Entwicklung eines Laserkalibrationssystems für die Spurendriftkammern des Experiments NA49

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

von

Oliver Hadeler

Frankfurt am Main
1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Schwerionenexperiments NA49 am CERN[1]. Auf der Suche nach einem neuen Zustand von Kernmaterie, dem Quark-Gluon-Plasma, werden dort im SPS (Super-Proton-Synchrotron) Bleiionen auf eine Energie von 158 GeV pro Nukleon beschleunigt und dann auf eine dünne, im Laborsystem ruhende, Bleifolie (Target) gelenkt. Ziel ist es, in zentralen Stößen zweier Bleikerne ein ausgedehntes Volumen hochkomprimierter und heißer stark wechselwirkender Materie zu erzeugen.

Kernmaterie im Grundzustand besitzt eine Dichte von $\rho_0 \approx 0{,}14$ Nukleonen pro Kubikfermi. Damit ergibt sich mit der Masse der Nukleonen von etwa $939\,\mathrm{MeV}/c^2$ eine Energiedichte im Grundzustand von $130\,\mathrm{MeV/fm}^3$. Theoretische Überlegungen im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD, die Eichtheorie der starken Wechselwirkung) sagen voraus, daß sich bei einer Energiedichte von etwa 2–$3\,\mathrm{GeV/fm}^3$ und einer Packungsdichte der hadronischen Materie von 10–$15\rho_0$ die normalerweise in den Hadronen eingeschlossenen Quarks aus ihren Bindungen lösen. Aufgrund dieses als *deconfinement* bezeichneten Vorgangs könnte ein Plasma aus freien Quarks und Gluonen entstehen [1]. Die letzteren sind die Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Ein solcher Zustand hat einige Mikrosekunden nach dem Urknall exisitiert und wird heute im Innern von Neutronensternen vermutet. Die Lebensdauer dieses hochkomprimierten und heißen Zustands während einer Schwerionenkollision ist mit $\tau \sim 10^{-23}\,\mathrm{s}$ zu kurz, um direkt beobachtet werden zu können. Daher versucht man, aus den hadronischen Reaktionsprodukten Rückschlüsse auf diesen Zustand zu ziehen.

Wichtige Meßgrößen sind die Rapidität y und der Transversalimpuls p_T der Teilchen nach der Reaktion [2]. Die Rapidität ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit der Teilchen entlang der Strahlrichtung. Aus der Rapiditätsverteilung nach dem Stoß kann man bestimmen, wie stark die Projektilnukleonen abgebremst wurden und wieviel Energie somit in der Reaktionszone deponiert wurde. Ein Großteil dieser Energie wird zur Produktion von Hadronen benutzt. Die Transversalimpulsverteilung dieser Teilchen ähnelt der einer thermischen Verteilung. Damit kann im Rahmen von thermodynamischen Modellen der Reak-

[1] Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf

tionszone (Feuerball) eine Temperatur zugeschrieben werden. Durch Messung von Zwei-Pion-Korrelationen [3] kann auf die Größe des Reaktionsvolumens zum Zeitpunkt der Entkopplung der Hadronen von der Reaktion geschlossen werden. Sowohl die Multiplizität der Hadronen als auch ihre „chemische“ Zusammensetzung (z. B. Pion, Kaon oder Lambda) [4] liefern wichtige Randbedingungen für Modellvorstellungen über die Dynamik einer Schwerionenkollision. Dazu ist es notwendig, nicht nur die Anzahl der Hadronen pro Ereignis zu messen, sondern auch diese Teilchen zu identifizieren [5].

1.1 Das Experiment NA49 im Überblick

Entsprechend der umfangreichen Fragestellung besteht das Schwerionenexperiment NA49 am CERN-SPS aus einer Vielzahl von Detektoren. Die Abbildung 1.1 zeigt den Aufbau des Experiments. Hinter dem Target befinden sich zwei Spurendriftkammern (*time projection chamber,* TPC). Sie sind mit VTPC(1) und VTPC(2) bezeichnet. Beide werden in starken Magnetfeldern betrieben, die durch zwei supraleitende Magnete erzeugt werden. Die Feldstärken betragen typisch 1,1 bis 1,5 T. Geladene Reaktionsprodukte der Schwerionenkollisionen im Target werden entsprechend ihres Impulses und ihrer Ladung auf Helixbahnen abgelenkt. Die Vertex-TPC 1 dient der Messung von Zwei-Pion-Korrelationen bei Pionen mit kleinem Transversalimpuls. In der Vertex-TPC 2 wird hauptsächlich nach Zerfällen neutraler Teilchen gesucht, die Seltsamkeit tragen; sogenannte V^0-Zerfälle. Im feldfreien Raum hinter den Magneten sind zwei große TPCs nebeneinander aufgebaut. Durch Messung des Energieverlusts der Teilchen in diesen Haupt-TPCs (*Main*-TPCs) kann eine Teilchenidentifikation ($K^\pm$, $\pi^\pm$, $p^\pm$) vorgenommen werden. Dicht hinter den Haupt-TPCs befinden sich zwei Flugzeitwände (*time of flight walls,* TOF), mit denen die Geschwindigkeiten der Reaktionsprodukte bestimmt werden können. Auch sie dienen der Teilchenidentifikation. Kalorimetri-

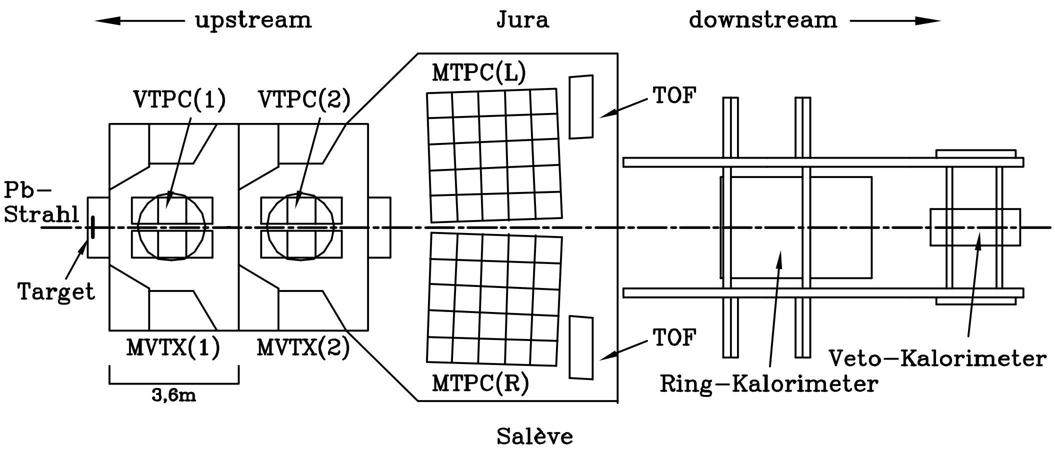


Abb. 1.1 Aufbau des Experiments NA49 am CERN SPS.

sche Messungen werden mit dem Ringkalorimeter durchgeführt. Das Vetokalorimeter registriert die Energie der Projektilfragmente, die nicht an der Reaktion teilgenommen haben, die sogenannte Spektatoren, und wird zusammen mit anderen Strahlzählern verwendet, um zentrale Schwerionenstöße zu selektieren. Alle Detektoren sind so aufeinander abgestimmt, daß sie zusammen einen möglichst großen Bereich des in Schwerionenkollisionen bevölkerten Phasenraums abdecken [6].

1.2 Laserkalibration

In einer TPC erzeugt ein geladenes Teilchen entlang seiner Trajektorie eine Ionisationsspur. Die freiwerdenden Elektronen driften in einem elektrischen (und magnetischen) Feld im Mittel über eine Strecke von 30–60 cm in Richtung einer Ausleseebene. Inhomogenitäten der Felder verzerren diese Ionisationsspuren. Die Präzision, mit der die Teilchenspuren in den TPCs vermessen werden, bestimmt die Qualität der physikalischen Ergebnisse. So wird aus dem Krümmungsradius der Spur im Magnetfeld der Impuls eines Teilchens bestimmt. Dabei müssen die auftretende Verzerrungen korrigiert werden. In Driftrichtung geht bei der Berechnung der Spurpunktkoordinaten die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der TPC ein. Sie muß daher auf wenige Promille genau bestimmt werden. Die Teilchenidentifizierung in den Haupt-TPCs beruht auf der Messung der Ionisation, die ein Teilchen entlang seines Wegs hervorruft. Die Konstanz und Homogenität der Gasverstärkung in den Auslesemodulen der TPC ist in diesem Fall von großer Bedeutung.

Daher ist es notwendig, eine umfassende Kalibration der Detektoren durchzuführen. Dazu gehören u. a. die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und die Korrektur von Verzerrungen in den TPCs. In dieser Arbeit wird der Entwurf, der Aufbau und die Inbetriebnahme eines Laserkalibrationssystems beschrieben, mit dem Verzerrungskorrekturen und die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden können. Ebenso wie geladene Teilchen erzeugen Laserstrahlen hinreichender Energiedichte in einer TPC Ionisationsspuren. Die räumliche Lage der Laserspuren ist bei einem geeigneten Laserkalibrationssystem genau bekannt (ca. $\pm 100\,\mu$m). So können durch einen Vergleich zwischen wahrer und rekonstruierter Spur Verzerrungskorrekturen bestimmt und Korrekturverfahren, die auf der genauen Kenntnis des elektrischen und des magnetischen Felds in der TPC beruhen [7], überprüft werden. Befindet sich die TPC in einem Magnetfeld, so sind Laserstrahlen unerläßlich, da sie, anders als geladene Teilchen, nicht vom Magnetfeld beeinflußt werden. So können Verzerrungen untersucht werden, die durch ein inhomogenes Magnetfeld oder die falsche Ausrichtung der TPC relativ zum Magnetfeld enstehen ($\vec{E} \times \vec{B}$-Effekt). Aus der Kenntnis der Abstände zwischen den Laserstrahlen kann die Driftgeschwindigkeit unabhängig von anderen Methoden [8] bestimmt werden.

2 Spurendriftkammern

In den Experimenten der Teilchenphysik werden häufig Spurendriftkammern [9] zur Aufzeichnung der Trajektorien geladener Teilchen verwendet. Im Experiment NA49 kommen vier Spurendriftkammern (TPCs) zum Einsatz. Ihre Konstruktion läßt bei der Vermessung der Spuren eine Genauigkeit von einigen 100 μm erwarten. Damit benachbarte Spuren in der TPC voneinander getrennt werden können, muß ihr Abstand mindestens 5–10 mm betragen. Pro Beschleunigerzyklus des SPS können etwa 40 zentrale Pb-Pb-Ereignisse erfaßt und auf Magnetband geschrieben werden.

2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Eine TPC besteht aus einem gasgefüllten Driftvolumen, das sich innerhalb eines homogenen elektrischen Felds befindet. Auf der Anodenseite wird das Driftvolumen von einer Vieldrahtproportionalkammer (*multi wire proportional chamber*, MWPC) abgeschlossen. Durchquert ein geladenes Teilchen die TPC, so ionisiert es entlang seiner Trajektorie das Kammergas. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare pro Wegstrecke ist ein Maß für den mittleren Energieverlust eines Teilchens. Er wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Die Elektronen driften im elektrischen Feld in Richtung der Proportionalkammer (s. nächster Abschn.). Durch Gasverstärkung entsteht dort eine große Anzahl von Elektron-Ion-Paaren (Verstärkung um den Faktor 10^3–10^4 [10]). Die Elektronen werden sofort an den Drähten der Vieldrahtproportionalkammer abgeleitet. Die zurückbleibenden positiv geladenen Ionen induzieren auf einer segmentierten Auslesekathode ein Signal. Die Position der einzelnen Segmente ist auf Bruchteile von Millimetern bekannt. Aus den Signalhöhen auf diesen Segmenten und der Ankunftszeit der Signale relativ zu einem Zeitnullpunkt werden die Koordinaten der Punkte entlang der Teilchenspur im Raum rekonstruiert.

In Abb. 2.1 ist der Aufbau einer Vertex-TPC des Experiments NA49 gezeigt. Sie besteht aus zwei separaten Kammerhälften, die sich in einem gemeinsamen Gasvolumen befinden. Zwei Lagen Mylarfolie von jeweils 125 μm

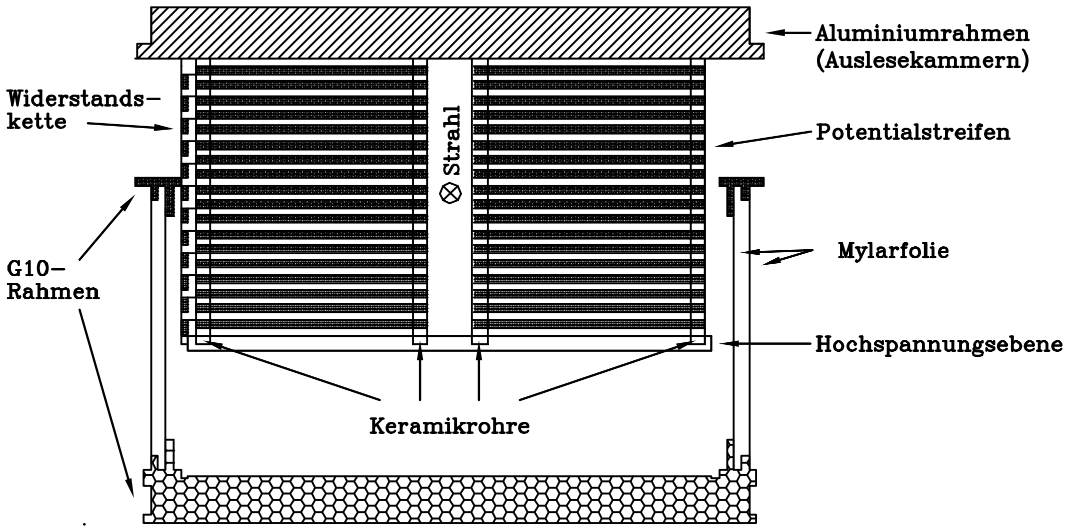


Abb. 2.1 Aufbau der Vertex-TPC. Die TPC besteht aus zwei Feldkäfigen. Diese werden durch die Hochspannungsebene, die Potentialstreifen und die Auslesekammern begrenzt. Zwischen den beiden Kammerhälften verläuft die Strahlachse. Die Feldkäfige befinden sich in einem Gasvolumen, das von zwei Lagen Mylarfolie umschlossen wird. Ein Rahmen aus GFK stellt die tragende Konstruktion dar. In der Abbildung sind die Feldkäfige aus diesem Rahmen herausgehoben dargestellt.

Dicke, die auf einen Rahmen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) geklebt sind, umschließen das Gasvolumen. Durch Spülen des Zwischenraums mit Stickstoff soll das Eindringen von Sauerstoff und Wasserdampf in das Gasvolumen verhindert werden. Als Zählgas wird entweder Ar/CO_2 im Verhältnis 91:9 oder Ne/CO_2 (91:9) verwendet. Jede Kammerhälfte besteht aus einen Feldkäfig (240 cm $\times$ 80 cm $\times$ 70 cm) und drei MWPC-Modulen (70 cm $\times$ 70 cm). Der Feldkäfig ist so konstruiert, daß er den Reaktionsprodukten einer Schwerionenkollision nur wenig Material entgegensetzt. Vier Keramikrohre in den Ekken des Feldkäfigs dienen als Stützen. Um sie herum sind Potentialstreifen aus 25 μm dickem aluminiumbeschichtetem Mylar gespannt. Die Potentialstreifen sind über eine Widerstandskette miteinander verbunden und sollen so die Homogenität des Driftfelds sicherstellen. Die Bodenplatte besteht ebenfalls aus aluminiumbeschichteten Mylarstreifen, welche an einem Aluminiumrahmen befestigt sind. Die elektrische Feldstärke im Driftvolumen wird durch das auf Erdpotential liegende Frischgitter und die Bodenplatte, an der eine Hochspannung von -12 bis -13 kV anliegt, bestimmt. Das Frischgitter besteht, wie auch alle anderen Gitter der Vieldrahtproportionalkammer, aus dünnen, parallel gespannten Drähten. Der Abstand zwischen Bodenplatte und Frischgitter beträgt 65,6 cm, so daß sich eine Feldstärke von etwa 180–200 V/cm ergibt. Das Frischgitter (s. Abb. 2.2) stellt die Grenze zwischen dem Driftvolumen und der Proportionalkammer dar. Oberhalb des Frischgitters befinden sich die Verstärkungsdrähte (*sense-wires*) der Proportionalkammer; sie liegen auf 980–1020 V, je nach verwendeter Gasmischung. Zwischen

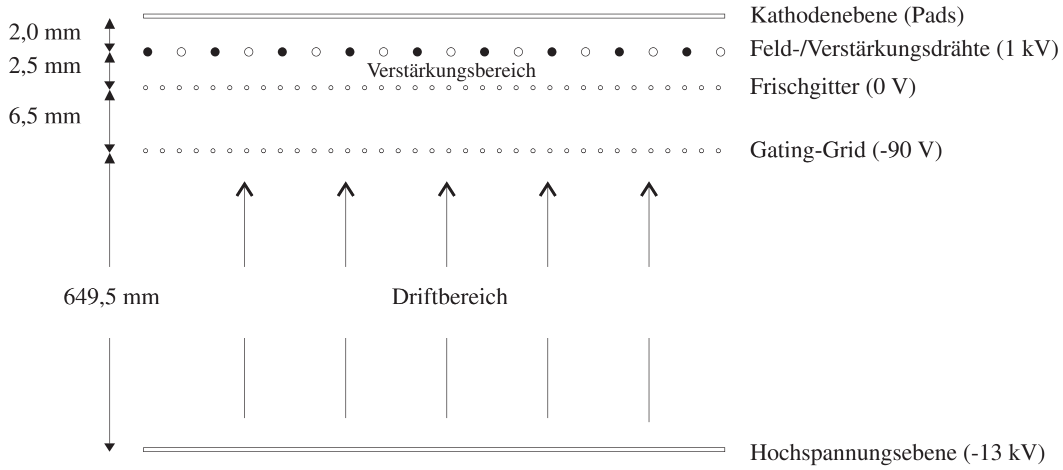


Abb. 2.2 Vieldrahtproportionalkammer der NA49 Vertex-TPC. Freie Elektronen, die durch ein ionisierendes Teilchen entlang seiner Trajektorie entstanden sind, driften im elektrischen Feld zur Proportionalkammer. Diese besteht aus zwei Drahtebenen und einer segmentierten Kathodenplatte. Das Frischgitter ist die Grenze zwischen dem Driftbereich und dem Bereich, in dem die Gasverstärkung erfolgt. Positive Ionen, die durch die Gasverstärkung entstehen, induzieren auf der Kathodenplatte Signale. Anhand der Signalhöhenverteilung und der Ankunftszeit der Signale werden die Koordinaten der Punkte entlang der Teilchenspur im Raum rekonstruiert.

den Verstärkungsdrähten sind sogenannte Felddrähte (*field-wires*) gespannt. Sie werden auf Erdpotential gehalten und schirmen die einzelnen Verstärkungsdrähte voneinander ab. Eine große Zahl der positiven Ionen, die durch die Gasverstärkung entstanden sind, wird an den Felddrähten, dem Frischgitter und der Kathodenebene entladen. Ein Teil aber würde in das Driftvolumen gelangen und dort durch seine Raumladung die Homogenität des Driftfelds stören. Um dies zu verhindern, befindet sich unterhalb des Frischgitters das *Gating-Grid*. Das Gating-Grid kann zwei Zustände annehmen. Im offenen Zustand liegen alle Drähte auf dem Potential des Driftfelds an dieser Stelle. Das Gitter ist für die driftenden Elektronen transparent. Im geschlossenen Zustand werden die Drähte abwechselnd auf zwei unterschiedliche Potentiale gelegt und so ein Dipolfeld zwischen ihnen erzeugt. Ionen, die in Richtung des Driftvolumens wandern, können das Gitter nicht passieren und werden an den Drähten entladen. Ein zweiter Nutzen des Gating-Grids liegt darin, daß auch Elektronen, die durch Untergrundereignisse, z. B. nichtzentrale Schwerionenstöße oder kosmische Strahlung, im Driftvolumen entstehen, das geschlossene Gitter nicht passieren können. Nur wenn ein gültiger Trigger für eine zentrale Schwerionenkollision vorliegt, wird das Gitter für die Zeitdauer geöffnet, die die Elektronen benötigen, um das Driftvolumen zu durchqueren (ca. $50\,\mu$s).

Die Kathodenebene (*pad-plane*) eines Proportionalkammer-Moduls ist in 24 Reihen zu jeweils 192 Segmenten (sogenannten *pads*) unterteilt. Die Pads sind in

z-Richtung[1] etwa 30 mm lang und in x-Richtung 3 mm breit. Die Ionenwolke (*cluster*), die während der Gasverstärkung entsteht, induziert auf etwa 2–4 nebeneinanderliegenden Pads ein Signal. Durch Berechnung des gewichteten Mittels oder die Anpassung einer Gaußverteilung an die Signalhöhen wird die x-Koordinate des Ladungsschwerpunkts bestimmt. Die zweite Methode liefert genauere Ergebnisse, ist aber erst für Cluster, die mindestens drei Pads ansprechen, anwendbar. Als z-Koordinate wird einfach die Mitte der Pads angenommen. Die y-Koordinate wird aus der Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der TPC-Auslese und der Ankunftszeit der Signale ermittelt. Dazu werden alle 100 ns die Signalhöhen gemessen. Ein Cluster erstreckt sich dabei über typischerweise bis zu neun solcher Zeitintervalle, so daß der Schwerpunkt der Verteilung wieder durch Anpassen einer Gaußverteilung berechnet werden kann. Durch Multiplikation der Zeitdifferenz mit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen gewinnt man die y-Koordinate des Spurpunkts. Dabei muß der Zeitnullpunkt der TPC-Auslese relativ zum Zeitpunkt der Schwerionenkollision bekannt sein.

Da die Ortsauflösung vom Winkel zwischen der Spur und den angesprochenen Pads abhängt ($\tan\alpha$-Effekt), sind sie in der Kathodenebene relativ zur Strahlachse geneigt. Der Winkel relativ zur Strahlachse nimmt mit zunehmendem Abstand vom Strahl zu (3°–20°), so daß der $\tan\alpha$-Effekt bei Teilchenspuren möglichst klein wird.

2.2 Bewegung von Elektronen in Gasen

2.2.1 Driftgeschwindigkeit

Die Elektronen, die durch Ionisation entlang der Teilchentrajektorie entstehen, erfahren aufgrund des elektrischen und magnetischen Felds eine Kraft, die durch die Langevin-Gleichung

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{v}\times\vec{B}) + \vec{Q}(t) \tag{2.1}$$

gegeben ist. Darin beschreibt $\vec{Q}(t)$ das zeitabhängige stochastische Rauschen durch Streuung der Elektronen an den Gasmolekülen. Unter der Annahme, daß sich die Felder über die freie Weglänge der Elektronen nur geringfügig ändern, kann diese Gleichung gelöst werden, indem man über eine Zeit mittelt, die lang ist gegen die Zeit zwischen zwei Stößen:

$$< m\frac{d\vec{v}}{dt} >= e\vec{E} + e(<\vec{v}> \times\vec{B}) - \frac{m}{\tau} <\vec{v}> . \tag{2.2}$$

Das stochastische Rauschen wird durch einen Reibungsterm beschrieben. Die Zeit zwischen zwei Stößen ist mit τ bezeichnet. Die stationäre Lösung $\vec{v}_d =<\vec{v}>$ dieser

[1] Im NA49-Koordinatensystem ist dies die Strahlachse. Die x-Achse verläuft senkrecht dazu in einer Ebene parallel zur Ausleseebene. Die Driftrichtung der Elektronen ist die y-Achse.

Gleichung ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Auflösen nach $\vec{v}_d$ unter Einführung der Mobilität der Elektronen $\mu = e\tau/m$ und der Zyklotronfrequenz $\omega = eB/m$ führt auf

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\left(\vec{E} + \omega\tau\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B} + (\omega\tau)^2\frac{(\vec{E}\cdot\vec{B})\,\vec{B}}{B^2}\right). \tag{2.3}$$

Anhand Gleichung (2.3) erkennt man, daß die Elektronen nur im Falle kleiner magnetischer Felder ($\omega\tau \ll 1$) dem elektrischen Feld folgen. In starken Magnetfeldern ($\omega\tau \gg 1$) dominiert der dritte Term, und die Elektronen driften entlang der Magnetfeldlinien. Sind das elektrische und das magnetische Feld nicht parallel, werden die Elektronen durch den $\vec{E}\times\vec{B}$-Effekt senkrecht zu den beiden Feldern abgelenkt. Dies ist in der Nähe der Verstärkungsdrähte der Fall, so daß die Elektronen zusätzlich eine Ablenkung parallel zu den Drähten erfahren. Projiziert man die Bewegung der Elektronen in dieser Region auf die Drahtebene, dann driften sie unter einem Winkel ψ relativ zur Normalen auf den Drähten. Es gilt

$$\tan\psi = \omega\tau. \tag{2.4}$$

Dieser Winkel ändert sich stetig, wenn sich die Elektronen auf einen Verstärkungsdraht zubewegen. Über diese Bewegung gemittelt nennt man ψ den Lorentzwinkel. Auch im Driftvolumen können $\vec{E}\times\vec{B}$-Effekte auftreten, wenn die beiden Felder nicht exakt parallel ausgerichtet oder inhomogen sind [7].

2.2.2 Diffusion

Aus Gleichung (2.3) kann die mittlere Position einer Ladungswolke zu jedem Zeitpunkt berechnet werden. Die räumliche Verteilung der Ladungswolke wird hingegen durch Diffusionsprozesse bestimmt [11, 12]. Die zeitabhängige Breite $\sigma(t)$ der gaußförmigen Verteilung ist durch

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt} \tag{2.5}$$

gegeben. Ohne elektrisches und magnetisches Feld ist die Diffusion isotrop, und der Diffusionskoeffizient D ist

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

Die Geschwindigkeit der Elektronen folgt einer Maxwellverteilung mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$. Die mittlere freie Weglänge ist mit $\lambda(\epsilon)$ bezeichnet und hängt i. allg. von der kinetischen Energie der Elektronen (Ramsauer-Effekt [13]) und vom verwendeten Gas ab. Aus Gleichung (2.5) folgt mit $t = l_d/v_d$

$$\sigma^2 = \frac{2D}{v_d}l_d\,, \tag{2.7}$$

d. h. das Quadrat der Breite der Ladungswolke ist proportional zur Driftstrecke l_d. Für die Vertex-TPC gilt ungefähr

$$\sqrt{2D/v_d} = D_{\mathrm{diff}} = 220\,\mu\mathrm{m}/\sqrt{\mathrm{cm}}\,.$$

Unter dem Einfluß eines Magnetfelds ändert sich der longitudinale Diffusionskoeffizient, d. h. der Diffusionskoeffizient in Driftrichtung,

$$D_L = D_0 = \frac{1}{3}\frac{\lambda^2}{\tau} \quad \text{mit } \bar{v} = \lambda/\tau \tag{2.8}$$

nicht. Der transversale Diffusionskoeffizient

$$D_T = \frac{D_0}{1+\omega^2\tau^2} \tag{2.9}$$

wird bei Anwesenheit eines Magnetfelds kleiner [12].

2.3 Erzeugung von Laserspuren

In Tab. 2.1 sind die Ionisationsenergien typischer Kammergase zusammen mit den Photonenenergien gängiger UV-Laser aufgelistet. Die Photonenenergien der UV-Laser sind deutlich niedriger als die Ionisationsenergien der Kammergase. Die Ionisation des Kammergases wäre daher nur durch Mehrfachanregung mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt möglich. Durch Ausgasen der Detektorkomponenten oder durch gezielte Beimischung befinden sich im Kammergas aber meist auch Spuren (im ppb- bis ppm-Bereich) von komplexen organischen Verbindungen, die bereits durch Zweiphotonenprozesse ionisiert werden können [14]. Solche Verbindungen besitzen in der Nähe der Photonenenergie des Lasers eine Reihe von virtuellen Rotations- und Vibrationszuständen. Diese haben nur eine kurze Lebensdauer und gehen mit einer Halbwertszeit von $\tau \sim 10^{-11}$–$10^{-12}\,\mathrm{s}$ in relativ langlebige ($\tau \sim 10^{-4}$–$10^{-10}\,\mathrm{s}$ [14]) reelle Zustände über. Die Absorption eines zweiten Photons führt zur Ionisation des angeregten Moleküls (resonante Zweiphotonenionisation). In Abb. 2.3 ist ein solcher Zweiphotonenprozeß schematisch dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte der beiden Absorptionsprozesse sind etwa $\sigma_e \leq 10^{-16}$–$10^{-20}\,\mathrm{cm}^2$ bzw. $\sigma_i = 10^{-18}\,\mathrm{cm}^2$ [14].

Im Folgenden seien nun Φ der Photonenfluß, σ_e, σ_i die Wirkungsquerschnitte für die Übergänge vom Grundzustand in den angeregten Zwischenzustand bzw. vom angeregten Zustand ins Ionisationskontinuum und τ die Lebensdauer des angeregten Zustands. Ist n_0 die Besetzungszahl des Grundzustands, dann gelten für

	Ne	Ar	CO_2	CH_4	Nd:YAG (266 nm)	N_2 (377 nm)
$W_{\mathrm{Ion},\gamma}/\mathrm{eV}$	21,6	15,7	14,4	13,1	4,66	3,68

Tab. 2.1 Die Ionisationsenergie typischer Kammergase ist deutlich höher als die Quantenenergie der eingesetzten Laser. Nur durch Zweiphotonenionisation von organischen Verunreinigungen ist es möglich, Laserspuren zu erzeugen.

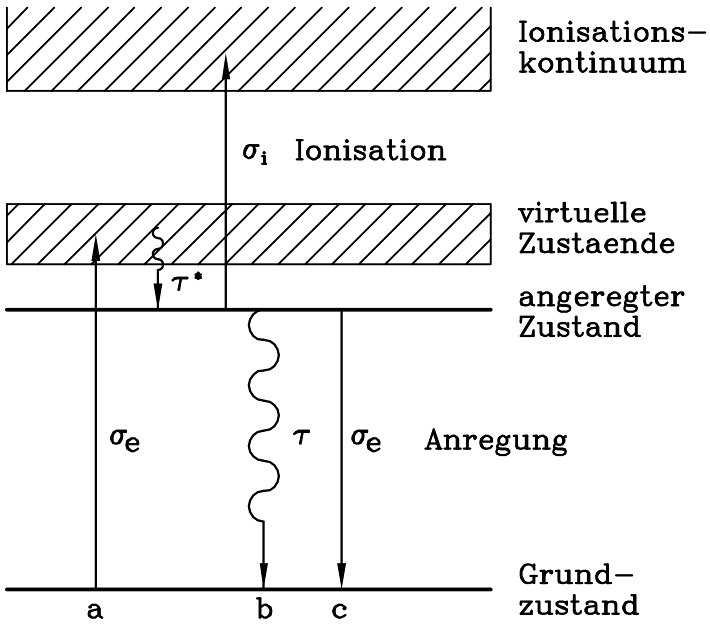


Abb. 2.3 Schematisches Energieniveauschema eines komplexen organischen Moleküls, das als Verunreinigung in kleinen Mengen im Kammergas vorhanden ist. Das Molekül besitzt eine Reihe von virtuellen Rotations- und Schwingungszuständen, deren Energie etwa der Photonenenergie des Lasers entspricht. Sie gehen schnell in langlebige reelle Zustände über. Durch Absorption eines zweiten Photons wird das Molekül ionisiert. Die Lebensdauer der einzelnen Niveaus und die Wirkungsquerschnitte der Übergänge sind im Text angegeben.

die Besetzungszahlen n_e und n_i des angeregten Zustands und des Ionisationskontinuums die Ratengleichungen

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e\sigma_i\Phi \tag{2.10-a}$$

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0\sigma_e\Phi - (\sigma_e + \sigma_i)n_e\Phi - \frac{n_e}{\tau}. \tag{2.10-b}$$

Die Rekombination der Elektronen mit den ionisierten Molekülen kann dabei vernachlässigt werden, da sie sich entsprechend ihrer Ladung im Driftfeld der TPC schnell voneinander entfernen. Die Lösungen der beiden Differentialgleichungen sind

$$n_e(t) = \frac{a}{b}(1 - e^{-bt}) \tag{2.11-a}$$

$$n_i(T) = \sigma_i\Phi\frac{a}{b}\left[T + \frac{1}{b}(e^{-bT} - 1)\right] \tag{2.11-b}$$

mit $a = n_o\sigma_e\Phi$, $b = (1/\tau+\sigma_e\Phi+\sigma_i\Phi)$; T ist die Länge des Laserpulses. Dabei ist zur Vereinfachung angenommen, daß der Photonenfluß Φ während des Pulses konstant ist. Einsetzen der ersten Gleichung in die zweite liefert für die Ionisationsdichte

$$n_i(T) = n_o\sigma_e\sigma_i\Phi^2\frac{T}{b}\left[1 - \frac{1}{bT}(1 - e^{-bT})\right]. \tag{2.12}$$

Die Gleichung (2.12) kann in zwei Grenzfällen vereinfacht werden:

1. $bT \ll 1$, d. h. die Lebensdauer τ des angeregten Zwischenzustands ist lang im Verhältnis zur Pulsdauer[2] T, und der Photonenfluß Φ ist gering. Dann kann die Exponentialfunktion entwickelt werden, und man erhält

$$n_i(T) = n_o\sigma_e\sigma_i\Phi^2T^2/2. \tag{2.13}$$

   Die Ionisationsdichte n_i ist proportional zu $(\Phi T)^2$, dem Quadrat der Anzahl der Photonen/Fläche eines Laserpulses.

