

DD

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

22 AOUT 1989



Kalibration der zentralen Jetkammer des OPAL-Detektors mit UV-Laserstrahlen: Methoden und Ergebnisse am Jetkammer-Prototypen (FSP)

von
Michael Hauschild

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050685

Abstract:

The central tracking device of the OPAL experiment at the LEP e^+e^- -collider consists of a pictorial jet chamber with a diameter of 4 m and 4 m length. The calibration of such a large detector is performed by the help of a UV laser system generating straight tracks even in the presence of magnetic fields.

Intensive investigations of the laser calibration power and performance were done at the Full Scale Prototype (FSP) of the OPAL jet chamber. Laser double tracks with a precisely known distance are used to determine the drift velocity with an accuracy of 0.1%. From the measured deviations of a straight laser track electronic time offsets, wire positions and field distortions are derived.

These calibration constants were applied to correct the measured drift times of test beam events. The sagitta and momentum resolutions of the thus corrected tracks have been obtained in the range from 6 GeV/c to 50 GeV/c. Extrapolating the results to the final OPAL jet chamber, a momentum resolution of $\sigma_p/p = 6\%$ is expected for 50 GeV/c tracks in a magnetic field of 4 kG.

Thesis-1988-Hauschild

address:
sallee 12
500 Bonn 1
Germany



BONN-IR-88-57
Bonn University
November 1988
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Kalibration der zentralen Jetkammer
des OPAL-Detektors mit UV-Laserstrahlen:
Methoden und Ergebnisse am
Jetkammer-Prototypen (FSP)**

von
Michael Hauschild

Dieser Forschungsbericht wurde als
Dissertation
von der Math.-Nat. Fakultät
der Universität Bonn angenommen
Datum: 24.06.1988
Referent: Prof. Dr. H.M. Fischer
Korreferent: Prof. Dr. B. Nellen

Inhalt

Einleitung	5
1 Die Entwicklung des Standardmodells	7
1.1 Die Fermitheorie	7
1.2 Die elektro-schwache Wechselwirkung	9
1.3 Überprüfung des Standardmodells	12
2 e^+e^--Beschleuniger und ihre Detektoren	15
2.1 Der LEP-Speicherring	15
2.2 Der Stanford Linear Collider (SLC)	16
2.3 LEP-Detektoren	20
2.3.1 Aufbau von Omni Purpose Detektoren	20
2.4 Spurdetektoren bei LEP	22
2.4.1 Impulsauflösung	22
2.4.2 Ortsauflösung	23
2.4.3 Doppelspurauflösung	26
2.4.4 Die OPAL-Jetkammer	29
2.4.5 Die Time Projection Chamber TPC	30
3 Kalibration mit Hilfe von UV-Laserstrahlen	34
3.1 Übersicht über die Kalibrationsgrößen	34
3.2 Kalibration großer Spurdetektoren	42
3.2.1 Bisherige Verfahren	42
3.2.2 Anforderungen bei der OPAL-Jetkammer	42
3.2.3 Neue Kalibrationsmethoden	43
3.3 Ionisation des Kammergases durch UV-Laserstrahlen	44
3.3.1 Die 2-Photon-Ionisation	44
3.3.2 Erste Anwendungen	46
3.3.3 "Künstliche" und "natürliche" Ionisationssubstanzen	48
3.4 Eigenschaften von Laserstrahlen in Driftkammern	51
3.4.1 Ionisationsstatistik	51
3.4.2 Ausbreitung von Laserstrahlen in Driftkammern	53
3.4.3 Photoemission von Elektronen	55
3.5 Der Strahltransport	56
3.5.1 Möglichkeiten von Quarzfasern	60
3.5.2 Die Intensitätsverteilung	61
3.5.3 Die Ionisationsdichteverteilung	62
3.5.4 Auswirkung der endlichen Laserpulsdauer	62
3.5.5 Transformation durch ein optisches System	63
3.6 Die "ionisierende Kante"	64
3.6.1 Die Ionisationsschwelle	64
3.6.2 Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des ersten Elektrons	65
3.6.3 Die Krümmung der ionisierenden Kante	68
4 Der Full Scale Prototype (FSP)	73
4.1 Der Aufbau des FSP	73
4.1.1 Drahtanordnung und Hochspannungsversorgung	73
4.1.2 Gasversorgung	76
4.1.3 Datenauslese	79

6.4.1	Spurresiduen und Driftgeschwindigkeit in der Nähe des Barrel-Fielddegraders	184
6.4.2	Der Barrel-Fielddegrader	187
6.4.3	Einfluß des Durchgriffs auf das Driftfeld	188
6.4.4	Abhängigkeit der Feldstörung von Driftstrecke und Driftfeld	193
6.4.5	Feldstörungen bei einem Glas-Fielddegrader	193
6.5	Sagitta- und Impulsauflösung	199
6.5.1	Beiträge zum Sagittafehler	201
6.5.2	Anwendung der Kalibrationsdaten auf Teststrahl-Ereignisse	202
6.5.3	Ursachen des systematischen Sagittafehlers $\sigma_{s,sys}$	207
7	Zusammenfassung und Ausblick	213
7.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	213
7.2	Status der Kalibration und Ausblick	217

Einleitung

Die Fortschritte im Verständnis der Elementarteilchenphysik waren bislang stets gekoppelt mit dem Streben nach höheren Energien. Ein Ende dieser Entwicklung ist noch nicht abzusehen, da bereits über das heutige Stadium der zum Teil noch im Bau befindlichen Beschleuniger SLC, LEP und HERA hinaus, neue, größere Anlagen in der Diskussion stehen wie dem SSC mit über 80 km Umfang oder dem CLIC-Projekt am CERN.

Simultan mit der Steigerung der verfügbaren Energien mußten die Detektoren zum Nachweis der Vielzahl bei einer Wechselwirkung entstehenden Teilchen vergrößert und verbessert werden. Neue Technologien sowohl in der Kalorimetrie, als auch bei den Spurdetektoren führten zu feinerer Strukturierung und verbesserter Auflösung. Gleichzeitig stieg die Menge der gesammelten Information, die neue Wege in der Datenverarbeitung bedingte.

Ein generelles Problem jedes Detektors ist die Kalibration. Wie bei jedem Meßinstrument ist es auch bei Teilchendetektoren notwendig, aus den direkten, unmittelbaren Meßgrößen durch Anwendung von Eichkonstanten und Korrekturen die letztendlich erwünschten, abgeleiteten Ergebnisse zu gewinnen. Mit zunehmender Präzision und Größe der Detektoren steigt jedoch die Anzahl der Kalibrationsdaten und die notwendige Zeitdauer zu ihrer Bestimmung, so daß auch hier nach neuen Verfahren gesucht wurde.

Für die Kalibration großer Spurdetektoren bietet die Verwendung von gepulsten UV-Laserstrahlen zur Erzeugung von Ionisationsspuren eine Möglichkeit, den gesteigerten Anforderungen gerecht zu werden. Insbesondere die im Aufbau befindlichen Detektoren am neuen e^+e^- -Speicherring LEP am CERN in Genf sehen den Einsatz von Lasern zur Kalibration und Überwachung vor. Die richtige und vorteilhafte Anwendung dieses für die Elementarteilchenphysik neuen und ungewohnten Instruments bedingt jedoch vorhergehende generelle Untersuchungen über das Verhalten von Laserstrahlen in Spurkammern und der Methoden zur Generierung der Kalibrationsdaten. Zwar konnte in den vergangenen Jahren viel zur Klärung grundlegender Fragen der Laserionisation beigetragen werden, die konsequente und dauerhafte Anwendung von UV-Lasern in der Kalibration großer Spurkammern steht jedoch noch aus.

In der vorliegenden Arbeit werden für den zentralen Spurdetektor des OPAL-Experiments am e^+e^- -Speicherring LEP, der Jetkammer, Methoden zur Kalibration mit Laserstrahlen entwickelt. Ausgegangen wird von Erfahrungen und Messungen an einem großen Jetkammer-Prototypen, dem Full Scale Prototype FSP.

Kapitel 1 skizziert zunächst die Entwicklung zum heutigen Standardmodell der Elementarteilchenphysik, deren Verifizierung, Erweiterung oder Widerlegung eines der Hauptaktivitäten jetziger und künftiger Physik und des OPAL-Experiments ist.

Kapitel 2 stellt den e^+e^- -Speicherring LEP am CERN vor und diskutiert die Möglichkeiten der dort vorgesehenen Detektoren, die Antworten auf noch ungeklärte Fragen zum Standardmodell liefern sollen.

Kapitel 3 zeigt die Grundlagen der Kalibration mit Laserstrahlen in Driftkammern, die Ionisation und das Verhalten von laserinduzierten Ionisationsspuren. Es wird besonders auf die sogenannte "ionisierende Kante" eingegangen, die entscheidend ist für die Auslegung und die Eigenschaften eines Kalibrationssystems mit großen Spurlängen.

Kapitel 4 beschreibt den Jetkammer-Prototypen FSP und das Lasersystem zum Strahltransport. Ein Großteil der Entwicklung der Kalibration mit Laserstrahlen erfolgte anhand von Messungen am FSP mit anschließenden stufenweisen Verbesserungen sowohl des Strahlsystems und der Optik als auch der Kalibrationsmethoden selbst.

Kapitel 5 behandelt eine wichtige Kalibrationsgröße einer Driftkammer, die Driftgeschwindigkeit, die mit Hilfe einer durch einen optischen Strahlteiler erzeugten Laserdoppelspur gemessen wird. Hauptkomponente neben dem eigentlichen Strahlteiler ist dabei eine Pockelszelle zur Umschaltung der Polarisationssebene des Laserstrahls.

Kapitel 6 geht auf die Ausnutzung des Laserstrahls als gerade Spur ein. Aus den in der Driftkammer gemessenen Abweichungen lassen sich sowohl elektronisch bedingte Kalibrationsgrößen als auch Drahtpositionen und geometrische Konstanten sowie Feldinhomogenitäten bestimmen. Eine Anwendung der gewonnenen Kalibrationsdaten auf geladene Spuren in einem Teststrahl erlaubt die Bestimmung der Impulsauflösung der Jetkammer.

Kapitel 7 schießlich faßt die Ergebnisse und den bisherigen Stand der Kalibration mit Laserstrahlen zusammen und diskutiert auch das Konzept der Gesamtkalibration der Jetkammer. Durch die Kenntnis aller Kalibrationsgrößen zu einem möglichst frühen Zeitpunkt erscheint dabei eine sogenannte *ONLINE*-Kalibration für die mit der OPAL-Jetkammer gewonnenen Daten möglich.

1 Die Entwicklung des Standardmodells

Seit Mitte der siebziger Jahre hat sich das bis dahin vorherrschende Bild der Elementarteilchenphysik weitreichend gewandelt. Die fünfziger und sechziger Jahre waren geprägt von der zunehmenden Vielfalt neugefundener "Elementarteilchen" und Resonanzen. Das tiefere Verständnis und die Zusammenhänge dieses "Elementarteilchenzoos" in Form von grundlegenden Theorien war jedoch nur im Ansatz vorhanden.

Ein entscheidender Anlauf zur Deutung erfolgte bereits 1964 von Gell-Mann [Gell64] und von Zweig [Zweig64]. Danach ließen sich alle bis dahin bekannten Hadronen aus nur 3 verschiedenen punktförmigen, elementaren Subteilchen mit drittelzahliger Ladung aufbauen. Die Subteilchen wurden später als *u, d, s-Quarks* bezeichnet.

Glashow, Iliopoulos und Maiani [Gla70] postulierten 1970 ein weiteres, viertes Quark, das *c-Quark*, um damit die Zerfallsrate $K_l^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ erklären zu können (*GIM-Mechanismus*). Die direkte Entdeckung des *c-Quarks* und die damit glänzende Bestätigung des Quark-Modells erfolgte 1974 mit der Entdeckung der J/ψ -Resonanz [Aub74, Aug74], dem gebundenen $c\bar{c}$ -Zustand. 1977 schloß sich die Entdeckung des fünften Quarks, dem *b-Quark* an, im gebundenen $b\bar{b}$ -Zustand der Υ -Resonanz [Herb77, Bien78]. Zusammen mit den ebenfalls als punktförmig angesehenen *Leptonen* stellen die Quarks die bisher einzigen "wirklichen", aus keinen weiteren Subteilchen aufgebauten Elementarteilchen dar, aus denen sich alle bekannte Materie zusammensetzt.

Auch die vermittelnde Wechselwirkung zwischen denen aus Fermionen bestehenden Materieteilchen konnte tiefgehend verstanden werden. Ausgehend von der *Quanten-Elektro-Dynamik* QED zur Beschreibung der elektro-magnetischen Wechselwirkung wurde die *Quanten-Chromo-Dynamik* QCD der starken Wechselwirkung entwickelt, in der die *Gluonen* die Farbkraft zwischen den Quarks übertragen.

Bereits in den sechziger Jahren vereinigten Glashow [Gla61], Salam [Salam64] und Weinberg [Wein67] die Eigenschaften der schwachen und der elektro-magnetischen Wechselwirkung in einer gemeinsamen *elektro-schwachen Theorie*. Die Entdeckung der neutralen schwachen Ströme 1973 [Has73] lieferte eine erste experimentelle Evidenz für das elektro-schwache Modell.

Spätestens seit dem Nachweis durch direkte Produktion der *intermediären Vektorbosonen* W^\pm [Arn83a, Ban83] und des Z^0 [Arn83b, Bag83] wird die elektro-schwache Theorie zusammen mit der Quanten-Chromo-Dynamik als **Standardmodell** der Elementarteilchenphysik bezeichnet.

1.1 Die Fermitheorie

Bereits in den dreißiger Jahren wurde von Fermi [Fermi33] der erste Versuch einer Beschreibung der schwachen Wechselwirkung unternommen. Er formulierte den β -Zerfall des Neutrons als *punktförmige Vierfermionwechselwirkung* (Abb. 1a) mit einer Kopplungskonstanten G_F , die als *Fermikopplungskonstante* bezeichnet wird. Im Gegensatz zur Kopplungskonstante der elektro-magnetischen Wechselwirkung, der Feinstrukturkonstanten $\alpha \approx 1/137$, ist die Fermikopplungskonstante G_F jedoch nicht dimensionslos, sondern besitzt die Dimension von Energie^{-2} . In der Punktförmigkeit der Wechselwirkung drückt sich die sehr kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung aus. Die invariante Amplitude \mathcal{M} des β -Zerfalls enthält lediglich vektorielle Ströme:

$$\mathcal{M} = G_F (\bar{u}_n \gamma^\mu u_p) (\bar{u}_\nu \gamma_\mu u_e) \quad (1)$$

Nach der Entdeckung der *maximalen Paritätsverletzung* durch das ausschließlich linkshändig auftretende Neutrino wurde die Fermitheorie durch Lee und Yang erweitert. Die Wechselwirkung enthält nun sowohl vektorielle (V) als auch axial-vektorielle (A) relativistisch kovariante Terme mit den jeweils anteiligen Kopplungskonstanten c_V und c_A . Es wird in [1] ersetzt: $\gamma^\mu \rightarrow \gamma^\mu (c_V + c_A \gamma^5)$ Wegen: $c_V = -c_A$ mit $c_V = 1$ wird diese Art der Wechselwirkung auch als (V-A)-Kopplung

bezeichnet:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_n \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_p) (\bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_e) \right] \quad (2)$$

Die schwache Wechselwirkung wirkt nun ausschließlich auf linkshändige¹ Teilchen und rechtshändige² Antiteilchen.

Die so erweiterte Fermitheorie beschreibt die schwache Wechselwirkung im Niederenergiebereich zufriedenstellend, stößt aber bei höheren Energien auf Schwierigkeiten. Die Punktförmigkeit der Wechselwirkung und die nicht dimensionslose Fermikopplungskonstante G_F führen z.B. bei der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ zu einem mit der Schwerpunktsenergie anwachsenden Wirkungsquerschnitt und zur Verletzung der Unitarität oberhalb von ca. 350 GeV.

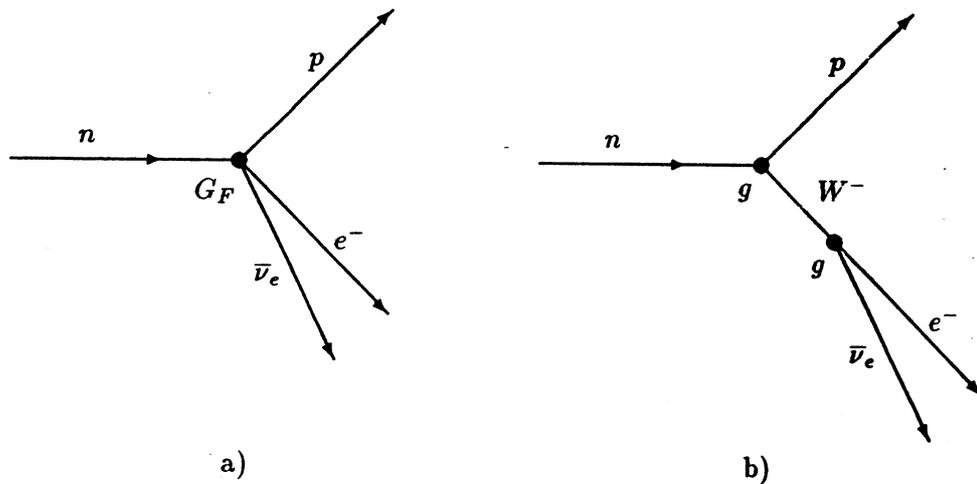


ABBILDUNG 1: β -Zerfall des Neutrons.

a) Punktförmige Vierfermionwechselwirkung nach Fermi

b) Austausch eines intermediären Vektorbosons W^-

Eine Lösung dieses Problems erhält man nur, wenn man die anfangs postulierte Punktförmigkeit der schwachen Wechselwirkung aufgibt und damit analog zum Photon in der elektro-magnetischen Wechselwirkung *Austauschteilchen* einführt. Der β -Zerfall des Neutrons z.B. erfolgt nun über den Austausch eines geladenen intermediären Vektorbosons, des W^- (Abb. 1b). Da die schwache Wechselwirkung kurzreichweitig ist, Reichweite Δr und Masse ΔE des Austauschteilchens aber über die Unschärferelation

$$\Delta E \Delta r \geq \hbar c = 197.3 \text{ MeV fm} \quad (3)$$

verknüpft sind, müssen die W^\pm -Bosonen eine sehr große Masse $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ besitzen. Damit erhält die invariante Amplitude folgende Form:

$$\mathcal{M} = \left[\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_n \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_p) \right] \frac{1}{M_w^2 - q^2} \left[\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_e) \right] \quad (4)$$

¹Linkshändige Teilchen = 3-Komponente des Spins *antiparallel* zur Bewegungsrichtung.

²Rechtshändige Teilchen = 3-Komponente des Spins *parallel* zur Bewegungsrichtung.

Die Fermikopplungskonstante G_F der Vierfermionwechselwirkung wird dabei durch die *dimensionslose Kopplungskonstante* g des schwachen Isospins ersetzt, die über die Masse M_W des Austauschteilchens mit G_F verbunden ist:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 M_W^2} \quad (5)$$

Eine vollständige Beschreibung aller Phänomene der schwachen Wechselwirkung gelingt jedoch erst durch Einführung eines weiteren, neutralen Austauschteilchens, des Z^0 . Während der Neutronzerfall oder die elastische (e^-)Neutrino-Elektron-Streuung durch Austausch von geladenen Vektorbosonen erfolgt,³ würde z.B. bei der elastischen Streuung $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ bei Austausch geladener Ströme die Leptonenzahlerhaltung verletzt (Abb. 2a). Das W -Boson müsste gleichzeitig sowohl Träger der elektronischen als auch der myonischen Leptonenzahl sein. Daher kann diese erstmals 1973 beobachtete Reaktion [Has73] nur durch einen neutralen schwachen Strom, wie dem Z^0 -Austausch erfolgen (Abb. 2b), der jedoch außer bei Neutrinos keine reine (V-A)-Kopplung mehr ist.



ABBILDUNG 2: Elastische $\nu_\mu e^-$ -Streuung $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$.

a) Leptonenzahl verletzende nicht erlaubte CC-Reaktion über W -Austausch

b) Erlaubte NC-Reaktion über Z^0 -Austausch

Die Analogie zwischen neutralem Z^0 -Austausch bei der schwachen Wechselwirkung und dem neutralen γ -Austausch der elektro-magnetischen Wechselwirkung führte zum Gedanken einer Verbindung beider Wechselwirkungen in einer gemeinsamen elektro-schwachen Eich-Theorie, dem heutigen Standardmodell.

1.2 Die elektro-schwache Wechselwirkung

Grundlage des Standardmodells sind die beiden Eichgruppen $SU(2)_I$ ⁴ des linkshändigen schwachen Isospins und $U(1)_Y$ ⁵ der schwachen Hyperladung Y . Die zu den Eichgruppen korrespondierenden

³Der Austausch eines geladenen Bosons wird als *schwacher geladener Strom* bezeichnet (Charged Current = CC), der Austausch eines neutralen Bosons als *schwacher neutraler Strom* (Neutral Current = NC)

⁴Spezielle unitäre Gruppe der Dimension 2; nicht abelsche Eichgruppe

⁵Unitäre Gruppe der Dimension 1; einzig mögliche abelsche Eichgruppe

Eichbosonen, die Träger der Wechselwirkung, sind das Triplet der W^μ -Bosonen aus $SU(2)_I$ und das Singulett des B^0 -Bosons aus $U(1)_Y$:

$$SU(2)_I : \begin{pmatrix} W^0 \\ W^1 \\ W^2 \end{pmatrix} \quad U(1)_Y : (B^0) \quad (6)$$

Die physikalisch beobachtbaren Masseneigenzustände W^\pm , Z^0 und γ sind *Mischungen* aus den schwachen Eigenzuständen W^γ , B^0 :

$$\begin{aligned} W^+ &= \frac{1}{2}(W^1 + iW^2) \\ W^- &= \frac{1}{2}(W^1 - iW^2) \\ Z^0 &= +W^0 \cos \Theta_w + B^0 \sin \Theta_w \\ \gamma &= -W^0 \sin \Theta_w + B^0 \cos \Theta_w \end{aligned} \quad (7)$$

Der hierbei auftretende Mischungswinkel Θ_w ist der einzige freie Parameter der elektroschwachen Theorie und wird als *Weinbergwinkel* Θ_w bezeichnet, der über die Kopplungsstärken des schwachen Isospins g und der schwachen Hyperladung g' definiert ist:

$$\tan \Theta_w = \frac{g'}{g} \quad (8)$$

oder mit Hilfe der Beziehung $e = g \sin \Theta_w = g' \cos \Theta_w$:

$$\sin^2 \Theta_w = \frac{e^2}{g^2} \quad (9)$$

Die Größe von $\sin^2 \Theta_w$ muß experimentell bestimmt werden. Man erhält aus bisherigen Messungen [Ren87]:

$$\sin^2 \Theta_w = 0.223 \pm 0.008$$

Infolge der maximalen Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung koppeln die W^γ -Bosonen ausschließlich an linkshändige Teilchen, während das B^0 -Boson auch an rechtshändige Teilchen koppelt. Da das physikalische Z^0 eine Mischung zwischen W^0 und B^0 darstellt, besitzt das Z^0 damit im Gegensatz zum W^\pm auch eine *rechtshändige Kopplung*. Die experimentelle Feststellung, daß geladene schwache Ströme ausschließlich an linkshändige Teilchen, neutrale schwache Ströme aber sowohl an linkshändige als auch an rechtshändige Teilchen koppeln, wird damit erfüllt.

Die elementaren Fermionen⁶ lassen sich nun in verschiedenen Gruppen klassifizieren (siehe Tabelle 1). Die bisher bekannten drei Generationen von Leptonen und Quarks⁷ enthalten je ein Dublett linkshändiger Teilchen und die entsprechende Anzahl rechtshändiger Singulets. Wegen der maximalen Paritätsverletzung existiert für das masselose Neutrino ν kein rechtshändiges Singulett.

Innerhalb und zwischen den 3 Quark-Generationen sind Übergänge möglich ausschließlich durch geladene schwache Ströme (W -Bosonen). Allein durch den geladenen schwachen Strom J_w^+ sind damit Übergänge zwischen den Generationen und untereinander möglich:

$$J_w^+ = (\bar{u} \bar{c} \bar{t})_l U_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_l \quad (10)$$

⁶Das t -Quark und das Tau-Neutrino ν_τ wurden bislang noch nicht gefunden, werden aber dennoch als existent betrachtet.

⁷Wegen der drei Farbladungen der starken Wechselwirkung tritt jede Quarkgruppe dreifach auf.

			Q	I	I_3	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	0 -1	+1/2	+1/2 -1/2	-1
$(e^-)_R$	$(\mu^-)_R$	$(\tau^-)_R$	-1	0	0	-2
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	+2/3 -1/3	+1/2	+1/2 -1/2	+1/3
$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$	+2/3	0	0	+4/3
$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$	-1/3	0	0	-2/3

TABELLE 1: Klassifizierung der Leptonen und Quarks im Standardmodell in linkshändige Dubletts und rechtshändige Singulets.

Q := elektrische Ladung, I := schwacher Isospin, I_3 := 3-Komponente von I ,

Y := schwache Hyperladung mit $Q = I_3 + Y/2$

Dabei ist U_{KM} die unitäre 3×3 Kobayashi-Maskawa Matrix, die die Kopplungsstärke der Übergänge beschreibt. Die Größen der einzelnen Kopplungen u_{xy} lassen sich bisher nicht theoretisch beschreiben, sondern müssen durch das Experiment bestimmt werden. Unter Annahme der Unitarität und drei Quarkgenerationen erhält man [Ren87]:

$$U_{KM} = \begin{pmatrix} ud & us & ub \\ cd & cs & cb \\ td & ts & tb \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9756 & 0.219 - 0.225 & 0 - 0.008 \\ 0.219 - 0.225 & 0.973 - 0.975 & 0.037 - 0.053 \\ 0.002 - 0.018 & 0.036 - 0.052 & 0.9986 - 0.9993 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Die Matricelemente verdeutlichen, daß innerhalb einer Generation (Diagonalelemente) die Kopplung am stärksten ist. Übergänge zwischen der 1. und 2. Generation sind demgegenüber etwa fünffach schwächer und zwischen der 2. und 3. Generation nochmals um den Faktor 5 weiter unterdrückt. Die Übergänge zwischen der 1. und der 3. Generation sind verschwindend gering. Eine Parametrisierung der Kobayashi-Maskawa-Matrix, die die Kopplungsstärken lediglich empirisch beschreibt, wurde von Wolfenstein angegeben.

Ein generelles Problem des Standardmodells ist die Erzeugung der Massen der intermediären Vektorbosonen. Higgs zeigte bereits 1964 [Higgs64] einen Mechanismus, bei dem mit Hilfe der "spontanen Symmetriebrechung" einer lokalen Eichtheorie eine eichinvariante Massengenerierung erfolgen kann.⁸ Die bis dahin masselosen Vektorbosonen stehen demnach in Wechselwirkung mit

⁸ Bei der Brechung einer globalen Eichsymmetrie erscheint im Gegensatz zur Brechung einer lokalen Eichsymmetrie ein masseloses sogenanntes "Goldstone-Boson", das keine massiven Vektorbosonen generieren kann.

einem neu eingeführten *Higgsfeld* und dessen endlichen Vakuumerwartungswert v .

Durch die Kopplung an das Higgsfeld werden die Vektorbosonen *massiv*. Die erzeugten Massen hängen ab vom Vakuumerwartungswert v und von den Kopplungsstärken der elektro-schwachen Wechselwirkung bzw. dem Weinbergwinkel Θ_w :

$$M_W^2 = \frac{1}{2} g^2 v^2 = \frac{\sqrt{2} e^2}{8 G_F \sin^2 \Theta_w} \quad (12)$$

und

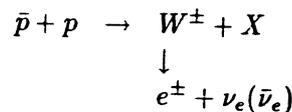
$$M_Z^2 = \frac{1}{2} \frac{g^2 v^2}{\cos^2 \Theta_w} = \frac{M_W^2}{\cos^2 \Theta_w} \quad (13)$$

Die Notwendigkeit eines Zusatzfeldes bedeutet jedoch das Auftreten neuer Teilchen, der skalaren Higgsbosonen⁹ H^0 . Dessen Masse kann jedoch von der Theorie nicht festgelegt werden, da die Kopplungskonstante λ des Higgs-Bosons an die Teilchenmassen nicht bekannt ist und lediglich folgender Zusammenhang besteht:

$$\lambda = m_H^2 G_F \quad (14)$$

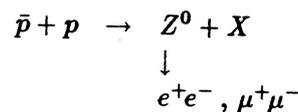
Die obige Gleichung kann durch jede geeignete Wahl von λ und m_H erfüllt werden, so daß keine Aussagen über m_H möglich sind. Als Obergrenze wird $m_H = 1 \text{ TeV}$ angesehen, da dann die Kopplungsstärke $\lambda = 1$ wird. Der Nachweis des Higgsbosons H^0 und die damit verbundene weitere Bestätigung des Standardmodells steht derzeit noch aus.

Der erste direkte Nachweis des W^\pm und des Z^0 gelang jedoch 1983 der UA1- und der UA2-Collaboration [Arn83a, Ban83] am CERN SPS Proton-Antiproton Collider. Die W^\pm -Bosonen wurden zuerst über ihren Zerfall in Elektronen und Neutrinos gefunden:



Es konnten isolierte Elektronen mit hoher Transversalenergie und gleichzeitig fehlende Transversalenergie durch das entweichende Neutrino nachgewiesen werden.

Das Z^0 -Boson wurde über den Zerfall in zwei geladene Leptonen identifiziert [Arn83b, Bag83]:



In den nachfolgenden Jahren konnten die Massen [T.Mül87, Ansa87] und die Zerfallsbreiten [Ren87] der intermediären Vektorbosonen genauer bestimmt werden. Die Ergebnisse der UA1- und der UA2-Collaboration sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

1.3 Überprüfung des Standardmodells

Das Standardmodell wurde in allen bisherigen Experimenten immer wieder bestätigt, eine Abweichung konnte nicht nachgewiesen werden. Nach der ersten Phase der Entdeckung der intermediären Vektorbosonen sind jedoch in Zukunft Präzisionsmessungen notwendig, die immer wieder mit den Voraussagen des Standardmodells verglichen werden müssen.

Dazu ist eine neue Generationen von Beschleunigern nötig. Auf der einen Seite sind dies die $p\bar{p}$ -Collider, wie das 1987 am FERMILAB (FNAL) in Betrieb genommene TEVATRON¹⁰ und der durch einen neuen Antiproton Accumulatorring (ACOL) verbesserte CERN $p\bar{p}$ -Collider (*SppS*) ab

⁹Im sogenannten minimalen Standardmodell wird von einem neutralen Higgs-Dublett ausgegangen.

¹⁰Strahlenergie: $2 \times 900 \text{ GeV}$

	UA1	UA2
M_W	$82.7 \pm 1.0 \pm 2.7 \text{ GeV}$	$80.2 \pm 0.6 \pm 1.8 \text{ GeV}$
Γ_W	$< 6.5 \text{ GeV}$	$< 7.0 \text{ GeV}$
M_Z	$93.1 \pm 1.0 \pm 3.1 \text{ GeV}$	$91.5 \pm 1.2 \pm 1.7 \text{ GeV}$
Γ_Z	$< 8.3 \text{ GeV}$	$< 5.8 \text{ GeV}$

TABELLE 2: Massen und Zerfallsbreiten der intermediären Vektorbosonen W^\pm und Z^0 gemessen von der UA1- und der UA2-Kollaboration [T.Mül87, Ansa87, Ren87]. Angegeben ist jeweils zuerst der statistische und nachfolgend der systematische Fehler.

1988. Den anderen Beschleunigertyp bilden e^+e^- -Collider mit Strahlenergien um 50 GeV wie der demnächst fertiggestellte Stanford Linear Collider (SLC) und der noch im Bau befindliche Large Electron Positron Collider (LEP) am CERN ab 1989.

Abgesehen von der technischen Auslegung bestehen grundsätzliche Unterschiede zwischen Proton- und Elektron-Collidern vor allem in der Definition des Anfangszustands der wechselwirkenden Teilchen und dem auftretenden Untergrund. Nach dem Zuschauermodell wechselwirkt bei einer Reaktion $\bar{p} + p$ jeweils ein Parton¹¹ beider Hadronen, während die restlichen Partonen fast unbeeinflusst quasi "zuschauend" weiterfliegen und insbesondere in Vorwärtsrichtung nahe der Strahlachse unerwünschte Jets produzieren. Damit sind weder die Reaktionspartner, noch ihre Energien eindeutig festgelegt. Die starke Wechselwirkung mit ihrem sehr viel höheren Wirkungsquerschnitt¹² als die elektroschwache Wechselwirkung trägt außerdem zu einem erheblichen Anteil an QCD-Reaktionen bei, so daß die erwünschten schwachen Ereignisse erst aus einer Vielfalt von Untergrundereignissen herausgefiltert werden müssen. Die Vielfältigkeit der Reaktionstypen und -energien stellt jedoch auch einen Vorteil dar bei der Entdeckung neuer Phänomene.

Im Gegensatz zu Proton-Collidern ist bei e^+e^- -Collidern der Anfangszustand sehr genau definiert. Die Teilchenenergien am Wechselwirkungsort hängen nur von Maschinenparametern wie der Energieunschärfe durch die begrenzte Genauigkeit des Ablenkmagnetfeldes oder den Verlusten durch Synchrotronstrahlung ab. Diese Eigenschaft prädestiniert e^+e^- -Collider für Präzisionsmessungen zur Überprüfung des Standardmodells.

Da die maximale Schwerpunktsenergie von etwa $2 \times 55 \text{ GeV}$ bei SLC und bei LEP in der ersten Ausbaustufe (LEP I) nicht ausreichend ist zur direkten W -Paarproduktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, werden sich die Experimente zunächst auf die präzise Bestimmung der Eigenschaften des Z^0 über $e^+e^- \rightarrow Z^0$ konzentrieren: Im Vordergrund steht die Bestimmung der Masse M_Z , der Resonanzform, der Resonanzbreite Γ_Z , dem Auffinden verschiedener Zerfallskanäle mit den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen, sowie Asymmetriemessungen.

- Aus der Z^0 -Masse M_Z und dem von den Proton-Collider Experimenten mit geringem systematischen Fehler bestimmten Verhältnis M_W/M_Z läßt sich der entscheidende Parameter der

¹¹Die Bestandteile der Hadronen, Quarks und Gluonen, werden zusammen als Partonen bezeichnet.

¹² $\sigma_{\text{tot}}(p\bar{p})$ bei $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$: 61.9 mb (UA4-Kollaboration)

elektroschwachen Theorie, der Weinbergwinkel Θ_W mit hoher Genauigkeit bestimmen:

$$\sin^2 \Theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2 \rho_0} \quad (15)$$

Dabei ist ρ_0 ein weiterer Parameter, abhängig von der Anzahl der vorhandenen Higgs-Bosonen mit $\rho_0 = 1$ im minimalen Standardmodell.

- Die Resonanzform ist abhängig von der Art und Größe der Strahlungskorrekturen, d.h. über die bei der Annihilation zusätzlich auftretenden Graphen höherer Ordnung. Hier kann ein Vergleich zwischen Messung und theoretischer Voraussage das Standardmodell weiter verifizieren.
- Aus der Resonanzbreite Γ_z kann die Frage geklärt werden, ob über die bekannten 3 Generationen von Quarks und Leptonen hinaus eine 4. oder mehr neue Generationen existieren. Jede weitere (masselose) Neutrinogeneration führt zu einem zusätzlichen Beitrag¹³ von 170 MeV [Ren87] in der Breite über den Zerfall $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Die bisherige beste Grenze für die Anzahl der Generationen ermittelt aus der Kombination von Daten am PEP- und PETRA-Speicherring [Dav87] beträgt

$$N_\nu < 4.9 \quad (90\% \text{ Confidence Level})$$

Neutrino-Generationen. Die Messungen am SLC und bei LEP werden eine deutlich verbesserte Aussage über die Generationenanzahl erlauben.

Eine weitere Aufgabe ist das Auffinden der im Standardmodell notwendigen weiteren, aber bislang noch nicht nachgewiesenen Teilchen: Als fast sicher gilt die Existenz des 6. Quarks, des t - oder Top-Quarks. Nach der vergeblichen Suche 1984 am PETRA-Speicherring beim DESY in Hamburg lag die obere Grenze für die Top-Masse lange Zeit bei $m_{top} > 23.3 \text{ GeV}$ [Dav87]. Neuere Ergebnisse vom ARGUS-Detektor [Albre87] am DORIS-Speicherring ebenfalls bei DESY lassen jedoch eine Top-Masse von

$$m_{top} > 50 \text{ GeV}$$

vermuten. Man erhält diese untere Grenze aus dem möglichen Anteil des Top-Quarks bei der Mischung der neutralen B -Mesonen (siehe Abb. 3) ähnlich der Mischung des $(K^0 - \bar{K}^0)$ -Systems.¹⁴ Deswegen erscheint die Entdeckung des Top-Quarks im Energiebereich von SLC und LEP I eher unwahrscheinlich und wird den Proton-Collidern oder LEP II vorbehalten bleiben.

Dies trifft ebenso zu für den Nachweis des Higgs-Bosons, deren möglicher Massenbereich sich von einigen GeV bis zu etwa einem TeV erstreckt [Baer86]. Falls gilt: $m_H < m_z$, wären Zerfälle des Z^0 in ein Higgs-Boson möglich:

$$Z^0 \rightarrow H^0 \gamma \quad Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$$

über die ein Nachweis auch bei SLC und LEP I erfolgen kann. Allerdings sind die Verzweigungsraten gering, so daß hohe Luminositäten und lange Meßzeiten nötig sind.

In der 2. Ausbaustufe von LEP (LEP II) Anfang der neunziger Jahre wird die Schwerpunktenergie mit $2 \times 100 \text{ GeV}$ auch ausreichend sein, um durch direkte W -Paarproduktion die W -Masse

¹³Die gesamte Breite beträgt $\Gamma_z \approx 2.7 \text{ GeV}$ (3 Generationen, $m_{top} < 1/2 M_Z$)

Einzelbeiträge:

Geladene Leptonen: $(e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-)$: 86 MeV,

Quarks mit $Q = 2/3$: $(u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t})$: 305 MeV,

Quarks mit $Q = 1/3$: $(d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b})$: 393 MeV

¹⁴Die untere Grenze der Top-Masse beruht auf der Annahme von drei Generationen, bei der Annahme von vier oder mehr Generationen sinkt die angegebene untere Grenze.

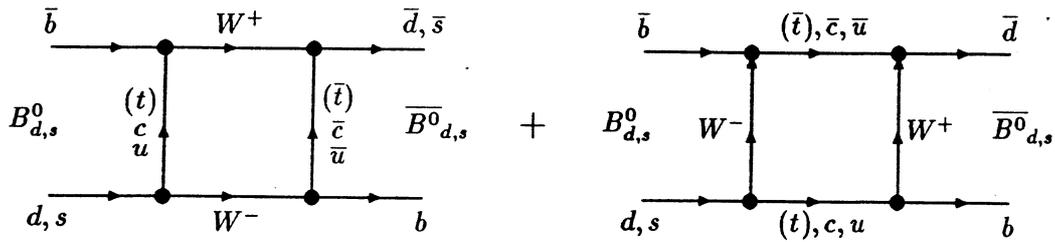


ABBILDUNG 3: Mischung der neutralen B -Mesonen. Umwandlung eines B^0 ($\bar{b}d$ oder $\bar{b}s$) in ein \bar{B}^0 ($\bar{b}\bar{d}$ oder $\bar{b}\bar{s}$) unter Austausch möglicher t -Quarks. Dargestellt sind die beiden dominierenden Box-Graphen mit W -Austausch. Analoge Graphen erhält man für die Mischung der neutralen K -Mesonen, der Einfluß eines Top-Quarks ist jedoch dort wegen der unterschiedlichen Generationen stark unterdrückt (vergleiche Kobayashi-Maskawa Matrix [11]).

genauer als bei den Proton-Collidern zu bestimmen und damit den Fehler des Weinbergwinkel nochmals zu verringern.

Mit höherer Energie besteht zunehmend die Möglichkeit der Entdeckung neuer Phänomene, die über die Grenzen des Standardmodells hinaus gehen. Es ist nicht ausgeschlossen, daß durch die neue Beschleunigergeneration Evidenzen für Abweichungen oder Erweiterungen gefunden werden. Einige denkbare Möglichkeiten sind in der folgenden Liste beschrieben:

- Weitere intermediäre Vektorbosonen oder angeregte Zustände bei größerer Masse: W' , Z'
- Angeregte Leptonen, die auf eine Substruktur der bisher als punktförmig angesehenen "Elementarteilchen" hinweisen (*Compositeness*).
- Scalare "supersymmetrische" Leptonen und Quarks als Partner der normalen fermionischen Materieteilchen sowie entsprechende "supersymmetrische" fermionische Partner der normalen Eichbosonen (*Supersymmetrie*).

2 e^+e^- -Beschleuniger und ihre Detektoren

2.1 Der LEP-Speicherring

Wie schon im vorhergegangenen Abschnitt erläutert, eignen sich e^+e^- -Collider gut für Präzisionsmessungen zur Überprüfung des Standardmodells. Die bisher zur Verfügung stehenden e^+e^- -Speicherringe PEP und PETRA mit einer Maximalenergie von $2 \times 23 \text{ GeV}$ erlauben jedoch nicht die direkte Erzeugung des Z^0 -Bosons. Auch der 1986 in Betrieb genommene Speicherring TRISTAN am japanischen KEK kann in der geplanten maximalen Ausbaustufe nicht mehr als $2 \times 35 \text{ GeV}$ Energie bereitstellen.

Sowohl in Europa am CERN in Genf, als auch in den USA am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), Kalifornien, sind deswegen bereits Ende der siebziger Jahre neue, größere e^+e^- -Collider konzipiert worden, die über eine Strahlenergie von mindestens $2 \times 50 \text{ GeV}$ zur direkten Z^0 -Erzeugung verfügen:

Der Large Electron Positron Collider (LEP), CERN und der Stanford Linear Collider (SLC), SLAC.

Die zugrunde liegenden unterschiedlichen Konzepte beider Beschleuniger werden nun im weiteren kurz beschrieben und verglichen.

Der LEP-Collider ist ein Speicherring herkömmlicher Bauweise mit einem Umfang von fast 27 km und damit der größte bisher gebaute Teilchen-Beschleuniger. Die über einen längeren Zeitraum in einem kleinen Akkumulatorring gesammelten Elektronen und Positronen werden über ein System von Vorbeschleunigern stufenweise¹⁵ auf die Einschussenergie von 20 GeV beschleunigt und in den eigentlichen LEP-Ring injiziert. Anschließend erfolgt die Beschleunigung auf die gewünschte Endenergie, die in der ersten Phase bis zu $2 \times 55\text{ GeV}$ betragen kann. Ein später vorgesehener, schrittweiser Einbau von *supraleitenden* Resonatoren (Cavities), soll in einer zweiten Phase eine Maximalenergie von $2 \times 100\text{ GeV}$ ermöglichen. Dies ist ausreichend, um in direkter Paar-Produktion W^\pm -Bosonen zu erzeugen: $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Nach dem Erreichen der Endenergie kreisen die Elektron-Positron Teilchenpakete (Bunche) über mehrere Stunden im LEP-Ring und kollidieren mit einer Rate von ca. 45 kHz in insgesamt 8 Wechselwirkungszonen. Vier dieser unterirdisch angelegten Hallen sind mit großen Teilchendetektoren bestückt, die möglichst vollständig die Produkte der entstehenden e^+e^- -Kollisionen vermessen sollen. Zur Erhöhung von Luminosität und Ereignisrate werden die e^+e^- -Bunche durch Quadrupolmagnete auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert, um einen kleinen Stahlquerschnitt entsprechend einer höheren Teilchendichte zu erhalten.

Da Elektronen und Positronen während der Umläufe Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren, muß dieser Energieverlust ständig durch Zuführen von Hochfrequenz-Energie ausgeglichen werden. Der Abstrahlverlust pro Umlauf ΔE bei einem Ringradius R ist gegeben durch:

$$\Delta E(\text{MeV}) = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \beta^3 \gamma^4 \quad (16)$$

Für hochrelativistische Elektronen erhält man:

$$\Delta E(\text{MeV}) \cong 0.0885 \frac{[E(\text{GeV})]^4}{R(\text{m})} \quad (17)$$

Dadurch ist die maximal erreichbare Endenergie von e^+e^- -Speicherringen vorgegeben durch die verfügbare HF-Leistung.¹⁶

Nach mehreren Stunden des Speicherbetriebes ist schließlich die Intensität der Bunche durch Wechselwirkung mit Restgasmolekülen oder mit den Wänden der Vakuumkammer soweit abgesunken, daß eine neue Füllung aus dem Akkumulatorring nötig wird und der Beschleunigungszyklus beginnt erneut.

Abbildung 4 zeigt schematisch den LEP-Speicherring mit den Experimentierzonen und den Maschinenhallen zur Magnetstrom- und HF-Versorgung. Die wichtigsten Daten sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

2.2 Der Stanford Linear Collider (SLC)

Beim Stanford Linear Collider (SLC) wurde dagegen ein anderes Prinzip verwirklicht. Kernstück ist ein etwa 3.2 km langer Linearbeschleuniger, in dem Elektron- und Positron-Bunche nacheinander auf eine Energie von jeweils 50 GeV beschleunigt werden. Nach Ende der Beschleunigungsstrecke werden die Bunche getrennt durch zwei große gebogene Teilstücke gelenkt und zu einer Wechselwirkungszone transportiert. Einen Plan des SLC zeigt Abbildung 5.

¹⁵Proton Synchrotron (PS): 3 GeV , Super Proton Synchrotron (SPS): 20 GeV

¹⁶Im Gegensatz dazu sind die Synchrotronstrahlungsverluste bei Proton-Ringen vernachlässigbar. Die Maximalenergie ist hier gegeben durch die erreichbare Größe des Ablenkmagnetfeldes.

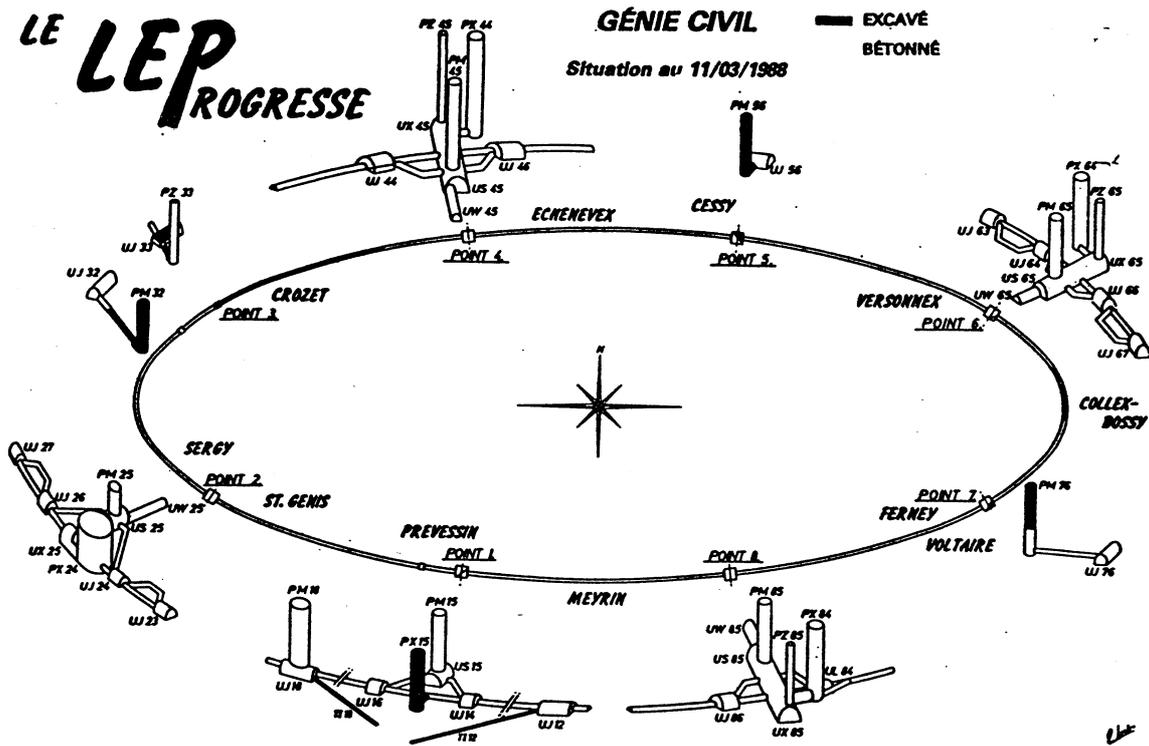


ABBILDUNG 4: Der LEP-Speicherring mit Experimentier- und Maschinenhallen. Nicht dargestellt sind Vorbeschleuniger und Transferkanäle.

