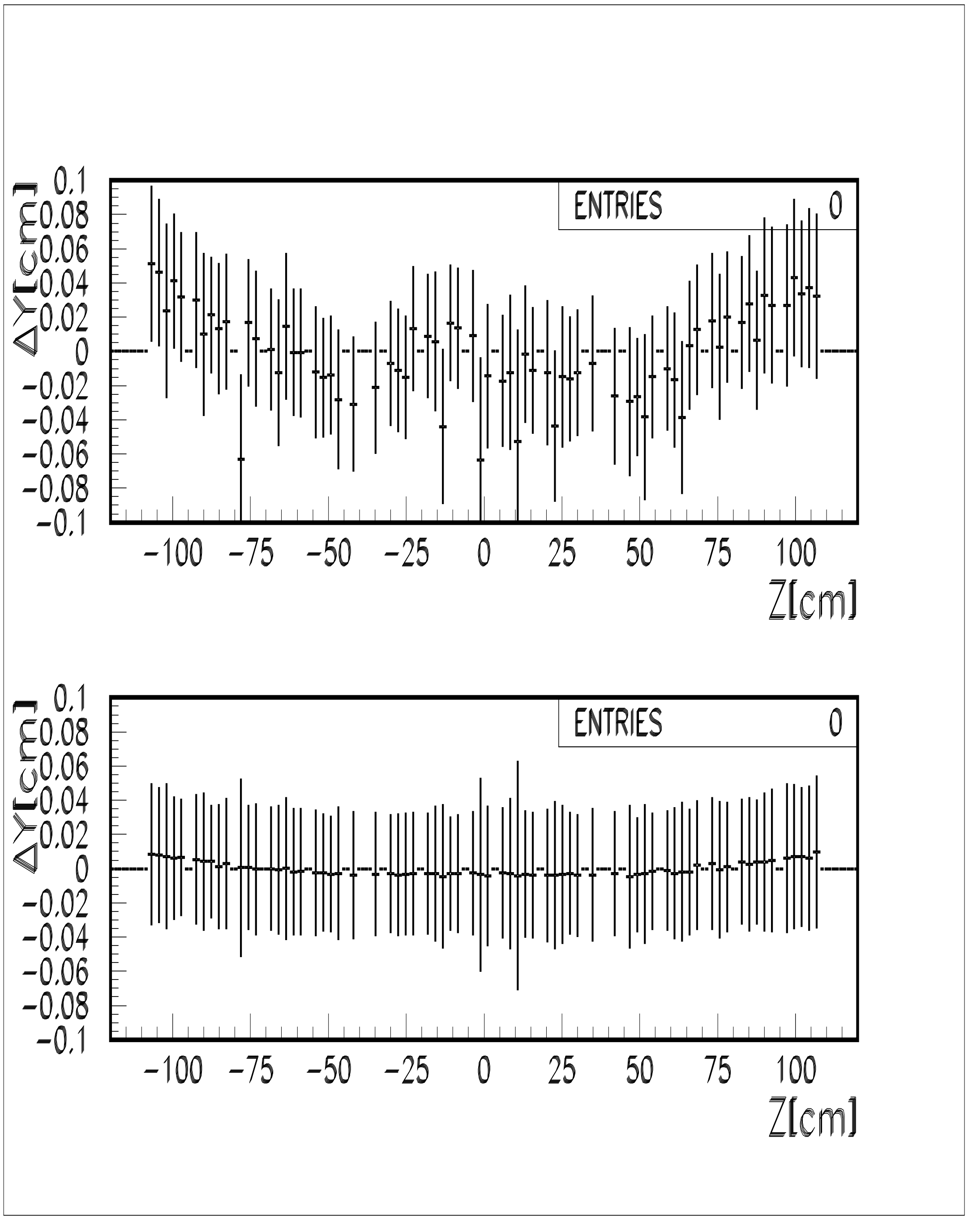


Abbildung 5.5 Abweichung vom Geradenfit in Y-Richtung in Abhängigkeit von Z vor und nach der Korrektur

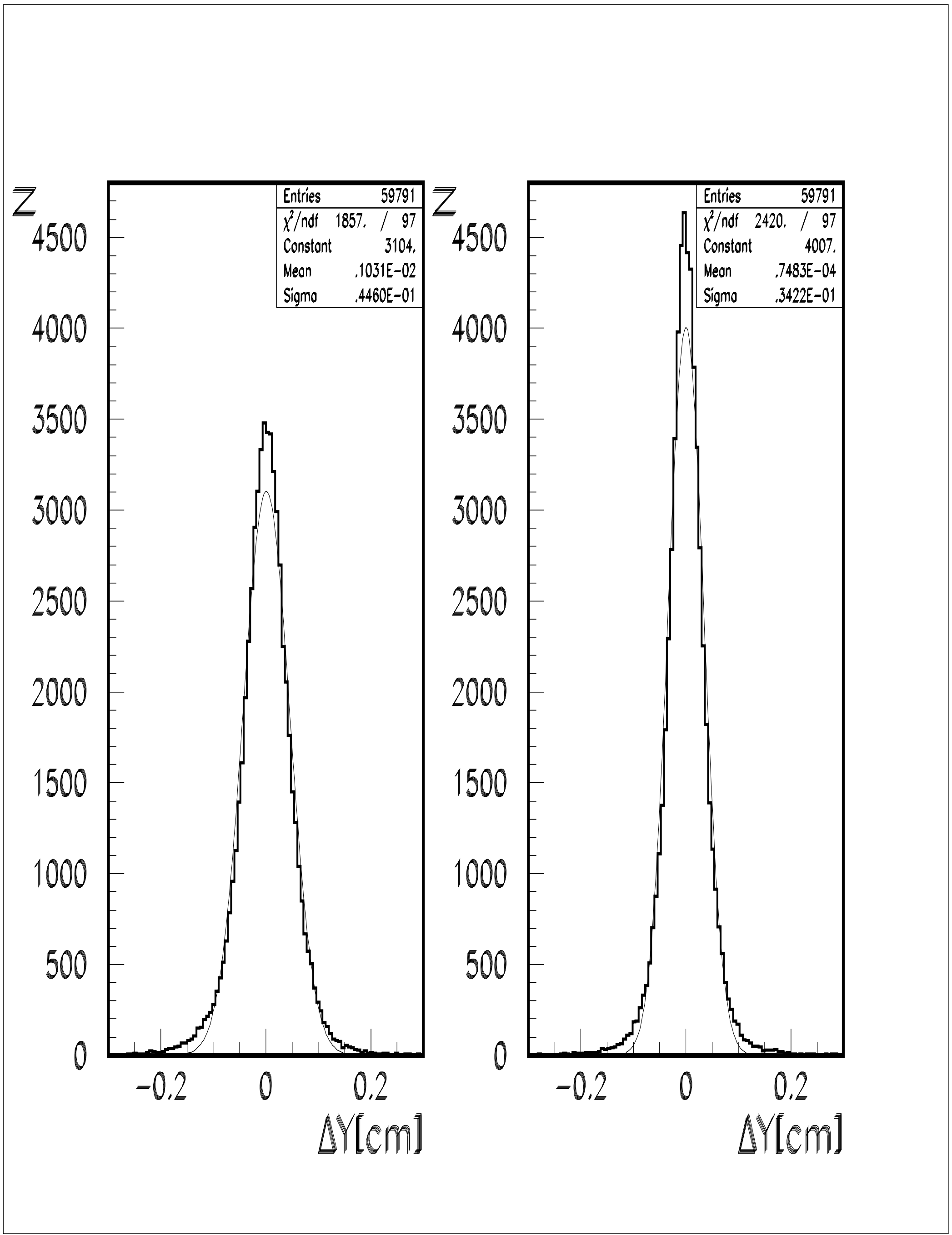


Abbildung 5.6 Verteilung der Abweichungen vom Geradenfit in Y-richtung vor und nach der Korrektur. Links: ΔY vor der Korrektur. Rechts: ΔY nach der Korrektur.

Die relative Genauigkeit der Ortsbestimmung des Detektors liegt damit ohne Korrektur der Daten bei ca. $450\mu m$ und läßt sich durch Anwenden der Korrektur auf ca. $350\mu m$ verbessern. Problematisch bei dieser Korrekturmethode ist allerdings, daß die Natur der Verzerrung a priori nicht bekannt ist. Damit bewirkt die Korrektur zwar, daß eine gerade Spur auch als solche in das TPC-Koordinatensystem abgebildet wird, aber nicht notwendig auf die wirkliche Teilchentrajektorie. Um sicherzustellen, daß dadurch keine neuen systematischen Fehler eingeführt werden, ist es notwendig, Ionisationsspuren in der Kammer zu erzeugen, deren Position besser bekannt ist als die Ortsauflösung des Detektors. In der endgültigen Ausbaustufe sollte das NA49-Lasersystem in der Lage sein, diese Anforderung zu erfüllen.

5.2 Positionsbestimmung der TPC

Analysiert man die während der Strahlzeit 1994 ohne Magnetfeld aufgenommenen Daten, erhält man die in Abbildung 5.7 und 5.8 dargestellten Vertexverteilungen. Die Mittelwerte dieser Verteilungen entsprechen der im TPC-Koordinatensytem gemessenen Position des Targets. In Tabelle 5.1 werden diese Werte mit dem statistischen Fehler dargestellt.