2. $bT \gg 1$, d. h. $T \gg \tau$ und/oder der Photonenfluß ist groß. Dann erhält man aus Gleichung (2.12)

$$n_i(T) = n_o\sigma_e\sigma_i\Phi^2T/b. \tag{2.14}$$

   Im Fall eines großen Photonenflusses ist $(\sigma_e + \sigma_i)\Phi > 1/\tau$, und es folgt

$$n_i(T) = n_0\sigma_e\sigma_i\Phi T/(\sigma_e + \sigma_i), \tag{2.15}$$

   d. h. die Ionisationsdichte hängt linear von ΦT ab.

Der Übergang von der quadratischen Abhängigkeit zur linearen vollzieht sich, wenn $(\sigma_e + \sigma_i)\Phi T > 1$ ist. Bei einem Wirkungsquerschnitt von $(\sigma_e + \sigma_i) \sim 10^{-16}\,\mathrm{cm}^2$ muß die Energiedichte eines Laserpules $\Phi Th\nu$ mindestens $100\,\mu\mathrm{J/mm}^2$ betragen. Die Energie pro Puls der Laserstrahlen in der TPC sollte so gewählt werden, daß ihr Ionisationsvermögen in derselben Größenordnung wie das eines minimal ionisierenden Teilchens liegt, d. h. etwa bei $5\,\mu\mathrm{J/mm}^2$ [15]. In diesem Fall hängt die Ionisation in der TPC also quadratisch von der Intensität der Laserstrahlen ab.

Bei gegebener Pulsdauer T ist die Besetzungszahl des Ionisationskontinuums nach Gleichung (2.13) proportional zum Photonenfluß Φ^2. Der Photonenfluß ist aber nichts anderes als die Intensität des Laserstrahls. Die TEM_{00}-Mode eines Lasers besitzt ein gaußförmiges Intensitätsprofil:

$$I(r,z) = I_0 e^{-2r^2/w(z)^2}, \tag{2.16}$$

wobei $w(z)$ der Radius des Laserstrahls am Ort z entlang der Strahlachse ist. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der Ionisationsdichte von der Intensität ist die Ionisationsspur in der TPC um den Faktor $1/\sqrt{2}$ schmäler als die Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Der Durchmesser des Laserstrahls sollte so gewählt werden, daß er etwa halb so groß ist wie die Breite der Ladungswolke am Ende der Driftstrecke. Mit $D_{\mathrm{diff}} = 220\,\mu\mathrm{m}/\sqrt{\mathrm{cm}}$ und einer Pad-Response-Breite von 2,0 mm [16] verbreitert sich eine ursprünglich unendlich schmale Ladungswolke in der Vertex-TPC 2 nach einer mittleren Driftstrecke von 30 cm auf $\sigma_c \approx 1{,}2\,\mathrm{mm}$ und

[2] Die Pulsdauer des verwendeten Lasers ist 8 ns.

induziert eine Ladungsverteilung von $\approx 2{,}3\,\mathrm{mm}$ Breite. Damit sollte die Breite der Intensitätsverteilung des Lasers $\sigma_I = 1{,}17 \cdot \sqrt{2}\,\mathrm{mm}$ betragen, was einem Strahlradius von $w(z) = 2\sigma_I = 3{,}3\,\mathrm{mm}$ entspricht. Die Laserstrahlen in der TPC dürfen also einen relativ großen Durchmesser besitzen, ohne daß die Laserspuren in der TPC zu breit würden. Da die Divergenz eines Laserstrahls umgekehrt proportional zum Radius an der Strahltaille ist [17], hat dies außerdem den Vorteil, daß sich die Ionisationsspuren in der TPC nur wenig aufweiten.

3 Das Laserkalibrationssystem

Bei der Entwicklung des Laserkalibrationssystems mußten die Abmessungen des Experiments NA49 und einige technische Vorgaben, die u. a. in den verwendeten Detektoren begründet sind, berücksichtig werden. Die Vertex-TPCs sind in den Magneten installiert und somit nur schwer zugänglich. Der Laser und die meisten optischen Elemente müssen daher auf den Magneten installiert werden. Dies führt zu einer großen Entfernung zwischen dem Laser und den TPCs. Vibrationen der optischen Bauelemente, besonders der Spiegel, müssen verhindert werden, damit die Orientierung des Strahls auch über diese Entfernungen stabil ist. Aus Kostengründen sollen alle TPCs mit einem einzigen Laser versorgt werden, so daß unterschiedlich große Entfernungen überbrückt werden müssen, was zu Fokussierungsproblemen führen kann. Die Laserstrahlen können nicht von außen zwischen den Potentialstreifen in die TPCs geführt werden. Die einzige Möglichkeit besteht darin, die Laserstrahlen in die Pfosten der Feldkäfige und von dort durch Strahlteiler in die TPCs zu lenken. Damit ist dann auch die Anordnung der Laserstrahlen in den TPCs vorgegeben. Die Abbildung 3.1 zeigt in einer schematischen Seitenansicht die Führung des Laserstrahls zur Vertex-TPC 2. Die drei Hauptbestandteile des Laserkalibrationssystems

- der Laser,
- der Drehmechanismus mit dem Strahlführungsrohr und
- der Strahltransport vom Laser zum Drehmechanismus,

werden im Folgenden näher erklärt.

3.1 Der Laser

Zur Laserkalibration der TPCs wird ein gepulster Nd:YAG-Laser eingesetzt. Das Lasermedium ist ein mit Neodym-Ionen (Nd^{3+}) dotierter Stab aus Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12}$, YAG). Nd:YAG Laser gehören damit zur Klasse der Festkörperlaser. Durch optisches Pumpen mit einer Xe-Blitzlampe werden

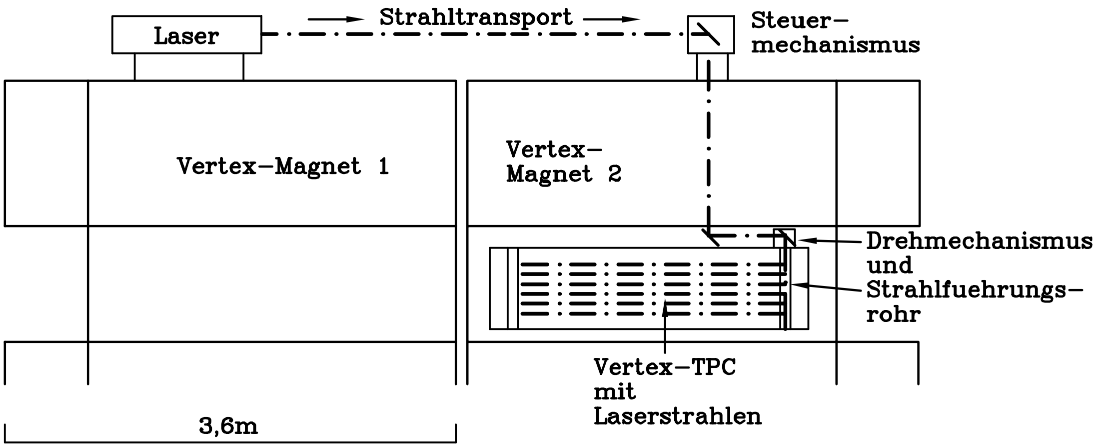


Abb. 3.1 Schematische Seitenansicht des Aufbaus des Laserkalibrationssystems. In der Abbildung sind nur die Komponenten im Zusammenhang mit der Vertex-TPC 2 gezeigt.

Nd^{3+}-Ionen angeregt (s. Abb. 3.2) und die für das Anschwingen des Lasers notwendige Besetzungszahlinversion erzeugt. Der Laserübergang findet zwischen dem $^4F_{3/2}$ und dem $^4I_{11/2}$ Niveau statt (s. Abb. 3.3). Das emitierte Licht hat eine Wellenlänge von 1064 nm, liegt also im infraroten Teil des Spektrums. Eine Lochblende im Resonator ermöglicht nur die Ausbreitung der TEM_{00}-Mode, der Strahl besitzt daher ein gaußförmiges Profil.

Der Pulsbetrieb des Lasers wird realisiert, indem durch Herabsetzen der Güte Q des Resonators ein Anschwingen des Lasers solange verhindert wird, bis die Besetzungszahlinversion maximal ist. Nach erreichen der maximalen Besetzungszahlinversion wird die Güte abrupt wieder auf ihren ursprünglichen hohen Wert zurückgesetzt. Ein extrem schneller Aufbau der Laseroszillation mit gleichzeitigem raschen Abbau der Besetzungszahlinversion durch stimulierte Emission sind die Folge.

Im verwendeten Laser dient ein elektrooptischer Kristall (KH_2PO_4, KDP) als Güteschalter (*Q-Switch*). Die prinzipielle Anordnung ist in Abb. 3.4 gezeigt. Beim Anlegen einer Hochspannung an den Kristall wird dieser doppelbrechend. Eine beliebig polarisierte elektromagnetische Welle wird in zwei senkrecht zueinander polarisierte Wellen mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten aufgespalten. Im Fall eines uniaxialen Kristalls spricht man vom ordentlichen und außerordentlichen Strahl. Die am Kristall angelegte Spannung wird nun so gewählt, daß nach dem Durchqueren des Kristalls zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Strahl eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ besteht. Die von links einfallende linear polarisierte Welle in Abb. 3.4 ist nach Verlassen des Kristalls zirkular polarisiert. Nach der Reflexion am rechten Spiegel durchläuft das Licht den Kristall ein zweites Mal, und wieder tritt eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ ein. Die Welle ist daher nach Verlassen des Kristalls an der linken Seite senkrecht zur ursprünglichen Richtung polarisiert, wird also von dem Polarisator nicht hindurchgelassen. Ein

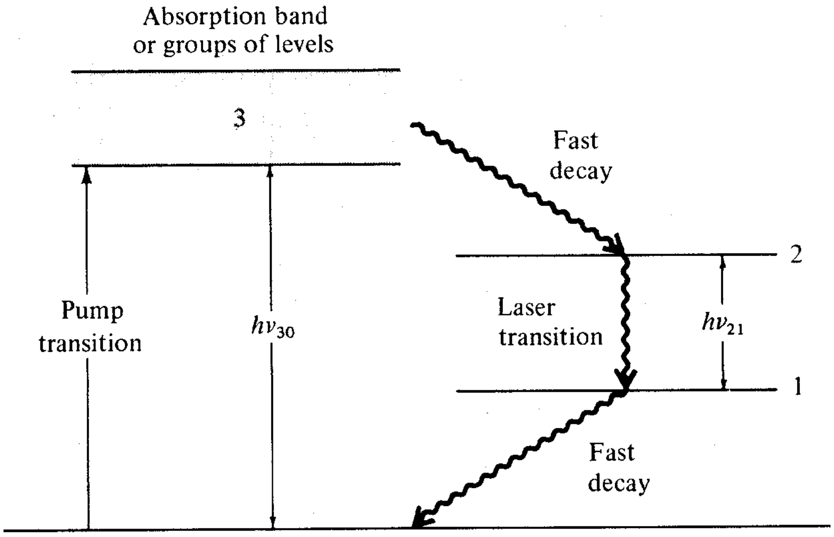


Abb. 3.2 Der Nd:YAG Laser ist ein Vier-Niveau-Laser.

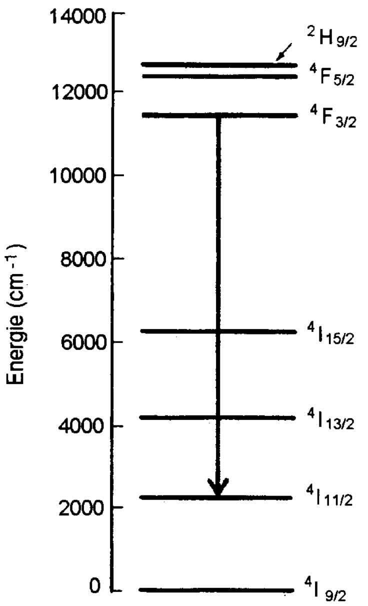


Abb. 3.3 Termschema von Nd^{3+} in YAG. Der Laserübergang erfolgt vom $^4F_{3/2}$ Zustand in den $^4I_{11/2}$ Zustand.

Anschwingen des Lasers wird verhindert. Nach Abschalten der Spannung verliert der Kristall seine doppelbrechende Wirkung, die Polarisationsrichtung der Welle wird nicht gedreht, und der Strahl kann ungehindert den Polarisator passieren, der Laser schwingt an.[1] Auf diese Weise werden im verwendeten Laser Pulse von 8 ns Länge und einer Energie von 40 mJ/Puls erzeugt.

Wie bereits in Abschnitt 2.3 dargestellt, können Spuren in der TPC nur durch

[1]In der Praxis wird die Spannung nur für die Dauer des Laserpulses angelegt. Zwischen dem Polarisator und dem elektrooptischen Kristall muß dann ein $\lambda/4$-Plättchen in den Strahlengang eingebaut werden.

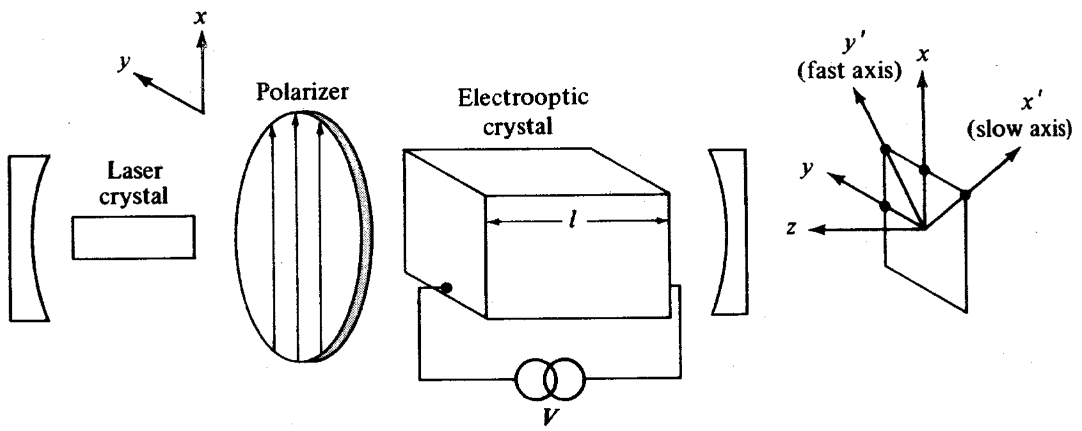


Abb. 3.4 Einsatz eines elektrooptischen Kristalls als Güteschalter (*Q-Switch*) in einem gepulsten Laser.

Laserstrahlen im UV-Bereich erzeugt werden. Der infrarote Laserstrahl ist dafür ungeeignet. Daher wird die Wellenlänge des Laserstrahls durch Frequenzvervierfachung von 1064 nm auf 266 nm verkürzt. Dazu bedient man sich der nichtlinearen dielektrischen Eigenschaften mancher Kristalle. Bei kleinen Feldstärken ist die Polarisation dem elektrischen Feld proportional:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_1 \vec{E}. \tag{3.1}$$

Unter dem Einfluß starker elektrischer Felder kommen weitere Terme hinzu:

$$P = \varepsilon_0 \chi_1 E + \varepsilon_0 \chi_2 EE + \text{Terme höherer Ordnung.} \tag{3.2}$$

Nur in Kristallen ohne Spiegelsymmetrie ist der zweite Term von Null verschieden,[2] so daß nichtlineare Effekte auftreten können. Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der dielektrischen Polarisation im linearen und nichtlinearen Fall. Die elektrische Suszeptibilität χ_2 wird auch als nichtlinearer Koeffizient d geschrieben und ist für viele Kristalle tabelliert. Eine Fouriertransformation der Polarisationskurve im nichtlinearen Fall zeigt, daß neben der Grundmode auch die zweite Harmonische und ein konstanter Term im Spektrum auftreten (s. Abb. 3.6). In Kristallen wird die Abhängigkeit der Polarisation von der elektrischen Feldstärke durch die dreidimensionale Form der skalaren Gleichung (3.2) beschrieben. Dabei muß auch die Symmetrie des Kristalls berücksichtigt werden. Der nichtlineare Koeffizient d wird dann durch einen Tensor $d_{xyz}^{(2\omega)}$ dritten Grades ersetzt. Die zweite Harmonische der

[2] In Kristallen ohne Spiegelsymmetrie folgen die Valenzelektronen dem elektrischen Feld in der einen Richtung leichter als in der entgegengesetzten.

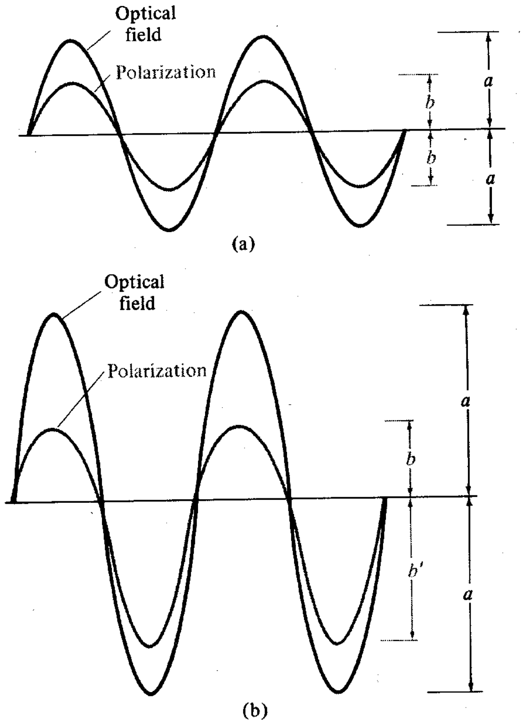


Abb. 3.5 Induzierte Polarisation in Abhängigkeit von einem sinusförmigen elektrischen Feld (z. B. Laserstrahlen); oben im linearen, unten im nichtlinearen Fall.

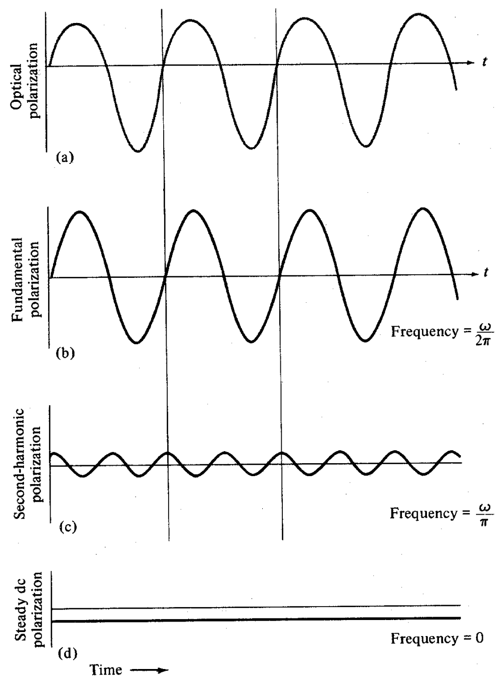


Abb. 3.6 Fouriertransformation der nichtlinearen Polarisation aus Abb. 3.5(b). Sie enthält neben der Komponente, die mit der gleichen Frequenz wie die anregende Welle schwingt, eine mit der doppelten Frequenz (zweite Harmonische) und einen konstanten Term.

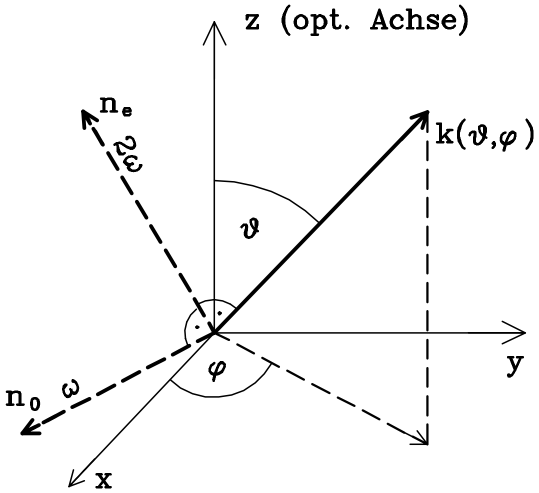


Abb. 3.7 Die einfallende Grundwelle schwingt in der xy-Ebene (ordentlicher Strahl, n_o) und erzeugt eine Polarisation mit doppelter Frequenz in z-Richtung. Von dem zugehörigen elektrischen Feld kann sich nur die Komponente entlang der außerordentlichen Richtung n_e ausbreiten. Wird ϑ so gewählt, daß Grundwelle und zweite Harmonische in Phase sind, ist die Frequenzverdopplung am effizientesten (*phase matching*) [19].

Polarisation ist somit durch

$$P_i^{(2\omega)} = \varepsilon_0 \sum_{jk} d_{ijk}^{(2\omega)} E_j E_k \tag{3.3}$$

gegeben. Damit die Frequenzverdopplung möglichst effizient ist, müssen Grundwelle und zweite Harmonische den Kristall in Phase durchlaufen. Wegen der Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Medien kann dies nur in doppelbrechenden Kristallen (z. B. KDP) erreicht werden. Die Komponenten des elektrischen Felds eines ordentlichen Strahls, der unter dem Winkel ϑ zur optischen Achse z auf den Kristall trifft, sind E_x und E_y, die z-Komponente eines ordentlichen Strahls verschwindet (s. Abb. 3.7). Im Fall von KDP zeigen Symmetriebetrachtungen, daß nur drei Elemente des Tensors $d_{xyz}^{(2\omega)}$ ungleich null sind. Die Gleichungen (3.3) reduzieren sich zu

$$\begin{aligned} P_x^{(2\omega)} &= d_{xyz}^{(2\omega)} E_y^{(\omega)} E_z^{(\omega)} \\ P_y^{(2\omega)} &= d_{yxz}^{(2\omega)} E_x^{(\omega)} E_z^{(\omega)} \\ P_z^{(2\omega)} &= d_{zxy}^{(2\omega)} E_x^{(\omega)} E_y^{(\omega)}. \end{aligned} \tag{3.4}$$

Nach Gleichung (3.4) erzeugt der einfallende ordentliche Strahl im Kristall eine Polarisation $P_z^{(2\omega)}$ mit der doppelten Frequenz. Man kann zeigen, daß sich die zweite Harmonische als außerordentlicher Strahl ausbreitet (s. Abb. 3.7) [17, 18]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines außerordentlichen Strahls ist vom Einfallswinkel ϑ abhängig, die eines ordentlichen Strahls dagegen konstant. Der Winkel ϑ wird so gewählt, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von ordentlichem und außerordentlichem Strahl übereinstimmen.

Die Effizienz der Frequenzverdopplung ist von der Intensität des einfallenden Laserstrahls ebenso abhängig wie von der Länge des Kristalls. Im verwendeten Laser beträgt die Effizienz etwa 30 %. Nach zweimaliger Frequenzverdopplung (1064 nm $\rightarrow$ 532 nm $\rightarrow$ 266 nm) beträgt die Energie des UV-Laserstrahls 4 mJ. Das sind 10 % der Energie des infraroten Laserstrahls. Bevor der Strahl den Laser verläßt, werden noch der infrarote und grüne Anteil herausgefiltert. Der UV-Laserstrahl ist horizontal polarisiert.

Eine ausführliche Darstellung über die Funktionsweise von Lasern ist z. B. in [17] zu finden. Die in diesem Abschnitt verwendeten Abbildungen sind größtenteils diesem Werk entnommen.

3.2 Der Drehmechanismus

Um einen großen Bereich des TPC-Volumens mit Laserstrahlen abzudecken, sind in den Eckpfosten des Feldkäfigs drehbare Rohre eingebaut (s. Abb. 3.8 und 3.9).[3] In diesen Strahlführungsrohren sind mehrere Strahlteiler montiert, die einen senkrecht von oben kommenden Laserstrahl in verschiedenen Höhen horizontal in das TPC-Volumen reflektieren. Durch Drehen der Rohre kann die TPC fächerförmig abgetastet werden. Mit zwei positionsempfindlichen Photodioden am Drehmechanismus wird die richtige Orientierung des Laserstrahls überwacht. Die Positionen der Laserstrahlen in den TPCs sollen auf $\pm 100\mu$m bekannt sein. Die erreichbare Genauigkeit hängt von der Kenntnis der Strahlteilerpositionen im Strahlführungsrohr, der Positioniergenauigkeit des Drehmechanismus und der Ortsauflösung der positionsempfindlichen Dioden ab.

[3] In der Haupt-TPC werden die Strahlführungsrohre nicht in den Eckpfosten, sondern in separaten Pfosten untergebracht.

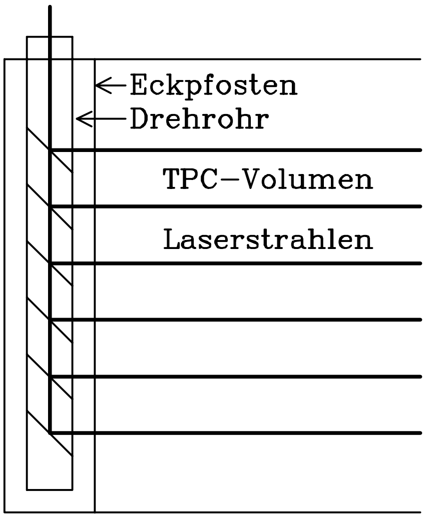


Abb. 3.8 Seitenansicht: In den Eckpfosten der TPCs sind drehbare Rohre eingebaut. Strahlteiler in diesen Strahlführungsrohren reflektieren in verschiedenen Höhen Laserstrahlen horizontal in die TPCs.

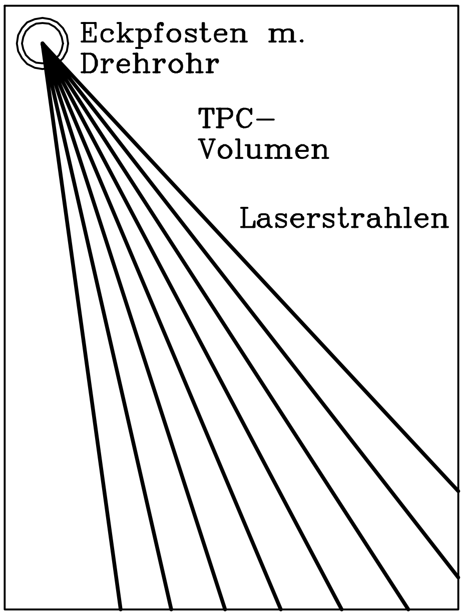


Abb. 3.9 Aufsicht auf eine TPC: Durch Drehen des Rohrs kann die TPC fächerförmig abgetastet werden.

3.2.1 Das Strahlführungsrohr

Das Rohr, in das die Strahlteiler eingesetzt werden, muß folgende grundlegende Eigenschaften haben:

- es muß gerade sein und darf sich nicht verbiegen,
- sein Wärmeausdehnungskoeffizient muß klein sein,
- es muß einen großen elektrischen Widerstand besitzen, da es sich innerhalb des hohen elektrischen Felds der TPC befindet,
- es soll gut zu bearbeiten sein, um die Strahlteiler einbauen zu können.

Aus diesen Überlegungen fiel die Entscheidung zugunsten eines Keramikrohrs. In das Rohr wurden im Abstand von 100,5 mm Schlitze unter einem Winkel von 45° relativ zur Achse gefräst. In diese Schlitze wurden die Strahlteiler eingeklebt (s. Abb. 3.10).[4] Wegen des Strahlversatzes in den Strahlteilern von etwa 0,5 mm bei einem Einfallswinkel von 45° haben die in die TPC reflektierten Laserstrahlen einen vertikalen Abstand von ungefähr 100 mm. Der oberste Laserstrahl in der Vertex-TPC 2 hat einen Abstand von ca. 37 mm zur Padebene. Im oberen Bereich wird das Rohr abgeschliffen, damit es präzise in einer Paßführung am Drehmechanismus befestigt werden kann.

Die Strahlteiler bestehen aus Suprasil, einem künstlichen Quarz. Die Rückseite ist antireflexbeschichtet, die Vorderseite unbeschichtet, d. h. es wird nur die Oberflächenreflexion ausgenutzt. Je nach Polarisationsrichtung auf den Strahlteilern werden 4–8 % des einfallenden Strahls reflektiert. Damit die Intensität der reflektierten Strahlen unabhängig von der Stellung des Strahlführungsrohrs ist, wurde nahe dem Laser ein $\lambda/4$-Plättchen in den Strahlengang eingebracht (s. Abschn. 3.3). Dahinter ist der Laserstrahl zirkular polarisiert, und die Reflexion auf den Strahlteilern ist unabhängig von der Drehung des Rohrs.

Der Strahl muß auf der Drehachse des Rohrs verlaufen, damit er beim Drehen des Rohrs seine Position auf den Strahlteilern beibehält. Verläuft der Strahl in einem Abstand r parallel zur Achse, so beschreibt der Auftreffpunkt des Strahls auf einem Strahlteiler eine Ellipse, deren Halbachsen $r/\sqrt{2}$ und r sind, und der reflektierte Strahl wandert vertikal. Die Abstände der Strahlen untereinander bleiben konstant. Fällt der Strahl schräg zur Drehachse ein, so verlaufen die reflektierten Strahlen nicht mehr horizontal und ihre Abstände zueinander ändern sich beim Drehen des Rohrs. Damit der Laserstrahl auf diese Sollposition justiert werden kann, wird der oberhalb der Strahlteiler eingebaute Autokollimator benötigt (s. Abschn. 3.7).

[4] Die Rohre wurden von Firmen außerhalb des Instituts gefertigt und bearbeitet.

3.2.2 Die Mechanik des Drehmechanismus

Mit dem Drehmechanismus kann das Rohr reproduzierbar in verschiedene Stellungen gedreht werden. Der Mechanismus ähnelt der Unruh einer Uhr. Ein raffiniertes System mit zwei Riegeln bewegt und arretiert eine kreisförmige Zahnschiene, in deren Krümmungsmittelpunkt sich das Strahlführungsrohr befindet [20]. Es ist über einen Arm mit der Zahnschiene verbunden. Die Abbildung 3.11 verdeutlicht den Aufbau des Drehmechanismus. Die Riegel werden mit Druckluft bewegt, da andere Antriebe in den starken Magnetfeldern, in denen die Vertex-TPCs betrieben werden, nicht in Frage kommen. Die Drehrichtung ergibt sich aus der Reihenfolge, mit der die Ventile geöffnet und geschlossen werden. Mit jedem Schritt dreht sich das Rohr um 3°.