Anders als bei einem Speicherring gehen die Teilchen-Bunche nach Durchlaufen des Wechselwirkungspunktes verloren. Die damit notwendige permanente Neuproduktion insbesondere der Positronen und das Hochbeschleunigen erfordert eine leistungsstarke Hochfrequenzversorgung, wodurch die Kollisionsrate auf 180 Hz begrenzt ist.

Um die vorgesehene Luminosität von $\mathcal{L} = 6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen, müssen daher die Bunche am Wechselwirkungspunkt sehr stark fokussiert werden. Angestrebt wird eine Bunch-Größe von nur $1.6 \mu\text{m}$, die damit erheblich kleiner ist als bei üblichen e^+e^- -Collidern (vergl. Tabelle 3). Es ist nicht ausgeschlossen, daß in diesem Grenzbereich neue, limitierende Effekte in Erscheinung treten, wie Wechselwirkungen zwischen oder innerhalb der Bunche, die eine starke Fokussierung erschweren.

Ein Vorteil des Linearbeschleunigerprinzips liegt jedoch in der einfacheren Erzeugung von polarisierten Strahlen. Mit einer Spineinstellung parallel bzw. antiparallel zur Flugrichtung des Teilchens lassen sich Asymmetrien bestimmen, die bei unpolarisierten Strahlen nicht auftreten. Eine entsprechende longitudinale Polarisation bei LEP kann nur mit größerem apparativem Aufwand erreicht werden: Durch Synchrotronstrahlung werden zwar die umlaufenden Teilchen ebenfalls polarisiert, jedoch parallel zum Ablenkmagnetfeld (transversale Polarisation). Spinrotatoren vor und nach den Experimentierzonen müßten dann den Spin um jeweils 90° parallel zur Bewegungsrichtung drehen und zurück. Trotz des zum SLC vergleichsweise komplizierteren Verfahrens wird die Verwendung polarisierter Strahlen bei LEP diskutiert.

Die Ereignisraten sowohl an LEP als auch am SLC sind insgesamt hoch gegenüber der Rate hadronischer Ereignisse, wie sie bei den älteren e^+e^- -Speicherringen PEP und PETRA erzeugt

Umfang	26 659 m
Neigungswinkel gegen Horizontale	1.42 %
Maximale Energie	$2 \times 55 \text{ GeV}$
Ablenkmagnetfeld	0.0645 T
Anzahl der Bunche	4
Zeit zwischen 2 Bunchcrossings	22.231 μsec
Bunchquerschnitt $\sigma_x \times \sigma_y$	$312 \times 12.5 \mu\text{m}$
Bunchlänge σ_z	15.7 mm
relative Energieschärfe σ_E/E	$8.2 \cdot 10^{-4} \hat{=} 45 \text{ MeV}$
Energieverlust pro Umlauf	260 MeV
Vakuum in gebogenen Teilstücken	$\leq 3 \cdot 10^{-9} \text{ Torr}$
Vakuum in Wechselwirkungszonen	$\leq 2 \cdot 10^{-10} \text{ Torr}$
Maximale Luminosität \mathcal{L}	$1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

TABELLE 3: Daten und Parameter des LEP-Speicherrings (LEP I).

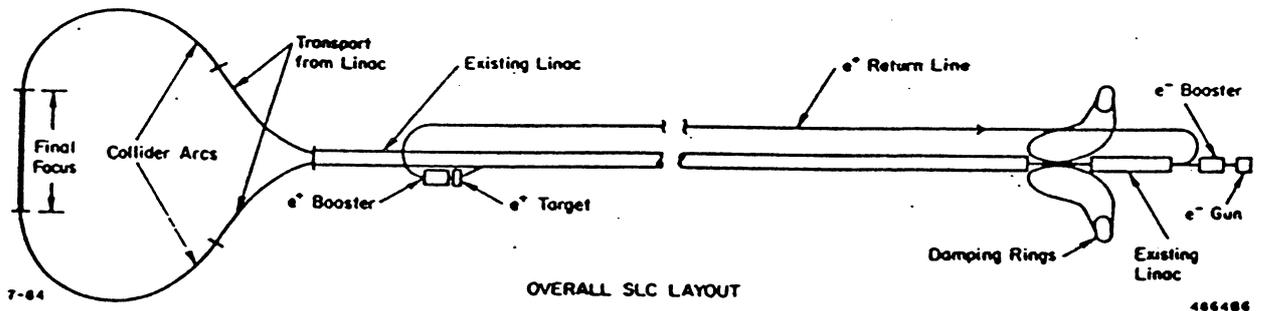


ABBILDUNG 5: Der Stanford Linear Collider SLC.

wurden. Ohne den Einfluß der Z^0 -Resonanz wären die Ereignisraten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 92 \text{ GeV}$ unverhältnismäßig niedrig, wie eine kurze Abschätzung zeigt:

Der rein elektro-magnetische Wirkungsquerschnitt der Elektron-Positron Annihilation in Myonen $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik QED berechnen:

$$\sigma_0 \equiv \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \approx \frac{87 \text{ nb}}{s(\text{GeV}^2)} \quad \text{mit } \sqrt{s} = \text{Schwerpunktsenergie}$$

Für den Bereich der Z^0 -Masse mit $\sqrt{s} = 92 \text{ GeV}$ ergibt sich damit ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_0 = 10 \text{ pb}$. Bei einem R-Verhältnis¹⁷ von $R \approx 4$ erhält man einen hadronischen Wirkungsquer-

¹⁷Verhältnis des hadronischen Annihilationsquerschnitts $\sigma_{had.}$ ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) zum myonischen σ_0 : $R = \sigma_{had.}/\sigma_0$

schnitt von $\sigma_{had.} \approx 40 \text{ pb}$. Dies würde selbst bei einer mittleren Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ lediglich zu einer hadronischen Ereignisrate von

$$N = \mathcal{L} \times \sigma_{had.} = 4 \cdot 10^{-4} / \text{sec} \approx 1 - 2/h$$

führen und zu statistisch unbefriedigenden Ereigniszahlen.

Bedingt durch die Z^0 -Resonanz beträgt der totale Wirkungsquerschnitt im Bereich des Resonanzmaximums jedoch etwa 40 nb (siehe Abbildung 6) und liegt damit um 3 Größenordnungen höher als der rein elektro-magnetische Wirkungsquerschnitt.

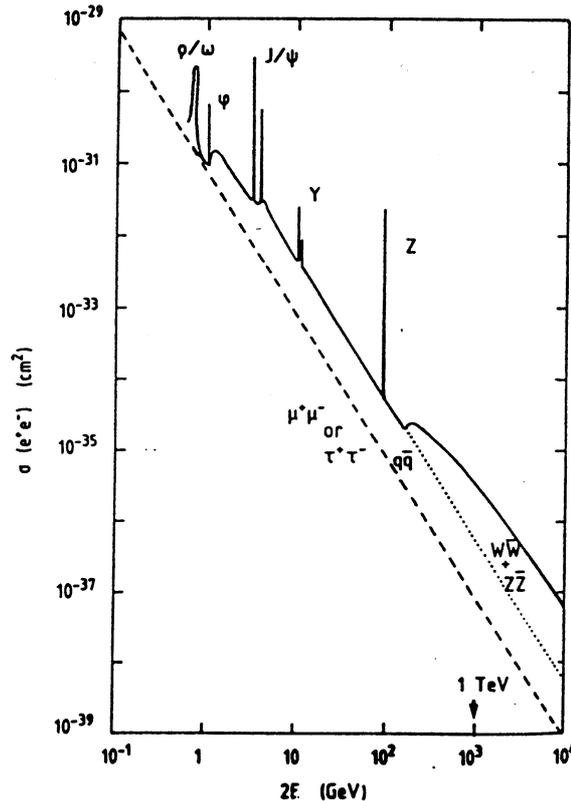


ABBILDUNG 6: Totaler Elektron-Positron Annihilations-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} [Ama86]. Dem reinen elektro-magnetischen, mit zunehmender Energie abfallenden Anteil sind eine Reihe von Resonanzzuständen überlagert.

Daraus folgt eine Ereignisrate bei einer Energie von 92 GeV von

$$N_{Z^0} = \mathcal{L} \times \sigma_{Z^0} = 0.4 / \text{sec}$$

Dies entspricht mehr als 30000 Z^0 -Ereignissen pro Tag und bedeutet eine im Vergleich zu früheren e^+e^- -Speicherring-Experimenten enorm gesteigerte Datenmenge. Tatsächlich liegt eines der Hauptprobleme von e^+e^- -Experimenten bei Z^0 -Energien im Aufnehmen, Abspeichern und Verarbeiten von großen Datenmengen. Der Aufbau von typischen Detektoren am LEP-Speicherring ist im folgenden Abschnitt erläutert.

2.3 LEP-Detektoren

Die allgemeinste Anforderung an einen Teilchendetektor besteht in der Aufgabe, die Vierervektoren aller bei einer Wechselwirkung erzeugten Teilchen möglichst vollständig und präzise zu messen. Dazu ist eine Vielzahl unterschiedlicher Spezialdetektoren notwendig, die den Wechselwirkungspunkt schalenförmig umgeben, um die auslaufenden Teilchen ohne Raumwinkelverlust nachzuweisen.

Drei der vier derzeit im Aufbau befindlichen LEP-Experimente sind sogenannte *Omni Purpose* Detektoren: Der ALEPH- [ALEPH83], DELPHI- [DELPHI83] und der OPAL-Detektor [OPAL83]. Bei diesen Detektoren ist man bestrebt, allen Anforderungen, die sich aus den verschiedenen Ereignistopologien ergeben, gerecht zu werden. Dies führt zu Kompromissen zwischen Größe und Eigenschaften der einzelnen Subdetektoren, so daß nicht immer die bestmögliche Auflösung erreicht werden kann.

Beim L3-Experiment [L3/83] wurde bewußt die Vielseitigkeit der *Omni Purpose* Detektoren eingeschränkt und versucht, für bestimmte Teilaspekte durch stärkere Spezialisierung eine bessere Detektorauflösung zu erzielen. Im Vergleich zu den *Omni Purpose* Detektoren wird eine besonders gute Auflösung für Elektronen, Myonen und Photonen angestrebt, wie sie charakteristisch z.B. beim möglichen Zerfall von supersymmetrischen Teilchen (siehe Abschnitt 1.3) entstehen:¹⁸

$$e^+e^- \xrightarrow{Z^0} \tilde{l}\tilde{l} \\ \downarrow \\ e\tilde{\gamma}, \mu\tilde{\gamma}$$

Zur Energiemessung von Photonen und Elektronen wird ein feinsegmentiertes, elektromagnetisches Kalorimeter aus Wismut-Germanium-Oxyd (BGO = $Bi_4Ge_3O_{12}$) mit einer Energieauflösung von $\sigma_E/E = 1\%$ verwendet. Die Myonidentifikation und -impulsmessung erfolgt über ein langarmiges Myonspektrometer mit einer Impulsauflösung von $\sigma_p/p = 2\%$ bei $p = 50 \text{ GeV}/c$.

Nicht vorgesehen ist dagegen ein großer Spurdetektor zur guten Impulsmessung von geladenen Teilchen, insbesondere innerhalb von Jets und Teilchenidentifikation über spezifischen Energieverlust dE/dx . Stattdessen soll ein kleiner, hochauflösender Vertexdetektor eine Extrapolation der Spuren in die Kalorimeter und Myonkammern ermöglichen und sekundäre Zerfallsvertices finden.

2.3.1 Aufbau von *Omni Purpose* Detektoren

Ein Beispiel eines *Omni Purpose* Detektors, des OPAL-Detektors (*Omni Purpose Apparatus for LEP*) ist in Abbildung 7 dargestellt. Der generell ähnliche Aufbau von innen nach außen von OPAL und auch den anderen beiden LEP-Detektoren ALEPH und DELPHI wird im folgenden näher erläutert.

Vertexkammer: Driftkammer mit hoher Ortsauflösung oder Siliziumstreifen-zähler nahe dem Wechselwirkungspunkt zur genauen Vertexrekonstruktion.¹⁹ Eine weitere wichtige Funktion ist das Auffinden von Sekundärvertices der schwachen Zerfälle von Charm- und Bottom-Mesonen.²⁰

Zentraldetektor: Großer Spurdetektor zur Impulsmessung geladener Teilchen im Magnetfeld. Bei ALEPH und DELPHI eine Time Projection Chamber (TPC), bei OPAL eine Jetkammer.

¹⁸ \tilde{l} : supersymmetrische Leptonen, \tilde{e} : Seletron, $\tilde{\mu}$: Smyon, $\tilde{\tau}$: Stau, $\tilde{\gamma}$: Photino, leichtestes angenommenes supersymmetrisches Teilchen, daher stabil, nicht nachweisbar

¹⁹Bei allen Collider-Experimenten ist der Wechselwirkungspunkt anders als bei Fixed Target Experimenten, z.B. einer Blaskammer, nicht zugänglich. Aufgrund der Bunchgröße ist eine genaue Bestimmung des Wechselwirkungspunkts innerhalb der Teilchenbunche erforderlich.

²⁰Zerfallslängen $c\tau$ [Part86]: $D^\pm : 280\mu\text{m}$; $D^0\bar{D}^0 : 130\mu\text{m}$; $B^\pm B^0\bar{B}^0 : 430\mu\text{m}$

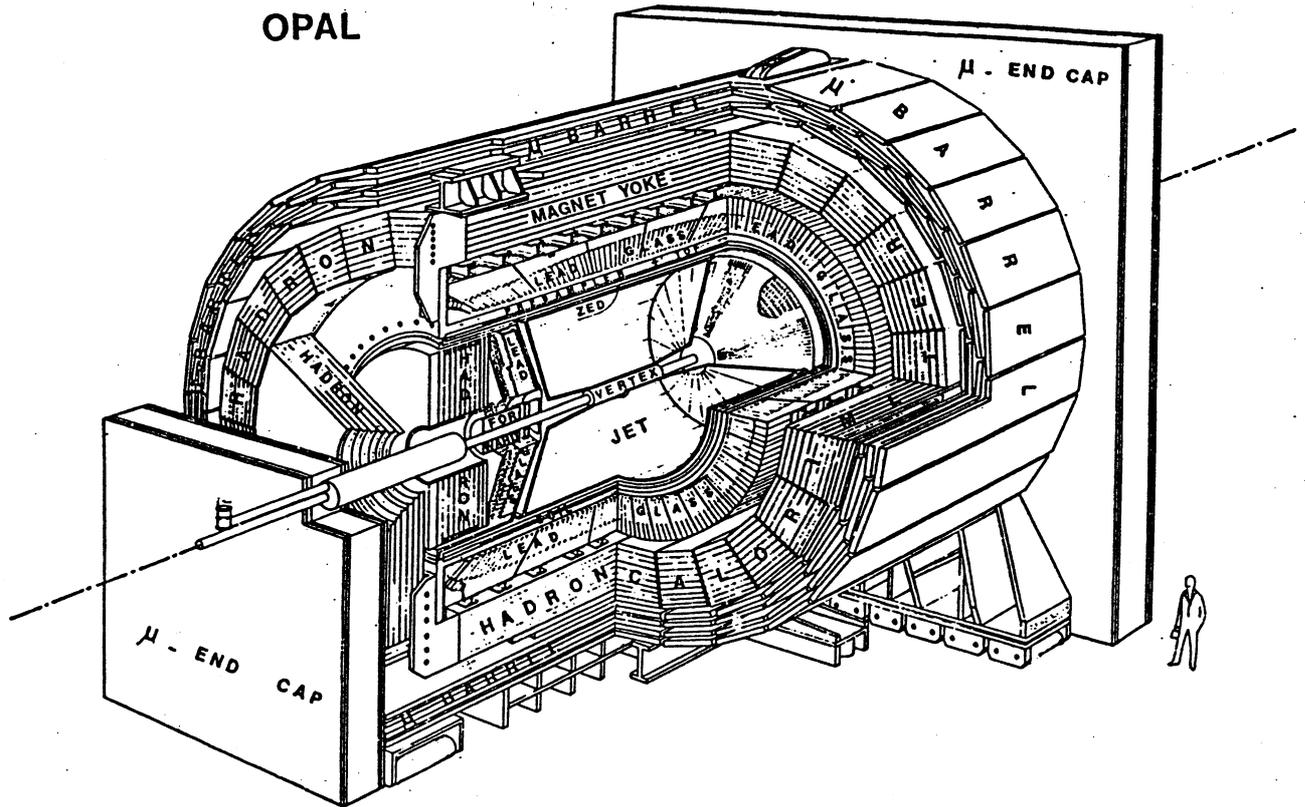


ABBILDUNG 7: Der OPAL-Detektor.

mer. Gute Doppelspurauflösung und Möglichkeit zur Teilchenidentifikation aus Impuls p und spezifischem Energieverlust dE/dx .

Solenoidspule: Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes parallel zur Strahlachse im Zentraldetektor. Bei ALEPH und DELPHI supraleitend, bei L3 und OPAL normalleitend. Eisen-Rückflußjoch zum Teil gleichzeitig Hadron-Kalorimeter und Myon-Filter.

Elektro-magnetisches Kalorimeter: Energiemessung von leichten elektro-magnetisch wechselwirkenden Teilchen (Elektronen und Photonen) durch Ausbildung eines elektro-magnetischen Schauers und Nachweis der entstehenden Elektronen z.B. über Čerenkov-Strahlung in optisch transparenten Medien. Gute Segmentierung zur Lokalisierung des Schauers.

Hadron-Kalorimeter: Energiemessung stark wechselwirkender Teilchen durch Ausbildung eines hadronischen Schauers in Materialien mit hoher Kernladungszahl und Dichte. Schichtweiser Aufbau aus Absorbermaterial (Eisen, Blei, Uran) und Nachweismaterial (Szintillator, Proportionalkammern).²¹ Gleichzeitig Myonfilter.

Myonkammern: Großflächige Driftkammern außerhalb des Hadronabsorbers zur Identifizierung von Myonen und zur Bestimmung von Spurpunkten. Durch Extrapolation aus den inneren

²¹Elektro-magnetische Kalorimeter können homogen aufgebaut werden: Das Absorbermaterial dient gleichzeitig als Nachweismedium (Bleiglas, BGO). Dies ist bei Hadron-Kalorimetern mit ihren dichten metallischen Absorberrn naturgemäß nicht möglich.

Spurkammern ist Impulsmessung möglich.

Vorwärtsdetektoren: Anordnung von Detektoren nahe des Strahlrohrs zum Nachweis der durch Bhabha-Streuung elastisch gestreuten Elektronen/Positronen. Aus Rate und Winkelverteilung erhält man über den bekannten Bhabha-Wirkungsquerschnitt die Luminosität. Aus der Luminosität, der mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden bestimmten Detektorakzeptanz und der gemessenen Ereigniszahl errechnet sich der Wirkungsquerschnitt einzelner Reaktionskanäle. Bei LEP-Energien wird die Benutzung des Bhabha-Wirkungsquerschnitts zur Luminositätsmessung erschwert durch zusätzliche, radiative Korrekturen infolge des Z^0 , die berücksichtigt werden müssen.

Gegenüber den früheren e^+e^- -Experimenten an PEP und PETRA sind die Abmessungen der LEP-Experimente etwa zweifach größer in jeder Dimension, bedingt durch die höhere Energie. Hinzugekommen sind besonders die Hadron-Kalorimeter und die Teilchenidentifikation durch Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx in den Zentraldetektoren oder durch Spezialdetektoren wie dem Ring Image Čerenkov Detektor (RICH) bei DELPHI.

2.4 Spurdetektoren bei LEP

2.4.1 Impulsauflösung

Die Energiezunahme bei LEP gegenüber den bisherigen e^+e^- -Speicherringen PETRA und PEP hat insbesondere für die Spurdetektoren zur Impulsmessung weitreichende Konsequenzen. Die relative Energieauflösung σ_E/E von Kalorimetern verbessert sich im Allgemeinen mit zunehmender Energie aufgrund der größeren Sekundärteilchenanzahl:

$$\sigma_E/E \propto 1/\sqrt{E}$$

Dagegen verschlechtert sich die relative Impulsauflösung σ_p/p eines Spurdetektors mit wachsendem Impuls bedingt durch die abnehmende Spurkrümmung im Magnetfeld B . Die Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld (*Transversalimpuls*) erhält man aus dem Radius r der Spur als:

$$p(\text{GeV}/c) = 0.03 \times B(\text{kG}) \times r(\text{m}) \quad (18)$$

Der Radius läßt sich über die *Sagittamethode* bestimmen (siehe Abbildung 8). Bei einer Spurlänge

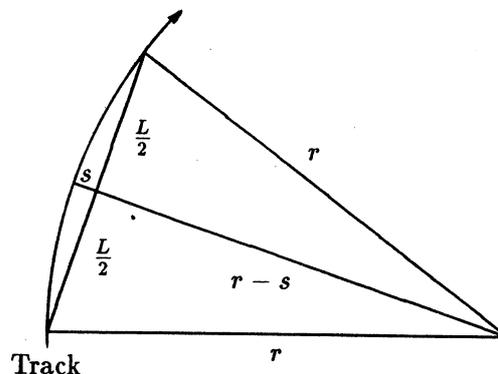


ABBILDUNG 8: Die Sagittamethode zur Impulsbestimmung.

L ergibt sich der Radius r der Spur durch die Messung der *Sagitta* s :

$$r = \frac{L^2}{8s} + \frac{s}{2} \quad \text{oder für kleine } s : \quad r \approx \frac{L^2}{8s} \quad (19)$$

Der resultierende relative Impulsfehler σ_p/p ist dann abhängig vom Fehler der Sagittamessung σ_s und vom Impuls p selbst:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{8p}{0.03 B L^2} \sigma_s \quad \text{und damit :} \quad \frac{\sigma_p}{p} \sim p \quad (20)$$

Um auch bei hohen Impulsen eine ausreichende Impulsauflösung zu gewährleisten, sind daher folgende Verbesserungen in Kombination möglich:

- Erhöhung des Magnetfelds B z.B. durch Verwendung einer supraleitenden Spule.
- Vergrößerung der Spurlänge L . Dies bedingt ein größeres Detektor- und damit auch Magnetfeldvolumen.
- Verbesserung der Sagittaauflösung σ_s .

Eine Erhöhung des Magnetfelds wirkt sich für einige Detektoren wie einer *Time Projection Chamber* (TPC) günstig aus (vergleiche Abschnitt 2.4.5), bedeutet jedoch für eine Jetkammer wegen der Zunahme des *Lorentzwinkels* (siehe Abschnitt 3.1) zumeist eine Verschlechterung.

Durch eine Zunahme der Spurlänge L kann wegen der quadratischen Abhängigkeit die größte Verbesserung erzielt werden. Gegenüber den Zentraldetektoren am PETRA-Speicherring wurde der Radius der LEP-Detektoren etwa verdoppelt, so daß allein damit die statistische Impulsauflösung vervierfacht wird.

Für die Sagittaauflösung σ_s besteht nach *Gluckstern* [Glu63] folgende Beziehung zur Anzahl N der Meßpunkte längs einer Spur und zur Ortsauflösung $\sigma_{r\varphi}$ eines Einzelpunkts senkrecht zum Magnetfeld:

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{A'_N}{N+4}} \frac{\sigma_{r\varphi}}{8} \quad \text{mit} \quad A'_N = 720 \quad (\text{statistischer Faktor}) \quad (21)$$

Daraus erhält man die sogenannte *Gluckstern-Formel*, die unter Vernachlässigung von *Coulomb-Vielfachstreuung*²² zwischen den Meßpunkten die relative Impulsauflösung angibt:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{p}{0.03 B L^2} \sqrt{\frac{A'_N}{N+4}} \sigma_{r\varphi} \quad (22)$$

Eine bessere Sagitta- und Impulsauflösung läßt sich durch Erhöhung der Meßpunktanzahl N , mehr aber durch Verbesserung der Ortsauflösung $\sigma_{r\varphi}$ eines Einzelpunkts erreichen. Ebenso wird durch die größere Anzahl der Meßpunkte die Meßgenauigkeit des spezifischen Energieverlusts dE/dx verbessert.

2.4.2 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung von Driftkammern bei großen Driftstrecken wird dominiert durch den Beitrag der longitudinalen Diffusion in Driftrichtung:²³

²² Da die Coulomb-Vielfachstreuung bei hohen Impulsen verschwindet, gilt die Gluckstern-Formel im Grenzfall hoher Impulse.

²³ Eine detaillierte Beschreibung der Mechanismen des Ladungstransports in Gasen unter Einfluß elektrischer Felder findet sich in der Dissertation von B. Schmidt [Schm86].

Die Breite σ_x einer als gaußisch angenommenen Ladungsverteilung einer Anzahl von Elektronen im Gas nach einer Zeit t durch Diffusion beträgt:

$$\sigma_x = \sqrt{2 D t} \quad \text{mit} \quad D := \text{Diffusionskoeffizient} \quad (23)$$

In einem elektrischen Feld E wird der Diffusion eine Driftbewegung überlagert. Der longitudinale Diffusionskoeffizient D_l in Feldrichtung und der transversale Diffusionskoeffizient D_t ist dabei im Allgemeinen unterschiedlich, wobei gilt $D_l \leq D_t$. Die Ladungsträger werden, mikroskopisch betrachtet, abwechselnd durch das elektrische Feld beschleunigt und kollidieren dann nach einer mittleren freien Weglänge τ mit den Gasmolekülen bei Energieverlust in elastischen oder inelastischen Stößen unter Anregung der Moleküle. Es stellt sich eine makroskopische mittlere Driftgeschwindigkeit v_d ein, für die gilt:

$$v_d = \frac{x}{t} = \mu E \quad (24)$$

Die Beweglichkeit μ der Ladungsträger in longitudinaler Richtung wird dabei bestimmt durch den Diffusionskoeffizienten D und die Temperatur T des Elektronengases [Sauli77]:

$$\mu = \frac{e D}{k T} \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{D}{\mu} \right) = \frac{k T}{e} \quad (25)$$

Mit $e :=$ Elektronenladung, $k :=$ Boltzmannkonstante.

Der Quotient (D/μ) wird auch als *charakteristische Energie* ϵ_k bezeichnet²⁴ und stellt ein Maß für die mittlere Energie der Ladungsträger dar. Bei konstantem *reduzierten Feld* E/p ($p =$ Druck) bleibt die Energieverteilung der Ladungsträger unverändert und man kann die charakteristische Energie ϵ_k als druckunabhängig betrachten [Farr78a]. Daraus folgt schließlich die Beziehung:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2 D x}{v_d}} = \sqrt{\frac{2 D x}{\mu E}} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_k x}{E}} \quad (26)$$

$$= \sqrt{\frac{2 \epsilon_k}{(E/p)}} \cdot \sqrt{\frac{x}{p}} \quad (27)$$

Die Breite der Ladungsverteilung ist damit proportional zu $\sqrt{x/p}$, vergrößert sich also mit zunehmender Driftstrecke. Ein Ausgleich für die anwachsende Verbreiterung der Ladungswolke läßt sich jedoch durch höheren Druck erreichen.

Für die Messung eines Spurpunkts aus der Driftstrecke ist die Streuung der am Signaldraht eintreffenden Elektronen entscheidend. Je nach Empfindlichkeit der Signalauslese wird eine bestimmte Anzahl von Elektronen m benötigt, um ein hinreichend hohes Signal über der Ansprechschwelle zu erzeugen. Eine Ladungsverteilung bestehend aus n Elektronen mit einer Ansprechschwelle von m Elektronen führt zu einer Ortsauflösung σ_d von:

$$\sigma_d^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \ln n} \sum_{k=m}^n \frac{1}{k^2} \quad (28)$$

Falls bereits das erste ankommende Elektron registriert wird ($m = 1$) und die Gesamtanzahl der Elektronen groß ist ($n \rightarrow \infty$), ergibt sich für die Reihensumme als Grenzwert der Faktor $\pi^2/6$ und damit der vereinfachte Ausdruck:

$$\sigma_d = \frac{\pi}{\sqrt{12 \ln n}} \sigma_x \approx \frac{1.28}{\sqrt{2 \ln n}} \sigma_x \quad (29)$$

²⁴ ϵ_k besitzt die Dimension einer Spannung (Volt), wird aber trotzdem als Energie bezeichnet. Die wahre Elektronenenergie ergibt sich durch Multiplikation mit der Elektronenladung: $\bar{E}_e = e \cdot \epsilon_k$

Wäre es möglich, den *Schwerpunkt* der gesamten Elektronenwolke zu bestimmen, würde man die statistisch betrachtet bestmögliche Ortsauflösung erzielen, da hierbei die Information aller beteiligten Elektronen ausgenutzt wird:

$$\sigma_d = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}} \quad (30)$$

In der Ausleseelektronik klassischer Driftkammern werden überwiegend Diskriminatoren benutzt, die bei Überschreiten einer Eingangsschwelle ein Signal erzeugen, dessen Zeitpunkt bzgl. des Triggersignals von einem Time-to-Digital-Converter (TDC) gemessen und digitalisiert wird. Zusätzlich kann auch die Gesamtladung des Pulses mit einem ladungsintegrierenden Analog-to-Digital-Converter (ADC) erfaßt werden (Abbildung 9a). Die Kombination Diskriminator - TDC ist im wesentlichen auf das erste am Signaldraht eintreffende Elektron sensitiv und daher statistisch unbefriedigend.

Eine Verbesserung wird erst durch die Verwendung von sogenannten *Flash-ADCs* (FADCs) erreicht, schnellen Analog-zu-Digital-Konvertern. Ein FADC tastet, beginnend mit einem Triggersignal, das Ausgangssignal eines Auslesedrahtes periodisch für einen längeren Zeitraum ab, digitalisiert die Spannungswerte und speichert sie (Abbildung 9b). Die Abtastrate kann bis zu 100 MHz betragen, die Speichertiefe erstreckt sich bis zu 1024 Abtastungen (Samples). Mit Hilfe von FADCs wird die gesamte Pulsinformation eines Signaldrahtes in Schritten von 10 nsec abgespeichert. Dies bedingt allerdings eine sehr viel größere Datenmenge als bei der Auslese von TDCs und ADCs.

Die Bestimmung von Driftzeit und Ladung einzelner Kammerpulse und die erreichbare Auflösung ist nun nicht mehr allein abhängig von der verwendeten Hardware-Konfiguration, sondern verlagert sich zur Aufgabe der Software, d.h. der Verarbeitung der gespeicherten Daten. Die letztendlich erwünschte Driftzeit- und Ladungsinformation muß über schnelle Algorithmen aus der Pulsinformation errechnet werden. Gerade hierbei liegt aber auch der Vorteil, durch geeignete Verfahren die Ortsauflösung wesentlich gegenüber einem TDC-System zu steigern.

Letztendlich liegt allen Algorithmen zur Zeitbestimmung aus digitalisierten FADC-Kammersignalen zugrunde, durch geeignete Gewichtung einzelner Zeitabschnitte des Pulsverlaufs der Bestimmung des Schwerpunkts der Elektronenwolke möglichst nahe zu kommen. Die Steigerung der Ortsauflösung durch eine verbesserte Signalverarbeitung ist auch deswegen notwendig, um die bei längeren Driftstrecken zunehmende Verschlechterung infolge der Diffusion zu kompensieren.

Wie bereits beschrieben, läßt sich eine weitere Verbesserung der Ortsauflösung mit höherem Druck erreichen. Mit zunehmendem Druck verringert sich die Diffusionsbreite $\sigma_x \propto 1/\sqrt{p}$, gleichzeitig nimmt die Zahl der durch Ionisation erzeugten Elektronen $n \propto p$ zu. Damit verhält sich die erreichbare Ortsauflösung durch Schwerpunktsbestimmung umgekehrt proportional zum Druck:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_0} = \frac{p_0}{p} \quad (31)$$

mit $p_0 :=$ Normaldruck und $\sigma_0 :=$ Ortsauflösung bei Normaldruck.

Unter Normalbedingungen (1 bar) erzeugt ein minimal ionisierendes Teilchen im Mittel etwa $90 e^-/cm$ in einem Gasgemisch aus Argon/Methan/Isobutan (88/9.4/2.6). Bei einer reduzierten Feldstärke von $E/p = 235 V cm^{-1} bar^{-1}$ erreicht die Driftgeschwindigkeit einen Wert von etwa $53 \mu m/nsec$ bei einer charakteristischen Elektronenenergie von $\epsilon_k = 0.1 V$ [Hel80]. Die intrinsischen Ortsauflösungen bei verschiedenen Drucken und Methoden für eine maximale Driftstrecke von 24 cm wie in der OPAL-Jetkammer werden in Tabelle 4 miteinander verglichen.

Es wird deutlich, daß bei einem Druck von 4 bar und durch Bestimmung des Ladungsschwerpunkts gegenüber Normaldruck und Detektierung des ersten Elektrons eine um das sechzehnfache gesteigerte Ortsauflösung bei großen Driftstrecken erreichbar ist. Erst durch höheren Druck von 4 bar und mit Verwendung von FADCs läßt sich eine große Driftkammer wie die OPAL-Jetkammer mit hoher Ortsauflösung betreiben.

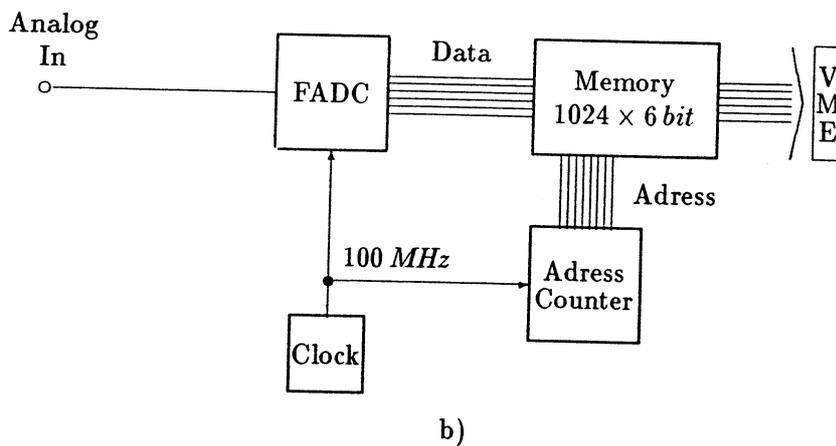
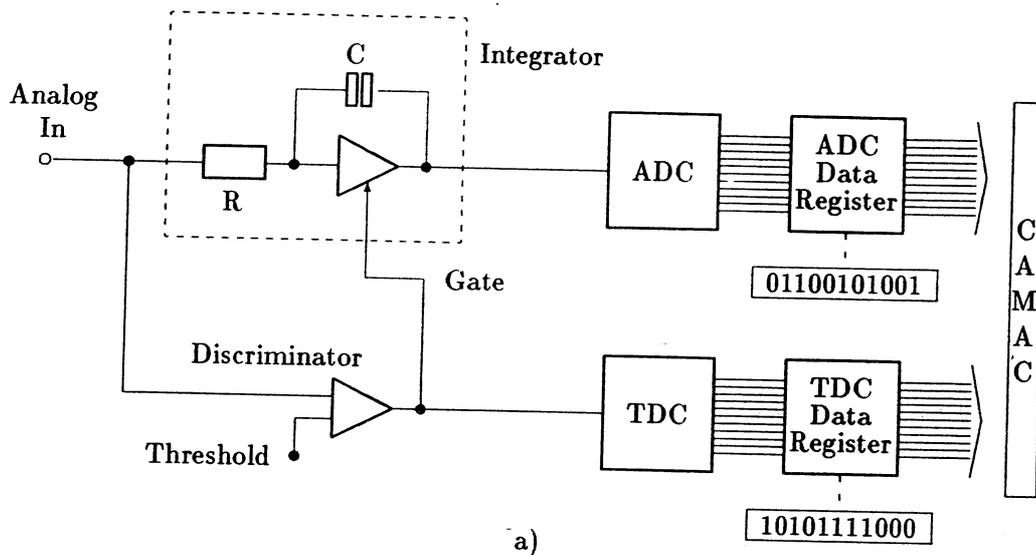


ABBILDUNG 9: Vergleich zwischen TDC- und FADC-Ausleseelektronik.
 a) Single-Hit TDC-ADC-System zur Erfassung von Driftzeit und Ladung eines Signaldrahtpulses.
 b) FADC-Elektronik zum Digitalisieren und Abspeichern des gesamten Kurvenverlaufs am Signaldraht.

2.4.3 Doppelspurauflösung

Ein LEP-Spurdetektor muß neben einer guten Orts- und Impulsauflösung auch die Fähigkeit einer hohen Doppelspurtrennung besitzen. Mit zunehmender Energie steigt die mittlere geladene Multiplizität $\langle n_{CH} \rangle$ der e^+e^- -Ereignisse (siehe Abbildung 10). Aus der Extrapolation der PETRA-Messungen ist für eine Energie von 92 GeV eine mittlere geladene Multiplizität von $\langle n_{CH} \rangle \approx 18 \dots 20$ zu erwarten. Zusätzlich sind die Spuren nicht isotrop im Raum verteilt, sondern bündeln sich in eng zusammenliegenden Teilchen-Jets. Abbildung 11 zeigt ein mit Hilfe des

Druck p	Diffusionsbreite σ_x	Ortsauflösung σ_d	
		erstes Elektron	Ladungsschwerpunkt
1 bar	1429 μm	610 μm	151 μm
3 bar	825 μm	316 μm	50 μm
4 bar	715 μm	267 μm	38 μm

TABELLE 4: *Intrinsische Ortsauflösungen einer Driftkammer für 24 cm Driftstrecke.*

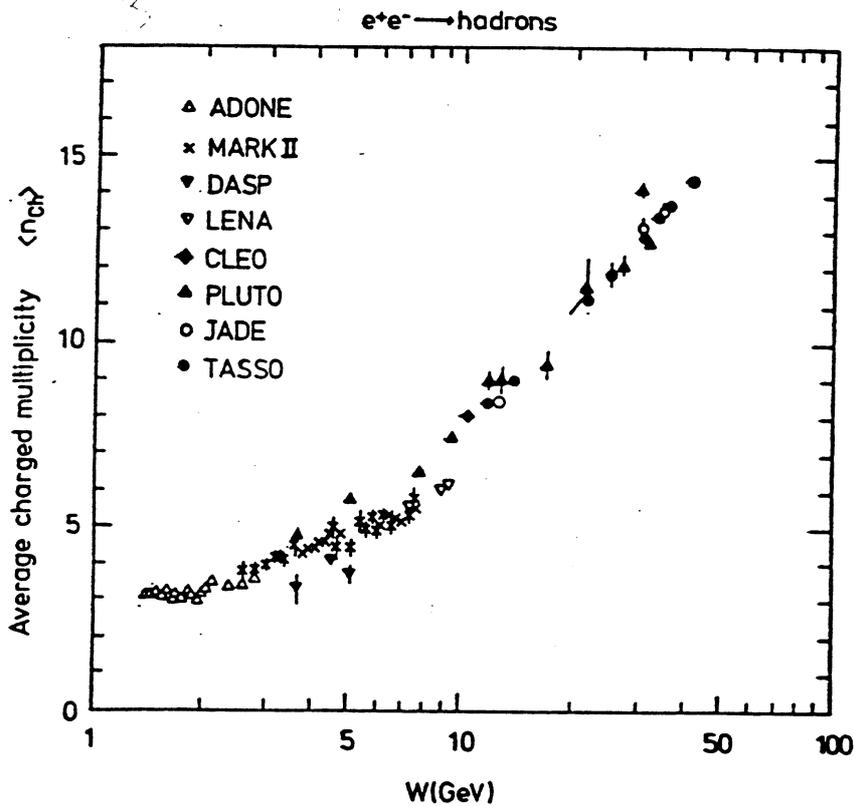


ABBILDUNG 10: *Mittlere geladene Multiplizität $\langle n_{CH} \rangle$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Kombination aus verschiedenen Messungen [Alt84].*

GOPAL-Detektorsimulationsprogramms erzeugtes Zweifach-Jet Ereignis für den OPAL-Detektor.

Aufgrund der gestellten Anforderungen ist eine klassische Driftkammer aus vielen kleinen Driftzellen, wie sie u.a. am TASSO-Experiment eingesetzt war [Boe81], nicht als großer zentraler LEP-Spurdetektor geeignet. Die TASSO-Driftkammer bestand aus einer Anzahl von zylindrischen Lagen aus einzelnen Driftzellen dargestellt in Abbildung 12a. In einer Einzelzelle wird ein zentraler Signaldraht von 6 Potentialdrähten umgeben, die ein annähernd radialsymmetrisches elektrisches Feld erzeugen (Abbildung 12b). Der Durchmesser der einzelnen Driftzelle beträgt ca. 30 mm.

Trotz der insgesamt 2340 Einzeldriftzellen bei der TASSO-Kammer wurden bei einem Teilchen-

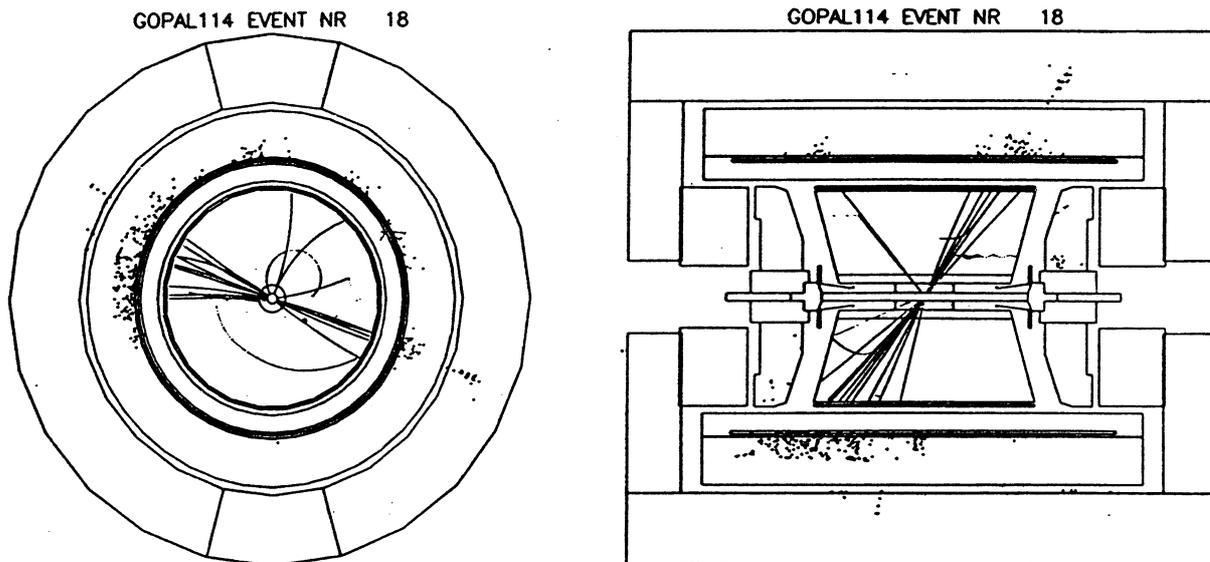


ABBILDUNG 11: Zweifach-Jet Ereignis in der OPAL-Detektor Simulation GOPAL.
 Links: Querschnitt senkrecht zur Strahlachse ($r\varphi$ -Ebene).
 Rechts: Querschnitt in der Strahlachse (rz -Ebene).
 Deutlich erkennbar sind die eng beieinander liegenden Spuren in der Jetkammer.

durchgang nur wenige Ortspunkte der Spur in den Driftzellenlagen gemessen.²⁵ Die Doppelspurauf-
 lösung ist beschränkt auf den Driftzellenradius, da nur die Driftzeit eines einzelnen Treffers pro
 Driftzelle registriert werden konnte.

Um mit dieser Technik einen großen LEP-Spurdetektor zu bauen mit einem Durchmesser von
 etwa 4 m bei gleichzeitiger Verbesserung der Doppelspurauflösung durch Verringerung des Drift-
 zellendurchmessers auf z.B. 1 cm wären mehr als 150000 Einzeldriftzellen nötig. Ein Ausweg aus
 dieser unbefriedigenden Situation ist nur möglich durch neue Wege des Driftkammerbaus:
 Das Volumen pro Driftzelle muß soweit vergrößert werden, daß der Gesamtdetektor mit einer ver-
 tretbaren Anzahl von Auslesedrähten herstellbar ist. Eine geeignete Ausleseelektronik muß es
 gleichzeitig ermöglichen, innerhalb der Driftzellen mehrfache Spurdurchgänge zu registrieren. Da-
 durch wird die Doppelspurauflösung auf elektronischem Weg verbessert und unabhängig von der
 Driftzellegeometrie.

Als einer der ersten Detektoren wurde die JADE-Jetkammer am PETRA-Speicherring 1978 mit
 einer derartigen *Multi-Hit-Elektronik* ausgestattet [Farr78b]. Es konnten maximal 8 Pulse pro Draht
 aufgenommen werden. Die Doppelspurauflösung betrug 9 mm und war vergleichbar zu klassischen
 Driftzellen ohne Multi-Hit-Elektronik.

Die Auslese mit FADCs erlaubt nicht nur eine Verbesserung der Ortsauflösung, sondern auch
 der Doppelspurtrennung. Da die gesamte Pulsinformation gespeichert wird, lassen sich effektive
 Algorithmen zur Doppelspurerkennung benutzen. Im Jahr 1986 wurde der JADE-Detektor erstmals
 mit FADC-Elektronik ausgestattet, wodurch eine wesentliche Verbesserung der Doppelspurauf-
 lösung auf 2 – 3 mm erzielt wurde.

²⁵ Es existieren 9 Lagen mit Drähten längs der Strahlachse (0° -Lagen) und weitere 6 Lagen, bei denen die Drähte
 unter einem Winkel gespannt sind (Stereo-Lagen). Diese dienen der Rekonstruktion der z-Koordinate längs der
 Strahlachse.

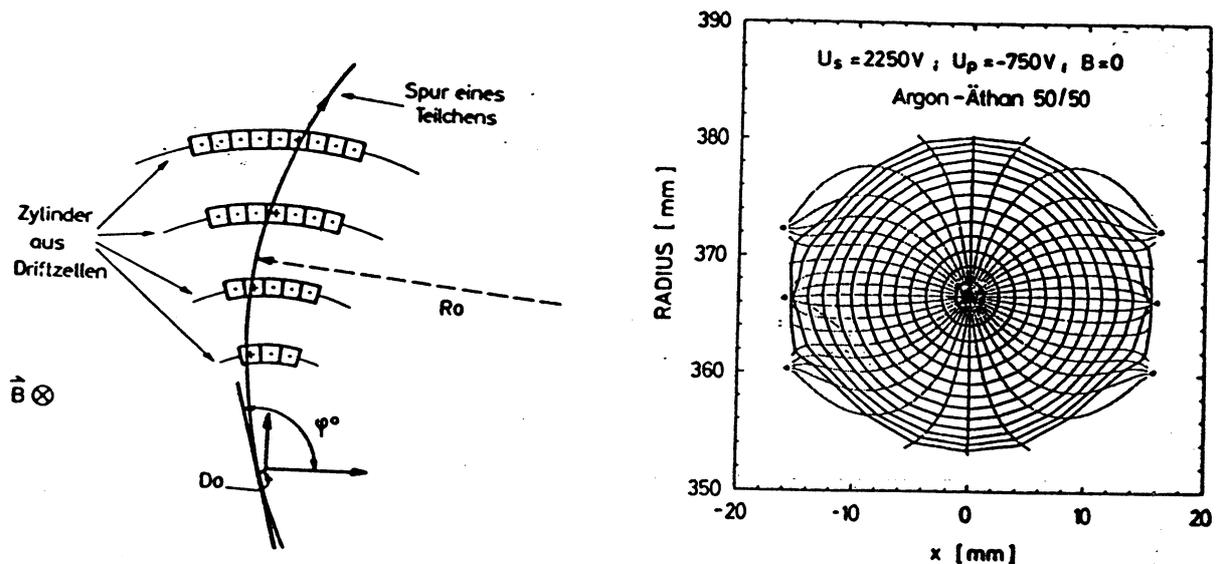


ABBILDUNG 12: Anordnung der Driftzellen in der TASSO-Driftkammer [Boe81].

a) Zylindrische Driftzellenlagen mit durchgehender Spur.

b) Einzeldriftzelle mit Signal- und Potentialdrähten. Dargestellt ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien und der Isochronen ohne Magnetfeld.