	Target 1 /cm	Target 2 /cm
X	-0.24 ± 0.009	-0.271 ± 0.0055
Y	-0.665 ± 0.07	-0.714 ± 0.005
Z	-580.55 ± 0.11	-192.52 ± 0.03

Tab. 5.1 Gemessene Position der Targets im TPC-Koordinatensystem

Damit errechnen sich nach Gleichung 3.1-3.5 folgende Werte für die TPC-Position:

ΔX	$0.27\ cm$	$\pm 0.13\ cm$
ΔY	$0.73\ cm$	$\pm 0.35\ cm$
ΔZ	$0.295\ cm$	$\pm 0.24\ cm$
rot_y	$0.08\ mrad$	$\pm 0.025\ mrad$
rot_x	$0.14\ mrad$	$\pm 0.02\ mrad$

Tab. 5.2 Durch Rekonstruktion von Teilchentrajektorien bestimmte Position der Vertex-TPC2 im NA49-Koordinatensystem

Betrachtet man im Vergleich dazu die durch geodätische Meßmethoden gewonnenen Werte,

ΔX	$0.17\ cm$	$\pm 0.02\ cm$
ΔY	$0.73\ cm$	$\pm 0.02\ cm$
ΔZ	$-0.3\ cm$	$\pm 0.02\ cm$
rot_y	$0.25\ mrad$	$\pm 0.1\ mrad$
rot_x	$0.00\ mrad$	$\pm 0.1\ mrad$

Tab. 5.3 Mit geodätischen Methoden vermessene Position der Vertex-TPC2 im NA49-Koordinatensystem

so erkennt man eine Diskrepanz zwischen den Datensätzen. Die TPC-Position scheint gegenüber der gemessen Position in Z-Richtung um $6mm$ und in X-Richtung um $1mm$ verschoben zu sein. Aufgrund der hohen Präzision der Ortsbesimmung durch Rekonstruktion von Teilchenspuren kann man jetzt die Rekonstruktionskette auf systematische Fehler untersuchen.

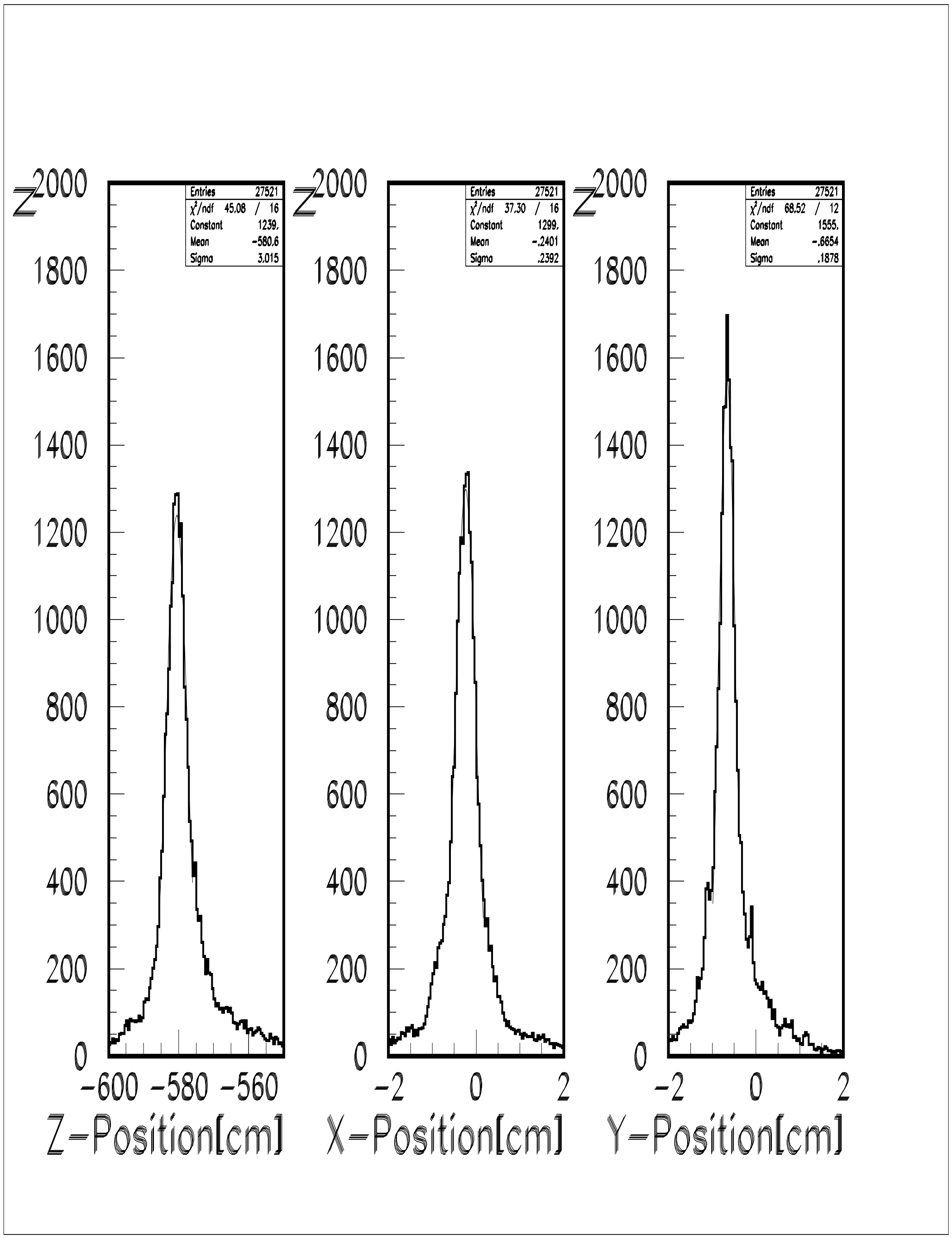


Abbildung 5.7 Verteilung der Vertexkoordinaten des ersten Targets in TPC-Koordinaten

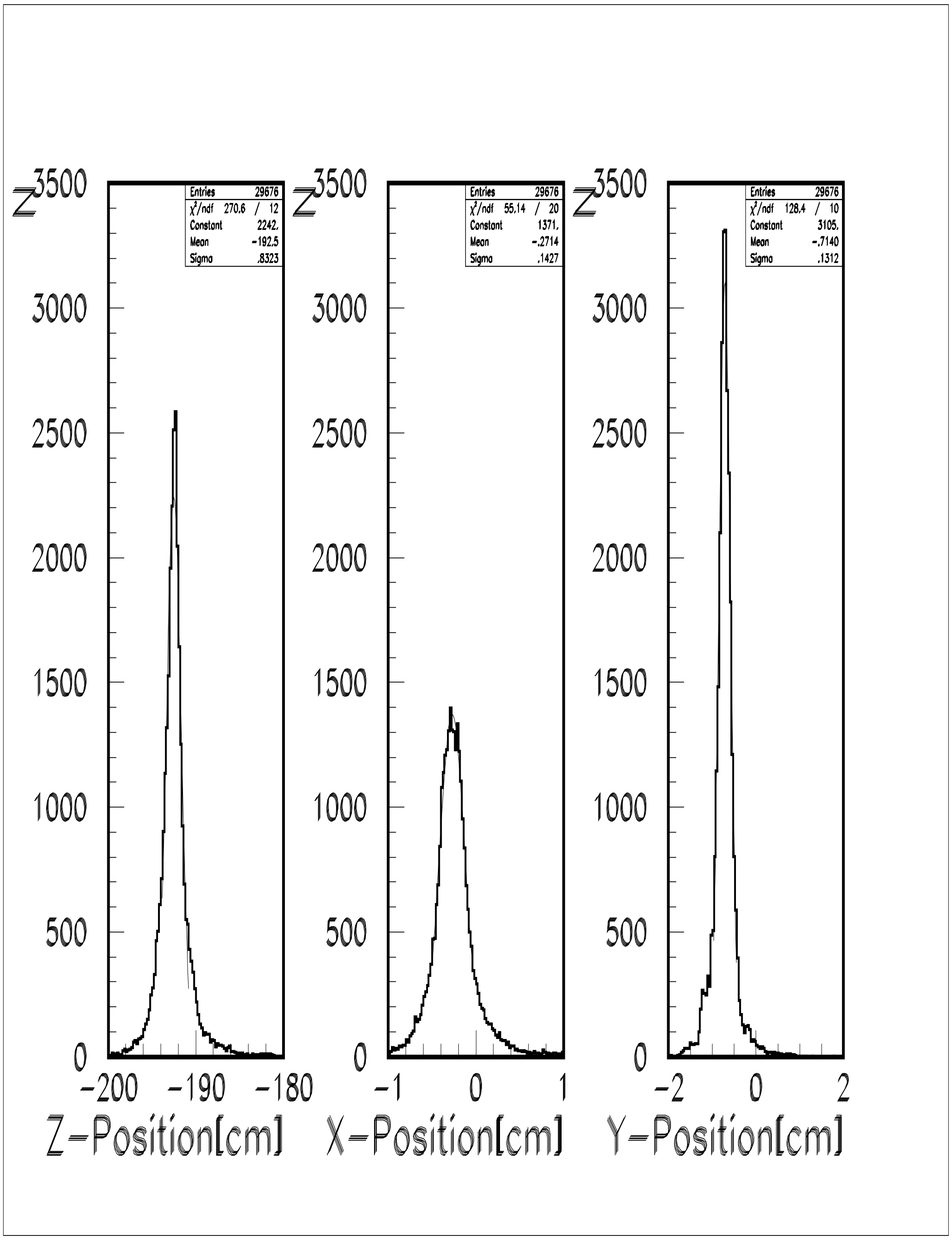


Abbildung 5.8 Verteilung der Vertexkoordinaten des zweiten Targets in TPC-Koordinaten