3.2.3 Positionsbestimmung des Laserstrahls mit positionsempfindlichen Dioden (PSDs)

Oberhalb des Rohrs ist ein Strahlteiler montiert. Er lenkt etwa 50 % des Laserstrahls senkrecht in das Rohr. Der andere Teil trifft hinter dem Strahlteiler auf

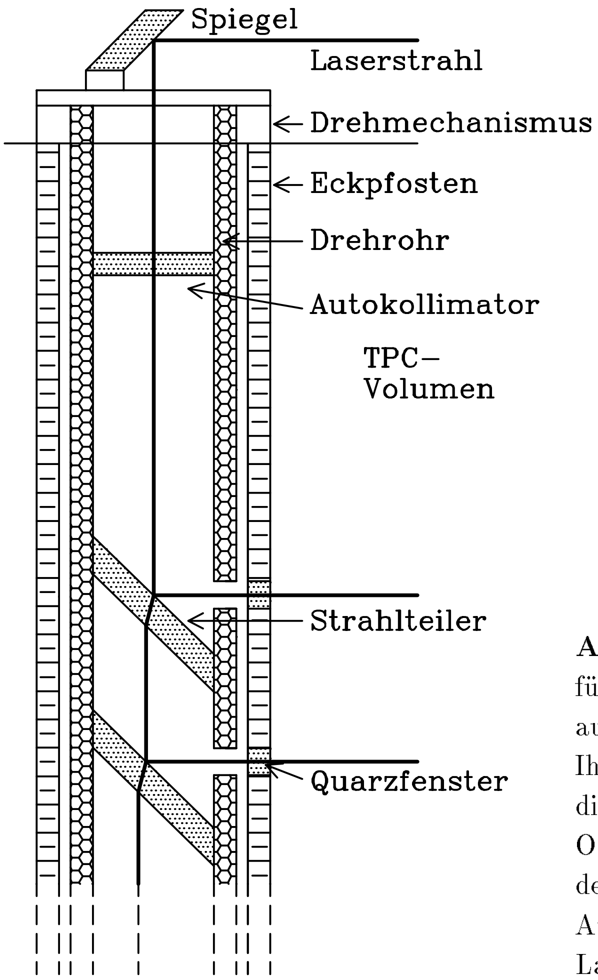


Abb. 3.10 Aufbau des drehbaren Strahlführungsrohrs. Die Strahlteiler bestehen aus Suprasil, einem künstlichen Quarz. Ihre Rückseite ist antireflexbeschichtet, die Vorderseite unbeschichtet. Durch Oberflächenreflexion werden etwa 4–8 % des einfallenden Strahls reflektiert. Der Autokollimator wird zum Justieren des Laserstrahls benötigt.

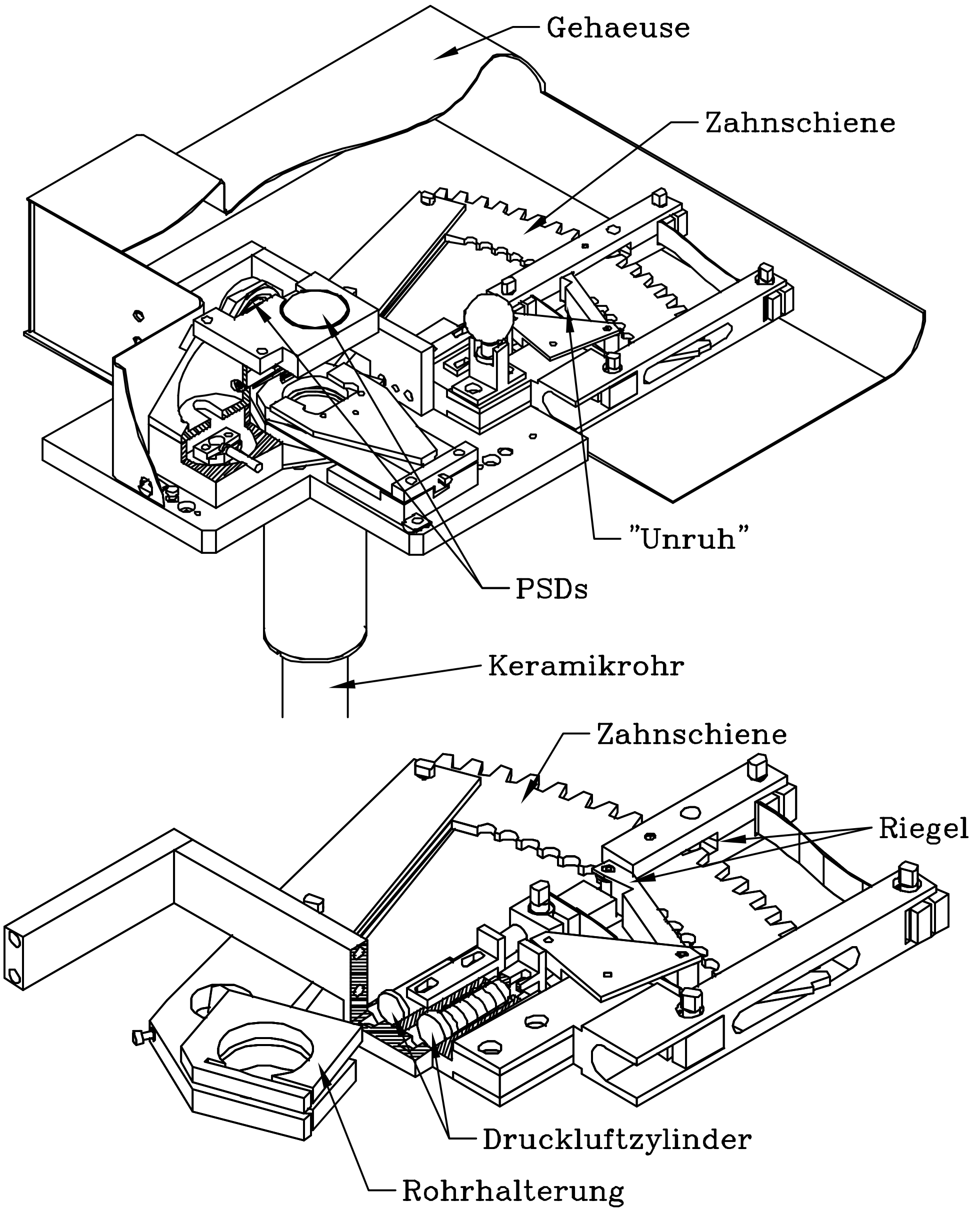


Abb. 3.11 Der Drehmechanismus funktioniert ähnlich der Unruh in einer Uhr. Die beiden Riegel werden durch Druckluft bewegt. Sie drehen die Zahnschiene um eine Stellung weiter und arretieren sie anschließend. Die Reihenfolge, in der die Ventile angesteuert werden, bestimmt dabei die Drehrichtung.

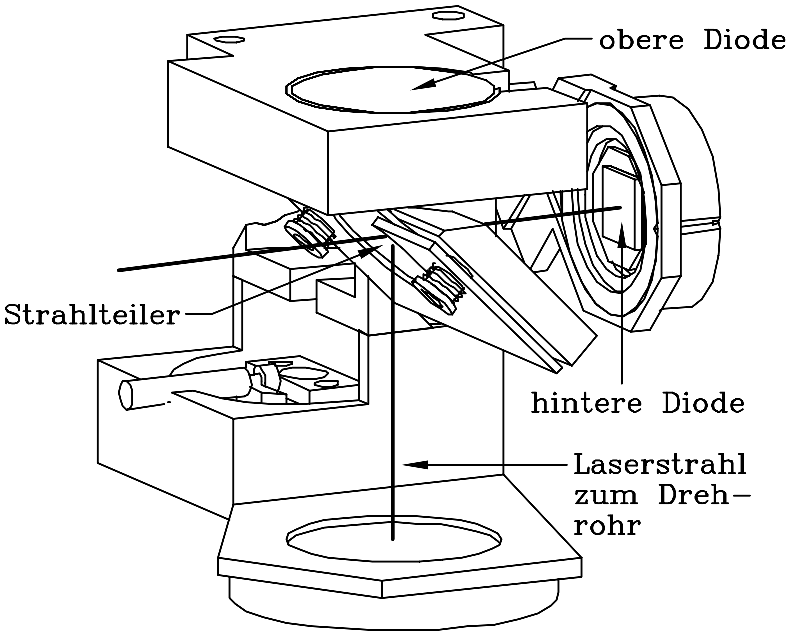


Abb. 3.12 Ein Strahlteiler oberhalb des Rohrs reflektiert den Laserstrahl in das Strahlführungsrohr. Auf zwei positionsempfindlichen Dioden werden Position und Orientierung des Laserstrahls im Raum bestimmt.

eine positionsempfindliche Diode (*position sensitive diode*, PSD). Mit einer zweiten positionsempfindlichen Diode oberhalb des Strahlteilers wird die Position des vom Autokollimator reflektierten Strahlanteils bestimmt (s. Abb. 3.12). Die beiden Dioden liefern die Position des Strahls in je zwei Dimensionen, so daß aus einer Kombination der Ortsinformationen sowohl die Position als auch die Orientierung des Laserstrahls im Raum bestimmt werden können. Damit wird überprüft, ob sich der Laserstrahl an seiner Sollposition befindet, er also auf der Drehachse des Strahlführungsrohrs verläuft.

Auf der Jura-Seite (in Strahlrichtung linke Seite) der Vertex-TPC 2 ist innerhalb des TPC-Volumens eine weitere positionsempfindliche Diode montiert. In einer bestimmten Winkelstellung des Strahlführungsrohrs soll der oberste Laserstrahl diese Diode treffen. So kann der Abstand dieses Laserstrahls relativ zur Ausleseebene und damit zum TPC-Koordinatensystem kontrolliert werden. Bei bekannten Abständen zwischen den Laserstrahlen ist dann auch die Lage der übrigen Strahlen im TPC-Koordinatensystem definiert. Die Bestimmung des Abstands zwischen Ausleseebene und oberstem Laserstrahl ist wichtig, weil so die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der Kammerauslese und dem Laserpuls, die zu einer Verschiebung der Laserspuren in Driftrichtung führt, ermittelt werden kann.

Positionsempfindliche Dioden bestehen aus zwei ausgedehnten Schichten unterschiedlich dotierten Halbleitermaterials (p- bzw. n-Schicht). Dazwischen befindet sich eine relativ dicke Schicht undotierten Halbleiters (intrinsischer Halbleiter).

Man bezeichnet diese Dioden daher als *pin*-Photodioden. Das Potentialgefälle zwischen p- und n-Schicht liegt größtenteils in der hochohmigen Zwischenschicht. Wegen ihrer Dicke wird einfallendes Licht hauptsächlich in dieser Schicht absorbiert. Die entstehenden Ladungsträger wandern entlang des Potentialgefälles — Löcher in die p-Schicht, Elektronen in die n-Schicht — und erzeugen so einen Strom I. Die Widerstände der dotierten Halbleiterschichten sind proportional zum Abstand zwischen dem Ort des einfallenden Lichtstrahls und den Elektroden am Rand der Photodiode. Wird der Photostrom an zwei gegenüberliegenden Rändern einer Halbleiterschicht gemessen, so teilt er sich entsprechend den Widerständen auf. Aus dem Verhältnis der Ströme an den beiden Elektroden kann man so den Ort des einfallenden Lichtstrahls nach

$$\frac{I_A}{I_A + I_B} = x \qquad (3.5\text{-a})$$

$$\frac{I_B}{I_A + I_B} = 1 - x \qquad x \in [0, 1] \qquad (3.5\text{-b})$$

bestimmen. Die Kombination der beiden Gleichungen führt auf

$$\frac{I_A - I_B}{I_A + I_B} = x \qquad x \in [-1, 1]. \qquad (3.6)$$

Diese letzte Gleichung zur Ortsbestimmung hat den Vorteil, daß sie im Bereich um die Mitte der sensitiven Fläche, wo $I_A \approx I_B$, weniger anfällig gegenüber elektronischem Rauschen ist als eine der beiden ersten Gleichungen.

Bei der Verwendung eines gepulsten Lasers ist statt des Photostroms die erzeugte Ladung zu betrachten. Diese wird mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern gemessen, elektronisch aufbereitet und mit einem Computer in Ortsinformationen umgerechnet [21].

Nicht zu unterschätzende Fehler bei der Ortsbestimmung sind Nichtlinearitäten der Widerstände der Halbleiterschichten und Feldverzerrungen an den Rändern der sensitiven Fläche. Letzteres tritt besonders bei tetralateralen Dioden auf, da hier alle vier Ausleseelektroden an einer Halbleiterschicht angebracht sind. Daher werden in diesem Laserkalibrationssystem duolaterale Dioden verwendet. Je eine der dotierten Halbleiterschichten wird zur Ortsbestimmung entlang einer Achse herangezogen. Ebenso wichtig ist die spektrale Empfindlichkeit der Dioden. Es ist klar, daß die Wellenlänge kurz genug sein muß, um im Halbleiter überhaupt Ladungsträgerpaare zu erzeugen. Diese obere Grenze liegt im Infrarot. Wird die Wellenlänge allerdings zu kurz, dann werden die Photonen schon nahe der Oberfläche absorbiert. Die erzeugten Ladungsträger rekombinieren, bevor sie zur Übergangsschicht zwischen den Halbleitern gelangen können. Dadurch sinkt die Empfindlichkeit der Diode rapide ab. Diese Grenze liegt nahe der verwendeten Wellenlänge von 266 nm. Die benutzten Dioden funktionieren bei dieser Wellenlänge allerdings noch gut.

Ursprünglich wurde beabsichtigt, die beiden positionsempfindlichen Dioden so genau zu positionieren, daß die Sollposition des Laserstrahls auf deren Mittelpunkt liegt und die Diodenachsen mit den Achsen des Koordinatensystems des Experiments übereinstimmen. Die Dioden wurden daher mit großer Genauigkeit ($\pm 20\,\mu$m) in Messinggehäuse eingeklebt (s. Abb. 3.13), die präzise am Drehmechanismus befestigt werden sollten. Die Dioden wurden auf kleine Platinen geklebt und mit einem Stift an einem Mechanismus aus zwei Linearverstellern und einem Drehtisch befestigt. Dieser Mechanismus ermöglicht die Justierung der Dioden innerhalb des Messinggehäuses. Relativ zu einer Referenzmarke am Gehäuse wird nahe der sensitiven Ebene der Diode eine Lochmaske befestigt. Ihre fünf Öffnungen sind wie die Augenzahl Fünf eines Würfels angeordnet. In die verschiedenen Öffnungen wird in geeigneter Reihenfolge eine Lichtfaser, die an einer LED angeschlossen ist, gesteckt. Die positionsempfindliche Diode wird mit dem Mechanismus so justiert, daß die elektronisch ausgelesenen Positionen auf der Diode mit denen der Lochmaske übereinstimmen. Ist dies erreicht, wird die Diode mit Kunstharz im Messinggehäuse eingeklebt. Diese Klebung erwies sich als zuverlässig. Die verwendete Elektronik wurde am IKF[5] vom Autor der Arbeit unter Mithilfe der Elektronikwerkstatt [22] gebaut. Es handelt sich dabei um einen Strom-Spannungs-Wandler mit nachfolgendem Verstärker und einer Treiberstufe. Der Schaltplan ist in Abb. 3.14 gezeigt. Die Ausgangssignale werden über Analog-Digital-Wandler von einem Computer ausgelesen und in Ortsinformationen umgerechnet. Mit diesem Instrumentarium wurden am IKF zunächst zwei Dioden justiert und eingeklebt. Am CERN wurde dann statt der Kette aus Verstärker, ADC und Computer ein kommerzielles Gerät zur Positionsauslese benutzt.[6] Ein Vergleich zwischen den beiden Verfahren zeigte keinen Unterschied. Die erreichte Genauigkeit liegt bei etwa $\pm 2\,\mu$m, was hauptsächlich durch Rauschen bedingt ist. Allerdings enstehen durch das Spiel der Lichtfaser in den Öffnungen der Lochmaske und die Lage der Öffnungen selbst größere systematische Fehler von $\pm 30\,\mu$m. Hierzu sei angemerkt, daß die Maske mehrfach umgearbeitet wurde und dabei sicherlich an Genauigkeit verloren hat. Im Nachhinein muß man zugeben, daß der Aufwand zu groß war. Es stellte sich heraus, daß die Montagepunkte für

[5] Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main

[6] Ein zweites Gerät für die Arbeiten am IKF wurde aus Kostengründen nicht beschafft, so daß dort das wesentlich billigere System aus größtenteils vorhandenen Geräten aufgebaut wurde.

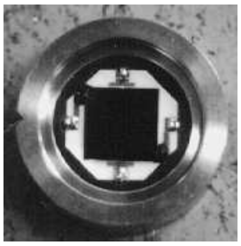


Abb. 3.13 In ein Messinggehäuse eingeklebte positionsempfindliche Diode. Die sensitive Fläche beträgt $1\,\mathrm{cm}^2$.

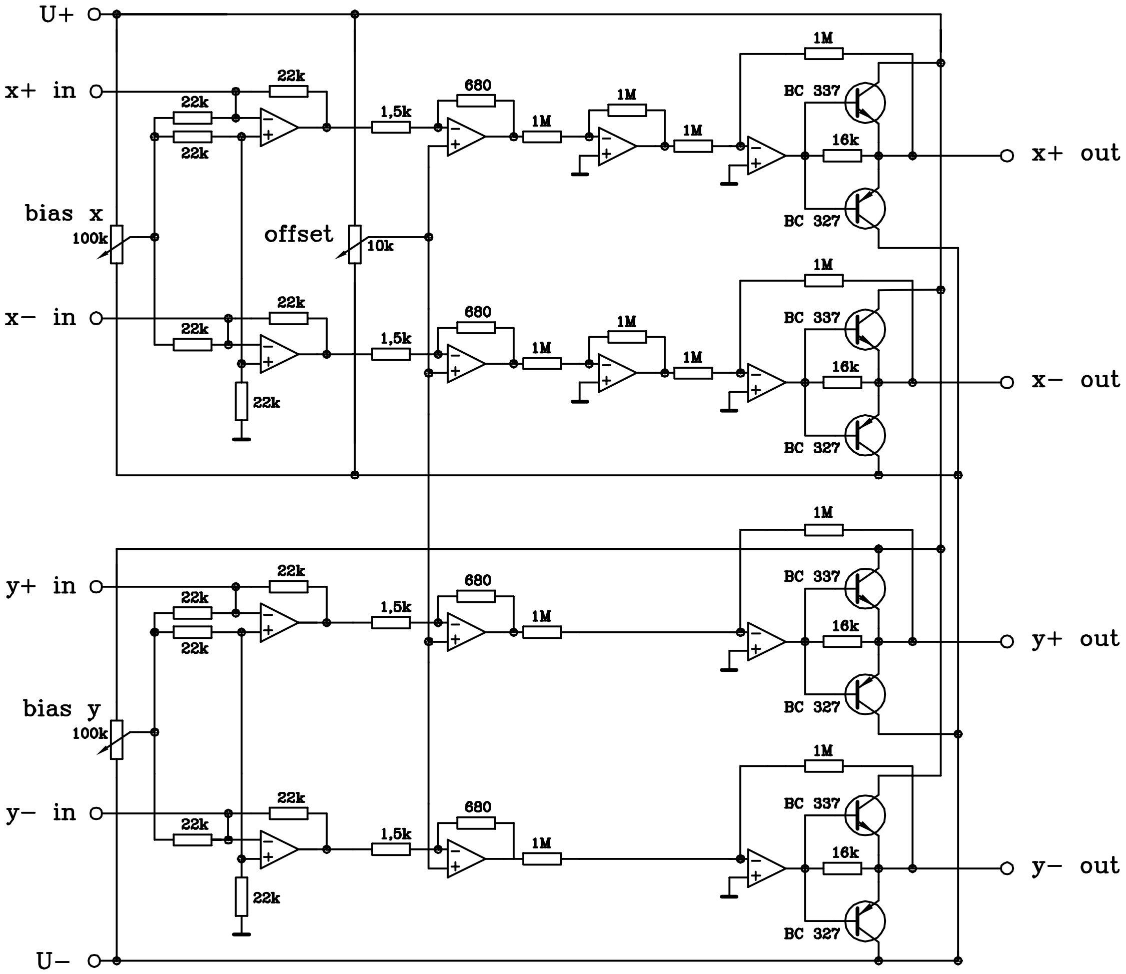


Abb. 3.14 Schaltplan der Ausleseelektronik für die positionsempfindlichen Dioden.

die Messinggehäuse am Drehmechanismus zu ungenau waren. Außerdem genügt es, den Laserstrahl im Labor einmal auf seine Sollposition zu justieren und die beiden auf den Dioden ausgelesenen Positionen zu vermerken.

3.3 Strahlführung zum Drehmechanismus

Der Laserstrahl muß vom Laser über mehrere Meter zu den einzelnen Drehmechanismen auf den TPCs geführt werden. In der Konfiguration der Strahlzeit Ende 1994 waren nur die Vertex-TPC 2 und die rechte Haupt-TPC installiert. In der Vertex-TPC wurden zwei Drechmechanismen eingebaut, einer strahlabwärts (*downstream*) auf der Salève-Seite, der andere strahlaufwärts (*upstream*) auf der Jura-Seite.[7] Die Haupt-TPC wurde mit einem Drehmechanismus strahlaufwärts auf der Salève-Seite bestückt. Die große Entfernung zwischen dem Laser und

[7] Die Salève-Seite ist die in Strahlrichtung gesehen rechte Seite des Experiments, die Jura-Seite die linke. Siehe dazu auch Abb. 1.1.

den Drehmechanismen erfordert einen stabilen Aufbau. Auf den beiden Vertex-Magneten ist daher eine Konstruktion aus mehreren T-Trägern installiert, auf der das Strahlführungssystem aufgebaut ist. Es ist so konzipiert, daß der Laserstrahl für jeden einzelnen Drehmechanismus getrennt justiert werden kann. Zur Grobeinstellung der Spiegel kann ein HeNe-Laser hinzugezogen werden. Dessen Laserstrahl ist sichtbar und erleichtert die Justierarbeit. Der Nd:YAG-Laser muß dann nur noch durch Justieren eines Spiegels auf die Achse des HeNe-Lasers gebracht werden. Die Feinjustierung erfolgt mit den Steuermechanismen. Mit ihnen wird auch das Wandern der Laserstrahlen ausgeglichen, das durch eine relative Verschiebung (etwa $400\,\mu$m) der Magnete gegeneinander bei eingeschaltetem Magnetfeld hervorgerufen wird.

3.3.1 Der Steuermechanismus

Wie bereits in Abschnitt 3.2.1 gezeigt, ist es notwendig, den Laserstrahl genau auf die Achse des Strahlführungsrohrs zu positionieren. Dies erfordert je zwei Translations- und Verkippungsfreiheitsgrade. Hierzu wurde ein Steuermechanismus entworfen, der es ermöglicht, den Strahl in diesen vier Freiheitsgraden unabhängig voneinander zu justieren. Die Steuermechanismen für die Vertex-TPC 2 sind oberhalb der TPC auf den T-Trägern befestigt. Bei der Haupt-TPC werden sie am Tragrahmen der TPC angebracht. In Abb. 3.15 ist das Prinzip dieses Mechanismus zu erkennen. Durch Translation der beiden Spiegel mit den Verschiebetischen wird der Strahl in der zx-Ebene bewegt. Die Verkippung um zwei Achsen wird mit dem zweiten Spiegel vorgenommen, der auf einem Dreibein aus Piezoelementen montiert ist. Dieser Spiegel lenkt den Strahl nach unten auf einen Spiegel auf der TPC um, von dem er in Richtung des Drehmechanismus reflektiert wird.

Die Verschiebetische werden durch Schrittmotoren bewegt, so daß die Schrittweite ca. $1\,\mu$m beträgt. Zusammen mit der Winkelauflösung im μrad-Bereich durch die Piezoelemente ermöglicht dies eine sehr genaue Positionierung des Laserstrahls.

3.3.2 Intensität und Strahlquerschnitt

Die Intensität des Laserstrahls muß so eingestellt werden, daß er in der TPC genug Ionisation hervorruft (s. Abschn. 2.3). Sie darf aber auch nicht zu stark sein, da sonst die Ausleseelektronik in Sättigung geht. Mit einem Polarisator wird die Intensität geregelt. Er läßt nur einen gewissen Anteil des horizontal polarisierten Laserstrahls hindurch.[8] Hinter dem Polarisator befindet sich ein $\lambda/4$-Plättchen, das so mit dem Polarisator mitgedreht werden muß, daß der Laserstrahl danach

[8] Ist α der Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Laserstrahls und der Durchlaßrichtung des Polarisators, so ist die hindurchgelassene Intensität $I = I_{\mathrm{Laser}} \cos^2 \alpha$.

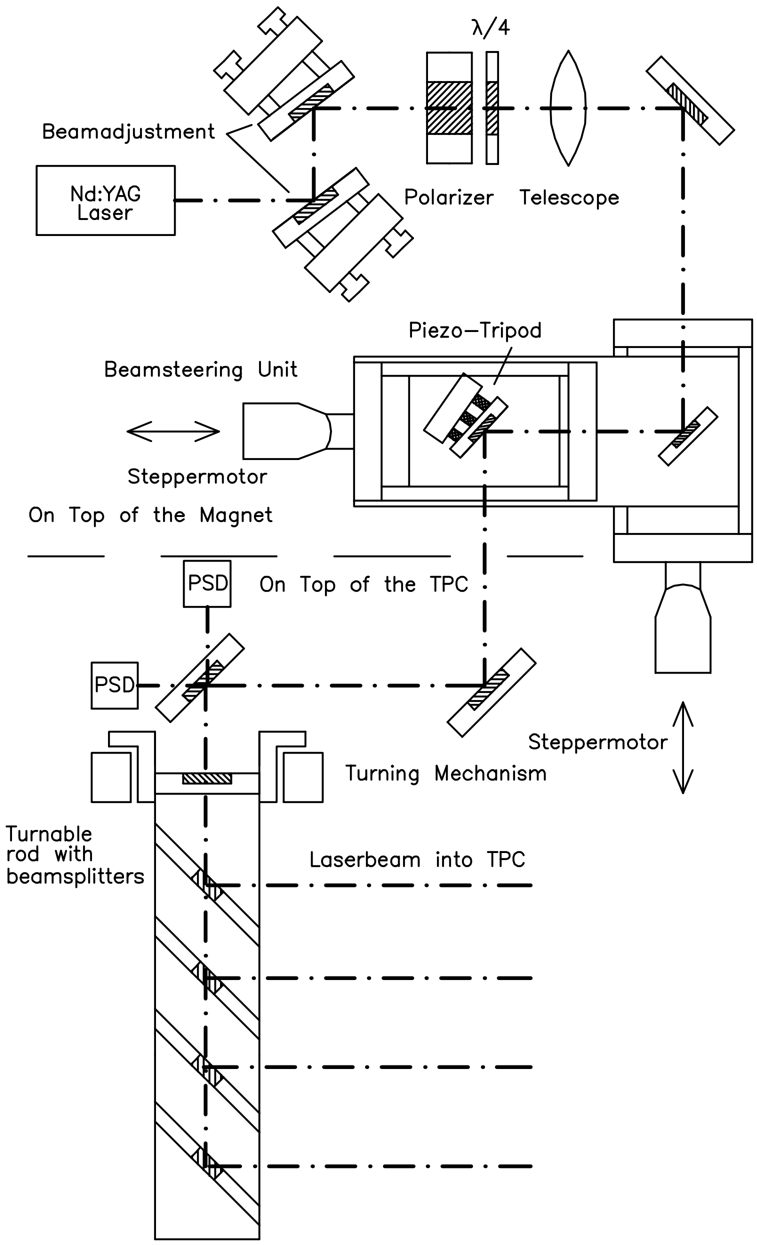


Abb. 3.15 Prinzip der Strahlführung vom Laser zu einem Drehmechanismus. Mit einigen Spiegeln wird der Laserstrahl grob justiert (*beamadjustment*). Der Steuermechanismus (*beamsteering unit*) dient der Feinjustierung des Laserstrahls auf dem Drehmechanismus (*turning mechanism*). Beide Mechanismen werden mit einem Computer ferngesteuert. Der Polarisator mit nachfolgendem $\lambda/4$-Plättchen wird zur Einstellung der Intensität benutzt. Mit dem Fernrohr (*telescope*) wird der Strahl auf die Mitte der TPC fokussiert. Nach dem Dreibein (*piezo-tripod*) muß man sich den Laserstrahl in die Zeichenebene hinein reflektiert denken.

zirkular polarisiert ist. Nur mit zirkular polarisiertem Licht ist es möglich, die Intensität der Laserstrahlen in der TPC unabhängig von der Drehposition des Strahlführungsrohrs konstant zu halten (s. Abschn. 3.2.1).

Die Intensität der Laserstrahlen in der TPC ist außer von der Stellung des Polarisators auch vom Strahlquerschnitt abhängig. Je weniger sich der Strahlquerschnitt innerhalb der TPC ändert, desto gleichmäßiger wird die Ionisation entlang der Laserspur. Mit einer Aufweitungsoptik (Teleskop) im Strahlengang wird die Divergenz des Laserstrahls reduziert und die Strahltaille etwa in die Mitte der TPC gelegt.

3.4 Datenaufnahme von Laserereignissen

Bei Schwerionenkollisionen wird der Ausleseprozeß der TPCs nur gestartet, falls verschiedene Detektoren (Kalorimeter und Strahlzähler) anzeigen, daß ein zentraler Stoß erfolgt ist. Zwischen der Kollision und dem Start der TPC-Auslese vergehen einige Mikrosekunden. Die Spuren der Teilchen, die dicht unter den Vieldrahtproportionalkammern die TPCs durchqueren, gehen für die Auslese verloren, weil das Gating-Grid noch nicht geöffnet ist. Das gleiche würde mit der obersten Laserspur geschehen, denn auch sie verläuft dicht unterhalb der Auslesekammern.[9] Es ist daher nicht möglich, die Ausleseelektronik mit dem Signal einer Photodiode, auf die mit einem Strahlteiler ein kleiner Teil des Laserstrahls reflektiert wird, zu triggern. Damit auch die oberste Laserspur beobachtet werden kann, muß der Ausleseprozeß einige Zeit vor dem Laserpuls gestartet werden. Daher werden am Laser verschiedene Synchronisationssignale (Q-Switch, Blitzlampe) abgegriffen und mit einer Elektronik zu einem Triggersignal aufbereitet, das kurze Zeit vor dem Laserpuls die Auslese startet.

3.5 Bedienung des Systems

Das Laserkalibrationssystem wird mit einem Apple Macintosh Computer gesteuert. Im Rahmen dieser Arbeit und [21] wurde mit LabVIEW[10] eine Graphikoberfläche programmiert, die eine intuitive Bedienung des Systems erlaubt. Die Abbildung 3.16 zeigt die Benutzeroberfläche des Programms zur Steuerung des Laserkalibrationssystems. Die Kommunikation zwischen dem Rechner und den verschiedenen Geräten erfolgt über zwei Bussysteme. Die Schrittmotoren des Steuermechanismus werden über GPIB (*general purpose interface bus*, bzw. IEEE 488.2) angesprochen. Die Piezoelemente im Steuermechanismus werden über CAMAC

[9] Je kürzer die Driftstrecke, desto geringer sind die erwarteten Verzerrungen der Laserspur aufgrund von Feldinhomogenitäten.

[10] LabVIEW ist eine objektorientierte graphische Programmiersprache von National Instruments.

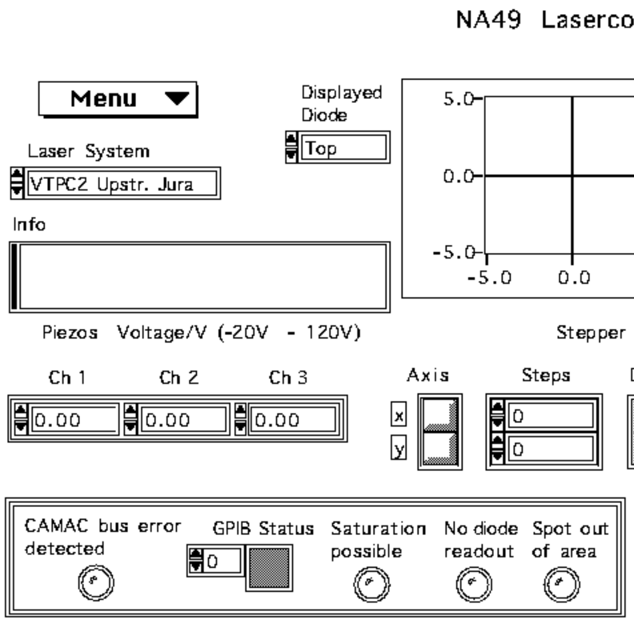


Abb. 3.16 Benutzeroberfläche des Programms zur Steuerung des Laserkalibrationssystems. Es ist in der graphischen Programmiersprache LabVIEW geschrieben. Man erkennt u. a. die Bedienungselemente für die Schrittmotoren, die Piezoelemente und die Drehmechanismen. Im oberen Teil werden die Positionen des Laserstrahls auf den Dioden angezeigt. Unten befinden sich Anzeigen für Fehlermeldungen.

gesteuert. Ein Digital-Analog-Wandler setzt die am CAMAC-Bus anliegenden digitalen Informationen in eine Gleichspannung um. Diese wird anschließend in eine Hochspannung zur Ansteuerung der Piezoelemente umgewandelt. Die Magnetventile des Drehmechanismus werden ebenfalls über CAMAC kontrolliert. Auch die positionsempfindlichen Dioden werden über dieses System ausgelesen [21]. Die für die Ansteuerung der Piezoelemente und der Ventile benötigte Elektronik wurde am CERN entwickelt.