2.4.4 Die OPAL-Jetkammer

Die Jetkammer des JADE-Detektors ist die Weiterentwicklung einer klassischen Driftkammer mit den Vorteilen des homogenen Driftfeldes im größten Teil des Driftraums und der Möglichkeit, Driftfeld und Gasverstärkung unabhängig voneinander wählen zu können [Drumm80]. Die gewählte Kombination von Driftfeld und Gasverstärkung wird auch als *Arbeitspunkt* der Jetkammer bezeichnet.

Basierend auf den Erfahrungen der JADE-Jetkammer, wurde das Konzept der OPAL-Jetkammer gestaltet. Ebenso wie bei JADE besteht auch die OPAL-Jetkammer aus einzelnen Sektoren eines Zylinders, die voneinander unabhängige Einzel-Jetkammern bilden und sich um den Wechselwirkungspunkt gruppieren. Abbildung 13a zeigt einen Querschnitt in der $r\varphi$ -Ebene senkrecht zur Strahlrichtung, Abbildung 13b den Ausschnitt eines Sektors mit dem Driftraum eines Signaldrahts, der im Magnetfeld um den Lorentzwinkel α_L gedreht ist.

Eine ausführliche Beschreibung der OPAL-Jetkammer wird in [Heuer88] gegeben. Im Kapitel 4.1 wird der Aufbau Jetkammer-Prototypen FSP (*Full Scale Prototype*) näher erläutert.

Die Drahtebenen der 24 Sektoren der OPAL-Jetkammer sind zwischen 2 Endplatten gespannt, die zur Reduktion der durch die Spannkkräfte auftretenden Deformationen konisch unter einem Winkel von 15° zulaufen. Die 159 Signaldrähte jedes Sektors werden beidseitig von Flash-ADCs ausgelesen um über Ladungsteilung die z -Koordinate längs des Drahtes in Strahlrichtung zu erhalten. Die Ortspunkte in der $r\varphi$ -Ebene werden über die Messung der Driftzeit (φ -Koordinate) und der Drahtposition (r -Koordinate) bestimmt. Aus der Gesamtladung läßt sich auf den spezifischen Energieverlust dE/dx im Kammergas schließen. Zusammen mit dem aus den Ortspunkten rekonstruierten Teilchenimpuls p erlaubt dies die Möglichkeit einer Teilchenidentifikation.

Erreicht wird eine dE/dx -Auflösung von 3 – 4 %, eine z -Auflösung von ca. 1 % der Drahtlänge entsprechend 4 cm und eine $r\varphi$ -Ortsauflösung im Bereich von 100 – 150 μm . Insgesamt soll im

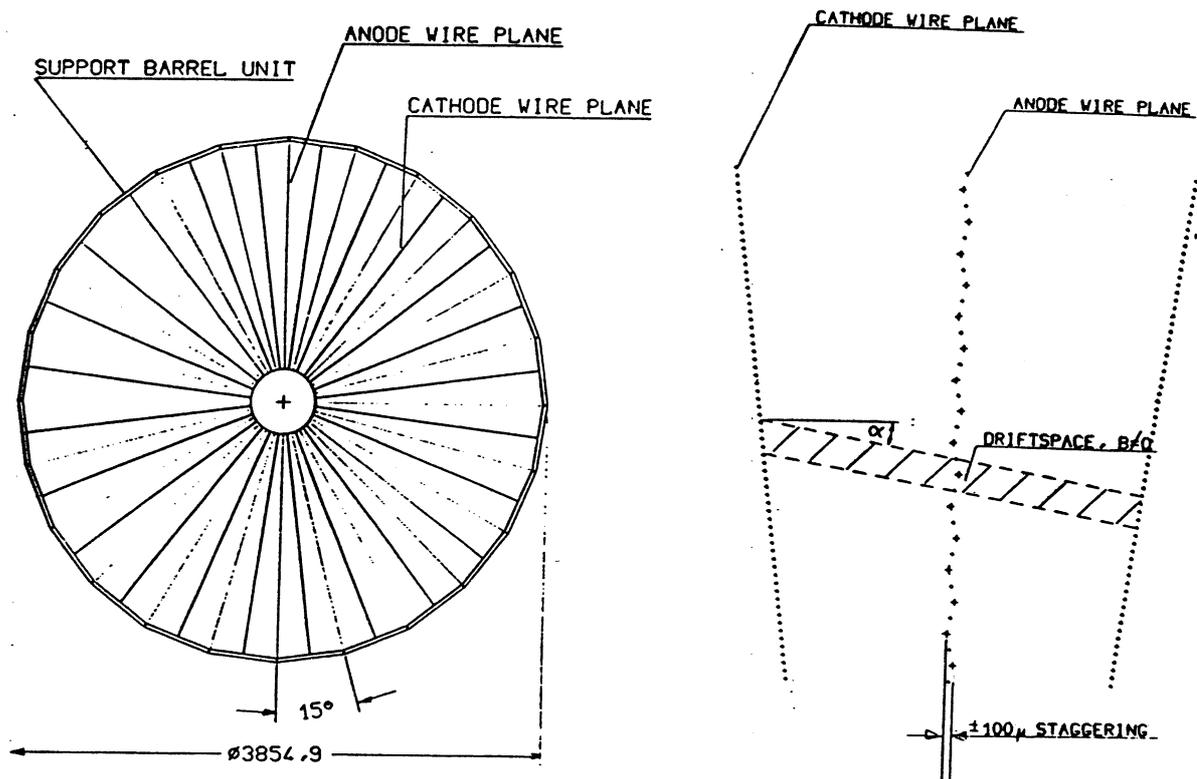


ABBILDUNG 13: Querschnitt durch die OPAL-Jetkammer in der $r\varphi$ -Ebene senkrecht zur Strahlrichtung (links) und Ausschnitt eines Sektors (rechts).

Magnetfeld von 4 kG eines normaleitenden Magneten eine Transversalimpulsauflösung von besser als $dp_t/p_t = 8\%$ für Spuren von $p = 50\text{ GeV}/c$ erzielt werden.

2.4.5 Die Time Projection Chamber TPC

Eine Alternative zur Jetkammer mit langen Driftstrecken ist die **Time Projection Chamber** (TPC) wie sie beim ALEPH- und beim DELPHI-Detektor als zentrale Spurkammer eingesetzt wird. Abbildung 14 zeigt eine Ansicht der TPC des ALEPH Detektors. In einem großen gasgefüllten zylindrischen Raum wird ein homogenes elektrisches Driftfeld zwischen einer auf hohem Potential befindlichen Membran im Zentrum und den beiden Endplatten erzeugt. Die bei einer durchgehenden Spur entstehenden Elektronen driften im elektrischen Feld parallel zum Magnetfeld und zur Strahlachse zu den Endplatten.

Die Endplatten selbst bestehen aus einer geeignet segmentierten Anordnung von Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) mit Auslese der Kathodenflächen (PADs). Über die Rekonstruktion des Schwerpunkts der auf den PADs durch die Gasverstärkung induzierten Ladungsverteilung erhält man einen Ortspunkt der auf die Endplatten projizierten Spur (siehe Abbildung 15).

Die maximale Driftstrecke der ALEPH-TPC beträgt mehr als 2 m . Bei einer Driftkammer, in der die Ortskoordinate über die Messung der Driftzeit bestimmt wird, die der longitudinalen Diffusion unterliegt, würde die Diffusionsbreite mehr als 4 mm betragen. Auch bei Schwerpunktsbestimmung der Ladungswolke ergäbe sich für 2 m Driftstrecke nur eine Ortsauflösung in der Größenordnung

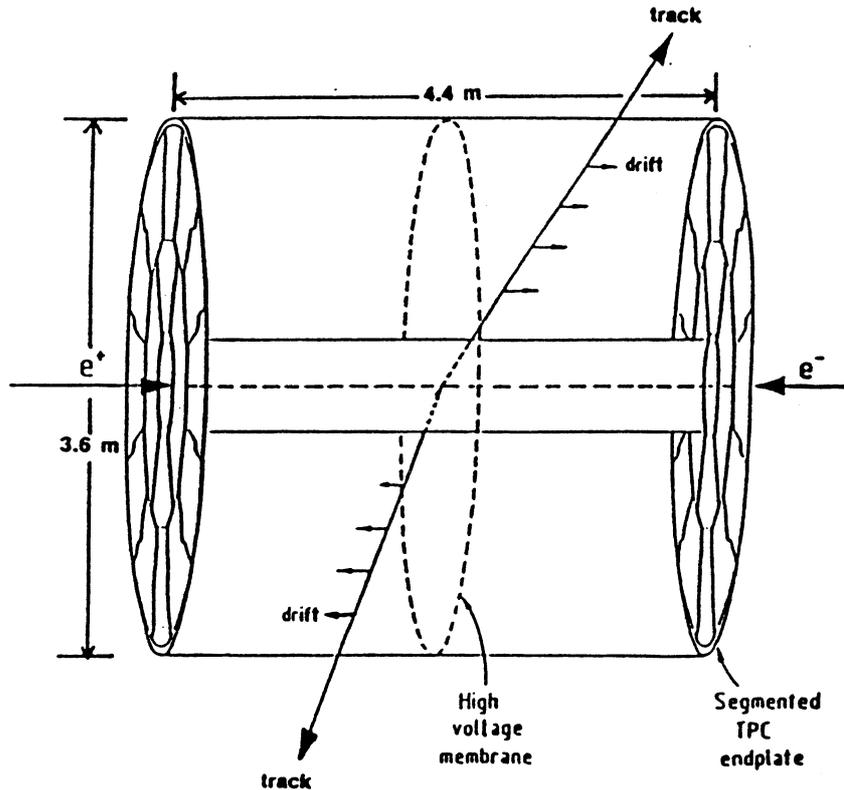


ABBILDUNG 14: Ansicht der ALEPH-TPC [Rich86].

von 0.5 mm.

Für die Ortsauflösung einer TPC über Messung der Ladungsverteilung auf den Kathoden-PADs ist jedoch die transversale Diffusion entscheidend. Zwar ist die transversale Diffusion ohne Magnetfeld vergleichbar mit der longitudinalen, unter Einfluß eines Magnetfeldes parallel zum elektrischen Feld wird jedoch der transversale Diffusionskoeffizient D_t reduziert.²⁶ Durch die auftretende *Lorentzkraft* wird die Bewegung der Elektronen transversal zum Magnetfeld und damit zur Driftrichtung behindert. Zwischen zwei Kollisionen mit den Gasmolekülen bewegen sich die Elektronen nicht mehr geradlinig in elektrischen Feld, sondern längs einer Helix. Dadurch wird die Transversalkomponente vermindert und es gilt für den Diffusionskoeffizienten D_t :

$$D_{t,B \neq 0} = \frac{D_{t,B=0}}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (32)$$

Es bedeuten: $\omega = eB/m_e$ Zyklotronfrequenz und $\tau =$ mittlere Kollisionszeit mit $\tau \approx 1.5 \cdot 10^{-11}$ sec. Je nach verwendeter Gasmischung, Drift- und Magnetfeldstärke kann die transversale Diffusion bis zu Faktoren 30...35 reduziert werden.²⁷ Für eine Driftfeldstärke von $E = 261$ V/cm im Maximum der Driftgeschwindigkeit ergeben sich noch Reduktionsfaktoren von etwa 7...8. Unter Berücksichtigung von $\sigma_x \propto \sqrt{D}$ (siehe [23]), erhält man daraus eine Ortsauflösung von besser als 200 μ m.

²⁶Eine ausführliche Beschreibung der Reduktion der transversalen Diffusion im Magnetfeld mit entsprechenden Messungen am Prototypen der ALEPH-TPC (TPC90) findet sich in der Dissertation von J. Richtein [Rich86]

²⁷Gasmischung: Argon/Methan (91/9), 1 bar; $E = 67$ V/cm

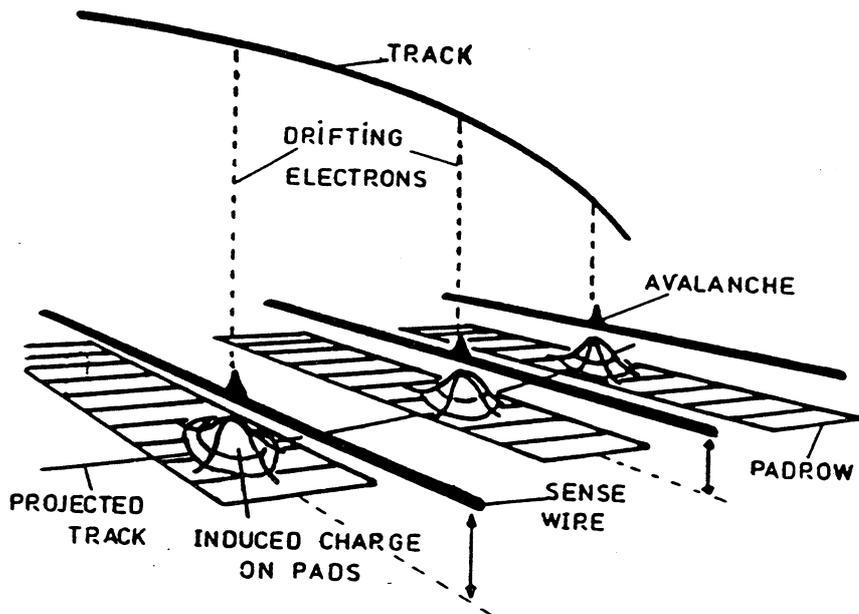


ABBILDUNG 15: Detektionsprinzip einer TPC [Rich86]. Entstehung einer induzierten Ladungsverteilung auf den Kathodenflächen durch Gasverstärkung der Driftelektronen.

Auch für die TPC ist eine Multi-Hit-Elektronik notwendig; das TPC-Prinzip der zeitlich nacheinander erfolgenden Projektion aller Spuren auf die Endplatten erfordert dies sogar ausdrücklich. Ebenso wie bei der Jetkammer werden FADCs benutzt, mit denen die Signale der Kathoden-PADs ausgelesen werden. Die Anforderungen an die Art der FADC-Elektronik sind jedoch verschieden von denen einer Jetkammer:

Eine Jetkammer bezieht die Ortsinformation in der $r\varphi$ -Ebene senkrecht zur Strahlrichtung aus der Messung der Driftzeit. Um den Einfluß der elektronisch bedingten Zeitauflösung gering zu halten, müssen die Kammer signale möglichst oft abgetastet werden, es ist also eine hohe Abtastfrequenz nötig.

Bei einer TPC wird die $r\varphi$ -Koordinate über die Ladungsverteilung auf den Kathoden-PADs bestimmt, daher ist hier die Amplitudenauflösung der FADCs entscheidend, um den Quantisierungsfehler klein zu halten.

Eine hohe Abtastrate bei gleichzeitig großer Amplitudenauflösung ist z.Z. technologisch bei einem System zur Auslese vieler tausend Kanäle nicht mit vertretbarem Aufwand möglich. Die OPAL-Jetkammer wird daher mit FADCs nach dem Prinzip der schnellen parallelen Komparatoren bestückt mit einer Abtastrate von 100 MHz und einer Auflösung von 6 bit bei nichtlinearer Wandlungskennlinie (quasi 8 bit linear). Für die Auslese der ALEPH-TPC werden ebenfalls FADCs verwendet mit einer langsameren Abtastrate von 12.5 MHz bei jedoch 8 bit linearer Auflösung.

Die Messung der z-Koordinate entlang der Strahlrichtung erfolgt in beiden Kammern jeweils mit einer gegenüber der $r\varphi$ -Koordinate geringeren Auflösung: Bei der Jetkammer durch Ladungsteilung an beiden Drahtenden, bei der TPC über die Driftzeitmessung.

Während jedoch durch Ladungsteilung in der Jetkammer nur eine z-Auflösung von etwa 1% der Drahtlänge erreicht werden kann, entsprechend $\sigma_z = 4 \text{ cm}$ in der OPAL-Jetkammer, liegt trotz der langsameren Abtastfrequenz und der starken longitudinalen Diffusion die z-Auflösung der TPC bei etwa $\sigma_z = 1 \text{ mm}$. Dies ermöglicht es, auch die z-Koordinaten der Spurpunkte zur Spurerkennung

	ALEPH	DELPHI	OPAL
Prinzip	TPC	TPC	Jetkammer
Größe (L × Ø)	4.4 m × 3.6 m	2.8 m × 2.4 m	4 m × 3.6 m
Maximale Driftstrecke	2 m	1.4 m	24 cm
Maximale Driftzeit	40 μ sec	28 μ sec	4.5 μ sec
Gasmischung	Ar/CH ₄ (91/9)	Ar/CH ₄ (80/20)	Ar/CH ₄ /i-C ₄ H ₁₀ (88.2/9.8/2.0)
Druck p	1 bar	1 bar	4 bar
Auslese	FADC, 12.5 MHz, 8 bit linear	FADC, 15 MHz, 8 bit linear	FADC, 100 MHz, 6 bit nichtlinear
Magnetfeld B	15 kG	12 kG	4 kG
Hits pro Spur	340 wire hits 20 pad row hits	188 wire hits 16 pad row hits	159 —
r φ -Auflösung $\sigma_{r\varphi}$	200 – 250 μ m	250 μ m	100 – 150 μ m
r φ -Doppelspurauflösung	12 – 18 mm	14 – 21 mm	2 – 3 mm
z-Auflösung σ_z	1 mm	0.8 mm	4 cm
Impulsauflösung $\frac{\Delta p_T}{p_T}$	1.2% · p (GeV/c) (6% bei 50 GeV/c)	7.1% · p (GeV/c) (35.5% bei 50 GeV/c)	1.6% · p (GeV/c) (8% bei 50 GeV/c)
dE/dx-Auflösung	4 – 5%	5.5%	3 – 4%

TABELLE 5: Daten und Parameter der zentralen LEP-Spurdetektoren: ALEPH [ALEPH83], DELPHI [DELPHI83], OPAL [OPAL83, Fis86]

(Pattern Recognition) zu benutzen. Demgegenüber lassen sich bei der Jetkammer ausschließlich die auf die r φ -Ebene projizierten Spurpunkte zur Spurerkennung verwenden.

Die wesentlichen Parameter der ALEPH-, DELPHI- und OPAL-Spurdetektoren werden in Tabelle 5 miteinander verglichen.

Insbesondere bei ALEPH und bei OPAL wird durch Vergrößerung des Spurdetektors und damit der Spurlänge den höheren Impulsen bei LEP-Energien Rechnung getragen. Zusätzlich wird beim ALEPH-Detektor ein höheres Magnetfeld benutzt. Die OPAL-Jetkammer wird wegen des Lorentzwinkels mit niedrigerem Magnetfeld, aber höherem Druck und FADC-Elektronik betrieben, um die Orts- und die Impulsauflösung zu verbessern.

Stärken der TPC sind die gegenüber der Jetkammer gute z-Auflösung, und das homogene Detektorvolumen ohne Abgrenzungen durch Drahtebenen. Vorteile bietet die Jetkammer insbesondere in der r φ -Doppelspurauflösung und in der Möglichkeit, nach der maximalen Driftzeit von 5 μ sec die Spurinformaton in einer ersten schnellen Triggerstufe (Level 1 Trigger) zur Triggerentscheidung über die Auslese der Daten zu benutzen. Da die Bunchcrossing-Zeit des LEP-Colliders 22 μ sec beträgt, ist dies bei der ALEPH-TPC mit einer maximalen Driftzeit von 40 μ sec und auch bei der DELPHI-TPC nicht möglich, da noch nicht alle erzeugten Elektronen zu den Endkappen gedriftet sind. Es ist sogar möglich, daß beim folgenden Bunchcrossing neue Spuren die TPC passieren, die sich mit den vorherigen, noch driftenden Spurstücken überlagern und eine Zuordnung erschweren.

Zur bestmöglichen Ausnutzung sowohl der TPC als auch der Jetkammer ist jedoch ein umfassendes Verständnis des Detektors und eine entsprechende vollständige Kalibration nötig. Neben Grundkonzept und sorgfältigem Bau trägt die Kalibration wesentlich zum "Gelingen" eines Detektors bei.

3 Kalibration mit Hilfe von UV-Laserstrahlen

Bei allen Spurdetektoren bestehen die primär gemessenen und aufgezeichneten Meßgrößen aus digitalisierten Zeiten (TDCs), Ladungen (ADCs) oder periodisch abgetasteten Signalverläufen (FADCs, CCDs). Aufgabe der Kalibration ist es, aus den gewonnenen *Rohdaten* die letztendlich gewünschten Ortspunkte entlang einer Spur zu generieren oder den spezifischen Energieverlust zu bestimmen. Dazu werden geeignete Umrechnungsfaktoren, Kalibrations- oder Eichkonstanten benötigt, sowie Korrekturgrößen, um die Einflüsse des nichtidealen Detektors zu kompensieren.

Innerhalb dieses Kapitels sollen die spezifischen Möglichkeiten, die eine Kalibration mit Hilfe von UV-Laserstrahlen bietet, diskutiert werden. In der nachfolgenden Übersicht werden zunächst die Kalibrationsgrößen mit einer kurzen Beschreibung und unter Angabe der Größenordnung z.T. bei Vorwegnahme späterer Ergebnisse zusammengestellt. Ausführliche Erläuterungen der Methoden zur Bestimmung werden in späteren Kapiteln gegeben.

3.1 Übersicht über die Kalibrationsgrößen

Die OPAL-Jetkammer besteht aus 24 Sektoren mit je 159 beidseitig ausgelesenen Signaldrähten und entsprechend 7632 FADC-Kanälen. Jeder individuelle Kanal, Draht oder Sektor benötigt eine Reihe von Kalibrationsgrößen, hinzu kommen eine Anzahl hier nicht berücksichtigter Parameter der Auswertalgorithmen:

Elektronische Kalibrationsgrößen: Die nichtlineare Digitalisierungskennlinie der verwendeten FADCs (siehe Abbildung 16) bedingt einen *Nichtlinearitätsfaktor* a . Der Zusammenhang zwischen Digitalisierungswert C und Eingangsspannung V_{in} ist gegeben durch:

$$C = \text{INT} \left(64 \cdot \frac{V_{in}}{V_B + a V_{in}} \right) \quad (33)$$

Um den Dynamikbereich von 6 bit linear auf quasi 8 bit mit Hilfe einer nichtlinearen Kennlinie zu erweitern, muß der Nichtlinearitätsfaktor $a = 0.75$ betragen. Vor der Weiterverarbeitung der digitalisierten Signale erfolgt eine Rücktransformation in linearisierte Werte. Anschließend muß das sogenannte *Pedestal* subtrahiert werden, d.h. der ohne anliegendes Eingangssignal ($V_{in} = 0$) vom FADC ausgegebene Wert.

Messungen an 3072 Kanälen bei JADE zeigten [Eck87], daß die Verteilung des Nichtlinearitätsfaktors a sehr schmal ist (Abbildung 17), so daß ein konstanter Faktor für alle Kanäle benutzt werden kann. Im Gegensatz dazu muß jedoch für jeden Kanal ein individuelles Pedestal bestimmt werden. Insbesondere zur Ladungsbestimmung und damit zur Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx muß das Pedestal pro Kanal auf ca. 0.1 FADC-Counts bekannt und stabil sein, um die systematischen Fehler unterhalb von 1% zu halten.

Zeitnullpunkte der Driftzeitmessung: Die $r\phi$ -Ortskoordinaten innerhalb der Jetkammer werden aus der Driftstrecke y über die Driftzeit t_d und die Driftgeschwindigkeit v_d bestimmt: $y = t_d \cdot v_d$. Gemessen wird jedoch nicht die wahre Driftzeit, sondern die Zeitdifferenz t_m zwischen einem Triggersignal (*Startsignal*) und dem Zeitpunkt der Digitalisierung der Kammerpulse am FADC (*Stopsignal*). Die Laufzeitdifferenz zwischen Triggersignal und Kammerpulsen über Verstärker und Kabel muß dabei berücksichtigt und der wahre Zeitnullpunkt der Messung bestimmt werden.

Je nach Ursache unterscheidet man verschiedene Zeitnullpunkte (siehe Abschnitt 6.1): Werden alle FADCs durch ein gemeinsames Triggersignal gestartet, äußern sich Änderungen des Triggers oder der Triggeraufbereitung als Änderung eines gemeinsamen Zeitnullpunkts,

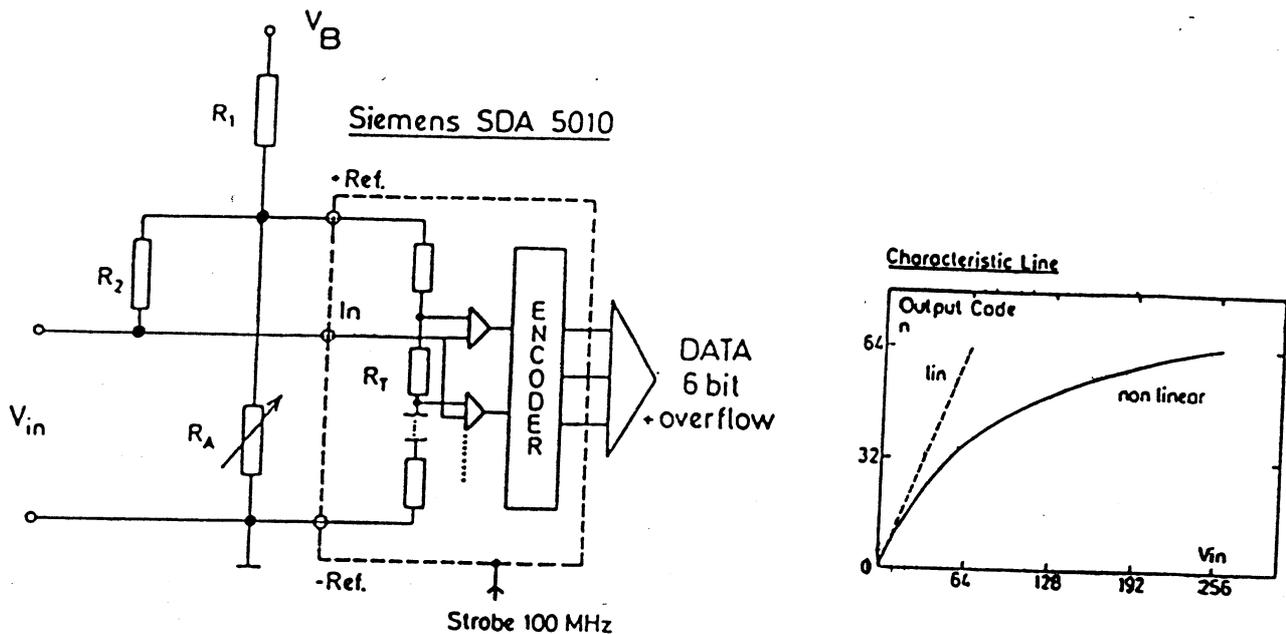


ABBILDUNG 16: Prinzipschaltbild (links) eines FADC (6 bit linear) mit Erweiterung auf quasi 8 bit bei nichtlinearer Eingangskennlinie (rechts).

dem globalen Zeitnullpunkt $T_{0,glo}$. Unterschiede im Start der Digitalisierung zwischen einzelnen FADC-Crates ergeben unterschiedliche Startverzögerungen von Crate zu Crate und bewirken so zusätzliche verschiedene Zeitnullpunkte $t_{0,cr}$. Individuelle Unterschiede in den Kabel- und Verstärkerlaufzeiten bedeuten dagegen unterschiedliche *individuelle Zeitnullpunkte* pro Kanal $t_{0,i}$, die auch bei größtmöglicher gleicher Auslegung aller Kanäle bis zu 5 nsec betragen können und zu Ortsfehlern in der Größenordnung von einigen hundert μm führen. Die wahre Driftzeit t_d unter Berücksichtigung aller Zeitnullpunkte ergibt sich aus der gemessenen Zeit t_m der digitalisierten FADC-Signale dann als:

$$t_d = t_m - \underbrace{(T_{0,glo} + t_{0,cr} + t_{0,i})}_{t_0} \quad (34)$$

Je nach Konfiguration des Auslesesystems können noch weitere Zeitnullpunkte existieren, die für einzelne Gruppen von Kanälen gelten.²⁸

Drahtpositionen: Aus der Driftzeit t_d erhält man einen Ortspunkt in der $r\varphi$ -Ebene relativ zur Drahtposition, die daher sehr genau bekannt sein muß. Die Drahtpositionen auf den Endplatten werden durch hochpräzise gefräste Kerben mit einer Genauigkeit von besser als $10 \mu m$ relativ zueinander definiert. Wegen dieser Struktur wird die Anodendrahthalterung daher auch als *Kamm* bezeichnet. Durch 24 Referenzbohrungen mit einer Genauigkeit von ca. $30 \mu m$ auf jeder Endplatte können die Anodendrahtebenen in das Detektorkoordinatensystem eingebunden werden. Innerhalb des Detektorvolumens unterliegen die Drähte jedoch vielfältigen Einflüssen, die Abweichungen von der Sollposition bewirken (siehe Abschnitte 6.2 und 6.3):

²⁸ Dies ist bei der OPAL-Jetkammer der Fall. Dort werden die 159 Drähte eines Sektors in Gruppen von je 16 (bzw. 15) Drähten ausgelesen.

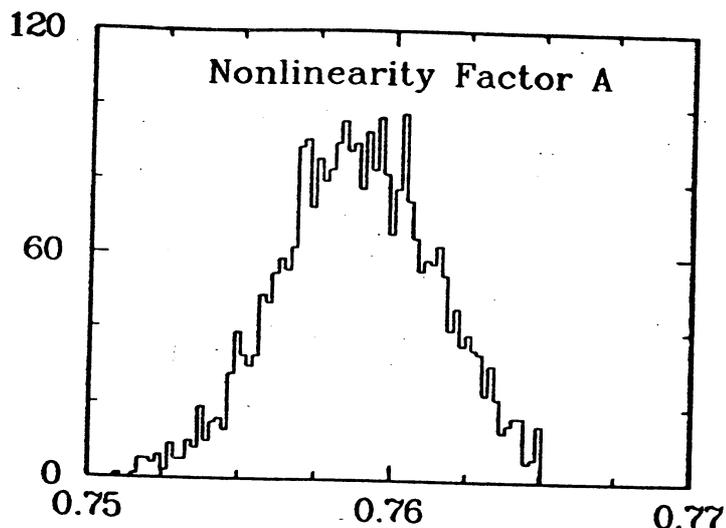


ABBILDUNG 17: Verteilung des Nichtlinearitätsfaktors a bei 3072 Kanälen der JADE-FADCs [Eck87].

- Zur Lösung der *Links-Rechts-Ambiguität* sind die Signaldrähte abwechselnd um $\pm 100 \mu\text{m}$ aus der Mittelebene versetzt (*Staggering*).
- *Elektro-statische Abstößung* vergrößert den Drahtversatz um bis zu $70 \mu\text{m}$ in Kammermitte. Damit wird der gesamte Drahtversatz abhängig von der z -Position in Drahtrichtung.
- Der *Durchhang* der Signaldrähte ist ebenfalls z -abhängig und beträgt ca. $200 \mu\text{m}$ in Kammermitte.
- Durch eine mögliche leichte *Torsion* der Endplatten wird die Anodendraht-"Ebene" um einen kleinen Winkel in sich verdrillt. Mittels sorgfältiger geometrischer Vermessungen sollte die Torsion unterhalb von $200 \mu\text{m}$ auf 1.60 m Länge der Anodenebene gehalten werden. Eine Messung der Torsion ist jedoch unumgänglich.
- Die Drahtpositionen auf den Endplatten können von der geraden Ideallinie durch *Ju-sterungsungenauigkeiten* um bis zu $100 \mu\text{m}$ abweichen.

Beide zuletzt genannten Fehler führen zu einer komplizierten Geometrie der Draht-"Ebene", die insgesamt zu systematischen Abweichungen größer als die Ortsauflösung führen. Insbesondere entstehen ohne Korrektur auf die wahre Drahtposition spurwinkelabhängige, systematische Impulsfehler, die eine generelle Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bewirken.

Feldinhomogenitäten: Nahe den Begrenzungen eines Sektors können Abweichungen vom idealen homogenen Driftfeld auftreten. Außerhalb des Detektorvolumens befindliche Masseflächen wirken sich auf den inneren Driftbereich durch unvollkommene Abschirmung aus. Es sind sowohl Änderungen der Driftgeschwindigkeit zu erwarten als auch veränderte Driftwege. Dies tritt bei der OPAL-Jetkammer besonders in der Nähe des höchsten auftretenden Potentials am sogenannten Barrel-Felddegrader auf (siehe Abschnitt 6.4). Zusätzlich kann durch

Anlagerung von leitfähigen Schichten, wie dünnen Wasserfilmen, die Abschirmwirkung des Degraders zeitabhängig variieren oder dielektrische Aufladeerscheinungen im Isolationsmaterial hinzutreten. Die Größenordnung der Inhomogenitäten kann zu Abweichungen von bis zu $500 \mu\text{m}$ in der Driftstrecke betragen.

Driftgeschwindigkeit v_d : Aus der Driftzeit läßt sich mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit die Driftstrecke berechnen und bei bekannter Drahtposition schließlich ein Ortspunkt in der $r\varphi$ -Ebene. Gegenüber einer klassischen Driftkammer besitzt die Jetkammer wegen des homogenen Driftfeldes im größten Bereich des Driftraumes den Vorteil einer konstanten Driftgeschwindigkeit. Abweichungen treten nur in unmittelbarer Nähe der Anoden- und Kathodendrähte auf. Bei einem Driftfeld von $E = 940 \text{ V/cm}$ und einem Druck von $p = 4 \text{ bar}$ erwartet man für das OPAL-Gasgemisch eine Driftgeschwindigkeit von ca. $52.5 \mu\text{m/nsec}$, die als wichtige Kalibrationsgröße mit großer Genauigkeit ($\sigma_{v_d}/v_d \leq 0.1 \%$) bestimmt werden muß (siehe Abschnitt 5).

Lorentzwinkel α_L : Im Magnetfeld werden die Driftelctronen während der Beschleunigungsphase zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen durch die Lorentzkraft abgelenkt. Makroskopisch stellt sich ein mittlerer Winkel zwischen der Driftrichtung im Magnetfeld und der Richtung des elektrischen Feldes ein. Der Ablenkwinkel α_L , Lorentzwinkel genannt, ergibt sich in guter Näherung als:

$$\tan \alpha_L = k \cdot v_d \frac{B}{E} \quad \text{mit } k \equiv k(E) = \text{Ablenkfaktor} \quad (35)$$

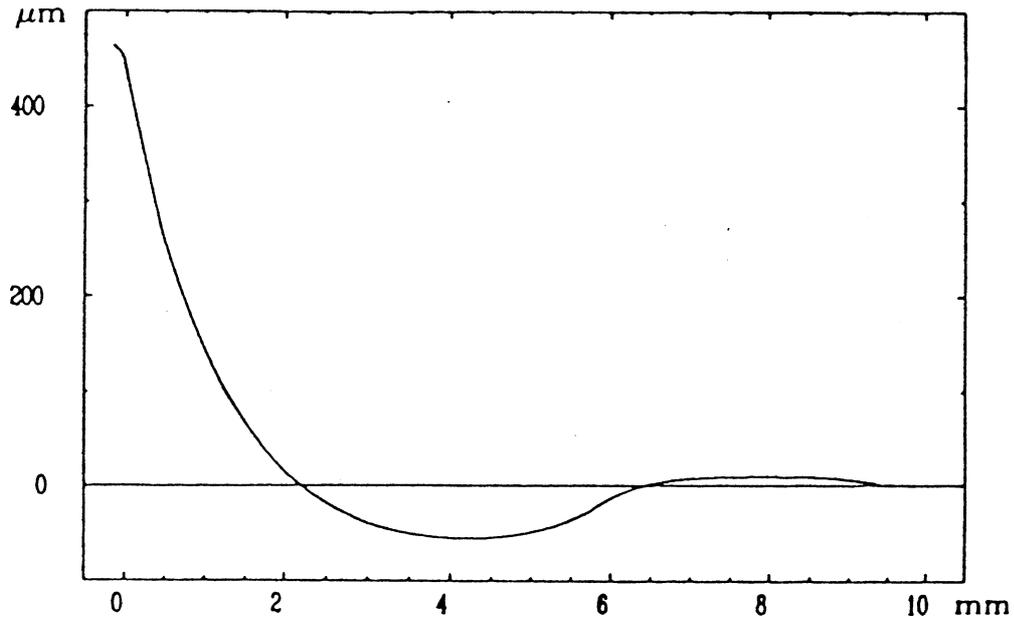
Die Proportionalitätskonstante, der dimensionslose Ablenkfaktor k , ist abhängig von der Driftfeldstärke E und von der Gasmischung, jedoch unabhängig vom Magnetfeld B [Schm80] und liegt in der Größenordnung von 1. Für $E = 940 \text{ V/cm}$ und JADE-Gasmischung erhält man $k = 1.47$, damit ergibt sich für den Lorentzwinkel α_L bei einem Magnetfeld von $B = 4 \text{ kG}$ ein Wert von $\alpha_L = 18.3^\circ$, der mit einer Genauigkeit von ca. 1% bekannt sein muß. Der Lorentzwinkel wird zusammen mit der Driftgeschwindigkeit benötigt, um einen $r\varphi$ -Ortspunkt im Magnetfeld zu erhalten.

Korrekturen nahe der Drahtebene: In der Umgebung der Anoden- und Kathodendrähte ist das elektrische Feld nicht mehr homogen, sondern radialsymmetrisch bezüglich des Signaldrahts. Es ändern sich sowohl Driftgeschwindigkeit als auch Driftwege. Für in der Nähe der Drahtebenen hindurchtretende Spuren gilt daher eine abweichende *Orts-Driftzeit-Beziehung*. Die Abweichung der wahren Driftstrecke von der sich bei konstanter Driftgeschwindigkeit ergebenden Driftstrecke ist für die der OPAL-Jetkammer vergleichbaren JADE-Jetkammer in Abbildung 18 dargestellt.

Spurwinkelkorrekturen: Wird die Driftregion eines Signaldrahts nicht rechtwinklig zur Driftrichtung geschnitten, liegt der kürzeste Driftweg nicht in der Mitte zwischen den Driftraumgrenzen. Abbildung 19 zeigt den in der sogenannten JADE-Approximation vereinfachten Driftraum eines Signaldrahtes unter Einfluß des Lorentzwinkels α_L . Die "Driftzelle" wird danach unterteilt in einen radialsymmetrischen Teil innerhalb des Radius r_0 um den Signaldraht und einen homogenen Teil außerhalb von r_0 .

Der minimale Driftweg ist derjenige Weg, der durch den Berührungspunkt der Spurtangente an den Kreis mit r_0 führt. Dieser Weg ist um das Wegstück Δx kürzer als der Weg im Zentrum. Die Wegdifferenz Δx ist insbesondere abhängig vom Spurwinkel β [Noz80, Noz81] (siehe Abbildung 20):

$$\begin{aligned} \Delta x &= r_0 \left(\frac{1}{\cos(\alpha_L + \beta)} - 1 \right) && \text{für } x > r_0 \\ \Delta x &= x \left(\frac{1}{\cos(\alpha_L + \beta)} - 1 \right) && \text{für } x < r_0 \end{aligned} \quad (36)$$



Close wire correction vs distance from wire

ABBILDUNG 18: Korrekturfunktion des Driftwegs in Signaldrahtnähe [Spi86]. Dargestellt ist die Abweichung der wahren Driftstrecke von der sich bei konstanter Driftgeschwindigkeit ergebenden Driftstrecke als Funktion des Abstands zum Signaldraht.

Bei größeren Spurwinkeln erreicht die Wegdifferenz eine Größe von einigen Millimetern. Die spurwinkelabhängige Wegdifferenz stellt somit eine wesentliche Korrektur dar.

z-Kalibration: Die Bestimmung der z-Koordinate erfolgt über die Ladungsteilung des erzeugten Kammerpulses längs des Drahtes. Das Verhältnis der Amplituden bzw. der Ladungen Q_l und Q_r am linken und rechten Drahtende wird bestimmt durch das Widerstandsverhältnis des aus Drahtwiderstand R_W und Eingangswiderstand R_i des Vorverstärkers gebildeten Spannungsteilers:

$$z = \frac{Q_l - g Q_r}{Q_l + g Q_r} l_{eff} \quad \text{mit } l_{eff} = l_W \left(1 + \frac{2R_i}{R_W} \right) \quad (37)$$

l_W := Drahtlänge; l_{eff} := effektive Drahtlänge g := Verhältnis der Verstärkungsfaktoren aller Elemente der linken und rechten Auslekette.²⁹

Kalibrationsgrößen pro Draht sind der relative Verstärkungsfaktor g in der Größenordnung von 1 und die effektive Drahtlänge l_{eff} , deren Schwankung durch unterschiedliche Eingangswiderstände und inhomogenen Drahtwiderstand hervorgerufen wird.³⁰ Für die OPAL-Jetkammer liegt der Eingangswiderstand bei $R_i = 113 \Omega$. Zusammen mit dem spezifischen Widerstand von ca. $175 \Omega/m$ der $25 \mu m$ dicken Wolfram-Signaldrähte ergibt sich für eine geometrische Drahtlänge von $4 m$ eine effektive Drahtlänge von $l_{eff} = 5.30 m$.

dE/dx -Kalibration: Die Ladungsmessung der Bestimmung des spezifischen Energieverlusts dE/dx zur Teilchenidentifikation unterliegt einer großen Zahl von Korrekturfaktoren.³¹ Der

²⁹Unter dem Begriff *Auslekette* sind alle verstärkenden Elemente wie Vorverstärker, FADC usw. zu verstehen, aber auch dämpfende Elemente wie Kabel, Spannungsteiler.

³⁰Die Bestimmung der z-Kalibrationsgrößen wird beschrieben in der Diplomarbeit von M. Klein [Klein88].

³¹Ausführlich auf die Problematik der dE/dx -Messung wird eingegangen in [Breu87].

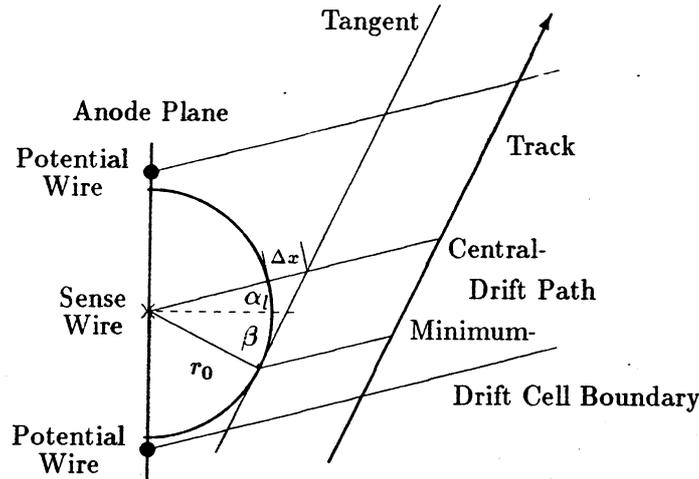


ABBILDUNG 19: Driftzelle eines Signaldrahtes im Magnetfeld in der JADE-Approximation.

α_l := Lorentzwinkel; β := Spurwinkel zur Anodenebene; r_0 := Radius des inhomogenen Bereichs; Δx := Wegdifferenz zwischen minimalem und zentralem Driftweg.

statistisch erreichbare Meßfehler aufgrund der Anzahl der Meßpunkte und der Gasdichte liegt bei etwa 3 – 4 % (siehe Tabelle 5). Der systematisch bedingte Fehler darf daher eine Größenordnung von 1 – 2 % nicht wesentlich übersteigen. Kleine Änderungen der Kammerparameter wie der Gasverstärkung wirken sich gerade hier besonders aus. Um eine Stabilität der Gasverstärkung von $\Delta A/A = 1\%$ zu erreichen, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein:

- Mit der Gasdichte verändert sich die Gasverstärkung und die gemessene Ladung. Zwischen Gasdichte ρ und Gasverstärkung gilt der Zusammenhang [Igo86]:

$$\frac{\Delta A}{A} \approx 8.5 \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (38)$$

Damit muß die Gasdichte auf etwa 0.1% genau kontrolliert werden.

- Feldrechnungen von A. Weltin [Wel87a] zeigten, daß für die Gasverstärkung der OPAL-Jetkammer in Abhängigkeit von der Potentialdrahtspannung gilt:

$$\frac{\Delta A}{A} \approx 16 \cdot \frac{\Delta U_p}{U_p} \quad (39)$$

Bei einer Potentialdrahtspannung von $U_p = 2380 \text{ V}$ für eine Gasverstärkung von $A = 10^4$ ist damit eine Stabilität von $\Delta U_p < 1.5 \text{ V}$ erforderlich.

- Auch das Driftfeld E_d beeinflusst die Gasverstärkung. Es gilt hier:

$$\frac{\Delta A}{A} \approx 8 \cdot \frac{\Delta E_d}{E_d} \quad (40)$$

Bei einem Driftfeld von $E_d = 940 \text{ V/cm}$ ist damit eine Stabilität von $\Delta E_d < 1.2 \text{ V/cm}$ erforderlich.

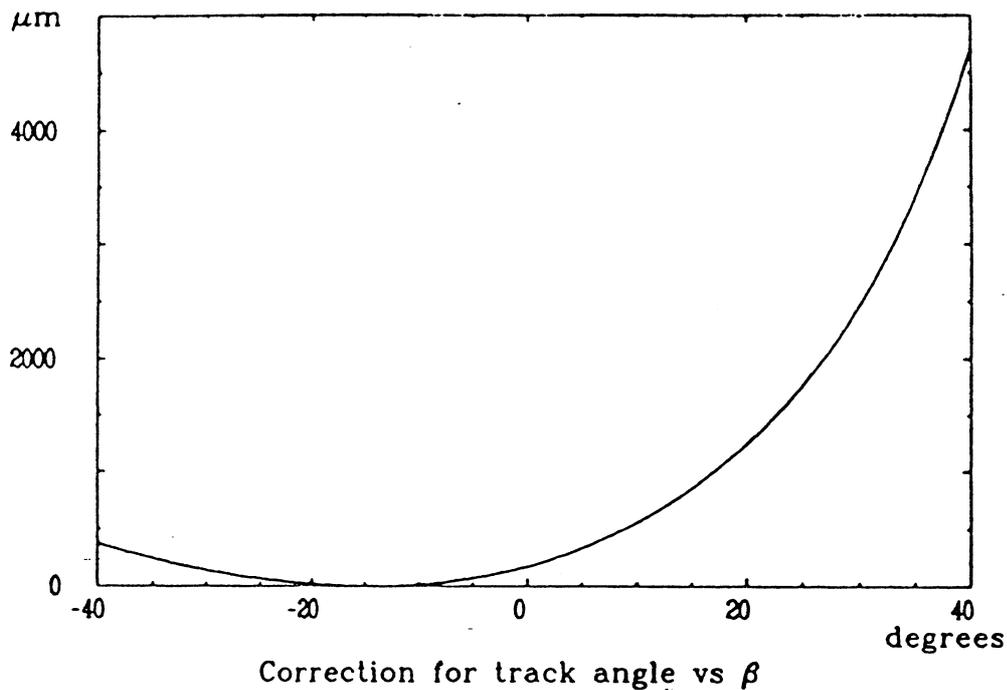


ABBILDUNG 20: Wegdifferenz Δx in Abhängigkeit vom Spurwinkel β zur Anodenebene bei einem Lorentzwinkel $\alpha_l = 15^\circ$ für $x > r_0$ [Spi86].