5.3 Fehlerbetrachtung

Die Genauigkeit der Ortsbestimmung durch Analyse von Teilchenspuren wird durch die Ortsauflösung der Kammer bestimmt. Zu der in Kapitel 5.1 bestimmten intrinsischen Ortsauflösung addieren sich noch zusätzliche Fehler durch die Umrechnung der *cluster*-Information in NA49-Koordinaten. In XZ-Ebene wird dieser Fehler durch die Kenntnis der Position der *pads* bestimmt. In Y-Richtung kommt nach Gleichung 3.6 noch der Meßfehler der Driftgeschwindigkeit und von t_{zero} hinzu. Der Wert von t_{zero} wird im Prinzip durch die Hardware der Ausleseelektronik und der Triggerlogik vorgegeben und ist konstant, solange der Aufbau unverändert bleibt. Es hat sich allerdings gezeigt, daß es während der Strahlzeit nicht möglich war, t_{zero} mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Die Driftgeschwindigkeit v_{drift} wird, wie in Kapitel 4 bereits diskutiert wurde, gemessen. Ein experimenteller Zugang zu t_{zero} liegt in der Tatsache, daß, wenn ein Ereignis in der Kammer vorliegt, die ganze Kammer von Teilchen ausgeleuchtet wird. Betrachtet man die Verteilung der registrierten *hits* in Zeitrichtung, so sieht man, daß die Zeittakte bis zu einer gewissen Zeit mit *hits* gefüllt sind und dann schnell ausdünnen (Abbildung 5.9). Die Position des Abfalls gibt die Position der Hochspannungsebene in der Kammer an. Wie man in Abbildung 5.9 sieht, bricht diese Verteilung nicht scharf ab, was eine Bestimmung der HV-Ebene aufwendiger macht. Um aus dieser Verteilung die Position der HV-Ebene zu extrahieren, sucht man den Teil der Verteilung mit dem steilsten Abfall und definiert diese Stelle als Ort der HV-Ebene. Dazu ist es nötig, einen numerischen Differentiationsfilter auf die Verteilung anzuwenden. In diesem Fall hat sich ein Laplace-Filter als sehr nützlich erwiesen. Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung nach dem Einsatz eines Laplace-Filters. Da die Position der HV-Ebene bekannt ist, kann man nun aus dem in Zeittakten gemessenen Wert eine Beziehung zwischen Driftgeschwindigkeit und t_{zero} herstellen. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit kann man so t_{zero} bestimmen. Nimmt man die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte für die Driftgeschwindigkeit an, so ergibt sich für t_{zero} ein Wert von $2.75 \pm 0.05 \mu s$. Der Fehler der Ortsbestimmung im NA49-Koordinatensystem setzt sich damit aus der intrinsischen Ortsauflösung ($\sigma_{x,y,z-intrin.}$) der Detektorkammer, dem Fehler der Positionsmessung der Kammer ($\sigma_{x,y,z-TPC}$) und den Meßfehlern der weiteren zur Ortsbestimmung benötigten Größen zusammen.

$$\sigma^2_{x_{abs}} = \sigma^2_{x-TPC} + \sigma^2_{x-intrin.} \tag{5.1}$$

$$\sigma^2_{y_{abs}} = \sigma^2_{y-TPC} + \sigma^2_{y-intrin.} + \sigma^2_{V_d} \cdot t_0^2 + \sigma^2_{t_0} \cdot V_d^2 \tag{5.2}$$

$$\sigma^2_{z_{abs}} = \sigma^2_{z-TPC} + \sigma^2_{z-intrin.} \tag{5.3}$$

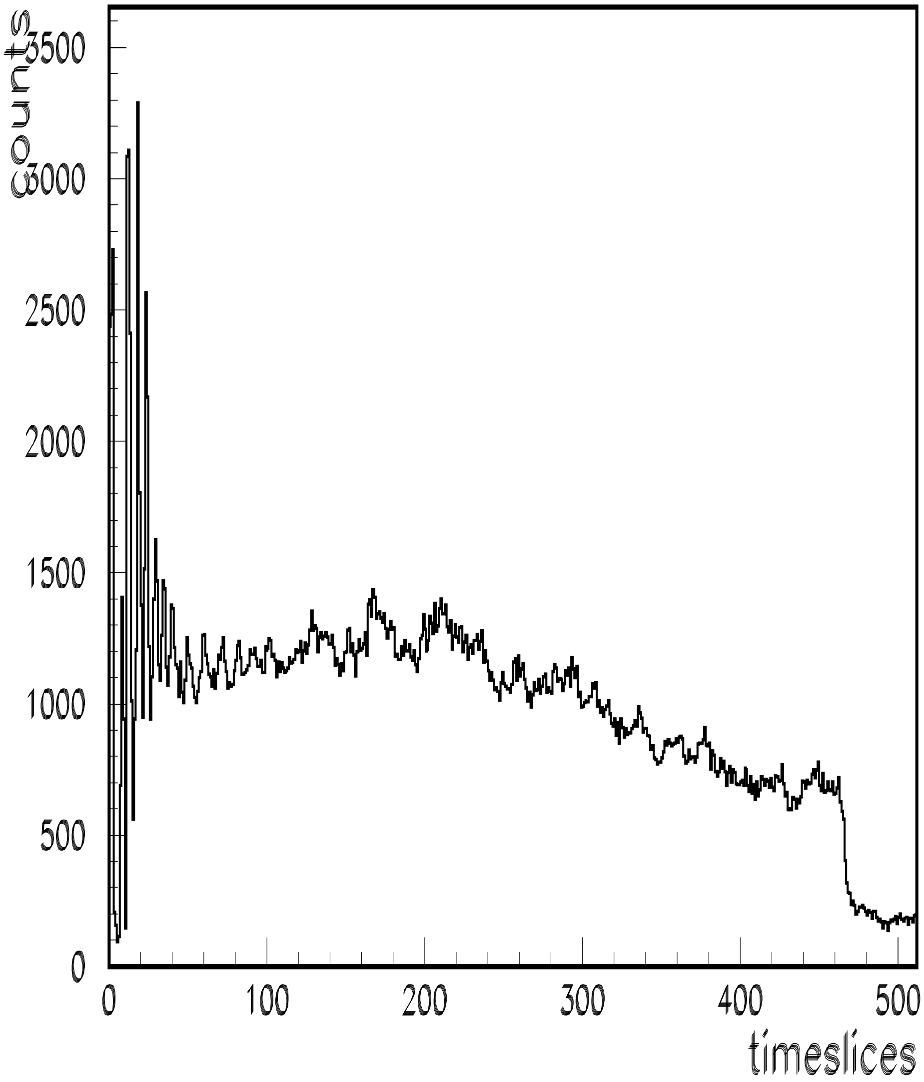
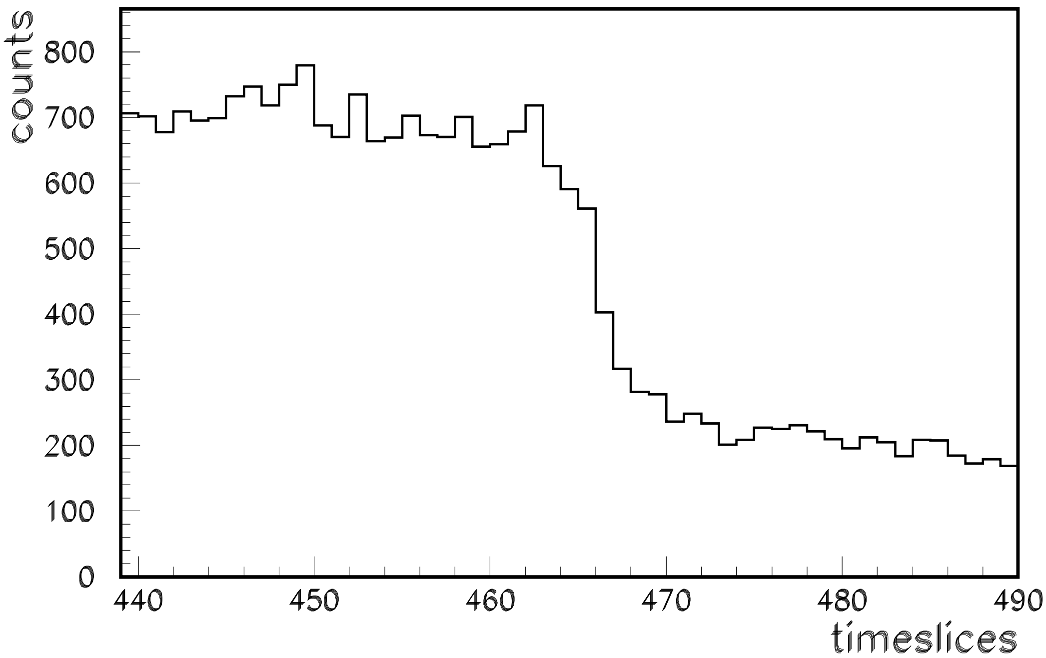


Abbildung 5.9 Verteilung der in der Kammer registrierten *hits* in Abhängigkeit von der Driftzeit.