3.6 Vermessung des Strahlführungsrohrs

Eine Vermessung der Abstände und Orientierungen der Strahlteiler im Strahlführungsrohr muß vorgenommen werden, damit die Lage der Laserstrahlen relativ zueinander mit hoher Genauigkeit bekannt ist. Dazu wurde das Strahlführungsrohr auf einem Tisch fixiert. Ein blauer Laserstrahl wird so justiert, daß er im Rohr parallel zu dessen Drehachse verläuft. Da das Rohr nicht gedreht werden soll, braucht der Strahl nicht genau auf der Achse zu liegen. Gegenüber den Austrittsfenstern des Strahlführungsrohrs wird in einiger Entfernung ein parallel zum Rohr orientierter Spiegel montiert. Auf einem nahe am Strahlführungsrohr stehenden durchsichtigen Schirm mit Millimetereinteilung sind die von den Strahlteilern im Strahlführungsrohr ausgehenden Strahlen beobachtbar. Der Spiegel reflektiert die

	$\Delta x/\mathrm{mm}$	$\Delta y/\mathrm{mm}$	$\Delta z/\mathrm{mm}$
Strahl 1	35,0	$-30{,}0$	-5560
Strahl 2	38,0	$-10{,}5$	-5560
Strahl 3	44,5	50,0	-5560
Strahl 4	33,5	2,0	-5560

Tab. 3.1 Vermessung des Strahlführungsrohrs auf der Salève-Seite der Vertex-TPC 2. Dargestellt sind die Koordinaten der Laserstrahlen auf einer weit vom Rohr entfernten Ebene relativ zu einer Ebene nahe am Strahlführungsrohr. Der Abstand zwischen diesen beiden Ebenen beträgt 5560 mm. Der Meßaufbau und die Definition der Achsen sind im Text erklärt. Δx und Δy sind mit einem Fehler von 0,3 mm behaftet, Δz mit einem Fehler von 1 mm.

Laserstrahlen zurück, so daß sie ebenfalls auf dem Schirm sichtbar sind. Durch einen Vergleich der beiden Positionen eines Laserstrahls auf dem Schirm können die Winkel, unter denen der korrekt justierte Strahl von den einzelnen Strahlteilern reflektiert wird, bestimmt werden. In der Tabelle 3.1 sind die Differenzen zwischen den jeweiligen Positionen auf dem Schirm aufgelistet. Der Abstand zwischen dem Schirm und dem Spiegel beträgt 278 cm. Der Meßfehler liegt für Δx und Δy bei 0,3 mm und für Δz bei ca. 1 mm [16]. Die y-Achse zeigt dabei parallel zum Strahlführungsrohr nach dessen oberem Ende. Die z-Achse steht senkrecht auf dem Spiegel und zeigt von diesem in Richtung des Beobachtungsschirms. Die x-Achse ist so gewählt, daß sich ein rechtsorientiertes Koordinatensystem ergibt. Wenn das Strahlführungsrohr strahlabwärts montiert wird, stimmen diese Koordinatenachsen mit dem NA49-Koordinatensystem überein. Die Winkel, unter denen der korrekt justierte Laserstrahl von den einzelnen Strahlteilern reflektiert wird, ergeben sich aus diesen Meßwerten gemäß

$$\tan\vartheta = \frac{\Delta x}{\Delta z} \tag{3.7}$$

$$\tan\varphi = \frac{\Delta y}{\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta z)^2}}. \tag{3.8}$$

Wegen des Rotationsfreiheitsgrads des Rohrs um die y-Achse, ist es nur sinnvoll, die Winkeldifferenzen $\Delta\vartheta$ zwischen den einzelnen Strahlen zu betrachten. In Tabelle 3.2 sind die Winkel zusammengestellt.

Neben den Winkeln sind die Abstände zwischen den Laserstrahlen von Bedeutung. Sie wurden mit dem gleichen Meßaufbau bestimmt und sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

	$\Delta\vartheta$/mrad
Strahlen 1 – 2	0,54±0,08
Strahlen 2 – 3	1,17±0,08
Strahlen 3 – 4	−1,98±0,08

	φ/mrad
Strahl 1	−5,40±0,06
Strahl 2	−1,89±0,06
Strahl 3	8,99±0,06
Strahl 4	0,36±0,06

Tab. 3.2 Winkel, unter denen die einzelnen Laserstrahlen von den Strahlteilern reflektiert werden, wenn der einfallende Laserstrahl auf der Drehachse des Rohrs liegt. Da ϑ von der Drehung des Rohrs abhängt, sind statt dessen die Differenzen $\Delta\vartheta$ zwischen den Strahlen tabelliert.

	Δy/mm
Strahlen 1,2	99,3±0,4
Strahlen 2,3	100,7±0,4
Strahlen 3,4	100,0±0,4

Tab. 3.3 Abstände zwischen den Laserstrahlen.

3.7 Bestimmung der Sollposition des Laserstrahls

Damit die in die TPC reflektierten Laserstrahlen beim Drehen des Strahlführungsrohrs nicht in vertikaler Richtung wandern, muß der Laserstrahl im Rohr mit dessen Drehachse zusammenfallen (s. Abschn. 3.2). Dieser Sollorientierung entspricht je eine Sollposition auf den beiden positionsempfindlichen Dioden am Drehmechanismus. Sie müssen bestimmt werden, bevor der Drehmechanismus zusammen mit dem Strahlführungsrohr an der TPC montiert wird, da ein freier Zugang zum Rohr notwendig ist.

Zur Bestimmung der Sollposition wird der Drehmechanismus zusammen mit dem Strahlführungsrohr auf einem Teststand vermessen. Der Teststand ist ein stabiler Tisch, auf dem der Drehmechanismus befestigt wird. Das Strahlführungsrohr ragt senkrecht nach unten. Ein Laserstrahl wird dann in mehreren Schritten auf die Drehachse justiert. Dazu wird zuerst der Autokollimatorspiegel so eingestellt, daß der auf die obere positionsempfindliche Diode reflektierte Strahl seine Lage beim Drehen des Rohrs nicht verändert. Die Drehachse steht dann senkrecht auf dem Autokollimator.[11] Danach wird der Laserstrahl so justiert, daß er mit dem vom Autokollimator reflektierten Strahl zusammenfällt. Damit liegt der Strahl parallel zur Drehachse. Im letzten Schritt muß der Strahl so verschoben werden, daß er auf der Drehachse des Rohrs zu liegen kommt. Dies wurde nur nach Augenmaß durchgeführt, da eine taugliche Meßvorrichtung fehlte (s. Kapitel 5). Ist der Strahl richtig justiert, wird auf den beiden Dioden die Sollposition aus-

[11] Ein feststehender Autokollimator ist wahrscheinlich die bessere Lösung, da das aufwendige Justieren entfällt.

	x/mm	y/mm
obere Diode	$-0{,}487$	$-0{,}636$
hintere Diode	$+0{,}168$	$+1{,}713$

Tab. 3.4 Sollpositionen des Laserstrahls auf den beiden positionsempfindlichen Dioden des Drehmechanismus strahlabwärts auf der Salève-Seite der Vertex-TPC 2. Die Sollpositionen liegen deutlich neben den Mittelpunkten der Dioden.

gelesen. Die gefundenen Sollpositionen auf den Dioden des Drehmechanismus strahlabwärts auf der Salève-Seite der Vertex-TPC 2 sind in der Tabelle 3.4 aufgelistet. Die Sollpositionen liegen auf beiden Dioden deutlich vom Mittelpunkt der Dioden entfernt. Mögliche Ursachen sind Ungenauigkeiten bei der Herstellung des Drehmechanismus und der Montagepunkte der Dioden sowie eine schlechte Justierung der Dioden innerhalb der Messinggehäuse (s. Abschn. 3.2.3). Wegen eines möglichen Fehlers beim Notieren der Meßwerte ist das Vorzeichen der x-Position auf der hinteren Diode nicht bekannt. Der positive Wert wird angenommen, weil der Laserstrahl dann auf die Sollpositionen justiert werden konnte. Bei Verwendung des negativen Werts war eine solche Justierung unmöglich.

4 Erste Messungen mit dem Laserkalibrationssystem

Im Laufe der Strahlzeit Ende 1994 wurde das Laserkalibrationssystem in Betrieb genommen. Aufgrund des straffen Zeitplans während dieser Phase und der Priorität für TPC-Installation und Datenaufnahme stand nur wenig Zeit zur Verfügung, um das System zu testen und auftretende Fehler zu beseitigen. So ist es nicht gelungen, in beiden Kammerhälften der Vertex-TPC 2 Laserspuren zu erzeugen. In der rechten Haupt-TPC konnten nur etwa 1 m lange Laserspuren beobachtet werden, da die Fokussierung der Strahlen sehr schlecht war. Im Folgenden werden daher nur Laserdaten von der Salève-Seite der Vertex-TPC 2 untersucht. Anhand der während der Strahlzeit gewonnenen Daten werden zunächst einige Komponenten des Laserkalibrationssystems eingehender auf ihre Funktionsfähigkeit untersucht. Danach werden vorläufige Ergebnisse der Kalibration der TPC mit Laserstrahlen dargestellt. Einige Fragen können nicht abschließend beantwortet werden, da die Lage der Laserstrahlen im Raum nicht genau genug bekannt war. Ein weiteres Problem bereiten die starken Intensitätsunterschiede zwischen den vier Laserstrahlen, deren Ursachen noch nicht ermittelt werden konnten.

4.1 Test der Dioden und des Steuermechanismus

Damit eine reproduzierbare Kalibration durchgeführt werden kann, ist es notwendig, den Laserstrahl immer an der gleichen Stelle und mit der gleichen Orientierung im Raum zu positionieren. Wie bereits beschrieben, soll der Strahl beim Eintritt in das Strahlführungsrohr mit dessen Drehachse zusammenfallen. Nachdem die Vertex-TPC 2 im Magneten installiert worden war, traten bei dem Versuch, den Laserstrahl auf diese Sollposition zu justieren, zwei Schwierigkeiten auf. Die Signale auf den beiden Dioden am Drehmechanismus streuten von Laserpuls zu Laserpuls unerwartet stark. Außerdem schien der Laserstrahl den Bewegungen des Steuermechanismus nicht exakt zu folgen. Beides führte dazu, daß es unmöglich war, den Laserstrahl innerhalb von ca. zwei Stunden genau zu positionieren. Die Koordinaten auf den Dioden wichen im Schnitt um etwa 150–200 μm von den

Sollwerten ab.

Um die Ursachen dieser Probleme herauszufinden, wurden zunächst die Positionen über einige hundert Laserpulse aufgezeichnet und danach der Laserstrahl mittels der Schrittmotoren systematisch über die Dioden bewegt. Ein gezieltes Abtasten der Dioden mit dem Piezoelement mußte aus Zeitmangel entfallen.

4.1.1 Genauigkeit der Ortsmessung mit den Dioden

In Abb. 4.1 sind die Verteilungen der Koordinaten des Laserstrahls auf den beiden Dioden dargestellt. Um beim Justieren des Strahls statistische Schwankungen der angezeigten Positionen zu verringern — z. B. durch Rauschen der Elektronik oder unvermeidliche Schwankungen in der Orientierung des Laserstrahls —, gleichzeitig aber eine hinreichend schnelle Reaktion auf Bewegungen des Steuermechanismus zu haben, wurden die vom Computer angezeigten Positionen durch Mittelung über jeweils fünf Pulse errechnet. Auch in den Histogrammen der Abbildung 4.1 entspricht jeder Eintrag einer Mittelung über fünf Laserpulse; sie geben somit die Verteilung der vom Computer angezeigten Positionen wieder. Zum Vergleich sind an die Daten Gaußverteilungen angepaßt, die mit den Verteilungen der gemessenen Koordinaten annähernd übereinstimmen. Die Breiten der gemessenen Verteilungen unterscheiden sich leicht. Besonders auffällig ist die im Verhältnis sehr schmale Verteilung der x-Position auf der oberen Diode. Der zeitliche Rahmen machte es unmöglich, die genaue Ursache dafür herauszufinden.

Als mögliche Ursachen für die Streuung der Positionen kommen in Betracht:

- Vibrationen des mechanischen Aufbaus, z. B. der Spiegel,
- Richtungsinstabilität des Strahls beim Austritt aus dem Laser (*pointing stability*) und
- das Rauschen der Elektronik.

Vibrationen des mechanischen Aufbaus und Richtungsschwankungen des Laserstrahls sollten an Korrelationen zwischen den Diodendaten erkennbar sein. Da an der oberen Diode die Anschlüsse der y-Achse vertauscht waren, wurden alle auf dieser Diode gemessenen y-Koordinaten einschließlich der Sollposition bei der Auswertung nachträglich mit -1 multipliziert. In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind die ausgelesenen Positionen des Laserstrahls auf den beiden Dioden Puls für Puls dargestellt. Deutlich ist die Korrelation zwischen den beiden x- bzw. y-Koordinaten zu erkennen. Diese Korrelationen sprechen stark für Vibrationen oder eine schlechte Richtungsstabilität des Laserstrahls. Das Rauschen der Elektronik und dessen Einfluß auf die Genauigkeit der Ortsmessungen wurde in [21] gemessen. Es spielt keine oder nur eine untergeordnete Rolle.

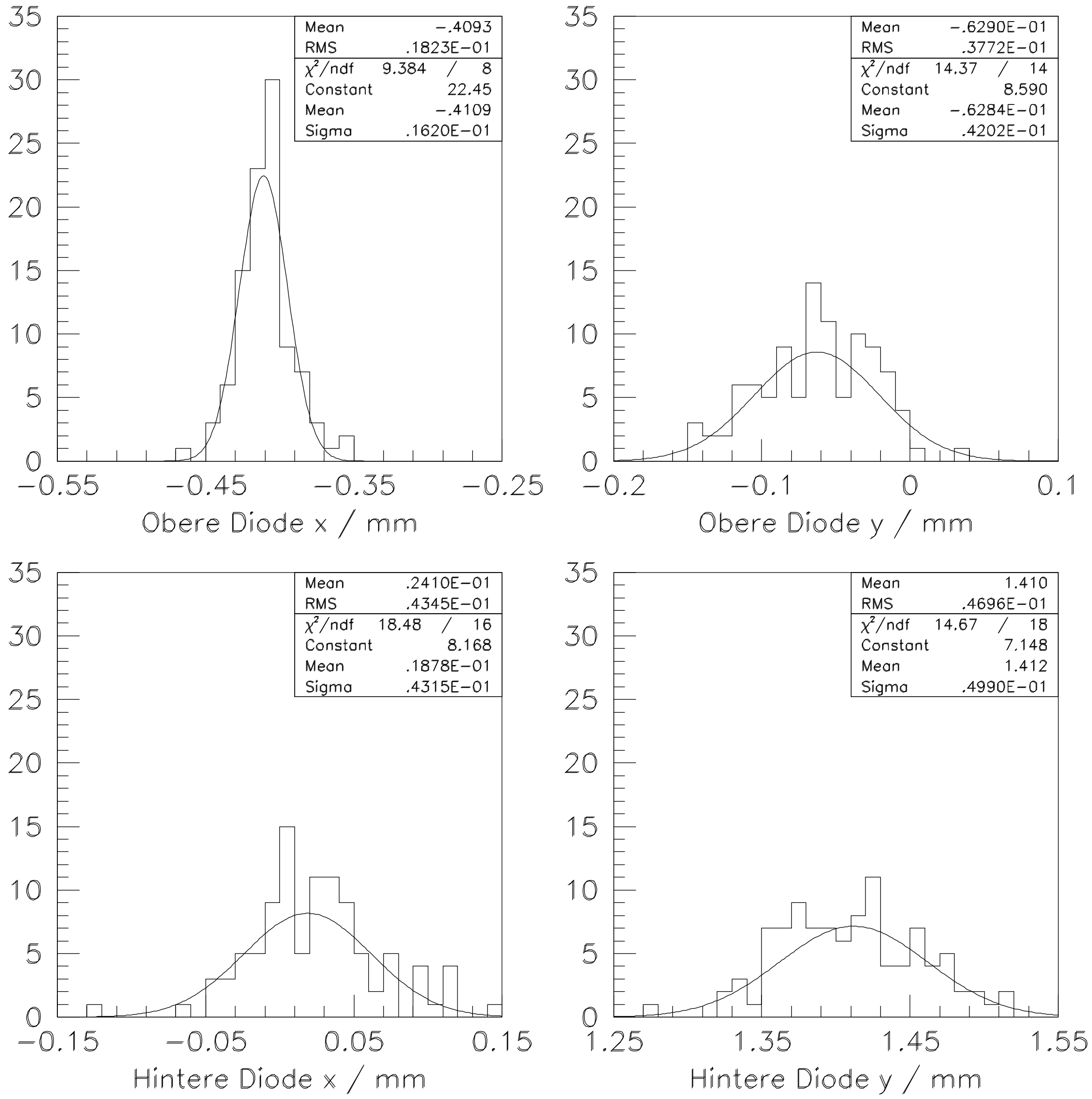


Abb. 4.1 Histogramm der ausgelesenen Positionen des Laserstrahls auf den Dioden der Salève-Seite. Jeder Eintrag ist eine Mittelung über fünf Laserpulse. Die x-Position auf der oberen Diode streut deutlich geringer als die anderen.

Will man zwischen Vibrationen und Richtungsstabilität unterscheiden, könnte man versuchen, aus den Positionen auf den Dioden die Orientierung des Laserstrahls im Raum zu bestimmen. Die Strahlen, die sich aus solchen Messungen ergeben, schneiden sich eventuell auf einem vibrierenden Spiegel oder im Laser selbst. Da die ausgelesenen Positionen auf den Dioden derzeit noch nicht ausreichend verstanden sind, wäre die daraus errechnete Orientierung des Laserstrahls mit einem für praktische Anwendungen zu großen Fehler behaftet. Im Folgenden soll daher nur gezeigt werden, wie die Orientierung prinzipiell berechnet werden kann.

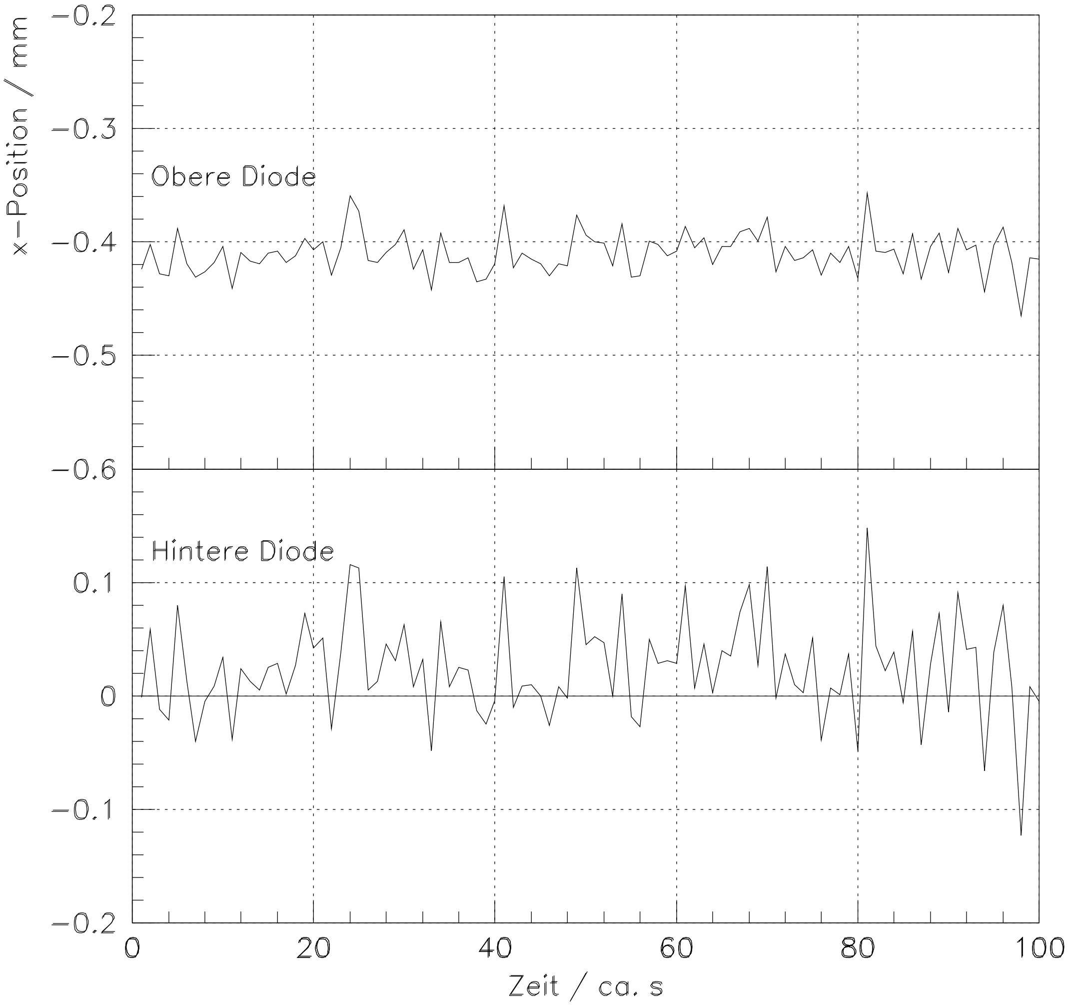


Abb. 4.2 Korrelation zwischen den ausgelesenen x-Positionen des Laserstrahls auf den beiden Dioden.

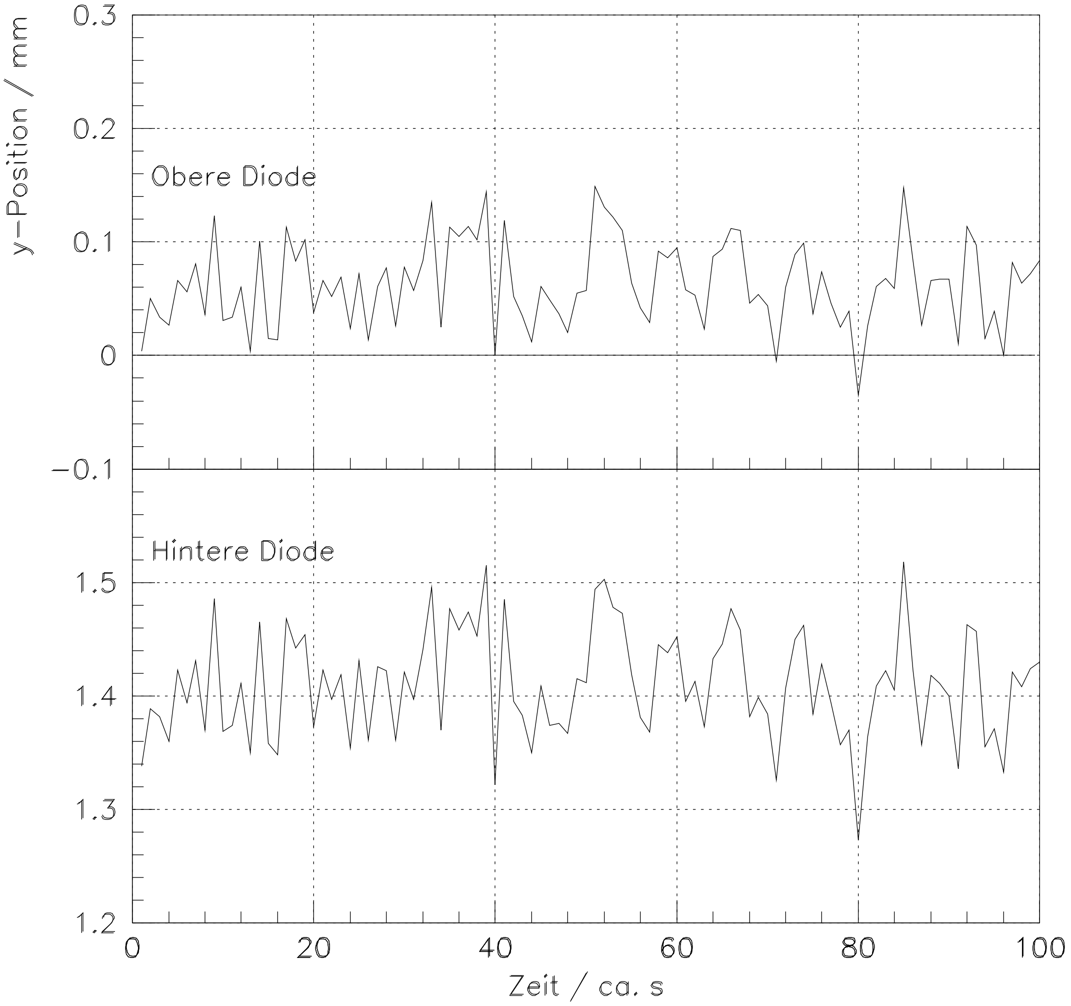


Abb. 4.3 Korrelation zwischen den ausgelesenen y-Positionen des Laserstrahls auf den beiden Dioden.

Zunächst wird ein Koordinatensystem, dessen Ursprung an der Sollposition[1] auf der hinteren Diode liegt, definiert. Die z-Achse zeigt entgegen des Sollstrahls, die y-Achse nach oben und die x-Achse so, daß sich ein rechtsorientiertes Koordinatensystem ergibt. Der Auftreffpunkt des Sollstrahls auf dem Strahlteiler des Drehmechanismus befindet sich im Abstand a vor der hinteren Diode (s. Abb. 4.5). Somit sind seine Koordinaten $(0, 0, a)$. Der einfallende Sollstrahl wird am Strahlteiler senkrecht nach unten reflektiert und trifft im Abstand c auf den Autokollimator (Punkt $(0, -c, a)$). Von dort wird er um 180° reflektiert, tritt durch den Strahlteiler hindurch und fällt auf die obere Diode, deren Entfernung vom Strahlteiler mit b bezeichnet wird. Damit sind die Positionen des Sollstrahls auf der hinteren Diode gegeben zu $(0, 0, 0)$ und auf der oberen $(0, b, a)$. Des weiteren werden zwei Winkel eingeführt: ϑ ist der Winkel zwischen der Projektion des Laserstrahls auf die xz-Ebene und der z-Achse, φ der Winkel zwischen dieser Projektion und dem Strahl (s. Abb. 4.4). Damit ergeben sich die folgenden beiden Gleichungen:

$$\tan\vartheta = \frac{t_x - f_x}{l_b}, \tag{4.1}$$

$$\tan\varphi = \frac{f_y - t_y}{l_b}\cos\vartheta. \tag{4.2}$$

Dabei sind t_x und t_y die x- und y-Positionen relativ zur Sollposition auf der oberen

[1]Koordinaten der Sollpositionen und Definition des Sollstrahls s. Abschn. 3.7.

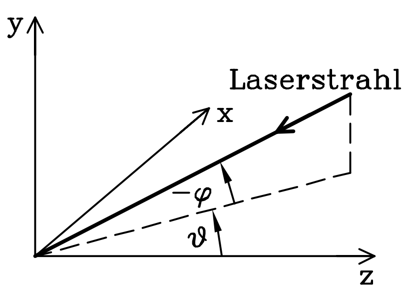


Abb. 4.4 Definition der Winkel des Laserstrahls.

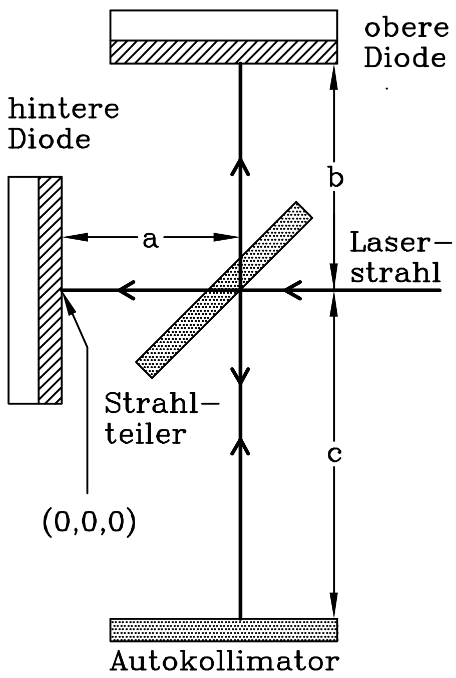


Abb. 4.5 Schematische Darstellung des Verlaufs des Sollstrahls im Drehmechanismus.

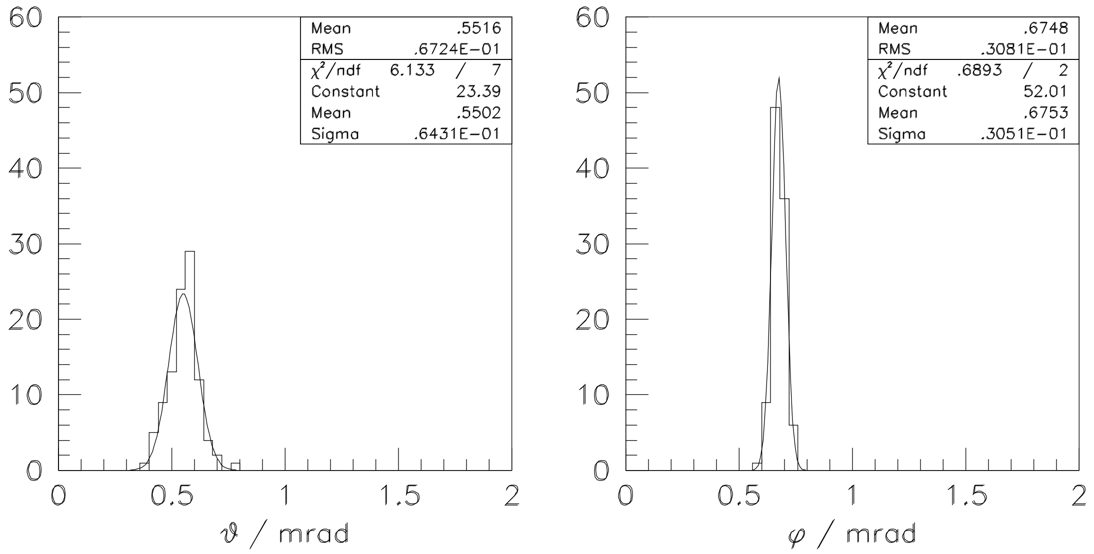


Abb. 4.6 Winkelverteilung; berechnet aus den Positionen in Abb. 4.1 mit den Gleichungen (4.1) und (4.2). Die absoluten Positionen aus Abb. 4.1 müssen zuvor in Positionen relativ zur Sollposition umgerechnet werden. Die Bedeutung der Winkel ist in Abb. 4.4 erklärt.

und f_x, f_y die entsprechenden Positionen auf der hinteren Diode. Die Strecke $a + b + 2c$, die der Sollstrahl zwischen den beiden Dioden zurücklegt, ist mit l_b bezeichnet. Diese Strecke beträgt etwa 400 mm. Fehler im Bereich von einigen mm bei der Bestimmung von l_b haben nur einen geringen Einfluß auf die Berechnung der beiden Winkel. Der Versatz des Strahls beim Durchqueren des Strahlteilers wurde vernachlässigt, da er im Rahmen der Meßgenauigkeit winkelunabhängig ist. Anhand der Gleichungen erkennt man, daß das System aus den zwei Dioden, dem Strahlteiler und dem Autokollimator einem System mit zwei Dioden im Abstand l_b äquivalent ist.