Eine erhöhte Raumladungsdichte im Driftbereich, wie sie im späteren LEP-Collider-Betrieb zu erwarten ist, verringert die Gasverstärkung merklich und reduziert die dE/dx -Auflösung. Eine Korrektur auf derartige Effekte über die Messung der Potential- und Signaldrahtströme ist jedoch möglich und wurde bereits bei der JADE-Jetkammer durchgeführt.

Die schließlich erzeugte Gesamtladung an einem Draht entspricht die Summe der gemessenen Teilladungen an beiden Drahtenden. Unterschiedliche elektronische Verstärkungsfaktoren von Draht zu Draht erfordern weitere individuelle Kalibrationskonstanten.³²

Gasverunreinigungen mit großer Elektro-Negativität wie z.B. Sauerstoff führen zum Elektreneinfang während des Driftens (*Attachment*). Dies bedingt eine Korrektur auf Ladungsverluste in Abhängigkeit von der Driftzeit.

Eine weitere wichtige Korrektur der gemessenen Ladung muß aufgrund spurwinkelabhängiger Sättigungserscheinungen erfolgen. Die bei der Gasverstärkung am Signaldraht entstehenden Ionen schirmen das elektrische Feld in der Gasverstärkungsregion für die nachfolgenden Elektronen der Spur teilweise ab. Der Gasverstärkungsfaktor wird dadurch während des Sammelns der Driftelektronen einer Spur durch zunehmende Ionenraumladung reduziert. Die effektive, mittlere, dynamische Gasverstärkung ist kleiner als die statische Gasverstärkung, die sich allein aus Größe des statischen Oberflächenfeldes am Signaldraht ergibt und die durch die gewählten Kammerpotentiale festgelegt ist.

Der Reduktionsfaktor hängt von der Raumladungsdichte ab, große Gasverstärkungen $\mathcal{O}(10^5)$ mit hoher Ionendichte und großen, ladungsabhängigen Reduktionsfaktoren führen deswegen zu Korrekturen der gemessenen Ladung von bis zu 50%. Insbesondere ändert sich die Raumladungsdichte mit dem Spurwinkel Θ . Bei einem Winkel von $\Theta = 90^\circ$ zum Draht werden

³²Diese Kalibrationskonstanten sind nicht identisch mit dem Verhältnis der Verstärkungsfaktoren zwischen beiden Drahtenden bei der z-Kalibration. Für die Gesamtladung ist die Angleichung zwischen den Drahten erforderlich.

alle Elektronen an einem Punkt des Drahtes gesammelt. Die Raumladungsdichte der Gasverstärkungsionen ist dann besonders hoch und ebenso der Reduktionsfaktor. Bei kleinem Winkel verteilt sich die Raumladung über einen größeren Bereich längs des Drahtes und die Raumladungsdichte zusammen mit dem Reduktionsfaktor wird geringer. Im Grenzfall ($\Theta \rightarrow 0^\circ$), wenn Spur und Draht parallel verlaufen, ist die Reduktion minimal und die dynamische Gasverstärkung entspricht der statischen.

Für die OPAL-Jetkammer wurde eine Gasverstärkung von ca. 10^4 gewählt. Trotzdem liegt der Reduktionsfaktor und die damit verbundene Korrektur für $\Theta = 90^\circ$ noch im Bereich von 10 – 15%. Abbildung 21 zeigt die mittlere gemessene Ladung³³ für Elektronen, Pionen und Protonen bei einem Impuls von $p = 6 \text{ GeV}/c$ in Abhängigkeit vom Spurwinkel Θ .

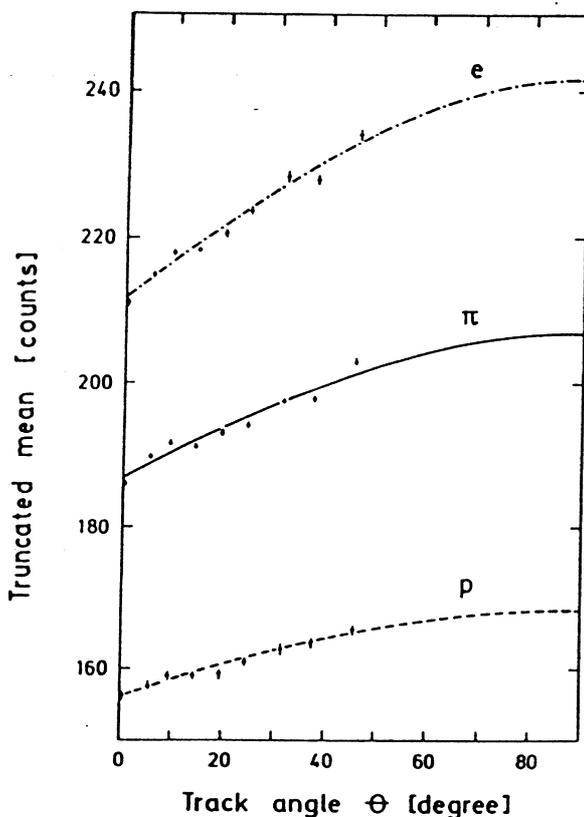


ABBILDUNG 21: Mittlere Ladung (Truncated Mean) bei $p = 6 \text{ GeV}/c$ für e, π, p in Abhängigkeit vom Spurwinkel Θ [Breu87]. Hier: $\Theta = 0^\circ :=$ Spur senkrecht zum Draht. Durch Sättigung der Gasverstärkung infolge Ionenraumladung bei senkrechter Spur wird die gemessene Ladung um 10 – 15% reduziert.

³³ Aufgetragen wurde hier das sogenannte *Truncated Mean*, der Mittelwert aus den unteren 60% der Verteilung der gemessenen Ladung aller Drähte.

3.2 Kalibration großer Spurdetektoren

3.2.1 Bisherige Verfahren

Verfahren zur Bestimmung der Kalibrationsgrößen an bisherigen zentralen Spurdetektoren benutzen überwiegend Höhenstrahlung oder nach Inbetriebnahme des Beschleunigers einfache geladene Spuren hohen Impulses.

Dies sind bei e^+e^- -Collidern Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ oder Myonpaarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Auch Höhenstrahlung, die den Detektor durchdringt, besteht größtenteils aus hochenergetischen Myonen und kann benutzt werden. An $p\bar{p}$ -Collidern lassen sich Ereignisse der elastischen Streuung $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ verwenden.

Gemeinsam ist allen konventionellen Quellen für Kalibrationsspuren die geringe Ereignisrate, die Verteilung der Spuren über einen großen Winkelbereich und bei Höhenstrahlung die nicht definierten Teilchenimpulse. Vergleicht man die Größen der Kalibrationsspuren wie begrenzte Ortsauflösung, Krümmung im Magnetfeld und Reproduzierbarkeit mit der Größenordnung der daraus zu bestimmenden Kalibrationskonstanten, so widerspricht dieses Verfahren im gewissen Sinne der üblichen Kalibration oder Eichung von Meßeinrichtungen:

Im Allgemeinen werden durch Vergleich mit einem wesentlich präziseren Standard Parameter eines Meßgeräts bestimmt, systematische Fehler erkannt und gegebenenfalls korrigiert.

Zum Ausgleich der mangelnden Präzision des "Kalibrationsstandards" wird eine große Zahl von Spuren benötigt. Da einzelne systematische Fehler wie z.B. Drahtdurchhang und elektro-statische Abstoßung vom Durchtrittsort der Spur abhängen, ist nicht nur eine generell hohe Ereigniszahl, sondern auch unter bestimmten Randbedingungen erforderlich. Dies bedingt lange Meßzeiten, zudem entsteht der Nachteil, daß zufriedenstellende Kalibrationsdaten nicht von Beginn an verfügbar sind und bei der Datenauswertung verwendet werden können. Die Erstellung der Kalibrationsdaten zur Korrektur systematischer Fehler kann sich über Monate erstrecken und eine Neuprozessierung alter Daten notwendig machen. Dadurch entstehen vermeidbare Zeitverluste bei der Datenanalyse.

Methoden zur Gewinnung der Kalibrationsdaten basieren überwiegend auf einer geeigneten Parametrisierung möglicher bekannter systematischer Fehler. Mit Hilfe einer globalen Anpassung unter Verwendung aller zur Verfügung stehenden Spuren kann bei ausreichender Statistik eine Lösung für die Parameter gefunden werden, die die zugrunde liegenden Daten zufriedenstellend beschreiben [Noz80, Noz81, Spi86]. Bestimmte Parameter können, müssen jedoch nicht als anschauliche Kalibrationsgrößen interpretiert werden wie z.B. der Drahtdurchhang. Da die in den Bestimmungsgleichungen vorkommenden Parameter im Allgemeinen nichtlinear voneinander abhängig sind, ist eine selektive Bestimmung einer einzelnen Kalibrationsgröße nur bedingt möglich.

3.2.2 Anforderungen bei der OPAL-Jetkammer

Durch die Verbesserung der Ortsauflösung und der Vergrößerung der Kammerdimensionen entstehen zusätzliche neue Kalibrationsprobleme bei den großen LEP-Spurdetektoren. Der statistische Fehler aus der Ortsmessung mit TDCs überwog bisher im Allgemeinen die durch mechanische Toleranzen bedingten systematischen Fehler.

Hauptbeiträge zur Impulsauflösung waren die statistische Ortsauflösung bei gleichzeitig geringer Anzahl der Meßpunkte und kleiner Spurlänge. Systematische Fehler infolge Drahtdurchhang oder elektro-statischer Abstoßung trugen bei kürzeren Drahtlängen weniger zur Impulsauflösung bei.

Dieses Verhältnis zwischen schlechter Ortsauflösung und im Vergleich dazu geringen systematischen Fehlern kehrt sich um bei der OPAL-Jetkammer wie auch bei anderen großen Spurdetektoren. Die systematischen Fehler überwiegen die statistischen Meßfehler, die Kalibration und die Korrektur der Effekte nimmt daher an Bedeutung zu. Mehr Kalibrationsgrößen müssen mit höherer Genauigkeit bestimmt werden.

Ein damit eng verbundenes Problem bei LEP-Energien ist die sehr hohe Ereignisrate bei einer

Schwerpunktsenergie entsprechend der Z^0 -Masse. Wie bereits in Abschnitt 2.2 erläutert, ist bei einer mittleren Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ mit einer Z^0 -Ereignisrate von ca. 0.4 Hz zu rechnen. Die große Drahtanzahl zusammen mit einer mittleren Anzahl von 20 geladenen Spuren eines hadronischen Ereignisses und der Auslese durch FADCs erzeugt eine sehr große Datenmenge. Eine einfache Abschätzung³⁴ zeigt für die Menge der Rohdateninformation:

$$20 \text{ Spuren} \times 159 \text{ Spurpunkte} \times 2 \text{ (beidseitige Auslese)} \times 50 \text{ FADC-Samples} \\ \times 6 \text{ bit Auflösung} = 233 \text{ kByte/Ereignis}$$

Beim bisher üblichen Verfahren werden die vom Detektor erzeugten Rohdaten zunächst gesammelt, formatiert und anschließend auf einem Massenspeichermedium (z.B. Magnetband) in unverarbeiteter Form abgespeichert (*ONLINE*). Nach der Datennahme erfolgt dann die eigentliche Datenverarbeitung in mehreren Schritten, um aus den abgespeicherten Rohdaten die physikalisch relevanten Größen zu rekonstruieren (*OFFLINE*). Dies sind zunächst die Driftzeiten und Ladungen und wahren Ortskoordinaten der einzelnen Spurpunkte. Nach der Spurerkennung mit Spurfit erhält man die Impulse und, falls eine Teilchenidentifizierung durch Benutzen der dE/dx -Information der Jetkammer oder der Energie aus den Kalorimetern möglich ist, letztendlich die Viererimpulse der bei der Wechselwirkung entstehenden Teilchen.

Diese traditionelle, klar definierte Unterscheidung zwischen ON- und OFFLINE läßt sich bei großen Datenmengen jedoch nicht mehr durchführen, vielmehr ist eine ONLINE Datenreduktion erforderlich. Da die Auslese und Formatierung der FADC-Rohdaten durch eine Anzahl von Mikroprozessoren erfolgt,³⁵ steht eine große ONLINE-Rechenkapazität zur Verfügung. Durch schnelle Algorithmen ist es möglich, aus den FADC-Rohinformationen der Kammersignale deren Zeit und Ladung zu berechnen und statt der Rohdaten abzuspeichern.

Sofern bereits Kalibrations- und Korrekturdaten vorliegen, ist es auch denkbar, aus den "Roh"-Zeiten Ortsinformationen oder vollständige $x y z$ -Koordinaten von Spurpunkten zu erhalten. Auf der Basis der Spurpunkte ließe sich auch eine Spurerkennung durchführen, die zumindest eine erste, schnelle Suche nach zusammenhängenden Spurstücken darstellt und hilfreich für die spätere, zeitaufwendigere Suche per OFFLINE sein kann.

Eine ONLINE-Verarbeitung ist auch deswegen unverzichtbar, da es bei einer Datennahme über Monate bei hoher Ereignisrate aus Mangel an Rechenkapazität nicht möglich ist, alle genannten notwendigen Schritte im Anschluß daran per OFFLINE durchzuführen.

3.2.3 Neue Kalibrationsmethoden

Notwendige Bedingung für eine weitreichende ONLINE-Verarbeitung der Kammersignale ist außer dem Vorhandensein schneller Pulsverarbeitungsrouitinen eine vollständige Kalibrierung der Jetkammer von Beginn an oder zumindest im direkten Anschluß innerhalb von kurzer Zeit nach der Aufnahme des Beschleunigerbetriebs. Wie bereits erläutert, eignen sich bisherige Kalibrationsmethoden großer Spurdetektoren dazu nur wenig. Im Hinblick auf die kommende Generation von Detektoren wurde daher seit Ende der siebziger Jahre nach neuen Möglichkeiten der Kalibration gesucht. Die anfängliche Vorstellung bestand dabei in einer jederzeit verfügbaren, abschaltbaren, intensiven Quelle zur Generierung von Kammerpulsen.

Bei einer der ersten, zunächst vielversprechenden Methode wurden Röntgen-Quanten erzeugt durch eine neuartige kleine, aber leistungsfähige Röntgen-Röhre, die in unmittelbarer Nähe der Kammer positioniert wurde. Durch Photoeffekt erfolgt eine lokale Ionisation innerhalb des Driftvolumens und Entstehung eines Kammersignals, das zur Kalibration dienen kann. Im Gegensatz

³⁴Zur Erfassung eines Kammerpulses sind etwa 50 FADC-Abtastungen (Samples) erforderlich. Alle anderen, nicht relevanten FADC-Samples werden durch eine Hardware-Nullenunterdrückung nicht ausgelesen.

³⁵Für die Digitalisierung der Signale aller 7632 Kanäle der OPAL-Jetkammer werden 80 FADC-Crates benötigt. Die Auslese der Daten wird mit 20 VME-Rechnern der Serie $\mu P 68030$ durchgeführt.

zum Durchgang eines geladenen Teilchens wird aber längs der Bahn des Photons keine kontinuierliche Ionisation erzeugt, sondern lediglich eine eng begrenzte, lokale Ladungsanhäufung (*Cluster*). Durch entsprechende Kollimierung läßt sich der Bereich der Ionisation einschränken und über längere Meßzeiten kann so über Sammlung vieler Cluster die Ionisation einer Spur simuliert werden.

Das Verfahren gleicht jedoch stark der Benutzung von üblichen radioaktiven Präparaten wie ^{55}Fe -Quellen, die zur Bestimmung der Gasverstärkung verwendet werden. Auch dort ist die Ionisation lokal, lediglich die Abschaltbarkeit der Röntgen-Röhre stellt einen Vorteil dar. Grundlegende Verbesserungen der Kalibration konnten dadurch jedoch nicht erreicht werden.

Eine weitaus erfolgversprechendere Methode ist die Verwendung von gepulsten UV-Laserstrahlen zur Spurerzeugung in Driftkammern.

3.3 Ionisation des Kammergases durch UV-Laserstrahlen

3.3.1 Die 2-Photon-Ionisation

Im Jahr 1979 wurde erstmalig von Anderhub, Devereux und Seiler [And79] Ionisation eines UV-Laserstrahles in einer Driftkammer nachgewiesen. Benutzt wurde ein Stickstoff-Laser (N_2) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 337\text{ nm}$ entsprechend einer Photonenergie von $h\nu = 3.68\text{ eV}$. Diese Energie liegt unterhalb des Ionisationspotentials üblicher benutzter Kammergase (siehe Tabelle 6), so daß eine direkte Ionisation durch ein einzelnes Photon nicht möglich ist. Die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation durch Multi-Photon-Prozesse mit mehr als 4 notwendigen Photonen ist verschwindend gering.

Um dennoch Ionisation erzielen zu können, wurde dem Kammergas in geringer Konzentration die Substanz *Nickelocene* $Ni(C_5H_5)_2$ mit einem Ionisationspotential von nur $I_p = 6.5\text{ eV}$ zugesetzt. Bei genügend hoher Energiedichte im Laserstrahl wird so Zwei-Photon-Ionisation ermöglicht und eine Ionisationsdichte vergleichbar zu der eines geladenen Teilchens erzeugt.

Hilke [Hilke80] zeigte 1980, daß auch ohne zugesetzte Substanzen mit niedriger Ionisationsenergie in einer Driftkammer Ionisation durch den Strahl eines N_2 -Lasers beobachtet werden kann. Dies erschien zunächst überraschend, da die verwendeten Gasgemische Ar/CO_2 und Ar/C_2H_6 keine Ein- oder Zwei-Photon-Ionisation ermöglichen. Vermutet wurde eine Verunreinigung des Gases mit niedrig ionisierbaren Komponenten, deren Anteil unterhalb der Nachweisschwelle liegt.

Fast gleichzeitig konnte auch von Bourotte und Sadoulet [Bou80] sowohl mit einem N_2 -Laser als auch erstmals mit einem frequenzvervierfachen NdYAG-Laser der Wellenlänge $\lambda = 266\text{ nm}$ ($h\nu = 4.66\text{ eV}$) Ionisation in undotiertem Gas nachgewiesen werden. Ebenso wie bei Hilke wurde eine Zwei-Photon-Ionisation von geringen Gasverunreinigungen wie z.B. Pumpenöl vermutet. Der Ionisationsprozeß kann dann wie folgt beschrieben werden (siehe Abbildung 22):

Unter Absorption eines Photons wird ein Molekül in einen angeregten Zustand versetzt; ein virtuelles Zwischenniveau (Abb. 22a) mit sehr kurzer Lebensdauer $\tau \approx 10^{-16}\text{ sec}$ oder ein reelles Zwischenniveau (Abb. 22b), wie die Vibrations- oder Rotationsniveaus komplexer Moleküle mit einer Lebensdauer im Bereich $\tau \approx 30 \dots 200\text{ nsec}$ [E.Mül87]. Ein zweites Photon, welches innerhalb der Lebensdauer des Niveaus ebenfalls absorbiert wird, kann nun das Molekül ionisieren.

Je nach Mechanismus und Lebensdauer des Zwischenzustands ergeben sich unterschiedliche Abhängigkeiten für die Anzahl der erzeugten Elektronen pro Spurlänge n_e . Bei einem virtuellen Niveau ist die Lebensdauer τ sehr kurz gegenüber der Pulsdauer T üblicher, verwendeter Laser:³⁶ $\tau \ll T$. Dann ergibt sich für n_e [Bou80]

$$n_e = \frac{\sigma_1 \sigma_2 \tau n_0 n_\gamma^2}{T s} \quad (41)$$

³⁶Pulsdauer T bei N_2 -Lasern: $300 \dots 700\text{ psec}$, bei NdYAG-Lasern: $3 \dots 10\text{ nsec}$

Gas		Ionisationspotential [eV]
Helium	He	24.59
Neon	Ne	21.56
Argon	Ar	15.76
Krypton	Kr	14.00
Xenon	Xe	12.13
Methan	CH ₄	12.70
Äthan	C ₂ H ₆	11.52
Propan	C ₃ H ₈	11.14
Iso-Butan	i-C ₄ H ₁₀	10.57
Kohlendioxid	CO ₂	13.77

TABELLE 6: Ionisationspotentiale gebräuchlicher Driftkammergase [Fra69].

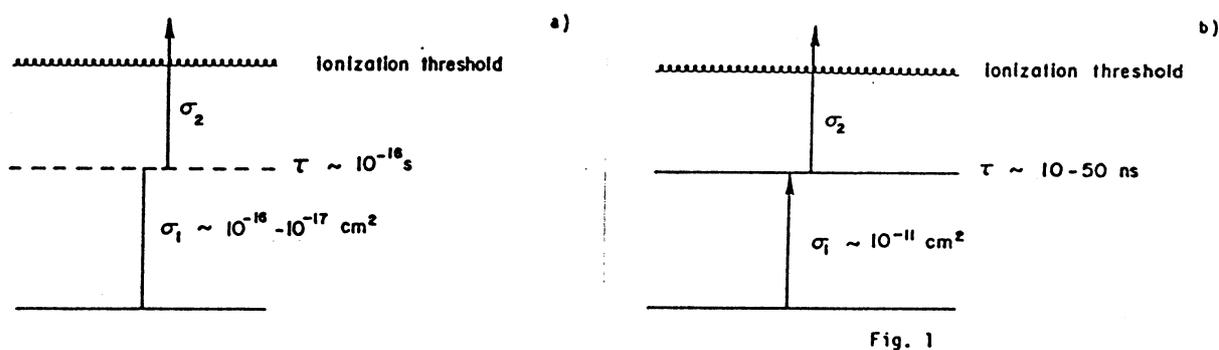


ABBILDUNG 22: Mechanismus der Zwei-Photon-Ionisation.

a) Zwei-Stufen-Prozess über äußerst kurzlebige virtuelles Zwischenlevel.

b) Zwei-Niveau-Prozess über existierendes reelles Zwischenlevel (Vibrations- oder Rotationszustand) des Moleküls.

- σ_1, σ_2 = Einzel-Wirkungsquerschnitte für die Photoabsorption
- τ = Lebensdauer des Zwischenlevels
- n_0 = Moleküldichte der Ionisationssubstanz
- n_γ = Anzahl der Photonen pro Laserschuss
- T = Dauer des Laserpulses
- s = Laserstrahlquerschnitt

Bei einem realen Zwischenzustand, mit einer Lebensdauer groß gegen die Laserpulsdauer ($\tau \gg T$), ist n_e nicht mehr von der Pulsdauer abhängig [Hilke86]:

$$n_e = \frac{\sigma_1 \sigma_2 n_0 n_\gamma^2}{2s} \quad (42)$$

Wie schon beim virtuellen Zwischenlevel zeigt sich auch hier ein quadratischer Zusammenhang

mit der Anzahl der vorhandenen Photonen n_γ und damit der Laserenergie. Zusätzlich können jedoch beim reellen Zwischenniveau *Sättigungseffekte* auftreten. Wenn die Konzentration der ionisierbaren Substanz klein ist, werden bei großer Laserenergie alle Moleküle längs der Laserspur in den reellen Zwischenzustand gehoben (*Sättigung*). Die gesamte Ionisierungswahrscheinlichkeit entspricht dann nur noch der Absorptionswahrscheinlichkeit der zweiten Stufe vom Zwischenniveau ins Kontinuum. Demzufolge entsteht dann ein linearere Abhängigkeit von der Photonenzahl.

Es können also generell folgende Abhängigkeiten vorliegen:

Virtueller Zwischenzustand ($\tau \ll T$):	$n_e \propto E^2/T$
Reeller Zwischenzustand ($\tau \gg T$) ohne Sättigung:	$n_e \propto E^2$
Reeller Zwischenzustand ($\tau \gg T$) mit Sättigung:	$n_e \propto E$

Typische Wirkungsquerschnitte zum Erreichen eines virtuellen Zwischenzustands liegen bei $\sigma \approx 10^{-16} \dots 10^{-17} \text{ cm}^2$, für einen reellen Zwischenzustand bei $\sigma \approx 10^{-11} \text{ cm}^2$. Für einen virtuellen Zwischenzustand, bei einer angenommenen Konzentration der ionisierbaren Substanz von $10^{-6} \hat{=} 1 \text{ ppm}$, einem Strahlquerschnitt von $s = 1 \text{ mm}^2$ und einer Energie von $15 \mu\text{J}$ bei $T = 3 \text{ nsec}$ Pulsdauer eines NdYAG-Lasers ($\lambda = 266 \text{ nm}$), erhält man eine Ionisation³⁷ von ca. $90 \text{ e}^-/\text{cm}$. Dies entspricht gerade der Ionisation eines minimal ionisierenden geladenen Teilchens. Damit wird deutlich, daß bereits Konzentrationen im ppm-Bereich zu merklichen Ionisierungen bei nur relativ geringen Energiedichten führen können. Unter Umständen genügen auch weitaus kleinere Spuren, wenn reelle Zwischenniveaus der Substanz existieren. Derartige, hier erwünschte "Verunreinigungen" des Kammergases sind praktisch unvermeidlich, so daß fast immer Ionisation beobachtet werden kann.

Die ersten Messungen über die Energieabhängigkeit der Ionisationsdichte ergaben unterschiedliche Ergebnisse. Hilke fand eine lineare, Bourotte und Sadoulet eine quadratische Abhängigkeit.

M. und R. DeSalvo [Des82] zeigten dann 1982 präzisere Messungen der Ionisationsausbeute pro Laserschuß in Abhängigkeit von der Energiedichte (Abbildung 23), aufgenommen mit einem N_2 -Laser in einem Ar/C_2H_6 -Gasgemisch. Danach bestand bis zu einer Energiedichte von ca. $20 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ eine quadratische Abhängigkeit, oberhalb dieser Grenzdichte ein linearer Zusammenhang. Der Übergang zwischen beiden Bereichen läßt sich als Beginn der Sättigung eines reellen Zwischenniveaus interpretieren.

Es ist jedoch anzumerken, daß der von DeSalvo gefundene Übergangsbereich von $20 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ nicht generell gültig ist, sondern stark von den gegebenen experimentellen Bedingungen abhängt, insbesondere von Art und Konzentration der ionisierbaren Substanz. Andere Messungen³⁸ [Raine83] zeigten einen Übergang von quadratischem zu linearem Verhalten erst bei einer Energiedichte von $500 \mu\text{J}/\text{mm}^2$.

3.3.2 Erste Anwendungen

In der ersten Phase der Entwicklung der Kalibration mit Laserstrahlen wurden kleine spezielle Testkammern benutzt, um unter Laborbedingungen die prinzipielle Möglichkeit einer Ionisation zu untersuchen. 1983 erfolgte erstmals eine Anwendung der lasererzeugten Ionisationsspuren für die Kalibration des Spurdetektors eines großen Experiments, des Axial Field Spectrometers (AFS) am CERN ISR-Collider [Albro83]. Die einzelnen Driftkammern des Detektors wurden dazu nacheinander im Labor auf einen hochpräzisen xy -Verschiebetisch montiert und in kleinen Schritten durch den feststehenden Strahl eines N_2 -Lasers gefahren (Abbildung 24a). Aus der gemessenen Driftzeit

³⁷ $\sigma_1, \sigma_2 = 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$; $\tau = 10^{-16} \text{ s}$; $n_0 = 10^{-6} \cdot 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $n_\gamma = 2 \cdot 10^{13}$

³⁸ Benutzt wurde ein XeF Excimer Laser ($\lambda = 351 \text{ nm}$) in Ar/CH_4 (90/10).

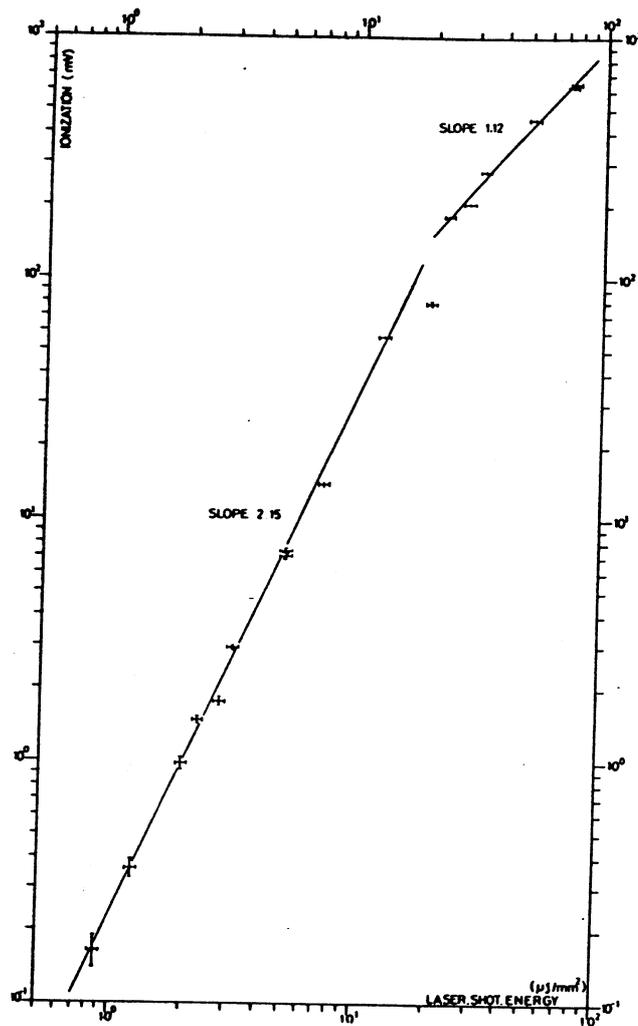


ABBILDUNG 23: Abhängigkeit der Ionisation von der Energiedichte [Des82]. Unterhalb einer Energiedichte von $20 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ besteht ein quadratischer Zusammenhang, oberhalb davon ein linearer.

bei verschiedenen Abständen des Strahls von den Signaldrähten erhält man so die Orts-Driftzeit-Beziehung (Abbildung 24b).

Diese Vorgehensweise erlaubt aber noch nicht die permanente Überwachung der gemessenen Kalibrationsdaten während der Datennahme. Dazu wäre ein an den Driftkammern fest installiertes Lasersystem notwendig.

Bereits 1978 wurde für den Zentraldetektor des UA1-Experiments am CERN $\bar{p}p$ -Collider die Möglichkeit einer Kalibration mit Laserstrahlen diskutiert [Ast78]. Nach den ersten positiven Ergebnissen der Ionisationserzeugung wurde 1982 schließlich ein Entwurf für ein permanentes Kalibrationssystem vorgestellt und aufgebaut [Bro82].

Das UA1-System bestand aus einer Anzahl kleiner N_2 -Laser in unmittelbarer Nähe des Zentraldetektors mit Pulsenergien von $30 - 50 \mu\text{J}$ und 300 psec Pulslänge. Erzeugt wurden Spuren von 1 m Länge mit einem Strahlquerschnitt von $0.7 \text{ mm} \times 1.8 \text{ mm}$ FWHM. Nach Inbetriebnahme zeigte sich jedoch ein zunehmendes Nachlassen der Ionisationsfähigkeit bis zum völligen Verschwinden

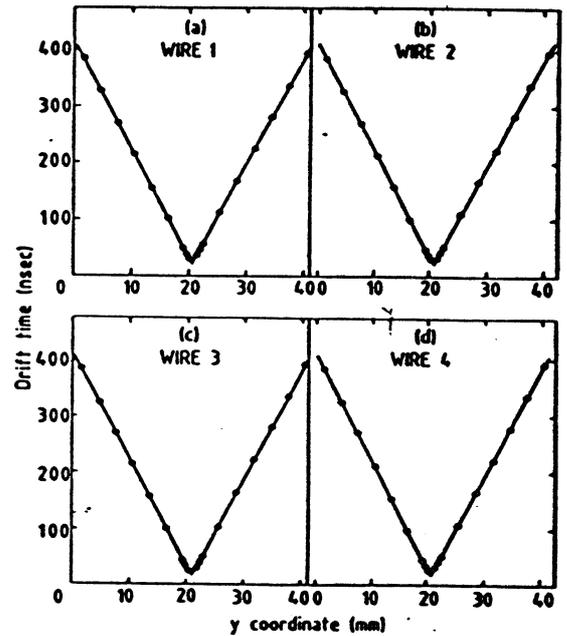
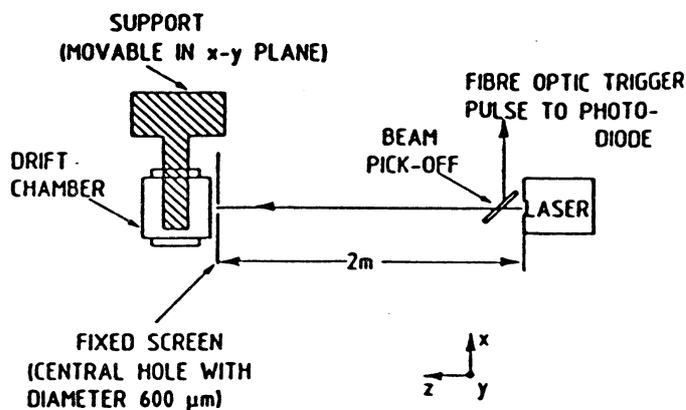


ABBILDUNG 24: Kalibration mit Laserstrahlen des AFS-Experiments am CERN-ISR [Albro83].

- a) Aufbau des Kalibrationssystems im Labor.
- b) Gemessene Orts-Driftzeit-Beziehungen verschiedener Drähte.

der Ionisation. Als Ursache wurde vermutet, daß durch das Gasreinigungssystem des Zentraldetektors nicht nur unerwünschte Verunreinigungen des Kammergases wie Sauerstoff und Wasser entfernt werden, sondern auch die erwünschten zur Ionisation notwendigen Spurengase [Sad84]. In den Jahren 1982 bis 1986 konzentrierte sich daher die weitere Entwicklung der Kalibration mit Laserstrahlen auf die Untersuchung der ionisierbaren Beimischungen.

3.3.3 "Künstliche" und "natürliche" Ionisationssubstanzen

In der Ionisationsforschung wurden dabei zwei verschiedene Richtungen eingeschlagen. Einerseits wurde versucht, die im Kammergas vorkommenden, bis dahin unbekannt "natürlichen" ionisierbaren Beimischungen nachzuweisen. Andererseits wurde nach leicht ionisierbaren, "künstlichen" Zusätzen gesucht, um eine definierte Ionisation jederzeit zu gewährleisten. Dabei muß vor allem darauf geachtet werden, daß die Eigenschaften der Driftkammer, insbesondere deren Lebensdauer, nicht negativ beeinflusst wird. In einer Messung von Raine, Ledingham und Smith [Raine83] wurde 1983 die erhaltene Ionisationsdichte bei verschiedenen Wellenlängen³⁹ verglichen. Es zeigte sich, daß die Ionisationsausbeute mit kleinerer Wellenlänge schnell anwächst, wie aufgrund von 2-Photon-Absorption zu erwarten ist.

Andere Autoren [Hul85] bestätigten das Verschwinden der Ionisation bei Verwendung eines Gasreinigungssystems und der Möglichkeit einer Ionisationssteigerung durch Zusätze von Additiven wie *Trimethylamin* (TMA), *Tetramethylphenylendiamin* (TMPD) und anderen. Lehraus, Matthewson und Tejessy [Lehr85] zeigten 1985, daß die Ionisation der "natürlichen" Verunreinigungen offenbar unabhängig vom Gasdruck ist, im Gegensatz zur Ionisation eines geladenen Teilchens. Be-

³⁹NdYAG(3×): 354 nm; Excimer(XeF): 351 nm; N₂: 337 nm; NdYAG(4×): 266 nm; Excimer(KrF): 249 nm

obachtet wurde allerdings eine starke Temperaturabhängigkeit. Diese Ergebnisse deuten auf eine Herkunft der ionisierbaren Substanzen durch Ausgasen aus den Kammerwänden und -materialien hin. Insbesondere vielverwendete Materialien wie glasfaserverstärkte Kunststoffe (Platinen, Hochspannungsisolierung) und Kabelisolationen können über lange Zeiten flüchtige Kohlenwasserstoffe mit niedrigem Ionisationspotential ausgasen.

Eine umfassende Untersuchung der Ionisierbarkeit verschiedener aromatischer Kohlenwasserstoffe wurde 1986 von Bamberger et al. [Bam86] durchgeführt. Bereits kleinste Konzentrationen von nur 0.03 ppm *Isopropylbenzol* (Cumol, C_9H_{12}) waren ausreichend, um bei einer Energiedichte von $0.1 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ ($\lambda = 266 \text{ nm}$) Ionisationen von 100 Elektronen pro cm Spurlänge zu erzeugen. Weitere Moleküle guter Ionisierbarkeit sind *Toluol* und *Xylol*. Fast alle Ionisationspotentiale der untersuchten Kohlenwasserstoffe liegen im Bereich von $8.30 - 8.89 \text{ eV}$ und damit unterhalb der Ionisierungsschwelle von $2 \times 4.67 \text{ eV} = 9.34 \text{ eV}$ der 2-Photon-Absorption für einen NdYAG-Laser.

Der erste direkte Nachweis einer im Kammergas "natürlich" vorkommenden Substanz gelang etwa gleichzeitig mit den zuvor genannten Untersuchungen. Zunächst wurde mit einem durchstimmbaren Farbstofflaser die Abhängigkeit der Ionisation von der Wellenlänge im Bereich $260 \text{ nm} - 340 \text{ nm}$ gemessen (Abbildung 25) [Led85]. Auffallend ist besonders die fast konstante

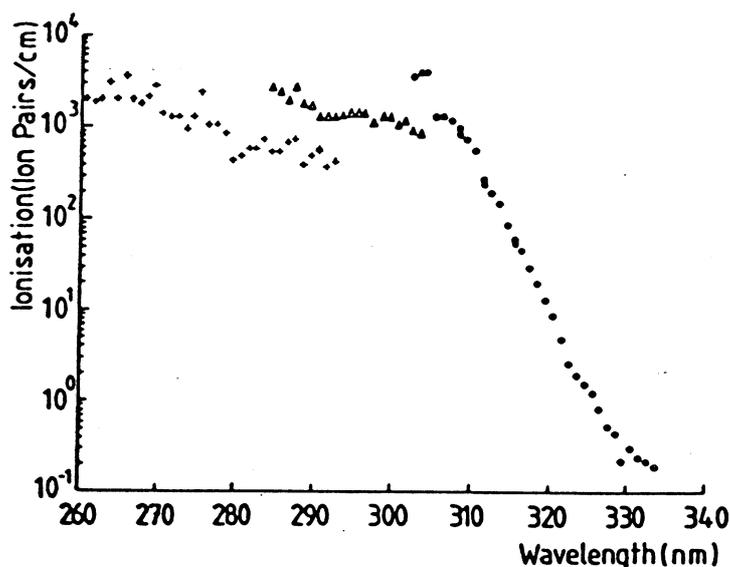


ABBILDUNG 25: Abhängigkeit der Ionisation von der Wellenlänge für eine Energiedichte von $1 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ [Led85].

Ionisation zwischen 260 nm und 310 nm und der stetige Abfall oberhalb von 310 nm . Zwischen der Wellenlänge des NdYAG-Lasers (266 nm) und der des N_2 -Lasers (337 nm) besteht demnach ein Unterschied in der Ionisationsausbeute von mehreren Größenordnungen. Untersuchungen an anderen Testkammern lieferten ähnliche Ergebnisse: Der Bereich zwischen 260 nm und 310 nm zeigt einen unterschiedlichen, jedoch geringen Abfall der Ionisation, von 310 nm bis 330 nm erfolgt dagegen eine steile Reduktion.

Vergleicht man nun die Feinstruktur des Ionisationsspektrums zwischen 266 nm und 278 nm mit dem Einzelphoton-Absorptionsspektrum von Phenol (C_6H_6O), so zeigt sich eine große Übereinstimmung der Spektren (Abbildung 26) [Cah86]. Diese Übereinstimmung bedeutete erstmalig

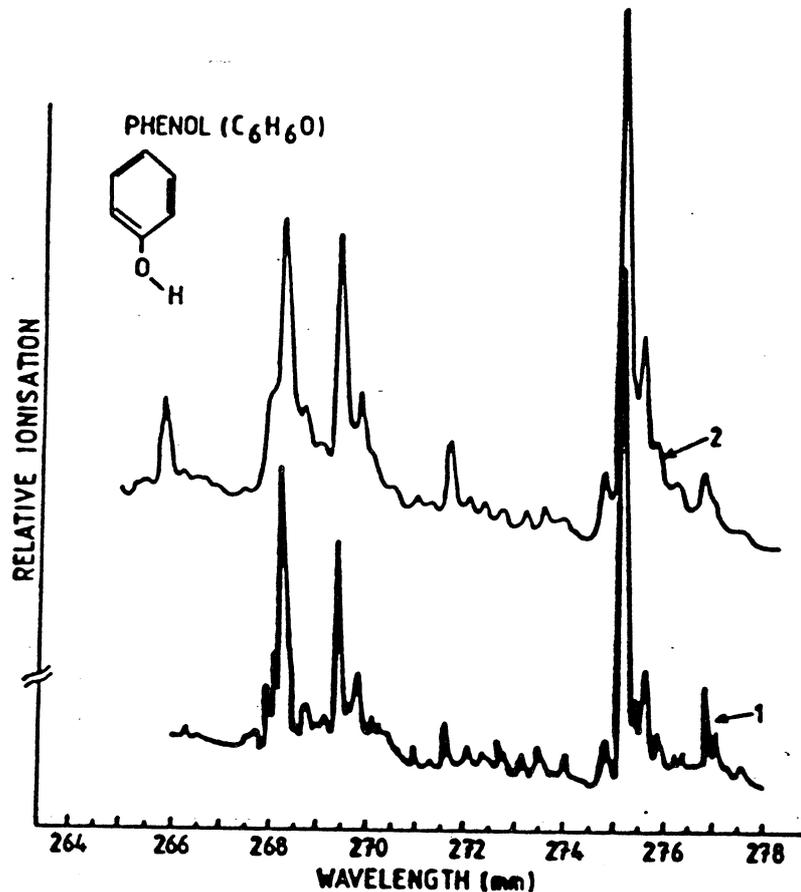


ABBILDUNG 26: Absorptions- und Ionisationsspektrum von Phenol [Cah86].
 1) Laser induziertes 2-Photon Ionisationsspektrum.
 2) Einzel Photon Absorptionsspektrum.

die direkte Identifizierung einer im Kammergas "natürlich" vorkommenden Beimischung als Ursache der Laserionisation. Auch Toluol konnte kurze Zeit später durch Vergleich der Ionisations- und Absorptionsspektren nachgewiesen werden [Dry86]. Eine Abschätzung ergab eine Konzentration von nur 1 ppb. Damit wurde gezeigt, daß die Ursache der "natürlichen" Ionisierbarkeit der Driftkammergase von Verunreinigungen höherwertiger, aromatischer Kohlenwasserstoffe in kleinster Konzentration herrührt.

Wie aus Abbildung 26 zusätzlich ersichtlich ist, enthält das Ionisationsspektrum eine Reihe von Resonanzen, die auf Anregungszustände der Moleküle hindeuten. Bei der Verwendung eines Farbstofflasers in einem Kalibrationssystem, der in diesem Rahmen jedoch bisher ausschließlich für Ionisationsforschungen eingesetzt wurde, wäre es möglich, auf eine Resonanzwellenlänge abzustimmen. Dies vermindert die erforderliche Energiedichte zur Ionisation und wäre nützlich in Falle

nachlassender Konzentration durch Gasreinigung.

Der direkte Nachweis der "natürlichen" Ionisationssubstanzen und die erfolgreiche Suche nach "künstlichen" Additiven führten Anfang des Jahres 1986 zu einem vorläufigen Abschluß der Ionisationsforschungen. Die bis dahin erreichten Erkenntnisse wurden von Hilke in einer Übersicht zusammengefaßt [Hilke86], in der auch eine umfassende Tabelle mit den bisher bekannten ionisierbaren Substanzen, deren Ionisationspotentialen und Ionisationsausbeute zu finden ist. Die lange Zeit währende Unkenntnis über die Grundlagen der Laserionisation behinderte jedoch nicht die Anwendung und Weiterentwicklung der Kalibration von Driftkammern mit Laserstrahlen.

3.4 Eigenschaften von Laserstrahlen in Driftkammern

3.4.1 Ionisationsstatistik

Die Ionisation entlang der Spur eines geladenen Teilchens als auch eines Laserstrahls im Gas erfolgt nicht kontinuierlich, sondern ist eine Folge diskreter Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anzahl der erzeugten *Primärionisationen* innerhalb einer Wegstrecke l entspricht einer *Poisson-Verteilung*:

$$p_{n_p}(k) = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p} \quad (43)$$

Dabei ist n_p die mittlere Anzahl der Primärionisationen innerhalb der Wegstrecke l und p_{n_p} die Wahrscheinlichkeit eine Anzahl von k Elektronen zu erzeugen. In einem Ar/CH_4 -Gasgemisch (90 : 10, 1 bar) erfolgen im Mittel $n_p = 28$ Primärionisationen pro cm Spurlänge bei einem minimal ionisierenden Teilchen [Sauli77].

Während die Primärionisationsstatistik für geladene Teilchen und Laserspuren identisch ist, zeigt sich bei der Energieverteilung der Elektronen ein unterschiedliches Verhalten: Die kinetische Energie der durch Laserionisation erzeugten Elektronen ist wegen der 2-Photon Ionisation nur gering $\mathcal{O}(eV)$. Sie ist insbesondere nicht ausreichend, um weitere Sekundärionisation hervorzurufen.

Bei der Ionisation durch geladene Teilchen können jedoch große Energieüberträge an das primäre Elektron auftreten, das seinerseits sekundäre Ionisation auslösen kann. Da die Sekundärionisation in unmittelbarem Umkreis des Primärionisationsorts stattfindet⁴⁰, entstehen so lokale Ladungshäufungen, sogenannte *Cluster*. Dementsprechend erhöht sich die mittlere Anzahl der insgesamt erzeugten Ionenpaare wesentlich und beträgt dann $n_e = 90$ Elektronen pro cm Spurlänge für ein minimal ionisierendes Teilchen.

Der totale Energieverlust ΔE pro Spurlänge l entsprechend der totalen Anzahl der erzeugten Elektronen ist daher nicht länger poissonverteilt, sondern nimmt die Form einer *Landau-Verteilung* an, wie sie erstmalig von Landau 1944 [Lan44] berechnet wurde:

$$p(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} \quad (44)$$

λ wird als reduzierte Energieverlustvariable bezeichnet und stellt die normalisierte Abweichung des totalen Energieverlusts ΔE vom wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_{mp} dar, bezogen auf den mittleren Energieverlust ξ :

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\xi} \quad \text{mit} \quad \xi = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} l \quad \text{und} \quad K = \frac{2\pi N_0 z^2 e^4}{m_e c^2} \quad (45)$$

Es bedeuten weiter:

⁴⁰Die wahrscheinlichste Reichweite der Primärelektronen liegt unterhalb von $100 \mu m$.