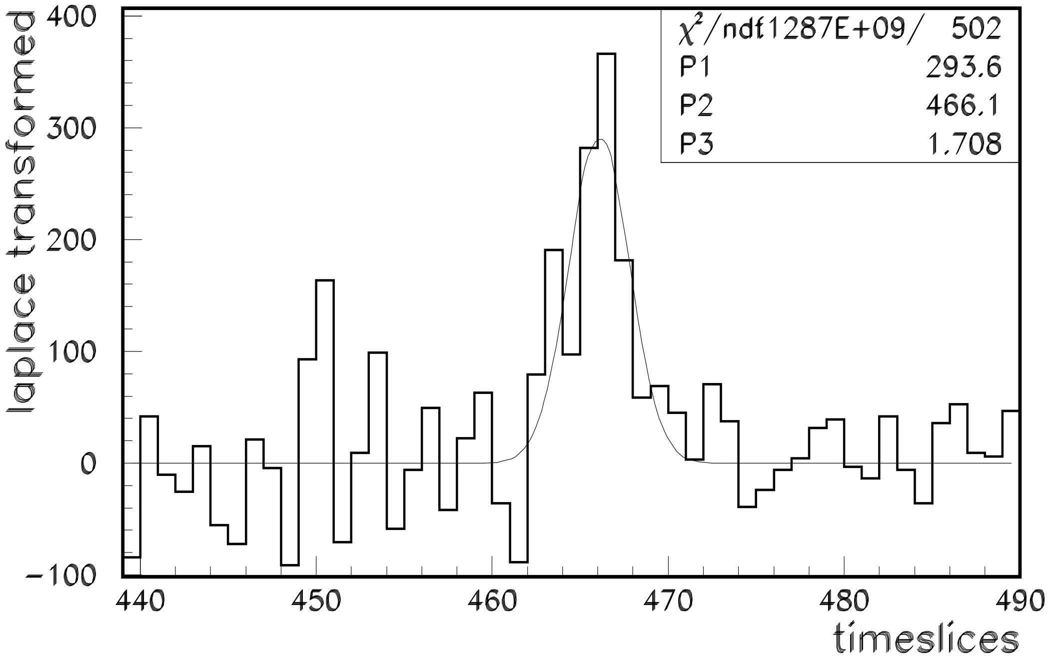


Abbildung 5.10 Oben: Auschnitt aus der Hitverteilung. Unten: Laplace-Transformation der Verteilung. Das Maximum der transformierten Verteilung gibt den Punkt des steilsten Abfalls der ursprünglichen Verteilung an. Dieser Wert wird als Position der Hochspannungsebene identifiziert[21]

.

Für die Fehler ergeben sich damit folgende Werte:

$\sigma_{x_{abs}}$	$0.045cm$
$\sigma_{y_{abs}}$	$0.3cm$
$\sigma_{z_{abs}}$	$0.03cm$

Tab. 5.4 Absoluter Fehler der Ortsbestimmung im NA49-Koordinatensystem.

In die Bestimmung der Targetpositionen gehen diese Fehler ebenfalls ein. Die intrinsische Ortsauflösung geht hierbei in den Fehler der Fitparameter der Geradengleichungen ein, die an die Teilchenspuren angepaßt werden. Für den Fehler der Bestimmung des Schnittpunkts zweier Geraden der Form

$$x, y = a_{x,y} + b_{x,y} \cdot z, \tag{5.4}$$

wobei a den Schnittpunkt mit der z=0 Ebene und b die Steigung der Gerade angibt, ergeben sich vereinfacht folgende Gleichungen:

$$\sigma^2_{x-targ.} = \sigma^2_{x-TPC} + 2 \cdot \frac{\sigma^2_{a_x}}{n_{punkte}} \cdot [\bar{b}_x \frac{z_{targ}}{\Delta a_x}]^2 + 2 \cdot \frac{\sigma^2_{b_x}}{n_{punkte}} \cdot [\bar{a}_x \frac{z_{targ}}{\Delta a_x}]^2, \tag{5.5}$$

$$\sigma^2_{y-targ.} = \sigma^2_{y-TPC} + 2 \cdot \frac{\sigma^2_{a_y}}{n_{punkte}} \cdot [\bar{b}_y \frac{z_{targ}}{\Delta a_y}]^2 + 2 \cdot \frac{\sigma^2_{b_y}}{n_{punkte}} \cdot [\bar{a}_y \frac{z_{targ}}{\Delta a_y}]^2, \tag{5.6}$$

$$\sigma^2_{z-targ.} = \sigma^2_{z-TPC} + 2 \cdot \frac{\sigma^2_{a_x}}{n_{punkte}} \cdot [\frac{z_{targ}}{\Delta a_x}]^2 + 2 \cdot \frac{\sigma^2_{b_x}}{n_{punkte}} \cdot [\bar{b} \cdot \frac{z^2_{targ}}{\Delta a_x}]^2. \tag{5.7}$$

Dabei geben n_{punkte} die Anzahl der auf der Spur liegenden Punkte, Δa den Abstand der Schnittpunkte mit der z=0 Ebene und z_{targ} die Sollposition des Targets an. Um den Fehler der Positionsbestimmung der Targets klein zu halten, werden zur Berechnung der Schnittpunkte nur Spuren herangezogen, die mehr als eine gewisse Mindestzahl an Punkten aufweisen und deren Abstand der Schnittpunkte mit der z=0 Ebene größer als ein geforderter Mindestabstand ist (siehe Tabelle 5.5). Da die Teilchenspuren, die von den verschiedenen Targets ausgehen, aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Detektors stark unterschiedliche Spurparameter aufweisen, mußten für die jeweiligen Targets andere Auswahlkriterien angenommen werden. Die folgende Tabelle zeigt die entsprechenden Werte:

	Target 1	Target 2
z_{targ}	$580.27cm$	$192.2cm$
n_{punkte}	> 50	> 30
Δa_x	$70cm$	$30cm$
Δa_x	$15cm$	$10cm$

Tab. 5.5 Auswahlkriterien der zur Bestimmung der Targetposition verwendeten Spuren

Mit diesen Werten ergeben sich folgende Fehler der Bestimmung der Targetposition im NA49-Koordinatensystem.

	Target 1	Target 2
σ_x	$0.125cm$	$0.055cm$
σ_y	$0.345cm$	$0.3cm$
σ_z	$0.24cm$	$0.085cm$

Tab. 5.6 Fehler der Bestimmung der Targetposition im NA49-Koordinatensystem durch die Analyse von Teilchenspuren.

Da diese Fehler deutlich kleiner sind als die beobachtete Abweichung der mit Teilchenspuren bestimmten TPC-Position von der mit geodätischen Methoden gemessenen Position, müssen systematische Effekte vorliegen, die in der bisherigen Analyse nicht berücksichtigt worden sind.
Betrachtet man die Vertexbestimmung im internen TPC Koordinatensystem, so erhält man eine wesentlich bessere Ortsauflösung, da in diese Messung der Fehler durch die Transformation in das NA49-Koordinatensystem nicht eingeht (Tabelle 5.7).

	Target 1	Target 2
σ_x	$0.009cm$	$0.0055cm$
σ_y	$0.007cm$	$0.005cm$
σ_z	$0.11cm$	$0.03cm$

Tab. 5.7 Fehler der Bestimmung der Targetposition im TPC-Koordinatensystem durch die Analyse von Teilchenspuren.

Aufgrund der hohen Präzision ist diese Analysemethode sehr gut dazu geeignet, systematische Fehler der Rekonstruktion von Raumpunkten in der TPC aufzudecken.
Um Effekte auszuschließen, die durch Fehlfunktionen der Analyseprogramme eingeführt werden, wurde die Analysekette durch simulierte Daten getestet. Dazu wurden mit einer Monte-Carlo Methode künstliche Datensätze mit bekanntem Reaktionsvertex erzeugt und dann mit der gleichen Analysekette untersucht wie die wirklichen Daten. Abbildung 5.11 zeigt die Vertexverteilungen für ein simuliertes Event.

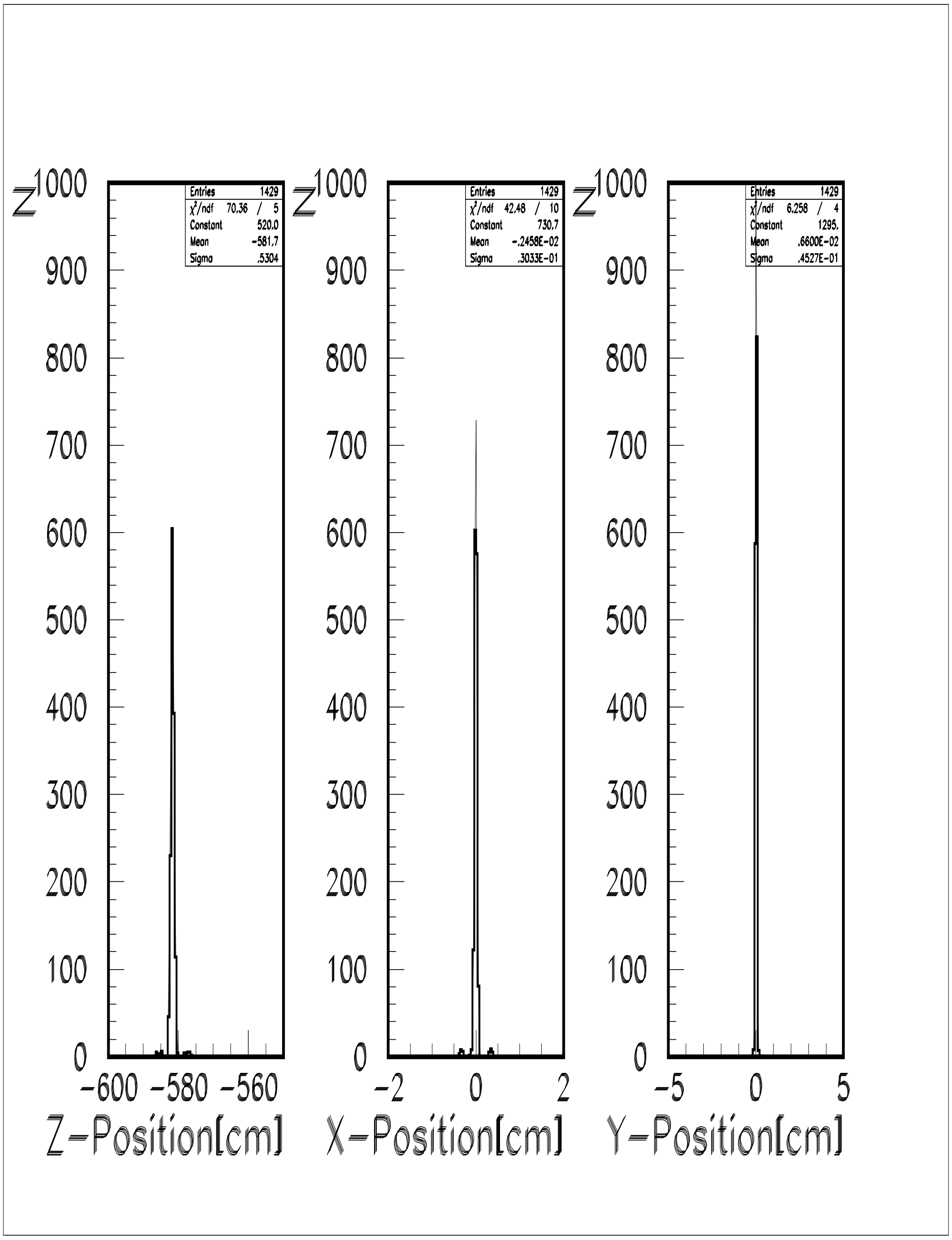


Abbildung 5.11 Vertexverteilungen eines simulierten Ereignisses. Der bei der Simulation der Daten eingegebene Vertex liegt bei Z=-581.7cm X,Y=0.00cm.