Die Abbildung 4.6 zeigt die aus den Positionsverteilungen in Abb. 4.1 mit den Gleichungen (4.1) und (4.2) errechneten Winkelverteilungen. Dabei wurden die absoluten Koordinaten aus Abb. 4.1 in Koordinaten relativ zur Sollposition umgerechnet. Als vorläufiges Ergebnis entnimmt man den Abbildungen 4.1 und 4.6, daß bei einer Mittelung über fünf Laserpulse die geforderte Genauigkeit von 100 μm, mit der die Position des Laserstrahls bekannt sein soll, mit dem derzeitigen Aufbau erreicht werden kann.

4.1.2 Abtasten der Dioden

Um die Abhängigkeit der von den Dioden registrierten Positionen von den Bewegungen des Steuermechanismus besser zu verstehen, wurde der Strahl mittels der beiden Schrittmotoren in einer Mäanderstruktur über die Dioden bewegt. Die Schrittweite betrug in beiden Richtungen 250 μm. Die Abbildung 4.7 zeigt den Verfahrweg der Schrittmotoren, die Abbildung 4.8 die dabei ausgelesenen Positionen. In der Abbildung 4.9 sind die Positionen auf die x- und y-Achsen der beiden Dioden projiziert. Die Achse des x-Motors ist aufgrund der Montagemöglichkeiten gegenüber den x-Achsen der Dioden um 180° gedreht. In den Abbildungen sind außerdem die Sollpositionen auf den beiden Dioden eingezeichnet. Wegen der knapp bemessenen Zeit während der Strahlzeit wurde davon abgesehen, den Strahl so zu justieren, daß auch die Sollpositionen in den Abtastbereich gefallen wären. Man erkennt sofort, daß die von den Dioden registrierten Positionen sehr schlecht mit dem Verfahrweg der Motoren übereinstimmen. Anhand der Daten soll im Folgenden nach möglichen Ursachen gesucht werden.

Auf der oberen Diode liest man für $y < -2\,\mathrm{mm}$ stark schwankende Positionen ab. Der Grund liegt wahrscheinlich an unerwünschten Reflexionen des Laserstrahls am Rand der Diode oder eines anderen Bauteils im Drehmechanismus. Dies führt i. allg. zu Fluoreszenzeffekten und Streulicht, welches die Diode trifft, wodurch es unmöglich wird, die Position des Laserstrahls auf der Diode richtig zu bestimmen.

Untersucht man nun die Projektion der ausgelesenen Positionen auf die x- bzw. y-Achse, so erhält man Hinweise auf die Ursachen für die schlechte Übereinstimmung von Verfahrweg und ausgelesenen Positionen auf den Dioden. Jeder Streckenzug in der Projektion entspricht einer Abtastung der Diode in x bei festgehaltenem y (unterer Graph) bzw. in y bei konstantem x (rechter oberer Graph). Unter Berücksichtigung der Randeffekte auf der oberen Diode erkennt man, daß die ausgelesenen y-Positionen der beiden Dioden korreliert sind (jeweils der rechte obere Graph in der Abbildung 4.9). Eine Folgerung aus diesen beiden Graphen ist, daß der y-Motor nicht die vorgegebenen Strecken durchfährt, sondern je nach Spindelstellung längere oder kürzere Wege zurücklegt.

Betrachtet man z. B. den Winkel ϑ (s. Abschn. 4.1.1) als Funktion des Verfahrwegs des x-Motors, so erkennt man eine deutliche Abhängigkeit, die in Abb. 4.10 dargestellt ist. Der Schlitten des Motors scheint eine Schlingerbewegung um den Sollverfahrweg zu vollführen.

Die schlechte Übereinstimmung von Sollverfahrweg und tatsächlichem Weg macht deutlich, warum der Laserstrahl nicht auf die Sollposition justiert werden konnte. Nach Beendigung der Strahlzeit haben Untersuchungen an den Schrittmotoren ergeben, daß diese ein zu großes Spiel aufwiesen. Durch Festziehen einiger Schrauben konnte diese Ungenauigkeit reduziert werden [16].

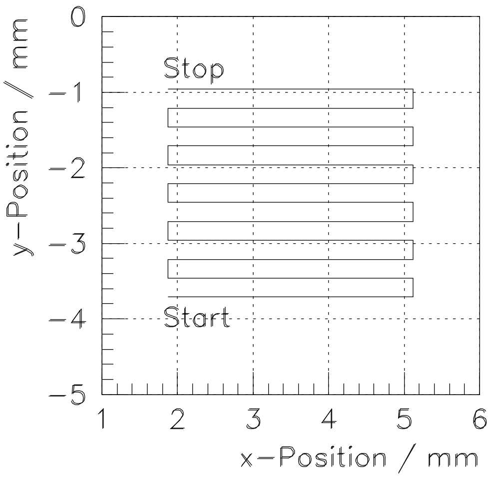


Abb. 4.7 Verfahrweg des Motors beim Abtasten der Dioden. Die Positionen sind relativ zu einem willkürlichen Nullpunkt gemessen.

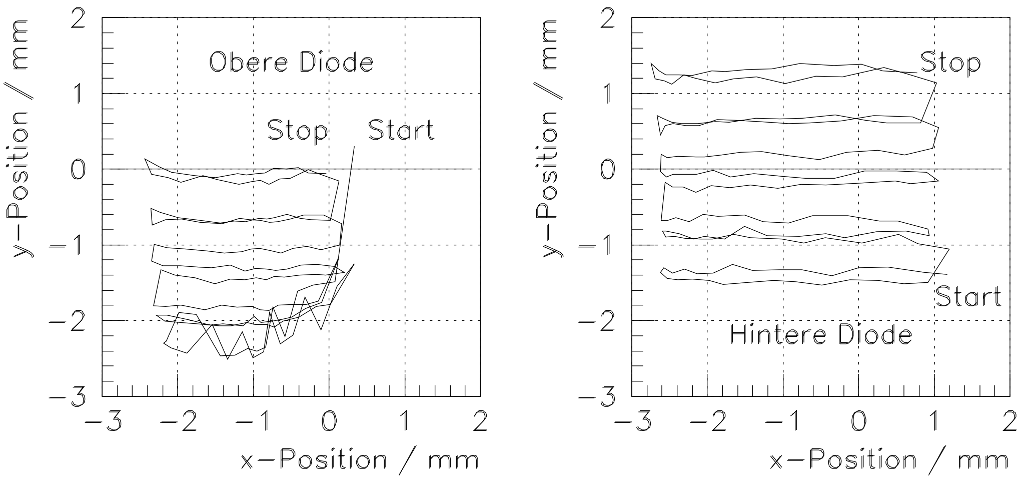


Abb. 4.8 Beim Abtasten entsprechend des Wegs in Abb. 4.7 ausgelesene Positionen auf den Dioden. Die Achse des x-Motors ist gegenüber den x-Achsen der Dioden um 180° gedreht. Auf der oberen Diode trifft der Laserstrahl für $y < -2\,\mathrm{mm}$ entweder den Rand der Diode oder eines anderen Bauteils im Drehmechanismus. Aufgrund von Streulicht und Fluoreszenzeffekten ist es dann nicht mehr möglich, die Position auf der Diode zu bestimmen.

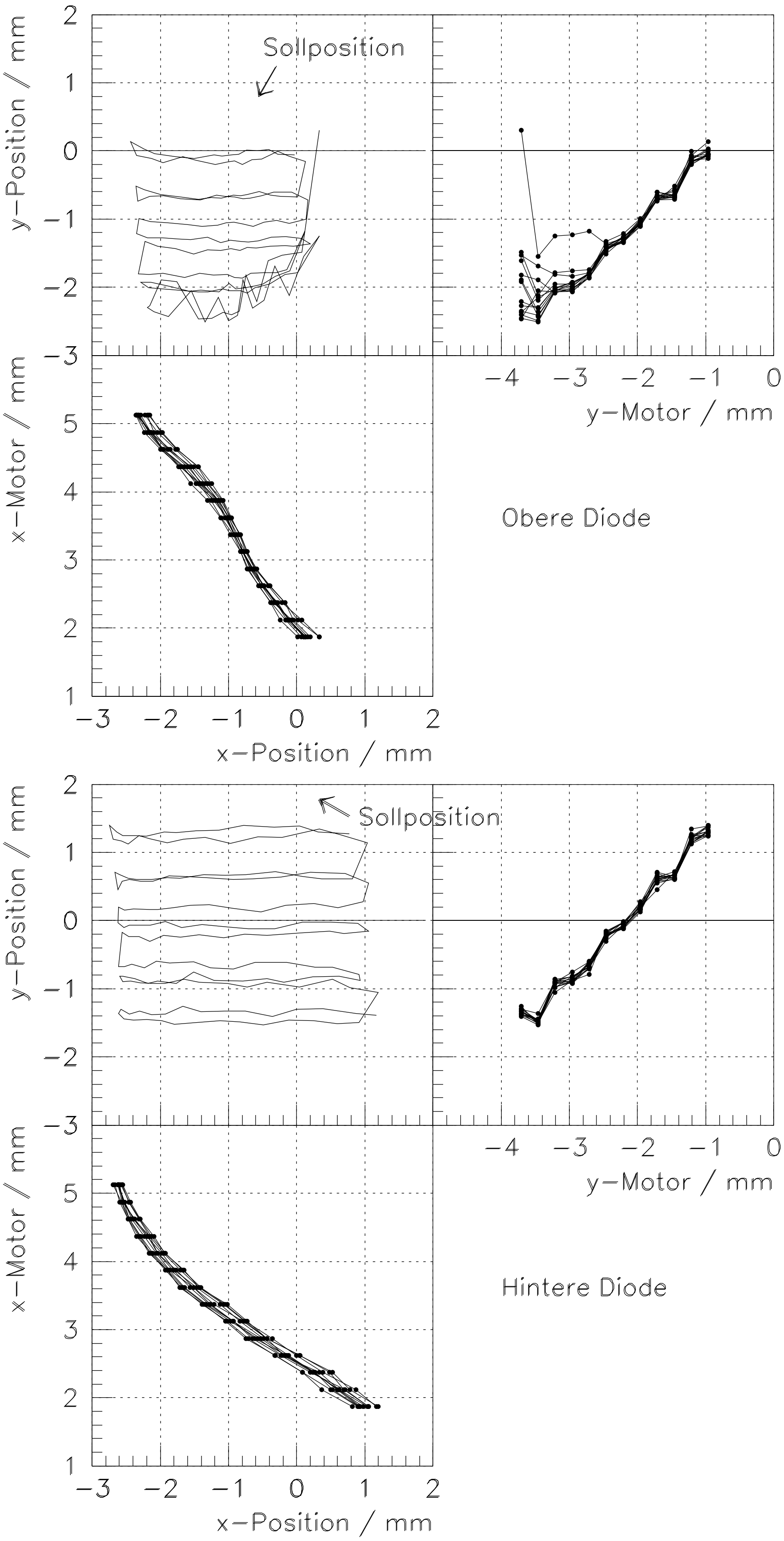


Abb. 4.9 Projektion der Positionen auf die beiden Achsen der oberen bzw. hinteren Diode.

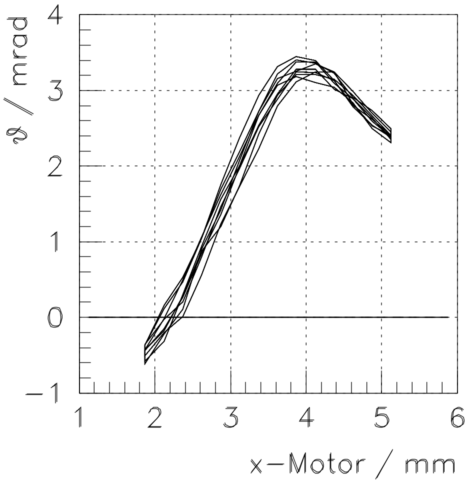


Abb. 4.10 Abhängigkeit des Winkels ϑ von der Position des x-Motors beim Abtasten der Dioden. Der Graph deutet auf eine Schlingerbewegung des Motors hin.

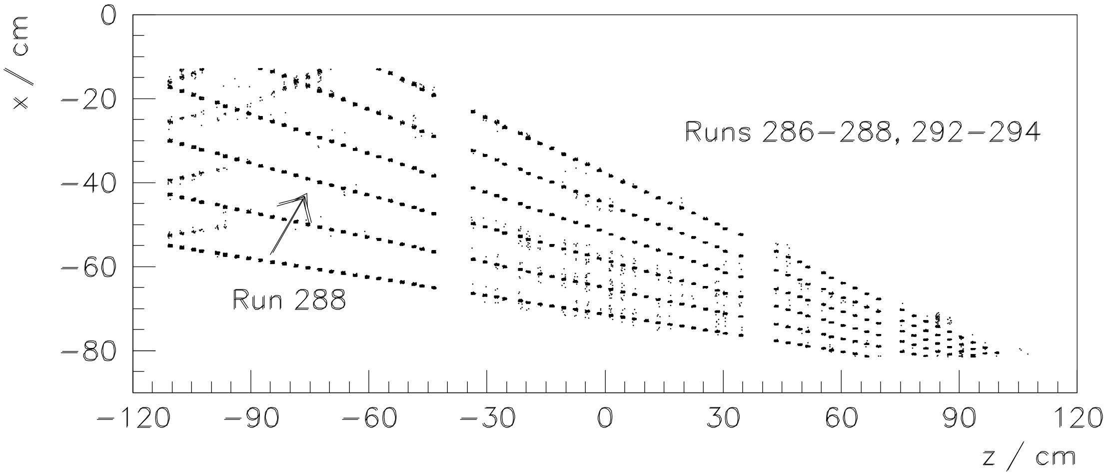
4.2 Laserspuren in der TPC

Während der Strahlzeit 1994 wurden mit dem Laserkalibrationssystem neun Meßreihen mit jeweils 7–8 Winkeleinstellungen des Strahlführungsrohrs durchgeführt. Pro Meßreihe wurden in jeder Winkeleinstellung etwa 200–400 Laserereignisse aufgenommen. Die Messungen erfolgten bei unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen und in verschiedenen Kammergasen. Die Abbildung 4.11 zeigt in der Seitenansicht und der Aufsicht der Salève-Seite der Vertex-TPC 2 die Laserspuren einer Meßreihe ohne Magnetfeld. Die weitere Analyse beschränkt sich weitgehend auf die Daten des *Runs* 288 mit 199 Laserereignissen. Die TPC wurde zu diesem Zeitpunkt mit Ar/CO_2 betrieben. Mit der exemplarischen Auswertung dieser Daten sollen die Eigenschaften der Laserspuren in der TPC untersucht und mit den folgenden Anforderungen verglichen werden:

- die Orientierung der Laserstrahlen im Raum muß bekannt, stabil und reproduzierbar sein,
- die Divergenz soll klein sein, damit sich der Strahlradius und damit die Intensität in der TPC möglichst wenig ändert,
- Strahlradius und Intensität sollten so gewählt werden, daß Laser- und Teilchenspuren ungefähr die gleichen Signale auf den Pads induzieren.

4.2.1 Rekonstruktion der Laserspuren

Die Rekonstruktion der Laserspuren aus der Gesamtheit der gefundenen Raumpunkte eines Ereignisses gestaltet sich recht einfach. In Abb. 4.12 ist ein typisches Laserereignis dargestellt. Man erkennt deutlich die vier Laserspuren. Das übrige Volumen der TPC ist fast frei von Raumpunkten. In vielen Ereignissen befinden sich im oberen Bereich bis zu drei äquidistante Ebenen von Raumpunkten. Sie



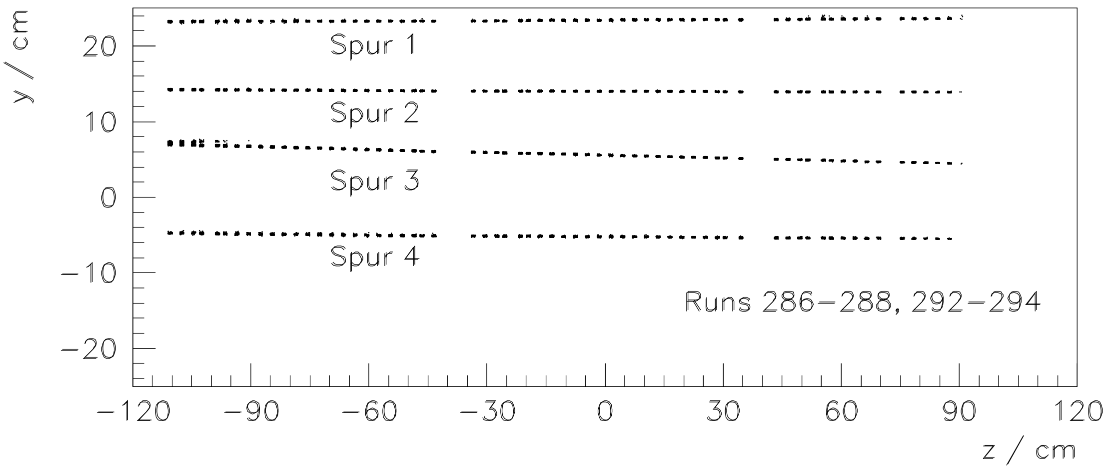


Abb. 4.11 Seitenansicht und Aufsicht der Salève-Seite der Vertex-TPC 2 mit den Laserspuren aus einer Meßreihe ohne Magnetfeld. Die Laserstrahlen treten rechts in die TPC ein und werden an den aluminiumbeschichteten Potentialstreifen des Feldkäfigs reflektiert. Die weitere Analyse beschränkt sich weitgehend auf die Spuren in Run 288.

entstehen wahrscheinlich durch das Umschalten des Gating-Grids.[2] Da die oberste Laserspur dann zwischen diesen Ebenen verläuft, kann sie manchmal nur schlecht aus diesem Untergrund isoliert werden. Diffus reflektiertes Laserlicht wird als Ursache der Raumpunkte am Boden der TPC vermutet. Es löst dort Photoelektronen aus.

Die Rekonstruktion der Spuren erfolgte vollständig mit dem Programmpaket PAW[3] [23]. Die Spuren wurden dazu in die zx- und die yz-Ebene projiziert. Anschließend wurde um die projizierten Spuren jeweils ein Schlauch von etwa

[2] In der Aufsicht in Abb. 4.11 erkennt man besonders in der Mitte Auschnitte aus diesen Ebenen. In dieser Ansicht scheinen sie die Spuren dort ein wenig zu verwischen.

[3] Physics Analysis Workstation, ein am CERN entwickeltes Programmpaket zur Datenanalyse in der Teilchenphysik.

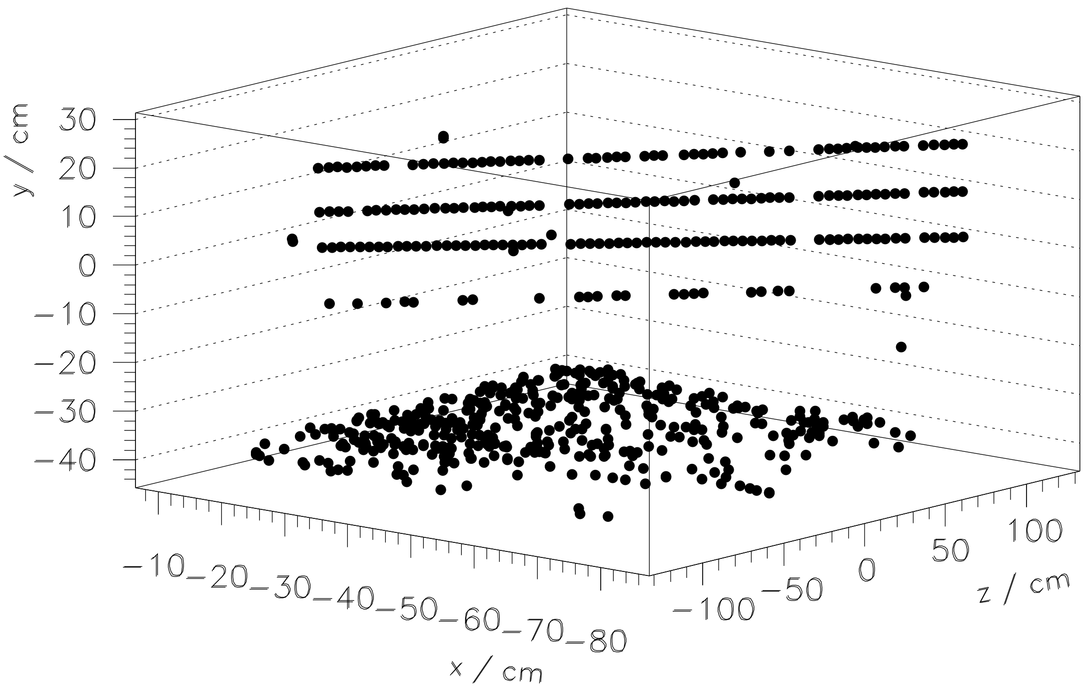


Abb. 4.12 Ein typisches Laserereignis in der Vertex-TPC 2. Deutlich sind die vier Laserspuren zu erkennen. Der größte Teil des TPC-Volumens ist frei von Raumpunkte. An der Bodenplatte setzt wahrscheinlich diffus reflektiertes Laserlicht durch den äußeren Photoeffekt Elektronen frei.

2 cm Breite gelegt, und es wurden nur Raumpunkte innerhalb dieser Schläuche als Spurpunkte akzeptiert. Im letzten Schritt wurde an diese Punkte jeweils eine Gerade in der zx- und yz-Ebene angepaßt. Eine mögliche Fehlerquelle dieses Verfahrens liegt darin, daß man nicht ausschließen kann, daß sich innerhalb eines Schlauchs auch Punkte befinden, die nicht zur Spur gehören. Alternativ könnte man ein Spurverfolgungsprogramm benutzen [7]. Beide Verfahren liefern aber, soweit ein Vergleich möglich ist, gleiche Ergebnisse. Das Anpassen von Geraden an die Laserspuren ist nur bei $\vec{B} = 0$ sinnvoll. Im Magnetfeld sind die rekonstruierten Laserspuren zu stark verzerrt (s. Abschn. 4.3).

Die Ergebnisse einer solchen Spurrekonstruktion sind in den folgenden Abbildungen 4.13–4.16 dargestellt. Dabei sind die Steigungen der Geraden in die Winkel ϑ und φ umgerechnet, die folgendermaßen definiert sind: ϑ ist der Winkel zwischen der Projektion der Spur auf die zx-Ebene und der z-Achse, φ der Winkel zwischen dieser Projektion und der Spur. Die Achsenabschnitte bx und by entsprechen dem Schnittpunkt der Geraden mit der Ebene, die bei $z = 0$ senkrecht auf der z-Achse steht. Die Interpretation dieser Daten erfolgt in Abschn. 4.2.3.

An diesem Punkt sei darauf hingewiesen, daß die tatsächlichen Laserspuren in der TPC gerade *nicht* aus den rekonstruierten Raumpunkten abgeleitet werden sollen. Vielmehr soll die wahre Lage der Laserstrahlen schon vorher aus anderen Messungen bekannt sein und dann mit den rekonstruierten Laserspuren verglichen

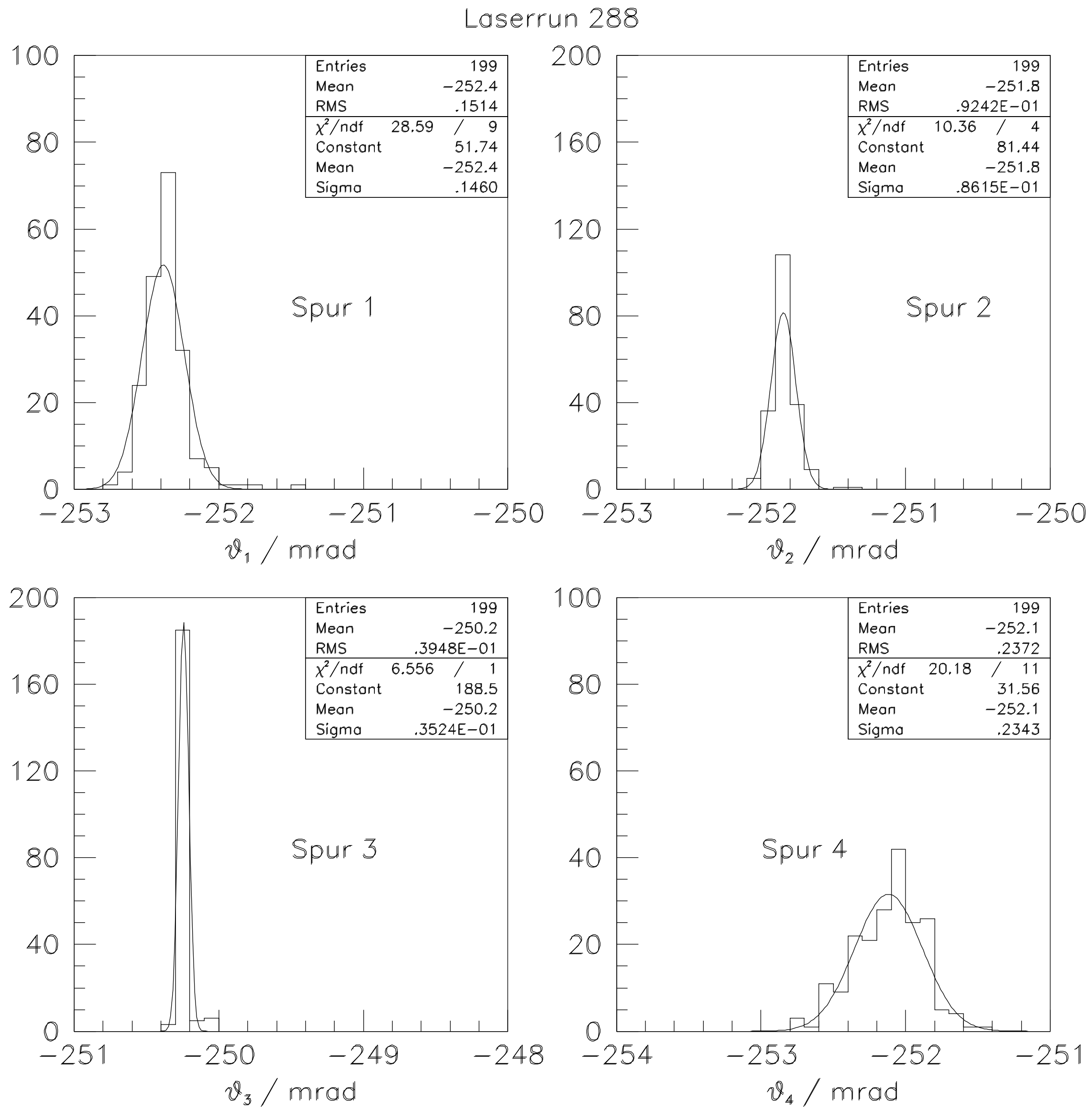


Abb. 4.13 Histogramme der Spurwinkel ϑ in der zx-Ebene. Die Winkel ϑ sind aus den Steigungen der angepaßten Geraden berechnet.

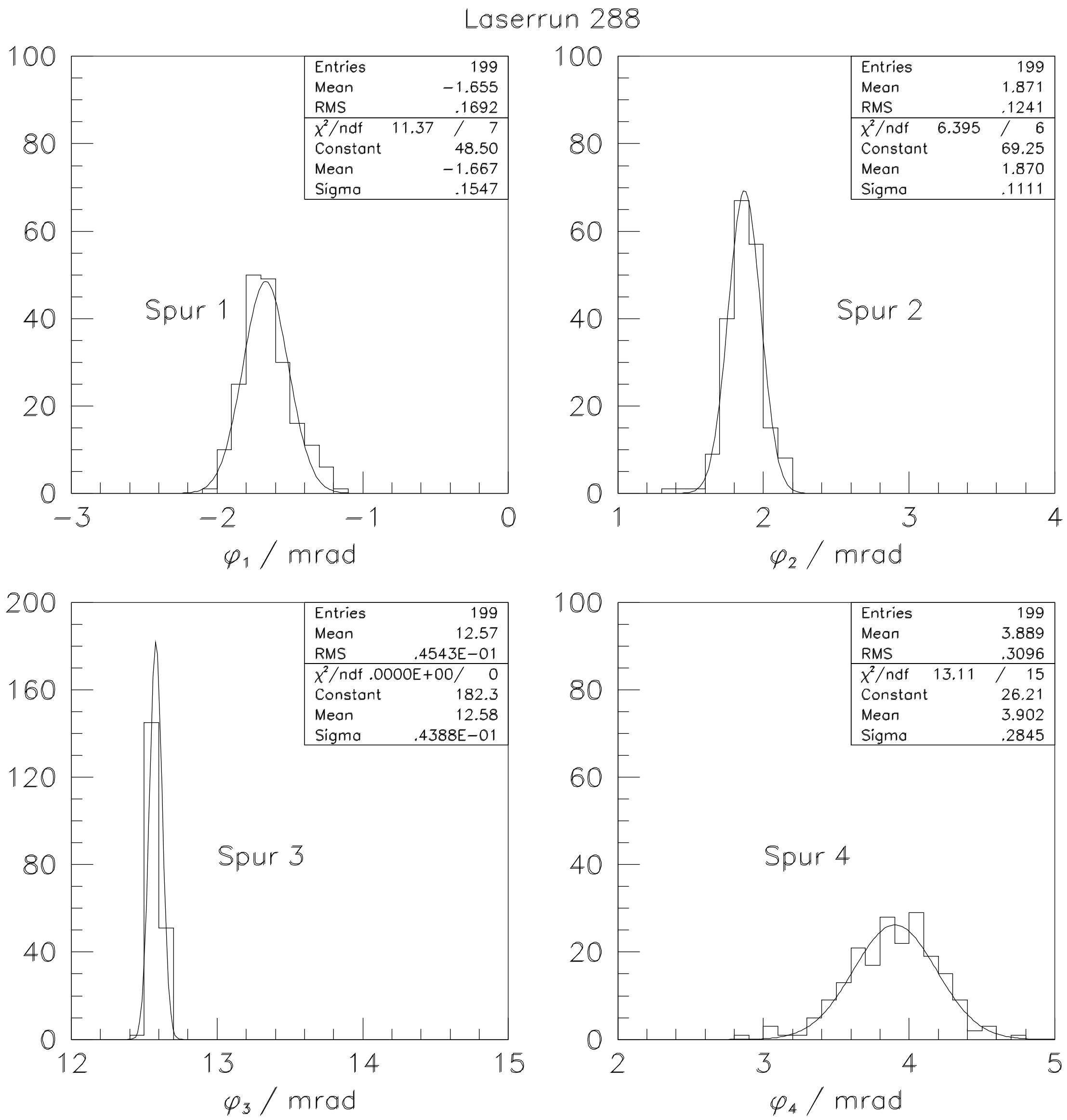


Abb. 4.14 Histogramme der Spurwinkel φ in der yz-Ebene.