Z, A, ρ = Ordnungszahl, Atomgewicht und Dichte des Mediums
 N_0 = Avogadrozahl
 m_e = Elektronenmasse
 $z, \beta = v/c$ = Ladung (in Einheiten der Elementarladung) und
 Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens

Talman verbesserte 1979 [Tal79] die ursprüngliche von Landau angegebene Verteilung unter Berücksichtigung der im Medium bestehenden atomaren Energieniveaus. Abbildung 27 zeigt mehrere am Full Scale Prototype (FSP) der OPAL-Jetkammer gemessene, dem Energieverlust äquivalente Ladungsverteilungen. Deutlich ist der lange Ausläufer der Verteilungen zu hoher Ladung

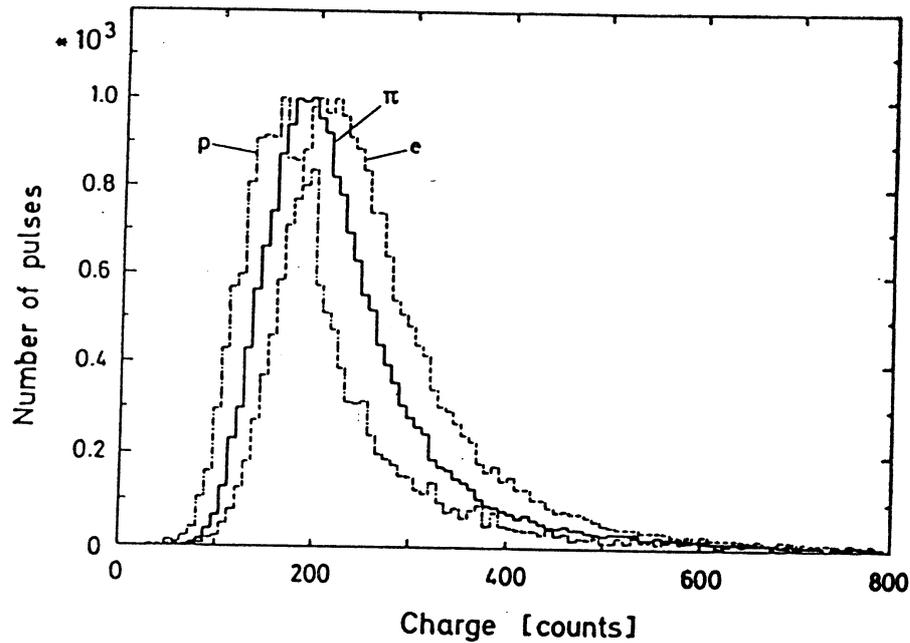


ABBILDUNG 27: Gemessene Ladungsverteilung für e, π, p bei $6 \text{ GeV}/c$ am OPAL-Jetkammer FSP [Breu87]. Der Verschiebung der Verteilungen entspricht ein unterschiedlicher mittlerer Energieverlust der Teilchen.

bzw. großem Energieverlust zu erkennen, einer unmittelbaren Folge der Ausbildung von Clustern.

Der mittlere spezifische Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ schließlich wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2 K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2}{I (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (46)$$

I := effektives Ionisationspotential, weitere Bezeichnungen wie in [45].

Abbildung 28 zeigt den Verlauf der Energieverlustkurve in Abhängigkeit vom Impuls p für verschiedene Teilchen. Über die Messung des Impulses und des spezifischen Energieverlusts in der Jetkammer ist dadurch im Bereich des relativistischen Anstiegs eine Teilchenidentifizierung möglich.

Durch Fluktuationen der Clusterzahl und -größe wird bei geladenen Teilchen die Ortsauflösung gegenüber der statistisch gegebenen Grenze vermindert (siehe [29], [30]), in der von n unabhängig

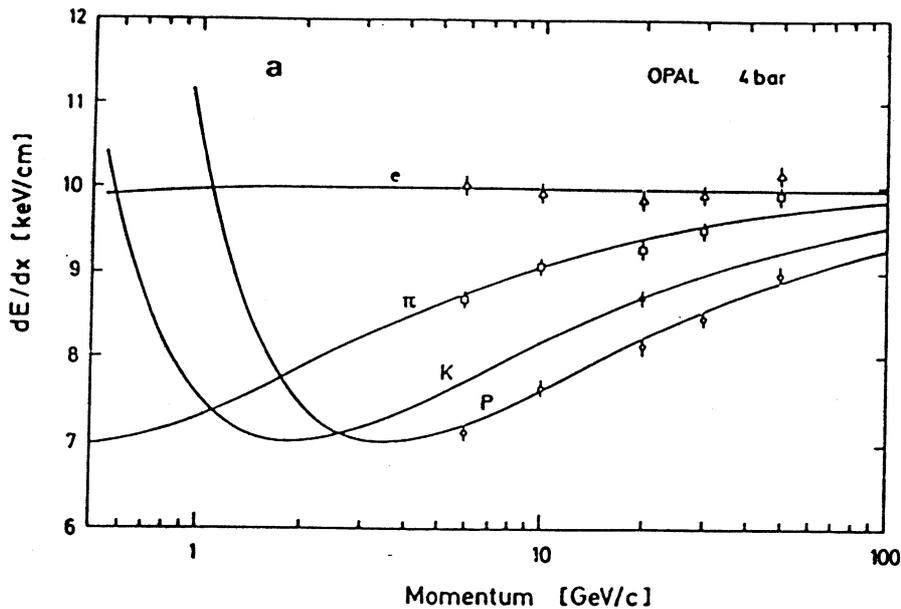


ABBILDUNG 28: Energieverlustkurven verschiedener geladener Teilchen als Funktion des Teilchenimpulses im OPAL-Jetkammer FSP [Breu87].

voneinander erzeugten und driftenden Elektronen ausgegangen wurde. Je nach Kammergeometrie, Ausleseelektronik und Driftzeitbestimmung kann sich die Ortsauflösung um mehr als das Zweifache verschlechtern.

Da bei Laserstrahlen keine Clusterbildung und dementsprechend keine Clusterfluktuationen auftreten können, liegt die Ortsauflösung an der statistisch bedingten Grenze. Hinzu kommt, daß die Ionisationsdichte, also die Zahl der erzeugten Elektronen leicht durch entsprechende Fokussierung oder Intensitätserhöhung gesteigert werden kann. Diese ergibt eine weitere Verbesserung der Ortsauflösung insbesondere bei der Verwendung von FADCs.

Ein zusätzlicher Vorteil von Laserstrahlen gegenüber geladenen Spuren ist die einfache und schnelle Reproduzierbarkeit von Ereignissen. Es ist möglich, eine große Anzahl von Spuren nacheinander unter gleichen Bedingungen zu erzeugen und den statistischen Fehler einer Driftzeitmessung durch Mittelwertbildung stark zu verkleinern.

3.4.2 Ausbreitung von Laserstrahlen in Driftkammern

Neben den lokalen Eigenschaften von Laserstrahlen wie Ionisationsverhalten und Ortsauflösung sind auch die globalen Eigenschaften in der gesamten Kammer von Vorteil. Ein Laserstrahl kann als gerade Spur⁴¹ angesehen werden, auch im Magnetfeld. Jede in der Driftkammer gemessene Abweichung von einer Geraden deutet demnach auf systematische Fehler hin, die sich daraus bestimmen lassen.

Laserspuren unterliegen der Coulomb-Vielfachstreuung beim Durchgang durch Materie nicht, die bei geladenen Teilchen zusätzliche Streuungen der Spurkrümmung verursacht. Die Sagittaauflösung

⁴¹Diese zunächst triviale optische Eigenschaft muß nicht von vorneherein für eine Driftkammer zutreffen, da dort von der erzeugten Ionisationsspur ausgegangen werden muß. Weitere Erläuterungen sind im nachfolgenden Abschnitt 3.6 zu finden.

lösung von Laserspuren ist daher allein bestimmt aus der Ortsauflösung über die Gluckstern-Formel [22].

Außer den für die Kalibration vorteilhaften Eigenschaften müssen jedoch einige nachteilige Eigenschaften von Laserstrahlen berücksichtigt werden. Laserstrahlen können als "normales" Licht anders als hochenergetische geladene Teilchen Kammerwände nicht ohne weiteres durchdringen. Um in das eigentliche sensitive Volumen zu gelangen, werden spezielle Eintrittsfenster benötigt.

Für die Wellenlänge eines N_2 -Lasers ($\lambda = 337 \text{ nm}$) kann dafür noch Normalglas benutzt werden. Die Durchlässigkeit hängt jedoch gerade in diesem Bereich stark von der verwendeten Glassorte ab. Für 10 mm Dicke besitzt normales Fensterglas eine Transmission⁴² von nur 13 %, das meistverwendete optische Glas BK7 dagegen 85 %. Im beschränkten Maß sind auch UV-durchlässige Kunststoffe verwendbar, sofern sie dauerhaft UV-beständig sind. Bei PLEXIGLAS GS218 ist die Transmission mit 78 % vergleichbar zu BK7. Die optische Güte von Kunststoffen ist jedoch meist nicht ausreichend wegen Schlierenbildung (inhomogener Brechungsindex), Einschlüssen und mangelnder Oberflächenbeschaffenheit.

Bei der Wellenlänge eines frequenzvervierten NdYAG-Lasers ($\lambda = 266 \text{ nm}$) kann nur noch Quarzglas benutzt werden. Kunststoffe und Normalglas zeigen zu starke Absorption. Bei SUPRASIL, einem synthetisch hergestellten, hochreinen Quarzglas beträgt die Reintransmission ohne Reflexionsverluste 99.9 %. Zusätzlich ist SUPRASIL frei von Doppelbrechung im Gegensatz zu natürlichem Quarzglas.

Generell sollten alle Fensteroberflächen mit Antireflexschichten versehen sein, optimiert für die benutzte Wellenlänge (V-coating). Dies vermeidet einerseits Reflexionsverluste, andererseits Veränderungen des Laserstrahlprofils durch Interferenz zwischen beiden Oberflächen.

Zusätzlich zur Notwendigkeit eines Eintrittsfensters ist ein "offene" Kammerstruktur von Vorteil: Eine Driftkammer jeglicher Art sollte ein elektro-statisch möglichst ideal abgeschlossenes Volumen besitzen, begrenzt durch Drähte oder andere Elemente wie feldformende Streifen, die den gewünschten inneren Potentialverlauf sicherstellen und das außen wirkende Massepotential abschirmen. Gerade darin entsteht jedoch ein gewisser Widerspruch zur Verwendung von Laserstrahlen für die Kalibration.

Der Strahleintritt in das sensitive Volumen darf nicht durch Drähte oder Streifen behindert werden. Das Strahlprofil wird sonst sehr leicht durch Beugung an Drähten oder durch Reflexion und Ausbildung von Streulicht negativ verändert. Auch im Kammerinneren besteht je nach Kammerstruktur die Gefahr, durch Drahttreffer die Strahlqualität stark zu verschlechtern bzw. für die Kalibration unbrauchbar zu machen. Unter Umständen muß die Kammer durch Entfernen störender Drähte oder Schaffung von geeigneten Löchern der Kalibration durch Laserstrahlen angepaßt werden. Es sollten daher bereits beim Entwurf einer Driftkammer diesbezügliche Überlegungen angestellt werden, wenn eine spätere Kalibration mit Laserstrahlen beabsichtigt ist.

Daraus folgt, daß Kammertypen mit großen freien Driftbereichen und entsprechend wenigen Drähten wie eine TPC oder die Jetkammer, sich gut für die Kalibration mit Laserstrahlen eignen, klassische Driftkammern mit kleinen Driftzellen und vielen Driftzellenlagen jedoch weniger. Für die OPAL-Jetkammer gilt lediglich die Einschränkung, daß es nicht möglich ist, sektorübergreifende Laserspuren zu verwenden. Die sektortrennenden Drahtebenen würden zu unvermeidlichen Drahttreffern führen. Daher läßt sich die OPAL-Jetkammer nur sektorweise mit Laserstrahlen kalibrieren.

⁴² Alle angegebenen Werte schließen jeweils einen Verlust von ca. $2 \times 4 \%$ durch Reflexion an den Oberflächen mit ein. Die Reintransmission ist um diesen Betrag höher.

3.4.3 Photoemission von Elektronen

Falls nach Durchtritt des Laserstrahles durch das Kammervolumen keine Austrittsöffnung oder kein geeigneter Absorber (*Beam Dump*) innerhalb der Kammer vorhanden ist, treffen die Photonen schließlich auf eine Kammerwand und werden dort absorbiert oder im ungünstigen Fall reflektiert. Ebenso wie bereits beim Eintritt können dort die UV-Lichtquanten durch Photoemission Elektronen aus leitenden Oberflächen herauslösen.

Die elektrischen Feldverhältnisse innerhalb einer Driftkammer sind allgemein so ausgebildet, daß die Signaldrähte zur positiven Anoden gehören. Alle anderen Drähte und metallischen Kammerbegrenzungen befinden sich gegenüber den Signaldrähten auf negativem Kathodenpotential. Die an feldformenden Drähten oder Streifen entstandenen Photoelektronen⁴³ driften daher zu den Signaldrähten und erzeugen dort vergleichbare Signale wie von normalen ionisierenden Spuren. Insbesondere Streulicht durch Streifen von Drähten beim Eintritt kann die gesamte Kammer beleuchten und so zu einem Untergrundpegel von Photoelektron-Pulsen führen.

Ob überhaupt relevante Photoemission erfolgen kann, hängt von der Wellenlänge der verwendeten Lasers und der photoelektrischen Austrittsarbeit ψ des Kathodenmaterials ab. Tabelle 7 zeigt eine Zusammenstellung der Austrittsarbeit verschiedener gebräuchlicher Metalle und der korrespondierenden langwelligen Grenze, oberhalb der Photoeffekt nicht möglich ist [Land59a].

Metall		Austrittsarbeit ψ [eV]	langwellige Grenze λ [nm]
Beryllium	<i>Be</i>	3.92	316
Zink	<i>Zn</i>	4.22	294
Aluminium	<i>Al</i>	4.23	293
Zinn	<i>Sn</i>	4.31	288
Kupfer	<i>Cu</i>	4.36	284
Wolfram	<i>W</i>	4.54	273
Silber	<i>Ag</i>	4.63	268
Eisen	<i>Fe</i>	4.70	264
Gold	<i>Au</i>	4.80	258
Kohlenstoff	<i>C</i>	4.81	258
Nickel	<i>Ni</i>	5.01	247

TABELLE 7: Photoelektrische Austrittsarbeit und langwellige Grenze verschiedener reiner, vielkristalliner Metalle im Vakuum [Land59a].

Die angegebenen Werte beziehen sich auf reine, vielkristalline Metalle im Vakuum und stellen Mittelwerte von Messungen verschiedener Autoren dar. Je nach instrumenteller Methode und Präparation der Metalloberfläche treten Streuungen um einige 0.01 eV bis zu mehr als 0.1 eV auf. Besonders Kupfer und Zink zeigen eine starke Abhängigkeit von der Kristallorientierung, die bis zu 1 eV betragen kann.

⁴³Photoelektronen an den Signaldrähten können wegen des entgegengesetzt gerichteten elektrischen Felds nicht austreten.

Gegenüber den Labormessungen liegen in einer Driftkammer andere Bedingungen vor. Die Austrittsarbeit wird durch unreine Oberflächen wie Oxydschichten und eindiffundierte Gasmoleküle im Allgemeinen erhöht. Das anliegende elektrische Feld unterstützt jedoch andererseits die Elektronenemission und senkt die zusätzliche Austrittsarbeit besonders bei dünnen Kathodendrähten mit großem Oberflächenfeld. Die angegebenen Austrittsarbeiten dienen daher lediglich als Anhaltspunkt über eine mögliche Photoemission. Aufgrund dessen ist bei einem N_2 -Laser Photoemission wenig wahrscheinlich, bei einem NdYAG-Laser jedoch überwiegend möglich mit Ausnahme von Eisen, Gold, Kohlenstoff, und Nickel. Goldplattierte Drähte sind demnach von Vorteil.

Wichtig für eine Abschätzung der Photoelektronenanzahl und der zu erwartenden Pulshöhe ist die Quantenausbeute Q_e , also die mittlere Anzahl der emittierten Elektronen pro absorbiertem Photon. Abbildung 29 zeigt die spektrale photoelektrische Quantenausbeute von verschiedenen, reinen, vielkristallinen Metallen. Auffallend ist die starke Abhängigkeit von der Wellenlänge und der schnelle Abfall der Quantenausbeute nahe der langwelligen Grenze.

Als Beispiele seien Aluminium herausgegriffen, als vielverwendetes Material für die mechanische Struktur von Driftkammern und Kupfer, das überwiegend für feldformende Streifen Verwendung findet. Für $\lambda = 266 \text{ nm}$ liegt die Quantenausbeute Q_e von Aluminium bei ca. $7 \cdot 10^{-5} e^-/n_\gamma$ gegenüber $< 10^{-9}$ von Kupfer und zeigt damit einen Unterschied von 5 Größenordnungen.

Setzt man eine ideale Oberfläche voraus, so können von Kupfer bei ca. 80 % Reflektivität ($R = 0.8$) und einer Laserenergie von $1 \mu\text{J}$ ($n_\gamma = 1.34 \cdot 10^{12}$ Photonen) einige hundert Elektronen emittiert werden:

$$n_e = n_\gamma Q_e (1 - R) = 268 \quad (47)$$

Dies ist vergleichbar zur Ionisation eines minimal ionisierenden Teilchens, so daß ähnliche Pulshöhen zu erwarten sind.

Die obige Abschätzung dient jedoch lediglich der Festlegung der Größenordnung. Es sei nochmals betont, daß in Praxis die Austrittsarbeit und die Quantenausbeute stark abweichen können. Trotzdem ist anzumerken, daß Aluminium als direkter Kammerbestandteil hinsichtlich einer Kalibration mit Laserstrahlen ungeeignet ist wegen der Möglichkeit starker Photoemission.

Im OPAL-Jetkammer Prototypen FSP und auch in der OPAL-Jetkammer selbst konnten mehrfach bei Dejustierung des Laserstrahls Kammer signale durch Photoelektronen von Kathoden- und Potentialdrähten⁴⁴ beobachtet werden (Abbildung 30). Die Pulshöhen entsprachen je nach Laserintensität bis zum Zweifachen eines minimal ionisierenden Teilchens. Gegenüber einer normalen Ionisationsspur war die Pulslänge kürzer und der Puls schneller abfallend, wie für eine punktförmige Quelle (Draht) zu erwarten.

Unter Umständen kann beabsichtigte Photoemission nutzbar für die Kalibration sein. Photoelektronen von Kathodendrähten können einen definierten Puls mit konstanter, stabiler Driftzeit erzeugen, der als Referenzzeit benutzt werden kann. Der Referenzpuls bietet die Möglichkeit, langfristige Schwankungen der Driftgeschwindigkeit zu überwachen, die sich im Verschieben der Driftzeit des Photoelektronenpulses äußern.

3.5 Der Strahltransport

Je nach experimenteller Anforderung ist ein Strahltransportsystem notwendig, das den Laserstrahl vom Laser zur Kammer transportiert. Die beiden wichtigsten Randbedingungen sind dabei die zu überbrückende Entfernung und die erforderliche gleichmäßig ionisierende Spurlänge innerhalb der Kammer.

Anders als bei einem einzelnen geladenen Teilchen besteht ein Laserstrahl aus einer großen Anzahl von Photonen, die einen Strahl mit bestimmten Durchmesser und Divergenz bilden. Nach dem

⁴⁴Drahtmaterial Cu-Be, nicht goldplattiert.

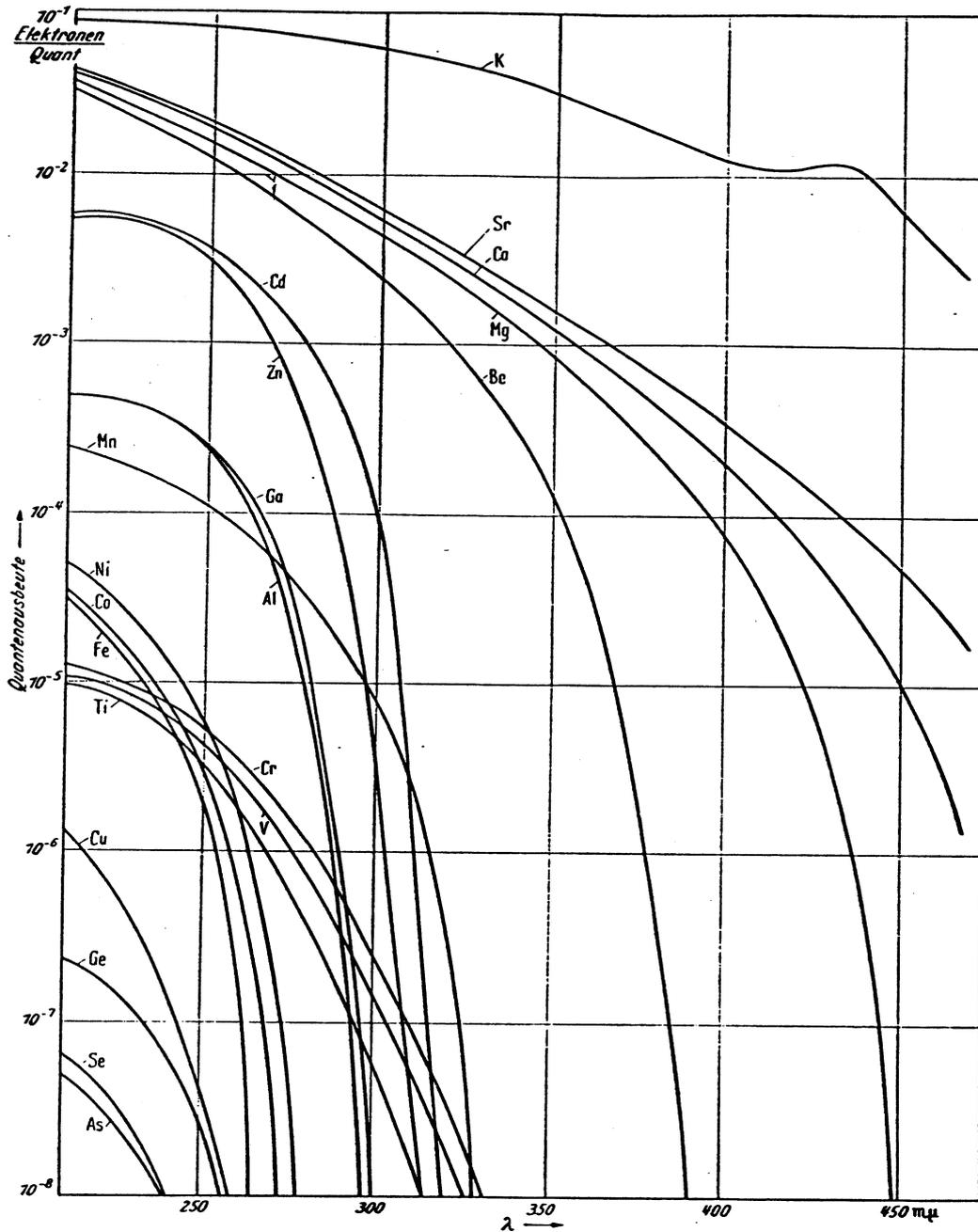


ABBILDUNG 29: Spektrale photoelektrische Quantenausbeute von reinen, vielkristallinen Metallen im Vakuum [Land59a].

Satz von Liouville ist dessen Phasenraumvolumen = Durchmesser \times Divergenz konstant und bei einem Laser im Allgemeinen beugungsbegrenzt. Durch geeignete Linsensysteme läßt sich lediglich die Form des Phasenraumvolumens verändern, z.B. durch Verringerung des Strahldurchmessers bei gleichzeitiger Vergrößerung der Divergenz. Eine Verkleinerung des Phasenraumvolumens insgesamt ist dadurch nicht möglich. Durch teilweises Ausblenden des Strahls können jedoch selektiv Photonen aus dem gesamten Phasenraum entfernt werden, so daß ein kleineres Phasenraumvolumen

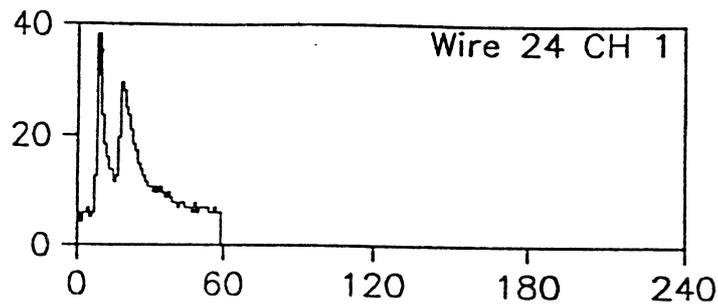


ABBILDUNG 30: Photoelektronen-Signal in der OPAL-Jetkammer. Dem normalen Kammersignal ist ein kurzes, schnell abfallendes Signal vorgelagert, das von Photoelektronen aus dem benachbarten Potentialdraht herrührt.

entsteht, allerdings bei *Energieeinbuße* durch nun verringerte Photonenzahl.⁴⁵

Das begrenzte und konstante Phasenraumvolumen bedingt, daß es nicht möglich ist, einen beliebig dünnen und gleichzeitig nicht divergenten Strahl zu erzeugen. Gerade diese beiden Eigenschaften wären aber wünschenswert, da sie genau denen eines einzelnen geladenen Teilchens entsprechen. Daher müssen Kompromisse zwischen den beiden konträren Forderungen geschlossen werden. Bei einer kleinen (Test-)Kammer mit nur einem oder nur sehr wenigen Drähten kann ein mit Hilfe einer kurzbrennweitigen Linse erzeugter Stahl großer Divergenz und kleinem Strahldurchmesser ausreichend sein. Bei der OPAL-Jetkammer muß dagegen eine Laserspür erzeugt werden, die einen gesamten Sektor mit allen 159 Drähten über eine Länge von mehr als 1.60 m durchquert. Um gleiche Ionisationsdichte bzw. Pulshöhe bei allen Drähten zu erzielen, muß die Divergenz möglichst klein sein, damit sich die Strahlbreite und zugleich die Energiedichte nicht wesentlich ändert.

Die Zugänglichkeit der Kammer ist ein weiteres Kriterium für den Strahltransport. Die Spurräume von großen Speicherringexperimenten sind tief im Innern des Detektors verborgen, um dem Wechselwirkungspunkt möglichst nahe zu sein. Die zur Kalibration verwendeten Laser müssen jedoch aus Platzgründen meist außerhalb des eigentlichen Detektors angebracht werden. Zudem benötigen die Laser eine regelmäßige Wartung.⁴⁶ Der gepulste Betrieb bei nur wenigen *nsec* Pulsdauer verursacht zudem hochfrequente elektro-magnetische Störungen,⁴⁷ die von den Kammerdrähten oder den Vorverstärkern leicht aufgefangen werden und die in der Pulshöhe von normalen Kammersignalen liegen können. Mit einer sorgfältigen Abschirmung des Laserkopfes müssen derartige Störungen unterdrückt werden. Die Aufstellung außerhalb des eigentlichen Detektors ist dabei hilfreich.

Die optische Verbindung zwischen außen liegendem Laser und innerer Kammer muß durch ein

⁴⁵ Bei geladenen Teilchenstrahlen ist es möglich, durch selektive *Energiezufügung* das Phasenraumvolumen zu verkleinern, ohne die Teilchenzahl zu vermindern. Dieses Prinzip ist u.a. beim *Antiproton-Accumulator* (AA) am CERN verwirklicht. Dort wird das Phasenraumvolumen von Antiproton-Bunchen durch eine Anordnung von Detektoren gemessen und mit schnellen *Kickermagneten* eine Reduktion erreicht (*Antiproton Cooling*). Die phasenraumreduzierten Antiproton-Bunche können damit gespeichert und anschließend in den Proton-Antiproton-Collider injiziert werden.

⁴⁶ Bei N_2 -Lasern wird besonders die Funkenstrecke innerhalb des Entladungskanals beansprucht (ca. $1 - 2 \cdot 10^6$ Laserschüsse), bei NdYAG-Lasern stellt die Lebensdauer der Blitzlampe eine Beschränkung dar (ca. 10^7 Laserschüsse).

⁴⁷ Bei N_2 -Lasern durch Zünden der Entladungsstrecke, bei NdYAG-Lasern durch das Zünden der Blitzlampe, besonders aber durch einen schnellen elektro-optischen Schalter, einer *Pockelszelle*, bei der Hochspannung von mehreren *kV* in ca. $1 - 2 \text{ nsec}$ geschaltet wird.

Strahltransportsystem hergestellt werden. Dafür gibt es prinzipiell zwei verschiedene Lösungen:

- Konventionell mit Hilfe eines Spiegelsystems
- Durch Lichtleitung in Glasfasern

Das konventionelle Spiegelsystem erscheint zunächst von Nachteil: Um den Strahl von außerhalb des Detektors bis ins Kammervolumen zu leiten, ist unter Umständen eine große Zahl von Umlenkungen notwendig. Alle Spiegel benötigen Halterungen mit zeitintensiver Justierung und anfällig für Staub und Vibrationen. Der Strahlweg selbst darf nicht durch Kabel etc. behindert werden und braucht entsprechenden Schutz.

Um die Reflexionsverluste klein zu halten, sind *dielektrische Spiegel* zu verwenden. Die Oberfläche von dielektrischen Spiegeln ist mit einer Folge dünner, nichtleitender Schichten bedampft mit unterschiedlichem Brechungsindex⁴⁸ (siehe Abbildung 31). Die Dicken und Brechungs-

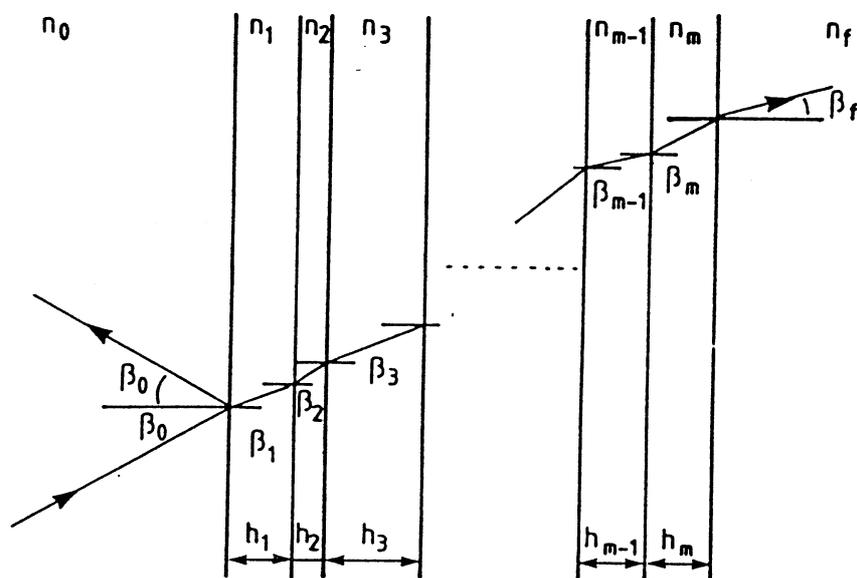


ABBILDUNG 31: Interferenzschichten eines dielektrischen Spiegels.

indizes der einzelnen Schichten sind so bemessen, daß durch konstruktive Interferenz der an den Grenzflächen reflektierten Strahlen für bestimmte Winkel- und Wellenlängenbereiche eine fast ideale Reflexion⁴⁹ erreicht werden kann. Metallische Vorderflächen-Spiegel⁵⁰ besitzen nur Reflektivitäten von 80 – 90% im UV-Bereich. Kritisch ist dabei weniger die schlechtere Reflektivität als vielmehr die auftretende Absorption. Die dünnen Metallschichten werden bei höheren Energiedichten, wie sie leicht durch Fokussierung mit einer Linse in einem Strahltransportsystem auftreten, lokal verdampft.

Trotz gewisser Nachteile des Strahltransports mit Spiegeln ist die Verwendung von Glasfasern weitaus problematischer und wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

⁴⁸Der Name *dielektrischer Spiegel* rührt von den unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten her, durch die verschiedene Brechungsindizes erzeugt werden.

⁴⁹Es werden Reflektivitäten besser als 99.9% erreicht

⁵⁰Die reflektierende Metallschicht ist auf die Vorderseite einer lediglich als Träger dienenden Glasplatte aufgedampft.

3.5.1 Möglichkeiten von Quarzfasern

Eine Glasfaser läßt sich wie ein normales Kabel im Detektor verlegen und stellt so die Verbindung zwischen Laser und Kammervolumen her, eine direkte optische Sichtlinie ist nicht notwendig. Obwohl diese Alternative sehr attraktiv zu sein scheint, benutzen bislang fast alle großen Experimente mit einem Kalibrationssystem ein konventionelles Spiegelsystem zum Strahltransport (ALEPH, OPAL, UA1). Untersuchungen zum Strahltransport in Glasfasern wurden insbesondere von S. Schreiber [Schr87] durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse seien im folgenden noch einmal zusammengefaßt:

Die Absorption von Glas im UV-Bereich erlaubt nur die Verwendung von hochreinem Quarzmaterial. Trotzdem ist die Absorption auch mit Quarzfasern bei einer Wellenlänge von $\lambda = 266 \text{ nm}$ noch etwa vierfach höher als die physikalisch, durch *Rayleigh-Streuung* bedingte Grenze. Gemessen werden konnte eine Absorption von ca. 444 dB/km entsprechend etwa 10% pro m.

Die maximale in eine Glasfaser einkoppelbare Energiedichte ist beschränkt. Energiedichten oberhalb von ca. 20 mJ/mm^2 zerstören lokal die Faseroberfläche oder unmittelbar dahinter liegende Zonen, die mechanischer Beanspruchung ausgesetzt waren. Weil besonders NdYAG-Laser aber starke Intensitätsschwankungen besitzen, sollte die mittlere Energiedichte 1 mJ/mm^2 nicht überschreiten, da bereits ein einzelner Laserschuß zur Zerstörung führen kann. Dadurch ist die maximal transportierbare Energie für eine gegebene Faser und Länge begrenzt.

Der Phasenraum des aus der Faser austretenden Lichts ist sehr groß. Übliche Fasern für den UV-Bereich mit einem Durchmesser von einigen $100 \mu\text{m}$ sind erheblich größer als die Lichtwellenlänge und transportieren eine Vielzahl verschiedener Ausbreitungsmoden. Das resultierende, austretende Licht stellt ein Modengemisch dar mit großer Divergenz und uneinheitlichem Strahlprofil.⁵¹ Zur Verwendung in einer Driftkammer muß daher der Phasenraum durch Ausblenden stark reduziert werden. Der verbleibende Strahl wird durch Linsen in die Kammer fokussiert. Die nutzbare Energiedichte ist dadurch erheblich eingeschränkt. Die Phasenraumreduktion muß um so stärker erfolgen, je länger die nutzbare Spurlänge in der Kammer sein soll. Bei der OPAL-Jetkammer mit einer erforderlichen Spurlänge von ca. 2 m wäre die verbleibende Energiedichte in der Kammer so gering, daß keine signifikante Ionisation mehr möglich ist.

Monomodefasern, also Fasern, die nur einen einzigen möglichen Mode transportieren und deren Phasenraum vor vorneherein ausreichend gering ist, sind für den UV-Bereich noch nicht verfügbar, da der Faserdurchmesser im Bereich der Wellenlänge liegen muß. Auch dann ist die maximale transportierbare Energie limitiert, so daß auch Monomodefasern zum Strahltransport keine geeignete Alternative darstellen.

Der Strahltransport durch Quarzfasern kann beim jetzigen technischen Standard lediglich bei kurzen Spurlängen (ca. 10 cm) in der Kammer eine Möglichkeit des Strahltransports bieten, bei nicht zu großer Übertragungslänge (einige Meter), ist jedoch nicht zur Kalibration großer Spurdetektoren geeignet. Über eine mögliche Verwendung von Quarzfasern bei Spurlängen von einigen cm wird derzeit bei zwei Experimenten diskutiert: Beim DELPHI Ring Image Cherenkov Detektor (RICH) [Hilke87] und beim Vertex-Detektor des OPAL-Experiments [Schr88].

Ein Ausweg aus der bestehenden Situation ist denkbar, wenn künstliche Ionisationssubstanzen dem Kammergas beigesetzt werden, wie sie in Abschnitt 3.3.3 erwähnt wurden. Dann läßt sich die zur Ionisation notwendige Energiedichte herabsetzen und durch vermehrtes Ausblenden der Phasenraum soweit reduzieren, daß auch längere Strahlwege möglich sind.

⁵¹ Der halbe Austrittswinkel liegt in der Größenordnung von 10° .

3.5.2 Die Intensitätsverteilung

Auch bei Verwendung eines Spiegelsystems ist die Divergenz des Laserstrahls in einer Driftkammer problematisch. Sie führt zu einer meist unerwünschten Aufweitung, so daß Energiedichte und Ionisation innerhalb der Kammer nicht konstant sind. Zum Verständnis der Ausbreitung eines Laserstrahls ist die Kenntnis der Intensitätsverteilung eine wichtige Voraussetzung.

Bei einem beugungsbegrenzten Laser ist die Divergenz allein bestimmt aus der Strahlbreite⁵² w und der Wellenlänge λ . Ein Laser im TEM_{00} -Grundmode⁵³ besitzt ein gaußisches Strahlprofil, bei dem man für die Divergenz Θ eine einfache Beziehung erhält:

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi w} \quad (48)$$

Die räumliche Intensitätsverteilung $I(r)$ eines Laserstrahls im TEM_{00} -Mode ergibt sich daraus als:

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (49)$$

I_0 ist die Intensität im Strahlzentrum. Die über die gesamte Fläche integrierte Intensität muß der Laserleistung P entsprechen, so daß aus dieser Bedingung für I_0 folgt:

$$\int_F I(r) dF = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty r I(r) dr d\varphi = P \quad \Rightarrow \quad I_0 = \frac{2P}{\pi w^2} \quad (50)$$

Mit Hilfe der Laserleistung P läßt sich $I(r)$ schließlich ausdrücken als:

$$I(r) = \frac{2P}{\pi w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (51)$$

Bei einem gepulsten Laser ist die Leistung nicht konstant, sondern zeitabhängig $P := P(t)$. Für den Pulsverlauf läßt sich ähnlich wie beim räumlichen Profil ein gaußisches Zeitprofil mit einer zeitlichen Breite τ im Bereich von einigen $nsec$ annehmen.⁵⁴ Messungen mit einer schnellen Photodiode und einem Speicher-Oszilloskop bestätigten diese Annahme für den später benutzten NdYAG-Laser in guter Näherung.⁵⁵ Damit gilt für die zeitabhängige Laserleistung $P(t)$:

$$P(t) = P_0 e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}} \quad (52)$$

P_0 ist dabei die maximale Laserleistung. Ähnlich wie in [50] entspricht die über die gesamte Pulsdauer integrierte Leistung der Energie E , so daß für P_0 gilt:

$$\int_t P(t) dt = E \quad \Rightarrow \quad P_0 = \frac{E}{\sqrt{2\pi} \tau} \quad (53)$$

und damit:

$$P(t) = \frac{E}{\sqrt{2\pi} \tau} e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}} \quad (54)$$

Durch Einsetzen in [51] erhält man letztlich die räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung $I(r, t)$:

$$I(r, t) = \frac{\sqrt{2}}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{E}{\tau w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2} - \frac{t^2}{2\tau^2}} \quad (55)$$

⁵² Als Strahlbreite wird allgemein der optische *Waist* w verwendet, d.h. der Radius r , an dem die Intensität auf den Wert $1/e^2$ vom Maximum abgefallen ist ($w = 2\sigma$ eines Gaußprofils).

⁵³ Transversaler Elektro-Magnetischer Mode nullter Ordnung in der xy -Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z .

⁵⁴ Für die oft angegebene volle Halbwertsbreite (FWHM) T gilt die Umrechnung: $T = 2\sqrt{2 \ln 2} \tau$

⁵⁵ Die Annahme eines einfachen gaußischen Zeitprofils ist jedoch nicht generell gültig. Je nach Bauweise und Justierung, auch abhängig von der Laserenergie wurden bei verschiedenen Lasern *mehrfache* gaußische Pulse im Abstand von einigen $nsec$ beobachtet.

3.5.3 Die Ionisationsdichteverteilung

Aus der Intensitätsverteilung $I(r, t)$ soll nun die Ionisationsdichteverteilung $D(r, t)$ gewonnen werden, die die Verteilung der durch den Laserstrahl erzeugten Elektronen beschreibt. Wie bereits in Abschnitt 3.3.1 erläutert, können verschiedene Zusammenhänge zwischen Ionisation und Energie bzw. Intensität vorliegen. Fast immer wurde eine quadratische Abhängigkeit beobachtet. Für alle weiteren Überlegungen wird daher ebenfalls eine quadratische Abhängigkeit der Ionisationsdichteverteilung $D(r, t)$ von der Laserintensität $I(r, t)$ angenommen:

$$D(r, t) = g [I(r, t)]^2 \quad (56)$$

g ist eine zunächst noch nicht näher bestimmte Proportionalitätskonstante. Einsetzen der Intensitätsverteilung $I(r, t)$ liefert:

$$D(r, t) = \frac{2g}{\pi^3} \frac{E^2}{\tau^2 w^4} e^{-\frac{4r^2}{w^2} - \frac{t^2}{\tau^2}} \quad (57)$$

$D(r, t)$ beschreibt die zeitliche Entwicklung und räumliche Verteilung der Ionisation im Kammerngas bei gegebener Laserpulsdauer τ und Strahlbreite w . Die über Zeit und Fläche integrierte Ionisationsdichteverteilung entspricht der Gesamtzahl der erzeugten Elektronen pro Spurlänge n_e :

$$\iint_{t, F} D(r, t) dF dt = n_e \quad (58)$$

Mit dieser Bedingung erhält man schließlich für die Anzahl der Elektronen n_e und die Proportionalitätskonstante g :

$$n_e = \frac{\sqrt{\pi}}{2\pi^2} \frac{g E^2}{\tau w^2} \quad \text{bzw.} \quad g = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\pi}} \frac{n_e \tau w^2}{E^2} \quad (59)$$

Vergleicht man dieses Ergebnis mit [41] aus Abschnitt 3.3.1 über die 2-Photon Ionisation, so erkennt man die formale Ähnlichkeit. Der Konstanten g entspricht bis auf Vorfaktoren das Produkt aus Wirkungsquerschnitt, Moleküldichte der Ionisationssubstanz und Lebensdauer des Zwischenniveaus.⁵⁶

Die Ionisationsdichteverteilung macht deutlich, daß durch einen Laserstrahl im Gegensatz zu einem geladenen Teilchen keine beliebig dünne Ionisationsspur erzeugt wird, sondern eine auch in Driftrichtung ausgedehnte Ladungsverteilung.

3.5.4 Auswirkung der endlichen Laserpulsdauer

$D(r, t)$ beschreibt die *primäre* Ionisationsdichteverteilung, wie sie bei der Laserionisation im Gas ohne jegliches Driftfeld vorliegt. Mit anliegendem Driftfeld muß [57] modifiziert werden. Infolge der zwar kurzen, jedoch nicht verschwindenden Laserpulsdauer τ driften Elektronen, die zu Beginn des Pulses erzeugt wurden, bereits eine merkliche Strecke in Richtung des Signaldrahts. Resultat ist eine Verbreiterung der Ionisationsdichteverteilung in Driftrichtung y nach Abklingen der primären Ionisation, senkrecht dazu in x -Richtung erfolgt dagegen keine Verbreiterung. Die bisher aufgrund des TEM_{00} -Lasermode radialsymmetrische Ionisationsdichteverteilung $D(r, t)$ wird dadurch bei Anwesenheit eines Driftfelds asymmetrisch bzgl. der x - und der y -Richtung: $D_d(x, y, t)$. Allgemein ist $D_d(y)$ in Driftrichtung y eine *Faltung* der *primär* erzeugten Ionisationsdichteverteilung $D_p(y)$ mit der von der Zeitstruktur des Laserpulses verursachten Verteilung $D_t(y)$:

$$D_d(y) = (D_p \otimes D_t)(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} D_p(y') D_t(y - y') dy' \quad (60)$$

⁵⁶Es ist zu beachten, daß hier τ der Laserpulsdauer entspricht und nicht mit der Lebensdauer des Zwischenniveaus in [41] verwechselt werden darf.

Im Fall einer gaußischen primären Ionisationsdichteverteilung $D_p(y)$ und einer gaußischen Zeitstruktur des Laserpulses ist die Faltungsfunktion $D_d(y)$ wiederum eine Gaußfunktion und es gilt für deren Breite σ_y :

$$\sigma_y^2 = \sigma_{y_p}^2 + \sigma_{y_t}^2 = \frac{w^2}{8} + \frac{\tau^2 v_d^2}{2} \quad (61)$$

Die Driftgeschwindigkeit v_d im Ionisationsbereich wurde dabei als konstant vorausgesetzt. Als modifizierte Ionisationsdichteverteilung $D_d(x, y, t)$ im Driftfeld erhält man eine 2-dimensionale Gaußverteilung mit verschiedenen Einzelbreiten σ_x, σ_y in x - und y -Richtung:

$$\sigma_x = \frac{w}{2\sqrt{2}} \quad \sigma_y = \sqrt{\frac{w^2}{8} + \frac{\tau^2 v_d^2}{2}} \quad \sigma_t = \frac{\tau}{\sqrt{2}} \quad (62)$$

und schließlich:

$$D_d(x, y, t) = \frac{2gE^2}{\pi^3 \tau^2 w^3 \sqrt{w^2 + 4\tau^2 v_d^2}} e^{-\frac{4x^2}{w^2} - \frac{4y^2}{w^2 + 4\tau^2 v_d^2} - \frac{t^2}{\tau^2}} \quad (63)$$

Im Grenzfall $v_d \rightarrow 0$ (kein Driftfeld) strebt die modifizierte Verteilung gegen $D(r, t)$. Von praktischem Interesse ist im Allgemeinen nur die Ionisationsdichteverteilung $D(y)$ in Driftrichtung y , bei der die x - und t -Abhängigkeit eliminiert ist: $D(y) = \int_t \int_x D_d(x, y, t) dx dt$,

$$D(y) = \frac{gE^2}{\pi \tau w^2 \sqrt{w^2 + 4\tau^2 v_d^2}} e^{-\frac{4y^2}{w^2 + 4\tau^2 v_d^2}} = \frac{2n_e \sqrt{\pi}}{\sqrt{w^2 + 4\tau^2 v_d^2}} e^{-\frac{4y^2}{w^2 + 4\tau^2 v_d^2}} \quad (64)$$

Die Breite der Ionisationsdichteverteilung in Driftrichtung hängt damit sowohl von der geometrischen Strahlbreite, dem Waist w ab, als auch von der Pulsdauer τ und der Driftgeschwindigkeit v_d . Der Waist w wurde dabei bislang als konstant angenommen. Die unvermeidbare Strahldivergenz bewirkt jedoch längs des Strahlwegs einen variablen Waist $w := w(z)$, der damit eine Veränderung sowohl der Breite der Ionisationsdichteverteilung, als auch der Zahl der erzeugten Elektronen zur Folge hat. Der Verlauf des Waist längs des Strahlwegs läßt sich mit Hilfe optischer Matrizen berechnen.

3.5.5 Transformation durch ein optisches System

Durch die Strahldivergenz des Laserstrahls ist es notwendig, bei einem größeren Abstand zwischen Laser und Driftkammer ein optisches System zu verwenden, das den Strahl kollimiert und gegebenenfalls in die Kammer fokussiert. Dies erfolgt mit einem langbrennweitigen, teleskopischen Linsensystem, das unmittelbar nach dem Strahlaustritt am Laser angeordnet ist. Das Teleskop weitet den Strahl auf und erzeugt einen "weichen" Fokus⁵⁷ in der Driftkammer.⁵⁸

Die Transformation des Strahls durch ein optisches System läßt sich in einfacher Weise durch Matrizen beschreiben, in denen die einzelnen optischen Elemente durch 2×2 -Matrizen repräsentiert werden:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (65)$$

Beispiele für optische Komponenten sind die einfache Ausbreitung im freien Raum über die Strecke d und die Brechung an einer dünnen Linse der Brennweite f :

$$\text{Freier Raum: } \mathcal{M} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Linse: } \mathcal{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (66)$$

⁵⁷"Weicher" Fokus bedeutet in diesem Zusammenhang, daß sich die Strahlbreite innerhalb der Kammer nur wenig ändert.

⁵⁸Eine ausführliche Beschreibung der Transformation des Waist durch ein optisches System ist zu finden in der Diplomarbeit von S. Schreiber [Schr87].

Durch Matrizenmultiplikation der Einzelmatrizen erhält man die Matrix des gesamten optischen Systems:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_N \mathcal{M}_{N-1} \cdots \mathcal{M}_1 \quad (67)$$

\mathcal{M}_1 beschreibt die erste optische Komponente, \mathcal{M}_2 die zweite usw. Der optische Waist $w := w(z)$ längs des Strahlwegs z kann daraus wie folgt berechnet werden:

$$w^2(z) = w_0^2 \frac{B^2 + A^2 \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2}{\det \mathcal{M} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2} \quad (68)$$

w_0 ist dabei der Waist am Ursprung, dem Strahlaustritt des Lasers. Der Verlauf des optischen Waist längs des Strahlwegs innerhalb der Driftkammer ist entscheidend für die Ionisation des Laserstrahls, da die Ionisationsdichte unmittelbar vom Waist abhängt. Eine wichtige Größe ist dabei die sogenannte "ionisierende Kante" des Laserstrahls, deren Problematik bei der Kalibration von Driftkammern mit Laserstrahlen im nachfolgenden Abschnitt erläutert wird.