Zur Rekonstruktion des Reaktionsvertex wurden lediglich 400 Spuren bereitgestellt. Die vorgegebene Vertexposition wird in Tabelle 5.8 angegeben.

X	$0.27cm$
Y	$0.00cm$
Z	-580.27

Tab. 5.8 Vertexposition der simulierten Daten

Tabelle 5.9 gibt die Koordinaten der rekonstruierten Vertexposition wieder.

X	$0.27cm$	$\pm0.005cm$
Y	$0.00cm$	$\pm0.005cm$
Z	-580.27	$\pm0.005cm$

Tab. 5.9 Rekonstruierte Vertexposition der simulierten Daten

Es hat sich gezeigt, daß es selbst bei kleiner Statistik möglich war, den Reaktionsvertex mit einer Genauigkeit von besser als $50\mu m$ zu reproduzieren. Die gute Übereinstimmung der Rekonstruktion mit den Daten spricht dafür, daß die Analyseprogramme zufriedenstellend arbeiten.
Eine weitere mögliche Quelle für systematische Fehler ist die Übersetzung von *hits* in Raumkoordinaten. Die Programme, die diese Aufgabe erfüllen, wurden getestet, indem man den Wertebereich der errechneten Raumpunkte mit dem durch die Konstruktion der TPC möglichen Wertebereich vergleicht. Durch die Anordnung der *pads* auf der *pad*-Ebene sollte der Wertebereich der errechneten Koordinaten von -81.04cm bis -12.7cm und von 12.7 bis 81.04cm reichen. Trägt man von der Analysekette bestimmten Raumpunkte gegen die entsprechende Koordinate auf, sollte die Verteilung der Koordinaten genau an diesen Stellen abbrechen (Abbildung 5.12). Eingehende Untersuchung dieser Verteilung hat ergeben, daß der Wertebereich exakt dem durch die Konstruktion der Ausleseebene vorgegebenen Bereich entspricht. Fehler durch falsche Zuordnung von *hits* zu Raumkoordinaten innerhalb der Ausleseebene sind damit ebenfalls ausgeschlossen.
Demnach bleibt noch die Positionen der einzelnen Auslesemodule der Detektorkammer relativ zueinander zu überprüfen. Zu diesem Zweck wurde die Vertexposition für jeweils die rechte und die linke Hälfte der Kammer bestimmt. Bei dieser Analyse hat sich ergeben, daß die Kammerhälften eindeutig in X-Richtung gegeneinander verschoben erscheinen (siehe Abbildung 5.13). Diese Verschiebung bedingt nun eine falsche Rekonstruktion des Reaktionsvertex, womit die Kammer in X- und Z-Richtung verschoben zu sein scheint. Erneute Vermessung der Position der Detektorkomponenten hat allerdings ergeben, daß alle Maße exakt den Konstruktionsvorgaben entsprechen. Die Ursache der scheinbaren Verschiebung war bis zur Fertigstellung dieser Arbeit noch ungeklärt.

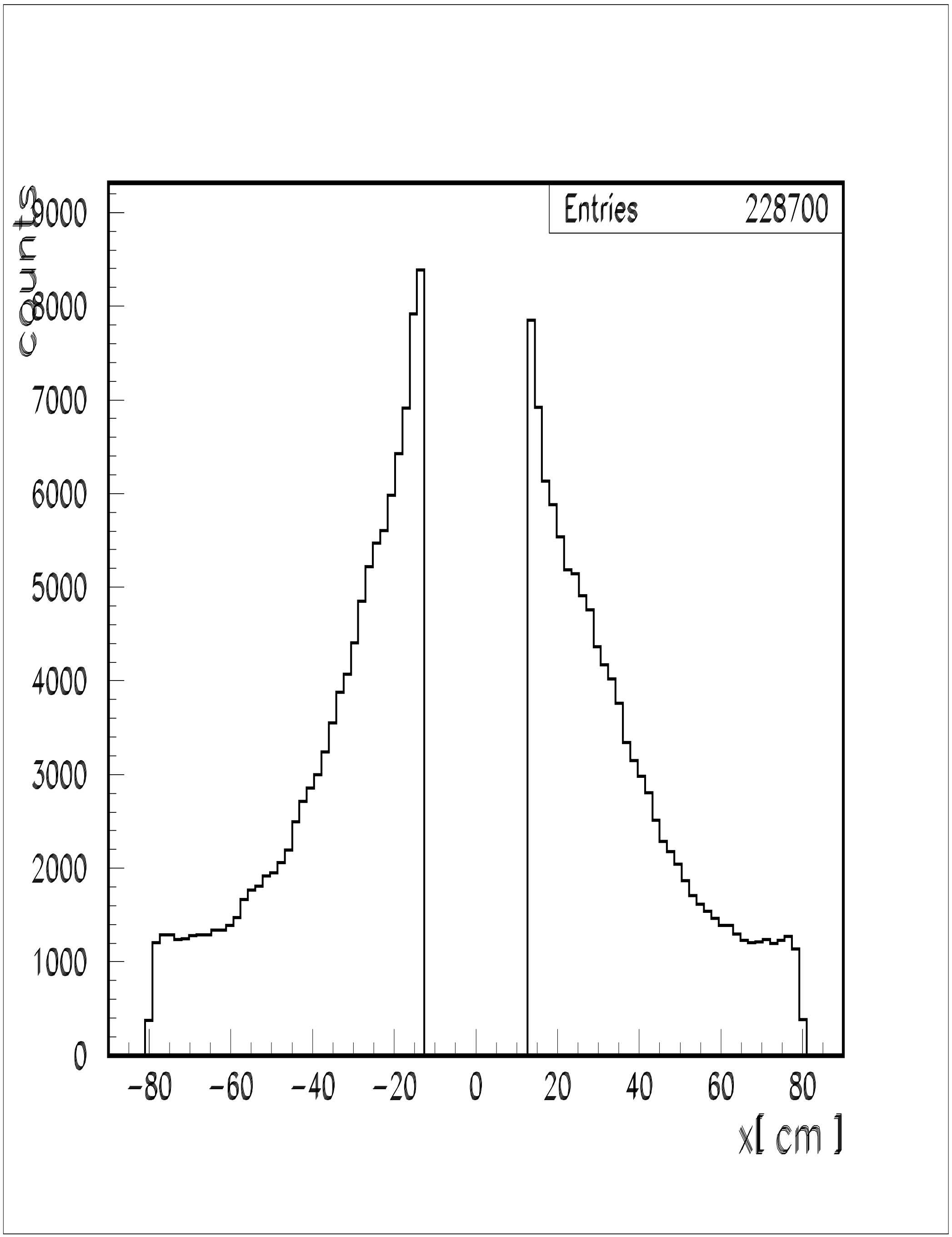


Abbildung 5.12 Verteilung der in der im Detektorvolumen gefundenen *cluster* in Abhängigkeit von der X-Position.