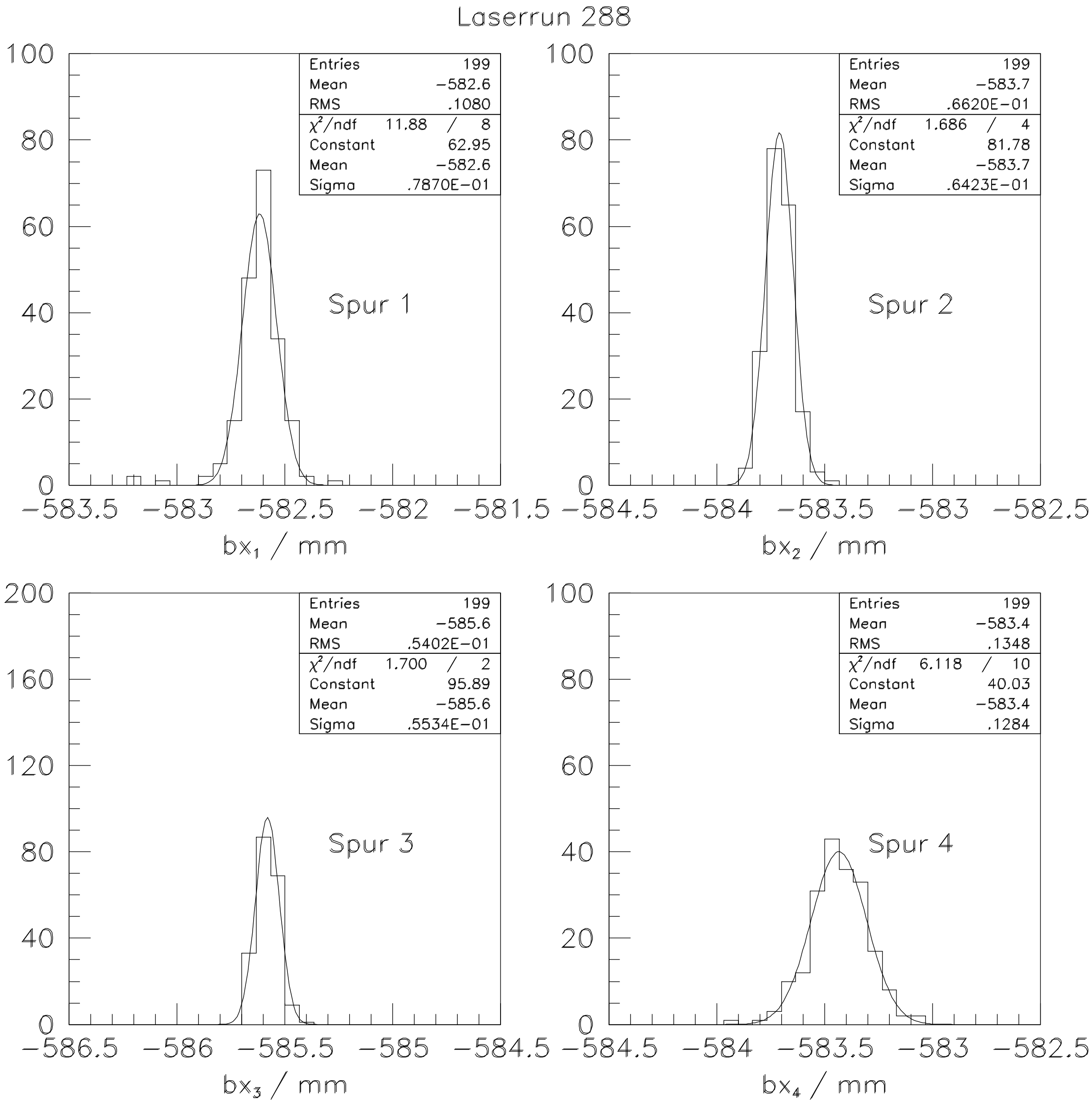


Abb. 4.15 Histogramme der Achsenabschnitte bx der an die Laserspuren angepaßten Geraden. Der Achsenabschnitt bx ist die x-Koordinate des Schnittpunkts der Geraden mit der bei $z = 0$ senkrecht auf der z-Achse stehenden Ebene.

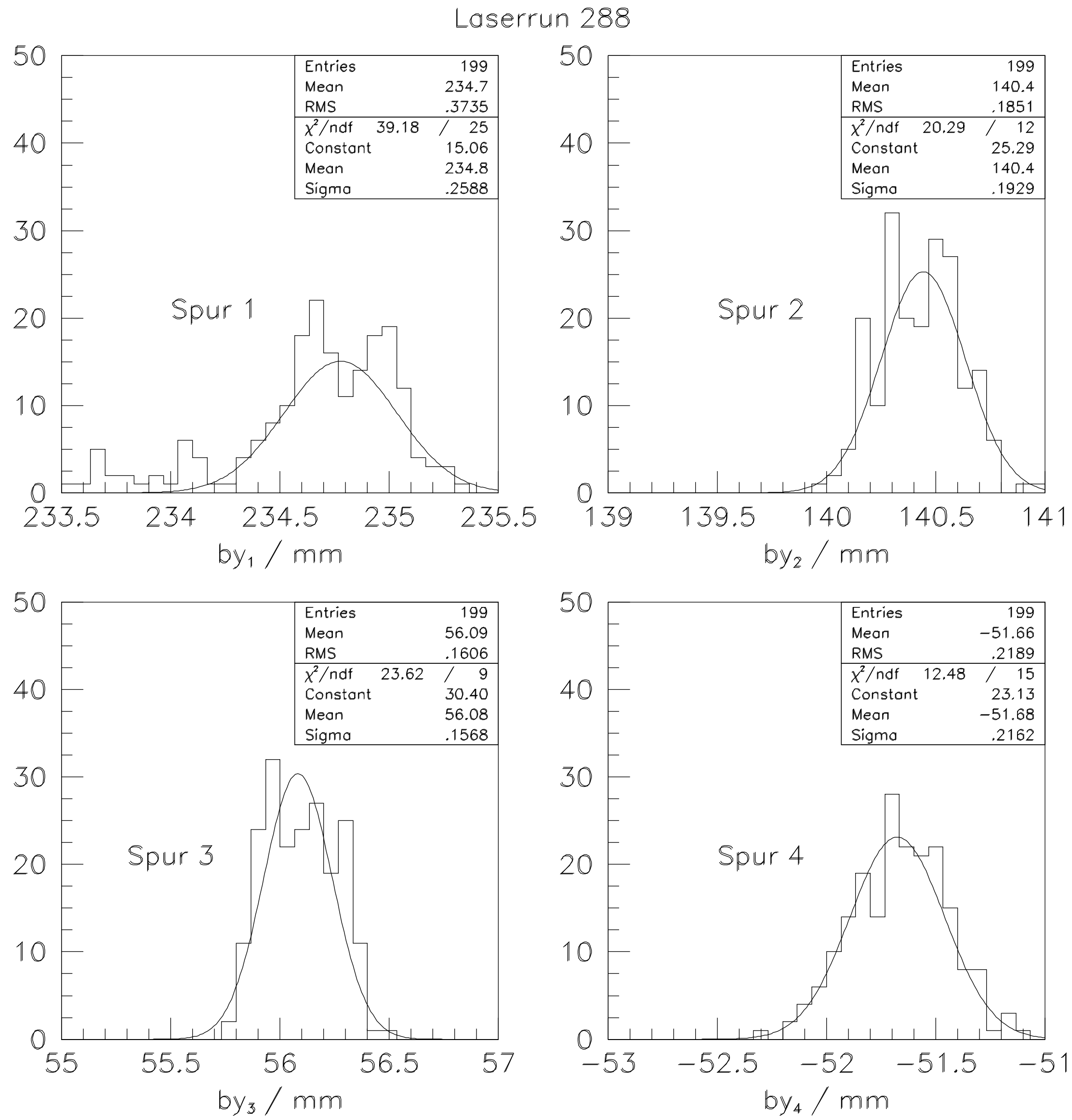


Abb. 4.16 Histogramme der Achsenabschnitte by, der y-Koordinate des Schnittpunkts der Gerade mit der bei $z = 0$ senkrecht auf der z-Achse stehenden Ebene.

werden. Dieses Ziel wurde während der Strahlzeit 1994 noch nicht erreicht (s. Kapitel 5).

Die rekonstruierten Spuren einer Meßreihe sollten sich auf der Drehachse des Strahlführungsrohrs schneiden. Tatsächlich liegt der Schnittpunkt in x-Richtung im Mittel um 4 mm zu weit außen, in z-Richtung stimmt er im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der Sollposition überein (s. Tab. 4.1). Es könnte nun sein, daß der Laserstrahl um diesen Betrag verschoben ist oder daß die TPC in x-Richtung breiter ist als angenommen, so daß der Eckpfosten mit dem Strahlführungsrohr 4 mm weiter außen steht. Als dritte Möglichkeit kommt eine Verschiebung des Koordinatensystems relativ zur TPC in Betracht. Da die Laserstrahlen an den Potentialstreifen der TPC reflektiert werden, kann man versuchen, die Koordi-

	x/cm	z/cm
Spur 1	$-88{,}77\pm0{,}04$	$118{,}24\pm0{,}02$
Spur 2	$-88{,}82\pm0{,}09$	$118{,}29\pm0{,}30$
Spur 3	$-88{,}71\pm0{,}06$	$118{,}11\pm0{,}30$
Spur 4	$-88{,}79\pm0{,}10$	$118{,}30\pm0{,}40$
Mittelw.	$-88{,}77\pm0{,}05$	$118{,}24\pm0{,}10$
Soll	$-88{,}35$	$118{,}25$

	x/cm
Spur 3 (Run 293)	$-10{,}21\pm0{,}02$
Spur 3 (Run 294)	$-10{,}24\pm0{,}01$
Spur 3 Mittelw.	$-10{,}23\pm0{,}02$
Soll	$-9{,}88$

Tab. 4.1 Die rekonstruierten Laserspuren einer Meßreihe schneiden sich nicht auf der Drehachse des Strahlführungsrohrs, sondern in x-Richtung im Mittel um 4 mm weiter außen. Die z-Koordinaten der Schnittpunkte stimmen mit der Sollposition des Strahlführungsrohrs überein. In der rechten Tabelle sind die x-Koordinaten der Potentialstreifen an der dem Schwerionenstrahl zugewandten Seite der TPC aufgeführt. Die Sollposition erscheint gegenüber dem Ort der Reflexion des dritten Laserstrahls an den Potentialstreifen um 3,5 mm verschoben.

naten dieser Streifen zu berechnen. Dafür eignet sich der dritte Laserstrahl am besten, denn sein reflektiertes Licht erzeugt noch eine ca. 15 cm lange Ionisationsspur. In zwei Stellungen des Strahlführungsrohrs wurden die Potentialstreifen an der dem Schwerionenstrahl zugewandten Seite der TPC vom Laserstrahl getroffen (Runs 293, 294). Die x-Koordinate dieser Potentialstreifen ist ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die Potentialstreifen erscheinen um 3,5 mm nach außen versetzt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmt dies mit der Verschiebung des Schnittpunkts der dritten Laserspuren um 3,6 mm überein. Offensichtlich ist also das Koordinatensystem gegenüber der TPC um diesen Betrag verschoben.

4.2.2 Intensität der Laserstrahlen

Bei der Inbetriebnahme des Laserkalibrationssystems wurde anhand der Signalhöhen in der TPC sofort ersichtlich, daß sich die Intensitäten der Laserstrahlen stark voneinander unterschieden. Die Abbildung 4.17 zeigt die mittlere Ladung Q pro Cluster der einzelnen Laserspuren. Dazu wurde zunächst die Ladung aller Cluster, die zu einer Laserspur gehören, aufsummiert. Da nicht immer gleich viele Cluster zu einer Spur beitragen, wurde als Maß für die Intensität die Ladung pro Cluster gewählt. Die dritte Spur zeichnet sich durch eine besonders starke Ionisation aus. Demgegenüber vermögen die anderen Laserstrahlen das Gas in der TPC nur schwach zu ionisieren. Der vierte Laserstrahl erzeugt extrem wenig Ladung. Nach Gleichung (2.13) ist die Ionisationsdichte, d. h. die Ladung Q pro Cluster, proportional zum Quadrat der Intensität. Damit erhält man für die Intensitäten I der vier Laserstrahlen die in Tab. 4.2 aufgeführten Werte. Die Intensität der dritten Spur ist etwa um den Faktor 2–3 größer als die der anderen Spuren. Aus dem Verhältnis $\Delta Q/Q$ folgt, daß die Intensität I des Lasers um etwa 4 % schwankt.

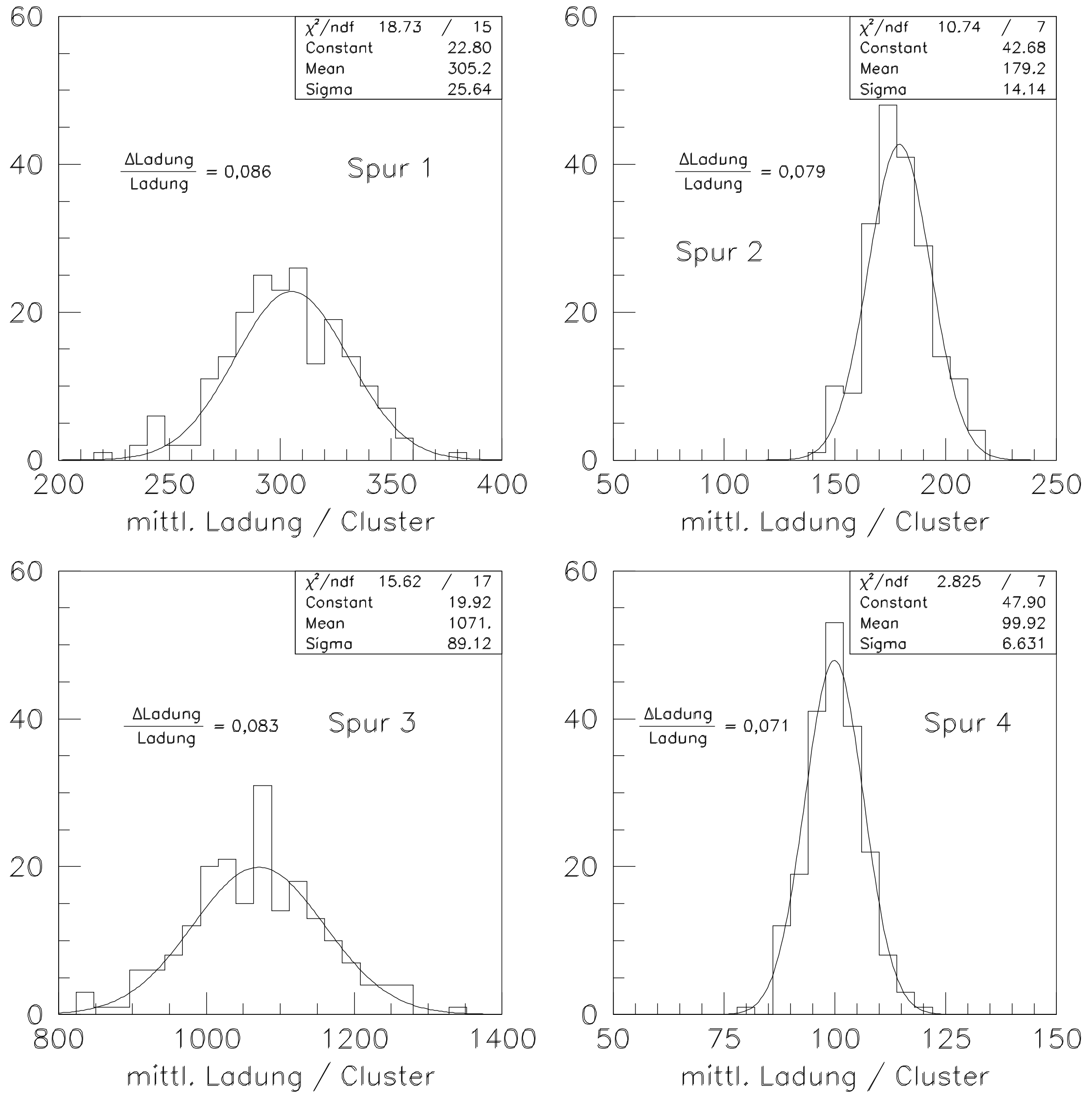


Abb. 4.17 Histogramm der mittleren Ladung der Cluster, die zu einer Laserspur beitragen. Die Ladung ist proportional zum Quadrat der Intensität der Laserstrahlen. Deutlich sind die großen Unterschiede in der Ladung zwischen den einzelnen Laserspuren zu erkennen.

	Q/Cluster	$\Delta Q/Q$	I	$\Delta I/I$
	willk. Einh.			
Spur 1	305	0,09	17,5	0,04
Spur 2	179	0,08	13,4	0,04
Spur 3	1071	0,08	32,7	0,04
Spur 4	100	0,07	10,0	0,03

Tab. 4.2 Die mittlere Ladung Q pro Cluster ist ein Maß für die Intensität I eines Laserstrahls ($Q \propto I^2$, s. Gleichung. (2.13)). Die Daten der Tabelle sind den Verteilungen in Abb. 4.17 entnommen. In der vierten Spalte ist die Intensitätsschwankung des Lasers aufgeführt. Sie beträgt nach diesen Berechnungen etwa 4%.

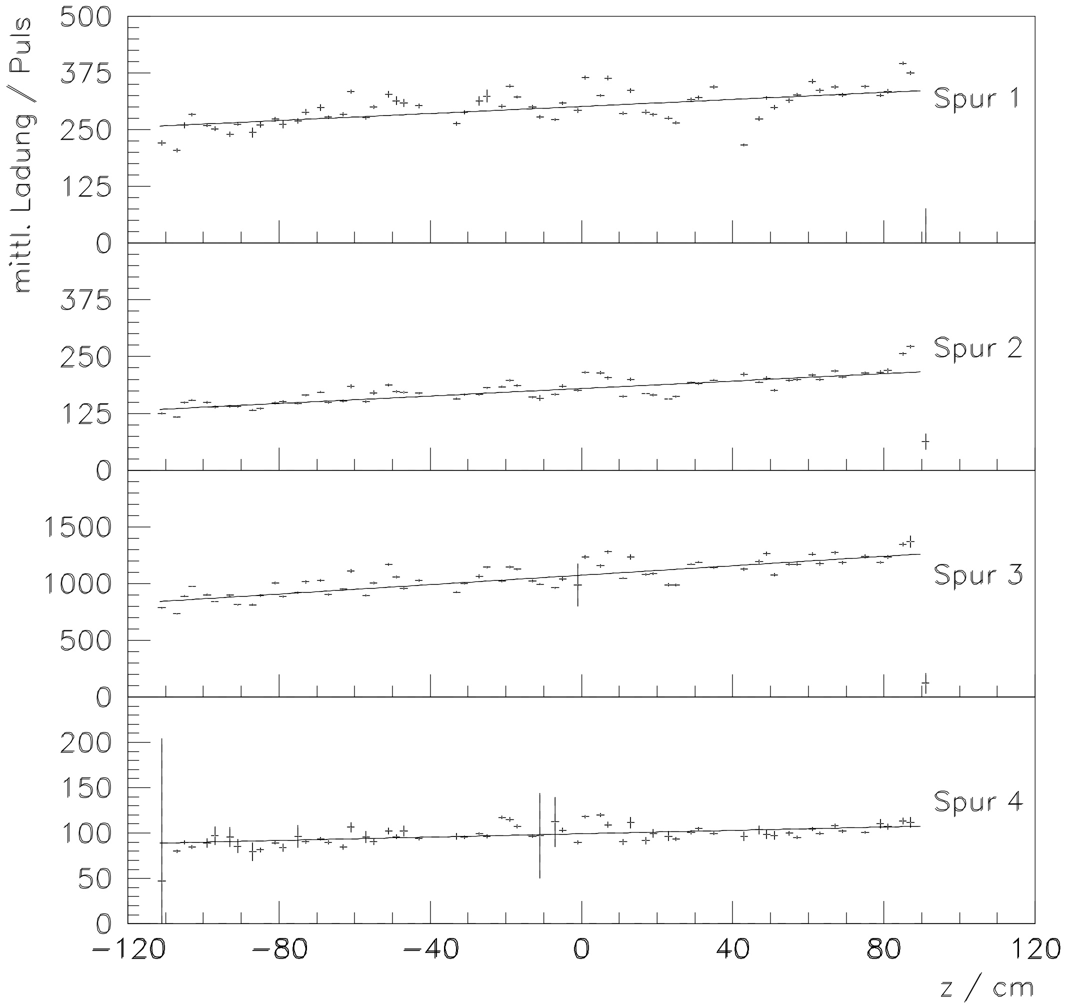


Abb. 4.18 Abhängigkeit der mittleren Ladung der Cluster auf den Spuren von der z-Koordinate. Die Laserstrahlen treten von rechts in die TPC ein. Da sich die Strahlen mit zunehmender Entfernung vom Strahlführungsrohr aufweiten, nimmt die Ladung der Cluster ab. Außerdem erkennt man lokale Abweichungen der Ladung von der angepaßten Geraden. Die Ursachen sind möglicherweise Unterschiede in der Gasverstärkung und Elektronikeffekte.

In Abb. 4.18 ist die mittlere Ladung der Cluster auf den Spuren in Abhängigkeit von der z-Koordinate dargestellt. Die Laserstrahlen treten von rechts in die TPC ein. Man erkennt deutlich, daß die Ladung mit zunehmender Entfernung vom Strahlführungsrohr abnimmt. Ursache ist wahrscheinlich die Aufweitung der Laserstrahlen und die damit verbundene Intensitätsabnahme. Berücksichtig man die quadratische Abhängigkeit der Ladung von der Intensität der Laserstrahlen, so liefert eine Abschätzung, daß der Radius der Laserstrahlen über die Länge der TPC um 10–20 % zunimmt. Man erkennt außerdem, daß die Ladung aller vier

Spuren an bestimmten Orten in der TPC um etwa den gleichen Faktor von der angepaßten Geraden abweicht. Dies ist auf lokale Unterschiede der Gasverstärkung und Elektronikeffekte zurückzuführen.[4]

Zur Rauschunterdrückung werden nur solche Padsignale von der Ausleseelektronik der TPC akzeptiert, die über einem bestimmten Schwellenwert liegen. Die Anzahl der Pads, die zu einem Cluster beitragen, hängt daher auch von der Intensität des Laserstrahls ab (s. Abb. 4.19).[5] Wie in Abschn. 2.1 beschrieben, sind Cluster mit weniger als drei Pads zur Berechnung der Spurpunktkoordinaten nur bedingt geeignet. Allerdings hat sich gezeigt, daß auch Teilchenspuren überwiegend aus 2-Pad-Clustern bestehen [24]. Demnach ähneln die oberen beiden Laserspuren in diesem Teilaspekt den Teilchenspuren.

Je größer die Anzahl der Punkte, die zu einer Spur beitragen, desto genauer kann diese rekonstruiert werden. Die maximal mögliche Anzahl der Spurpunkte hängt von der Stellung des Strahlführungsrohrs ab (s. Abb. 4.11). Die Anzahl der Spurpunkte der jeweiligen Strahlen ist in Abb. 4.20 dargestellt. Da die Ionisation des Kammergases statistischen Fluktuationen unterliegt, werden nicht immer gleich viele Cluster entlang einer Spur erzeugt. Nur die Spur 3 besteht wegen der hohen Intensität aus der maximal möglichen Anzahl von Spurpunkten. Da bei der Spurrekonstruktion auch Raumpunkte, die nicht von Laserstrahlen stammen, als Spurpunkte gewertet wurden, ist die Anzahl der Spurpunkte in einigen Fällen größer als die maximal mögliche. Dies hat aber praktisch keinen Einfluß auf die Spurrekonstruktion.

Zusammenfassend stellt man fest, daß die Intensität der Laserstrahlen den gestellten Anforderungen nicht genügt. Die Ursache für die unterschiedlichen Intensitäten liegt nach wie vor im Dunkeln. Die Vermutung, daß die Strahlteiler im Strahlführungsrohr verschmutzt waren, konnte nicht bestätigt werden [16]. Da die Intensität bei gegebener Rohrposition auch von der Orientierung des Laserstrahls abhing, wird spekuliert, daß der Strahl die Strahlteiler nicht richtig getroffen hat. Die Gesamtintensität der Laserstrahlen variierte außerdem mit der Stellung des Strahlführungsrohrs. Wahrscheinlich war der Laserstrahl trotz des $\lambda/4$-Plättchens nicht zirkular polarisiert. Die Intensität des Strahls mußte daher nach jeder Drehung des Rohrs mit dem Polarisator angepaßt werden. Im folgenden Abschnitt zeigt sich, daß die geringe Intensität von drei Laserstrahlen negative Auswirkungen auf die Ortsauflösung und damit auf einen wesentlichen Parameter des Laserkalibrationssystems hat. Außerdem erschweren die Intensitätsunterschiede die weitere Analyse, da die einzelnen Spuren nur schlecht miteinander verglichen werden können.

[4] Die verwendeten Daten sind *gain corrected*.

[5] Daneben spielt der Strahldurchmesser eine Rolle, und durch Diffusion wird die driftende Ladungswolke mit zunehmender Driftstrecke breiter.

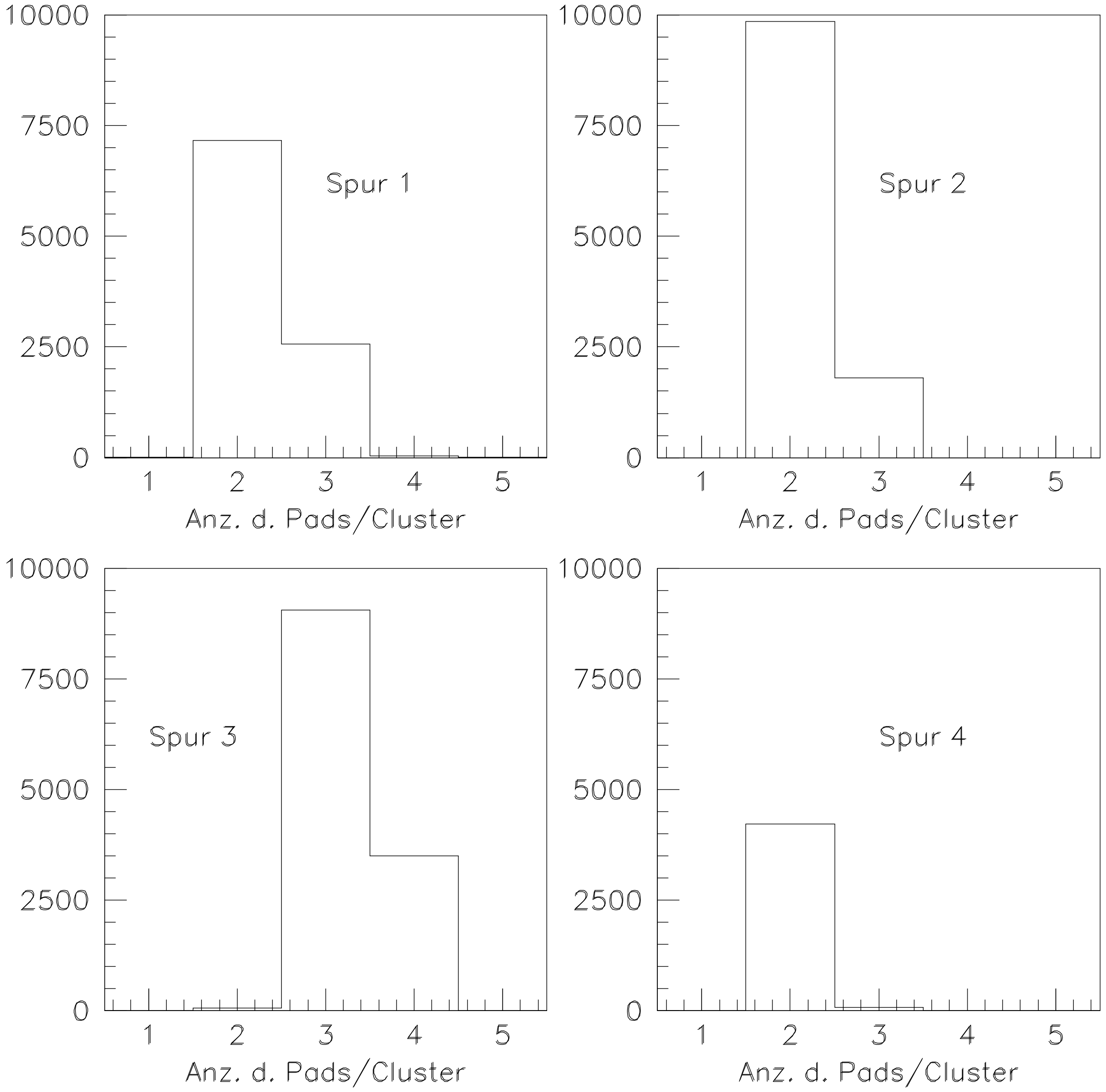


Abb. 4.19 Histogramme der Anzahl der Pads, die zu einem Cluster beitragen. Die Anzahl der Pads pro Cluster hängt u. a. von der Intensität der Laserstrahlen ab. Zur genauen Berechnung der Koordinaten der Spurpunkte aus den Padsignalen sollten mindestens drei Pads zu einem Cluster beitragen.

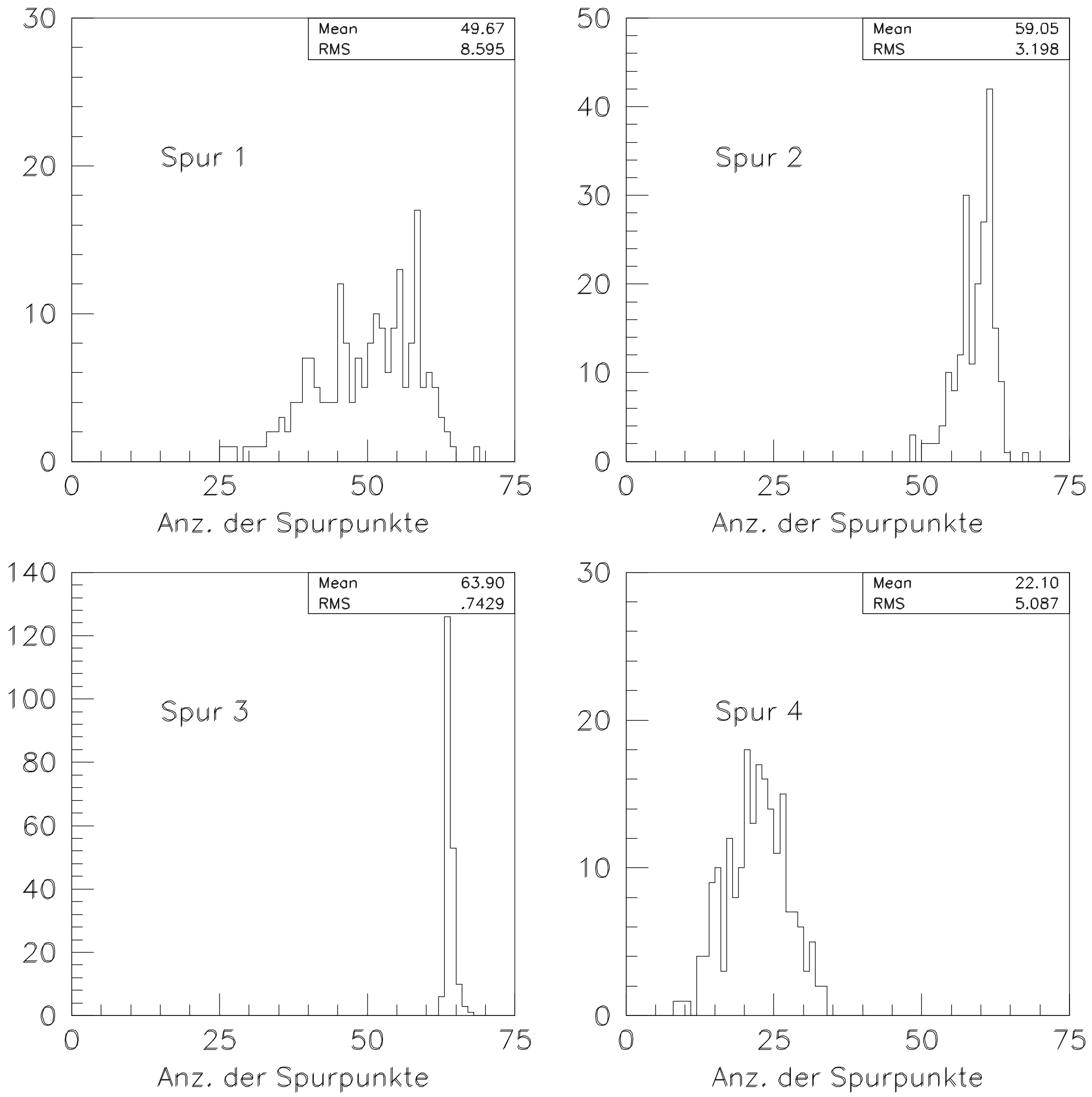


Abb. 4.20 Histogramme der Anzahl der Spurpunkte, die zu den einzelnen Laserspuren beitragen. Die maximal mögliche Anzahl hängt von der Stellung des Drehrohrs ab und beträgt in diesem Fall 63. Offensichtlich werden den Spuren in einigen Ereignissen zu viele Raumpunkte zugeordnet (s. S. 50).

4.2.3 Richtungsstabilität und Ortsauflösung

Die Ortsauflösung der TPC ist ein wichtiger Parameter in der Datenanalyse. Mit Hilfe der Laserspuren soll versucht werden, diese Größe zu bestimmen. Entscheidend für diese Untersuchungen ist eine gute Richtungsstabilität der Laserstrahlen in der TPC.