3.6 Die "ionisierende Kante"

Ein Laserstrahl erzeugt im Gegensatz zu geladenen Teilchen eine in Driftrichtung ausgedehnte Ionisationsdichteverteilung. Daher stammen die dem Signaldraht am nächsten liegenden Elektronen mit der kürzesten Driftzeit nicht aus dem Zentrum des Strahls, der optischen Achse, sondern aus dem Randbereich.

- Dieser Ionisierungsrand wird allgemein als **ionisierende Kante** bezeichnet. Sie läßt sich definieren als der Ort des am nächsten zum Signaldraht liegenden Elektrons, das die minimalste Driftzeit besitzt und als *erstes Elektron* bezeichnet wird (vergl. Abschnitt 2.4.2). Die gemessene Driftzeit entspricht dem Abstand vom Signaldraht zum ersten Elektron und nicht zur optischen Achse, ist also verkürzt.

Bei ortsfestem Laserstrahl hängt der Ort der ionisierenden Kante ab vom Waist und der Laserintensität. Beide Größen variieren jedoch entweder systematisch innerhalb des Kammervolumens (Waist) oder zeigen statistische Schwankungen von Schuß zu Schuß des Lasers (Intensität). Der sich daraus ergebende Verlauf und die Schwankung der ionisierenden Kante ist demnach entscheidend zum Verständnis der gesamten Kalibration von Driftkammern mit Laserstrahlen.

3.6.1 Die Ionisationsschwelle

Eine einfache, qualitative Vorstellung über die ionisierende Kante erhält man unter der Annahme einer festen *Intensitätsschwelle* für die Ionisation, unterhalb derer keine Ionisation erfolgt. Abbildung 32 zeigt das gaußische Intensitätsprofil eines Laserstrahls bei großer und kleiner Laserintensität. Eine notwendige Mindestintensität führt bei großer Laserintensität zu einer Verschiebung des Ionisationsrandes vom optischen Zentrum in Richtung auf den Signaldraht; die gemessene Driftzeit des ersten Elektrons wird kürzer.

Kompliziertere Verhältnisse liegen vor, wenn sich innerhalb der Driftkammer zusätzlich die Strahlbreite ändert. Dann liegt die ionisierende Kante nicht mehr für alle Drähte im gleichen Abstand zur optischem Zentrum bzw. ändert sich nicht im gleichen Maß mit der Intensität, sondern variiert unterschiedlich mit der Intensität für verschiedene Drähte. Die Laserspur erscheint nicht mehr länger als gerade Spur. Damit ist aber einer der wichtigsten Vorteile von Laserstrahlen in Frage gestellt und bedarf näherer Untersuchungen.

Das einfache Modell einer festen Ionisationsschwelle verdeutlicht zwar qualitativ die Abhängigkeit von Energie und Strahlbreite, erscheint aber für quantitative Aussagen weniger geeignet. Da

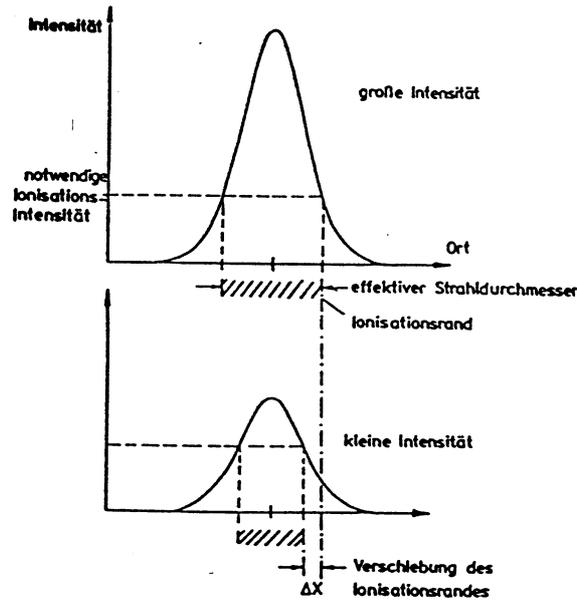


ABBILDUNG 32: Verhalten der ionisierenden Kante bei verschieden großer Laserintensität. Angenommen ist eine konstante Intensitätsschwelle, unterhalb derer keine Ionisation möglich ist.

es sich bei der Ionisation um einen statistischen Prozeß handelt, muß zur genaueren Beschreibung auch von statistischen Überlegungen ausgegangen werden.

Im folgenden wird daher versucht, zu einem allgemeinen, verbesserten Modell zu gelangen, das quantitative Aussagen über den Verlauf der ionisierenden Kante in einer Driftkammer gestattet.

3.6.2 Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des ersten Elektrons

Betrachtet man eine gegebene Anzahl von n Elektronen, deren Orte in Driftrichtung gaußisch um das optische Zentrum verteilt sind, ergeben sich 2 sogenannte Extremwerte: Der Ort des am nächsten zum Signaldraht liegenden ersten Elektrons (minimaler Extremwert) und der Ort des weitest entfernten letzten Elektrons (maximaler Extremwert).⁵⁹

Auch bei gleichbleibenden Bedingungen, wie konstantem Waist und konstanter Intensität ist der Ort des ersten Elektrons nicht fest, sondern zeigt eine natürliche, statistische Fluktuation von Schuß zu Schuß: Die Orte der beiden Extremwerte folgen einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung. Um Aussagen über das Verhalten der ionisierenden Kante zu erlangen, muß die Wahrscheinlichkeitsverteilung des minimalen Extremwerts bestimmt werden, sowie der Erwartungswert EX (die mittlere ionisierende Kante) und die Varianz VX (die Streuung der ionisierenden Kante) der Verteilung.

Ausführlich wird das Problem der Extremwerte einer Verteilung von Cramér behandelt [Cra61]. Allgemein wird dort nicht nur der Fall des sogenannten *ersten* minimalen Extremwerts berücksichtigt (erstes Elektron in Richtung zum Draht), sondern generell des *k-ten* minimalen Extremwerts (*k*-tes Elektron in Richtung zum Draht).

⁵⁹Das Problem des Auftretens von Extremwerten einer Wahrscheinlichkeitsverteilung ergibt sich *immer* dann, wenn keine unendliche Anzahl von Werten, sondern nur eine endliche Anzahl von n Werten vorhanden sind.

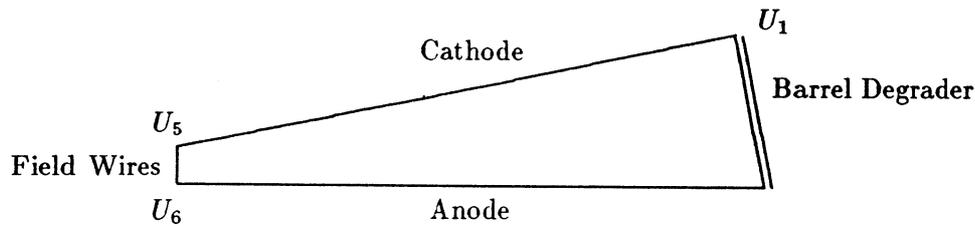


ABBILDUNG 39: Position der Spannungs-Stützpunkte zur Erzeugung eines homogenen Driftfeldes innerhalb eines Halbsektors.

fenträger und gleichzeitig Isolationsmaterial zwischen der maximalen Driftspannung und dem Massepotential bilden 6 mm dicke Platten aus glasfaserverstärktem Kunststoff,⁶⁶ die auch als Barrel-Felddegrader bezeichnet werden. Die Außenseite der Platten bildet eine Kupferschicht auf Massepotential, so daß unkontrollierte Aufladungen und nachfolgende Mikroentladungen vermieden werden. Ohne definiertes Potential auf der Außenseite würde sonst ein ständiger, geringer, jedoch fluktuierender Strom abfließen, der Störungen an den Signaldrähten verursacht. Das durch die Kathoden erzeugte Driftfeld beträgt nominal 940 V/cm bei einem Gasdruck von 4 bar.

Die Versorgung mit den erforderlichen Spannungen, die Überwachung sowohl der Kathodenströme, als auch der Potentialdraht- und der Signaldrahtströme übernimmt ein umfangreiches Hochspannungsversorgungs- und Überwachungssystem [Mohr86]. Ströme von wenigen nA in den Potentialdrähten können nachgewiesen werden. Eine schnelle Erkennung von Überströmen ermöglicht Abschaltzeiten unterhalb von 1 μ sec bei der Potentialdrahtspannung. Zur Unterdrückung von hochfrequenten Störungen, insbesondere durch Schaltvorgänge in den Hochspannungsnetzgeräten sind in allen Hochspannungsleitungen Tiefpaßfilter eingebaut.

4.1.2 Gasversorgung

Zur Versorgung des FSP mit dem erforderlichen Gasgemisch⁶⁷ $Ar/CH_4/i-C_4H_{10}$ (88/9.4/2.6) bei einem Druck von 4 bar und zur Überwachung der Gaseigenschaften wurde ein Gassystem installiert [Igo86], daß folgende Aufgaben übernimmt:

- Evakuieren des Drucktankvolumens von 30 m³ bis zu einem Restdruck unterhalb von 10⁻³ mbar.
- Auffüllen der einzelnen Gaskomponenten mit dem für das richtige Mischungsverhältnis nötigen Partialdruck.
- Während des Betriebs der Kammer im geschlossenen Gaskreislauf Umwälzung des Gases. Das gesamte Gasvolumen wird in 10 bis 12 Stunden einmal umgewälzt.
- Reinigung des Gases mit speziellen Filtern⁶⁸ zur Reduzierung des Sauerstoffanteils auf wenige ppm und zur Stabilisierung des Wasseranteils auf ca. 500 \pm 30 ppm.
- Überwachung der für die Jetkammer wichtigsten Gaseigenschaften, der Driftgeschwindigkeit und des Attachments mit Hilfe einer Monitorkammer.

⁶⁶ Material: FR-4

⁶⁷ In der OPAL-Jetkammer wird ein geringfügig modifiziertes Mischungsverhältnis verwendet: $Ar/CH_4/i-C_4H_{10}$ (88.2/9.8/2.0).

⁶⁸ Sauerstoffreduktion: Aktiviertes Kupfer Filter BASF R311, Wasserreduktion: Molekularsieb Zellgröße 3Å

Die beiden zuletzt genannten Punkte sind besonders wichtig zur Gewährleistung der Langzeitstabilität. Sauerstoff als stark elektro-negatives Molekül bewirkt in großem Maß Attachment, Wasser beeinflusst sehr stark die Driftgeschwindigkeit. Gleichzeitig wirkt sich ein gewisser Wasseranteil aber auch günstig auf die Hochspannungsstabilität der gesamten Kammer aus. Es bildet sich ein mikroskopisch dünner Wasserfilm auf allen Oberflächen aus, der u.a. eine erhöhte Oberflächenleitfähigkeit und Herabsetzung des Oberflächenwiderstands in den Zwischenräumen zwischen den feldformenden Streifen erzeugt. Der Volumen-Isolationswiderstand, wichtig für die Isolationsfestigkeit gegen das Massepotential, wird dagegen nicht verändert.

Positive Ionen, die bei der Gasverstärkung am Signaldraht entstehen und sich in Richtung der Kathode bewegen, lagern sich auf den isolierenden Zwischenräumen an. Durch die höhere Oberflächenleitfähigkeit können die Ionen schneller abfließen und rekombinieren. Der Aufbau einer positiven Ionenraumladung, die zu hohen Feldstärken in der Umgebung und zu plötzlichen Entladungen führen kann, wird so weitgehend vermieden.

Ähnlich wie bei Isolatoren wirkt sich ein Wasserfilm auch bei allen Leitern wie Drähten oder Streifen günstig aus, die bezüglich der Signaldrähte auf Kathodenpotential liegen, so z.B. bei den Potentialdrähten. Nach längerer Betriebszeit können sich auf den Potentialdrähten dünne isolierende Schichten ausbilden. Die Raumladung durch angelagerte Ionen auf der Oberfläche der Isolationsschicht verstärkt das elektrische Feld an der Drahtoberfläche, bis schließlich durch lokale Feldemission von Elektronen aus dem Potentialdraht ein Isolationsdurchbruch erfolgt. Die austretenden Elektronen driften zum Signaldraht, erzeugen durch Gasverstärkung neue Ionen, die durch weitere Anlagerung die Feldemission verstärken und den Entladungsstrom schnell ansteigen lassen, bis ein regulärer Betrieb der Kammer nicht mehr möglich ist. Diese Form der Feldemission durch Aufbau einer positiven Ionenraumladung über einer dünnen Isolationsschicht wurde bereits 1936 von L. Malter beschrieben [Mal36] und wird seitdem als Malter-Effekt bezeichnet.

Zur laufenden Überwachung von Driftgeschwindigkeit und Attachment dient eine spezielle Monitorkammer, die in den Gasfluß des FSP geschaltet werden kann, aber auch unabhängige Messungen erlaubt [Huk87a, Huk87b]. Durch ^{55}Fe - und ^{90}Sr -Präparate wird an definierten Stellen Ionisation erzeugt. Aus der Laufzeit und dem Ladungsverlust lassen sich Driftgeschwindigkeit und Attachment bestimmen. Die Ergebnisse der Messungen mit der Monitorkammer zeigten bei normaler Gasreinigung ein verbleibendes Attachment von nur wenigen Prozent über die maximale Driftstrecke von 24 cm. Trotz dieser geringen Abschwächung müssen die gemessenen Ladungen für die Bestimmung des mittleren spezifischen Energieverlustes $\langle dE/dx \rangle$ darauf korrigiert werden.

Durch Änderung des elektrischen Feldes in der Monitorkammer läßt sich besonders leicht die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der reduzierten Feldstärke (E/p) vermessen. Abbildung 40 zeigt das Ergebnis für das beim FSP benutzte Kammergas. Infolge des Isobutan-Anteils besitzt die Driftgeschwindigkeit ein breit verlaufendes Maximum bei $v_D = 5.42 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ im Bereich zwischen 215 und 230 V/(cm · bar). Dort ist die Driftgeschwindigkeit fast unabhängig von der Feldstärke und damit auch wenig sensitiv auf mögliche Feldinhomogenitäten in der Jetkammer. Bei der Wahl des Arbeitspunkts⁶⁹ muß jedoch die Empfindlichkeit der Driftgeschwindigkeit auf den Wasseranteil mit berücksichtigt werden.

Abbildung 41 zeigt den Einfluß des Wasseranteils auf die Driftgeschwindigkeit als Funktion des reduzierten Felds (E/p) für Ar/CH₄ (90/10). Besonders im Bereich um 100 V/(cm · bar), dem Maximum der Driftgeschwindigkeit für dieses Gasgemisch, ist die Abhängigkeit gravierend. Eine Langzeit-Stabilität in diesem Bereich erscheint fraglich. Bei größeren reduzierten Feldstärken um 250 V/(cm · bar) ist der Einfluß dagegen nur gering. Die Wasserabhängigkeit im nur wenig differierenden FSP-Gasgemisch ist vergleichbar, jedoch wirkt sich dort günstig aus, daß der Bereich der maximalen Driftgeschwindigkeit zu größeren reduzierten Feldstärken verschoben ist.

⁶⁹Die Kombination aus Driftfeld und Potentialdrahtspannung (= Gasverstärkung) wird als Arbeitspunkt einer Jetkammer bezeichnet (siehe auch Abschnitt 2.4.4).

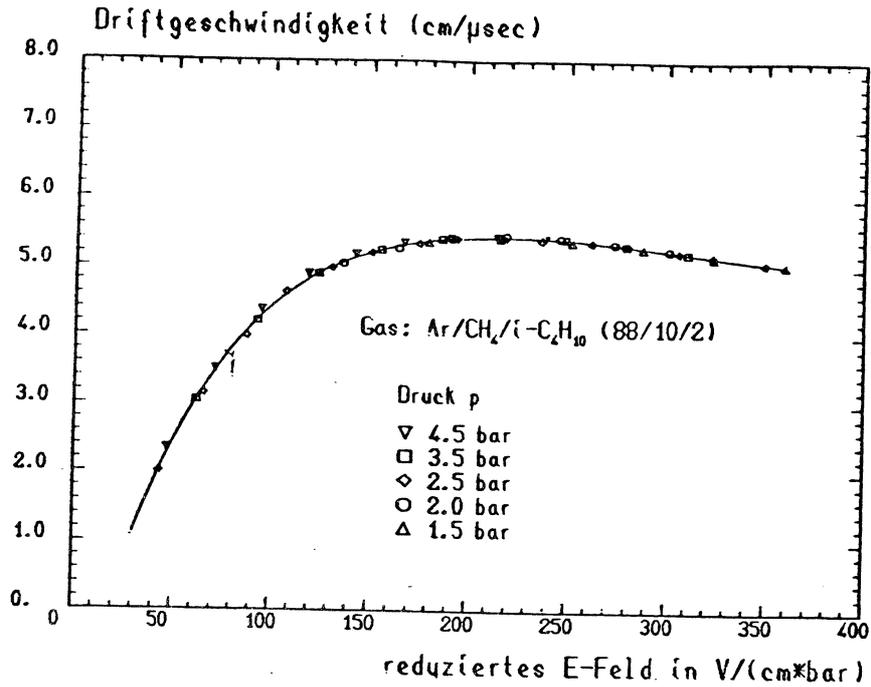


ABBILDUNG 40: Driftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke (E/p) für das FSP-Gasgemisch [Huk87a, Huk87b].

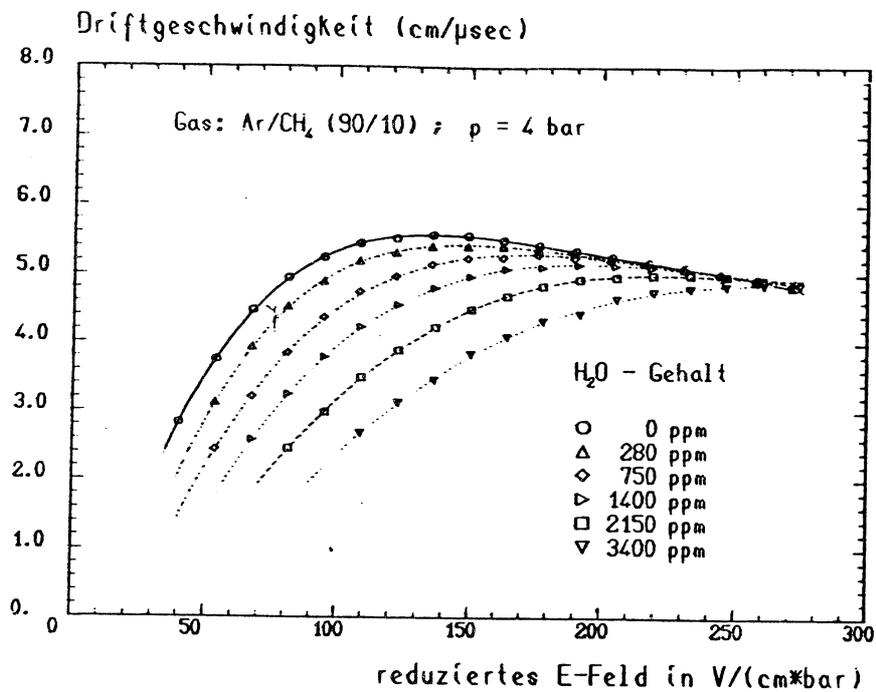


ABBILDUNG 41: Einfluß des Wasseranteils auf die Driftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke (E/p) für Ar/CH₄ (90/10) [Huk87a, Huk87b].

Als Driftfeld der FSP-Jetkammer wurde daher ein Wert von $235 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{bar})$ gewählt, entsprechend $940 \text{ V}/\text{cm}$. Dieses Driftfeld ist zwar geringfügig höher als es dem Bereich der maximalen Driftgeschwindigkeit entspricht, dafür ist jedoch die Wasserabhängigkeit geringer. Fordert man eine Konstanz der Driftgeschwindigkeit von $\Delta v_D/v_D = 0.1 \%$, entsprechend einem absoluten Ortsfehler vergleichbar zur Ortsauflösung, so muß der gewählte Wasseranteil von 500 ppm trotzdem noch auf $\pm 30 \text{ ppm}$ stabil gehalten werden.

4.1.3 Datenauslese

Beide Enden der Signaldrähte sind mit rauscharmen Vorverstärkern⁷⁰ des Typs VV36 bestückt. Der Verstärkungsfaktor bei einer Eingangsimpedanz von $R_i = 50 \Omega$ beträgt ca. 300, die Anstiegs- und Abfallzeit ca. 6 nsec . Der äquivalente Rauschpegel liegt bei etwa 2000 Elektronen R.M.S. und damit weit unterhalb der mittleren von einem minimal ionisierenden Teilchen erzeugten Ladung von $3.6 \cdot 10^6$ Elektronen nach einer Gasverstärkung von 10^4 . Über individuell abgeschirmtes *Twisted Pair* Kabel einer Länge von 35 m werden die verstärkten Kammersignale einem FADC-System des Typs⁷¹ DL300 zugeführt [vWal85]. Abbildung 42 zeigt den schematischen Aufbau des FADC-Systems.

Kernstück sind schnelle Analog-Digital-Wandler (FADCs), die alle 10 nsec das anliegende Eingangssignal digitalisieren (siehe Abschnitt 2.4.3 und 3.1). Durch eine nichtlineare Eingangsschaltung wird der dynamische Bereich von linear 6 bit auf quasi 8 bit mit nichtlinearer Kennlinie erweitert. In einem schnellen Speicher (ECL-RAM) können bis zu 256 digitalisierte Abtastwerte (DL305) oder in einer erweiterten Ausführung 1024 Werte (DL310) gespeichert werden, ausreichend für eine maximale Driftzeit von $2.56 \mu\text{sec}$ bzw. $10.24 \mu\text{sec}$.

4 FADC-Kanäle mit Speicher sind in einem *Modul* zusammengefaßt; maximal 24 Module finden in einem *FADC-Crate* Platz. Die mechanischen Abmessungen und Steckverbindungen der Module und des FADC-Crates entsprechen der *VME-Norm*, eines Industrie-Standards für Mikroprozessor-Karten der Serie 68000 und Peripherie mit entsprechendem Bus-System. Im Gegensatz zum industriell benutzten VME-Bus sind jedoch die einzelnen FADC-Module über zwei spezielle, auf die spezifischen Anforderungen zugeschnittene, "private" Bus-Systeme verbunden. Der obere sogenannte *Analog-Bus* verteilt die von den Vorverstärkern ankommenden analogen Kammersignale auf die einzelnen FADC-Module und -Kanäle. Der untere sogenannte *Scan-Bus* versorgt die Module mit den digitalen Adress- und Taktsignalen, die von einem zentral in jedem Crate befindlichen *Scanner und Hitdetektor* erzeugt werden.

Der Scanner und Hitdetektor vereinigt dabei mehrere Funktionen:

- Ein eintreffendes Triggersignal startet eine dazu synchron anlaufende *Clock*, aus der die Adress- und Taktsignale für alle FADC-Module abgeleitet und über den Scan-Bus verteilt werden.⁷² Nach 256 (oder 1024) Takten der Digitalisierung und Abspeicherung der Kammer-signale wird die Clock gestoppt.
- In einer zweiten Phase werden durch den Scanner mit langsamerer Geschwindigkeit die Speicherinhalte aller FADC-Module im Crate nacheinander abgefragt und die Daten über den Scan-Bus dem Hitdetektor zur Datenreduktion zugeführt.
- Der Hitdetektor vergleicht die Daten mit einer vorher programmierten Schwelle. Wird von zwei aufeinander folgenden Abtastdaten (consecutive samples) die Schwelle überschritten, wird der Anfang eines sogenannten Hits (im Allgemeinen ein Kammersignal) definiert. Ein

⁷⁰Physikalisches Institut der Universität Heidelberg.

⁷¹Physikalisches Institut der Universität Heidelberg. In der OPAL-Jetkammer wird eine weiterentwickelte Version VV42 mit einer Eingangsimpedanz von $R_i = 113 \Omega$ verwendet.

⁷²Das gemeinsame Starten der FADCs nach einem Trigger wird als *Common Start Mode* bezeichnet. Der *Common Stop Mode*, bei der die freilaufende Clock durch ein Triggersignal gestoppt wird, ist ebenfalls möglich.

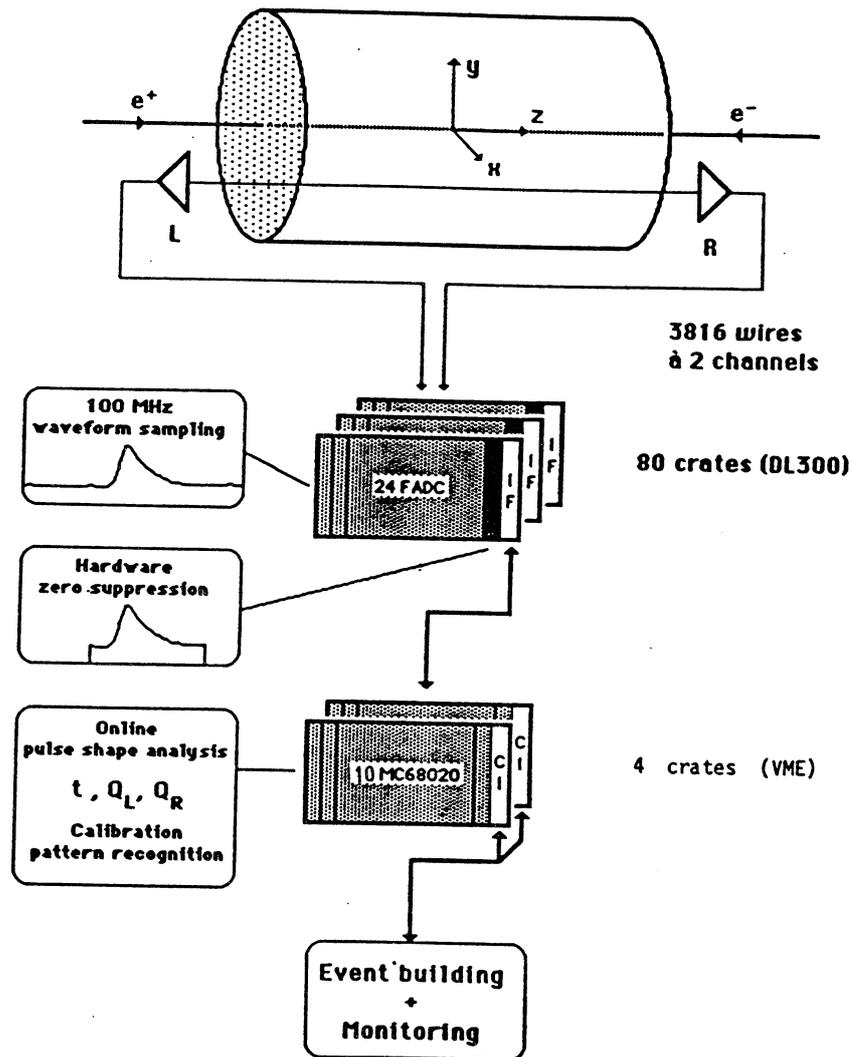


ABBILDUNG 42: Das DL300 Flash-ADC System zur Auslese der Daten der OPAL-Jetkammer und des FSP [Heuer88].

zweimaliges aufeinander folgendes Unterschreiten der Schwelle definiert das Hit-Ende. Durch dieses Verfahren wird die relevante Information innerhalb des Speicherbereichs markiert und Daten, die keinen Kammerpulsen entsprechen, unterdrückt.

Die vom Hitdetektor erkannten Datenbereiche werden schließlich über ein Interface-Modul vom FADC-Crate zu einem VME- oder einem CAMAC-Crate weitertransportiert. Die weitere Datenverarbeitung läßt sich damit auf die per *Hardware* schnell erkannten Kammerpulse beschränken.

Die maximale Anzahl von 48 Drähten pro FADC-Crate bedingt, daß zum Auslesen eines gesamten Sektors mit 160 Drähten mindestens 4 FADC-Crates notwendig sind: 3 Crates zu je 48 Drähten sowie 1 Crate mit 16 Drähten. Diese aus technischen Gründen nötige Aufteilung bedingt jedoch neue zusätzliche Kalibrationsgrößen:

Das Triggersignal muß auf 4 Scanner-Module verteilt werden und startet dort unabhängig voneinander 4 verschiedene Clock-Generatoren für die FADC-Crates. Auch bei bestmöglicher

Hardware-Auslegung ist es nicht erreichbar, daß alle FADC-Clocks exakt gleichzeitig starten. Es können unterschiedliche, jedoch konstante Verzögerungen der Startzeiten im *nsec*-Bereich auftreten, die im weiteren als *relative Crate-Zeitnullpunkte* bezeichnet werden. Diese relativen Crate-Zeitnullpunkte müssen bestimmt werden, um die gemessenen Driftzeiten bei den einzelnen Crates zu korrigieren (siehe Abschnitt 6.1.1).

4.2 Das System zur Kalibration mit Laserstrahlen

Neben der Überprüfung des generellen Konzepts der OPAL-Jetkammer, dem Test des mechanischen Aufbaus, des Hochspannungs- und Gassystems und der Auslese der Daten, bestand der Wunsch, über ein System zur Kalibration mit Laserstrahlen für den FSP zu verfügen. Zum Zeitpunkt des Baus des FSP 1984 lagen jedoch nur wenige Erfahrungen bei der Verwendung von Lasern zur Kalibration vor (vergleiche Abschnitt 3.3). Zwar konnte an verschiedenen kleineren Testkammern [Jok83, Eis83, Hau83] in den Jahren 1982 – 83 gezeigt werden, daß Laserspuren in einer Jetkammer hohe Ortsauflösung besitzen und hilfreich sind, Drahtpositionen zu vermessen. Auch konnte die Orts-Driftzeit-Beziehung leicht und schnell bestimmt werden, systematische Untersuchungen im Hinblick auf eine Gesamtkalibration der OPAL-Jetkammer standen jedoch noch aus.

Das System zur Kalibration mit Laserstrahlen sollte einerseits dazu dienen, Erfahrungen in Umgang mit den optischen Komponenten zu sammeln und andererseits aufgrund von Testmessungen mit dem FSP Verfahren zu entwickeln, um möglichst viele der zur Kalibration notwendigen Größen zu bestimmen. Die detailliertere Kenntnis der Kammereigenschaften durch die Lasertestmessungen erbrachte desweiteren auch eine Verbesserung der Jetkammer-Konstruktion selbst mit sich.

Während der Testphase des FSP vom Sommer 1984 bis Sommer 1986 wurde das Lasersystem weiter modifiziert und optimiert, besonders im Hinblick auf die im Oktober 1987 durchgeführten ersten Kalibrationsmessungen an 2 zu dem Zeitpunkt fertiggestellten Sektoren der OPAL-Jetkammer (2-Sektortest). Während dieser Zeit bis zur Kalibration der gesamten fertiggestellten OPAL-Jetkammer im Jahr 1988 wurde das Lasersystem ständig weiterentwickelt und verbessert. Nachfolgend wird das Lasersystem in einer Ausbaustufe beschrieben, die bei nur geringen Modifikationen sowohl beim FSP als auch beim 2-Sektortest benutzt wurde.

Das gesamte Lasersystem (Abbildung 43) gliedert sich in folgende Teile:

- Der NdYAG-Laser
- Das optische System zur Strahlformung
- Die Polarisationsoptik
- Das Strahltransportsystem und die Positionsmessung
- Der steuerbare Spiegel in Vertexposition (*Scan Mirror*)

4.2.1 Der NdYAG-Laser

Aufgrund der in den Anfängen der Laserionisationsforschung gemachten Erfahrungen über den Ionisationsverlust bei Verwendung eines N_2 -Lasers (siehe Abschnitt 3.3) wurde entschieden, für die Kalibration der OPAL-Jetkammer und des FSP mit Laserstrahlen einen NdYAG-Laser zu benutzen. Der prinzipielle Aufbau eines NdYAG-Lasers wird im folgenden kurz erläutert.⁷³

Verwendet wurde ein modifizierter NdYAG-Laser des Typs QUANTEL YG440. Lasermedium des 4-Niveau-Lasers ist ein Stab aus *Yttrium-Aluminium-Granat* (YAG), der zu etwa 1%

⁷³ Ausführlich auf die Funktionsweise eines NdYAG-Lasers wird eingegangen in der Diplomarbeit von S. Schreiber [Schr87].

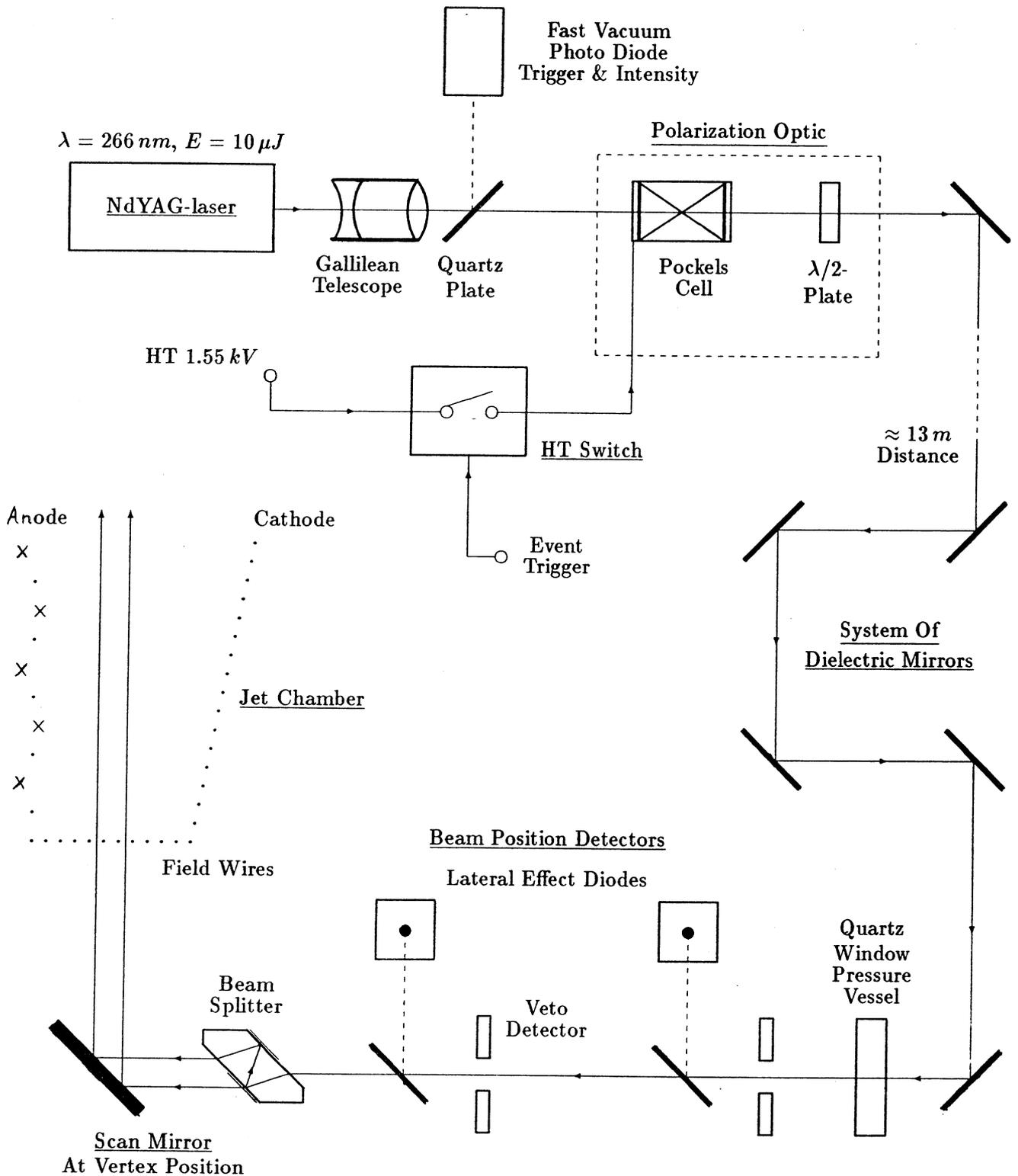


ABBILDUNG 43: Das Lasersystem zur Kalibration.

mit Neodymium (Nd) angereichert ist: ($Nd_{0.01}Y_{3-0.01}Al_5O_{12}$). Durch das Licht einer Xenon-Blitzlampe wird das obere Laserniveau ${}^4F_{3/2}$ mit einer vergleichsweise langen Lebensdauer von $230 \mu\text{sec}$ bevölkert. Beim Übergang zwischen dem oberen und dem unteren kurzlebigen Laserniveau ${}^4I_{11/2}$ werden Photonen der Wellenlänge 1064.1 nm emittiert.

Um induzierte Emission zu erzielen, befindet sich der NdYAG-Stab in einem Resonator bestehend aus einem rückwärtigen Spiegel mit großem Krümmungsradius und einem planparallelen *Fabry-Perot-Etalon*. Diese Anordnung unterdrückt praktisch alle unerwünschten Lasermoden. Durch eine zusätzliche Modenblende wird der gewünschte Grundmode TEM_{00} mit gaußischem Strahlprofil selektiert.

Ohne weitere optische Elemente würde der Laser einen Puls emittieren, dessen Pulsdauer der Brenndauer der Blitzlampe entspricht, im Bereich von einigen $100 \mu\text{sec}$. Diese lange Pulsdauer ist jedoch unerwünscht. Um die gesamte Laserenergie innerhalb von wenigen $n\text{sec}$ abzustrahlen, befindet sich im Resonator ein zusätzlicher Güteschalter (Q-Switch) bestehend aus einem Polarisator und einem elektro-optischen Schalter, einer *Pockelszelle*.⁷⁴ Durch Anlegen einer Hochspannung von einigen kV wird während der Brenndauer der Blitzlampe die Polarisationssebene des Lichts bei Durchgang durch die Pockelszelle so gedreht, daß der Resonator optisch gesperrt bleibt. Dadurch wird verhindert, daß die induzierte Emission bereits vor Erreichen der maximalen Besetzung des oberen Laserniveaus ausgelöst wird.

Während des Abklingens des Blitzlampenpulses wird der Resonator dann durch Schalten der Pockelszelle schnell geöffnet, die induzierte Emission setzt unmittelbar ein und ein sehr kurzer, intensiver Laserpuls der Wellenlänge 1064 nm verläßt den Resonator.

Um einen Laserpuls im UV-Bereich zu erhalten, muß anschließend eine Wellenlängenkonversion erfolgen, die Frequenzvervierfachung. Dazu lassen sich nichtlineare Kristalle benutzen, bei denen die durch die einfallende Lichtwelle induzierte Polarisation nichtlinear vom eingestrahlten elektrischen Feld abhängt. Im Kristall werden dadurch bei ausreichender Intensität Oberwellen der Grundfrequenz erzeugt. Es werden Konversionsfaktoren bis zu 30% für die erste Oberwelle erreicht, d.h. etwa ein Drittel der Gesamtenergie kann frequenzverdoppelt werden.

Zur Konversion in den UV-Bereich werden 2 hintereinander angeordnete Kristalle benötigt, ein CD^*A -Kristall⁷⁵ zur Konversion von 1064 nm zu 532 nm und ein KD^*P -Kristall⁷⁶ zur Konversion von 532 nm zu 266 nm . Da der Konversionsfaktor pro Kristall proportional zum Quadrat der einfallenden Leistung ist, pflanzen sich kleine Schwankungen der IR-Laserleistung fort zu großen Schwankungen im UV-Bereich. Zudem ist die Konversion temperaturabhängig und bedingt eine gewisse Warmlaufphase des Lasers, bevor von den natürlichen kurzfristigen Schwankungen abgesehen, stabile Verhältnisse erreicht werden.⁷⁷ Die Separation der 3 unterschiedlichen Wellenlängen, die schließlich den letzten Konversionskristall verlassen, erfolgt durch ein System aus dielektrischen Spiegeln, die für die Wellenlänge von 266 nm ausgelegt sind, nicht jedoch für den grünen oder infraroten Bereich.

Alle Komponenten sind auf einer massiven Steinplatte montiert, um größtmögliche mechanische Stabilität zu erreichen. Zur Abschirmung der beim Schalten der Blitzlampe und besonders der von der Pockelszelle abgestrahlten hochfrequenten elektro-magnetischen Störungen ist der Laserkopf mit den optischen Elementen von Aluminiumblech umgeben. Das Gesamtsystem einschließlich Strom- und Kühlwasserversorgung befindet sich zur weiteren Abschirmung in einer Metallhütte aus Eisenblech. Störungen an den Signaldrähten konnten dadurch auf ein Minimum reduziert werden. Die technischen Daten des Lasers sind in der Tabelle 9 zusammengefaßt.

⁷⁴Die genaue Funktionsweise einer Pockelszelle ist im Abschnitt 5.5 erläutert.

⁷⁵Cäsiumdideuteriumarsenat CsD_2AsO_4

⁷⁶Kaliumdideuteriumphosphat KD_2PO_4

⁷⁷Um die Warmlaufphase zu vermeiden, werden bei einigen NdYAG-Lasern, so auch bei dem ebenfalls zu Testzwecken verwendeten Laser JK System 2000, die Kristalle ständig durch einen temperaturkontrollierten Ofen auf konstanter, optimaler Temperatur gehalten.

Wellenlänge λ	266 nm
Lasermode	TEM_{00}
maximale Energie (UV)	0.6 mJ
Pulsdauer T (FWHM)	3 nsec
Waist w_0	0.12 mm
Divergenz Θ	0.7 mrad
Polarisation	linear horizontal

TABELLE 9: Technische Daten des am FSP benutzten NdYAG-Lasers QUANTELE YG440.

4.2.2 Die Strahltransportoptik

Die große Entfernung zwischen Laser und Jetkammer von mehr als 10 m macht eine Strahltransportoptik notwendig. Ohne Fokussierung oder Kollimierung würde der Laserstrahl einen nicht mehr vertretbaren Durchmesser von 6 mm in der Jetkammer besitzen. Als Fokussierungsoptik wurde ein langbrennweitiges Teleskop auf einer optischen Bank unmittelbar nach Strahlaustritt aus dem NdYAG-Laser benutzt, das einen "weichen" Fokus in Kammermitte erzeugt. Das Linsensystem besteht aus einem *Galileischen Teleskop* mit einer Konkav- ($f_1 = -40$ mm) und einer Konvexlinse ($f_2 = 160$ mm) im Abstand von 124.5 mm. Keplersche Teleskope erzeugen in ihrem internen Fokus bei höheren Laserleistungen große Energiedichten, die zu einem *Luftdurchschlag* führen können, der lokalen Ionisation der Luft. Dadurch wird Laserenergie absorbiert und das Strahlprofil deformiert. Bei Verwendung einer kurzbrennweitigen Konvex-Linse ($f = 20$ mm) konnte bereits bei wenigen 100 μ J Laserenergie ein Luftdurchschlag wahrgenommen werden.

Der Verlauf des Waist vom Laser bis zur Jetkammer wurde berechnet (siehe Abschnitt 3.5.5) und mit Hilfe einer linearen Fotodiodenzeile vermessen [Schr87]. Diese Zeile besteht aus einer Reihe von 1024 Fotodioden im Abstand von 15 μ m, die als *Pixel* bezeichnet werden. Proportional zu der einfallenden Lichtintensität wird in jedem Pixel die durch inneren Photoeffekt erzeugte Ladung gespeichert und anschließend von einem ADC mit 8 bit Auflösung digitalisiert. Auf diese Weise erhält man einen Schnitt durch das Strahlprofil und kann daraus die Strahlbreite bzw. den Waist bestimmen. Abbildung 44 zeigt den berechneten Verlauf des Waist über die gesamte Entfernung, Abbildung 45 den gerechneten Waist im Bereich des FSP verglichen mit den Meßergebnissen. Der berechnete Waist befindet sich in guter Übereinstimmung mit der Messung. Es wird ebenfalls deutlich, daß der Waist innerhalb des gesamten FSP praktisch konstant ist und im Mittel ca. 680 μ m beträgt.

Im Anschluß an das Teleskop zur Fokussierung sind noch weitere optische Elemente angeordnet. Ein dünnes Quarzplättchen reflektiert einen geringen Anteil des Strahls (ca. 1 %) auf eine schnelle Vakuum-Photodiode⁷⁸ mit typischen Anstiegs- und Abfallzeiten von 100 psec. Das Signal der Photodiode wird einerseits als Triggersignal verwendet und dient andererseits zur Messung der Intensität jedes einzelnen Laserschusses.

Die restlichen optischen Elemente dienen zur Drehung der Polarisationssebene des normalerweise linear horizontal polarisierten Laserstrahls. Wie im nachfolgenden Kapitel 5 zur Messung der Driftgeschwindigkeit beschrieben wird, erzeugt ein optischer Strahlteiler unmittelbar vor Eintritt in die Jetkammer einen parallelen Laserdoppelstrahl in Driftrichtung. Über die Messung der Drift-

⁷⁸Instruments Technology Ltd. TF 1850 mit Photokathode S-20

Laser Beam Waist

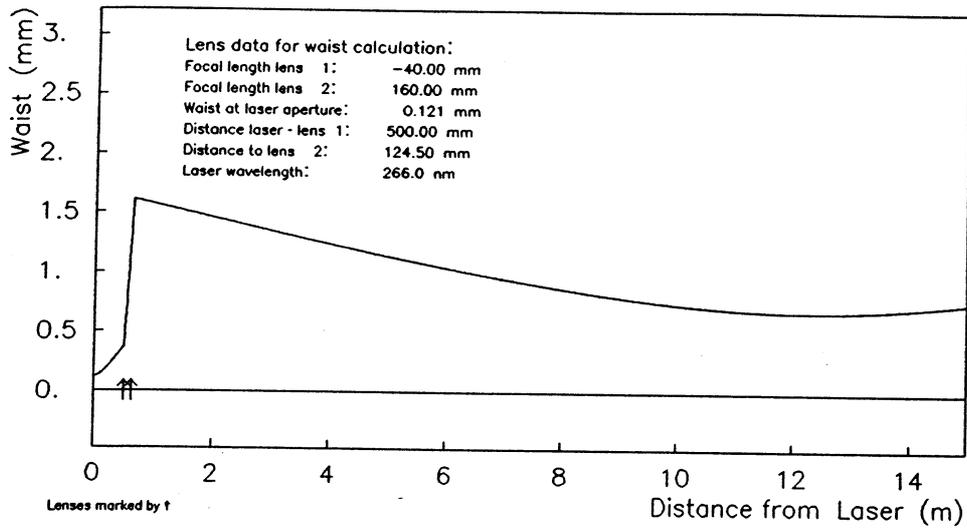


ABBILDUNG 44: Berechneter Waist der Strahltransportoptik am FSP. Der erste Draht des FSP befindet sich in 11.75 m Abstand vom Laser [Schr87].

Laser Beam Profil – FSP 9./10. Apr. 1986

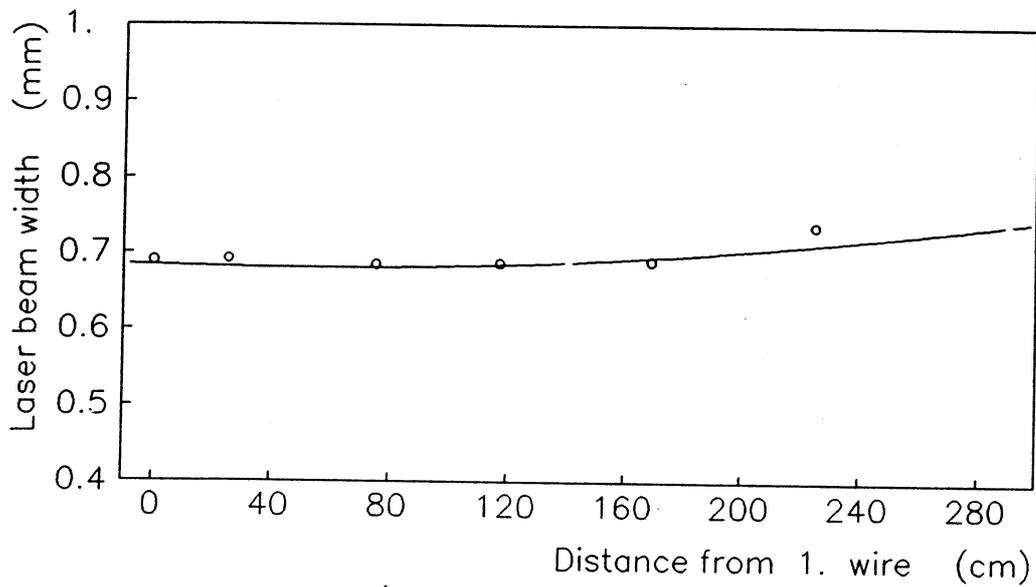


ABBILDUNG 45: Vergleich des berechneten und gemessenen Waist im Bereich des FSP (0 - 160 cm) [Schr87].

zeitdifferenz kann bei bekanntem Strahlabstand die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden. Das Teilungsverhältnis des Strahlteilers ist polarisationsabhängig und kann über Drehung der Polarisationssebene des linear polarisierten Laserstrahls verändert werden.