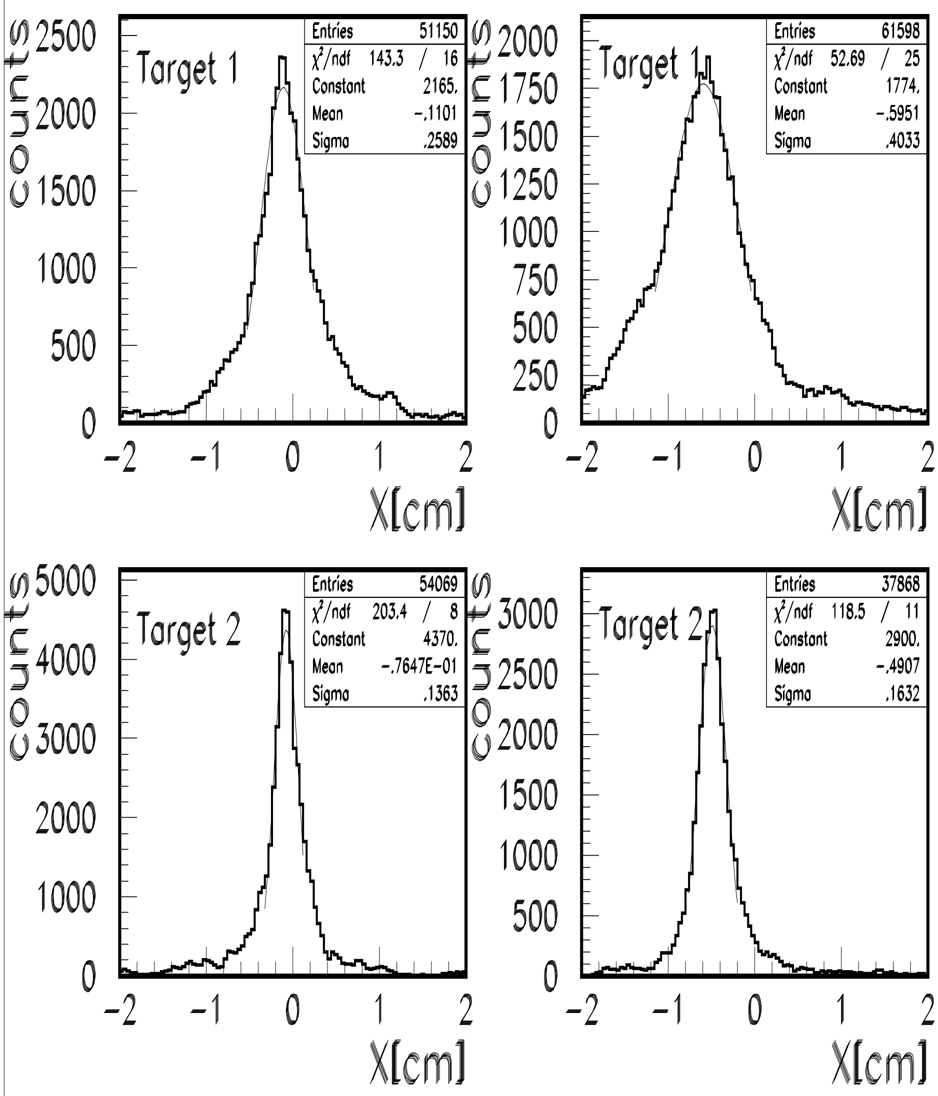


Abbildung 5.13 Verteilung der Vertexposition bei getrennter Untersuchung der Kammerhälften. Oben links: Target 1, X>0. Oben rechts: Target 1,X<0. Unten links: Target 2, X>0. Unten rechts: Target 2, X<0.

Die Analyse von Teilchenspuren ohne Magnetfeld hat gezeigt, daß es mit der oben beschriebenen Methode möglich ist, systematische Verzerrungen der Spuraufzeichnung durch die TPC zu untersuchen und zu korrigieren. Die intrinsische Ortsauflösung des Detektors kann damit von 450 μm auf 350 μm verbessert werden. Weiterhin kann man durch die Rekonstruktion der Reaktionsvertizes in zwei Targetebenen die Position des Detektors im NA49-Koordinatensystem bestimmen. Diese Methode der Positionsbesimmung hat sich als sehr präzise herausgestellt. Die Targetpositionen können im TPC-Koordinatensystem mit einer Genauigkeit von besser als $100\mu m$ in X- bzw. Y-Richtung und von 1mm in Z-Richtung bestimmt werden. Ein Vergleich der ins NA49-Koordinatensystem transformierten Kammerposition mit den durch geodätische Messverfahren ermittelten Werten hat allerdings eine Differenz der Positionen gezeigt, die weit außerhalb der Messfehler liegt. Dies deutet auf systematische Fehler der Spuraufzeichnung hin, die in der bisherigen Analyse der Daten noch nicht berücksichtigt worden sind. Dieser Effekt verschlechtert die Genauigkeit der Ortsbestimmung auf 4 mm in X- bzw. 1 cm in Z-Richtung. Diese Genauigkeit reicht aber nicht aus, um in der Vertex-TPC sekundäre Vertizes von zerfallenden neutralen Teilchen sicher zu identifizieren, womit eine wichtige Observable zur Charakterisierung von Schwerionenkollisionen nicht mit der nötigen Präzision messbar ist. Eine weitere Untersuchung dieses Effekts ist damit unbedingt notwendig.

6 Relevanz der Ergebnisse für physikalische Observablen

Ziel dieser Arbeit war es, eine Abbildung des lokalen Koordinatensystems einer Spurendriftkammer in das globale Targetkoordinatensystem zu finden. Mit dieser Transformation und mit durch ein Spurerkennungsprogramm bestimmten Trajektorien geladener Teilchen im Magnetfeld ist es möglich, den Impuls der Teilchen im NA49-Koordinatensystem zu erhalten. Die Analyse von Multi-Target-Konfigurationen hat sich dabei als sehr nützliches Mittel für die Bestimmung der Kammerposition erwiesen. Im folgenden soll erläutert werden, welche Bedeutung die Resultate dieser Arbeit für die physikalischen Observablen des NA49-Experiments haben.

Bei der Suche nach einem *Quark-Gluon-Plasma*-Zustand stark wechselwirkender Materie mit den Methoden der ultrarelativistischen Kernphysik spielt die Frage nach der Beschreibbarkeit des erzeugten Systems mit thermodynamischen Begriffen eine wesentliche Rolle. Die Interpretation der globalen Eigenschaften des produzierten Systems wie Energiedichte, Entropie und Seltsamkeitsgehalt wird erheblich vereinfacht, wenn zur Beschreibung der beobachteten Größen statistische Modelle benutzt werden können. Insbesondere muß gezeigt werden, inwieweit sich das System während der Reaktion einem **thermischen und chemischen Gleichgewicht** annähert. Im NA49-Experiment dienen als Observablen die Impulsverteilungen geladener und neutraler Hadronen, die in einem großen Teil des Phasenraums gemessen werden. Im Fall der geladenen Teilchen erfolgt diese Messung mit einer statistischen Signifikanz, die eine Bestimmung thermodynamischer Observablen für einzelne Ereignisse ermöglichen sollte.

Thermisches Gleichgewicht. Bisherige Untersuchungen haben gezeigt, daß eine konsistente Beschreibung der Kollision unter der Annahme eines *lokalen* thermischen Gleichgewichts möglich ist [25]. Die Experimente am SPS weisen zusätzlich darauf hin, daß keine vollständige Thermalisierung zwischen longitudinalen und transversalen Freiheitsgraden auftritt. In longitudinaler Richtung überlebt eine kollektive Bewegung der Teilchen die Thermalisierung während der Stoßprozesse. Befindet sich eine Quelle im thermischen Gleichgewicht, so sollte das Transversalimpulsspektrum der emittierten Teilchen eine Boltzmann-Verteilung aufweisen. Die Form des gemessenen Transversalimpulsspektrums kann dann mit einer thermischen Verteilung angepaßt werden und damit kann dem in der Reaktion erzeugten 'Feuerball' eine effektive Temperatur zugeordnet werden. Frühere Experimente mit leichten Stoßsystemen haben Temperaturparameter von etwa 180 MeV für Pionen und bis zu 230 MeV für schwerere Teilchen ergeben. Diese Temperaturen liegen höher als die nach dem Hagedorn-Modell erwartete Grenztemperatur für hadronische Materie von etwa 160 MeV [23, 24]. Eine mögliche Ursache ist eine Dopplerverschiebung der Spektren aufgrund einer kollektiven transversalen Expansion der Materie [25].

In der Analyse der ersten Generation von Schwerionenexperienten zeigten sich Abweichungen der Form der Pionentransversalimpulsverteilung von einer thermischen Verteilung bei kleinen Transversalimpulsen (*low-p_T-enhancement*) und bei hohen Transversalimpulsen (*Cronin-Effekt*). Die Untersuchung dieser Effekte wird dadurch erschwert, daß diese Bereiche der Transversalimpulsverteilung nur eine geringe Teilchenstatistik enthalten und daher sehr empfindlich auf Verunreinigungen durch Sekundärteilchen. Da der Impuls der Teilchen durch Vermessen der Teilchentrajektiorie im Magnetfeld bestimmt wird, ist diese Observable sensitiv auf Fehler in der Positionsbestimmung der Detektoren.

Im Fall der NA49 TPC wird durch die große Zahl der Teilchen pro Ereignis und die zu erwartende hohe Ereignisstatistik der Fehler der Transversalimpulsverteilung allein durch die systematischen Unsicherheiten der Kontaminationskorrektur und der Impulsbestimmung dominiert werden. Dementsprechend wichtig ist eine genaue Analyse der Position der Spurendriftkammer relativ zur Strahlachse, die in die Bestimmung des Transversalimpulses eingeht.

Abbildung 6.1 zeigt die Auswirkung der Positions-Korrektur auf die p_T-Verteilung negativer Teilchen. Bei kleinen Transversalimpulsen ergeben sich signifikante Auswirkungen der Positionskorrektur. Die hier verwendeten Daten sind weder akzeptanzkorrigiert noch wurden Kontaminationseffekte berücksichtig. Daher war es noch nicht möglich, eine Temperautur anzupassen.