Die Ortsauflösung ist definiert als die Breite (Standardabweichung σ) der Verteilung der Spurpunktkoordinaten. Entlang einer Padreihe gilt

$$\sigma_x^2 = (\sigma_{x0}^2 + D_{\mathrm{trans}}^2 \cdot l_d)/(d \cdot n_0) + \frac{d^2 \tan^2\alpha}{12 n_{\mathrm{eff}}}. \tag{4.3}$$

In Driftrichtung ist die Ortsauflösung durch

$$\sigma_y^2 = (\sigma_{y0}^2 + D_{\mathrm{long}}^2 \cdot l_d)/(d \cdot n_0) + \frac{d^2 \tan^2\lambda}{12 n_{\mathrm{eff}}} \tag{4.4}$$

gegeben. In σ_{x0} und σ_{y0} gehen u. a. die Breite der Pads und der Zeitintervalle, das Zeitverhalten und das Rauschen der Elektronik und die Auflösung der ADCs ein. Durch die Ionisation entlang der Spur werden pro Zentimeter n_0 Primärelektronen erzeugt. Die Länge der Driftstrecke ist l_d. Die Diffusionskoeffizienten sind mit D_{trans} und D_{long} bezeichnet. Die Ortsauflösung entlang einer Padreihe hängt außerdem vom Winkel α, unter dem die Laserspur die Pads schneidet, ab. Dieser als $\tan\alpha$-Effekt bezeichnete Zusammenhang wird durch den letzten Term von Gleichung (4.3) beschrieben, wobei d die Padlänge ist. In Driftrichtung gilt ein ähnlicher Zusammenhang zwischen der Ortsauflösung und dem Spurwinkel in der yz-Ebene (*Dipwinkel*). Die Ionisation entlang der Spur folgt einer Landauverteilung, d. h., die Anzahl der Primärelektronen entlang eines Pads ist nicht gaußverteilt. Die empirisch bestimmte Größe n_{eff} trägt diesem Umstand Rechnung und repräsentiert die statistisch äquivalente Anzahl von Elektronen auf einem Pad. Sie ist bei Teilchenspuren deutlich kleiner als die Anzahl der tatsächlich erzeugten Primärelektronen. Bei Laserspuren ist $n_{\mathrm{eff}} \approx n_0$.

In Abb. 4.21 und 4.22 ist die gemessene Ortsauflösung in x- und y-Richtung in Abhängigkeit von der z-Koordinate gezeigt. Die Laserstrahlen treten bei $z \approx 95$ cm in die TPC ein. Man erkennt, daß die Ortsauflösung der dritten Spur deutlich besser ist als die der anderen Spuren. Die Ortsauflösung in x-Richtung nimmt bei der dritten Spur mit zunehmendem Abstand vom Drehrohr leicht ab. Hingegen ist die Ortsauflösung in Driftrichtung in etwa konstant. Die Ortsauflösung der anderen Spuren weist besonders in x-Richtung große Sprünge auf.

Zunächst soll geklärt werden, ob die Richtungsstabilität der Laserstrahlen für die weitere Analyse ausreichend ist. Falls die Ortsauflösung von Richtungsänderungen (Richtungsinstabilität des Lasers und Vibrationen des mechanischen Aufbaus) des Laserstrahls abhängt, erwartet man mit zunehmendem Abstand vom Laser einen linearen Anstieg sowohl von σ_x als auch von σ_y. Außerdem sollten die

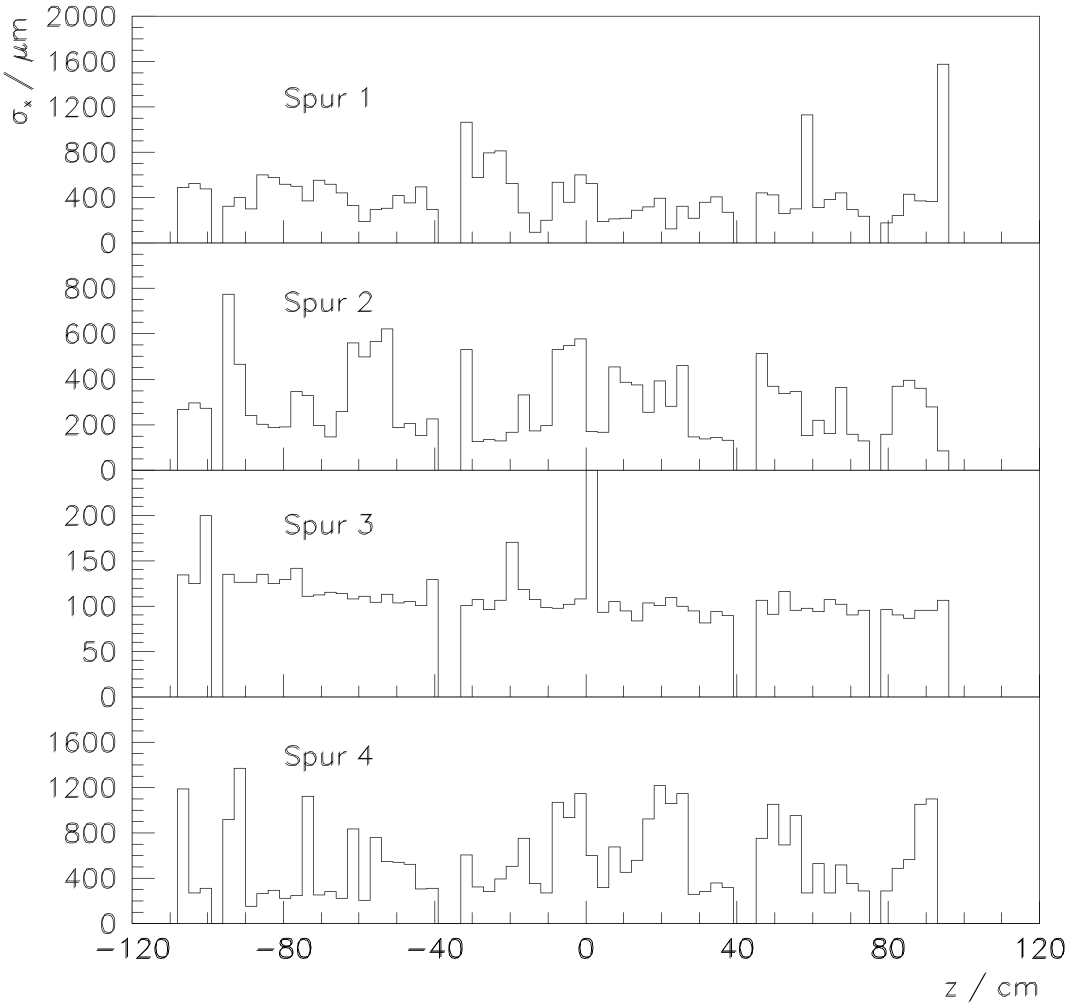


Abb. 4.21 Mit Laserspuren untersuchte Ortsauflösung der TPC in x-Richtung, d. h. entlang der Padreihen. Dargestellt ist die Breite der Verteilung der Spurpunktkoordinaten in Abhängigkeit von z. Die Laserstrahlen treten von rechts ($z \approx 95\,\text{cm}$) in die Kammer ein. Die Ortsauflösung der dritten Spur ist etwa um den Faktor zwei besser als die der anderen Spuren. Bei den Spuren 1, 2 und 4 beobachtet man große Sprünge in der gemessenen Ortsauflösung. Dies ist möglicherweise auf 2-Pad-Cluster zurückzuführen, deren Position nicht richtig berechnet wird.

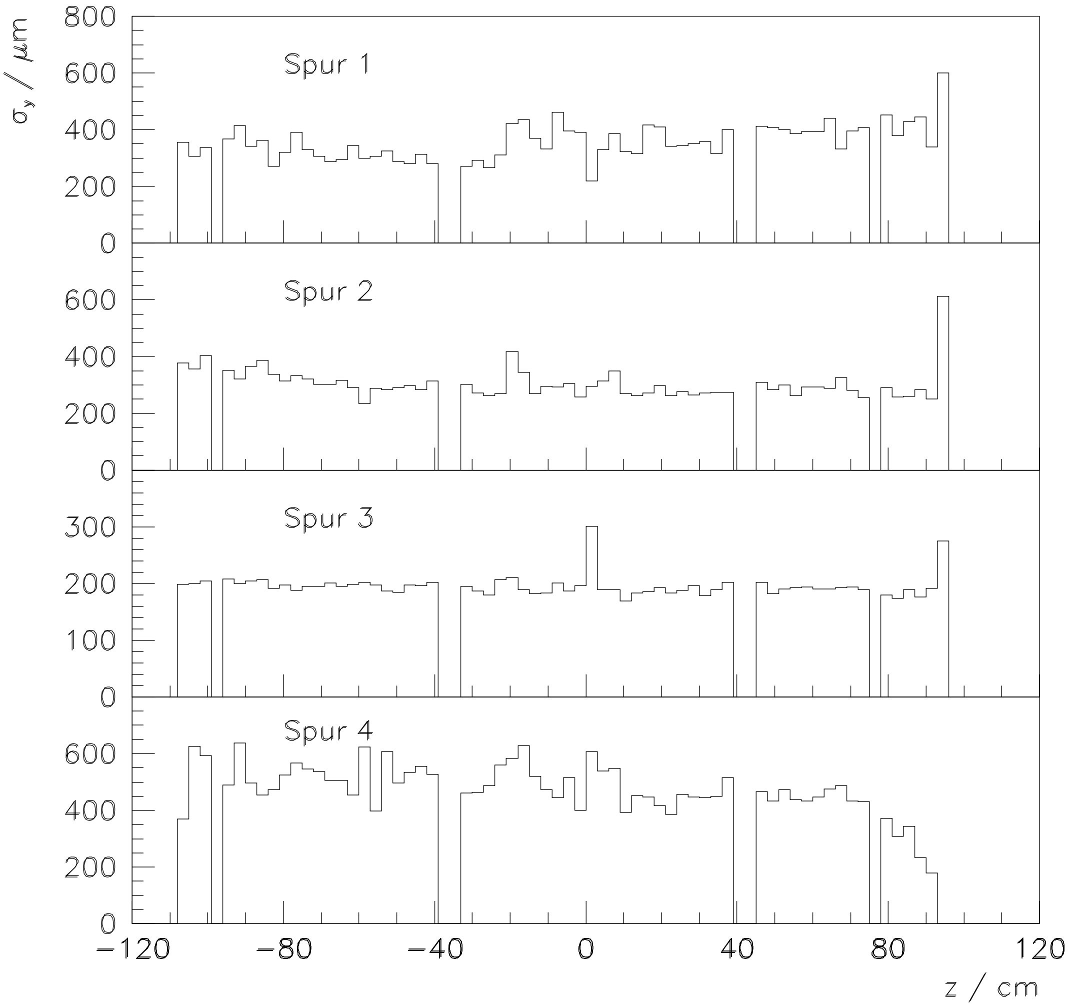


Abb. 4.22 Mit Laserspuren untersuchte Ortsauflösung der TPC in y-Richtung, d. h. in Driftrichtung. Die gemessene Ortsauflösung ist etwa einen Faktor zwei schlechter als in x-Richtung.

Koordinaten von zwei weit auseinanderliegenden Spurpunkten miteinander korreliert sein. In Abb. 4.23 sind für zwei Laserspuren die x- bzw. y-Koordinaten zweier weit auseinanderliegender Spurpunkte gegeneinander aufgetragen. Zum Vergleich zeigen die beiden unteren Graphen die Korrelation der ausgelesenen Koordinaten auf den beiden Dioden aus den Abbildungen 4.2 und 4.3. Die x-Koordinaten der dritten Laserspur sind nicht korreliert. Dagegen weisen die y-Koordinaten dieser Spur eine Korrelation auf. Im Vergleich zu den Diodendaten ist dieser Zusammenhang schwächer ausgeprägt. Die dritte Laserspur wandert scheinbar auf und ab, während sie horizontal nur statistisch um einen Mittelwert streut. Die Ursache können Schwankungen der Zeitverzögerung zwischen dem Start der TPC-Datenaufnahme und dem Laserpuls sein. Wenn dies der Fall ist, dann sollten die anderen Spuren das gleiche Verhalten zeigen. Die y-Koordinaten der zweiten Spur sind noch schwach korreliert. Dabei wird die Korrelation aufgrund der schlechteren Ortsauflösung dieser Spur durch statistische Schwankungen stark überdeckt. Beim Vergleich der beiden Spuren beachte man außerdem die verschiedenen Skalen der Graphen. Die x-Koordinaten der zweiten Spur weisen eine überraschende Struktur auf. Während die x-Koordinaten für $z = -102\,\mathrm{cm}$ gaußverteilt sind, erkennt man für $z = 82\,\mathrm{cm}$ eine Verteilung mit zwei Spitzen (s. Abb. 4.24), die ungefähr $700\,\mu\mathrm{m}$ auseinanderliegen. Da die Anzahl der Einträge in den beiden Spitzen für $z = 82\,\mathrm{cm}$ ungefähr gleich groß ist, handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um Spurpunkte, die von dem Laserstrahl erzeugt wurden. Die y-Koordinaten sind hingegen gaußverteilt. Worin die Ursachen dieses Effekts liegen ist unbekannt. Möglicherweise handelt es sich um einen Artefakt aus der Berechnung der Koordinaten von 2-Pad-Clustern.[6]

Da die Koordinaten der Spurpunkte in der TPC statistischen Schwankungen unterliegen — abgesehen von den Korrelationen in Driftrichtung —, sind auch die Regressionskoeffizienten (s. Abb. 4.13–4.16) statistisch verteilt. Es ist daher nicht möglich, die stark korrelierten Positionen auf den beiden Dioden und die daraus folgenden Richtungsangaben mit den Regressionskoeffizienten aus den TPC-Daten in Einklang zu bringen.

Die Ortsauflösung in x-Richtung hängt nach Gleichung (4.3) vom Winkel α, unter dem die Laserspur die Pads schneidet, ab. Da der Padwinkel entlang einer Padreihe mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse größer wird, ändert sich auch der Kreuzungswinkel α zwischen der Laserspur und den Pads. Die hier untersuchten Laserspuren verlaufen in der Mitte der TPC etwa parallel zu den Pads. Am Anfang und am Ende der Spur erwartet man eine Verschlechterung der Ortsauflösung. Die Ortsauflösung hängt über die Anzahl der Primäelektronen n_0 von der Intensität und damit auch vom Strahldurchmesser der Laserstrahlen ab. Diese weiten sich mit zunehmendem Abstand vom Strahlführungsrohr immer mehr

[6] Die unterschiedliche Verstärkung der Elektronikkanäle ist hierbei berücksichtig, d. h. die Daten sind *gain corrected.*

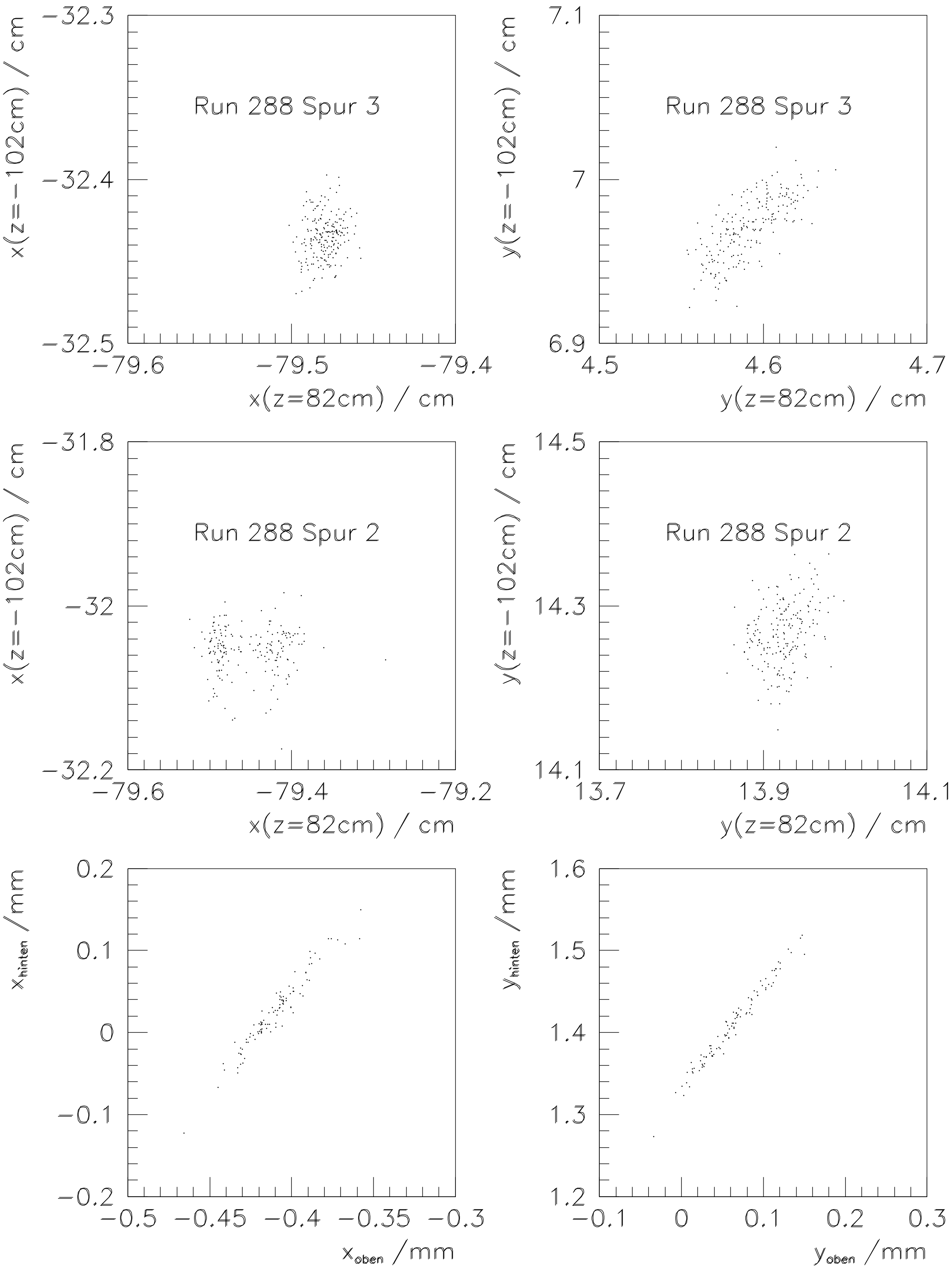


Abb. 4.23 Die x-Koordinaten zweier weit auseinanderliegender Spurpunkte sind nicht korreliert (l. o.). Richtungsänderungen des Lasers wären an einer Korrelation der Positionen erkennbar, wie sie auf den Dioden zu beobachten ist. Die Korrelation der y-Koordinaten ist möglicherweise auf Schwankungen bei der Zeitverzögerung zwischen dem Beginn der TPC-Datenaufnahme und dem Laserpuls zurückzuführen. Die Struktur der x-Koordinaten der Spur 2 deutet auf Fehler bei der Berechnung der Koordinaten hin.

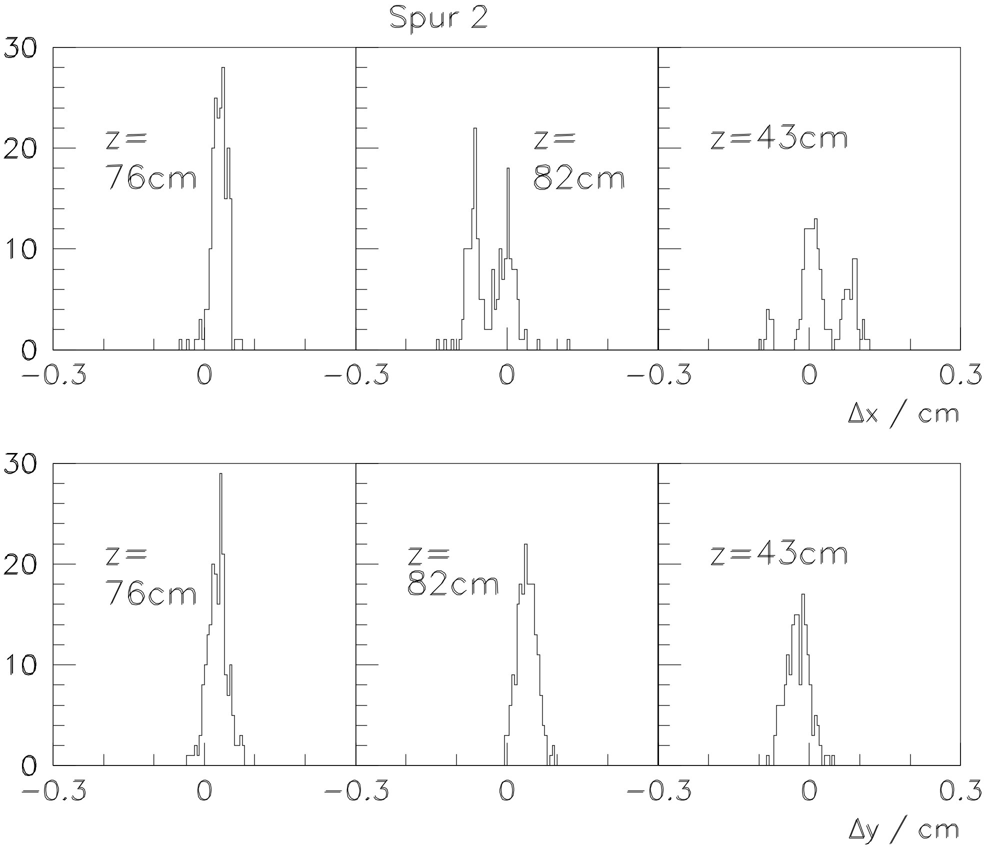


Abb. 4.24 Histogramm der x- und y-Koordinaten an drei Positionen auf der Spur 2 ($z = 76\,\mathrm{cm}$, $z = 82\,\mathrm{cm}$ und $z = 43\,\mathrm{cm}$). Möglicherweise werden die x-Koordinaten von 2-Pad-Cluster nicht richtig berechnet, so daß Verteilungen mit bis zu drei Spitzen entstehen. Die zugehörigen Spurpunkte sind mit großer Wahrscheinlichkeit von Laserstrahlen erzeugt worden. Die y-Koordinaten sind für alle z gaußverteilt.

auf, so daß n_0 abnimmt. Daher ist die Ortsauflösung am Anfang der Spur besser und nimmt zum Ende hin immer mehr ab. Eine Überlagerung der einzelnen Effekte könnte zu der gezeigten Abhängigkeit der Ortsauflösung von der z-Koordinate führen. Die schlechtere Ortsauflösung der anderen Spuren ist auf die geringere Intensität, die Vielzahl von 2-Pad-Clustern und deren, möglicherweise fehlerhafte, Koordinatenbestimmung zurückzuführen.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist, daß die Ortsauflösung der dritten Spur in x-Richtung nahe der geforderten $100\,\mu\mathrm{m}$ liegt. In y-Richtung ist die Ortsauflösung etwa um den Faktor zwei schlechter. Die Ortsauflösungen der anderen Spuren sind u. a. aufgrund der geringeren Intensitäten und möglicher Fehler bei der Berechnung der Koordinaten wesentlich schlechter. Die Messungen mit den Dioden können nicht mit den Daten aus der TPC in Einklang gebracht werden. Störende Einflüsse des mechanischen Aufbaus des Lasersystems auf die Ortsauflösung der Laserspuren in der TPC sind nicht zu erkennen.

4.3 Verzerrung der Spuren

Dem Aufbau eines Laserkalibrationssystems für das Experiment NA49 liegt die Idee zugrunde, mögliche Verzerrungen der Teilchenspuren in den TPCs zu korrigieren. Durch einen Vergleich zwischen den wahren Positionen der Laserstrahlen und den rekonstruierten Spuren soll eine Korrekturvorschrift gefunden werden, mit der Teilchenspuren wieder entzerrt werden können.

Da die tatsächlichen Positionen der Laserstrahlen in der TPC für die Strahlzeit 1994 nicht genau genug bekannt sind, werden anstelle der wahren Laserstrahlen die an die Spuren angepaßten Geraden (Spurfit) verwendet. Die Abbildungen 4.25 und 4.26 zeigen am Beispiel des Runs 288 die Abweichungen Δx und Δy der Laserspuren vom Spurfit in der Vertex-TPC 2. Die beiden senkrechten Linien in den Abbildungen deuten die Grenzen zwischen den einzelnen Auslesemodulen (Vieldrahtproportionalkammern) der TPC an. Die Auslesemodule teilen die TPC gleichermaßen in Sektoren auf.

Betrachtet man zunächst die Abweichungen in x-Richtung der dritten Spur, so erkennt man im linken und mittleren Sektor eine S-förmige Struktur. Die Abweichungen sind in der Mitte der Sektoren klein und nehmen an den Sektorengrenzen zu. Dieser Effekt ist wahrscheinlich auf Feldverzerrungen an den Rändern der Auslesemodule zurückzuführen. In Richtung des Spurbeginns im rechten Sektor nehmen die Abweichungen stetig zu. Die Abweichungen der anderen Spuren sind wesentlich größer. Das gleiche gilt für die Sprünge der Abweichungen zwischen benachbarten Padreihen (z-Koordinaten). Beides ist auf die geringe Intensität der Laserstrahlen zurückzuführen.

Die Abweichungen in Driftrichtung (Δy) sind in erster Näherung unabhängig von der Driftlänge. Die Ursachen für die Verzerrungen sind daher in erster Linie in den Auslesemodulen zu suchen. Das linke Modul scheint gegenüber den anderen verkippt. Im mittleren Sektor erkennt man eine bogenförmige Struktur. Möglicherweise hängt hier die Vieldrahtproportionalkammer in der Mitte etwas durch.

Sowohl Δx als auch Δy weisen noch Unterstrukturen auf, die eventuell auf Elektronikeffekten und der genauen Ausrichtung der Padplatten in den Proportionalkammern beruhen. Hier sind noch weitergehende Untersuchungen an den Auslesemodulen und der Elektronik notwendig.

Zum Vergleich sind in den Abbildungen 4.27 und 4.28 Verzerrungen aufgrund des 1,5 T starken Magnetfelds in der Vertex-TPC 2 dargestellt. Das Drehrohr befand sich dabei (Run 349) in der gleichen Stellung wie im Run 288 ohne Magnetfeld. Dargestellt sind die Abweichungen der Spur von den für $\vec{B} = 0$ angepaßten Geraden des Runs 288. Besonders an den Randbereichen der TPC erkennt man deutliche Verzerrungen der Spuren aufgrund des inhomogenen Magnetfelds. In der Mitte der TPC ist das Magnetfeld nahezu homogen, und die Spuren werden nicht durch das Magnetfeld verzerrt. Im homogenen Bereich des Magnetfelds er-

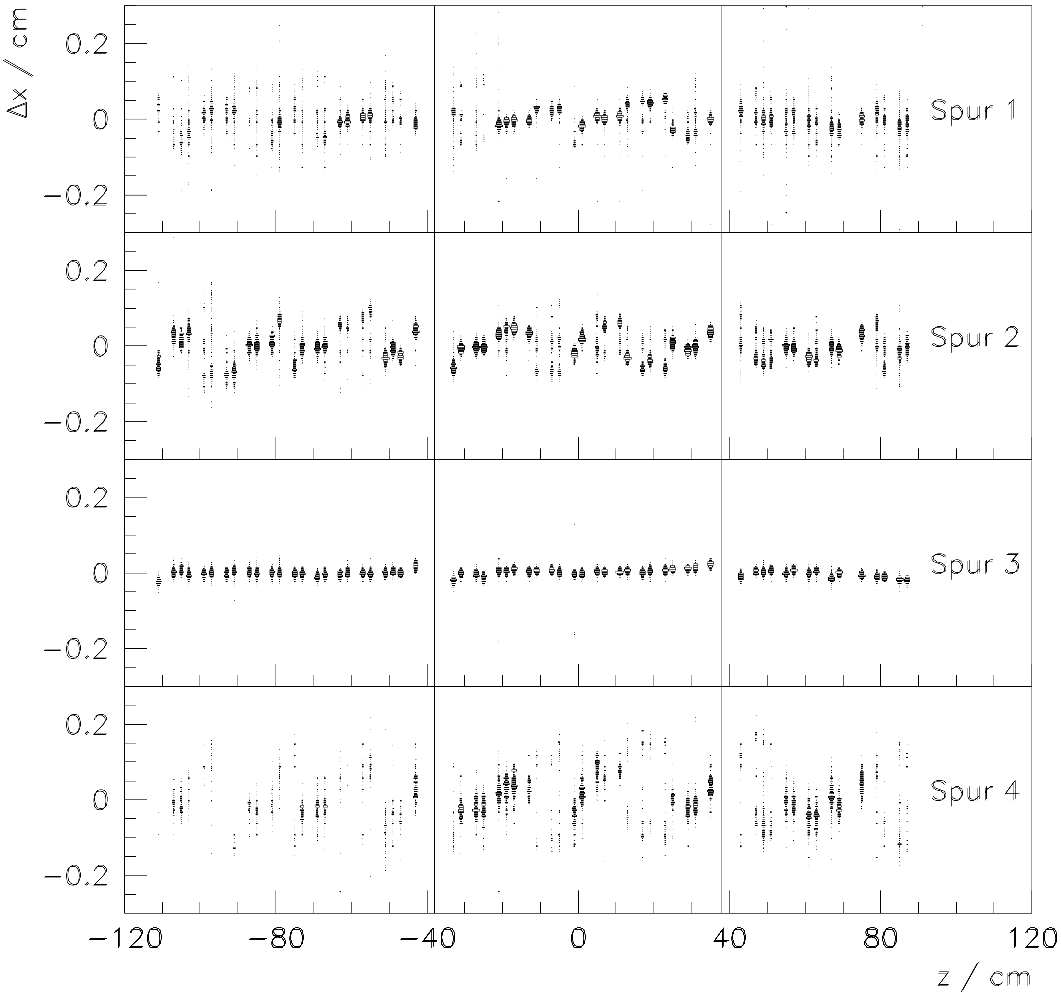


Abb. 4.25 Abweichung Δx der Laserspuren vom Spurfit in x-Richtung. Die dritte Spur weist aufgrund ihrer hohen Intensität wesentlich kleinere Abweichungen auf. Die beiden senkrechten Linien deuten die Sektorengrenzen zwischen den Auslesemodulen (Vieldrahtproportionalkammern) an. An den Rändern der Sektoren vergrößern sich die Abweichungen aufgrund von Feldverzerrungen.

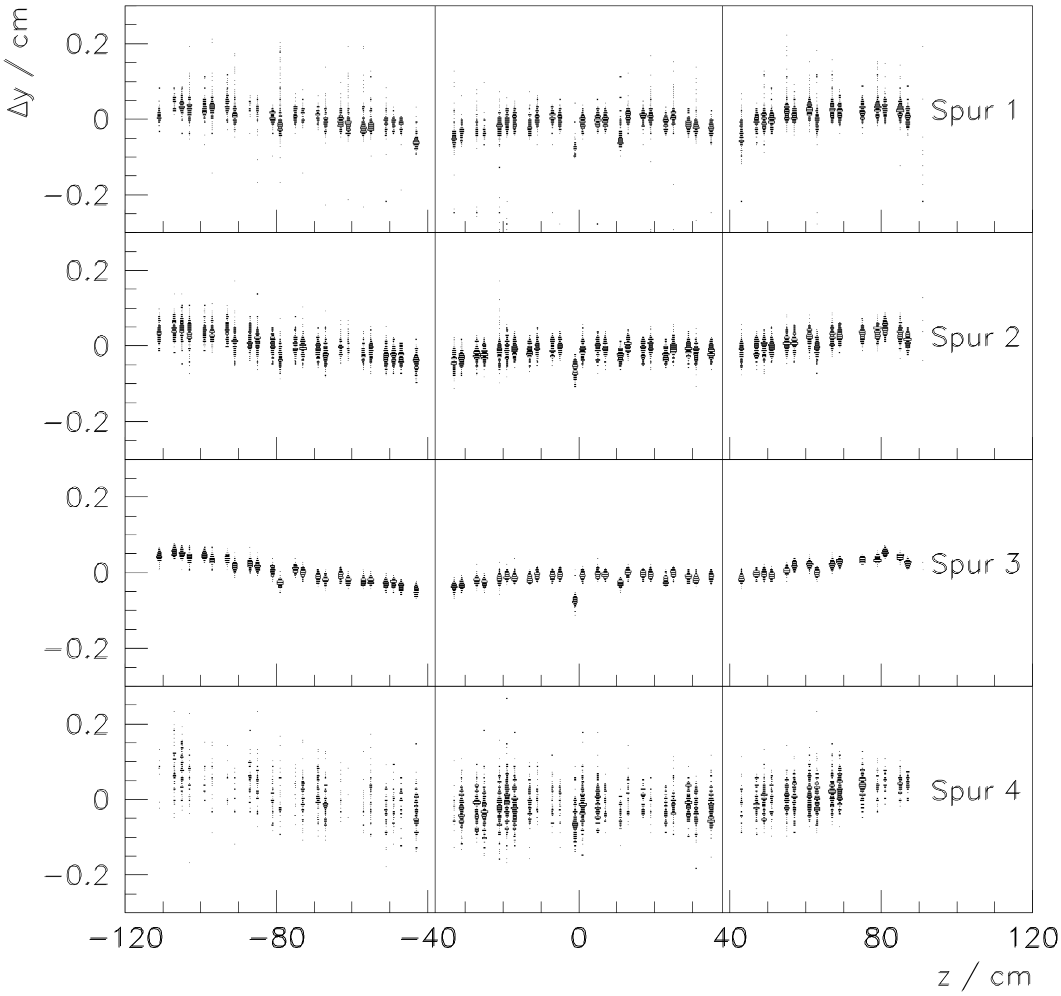


Abb. 4.26 Abweichung Δy der Laserspuren vom Spurfit in y-Richtung. Das in der Abbildung linke Auslesemodul scheint gegenüber den anderen verkippt. Im mittleren sind die Laserspuren bogenförmig verzerrt, die Proportionalkammer hängt möglicherweise in der Mitte durch. In erster Näherung sind die Verzerrungen unabhängig von der Driftlänge.

scheinen die Spuren des Runs 349 gegenüber denen des Runs 288 systematisch um 0,5 cm in x- und $-1{,}2$ cm in y-Richtung verschoben. Die Abweichung in x könnte an einer anderen Justierung des Laserstrahls liegen. Eine Änderung der Verzögerung zwischen dem Beginn der Datenauslese und dem Laserpuls kann die Ursache für die Verschiebung in y-Richtung sein.