Dies wird erreicht durch das Zusammenspiel der Elemente:

- Pockelszelle
- $\lambda/2$ -Platte

und ist entscheidend für die Driftgeschwindigkeitsmessung. Eine ausführliche Erläuterung der einzelnen Funktionen der Polarisationsoptik wird in Kapitel 5 gegeben.

4.2.3 Die Strahlführung

Je nach Standort und Testphase war die Entfernung zwischen Laser und FSP-Jetkammer unterschiedlich. Der Laser selbst war im Allgemeinen stationär aufgebaut, der Drucktank mit dem FSP jedoch beweglich. Im Mittel betrug die Entfernung ca. 13 m, maximal waren 15 m zu überbrücken. Um den Strahl in den Drucktank zu lenken, wurden bis zu 4 äußere dielektrische Spiegel benötigt, die über Mikrometerschrauben justiert wurden.

Nach Eintritt des Strahls in den Drucktank durch ein Quarzfenster waren 2 weitere Spiegel notwendig, um den Strahl in Richtung zur nominalen Vertexposition zu führen. Da keinerlei Möglichkeit bestand, bei geschlossenem Drucktank die Spiegel im Inneren zu justieren, mußte eine Vorjustierung des gesamten inneren Systems vor dem Einbau des FSP in den Drucktank erfolgen. Dies wurde mit Hilfe eines *HeNe*-Justierlasers durchgeführt.

Um die Strahlage später innerhalb des Drucktanks zu kontrollieren und als Hilfsmittel zur Feineinstellung der äußeren Spiegel, sind positionsempfindliche Strahldetektoren erforderlich. Für diese Aufgabe waren 2 Arten von Detektoren installiert. Zur groben Information, ob sich der Laserstrahl innerhalb eines Kreises von ca. 4 cm Durchmesser nahe der Sollachse befindet, dient ein *Veto-Detektor* aus Plastiksintillatormaterial, das in 4 mit Fotodioden bestückte Quadranten aufgeteilt ist. Trifft der Laserstrahl einen Quadranten, wird dessen blaues Szintillationslicht von der Fotodiode nachgewiesen und gibt damit eine Information über die ungefähre Lage.

Ist der Laserstrahl bereits nahe der Sollachse innerhalb eines Kreises von 1 cm Durchmesser, wird der *Veto-Detektor* nicht mehr getroffen. Um eine genaue Information über die Strahlage zu erhalten, wird ein Teil des Strahls (5 %) über ein dünnes Quarzplättchen auf eine positionsempfindliche 2-dimensionale quadratische Lateraleffekt-Diode⁷⁹ gelenkt. Diese Diode besitzt eine sensitive Fläche von 10 × 10 mm und ist an allen 4 Kanten mit ladungsempfindlichen Verstärkern verbunden (Abbildung 46). Über Ladungsteilung kann der Auftreffort eines Laserstrahls mit einer Genauigkeit von besser als 100 μm pro Laserschuß auf der sensitiven Fläche nach folgender Näherung bestimmt werden:

$$x = \frac{Q_1 - Q_3}{Q_1 + Q_3} \quad y = \frac{Q_2 - Q_4}{Q_2 + Q_4} \quad (80)$$

Eine Alternative zur Lateraleffekt-Diode sind 4-Quadranten Fotodioden ähnlich den 4-Quadranten Szintillationsmonitoren. Eine gute Positionsinformation erhält man jedoch nur dann, wenn sich der Laserstrahl bereits nahe der Sollachse im Zentrum der 4-Quadrantendiode befindet, ausserhalb der Mitte lassen sich nur bedingt Aussagen über die Position machen, so daß Quadratendioden nicht verwendet wurden.

⁷⁹ Photoelektronen driften durch ein angelegtes elektrisches Feld in einer dünnen, ausgedehnten Halbleiterschicht zu außen angebrachten Elektroden (Lateraleffekt).

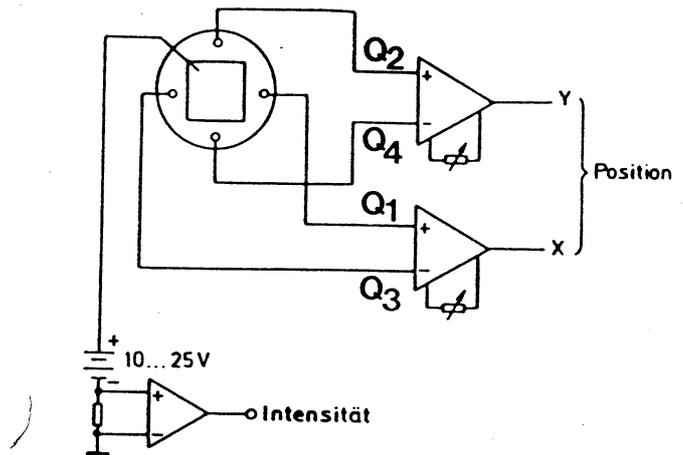


ABBILDUNG 46: Anschlußschema einer Lateraleffekt-Diode zur Bestimmung der Strahl-
lage.

4.2.4 Der steuerbare Spiegel (Scan Mirror)

Ist die Justierung mit Hilfe der Positionsdetektoren vorgenommen, trifft der Strahl auf einen in Vertexposition befindlichen steuerbaren Spiegel⁸⁰ (*Scan Mirror*). Dadurch kann der Strahl sowohl in der $r\varphi$ -Ebene als auch in der $r\Theta$ -Ebene unter jedem beliebigen Winkel in den FSP gelenkt werden.

Der gesamte steuerbare Spiegel [Boe85] besteht aus einem feststehenden Teil, der die insgesamt etwa 20 kg schwere Konstruktion trägt und mit einer Halterung am FSP verbindet, sowie einem um die z -Achse frei drehbaren Spiegelkopf (Abbildung 47). Im Spiegelkopf unmittelbar von dem Ablenkspiegel befindet sich der bereits angesprochene Strahlteiler, der einen parallelen Doppelstrahl zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit erzeugt.

Der Antrieb der Spiegelachsen erfolgt über Gleichstrommotore mit Getriebeuntersetzung. Für die Messung der Winkelstellung werden Winkelencoder⁸¹ verwendet, die unabhängig von der Antriebseinheit den Winkel und die Drehrichtung bei Bewegung anzuzeigen. Die Steuerung der Motoren und die Auslese der Winkelencoderdaten wird von einem Mikroprozessor des Typs 68000 in einem VME-System übernommen. Eine grobe Information über die Winkelstellung ohne Mikroprozessorauslese liefern zusätzlich 10-Gang Potentiometer, deren Stellung mit einem einfachen Voltmeter abgelesen werden kann.

Motor, Getriebe und Winkelencoder für die Θ -Drehung befinden sich direkt auf der Θ -Achse im Spiegelkopf, die Übertragung der elektrischen Signale erfolgt über Schleifkontakte. Zur φ -Drehung muß der Spiegelkopf selbst gedreht werden. Da jedoch der Laserstrahl durch die φ -Hohlachse auf den Ablenkspiegel trifft, erfolgt die Kraftübertragung für die φ -Achse über Zahnräder und einen präzisen Zahnriemen, wodurch Teilungsfehler im Zahnrad und im Riemen minimalisiert werden. Eine einfache Zahnradübertragung ohne Riemen wäre nicht ausreichend spielfrei.

Die Winkelauflösungen der Encoder betragen 100000 Schritte pro 360° Umlauf für φ und 20000 Schritte pro Umlauf für Θ . Aufgrund der Konstruktion bedeutet jedoch eine Drehung des Spiegels um $\Delta\Theta$ eine Winkeländerung des Strahls um $2 \cdot \Delta\Theta$, so daß die effektive Winkelauflösung nur 10000

⁸⁰Der steuerbare Spiegel wurde von H. Boerner konstruiert.

⁸¹Firma Haidenhain

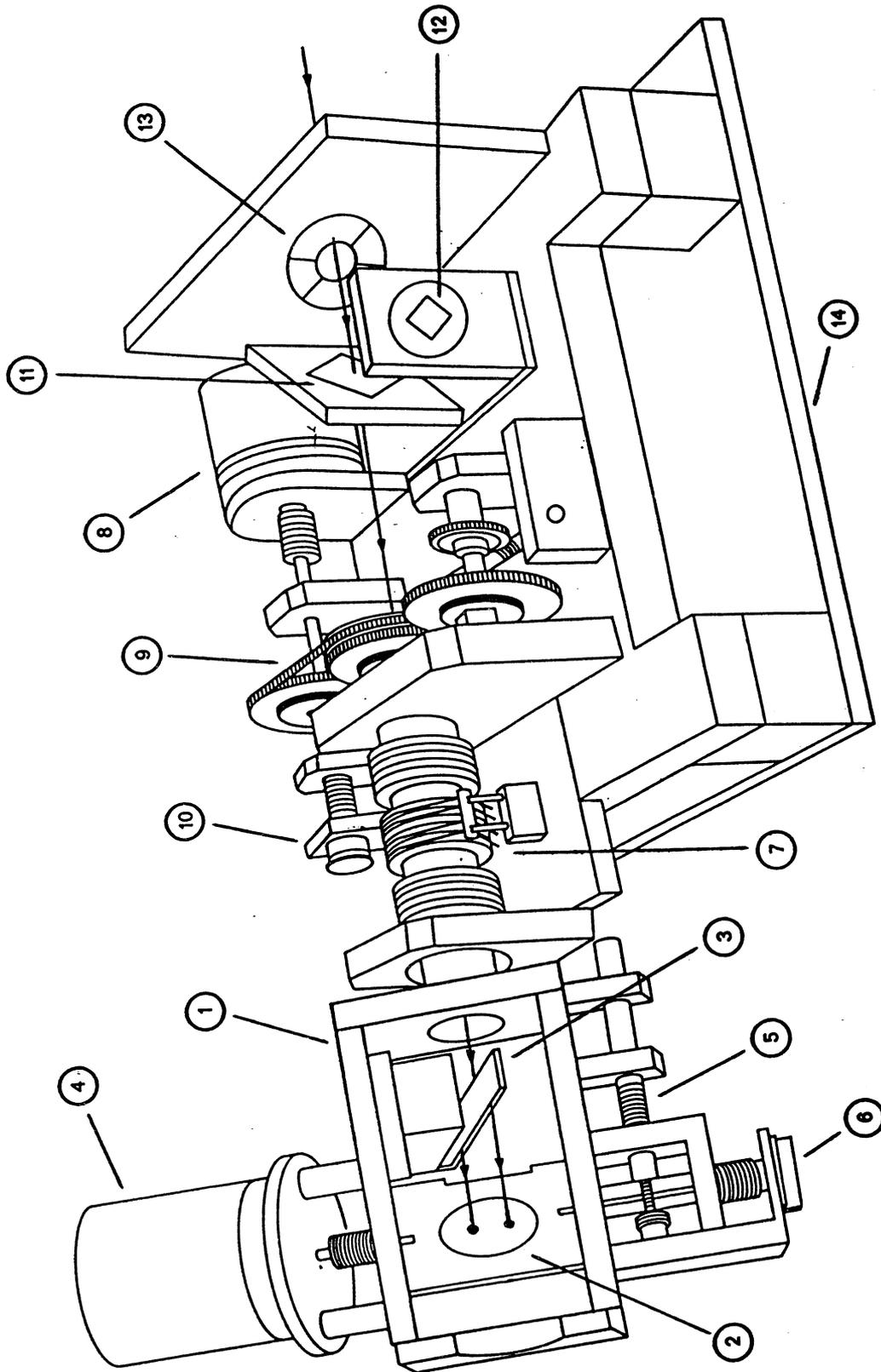


ABBILDUNG 47: Ansicht des steuerbaren Spiegels in Vertexposition.

1) Spiegelkopf, 2) Ablenkspiegel, 3) Strahlteiler, 4) Θ -Winkelencoder, 5) Θ -Antrieb, 6) Θ -Potentiometer, 7) Schleifkontakte, 8) φ -Winkelencoder, 9) φ -Antrieb und Zahnriemen, 10) φ -Potentiometer, 11) Quarzplatte, 12) Lateral Effekt Diode, 13) Veto Detektor, 14) Montageplatte

Schritte in Θ beträgt. Dies entspricht $2.2' = 0.6 \text{ mrad}$ pro Schritt, gleichbedeutend mit einem Fehler von 1.25 mm nach 2 m Strahllänge. Wegen der z-Auflösung der Jetkammer von ca. 4 cm ist diese Ungenauigkeit jedoch unkritisch.

In Driftrichtung entspricht die Encoderauflösung von $13'' = 62 \mu\text{rad}$ einem Fehler von $125 \mu\text{m}$ in 2 m Entfernung und ist damit vergleichbar mit der Ortsauflösung der Jetkammer. Die absolute Kenntnis der Position des Laserstrahls ist jedoch für Kalibrationszwecke mit dieser Genauigkeit nicht notwendig und auch nicht möglich, da die ionisierende Kante von der optischen Achse des Laserstrahls abweicht und keine feste Position besitzt.

Die Festlegung des Koordinatensystems durch Eichung der Nullposition der Encoder wurde vor dem Einbau des Systems in den Drucktank mit Hilfe eines *HeNe*-Lasers vorgenommen, der einen Strahl auf der Sollachse erzeugte. Durch Verstellen des steuerbaren Spiegels in Θ läßt sich eine Rückreflexion des einlaufenden Strahls in sich selbst erreichen. Diese Spiegelstellung markiert $\Theta_0 = 0^\circ$. In φ wird durch die Position einer Kathodendrahtebene die Nullstellung $\varphi_0 = 0^\circ$ markiert, die sich durch Einstellen eines symmetrischen Beugungsbildes an der Drahtebene aufsuchen läßt. Damit ist der Koordinatenursprung relativ zur internen Nullmarkierung der Encoder bestimmt.

Außer für die Testmessungen am Full Scale Prototyp FSP wurde der steuerbare Spiegel mit geringen Modifikationen auch beim 2-Sektortest der OPAL-Jetkammer im Herbst 1987 eingesetzt. Ebenso wird der steuerbare Spiegel bei der Kalibration aller 24 fertigestellten Sektoren im Herbst 1988 verwendet.

4.3 Laserionisation im FSP-Gas

Das FSP-Lasersystem wurde vom ersten Einsatz des FSP ab Sommer 1984 bis zum Ende der Testmessungen im Sommer 1986 betrieben und anschließend für den 2-Sektortest Oktober 1987 modifiziert.

Um die Möglichkeit eines Verlusts der natürlichen Ionisationsfähigkeit des Laserstrahls im FSP bei laufender Gasreinigung zu überprüfen, wurde über mehrere Monate regelmäßig die Ionisation gemessen [Boe85]. Ein Ionisationsverlust konnte nicht festgestellt werden. Da das FSP-Gasreinigungssystem weitgehend dem auch später benutzten Gassystem entspricht und die benutzten Kammermaterialien identisch zu denen der OPAL-Jetkammer sind, kann somit davon ausgegangen werden, daß auch im länger andauernden Betrieb der OPAL-Jetkammer kein größerer Ionisationsverlust auftreten sollte.

Um Aufschluß über die zur Ionisation beitragenden Substanzen im FSP-Gas zu erhalten, wurde zusätzlich eine gaschromatographische Analyse des Gases beim KfK Karlsruhe durchgeführt [Stie85]. Die Analyse ergab Beimischungen von aromatischen Kohlenwasserstoffen wie *Phenol*, *Xylol* und *Toluol* im ppm-Bereich oder darunter. Genauere quantitative Aussagen waren aufgrund des Nachweisverfahrens nicht möglich. Wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, besitzen aber gerade diese Substanzen Ionisationsenergien unterhalb der 2-Photon-Schwelle eines NdYAG-Lasers. Es ist daher anzunehmen, daß die Laserionisation im FSP-Gas von diesen Substanzen herrührt.

Durch die für jeden Laserschuß mit Hilfe der schnellen Photodiode durchgeführte relative Energiemessung läßt sich auch der Zusammenhang zwischen Laserenergie und der im Kammergas erzeugten Ionisation darstellen. Die Linearität zwischen der relativen Energiemessung mit der Photodiode und der absoluten Energie gemessen mit einem geeichten Joulemeter⁸² wurde im Rahmen einer anderen Arbeit gezeigt [Schr87].

Zur Variation der Laserenergie wurden lediglich die starken natürlichen Schwankungen des Lasers ausgenutzt, die besonders durch die vierfache Frequenzkonversion vom IR ins UV entstehen (vergleiche Abschnitt 4.2.1). Abbildung 48 zeigt das natürliche Spektrum der Laserenergie für ca. 1400 Schüsse aufgenommen innerhalb von 20 min . Die volle Halbwertsbreite des Spektrums beträgt ca. 40 % des Mittelwerts. Die mittlere Laserenergie ist jedoch stark abhängig von der Justierung

⁸² Pyroelektrisches Joulemeter MOLECTRON J3-05

Run 661

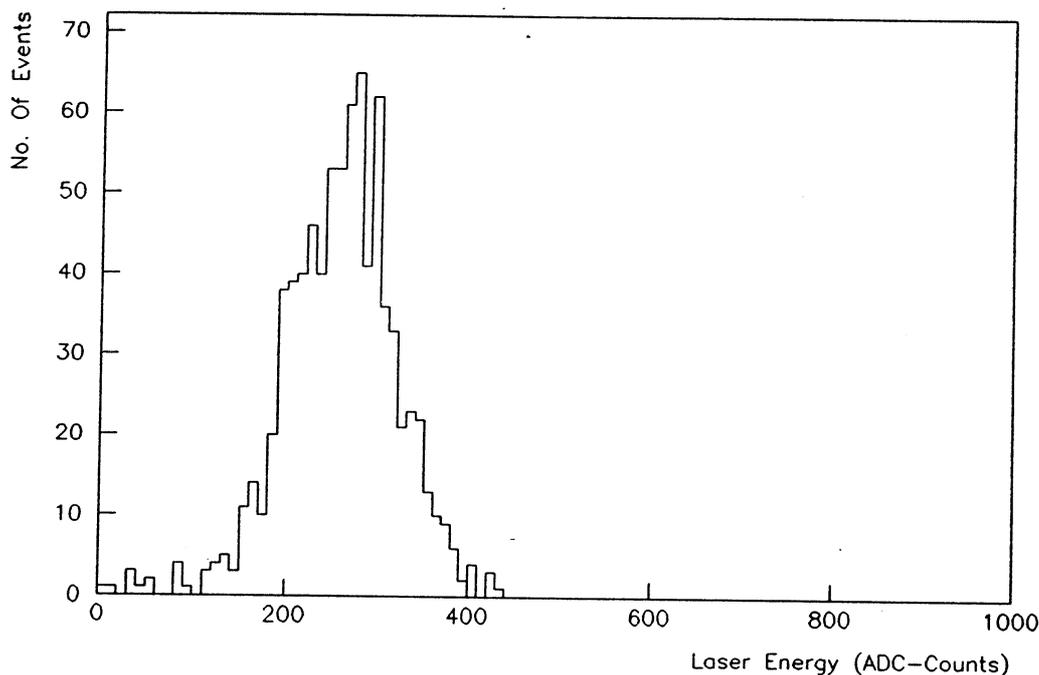


ABBILDUNG 48: Spektrum der natürlichen, relativen Energieschwankungen des FSP-Lasers.

und der Temperatur der Konversionskristalle. Größere Schwankungen um mehr als 100% bei unveränderter IR-Energie sind möglich.

Erzeugte Ladung Q und Laserenergie E können in verschiedener Weise voneinander abhängen (vergleiche Abschnitt 3.3.1). Erwartet wird allgemein ein Zusammenhang:

$$Q = c \cdot E^a \quad (81)$$

Durch einfache Umformung erhält man den Exponenten a als Steigung einer Geraden in doppelt-logarithmischer Darstellung:

$$\log Q = \log c + a \log E \quad (82)$$

Abbildung 49 zeigt das Ergebnis einer Messung am FSP (Draht 90) über einen Ionisationsbereich von fast einer Größenordnung. Um die gleiche Ladung wie bei einem minimal ionisierenden Teilchen zu erzeugen, wurde eine Laserenergie von etwa $5 \mu\text{J}$ benötigt. Der aus der Geradenanpassung erhaltene Exponent beträgt $a = 2.23$. Damit liegt ein annähernd quadratischer Zusammenhang vor, wie er häufig bei anderen Experimenten beobachtet wurde. Andere Drähte am FSP zeigen vergleichbare Resultate.

Es muß nochmals betont werden, daß ausschließlich die natürlichen Schwankungen der Laserenergie ausgenutzt wurden. Die Blitzlampenspannung wurde nicht verändert. Neuere Messungen während des 2-Sektortests der OPAL-Jetkammer zeigen Abweichungen vom quadratischen Verhalten [Klein88]. Es wurde der gleiche Laser wie bei den FSP-Messungen benutzt, jedoch wurde dort zur Energievariation die Blitzlampenspannung verändert und damit die primäre IR-Energie.

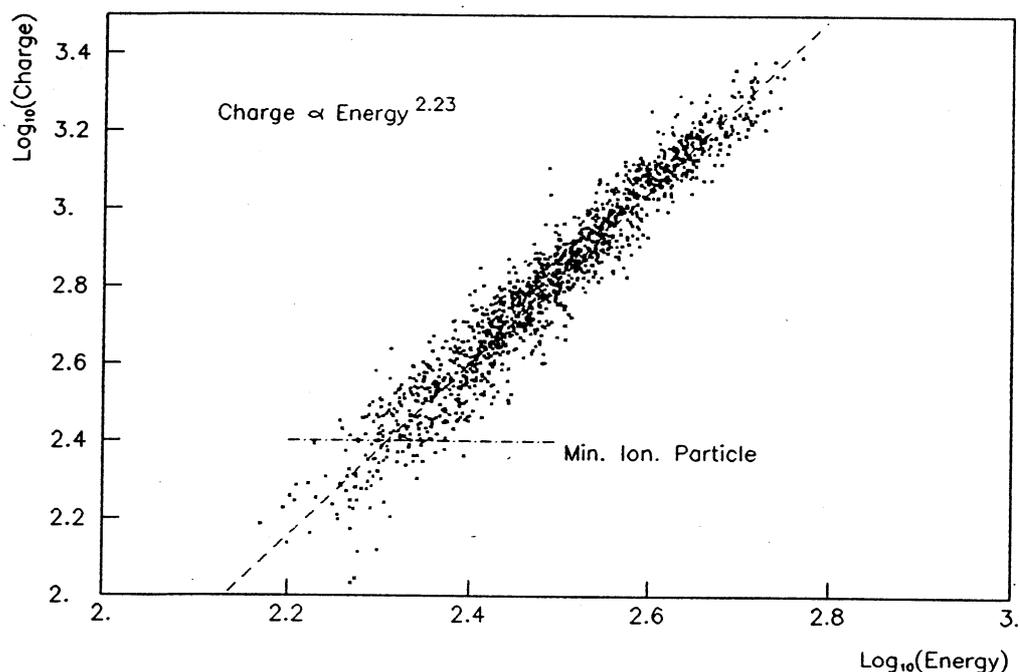


ABBILDUNG 49: Energieabhängigkeit der Ionisation im FSP für Draht 90 in doppeltlogarithmischer Darstellung. Kombination der natürlichen Energieschwankungen zweier Meßreihen ohne Veränderung der Blitzlampenspannung.

Dadurch ist jedoch nicht mehr gewährleistet, daß die Pulsdauer T des Laserpulses konstant bleibt, eine Voraussetzung für die Messung der Energieabhängigkeit der Ionisation. Falls die 2-Photonionisation über ein *virtuelles* Zwischenniveau verläuft, wäre eine Abhängigkeit $Q \propto E^2/T$ zu erwarten (siehe Abschnitt 3.3.1). Würde sich die Pulsdauer mit der Energie ändern, ist keine Aussage über die Energieabhängigkeit möglich, solange nicht die Pulsdauer ebenfalls gemessen wird.

Denkbar wären zwei Extreme der Energieabhängigkeit der Pulsdauer, dargestellt in Abbildung 50. Die normalerweise gaußsche Zeitstruktur wird hier vereinfachend in der Dreiecksnäherung betrachtet. Eine Energieerhöhung kann sowohl bei konstanter Anstiegs- und Abfallzeit des Pulses erfolgen (Abb. 50a) oder bei gleicher Anstiegs- und Abfallgeschwindigkeit (Abb. 50b). Im letzteren Fall würde sich die Pulsdauer erhöhen und so eine veränderte Energieabhängigkeit der Ionisation bei einem virtuellen Zwischenniveau vortäuschen, im ersten Fall nicht. Die Berücksichtigung einer veränderlichen Pulsdauer im *nsec*-Bereich bleibt jedoch zukünftigen Untersuchungen vorbehalten.

4.4 Die ionisierende Kante im FSP

Aufgrund des berechneten und gemessenenen Waist (siehe Abschnitt 4.2.2) ist es möglich, Aussagen über den Verlauf der ionisierenden Kante und über deren mögliche Verkrümmung zu erhalten. Grundlage für die Berechnung bilden die Überlegungen aus Abschnitt 3.6.

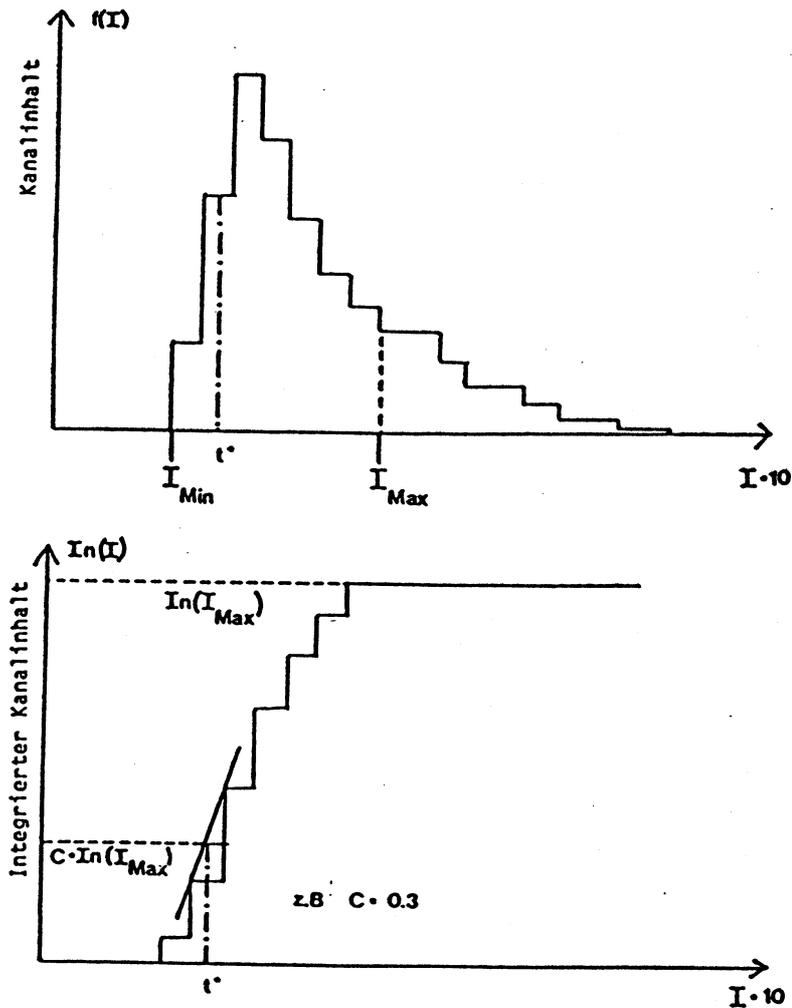


ABBILDUNG 64: Driftkammersignal (oben) mit integriertem Signal (unten) [Mich86].

der Verteilung $\sigma_{\Delta t_{3w}}$ zu:

$$\sigma_{\Delta t_{3w}} = \sqrt{\frac{\sigma_{t_1}^2}{4} + \frac{\sigma_{t_3}^2}{4} + \sigma_{t_2}^2} \quad (99)$$

Unter der Annahme gleicher statistischer Fehler bei allen Drähten $\sigma_{t_i} = \sigma_t$ erhält man:

$$\sigma_{\Delta t_{3w}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_t \quad \text{und} \quad \sigma_t = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_{\Delta t_{3w}} \quad (100)$$

Bei einer Schwelle C im Bereich von 10...20% wurde die beste Zeitauflösung für Laserpulse erhalten, bei nur schwacher Abhängigkeit von der Integrationslänge. Die für eine Schwelle von 13% erhaltene Zeitauflösung für Laserpulse zeigt Abbildung 66. Die Zeitauflösung liegt im Bereich zwischen 0.6 und 1.1 nsec und entspricht bei einer Driftgeschwindigkeit von ca. $50 \mu\text{m}/\text{nsec}$ einer Ortsauflösung von 31 bis $58 \mu\text{m}$. Dies ist mehr als zweifach besser als bei geladenen Teilchenspuren und wird durch die andere Ionisationsstatistik begründet. Die untere Grenze wird bei Laserspuren und kleinen Driftstrecken hier nicht mehr durch die Diffusion beschränkt, sondern durch den von der Driftstrecke unabhängigen Beitrag der intrinsischen Auflösung der Auslese-Elektronik von ca. 0.5 nsec.

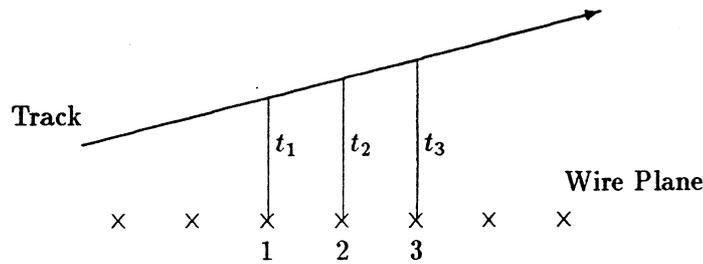


ABBILDUNG 65: Die 3-Drahtmethode zur Bestimmung der Zeitauflösung.

Mit der DOS-Methode konnte für Laserpulse die Auflösung der Integral-Methode nicht ganz erreicht werden, es ergaben sich um ca. 20 % schlechtere Werte. Zudem streuten die Zeitaufösungen der einzelnen Drähte bei der DOS-Methode stärker als bei der Integral-Methode. Ein ähnliches, aber wesentlich stärker ausgeprägtes Verhalten zeigt sich in der Auflösung der Driftgeschwindigkeit, die im späteren Abschnitt 5.6.6 behandelt wird. Auch dort erweist sich die DOS-Methode als schlechter gegenüber der Integral-Methode. Bei geladenen Teilchen wurden jedoch umgekehrt bessere Zeitaufösungen mit der DOS-Methode erreicht.

Die Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten der Zeitalgorithmen ist bislang nicht ausreichend bekannt. Es kann jedoch folgendes angenommen werden:

Die DOS-Methode berücksichtigt im wesentlichen den Anstieg eines Pulses, die Integral-Methode dagegen benutzt auch den Teil des Pulses nach Überschreiten des Maximums. Bei geladenen Teilchen entstehen wegen der Landau-Statistik größere Fluktuationen der Ionisation in Form von Clustern (siehe Abschnitt 3.4.1). Dabei wirken sich besonders Ladungcluster aus, die während des Pulsabfalls am Draht eintreffen und so zu Unregelmäßigkeiten der abfallenden Flanke führen. Bei einem Algorithmus, der die abfallende Flanke des Pulses mehr berücksichtigt, wie der Integral-Methode, ist aus diesem Grund eine schlechtere Auflösung zu erwarten, als bei der DOS-Methode, die nur auf den Pulsanstieg sensitiv ist.

Bei Laserspuren mit anderer Ionisations-Statistik, treten Cluster-Fluktuationen in der abfallenden Flanke nicht auf. Die Form der Laserpulse bleibt, abgesehen von Pulshöhenschwankungen unverändert. Dann bietet jedoch die Integral-Methode Vorteile, da zur Driftzeitbestimmung ein größerer Pulsanteil benutzt wird und daher bereits aus rein statistischen Gründen eine bessere Auflösung als bei der DOS-Methode vorliegt. Nähere Untersuchungen über die Ursachen des unterschiedlichen Verhaltens von Laser- und geladenen Teilchenspuren bezüglich der Driftzeitalgorithmen stehen jedoch noch aus.

- Aufgrund der erzielten Ergebnisse zur Zeitauflösung wurden, wenn nicht anders vermerkt, die Driftzeiten von Laserspuren mit der Integral-Methode bestimmt. Die Integrationsgrenzen i_{min} , i_{max} wurden bezüglich des Pulsmaximums festgelegt, indem von einer festen Anzahl von Bins N_{pre} vor dem Pulsmaximum bis zu einer festen Anzahl N_{post} nach dem Pulsmaximum integriert wird. Die Integrationslängen N_{pre} , N_{post} und die Schwelle C betragen:

$$N_{pre} = 5 \quad N_{post} = 8 \quad C = 15\%$$

Alle Driftzeiten von geladenen Teilchen (Teststrahl, Höhenstrahlung) wurden mit der DOS-Methode und den zuvor genannten Gewichtungsfaktoren bestimmt.

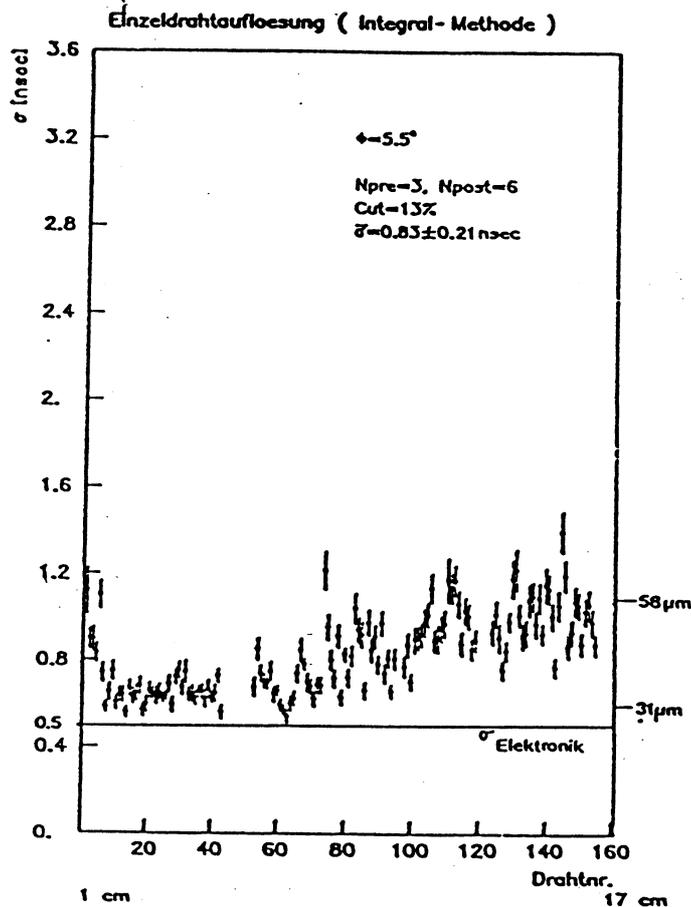


ABBILDUNG 66: Zeitauflösung der Integral-Methode bei Laserpulsen für alle Drähte eines FSP-Sektors [Mich86]. Bedingt durch die größere Driftstrecke verschlechtert sich die Auflösung mit höherer Drahtnummer.

5.4 Raumladungseffekte bei Laserdoppelstrahlen

Die gemessenen Driftzeiten der beiden Teilstrahlen eines Laserdoppelstrahls sind wegen der Variation der ionisierenden Kante eine Funktion der Laserenergie. Zu erwarten sind kürzere Driftzeiten mit zunehmender Laserenergie durch die Verschiebung der ionisierenden Kante in Richtung des Signaldrahts. Durch die Gewährleistung gleicher Intensität und Pulshöhe der Teilstrahlen sollte sich jedoch die Variation beider Driftzeiten gleichartig verhalten und die Driftzeitdifferenz damit unabhängig von Laserenergieschwankungen sein. Es ist demnach zu überprüfen, ob die Unabhängigkeit der Driftzeitdifferenz von der Laserenergie zutrifft.

Abbildung 67 zeigt die Driftzeiten des ersten und zweiten Strahls einer Messung am FSP als Funktion der deponierten Ladung. Beim ersten Strahl werden, wie erwartet, kürzere Driftzeiten bei größerer Ladung gemessen, der zweite Strahl zeigt jedoch ein völlig gegensätzliches Verhalten: Mit zunehmender Ladung steigt die Driftzeit an.

Die Driftzeitdifferenz ist damit keineswegs unabhängig von der Ladung, sondern variiert bis zu 10 nsec , entsprechend 5% der gesamten Driftzeitdifferenz von ca. 200 nsec . Angestrebt für eine Driftgeschwindigkeitsmessung mit einer Auflösung von 0.1% war jedoch ein Fehler der Driftzeitdifferenz unterhalb von 0.2 nsec . Die Energieabhängigkeit macht jedoch eine präzise Driftgeschwindigkeitsmessung unmöglich. Die Ursache für das zunächst unerwartete Verhalten der Driftzeit des

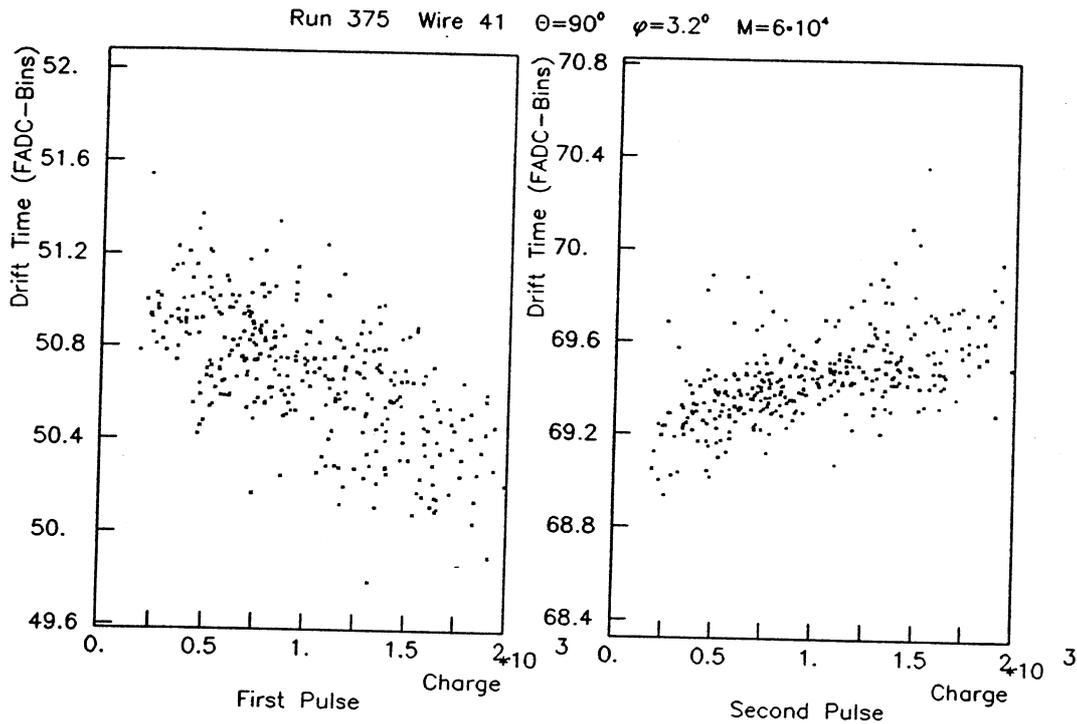


ABBILDUNG 67: Driftzeit der Einzelpulse eines Laserdoppelstrahls als Funktion der deponierten Ladung.

zweiten Strahls ist im Auftreten von Raumladung mit lokaler Änderung des Driftfelds begründet.

5.4.1 Lokale Störungen durch Raumladung

Zur Entstehung und Auswirkung von Raumladung sind in Abbildung 68 zwei Phasen der Drift beider Ladungswolken des Doppelstrahls dargestellt. In der eigentlichen Driftphase a) bewegen sich die Elektronenspuren im elektrischen Feld nacheinander um den Doppelstrahlabstand Δs versetzt in Richtung zur Anodenebene. Erreichen schließlich die Elektronen der ersten Spur die Anode, erfolgt durch Lawineneffekt im stark anwachsenden elektrischen Feld unmittelbar vor dem Signaldraht eine Vermehrung der Ladungsträger (Abbildung 69). Die dabei erzeugten Elektronen treffen innerhalb kurzer Zeit ($\approx nsec$) am Signaldraht auf, zurück bleibt eine Ionenwolke,⁸⁶ die eine positive *Raumladung* darstellt. Die Mobilität μ^+ der Ionen im Gas ist gegenüber den Elektronen um ein Vielfaches geringer, bedingt durch die wesentlich größere Masse. Damit verbunden ist eine sehr kleine Driftgeschwindigkeit w^+ , für die innerhalb eines großen Feldstärkebereichs gilt:

$$w^+ = \mu^+ \left(\frac{E}{p} \right) \quad (107)$$

Bei typischen Mobilitäten von $1 \text{ cm}^2 \text{ bar} \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ unter Normalbedingungen, ergeben sich Driftgeschwindigkeiten $10^3 \dots 10^4$ geringer als bei Elektronen. Die Ionen bewegen sich demnach, verglichen

⁸⁶Das vollständige Umschließen des Drahts mit einer Ionenwolke wie in Abbildung 69 dargestellt, tritt nur bei höheren Gasverstärkungen $\mathcal{O}(10^5)$ auf. Bei niedrigeren Gasverstärkungen $\mathcal{O}(10^4)$ wird der Draht nicht mehr vollständig umschlossen.

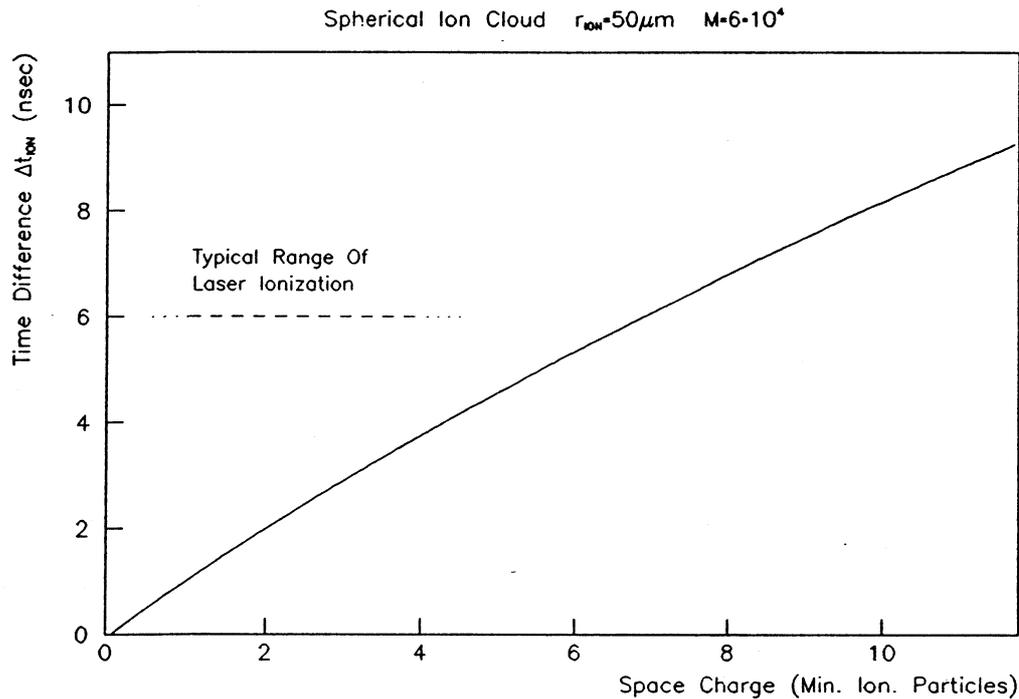


ABBILDUNG 73: Driftzeitdifferenz Δt_{ion} als Funktion der Raumladung in Einheiten eines minimal ionisierenden Teilchens (*mip*).

eine dem Laserstrahlprofil besser angepaßte gaußsche Ionenverteilung in z -Richtung angenommen mit $\sigma = 0.24 mm$ entsprechend einem Waist von $w = 0.68 mm$.

Diese Verteilung läßt sich nicht mehr in geschlossener Form berechnen, wie bei einer radial-symmetrischen, sphärischen Verteilung. Das Feld der Ionenraumladung wurde daher über eine Superposition der Felder von n_e punktförmigen Einzelladungen der Größe $M \cdot e$ berechnet, die längs des Drahts zufällig gaußsch verteilt wurden:⁸⁸

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^{n_e} \frac{M e}{4\pi\epsilon_0 r_k^2} \frac{\vec{r}_k}{r_k} \quad \text{mit } \vec{r}_k = \text{Ortsvektor} \quad (113)$$

Ebenso wie mit Vergrößerung des Radius bei einer sphärischen Verteilung ist die Veränderung von Δt_{ion} jedoch gering und liegt unterhalb von 10 %, so daß die Annahme einer sphärischen Ionenwolke eine gute Näherung darstellt.

5.4.3 Strahlversatz in z -Richtung

Die bisherigen Ergebnisse zeigten, daß eine präzise Messung der Driftgeschwindigkeit mit Hilfe eines Laserdoppelstrahls nicht möglich ist, wenn beide Spuren unmittelbar einander folgend zum Signaldraht driften (Abbildung 75a). Eine Möglichkeit, den Raumladungseinfluß auf die zweite Spur zu vermindern, besteht im Versatz der Strahlen längs des Drahts in z -Richtung (Abbildung 75b).

⁸⁸Jede Einzelladung $M \cdot e$ entspricht der von einem *primären* Elektron nach der Gasverstärkung am Signaldraht erzeugten Raumladung.

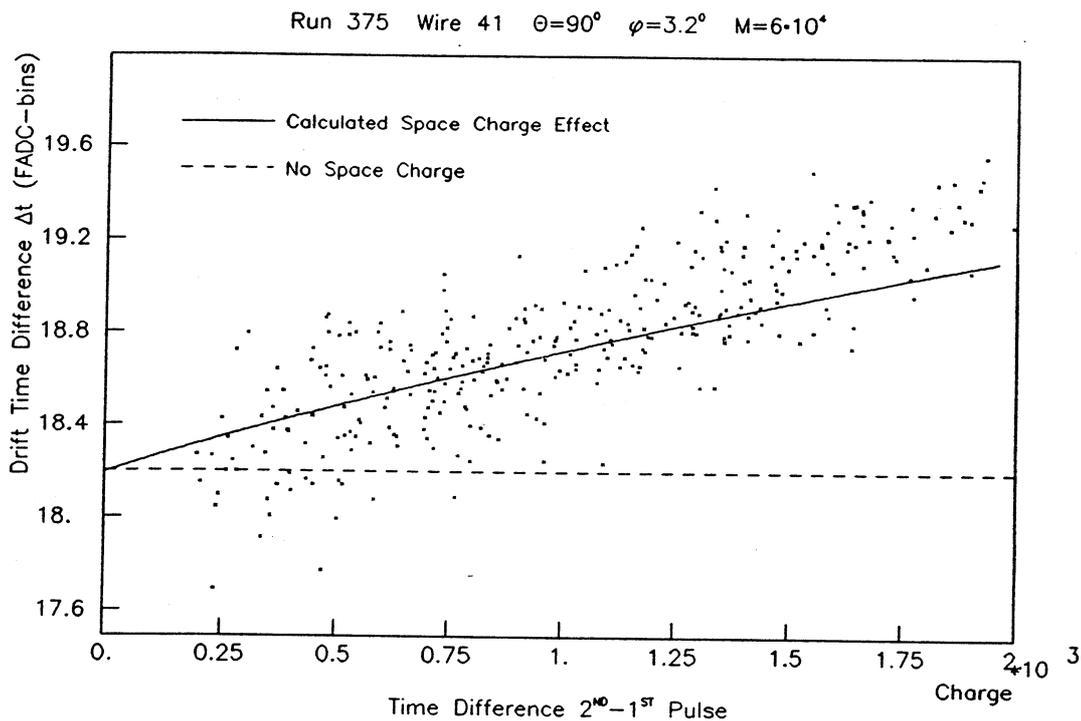


ABBILDUNG 74: Gemessene Driftzeitdifferenz Δt als Funktion der Ladung des ersten Pulses verglichen mit den Ergebnissen der Rechnung.