Chemisches Gleichgewicht. Neben der Frage nach der thermischen Equilibrierung des Systems stellt sich die Frage nach der chemischen Equilibrierung des Systems. Das wichtigste Signal zur Untersuchung dieser Frage ist die Produktionshäufigkeit seltsamer Teilchen. Da im Eingangskanal der Reaktion fast ausschließlich die leichten Quarksorten u und d vorliegen, ist Seltsamkeit ein Zeichen neu produzierter hadronischer Materie und damit eine wertvolle Probe für die in der Hochdichtephase der Reaktion ablaufenden Prozesse. Ein weiterer Vorteil der Untersuchung des Seltsamkeitssgehalts der Reaktion gegenüber Signalen anderer produzierter Teilchen ist die Tatsache, daß Seltsamkeit nur durch schwache Wechselwirkung verschwindet. Im Gegensatz zu anderen produzierten Hadronen (z.B. $p, \bar{p}$) wird das Seltsamkeitssignal damit nicht durch Anihilationsprozesse stark wechselwirkender Teilchen beeinflußt. Die Tatsache, daß Seltsamkeit-tragende Teil-

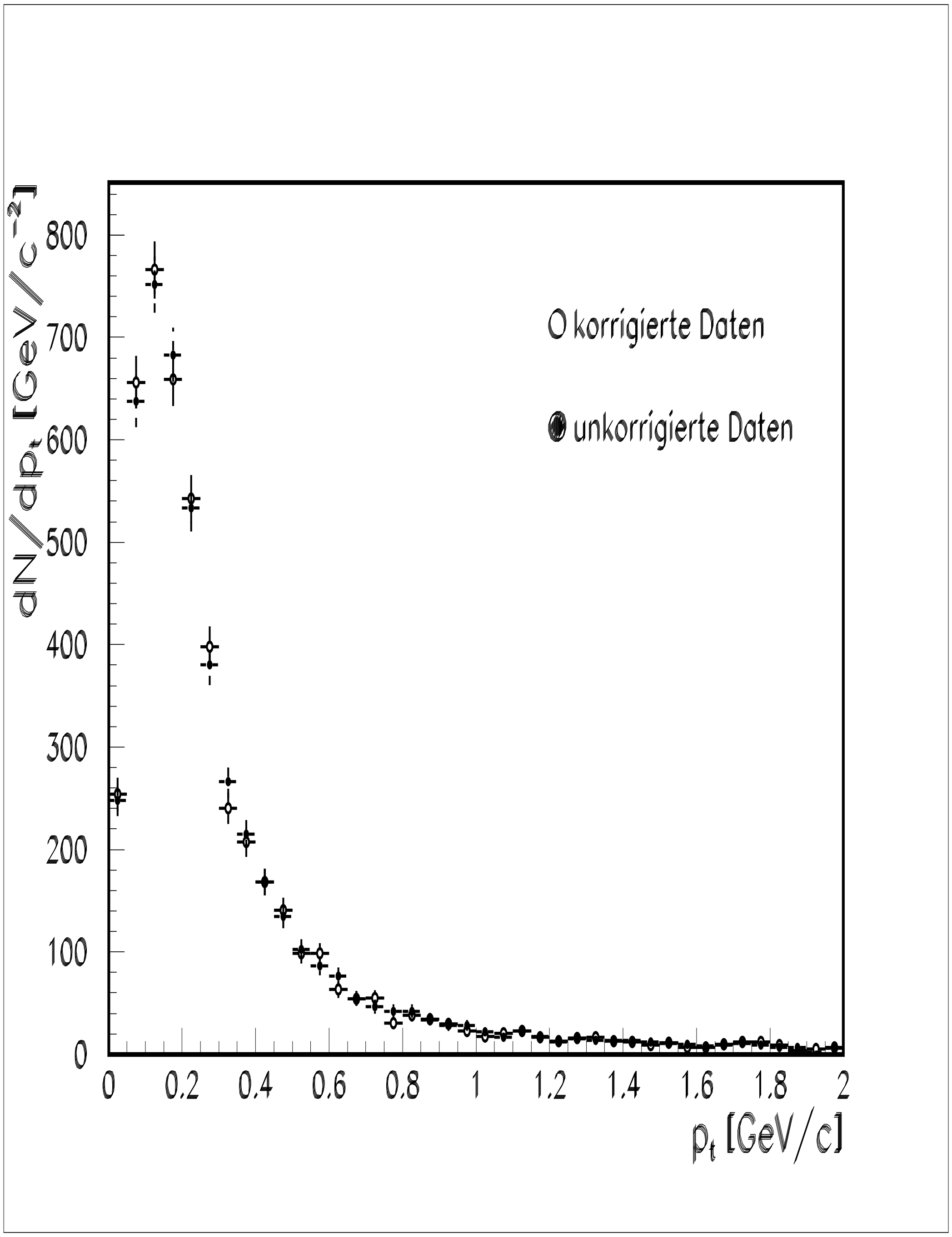


Abbildung 6.1 Transversalimpulsspektrum mit und ohne Geometriekorrektur

chen schwach zerfallen, hat den weiteren Vorteil, daß sie eine relativ lange Lebensdauer aufweisen und somit anhand ihrer beobachtbaren Zerfallstopologie durch eine einfache Massenhypothese identifiziert werden können.

In einem chemisch equilibrierten System sollte es zu einer annähernden Gleichverteilung der im System enthaltenen Energie auf die *flavor*-Freiheitsgrade kommen. Vernachlässigt man die Masse des s Quarks, sollte das System aus der gleichen Anzahl von u,d und s Quarks bestehen. Im Gegensatz dazu beobachtet man in Nukleon-Nukleon-Kollisionen eine Unterdrückung der s Quarks im Vergleich zu u und d Quarks. Als Probe für den chemischen Equilibrationszustand der Reaktion hat man daher den Seltsamkeits-Unterdrückungsfaktor λ eingeführt:

$$\lambda = \frac{2(s+\bar{s})}{(u+\bar{u}+d+\bar{d})}. \tag{6.1}$$

Eine Änderung von λ ist ein Hinweis auf die Anwesenheit neuer physikalischer Phänomene. Da in einem partonischen System die Schwelle zur Erzeugung eines s,$\bar{s}$ Quarkpaares niedriger ist als im Fall eines hadronischen Systems, erwartet man eine sehr viel schnellere Annäherung an das chemische Gleichgewicht, falls die Reaktion eine *Quark-Gluon-Plasma*-Phase durchläuft. Für ein Hadron-Gas erwartet man einen Wert von $\lambda = 0.2$. In einem System, welches eine *Quark-Gluon-Plasma*-Phase durchlaufen hat, erwartet man eine maximal beobachtbare Erhöhung von λ um einen Faktor 2-2.5 auf $\lambda = 0.5$ [26]. Eine exakte Bestimmung des Seltsamkeits-Unterdrückungsfaktors ist damit sehr wichtig, um eine Aussage über den Ablauf der Reaktion machen zu können.

Ein sehr wichtiges Signal sind die in der Reaktion produzierten Bayonen mit $s \geq 2$, deren Erzeugungswahrscheinlichkeit quadratisch von der Seltsamkeitsdichte im Feuerball abhängt. Somit quadriert man quasi die Abhängigkeit der Teilchenverhältnisse von der Produktionsrate und verdoppelt somit die Aussagekraft des Signals. Diese Teilchen können nur anhand ihrer Zerfallstopologie identifiziert werden. Dazu ist es zunächst notwendig Spuren zu identifizieren, die sich nicht zu dem primären Reaktionsvertex extrapolieren lassen. Dann müssen die gefundenen Nichtvertexspurpaare mit Hilfe einer Massenhypothese und der Zerfallstopologie einem Zerfallsprozess zugeordnet werden. Die genaue Rekonstruktion von Raumpunkten mit der VTPC 2 geht damit entscheidend in die Analyse der wichtigsten physikalischen Observablen ultrarelativistischer Kern-Kern Stoße ein. Die im Rahmen dieser Arbeit beobachtete Verschiebung der Kammerhälften um 4 mm gegeneinander macht eine Analyse solcher Zerfallsprozesse sehr problematisch. Um die Zerfallsprodukte sicher zuordnen zu können, ist eine Rekonstruktiongenauigkeit des Zerfallsvertex von deutlich besser als 1 mm notwendig. Die Suche nach der Ursache für dieser Verschiebung ist damit für die weitere Analyse der Daten von entscheidender Bedeutung.

7 Zusammenfassung

Da die zu untersuchenden physikalischen Observablen des NA49-Expriments entscheidend von der Leistungsfähigkeit der Detektoren beeinflußt werden, ist es notwendig, deren Funktion systematisch zu untersuchen und zu überwachen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Methoden vorgestellt, die Genauigkeit der Spurrekonstruktion zu quantifizieren und gegebenenfalls durch die Korrektur systematischer Fehler zu verbessern. Das NA49-Lasersystem hat während dieser Strahlzeit seine Funktionalität bewiesen. Trotz erheblicher technischer Schwierigkeiten hat die Analyse der Laserdaten Resultate geliefert, die entscheidend zum Verständnis der Funktion der Detektoren beigetragen haben. Der Ausbau des NA49-Lasersystems zu einem vollständigen System, das die in der ursprünglichen Konzeption festgelegten Spezifikationen erfüllt, hat sich damit als möglich und wünschenswert erwiesen.
Die Untersuchung von Ereignissen ohne Magnetfeld ist ein sehr exaktes Meßinstrument zur Rekonstruktion der Position der Detektorkomponenten. Der Vorteil gegenüber traditionellen Methoden ist, daß der Prozeß der Ortsmessung die vollständige Analysekette des Experiments beinhaltet. Damit können nicht nur räumliche Effekte untersucht werden, sondern auch Fehlfunktionen der Ausleseelektronik und der Analysesoftware. Die mit dieser Methode gefundene scheinbare Verschiebung der Detektorhälften relativ zueinander um ca. 4 mm ist konsistent mit Ergebnissen anderer Analysemethoden (z.B. der Laseranalyse). Die Ursache dieser Verschiebung konnte bis zur Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht lokalisiert werden. Um eine endgültige Klärung dieses Problems sicherzustellen, müssen Spuren in dem Detektor erzeugt werden deren Position besser bekannt ist als die intrinsische Ortsauflösung des Detektors. Das NA49-Lasersystem sollte in der vollständigen Ausbaustufe in der Lage sein, diese Aufgabe zu erfüllen.