Aus den hier errechneten Abweichungen vom Spurfit kann keine genaue Verzerrungskorrektur abgeleitet werden. Die an die Laserspuren angepaßten Geraden sind sicherlich nicht mit den wahren Laserspuren identisch, so daß sie nicht als Grundlage bei der genauen Berechnung von Verzerrungen in der TPC dienen können. Beispielsweise zeigt der Vergleich zwischen den Daten ohne und mit Magnetfeld bei gleicher Stellung des Strahlführungsrohrs systematische Verschiebungen der Spuren um einige Millimeter. Die Abweichungen der dritten Spur zeigen, daß die Verzerrungen für $\vec{B} = 0$ im Bereich von 150–400 μm liegen und damit etwa einen Faktor zwei größer sind als die Ortsauflösung der Laserspuren. Im Fall $\vec{B} \neq 0$ führen Inhomogenitäten des Magnetfelds an den Randbereichen der TPC zu Verzerrungen in der Größenordnung von Zentimetern. Mit Laserstrahlen von höherer Intensität, deren Position auf 100 μm bekannt ist, sollte eine Korrekturvorschrift für die Entzerrung von Teilchenspuren abzuleiten sein. Stehen nur wenige Laserspuren zur Verfügung, können zumindest die auf numerischem Weg berechneten Korrekturen überprüft werden.

4.4 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Neben der Untersuchung von Verzerrungen in der TPC ist die Bestimmung und Überwachung der Driftgeschwindigkeit eine wichtige Aufgabe des Laserkalibrationssystems. Die Driftgeschwindigkeit wird zwar in sogenannten Monitorkammern gemessen [8], doch können z. B. durch Temperaturdifferenzen und Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des elektrischen Felds in der TPC systematische Fehler auftreten. Mit Hilfe des Laserkalibrationssystems ist es möglich, die Driftgeschwindigkeit direkt in der TPC zu bestimmen. Die Driftgeschwindigkeit soll auf wenige Promille genau bekannt sein, da sich Ungenauigkeiten proportional auf physikalische Observablen, wie z. B. die Impulskomponente p_y, auswirken.

In Driftrichtung werden die Koordinaten aus der Zeitdifferenz Δt zwischen dem Beginn der Auslese und der Ankunft der Elektronenwolken auf den Pads gemäß

$$y = y_{\mathrm{pad}} - \Delta t \cdot v_d \tag{4.5}$$

bestimmt. Darin bezeichnet y_{pad} die y-Position der Ebene, für die $\Delta t = 0$ ist. Bei bekannter y-Position eines Laserstrahls kann mit der Gleichung (4.5) die Driftgeschwindigkeit berechnet werden. Hierfür ist allerdings auch die Kenntnis der Zeitdifferenz t_0 zwischen dem Start der Auslese und dem Laserpuls notwendig. Betrachtet man hingegen den Abstand zwischen zwei Laserstrahlen, so fällt t_0

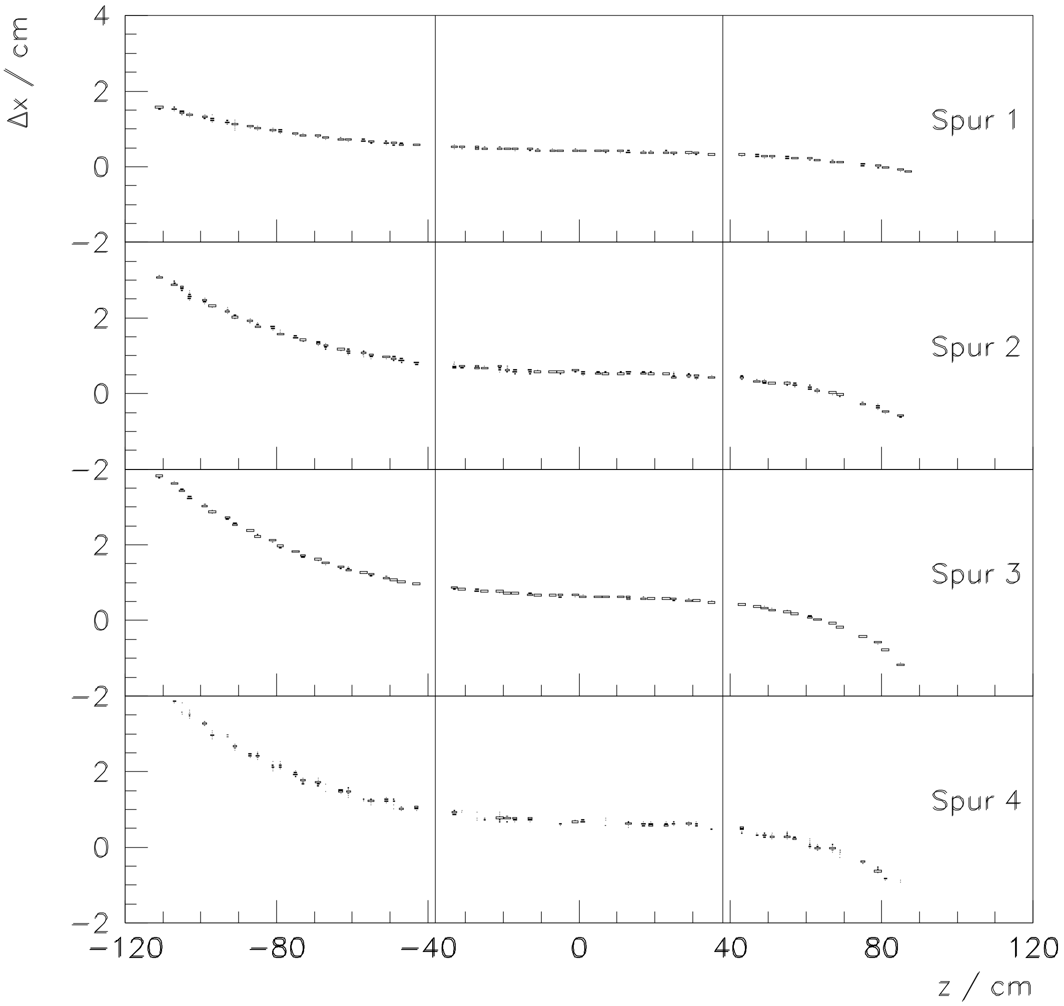


Abb. 4.27 Verzerrung der Spuren durch das Magnetfeld. Das Strahlführungsrohr befindet sich in der gleichen Stellung wie in den Abbildungen 4.25 und 4.26. Dargestellt ist die Abweichung Δx der Laserspuren im Magnetfeld von Spurfit ohne Magnetfeld. Durch die Inhomogenität des Magnetfelds werden die Spuren an den Randbereichen der TPC um mehrere Zentimeter verzerrt. In der Mitte der TPC ist das Magnetfeld nahezu homogen, die Spuren verlaufen gerade. Sie sind jedoch systematisch um 5 mm gegenüber dem Spurfit ohne Magnetfeld verschoben. Der Laserstrahl war eventuell anders als bei den Messungen ohne Magnetfeld justiert.

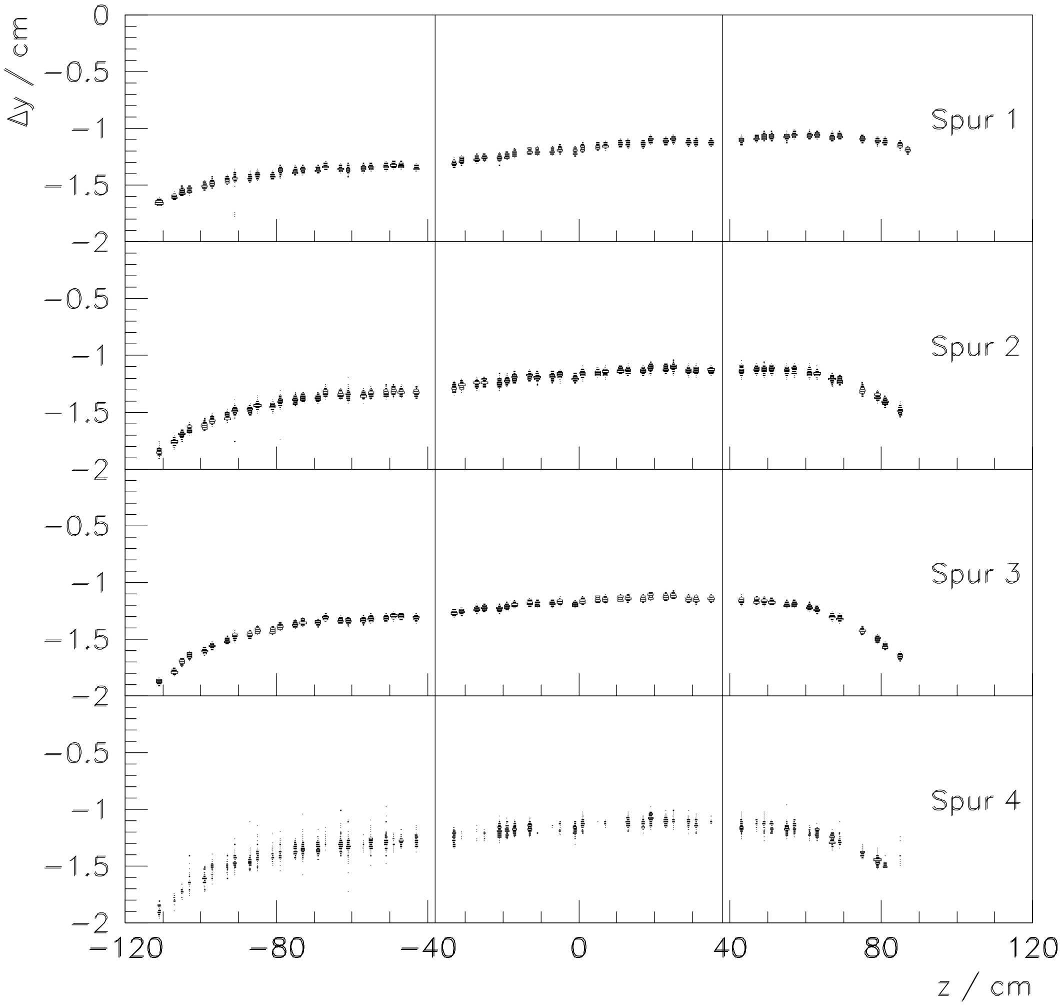


Abb. 4.28 Verzerrung der Spuren durch das Magnetfeld. Die Verzerrung der Spuren aufgrund des Magnetfelds ist in Driftrichtung kleiner als in Padrichtung. Die Verzerrungen des elektrischen Felds sind ebenfalls noch erkennbar. Die Spuren sind in Driftrichtung gegenüber dem Spurfit ohne Magnetfeld um $-1{,}2\,\mathrm{cm}$ verschoben, was möglicherweise auf eine unterschiedliche Verzögerung zwischen dem Beginn der Datenauslese und dem Laserpuls zurückzuführen ist.

heraus. Die Laserstrahlen in der TPC verlaufen nicht horizontal, so daß Δt eine Funktion von z ist. Für einen Laserstrahl gilt:

$$\begin{aligned} y(z) &= m_y z + y_0 \\ &= y_{\text{pad}} - \Delta t(z) \cdot v_d \\ &= y_{\text{pad}} - (m_{\Delta t} z + \Delta t_0) v_d . \end{aligned} \tag{4.6}$$

Die erste Zeile der Gleichung (4.6) beschreibt den wahren Verlauf des Laserstrahls in der TPC. Die Parameter sind aus der Vermessung des Strahlführungsrohrs bekannt. In die letzte Zeile gehen die Regressionskoeffizienten der rekonstruierten Laserspur ein. Bei der Auswertung der TPC-Daten und der Rekonstruktion der Laserspuren wurden die Zeitinformationen unter der Annahme einer Driftgeschwindigkeit von 1,361 cm/μs in y-Koordinaten umgerechnet. Die letzte Zeile der Gleichung (4.6) lautet dann

$$y(z) = (by - \tan\varphi \cdot z)s. \tag{4.7}$$

Darin ist φ der Winkel der angepaßten Laserspur in der yz-Ebene[7], by der Achsenabschnitt und $s = v_d / 1{,}361\,\text{cm}\,\mu\text{s}^{-1}$.

Zur Berechnung der tatsächlichen Driftgeschwindigkeit werden die rekonstruierten Laserspuren zum Strahlführungsrohr bei $z = 118{,}25\,\text{cm}$ extrapoliert. Die wahren Abstände der Laserstrahlen im Strahlführungsrohr sind aus dessen Vermessung bekannt und in Tab. 3.3 (S. 36) aufgeführt. Für jeden der drei Abstände wurde entsprechend

$$v_d = 1{,}361\,\text{cm}/\mu\text{s} \frac{\Delta y_{\text{Rohr}}}{\Delta y_{\text{TPC}}} \tag{4.8}$$

die Driftgeschwindigkeit errechnet und anschließend der Mittelwert gebildet. Die Abbildung 4.29 zeigt die so bestimmte Driftgeschwindigkeit in der Vertex-TPC 2 über einen Zeitraum von jeweils gut einer Stunde; oben mit Ar/CO_2, unten mit Ne/CO_2 als Kammergas. Die Nummern oberhalb der Graphen geben die Run-Nummer wieder.[8] Zwischen den Runs wurde das Strahlführungsrohr jeweils eine Stellung weitergedreht. Im Fall von Ar/CO_2 nimmt die Driftgeschwindigkeit über dem untersuchten Zeitraum leicht ab. Zwischen den Runs 10 und 12 mit Ne/CO_2 als Kammergas springt die Driftgeschwindigkeit auf einen größeren Wert, fällt dann aber im Laufe der Runs 12 und 14 wieder auf den ursprünglichen Wert ab. Diese Effekte können viele Ursachen haben, da die Driftgeschwindigkeit von der Temperatur, dem Luftdruck, der genauen Gaszusammensetzung und der Hochspannung der TPC abhängt. Auch systematische Fehler durch das Drehen des Rohrs zwischen den Runs können nicht ausgeschlossen werden.

---

[7] Bei der Umrechnung des Winkels φ in die Geradensteigung beachte man den Drehsinn von φ; daher das Minuszeichen in Gleichung 4.7.

[8] Die Originaldaten der Runs 2–14 stehen auf dem Exabyte NA49-0072. Sie wurden am 9.12.1994 aufgenommen. Die Daten der anderen Runs befinden sich wie gewohnt auf Sony-Tapes.

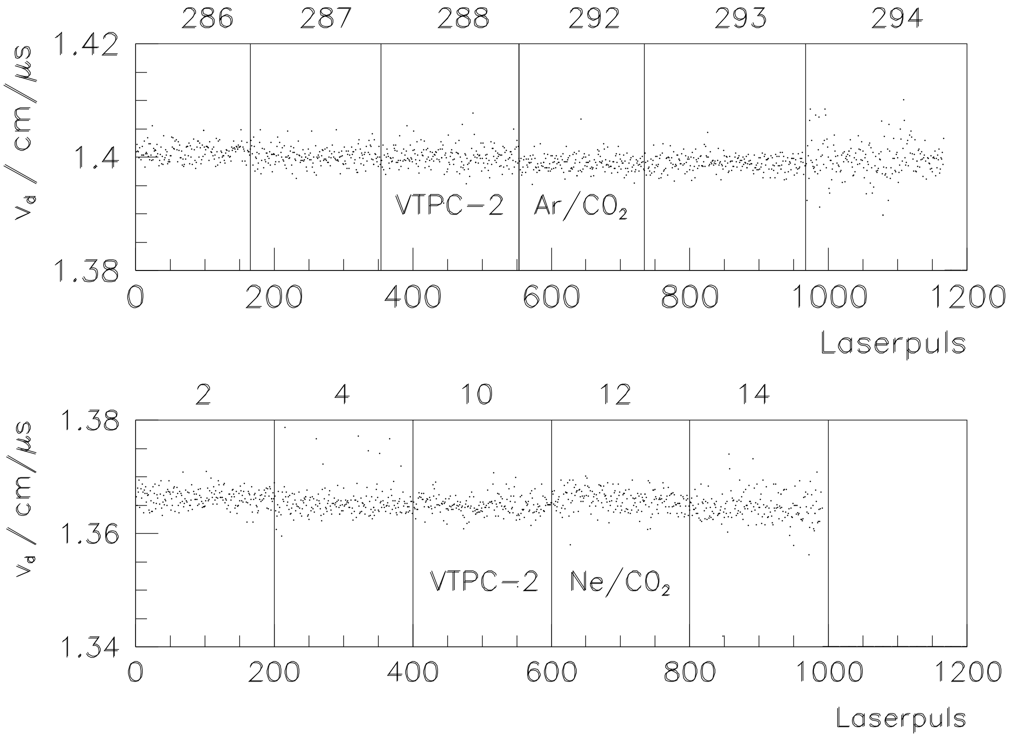


Abb. 4.29 Mit dem Laserkalibrationssystem gemessene Driftgeschwindigkeit in der Vertex-TPC 2 mit Ar/CO_2 und Ne/CO_2 als Kammergas. Die Messungen erstreckten sich über jeweils etwas mehr als eine Stunde. Die Nummern über den Graphen sind die Run-Nummern. Zwischen den einzelnen Runs wurde das Strahlführungsrohr um eine Position weitergedreht. Aufgrund des schrägen Einfalls des Laserstrahls in das Strahlführungsrohr sind die dargestellten Werte 0,005 cm/μs zu groß.

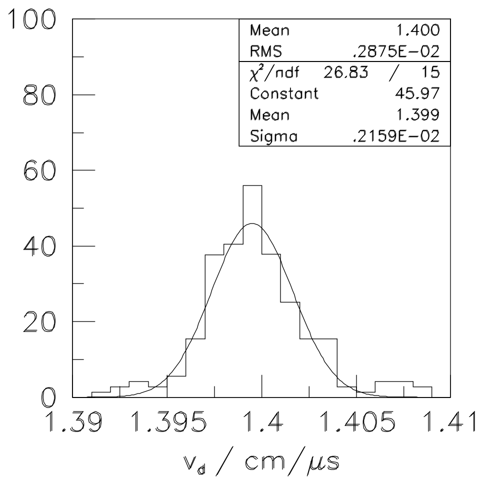


Abb. 4.30 Verteilung der errechneten Driftgeschwindigkeit während des Runs 288. Die Geschwindigkeit ist annähernd gaußverteilt. Der statistische Fehler der Einzelmessung beträgt 0,2 %. Der systematische Fehler liegt ebenfalls bei 0,2 %.

Der statistische Fehler der Einzelmessungen ist schwer abzuschätzen, da die Abstände zwischen den Laserstrahlen miteinander korreliert sind. Die drei daraus errechneten Driftgeschwindigkeiten bilden kein statistisch unabhängiges Ensemble. Aus der Breite der Verteilung der Driftgeschwindigkeit für den Run 288 (s. Abb. 4.30) kann man den statistischen Fehler der Einzelmessungen zu $\pm 0{,}003\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ abschätzen. Dies entspricht einem relativen Fehler der Einzelmessung von 0,2 %.

Neben dem statistischen Fehler, der hauptsächlich auf die Streuung der Regressionsparameter der rekonstruierten Laserspuren zurückzuführen ist, spielen systematische Fehler eine Rolle. Die Abstände der Strahlteiler sind mit einer Meßungenauigkeit behaftet, so daß die errechnete Driftgeschwindigkeit systematisch vom richtigen Wert abweichen kann. Mit den Fehlerangaben aus der Tabelle 3.3 ergibt sich ein systematischer Fehler der Driftgeschwindigkeit aufgrund der ungenau vermessenen Abstände der Strahlteiler von $\pm 0{,}003\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$.

Die errechnete Driftgeschwindigkeit muß aufgrund des schrägen Einfalls des Laserstrahls in das Strahlführungsrohr korrigiert werden. Ein Vergleich der φ aus der Vermessung des Rohrs (s. Tab. 3.2) und der Anpassung der Geraden an die Laserspuren (s. Abb. 4.14) zeigt, daß die Winkel der Laserspuren in der TPC 3,7 mrad größer sind als die Sollwinkel. Der schräge Einfall des Laserstrahls ver-

Ar/CO_2	
Run	$v_d/\mathrm{cm}\,\mu\mathrm{s}^{-1}$ (korr.)
286	1,396
287	1,395
288	1,395
292	1,394
293	1,394
294	1,394

Ne/CO_2	
Run	$v_d/\mathrm{cm}\,\mu\mathrm{s}^{-1}$ (korr.)
2	1,361
4	1,361
10	1,360
12	1,361
14	1,360

Tab. 4.3 Aus den Abständen der Laserspuren errechnete Driftgeschwindigkeit in der Vertex-TPC 2 für Ar/CO_2 (links) und Ne/CO_2 (rechts). Der statistische Fehler von $2 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ kann im Verhältnis zum systematischen Fehler von $3 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ vernachlässigt werden. Der systematische Fehler basiert auf der Abschätzung möglicher Meßfehler, die bei der Bestimmung der Abstände der Strahlteiler im Strahlführungsrohr aufgetreten sein können.

mindert den vertikalen Abstand zwischen zwei benachbarten reflektierten Strahlen $\Delta y_{\mathrm{Rohr}} = 100\,\mathrm{mm}$ um $370\,\mu\mathrm{m}$. Setzt man die verminderten Abstände in Gleichung (4.8), so verringert sich die Driftgeschwindigkeit um $0{,}005\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$. In der Tabelle 4.3 sind diese korrigierten Driftgeschwindigkeiten für die untersuchten Runs aufgelistet. Dabei wurde über die ca. 200 Ereignisse der jeweiligen Runs gemittelt. Der statistische Fehler

$$\sigma/\sqrt{n} \approx 0{,}003/\sqrt{200} = \pm 2 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$$

kann im Verhältnis zum systematischen Fehler von $\pm 3 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ vernachlässigt werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Laserkalibrationssystem wurde während der Strahlzeit Ende 1994 in Betrieb genommen. In der rechten Haupt-TPC und auf der Salève-Seite der Vertex-TPC 2 konnten Laserspuren erzeugt werden. Die Spuren in der Haupt-TPC waren aufgrund der schlechten Fokussierung der Laserstrahlen nur ca. einen Meter lang. Auf der Jura-Seite der Vertex-TPC konnten keine Laserspuren erzeugt werden. Die Analyse beschränkte sich daher auf die Salève-Seite der Vertex-TPC 2. Die Rekonstruktion der Spuren aus der Gesamtheit der gefundenen Raumpunkte wurde mit dem Programmpaket PAW durchgeführt und lieferte befriedigende Ergebnisse. Die Rekonstruktion bestand aus dem Anpassen von Geraden an die Spurpunkte. Dieses Verfahren eignet sich nur für den Fall $\vec{B} = 0$. Im Fall $\vec{B} \neq 0$ wurden die Spuren mit den angepaßten Geraden aus den Messungen ohne Magnetfeld verglichen. Aus den rund 70 Datensätzen wurde einer (Run 288) ausgewählt und exemplarisch analysiert.

Die vier Laserstrahlen in der Vertex-TPC wiesen Intensitätsunterschiede um den Faktor 2–3 auf, deren Ursachen noch unbekannt sind. Nur der dritte Laserstrahl besaß die notwendige Intensität, um eine Ionisationsspur zu erzeugen, die für die Laserkalibration geeignet ist. Die TPC vermochte diese Spur auf $\pm 120\,\mu$m in Padrichtung und $\pm 200\,\mu$m in Driftrichtung aufzulösen. Die Auflösung der anderen Spuren ist wegen der geringeren Intensität wesentlich schlechter.

Dabei wurden scheinbar auch einige Spurpunktkoordinaten falsch aus den TPC-Daten berechnet. Neben diesem Fehler, der nur bei einem Teil der Spurpunkte auftrat, erscheint das gesamte Koordinatensystem relativ zur Vertex-TPC 2 um 3–4 mm in Padrichtung verschoben. Dies entspricht genau einer Padbreite und deutet auf einen Programmfehler hin.

Anhand der Laserspuren konnten systematische Verzerrungen, die durch das elektrische Feld und das Magnetfeld verursacht wurden, festgestellt werden. Verzerrungen des elektrische Felds führen zu Abweichungen der Laserspuren von der angepaßten Geraden von im Mittel $150\,\mu$m in Padrichtung und $290\,\mu$m in Driftrichtung. Die beiden Werte gelten für die dritte Spur und wurden entlang einer einzigen Geraden in der TPC bestimmt. Die Verzerrungen in Driftrichtung sind auf fehlerhaft ausgerichtete Auslesemodule zurückzuführen. Durch das Magnetfeld werden die Spuren besonders an den Randbereichen der TPC um mehrere Zentimeter in beiden Richtungen verzerrt. Leider war die tatsächliche Lage der Laserstrahlen in der TPC nicht genau genug bekannt, so daß man nicht weiß, ob die gefundenen Verzerrungen mit den wahren übereinstimmen.

Mit dem Laserkalibrationssystem konnte die Driftgeschwindigkeit in der Vertex-TPC bestimmt werden. Da sie u. a. von Luftdruck und Temperatur abhängt, soll hier kein Wert angeben werden. Sie stimmt im Rahmen der Fehler mit anderen unabhängigen Messungen überein [8]. Statistische Fehler spielen bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit praktisch keine Rolle. Dagegen ist der systematische Fehler von 0,3 % nicht zu vernachlässigen. Dieser Fehler beruht hauptsächlich auf der ungenauen Kenntnis der vertikalen Abstände der Laserstrahlen.

In der nächsten Strahlzeit Ende 1995 sollen auch die noch fehlenden TPCs des Experiments NA49 installiert sein. Ziel ist es, dann in allen TPCs Laserspuren zu erzeugen. Das Laserkalibrationssystem soll dann in der Lage sein, die Driftgeschwindigkeit in den TPCs kontinuierlich zu messen. Aufgrund der in der Strahlzeit 1994 gemachten Erfahrungen erscheint es ratsam, schon vor der Installation der Vertex-TPCs in den Magneten zu testen, ob alle Laserstrahlen in den Detektoren Spuren hinreichender Intensität und Breite erzeugen. Hingegen sind die Komponenten des Laserkalibrationssystems an den Haupt-TPCs leichter zugänglich, so daß auftretende Fehler einfacher behoben werden können. Auch die Vermessung des Strahlführungsrohrs und die Bestimmung der Sollposition des Laserstrahls auf den Dioden bedürfen einer Verbesserung. Ziel muß es sein, die tatsächliche Lage der Laserstrahlen in den TPCs genau genug zu kennen. Von der Genauigkeit dieser Messungen hängt die Qualität der Ergebnisse ab, die mit dem Laserkalibrationssystem gewonnen werden. Nur so ist es möglich, die Verzerrungen und die Driftgeschwindigkeit so genau zu bestimmen, daß diese Werte Eingang in die Analyse von Schwerionenkollisionen und damit in die Physik finden können.

Literaturverzeichnis

[1] *Quark Matter '93*, Proceedings, edited by E. Stenlund et al., North-Holland Publishing (1993)

[2] S. Wenig, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1990)

[3] D. Brinkmann, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1995) und die Referenzen darin

[4] T. Alber et al. für die NA35-Collaboration, *Strange particle production in nuclear collisions at 200 GeV per nucleon*, Z. Phys. **C64** (1994) S. 195–207

[5] J. Günther, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993) und die Referenzen darin

[6] *NA49 proposal*, CERN/SPSLC **91–31**, Proposal 264 (1991)

[7] M. Kröcker, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995)

[8] C. Markert, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Frankfurt am Main (1995)

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

[10] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift chambers*, CERN Report **77–09** (1977)

[11] W. P. Allis, *Motions of Ions and Electrons*, Handbuch der Physik **XXI** (1956) S. 383

[12] T. Lohse und W. Witzeling, *The Time Projection Chamber*, ALEPH **91–156** (1991)

[13] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT Press, Cambridge, Mass. (1966)

[14] H. J. Hilke, *Detector Calibration with Lasers — A Review*, Nuclear Instruments and Methods **A252** (1986) S. 169

[15] H. Appelshäuser, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1992)

[16] R. Renfordt, private Mitteilung

[17] A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, New York (1991)

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

[19] J. Barr, private Mitteilung

[20] W. Richter, CERN (1994)

[21] C. Roland, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995)

[22] T. Witzmann, private Mitteilung

[23] PAW-Version 2.06/20 3. March 1995

[24] J. Günther, private Mitteilung

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Reinhardt Stock und Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele danke ich für die Aufnahme in ihre Arbeitsgruppe und das interessante Thema der vorliegenden Arbeit.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Rainer Renfordt bedanken, der diese Arbeit von Anfang an betreut hat und immer Zeit für die Beantwortung meiner Fragen fand. Seine Anregungen und seine Erfahrung haben diese Arbeit maßgeblich beeinflußt.

Herrn Priv. Doz. Dr. Dieter Röhrich danke ich für das kritische Korrekturlesen der Arbeit und sein offenes Ohr für viele Fragen.

Dank gilt allen aus der Frankfurter Gruppe für die gute Zusammenarbeit, die Hilfe bei allen auftretenden Problemen — besonders im Rahmen der Computerei — und das beständige Interesse an dieser Arbeit. Erwähnen möchte ich in diesem Zusammenhang meine Mitdiplomanden Frank Gabler, Manfred Kröcker und Christof Roland.

Ohne die tatkräftige Unterstützung von Herrn Werner Amend, der Elektronik- und der Feinmechanikwerkstatt wären viele Bauteile und Geräte, die für diese Arbeit wichtig waren, nicht rechtzeitig fertig geworden. Frau Claudia Freudenberger danke ich für das Scannen einiger Zeichnungen.

Mein Dank gilt auch der NA49-Kollaboration, die es mir trotz des knappen Zeitrahmens während der Strahlzeit am CERN ermöglicht hat, die eine oder andere Messung mit dem Laserkalibrationssystem durchzuführen.

Herzlichen Dank auch den Entwicklern von PAW. Die Kreativität, die sie beim Verstecken der ungemein lustigen Fehler in dem Programmpaket haben walten lassen, bereitete mir während der Auswertung so manchen fröhlich verzweifelten Nachmittag. An dieser Stelle sei auch gleich Mr. Murphy für seine Gesetzestreue gedankt.

Besonderer Dank gebühren auch meinem alten Freund und Studienkollegen Martin Schubert und seiner Kaffeemaschine (†) für die vielen interessanten Diskussionen und Anregungen.

Danke außerdem allen, die mir bewußt oder unbewußt auf verschiedene Art und Weise bei der Anfertigung dieser Arbeit geholfen haben.