8 Anhang

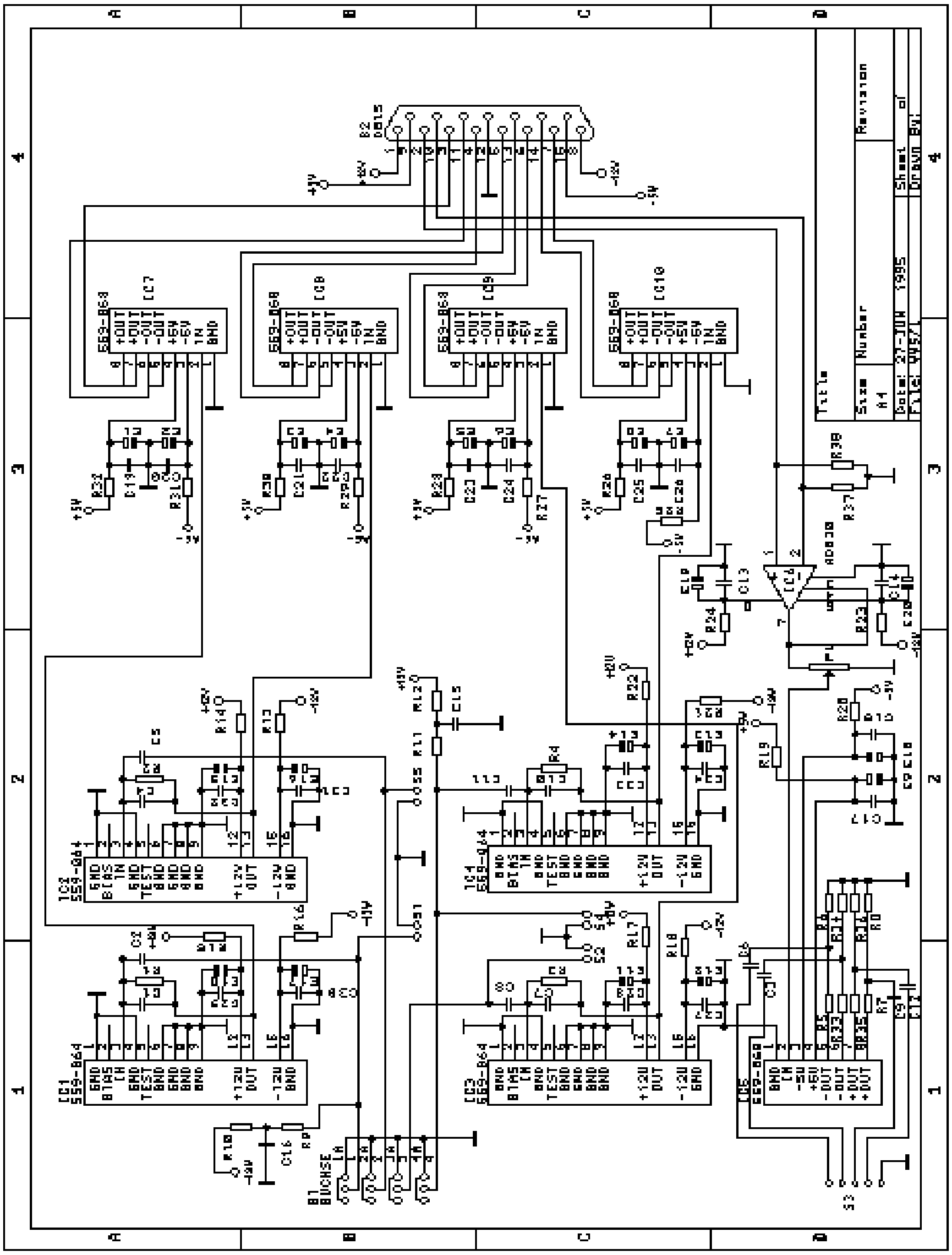


Abbildung 8.1 Prinzipschaltbild der Vorverstärkereinheiten. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Elektronikkomponenten wurden in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik Frankfurt hergestellt.

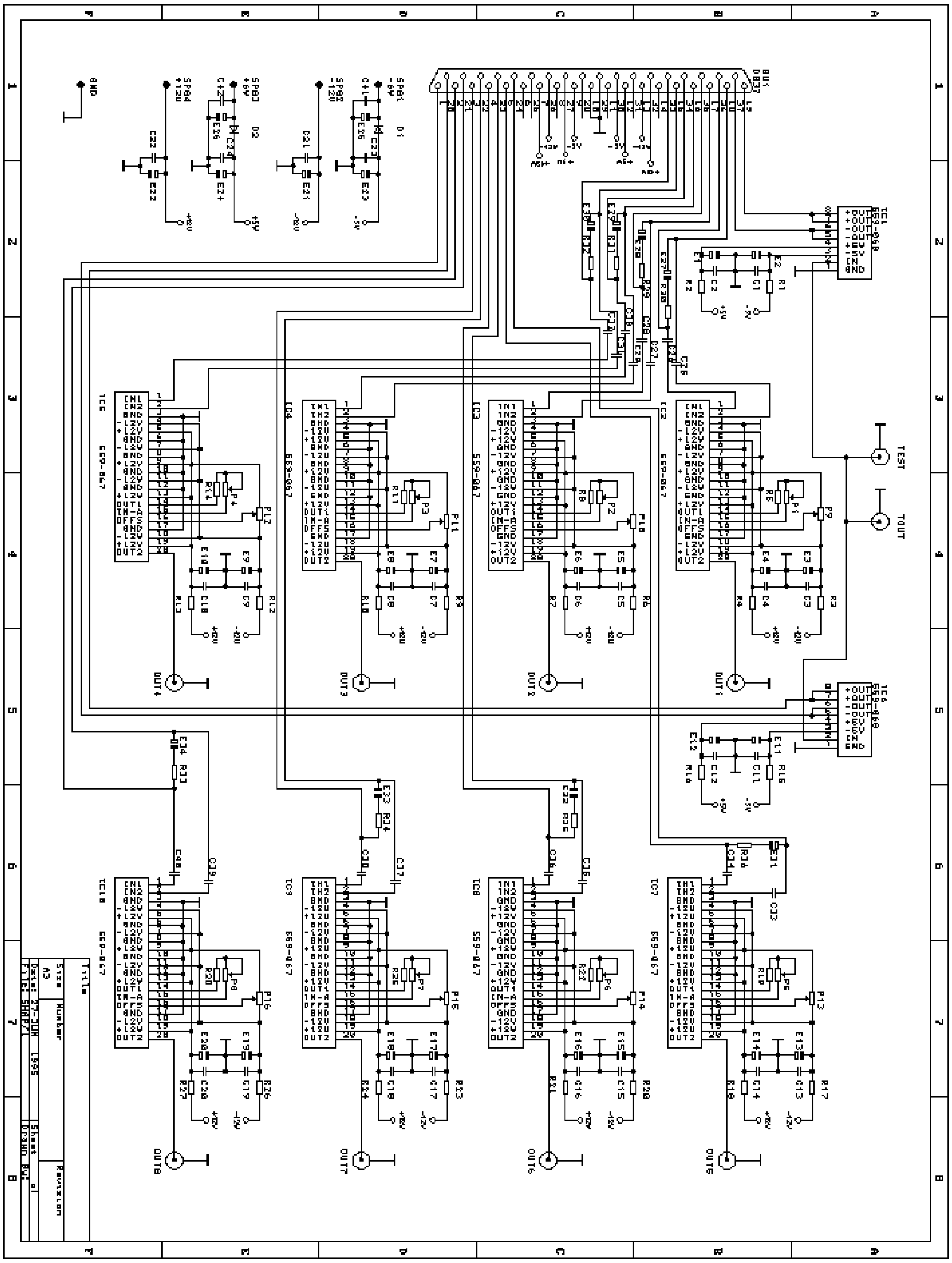


Abbildung 8.2 Prinzipschaltbild der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Pulsformereinheiten.

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] W. Scheid, H. Müller, W. Greiner, Phys. Rev. **32** (1974) 741

[2] J. Cugnon, Phys. Rev. **C22** (1980) 498

[3] S. Kabana, Dissertation (1994), Universität Frankfurt am Main.

[4] R. Stock *Quark Matter Proc.* , Monterey, USA, (1995) to be published in *Nucl. Phys.* **A**

[5] H. Rothard, Dissertation (1995), in Vorbereitung, Universität Frankfurt am Main.

[6] G. Cocconi, Phys. Lett. **B49** (1974) 459.

[7] D.R. Nygren, **PEP 198** (1975).

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

[9] D. Ritson, *Techniques for High Energy Physics*,Interscience, New York (1961)

[10] L. Landau, *Journal of Physics U. S. S. R.* 8 (1944) 201–205.

[11] J. Günther Diplomarbeit (1993), J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main.

[12] G. Roland, Dissertation (1992), Universität Frankfurt am Main.

[13] J. Brachmann Diplomarbeit (1994), J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main.

[14] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN Report 77-09 (1977).

[15] J. Townsend, *Electrons in Gases*, Hutchinson, London (1947)

[16] H.J. Hilke, *Detector Calibration with Lasers*, Nucl. Instr. and Meth., A252 (1986) 169-179

[17] K. Müller, *Orts- und Energiekalibration von kernphysikalischen Gasdetektoren durch Laserionisation*, Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern (1988)

[18] VITROHM Hybridtechnik, Technische Spezifikationen Bauteil 559-064, 559-067, 559-068.

[19] O. Hadeler Diplomarbeit (1995), in Vorbereitung, J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main.

[20] M. Kröcker Diplomarbeit (1995), J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main.

[21] A. Kühmichel, Private Mitteilung, CERN.

[22] F. Gabler Diplomarbeit (1995), J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main.

[23] R. Hagedorn, J. Rafelski, *Phys. Lett. B* **97** (1980) 136.

[24] R. Hagedorn, *Riv Nouvo Cimento* **6** (1983) 1.

[25] E. Schnedermann, Dissertation (1992) Universität Regensburg

[26] J. Stachel, G. R. Young, *An. Rev. Nucl. and Part. Sci.* **42** (1992) 537.