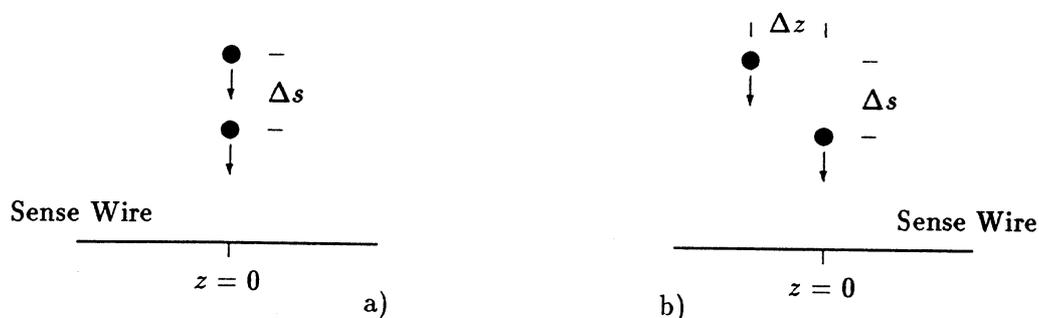


ABBILDUNG 75: Unterdrückung des Raumladungseffekts durch Strahlversatz Δz des Doppelstrahls in z -Richtung.

Der Strahlversatz kann durch einen speziell konzipierten Strahlteiler erreicht werden, oder durch Verdrehen eines normalen Strahlteilers um einen Winkel Θ . Der Strahlabstand in Driftrichtung Δs_d ergibt sich dann als:

$$\Delta s_d = \Delta s \cos \Theta \quad (114)$$

Nachteilig ist jedoch die Reduktion des nutzbaren Doppelstrahlabstands bei größeren Verdrehungen und die Notwendigkeit einer genauen Einstellung und Messung des Drehwinkels. In Abbildung 76 ist die raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} dargestellt in Abhängigkeit von

der z -Position des zweiten Strahls bei drei verschiedenen Größen der Primärionisation. Der Doppelstrahlabstand Δs_d in Driftrichtung wurde dabei konstant als $\Delta s_d = 10 \text{ mm}$ angenommen.

Auffällig ist das Auftreten von 2 Maxima um $z = 0$. Nicht der bislang behandelte Fall zweier unversetzter Strahlen ist demnach am sensitivsten für Raumladungseffekte, sondern ein leichter Versatz der Strahlen in z um etwa 0.6 mm . Erklärbar wird dies zunächst überraschende Verhalten durch Abbildung 77, in dem die elektrischen Feldlinien bzw. die Driftwege der Elektronen dargestellt sind unter Annahme einer sphärischen Raumladung bei $z = 0$ eines zehnfach minimum ionisierenden Teilchens.

Ohne Raumladung verlaufen alle Driftwege senkrecht zum Signaldraht, mit Raumladung wird dagegen nicht nur der Betrag der Feldstärke lokal erhöht, sondern auch die Richtung der Feldlinien. Elektronen etwas außerhalb von $z = 0$ werden auf das Raumladungszentrum fokussiert und der Driftweg verlängert. Die Maxima in Abbildung 77 entstehen also durch längere Driftwege. Bei schwächerer Raumladung verschwindet der Fokussierungseffekt und die Driftwegverlängerung zunehmend, daher treten keine ausgeprägten Maxima mehr auf.

Außerhalb des Zentrums wird die Störung durch Raumladung zusehens geringer, ist jedoch auch bei 10 mm Strahlversatz noch nicht völlig verschwunden. Da für die z -Abhängigkeit des Raumladungseffekts die Ausdehnung der Ionenwolke in z -Richtung einen größeren Einfluß haben kann, wurde zusätzlich zur sphärischen Raumladung auch eine in z gaußisch verteilte Raumladung mit $\sigma = 0.24 \text{ mm}$ berechnet (siehe [113]). Dies entspricht der Ausdehnung der Ionisation bei einem Laserstrahl mit einem Waist von 0.68 mm wie beim FSP.

Das Ergebnis in Abbildung 78 zeigt einen nur geringen Unterschied zwischen einer sphärischen, homogenen und einer in z -Richtung gaußisch verteilten Ionenwolke. Im Zentrum ($z = 0$) ist lediglich das auffallende Doppelmaximum für die gaußische Verteilung weniger ausgeprägt. Damit bestätigt sich erneut der nur schwache Einfluß der Form der Ionenwolke. Tabelle 14 zeigt abschließend eine Zusammenstellung über die Abhängigkeit des Raumladungseffekts vom z -Versatz Δz des Doppelstrahls.

Versatz Δz [mm]	Δt_{ion} [nsec] 1 mip		Δt_{ion} [nsec] 3 mip		Δt_{ion} [nsec] 10 mip	
	sphärisch	gaußisch	sphärisch	gaußisch	sphärisch	gaußisch
0.0	1.07	1.00	2.96	2.81	8.20	7.99
0.5	0.88	0.88	2.87	2.73	9.64	8.24
1.0	0.63	0.64	2.03	2.06	8.56	8.39
1.5	0.45	0.45	1.46	1.48	6.22	6.35
2.0	0.32	0.33	1.05	1.07	4.56	4.63
3.0	0.18	0.18	0.58	0.59	2.51	2.54
5.0	0.07	0.07	0.23	0.23	0.93	0.94
7.5	0.03	0.03	0.09	0.09	0.37	0.37
10.0	0.01	0.01	0.05	0.05	0.18	0.18

TABELLE 14: Raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} bei unterschiedlichem z -Versatz des Doppelstrahls. Doppelstrahlabstand $\Delta s = 10 \text{ mm}$ konstant. Gasverstärkung $M = 6 \cdot 10^4$. 1 mip = Ladung für ein minimal ionisierendes Teilchen = 3.46 pC .

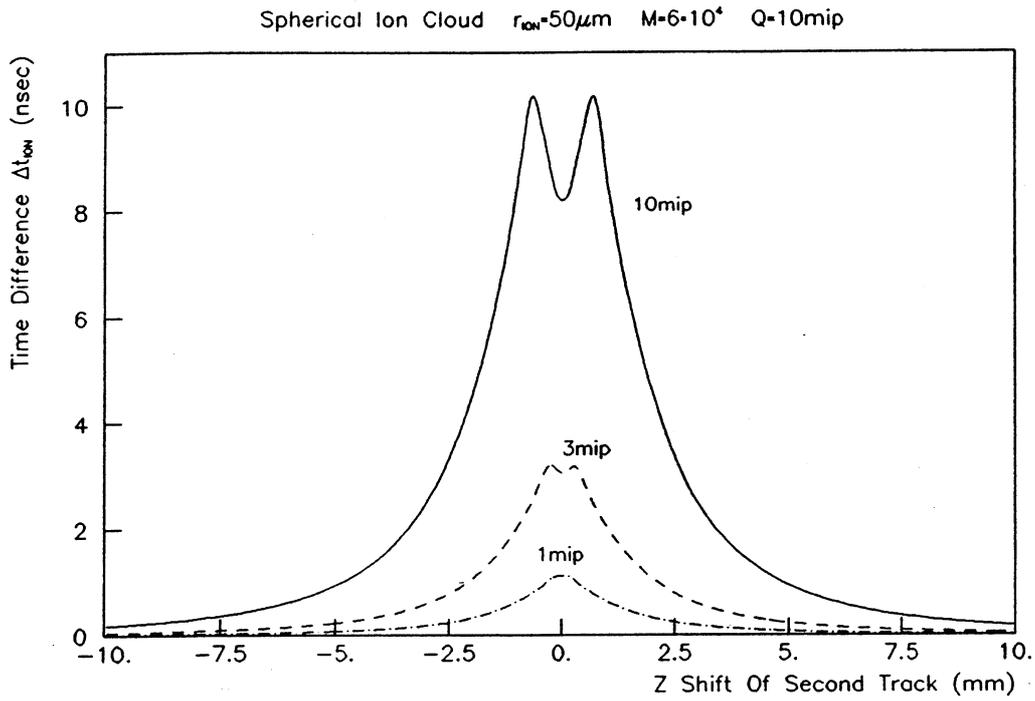


ABBILDUNG 76: Raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} als Funktion des z-Versatzes des zweiten Strahls (sphärische Ionenwolke).

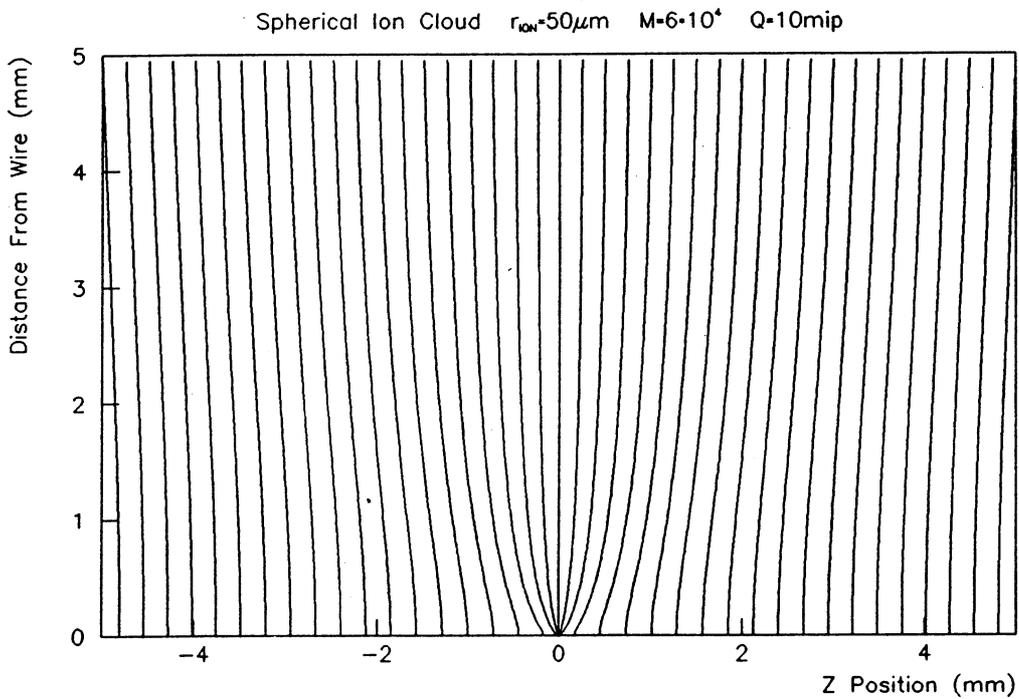


ABBILDUNG 77: Driftwege der Elektronen längs des Drahtes mit sphärischer Raumladung bei $z = 0$ (10 mip).

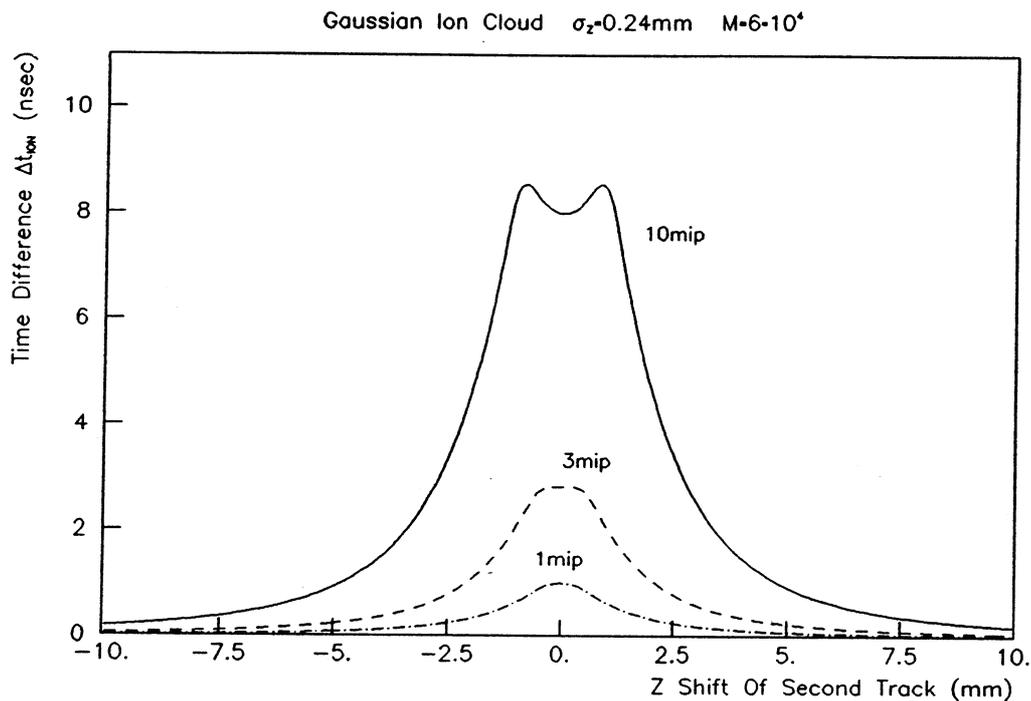


ABBILDUNG 78: Raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} als Funktion des z -Versatzes des zweiten Strahls (gaußische Ionenwolke, 1-, 3-, 10-fache Ladung eines minimal ionisierenden Teilchens).

5.4.4 Möglichkeiten zur Reduzierung des Raumladungseffekts

Die durchgeführten Rechnungen zeigen, daß ein Versatz der Strahlen in z -Richtung eine Möglichkeit bietet, den Raumladungseinfluß zu reduzieren. Betreibt man den Laser nur in einem Ionisationsbereich unterhalb von 3 mip , so muß der z -Versatz der Strahlen allerdings trotzdem mehr als 5 mm betragen, um den dadurch verursachten systematischen Fehler unterhalb der geforderten Auflösung zu halten.

Wird der Versatz durch Drehung des Strahlteilers erzielt, muß der Drehwinkel, wie beschrieben sehr genau bekannt sein. Bei einer Verdrehung um $\Theta = 45^\circ$ ergibt sich aus einem Winkelfehler von 0.05° bereits ein Abstandsfehler von $7 \mu m$ entsprechend 0.1 % Fehler in der Driftgeschwindigkeit. Dies erfordert eine sorgfältige Justierung und eine angepasste mechanische Halterung. Andere Möglichkeiten und ihre Realisierung werden im folgenden diskutiert.

Korrektur: Mit Hilfe einer Korrekturfunktion aufgrund der obigen Rechnungen lassen sich die Meßdaten abhängig von der Ladung des ersten Pulses um den Raumladungseffekt korrigieren und die raumladungsfreie Driftzeitdifferenz erhalten. Die Unsicherheiten der Korrekturfunktion sind jedoch zu groß, um eine sichere Reduktion des Effekts von der Größe einiger $nsec$ auf unterhalb von $0.2 nsec$ frei von systematischen Fehlern zu gewährleisten.

Versuchsweise wurde bei den gemessenen Driftzeitdifferenzen (Abbildung 74) durch Extrapolation auf die raumladungsfreie Driftzeitdifferenz für $Q = 0$ geschlossen. Es zeigte sich jedoch, daß die Unsicherheit noch weitaus größer als die geforderte Auflösung von $0.2 nsec$ war. Der

von der Raumladung verursachte Fehler konnte um nicht mehr als 50 % gemindert werden.

Reduktion der Gasverstärkung: Dies reduziert das Problem der Raumladung ebenfalls, bedeutet jedoch einen entscheidenden Eingriff in die Funktion der Jetkammer, die aufgrund anderer Randbedingungen bestimmte Gasverstärkungen erfordert. Der Gasverstärkungsfaktor im FSP betrug während der ersten Messungen 1984-85 ca. $6 \cdot 10^4$, der auch in den durchgeführten Rechnungen benutzt wurde. Ergebnisse zur Teilchenidentifikation durch Bestimmung des spezifischen Energieverlusts dE/dx [Breu87] zeigten jedoch einen zu großen Sättigungseffekt der Gasverstärkung, der sich negativ auf die dE/dx -Auflösung auswirkte.

Es wurde daher ab 1986 im FSP, sowie auch in der OPAL-Jetkammer eine verringerte Gasverstärkung von $1 \cdot 10^4$ benutzt. Dies führt zwar zu einer Reduzierung des Raumladungseffekts, auch bei kleiner Laserenergie ist jedoch noch mit einem verbleibenden Einfluß größer als die angestrebte Auflösung zu rechnen.

Die einzelnen Punkte zeigen, daß eine weitgehende Vermeidung des Raumladungseffekts nur durch eine Kombination aller bislang diskutierten Alternativen möglich erscheint. Auch dann existiert jedoch ein zusätzliches Problem, das eine Beschränkung der erreichbaren Auflösung bei Verwendung eines permanenten Doppelstrahls bedeutet:

Wie bereits in Abbildung 62 eines Laserdoppelpulses ersichtlich war, ist bei Entstehung des zweiten Pulses der vorangehende erste Puls noch nicht vollständig abgeklungen. Die Pulsform des zweiten Pulses wird daher geringfügig verändert und ist somit nicht mehr identisch zur Pulsform des ersten Pulses. Dadurch erfolgen geringe, jedoch systematische Verschiebungen der Driftzeit des zweiten Pulses, da jeder Zeitalgorithmus äußerst sensitiv auf abweichende Pulsformen reagiert.

Eine Untersuchung der systematischen Verschiebung der Driftzeit des zweiten Pulses bei einem vorangehenden ersten Puls wurde von B. Wünsch für den DOS-Algorithmus durchgeführt [Wün86]. Abbildung 79 zeigt, daß bei einer Zeitdifferenz von bis zu 200 nsec mit einer systematischen Verschiebung im Bereich von bis zu 0.5 nsec gerechnet werden muß.

Es läßt sich also zusammenfassen:

- Obwohl der sehr genau bekannte Abstand eines Laserdoppelstrahls ein großer Vorteil für die Driftgeschwindigkeitsmessung ist, wirkt sich die gleichzeitige Erzeugung zweier Spuren negativ auf die gemessene Driftzeitdifferenz aus.

Eine Verbesserung ist nur dann möglich, wenn kein permanenter Doppelstrahl mit seinen aufgezeigten Nachteilen benutzt wird, sondern wenn beide Einzelstrahlen jeweils abwechselnd ein- und ausgeschaltet werden, z.B. durch Einfahren einer Blende in den Strahlengang.

Zur Messung der Driftzeitdifferenz wird dann zunächst der erste Strahl eingeschaltet und über mehrere hundert Laserschüsse die Driftzeit bestimmt. Anschließend erfolgt die gleiche Messung mit dem eingeschalteten zweiten Strahl. Jegliche Raumladungseffekte oder systematische Zeitverschiebungen werden dadurch eliminiert.

Diese Methode der Driftzeitmessung wurde am FSP getestet, indem über zwei von außen steuerbare Blenden die Einzelstrahlen hinter dem Strahlteiler im Drucktank umgeschaltet wurden. Der Raumladungseffekt konnte so vollständig vermieden werden, es zeigte sich jedoch hier ein anderer Nachteil des Verfahrens:

Im Gegensatz zum permanenten Doppelstrahl sind die Driftzeiten des ersten und zweiten Pulses nicht mehr korreliert. Schwankungen der Laserstrahlposition wirkten sich bei permanentem Doppelstrahl gleichermaßen auf beide Strahlen aus, so daß die relative Zeitdifferenz nicht verändert wird. Bei nacheinander eingeschalteten Einzelstrahlen geht dieser Vorteil verloren. Entscheidend ist, daß bei beiden nacheinander erfolgten Messungen die mittlere absolute Strahlposition extrem konstant bleiben muß. Die Veränderung

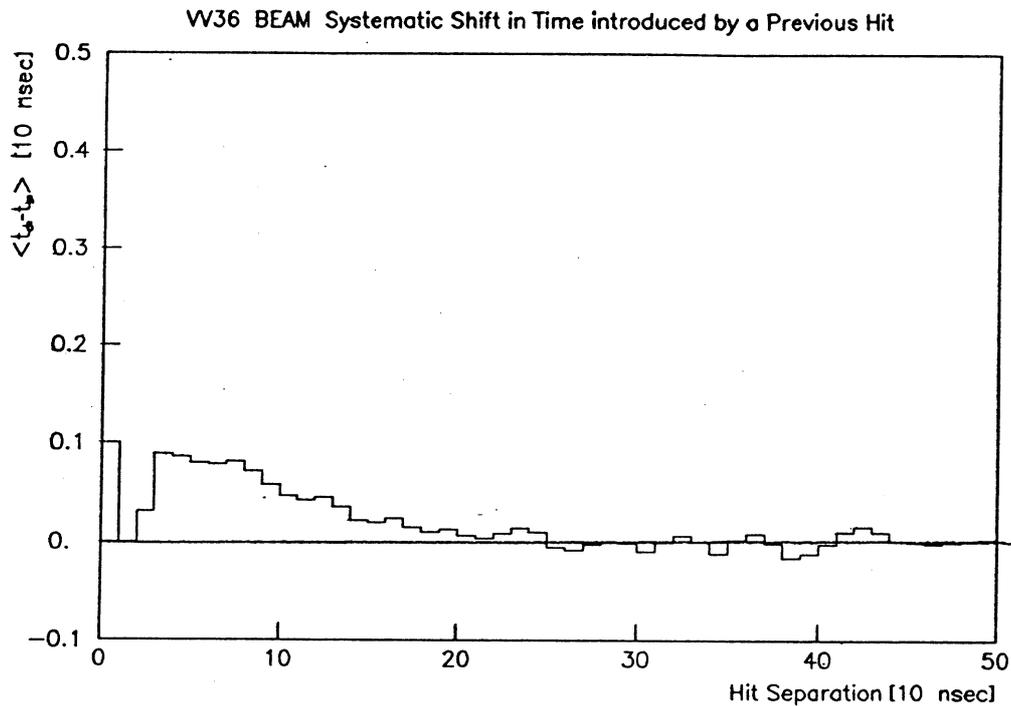


ABBILDUNG 79: Systematische Verschiebung der Driftzeit des zweiten Pulses bei Auftreten eines vorangehenden ersten Pulses [Wün86].

der mittleren Strahlposition zwischen beiden Messungen nach der Laufstrecke von 15 m muß weniger als $10 \mu\text{m}$ betragen, damit der systematische Fehler⁸⁹ der Driftgeschwindigkeit unterhalb von 0.1 % gehalten wird.

Es zeigte sich, daß diese Forderung nicht generell zu erfüllen ist. Thermische Schwankungen am Laseraufbau, den Spiegeln zum Strahltransport und der Jetkammer selbst⁹⁰ zwischen und während der ca. 10 min Dauer der Einzelmessungen führen zu kleinen, aber relevanten Positionsänderungen. Mit Hilfe der auf dem beweglichen Ablenkspiegel befindlichen Lateraleffekt-Diode (siehe Abschnitt 4.2.3) wurden Wanderungen der mittleren Strahlposition von $1 \dots 6 \mu\text{m}/\text{min}$ beobachtet.

Eine Lösung des Problems ergibt sich, wenn es gelingt, keine nacheinander erfolgenden Einzelstrahlmessungen durchzuführen, sondern innerhalb einer Meßreihe abwechselnd von Schuß zu Schuß die Strahlen umzuschalten. Systematische Positionsschwankungen während der Meßzeit wirken sich so wieder gleichermaßen auf beide Teilstrahlen aus, die Differenz bleibt unbeeinflusst. Es verbleibt lediglich eine Verschlechterung der statistischen Fehler, die sich jedoch durch höhere Ereigniszahlen wieder ausgleichen läßt. Die Realisierung dieser als "alternierenden Strahlumschaltung" bezeichneten Methode unter Nutzung der Strahlpolarisation wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

⁸⁹Zusätzlich führen Schwankungen des Strahls zu einer Verbreiterung der Driftzeitverteilungen und verschlechtern den statistischen Fehler.

⁹⁰Eine Temperaturerhöhung von nur 0.1°C führt bei der 4 m langen Jetkammer bereits zu Längenänderungen von $10 \mu\text{m}$. (Längenausdehnungskoeffizient $\beta = 2.5 \cdot 10^{-5}/^\circ\text{C}$ für Aluminium)

5.5 Strahlumschaltung durch Polarisationsdrehung mit Hilfe einer Pockelszelle

Eine alternierende Umschaltung der Einzelstrahlen von Schuß zu Schuß zur Eliminierung systematischer Fehler läßt sich ebenso wie zuvor beschrieben durch steuerbare Strahlblenden erreichen. Die maximale Schußrate des verwendeten Lasers beträgt 10 Hz , ein für NdYAG-Laser in dieser Energieklasse typischer Wert. Die Umschaltung sollte dieser Rate folgen können.

Bei den Messungen der nacheinander eingeschalteten Einzelstrahlen wurden die Strahlblenden über einen Magnetschalter mit einem Hub von 8 mm betätigt. Dieses System wäre bei entsprechender mechanischer Auslegung für die hohe Umschaltrate zwar noch verwendbar, weist jedoch Nachteile auf. Ein späterer Betrieb in der OPAL-Jetkammer im Magnetfeld ist nicht möglich, es darf dort nur ein nichtmagnetischer Antrieb, hydraulisch oder pneumatisch, benutzt werden. Hinzu kommt der sehr beschränkte Raum in der Nähe des Strahlrohrs und die Unzugänglichkeit. Da für die Kalibration wegen der permanenten Überwachung der Driftgeschwindigkeit über lange Zeit sehr viele Laserschüsse benötigt werden, wäre die mechanische Beanspruchung sehr groß, ohne die Möglichkeit zur Wartung.

Ein mechanisches System zur Strahlumschaltung innerhalb des Detektors ist deswegen ungeeignet. Vielmehr ist eine verschleißfreie Umschaltung außerhalb des Detektors wünschenswert. Diese Möglichkeit bietet sich durch Ausnutzen der Polarisationsempfindlichkeit der Teilerschicht des Strahlteilers.

5.5.1 Die polarisationsempfindliche Teilerschicht des Strahlteilers

Jede dielektrische Schicht, die nicht vollständig transparent ist, wie bei einer Antireflexbeschichtung, oder vollständig reflektiv, wie bei einem idealen Spiegel, ist generell polarisationsabhängig: Der Transmissions- und Reflexionsanteil variiert mit der Polarisationsrichtung bezüglich der Einfallsebene. Normalerweise ist dieser Effekt unerwünscht, da er zu polarisationsabhängigen Teilungsverhältnissen führt. Zur Erzeugung des permanenten Doppelstrahls war es deswegen notwendig, durch Drehung der Polarisationssebene mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte auf gleiche Intensität der beiden Einzelstrahlen zu justieren.

Die Teilerschicht läßt sich jedoch umgekehrt auch durch gezielte Änderung der üblicherweise benutzten Schichtenfolge auf *maximale* Polarisationsabhängigkeit optimieren. Dann erhält man bei einer bestimmten Polarisationsstellung maximale *Transmission*, bei der dazu senkrechten Stellung maximale *Reflexion*. Damit können bei einem Strahlteiler durch einfaches Drehen der Polarisationssebene die Einzelstrahlen innerhalb des Detektors selektiert werden (Abbildung 80). Die Polarisationsstellung parallel zur Einfallsebene des Strahls wird dabei als "P"-Polarisation bezeichnet, die Einstellung senkrecht zur Einfallsebene als "S"-Polarisation.

Die Intensitätsverhältnisse sollten idealerweise zwischen transmittiertem (T) und reflektiertem (R) Teilstrahl für "P"-Polarisation $T_p : R_p = 100\% : 0\%$ und für "S"-Polarisation $T_s : R_s = 0\% : 100\%$ betragen. Die Strahlumschaltung erfolgt allerdings nicht vollständig, da die Polarisationsempfindlichkeit der Teilerschicht nicht ideal ist. Abbildung 81 zeigt die Transmission der Teilerschicht als Funktion der Wellenlänge λ für "S"- und "P"-Polarisation bei einem Einfallswinkel von 49° nach Herstellerangaben.⁹¹

Danach erwartet man für die benutzte Wellenlänge von $\lambda = 266\text{ nm}$ eine Transmission von $T_p = 75\%$ bei "P"- und von $T_s = 4.5\%$ bei "S"-Polarisation. Mit Hilfe eines Joulemeters wurden diese Angaben an einem Prototyp-Strahlteiler überprüft, der später auch während des 2-Sektortests der OPAL-Jetkammer verwendet wurde. Der systematische Fehler der Messung beträgt jedoch einige Prozent, so daß nur die generelle Funktionsfähigkeit der Teilerschicht nachgewiesen werden konnte. Die Ergebnisse in Tabelle 15 zeigen eine gute Übereinstimmung zu den Herstellerangaben.

⁹¹ LO Laseroptik GmbH

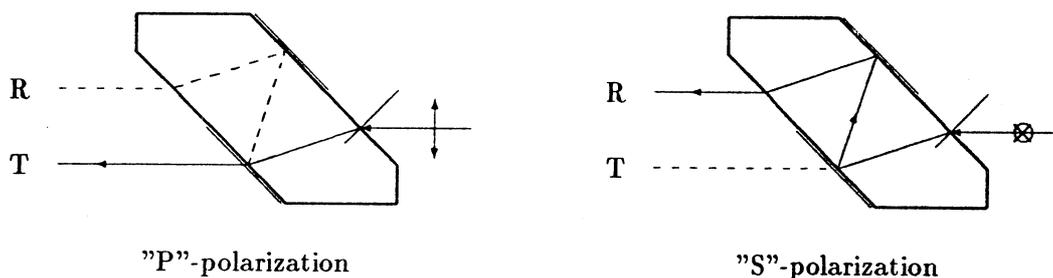


ABBILDUNG 80: Umschalten der Einzelstrahlen eines Strahlteilers durch Drehen der Polarisationsebene. T: Transmittierter Strahl, R: Reflektierter Strahl

		"S"-Polarisation	"P"-Polarisation
transmittierter Strahl	Messung	8.1 %	71.8 %
	Hersteller	4.5 %	75.0 %
reflektierter Strahl	Messung	92.7 %	28.8 %
	Hersteller	95.5 %	25.0 %

TABELLE 15: Intensitäten des transmittierten und des reflektierten Strahls für "S"- und "P"-Polarisation.

Wird nun die quadratische Abhängigkeit der Laserionisation von der Intensität berücksichtigt, lassen sich die Verhältnisse der erzeugten Ladungen der Teilstrahlen in der Jetkammer berechnen:

$$\text{"P"}: \frac{Q(T_p)}{Q(R_p)} = \left(\frac{0.75}{0.25}\right)^2 = 9 : 1 \quad \text{"S"}: \frac{Q(T_s)}{Q(R_s)} = \left(\frac{0.045}{0.955}\right)^2 = 1 : 450 \quad (115)$$

Der Puls des transmittierten Strahls (T) verschwindet also bei "S"-Polarisation fast vollständig, die Restladung gegenüber dem Puls des reflektierten Strahls (R) läßt sich vernachlässigen. Umgekehrt dagegen beträgt die Restladung des reflektierten Strahls noch mehr als 10 % bei "P"-Polarisation, hier ist die Abschaltung des reflektierten Strahls nicht vollständig.

Wichtig zur Vermeidung des Raumladungseffekts ist die möglichst vollständige Unterdrückung des am nächsten zur Anodendrahtebene liegenden ersten Strahls. Der Strahlteiler muß daher so angeordnet werden, daß der transmittierte Strahl stets *nahe* zur Drahtebene liegt und der reflektierte Strahl *fern* zur Ebene. Zur Messung der Driftzeit des zweiten Strahls wird mit "S"-Polarisation die gewünschte Abschaltung des ersten Strahls erreicht. Nach Drehung auf "P"-Polarisation erfolgt anschließend die Messung der Driftzeit des ersten Strahls. Die bei "S"- und "P"-Polarisation erzeugten Pulse sind in Abbildung 82 dargestellt. Der geringe um ca. 200 nsec verzögerte Anteil des zweiten Strahls bei "P"-Polarisation wirkt sich nicht störend auf die Driftzeitmessung aus, da von den Algorithmen zur Driftzeitberechnung nur der Pulsanfang benötigt wird.

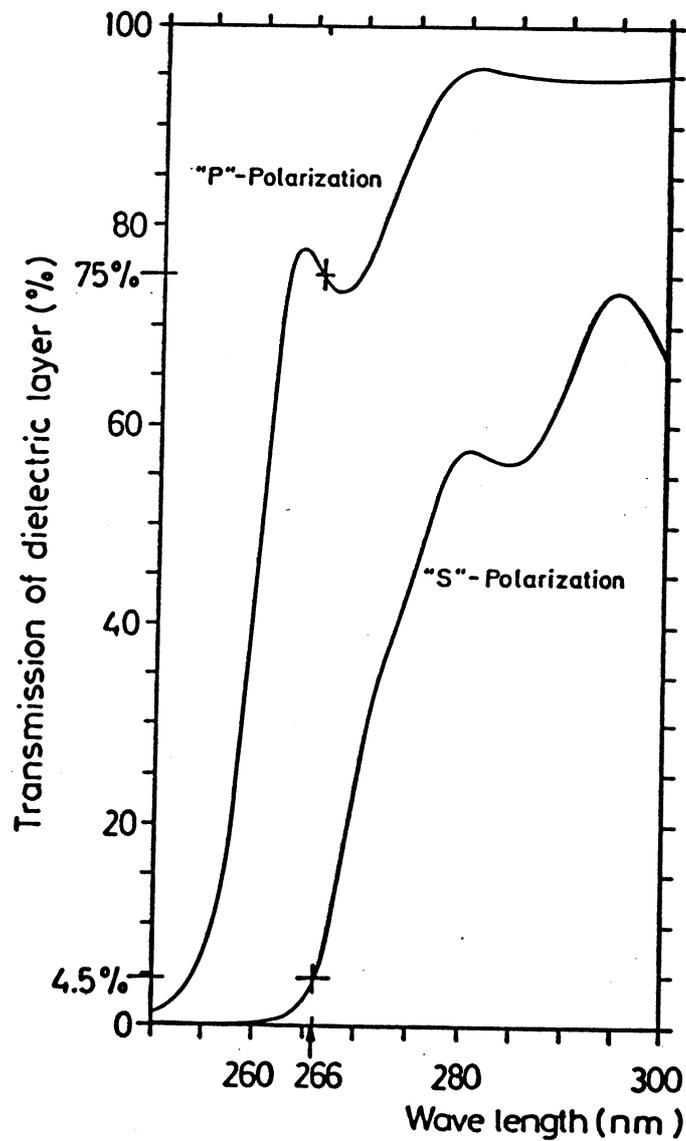


ABBILDUNG 81: Transmission der Strahlteilerschicht als Funktion der Wellenlänge für "S"- und "P"-Polarisation nach Herstellerangaben (LO Laseroptik GmbH). Einfallswinkel 49° .

Durch Drehen der Polarisationssebene in "S"- oder "P"-Stellung können damit die Teilstrahlen des Doppelstrahls einzeln für die Driftzeitmessung selektiert werden. Es läßt sich aber auch jedes andere zwischen den beiden Extremwerten liegende Intensitätsverhältnis einstellen durch entsprechende Wahl des Polarisationswinkels Φ ($\Phi = 0^\circ$: "S"-Polarisation, $\Phi = 90^\circ$: "P"-Polarisation). Die Polarisationsvektoren des transmittierten Strahls \vec{E}_t und des reflektierten Strahls \vec{E}_r lassen sich in Komponenten bezüglich der "S"- und "P"-Richtung zerlegen. Berücksichtigt man, daß für

- Die Umschaltung der Polarisationssebene von Schuß zu Schuß. Dies stellte eine generelle Grundbedingung der Methode dar.
- Das aufgrund der nichtidealen Teilerschicht notwendige Angleichen der Intensität der Teilstrahlen, um gleiche ionisierende Kanten zu erzielen und systematische Effekte zu reduzieren.

Die Umschaltung von Schuß zu Schuß läßt sich mit Hilfe einer *Pockelszelle* erreichen und wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

5.5.2 Die Pockelszelle

Die einfachste Möglichkeit zur Drehung der Polarisationssebene besteht in der Verwendung einer $\lambda/2$ -Platte wie bereits in Abschnitt 5.2.4 beschrieben. Eine motorische Rotation synchronisiert mit der Schußfrequenz des Lasers erlaubt ein Umschalten von Schuß zu Schuß. Nachteilig ist jedoch die mechanische Bewegung eines optischen Elements in der Strahlachse, die zusätzlich zu nicht kontrollierbaren Justierungsproblemen führt:

Die $\lambda/2$ -Platte muß exakt senkrecht zum einfallenden Strahl justiert werden. Ein nur geringer Winkelfehler führt zu einer Parallelverschiebung des austretenden Strahls von der optischen Achse, der sich bei Rotation der Platte auf einem Kreis um die optische Achse bewegt. Hinzu kommt eine Winkelablenkung durch den unvermeidlichen Keilwinkel⁹² der Platte, der ebenfalls zu einer Positionsänderung des Strahls bei der Umschaltung führt. Der Doppelstrahlabstand in der Kammer wird durch die mechanisch erfolgte Umschaltung damit systematisch verändert. Eine Abschätzung zeigt, daß ein Keilwinkel von nur $1 \mu\text{rad} = 0.25''$ nach einer Strecke von 15 m den systematischen Fehler im Doppelstrahlabstand bereits auf $10 \mu\text{m}$ vergrößert. Diese Anforderungen übersteigen die optischen Möglichkeiten.

Eine ohne jegliche mechanische Rotation "elektrisch schaltbare $\lambda/2$ -Platte" ist dagegen die *Pockelszelle*, die auf dem 1893 von C. Pockels entdeckten *elektro-optischen Effekt* beruht. Den prinzipiellen Aufbau einer Pockelszelle zeigt Abbildung 84.

Ein doppelbrechender Kristall ist so orientiert, daß die reguläre optisch aktive Kristallachse parallel zur Richtung eines hindurchtretenden Strahls liegt. An Vorder- und Rückseite ist der Kristall mit transparenten Elektroden oder auch ringförmigen Elektroden versehen. Über eine von außen angelegte Spannung kann so ein elektrisches Feld innerhalb des Kristalls erzeugt werden, das parallel zur Strahlrichtung und zur regulären optisch aktiven Achse zeigt.

Durch das elektrische Feld wird eine zweite optisch aktive Achse induziert, senkrecht zum Feld wie auch zur Strahlrichtung und im Allgemeinen einer inneren Kristallorientierung folgend. Es entsteht eine "induzierte Doppelbrechung" durch verschiedene Brechungsindices parallel und senkrecht zur induzierten optischen Achse. Ein hindurchtretender Strahl erfährt so zwischen der zur induzierten Achse parallelen und senkrechten Komponente des Polarisationsvektors eine Phasendifferenz $\Delta\Phi$, die sich wie folgt berechnet:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi n_o^3 r_{63} V}{\lambda} \quad (120)$$

Hierbei ist r_{63} die *elektro-optische Konstante*, n_o der Brechungsindex des *ordentlichen Strahls*, V die anliegende Spannung.

Da die Phasendifferenz $\Delta\Phi$ linear mit der Spannung V anwächst, wird der Pockels-Effekt auch als *linearer elektro-optischer Effekt*⁹³ bezeichnet. Für eine bestimmte anliegende Spannung, der

⁹²Der Keilwinkel gibt die Abweichung von der Parallelität beider Plattenoberflächen an.

⁹³Bei dem in Flüssigkeiten auftretenden *Kerr-Effekt* wächst die Phasendifferenz quadratisch mit der Spannung an. Der Kerr-Effekt wird daher auch als *quadratischer elektro-optischer Effekt* bezeichnet.

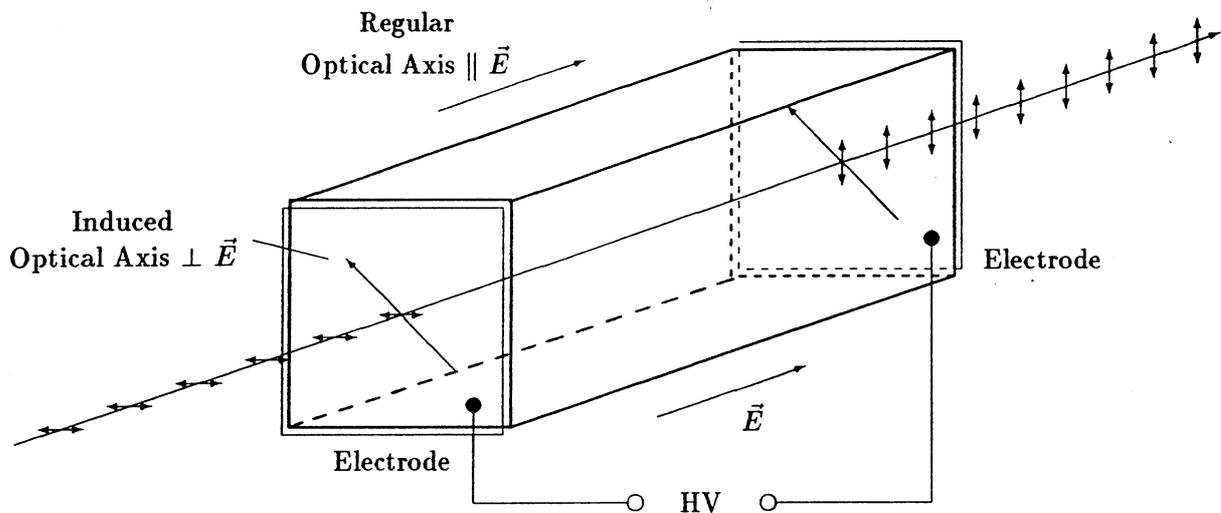


ABBILDUNG 84: Aufbau und Funktionsweise einer Pockelszelle.

$\lambda/2$ -Spannung $V_{\lambda/2}$ entspricht die Phasenverzögerung gerade $\Delta\Phi = \pi$ und die Pockelszelle entspricht in ihrer Funktion einer normalen $\lambda/2$ -Platte. Es gilt für die $\lambda/2$ -Spannung:

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}} \quad (121)$$

Für kleine Wellenlängen wie im UV-Bereich ergibt sich danach der Vorteil einer im Vergleich zum sichtbaren Licht kleinen $\lambda/2$ -Spannung. Wegen der schnellen Schaltgeschwindigkeit eignen sich Pockelszellen zur Licht-Modulation bis in den GHz-Bereich. In NdYAG-Lasern finden Pockelszellen Verwendung als optischer Schalter zur Erzeugung eines kurzen energiereichen Pulses (siehe Abschnitt 4.2.1). Kommerziell werden unter den vielen verwendbaren Kristallen überwiegend diejenigen mit kleiner $\lambda/2$ -Spannung benutzt. In Tabelle 16 sind die elektro-optischen Eigenschaften der meistgebräuchlichen Kristalle zusammengefasst.

Es ist ersichtlich, daß KD*P (deutერიertes Kaliumdihydrogenphosphat) die niedrigste $\lambda/2$ -Spannung besitzt. Dies ist von Vorteil, da über längere Zeit anliegende höhere Feldstärken in den Kristallen zu Ionenwanderungen führen können, die die optischen Eigenschaften beeinträchtigen. Pockelszellen müssen deswegen bei höheren Spannungen im Pulsbetrieb betrieben werden.

Sowohl die elektro-optische Konstante r_{63} als auch der Brechungsindex n_o sind temperaturabhängig. Für die Phasenverzögerung $\Delta\Phi$ beträgt der Temperaturkoeffizient bei der $\lambda/2$ -Spannung und bei Zimmertemperatur etwa:

$$\frac{d\Delta\Phi}{dT} \approx \frac{-1.8^\circ}{^\circ C} \quad (122)$$

Sofern die Schwankungen der Betriebstemperatur den Rahmen von einigen $^\circ C$ nicht wesentlich übersteigen, läßt sich die Temperaturabhängigkeit der Polarisationsdrehung vernachlässigen.

	r_{63} (10^{-12} m/V)	n_o	n_e	$V_{\lambda/2}$ (kV)	dn_o/dT ($10^{-5}/^{\circ}C$)	dr_{63}^{-1}/dT (10^8 V/m)
ADA ($NH_4H_2AsO_4$)	9.2	1.58	1.52	7.2		
ADP ($NH_4H_2PO_4$)	8.5	1.52	1.48	9.0	4.1	
KDA (KH_2AsO_4)	10.9	1.57	1.52	6.9		5.0
KDP (KH_2PO_4)	10.5	1.51	1.47	8.2	3.5	5.0
KD*P (KD_2PO_4)	25.0	1.50	1.46	3.0	2.9	5.0

TABELLE 16: Elektro-optische Konstanten und Temperaturkoeffizienten bei Raumtemperatur.

n_o, n_e Brechungsindices des ordentlichen und außerordentlichen Strahls.

$KD^*P \approx 90\% D$, $\lambda = 589.3 \text{ nm}$, genäherte Werte [Land79].

Die beim FSP und bei der OPAL-Jetkammer verwendete Pockelszelle⁹⁴ enthält einen KD^*P -Kristall mit einer lichten Weite von 8 mm , ausreichend, um auch einen aufgeweiteten Laserstrahl ohne Ausblendung passieren zu lassen. Ein- und Austrittsfenster bestehen aus SPECTROSIL B Quarzglas mit harten "V" Antireflexschichten für $\lambda = 266 \text{ nm}$. Zum verlustfreien, reflexionslosen Übergang in den Kristall enthält die Pockelszelle eine sogenannte "Immersions-Flüssigkeit" zur Anpassung der Brechungsindices (Phase Matching). Die wichtigsten technischen Daten sind in Tabelle 17 zusammengefaßt.

Kristall	KD^*P
Apertur	8 mm
Transmission	99 %
Wellenfrontverzerrung	$\leq \lambda/4$
Belastbarkeit	250 MW/cm^2
$\lambda/2$ -Spannung ($\lambda = 266 \text{ nm}$)	1550 V
Max. Spitzenspannung	9000 V
Kapazität	4 pF

TABELLE 17: Technische Daten der im FSP und in der OPAL-Jetkammer verwendeten Pockelszelle (Typ LM 8IM, Gsänger Optische Komponenten GmbH).

Die Pockelszelle befindet sich in einer Halterung, die eine genaue Justierung um alle drei Raumachsen ermöglicht. Eine HV-Steuerung schaltet auf ein Trigger-Signal des Lasers hin die Spannung an der Pockelszelle zwischen 0 V und 1.55 kV um. Es ist sowohl ständige Umschaltung von Schuß zu Schuß möglich (alternating beams), als auch andere Betriebsmoden zu Testzwecken. Bei Anlegen

⁹⁴Typ LM 8IM, Gsänger Optische Komponenten GmbH

einer Spannung von ca. 800 V läßt sich auch ein permanenter Doppelstrahl erzeugen. Der jeweilige Status der Pockelszelle (HV ein/aus) wird an das Datenverarbeitungssystem weitergegeben und ausgelesen. So bleibt bei der Datenauswertung die Information verfügbar, welcher der beiden Teilstrahlen bei einem Laserschuß selektiert war.

Die Justierung der Pockelszelle muß so erfolgen, daß ohne Anlegen einer Spannung die normale optisch aktive Achse parallel zur Strahlrichtung liegt und keinerlei Änderung der Polarisationsrichtung erfolgt. Als Hilfsmittel zur Justierung dient ein *Glan-Thomson-Polarisator* zur Messung der Polarisation. Bei anliegender Hochspannung muß der Winkel zwischen der einfallenden Polarisationsrichtung und der induzierten optischen Achse 45° betragen. Nur dann wird die Polarisationsebene bei anliegender $\lambda/2$ -Spannung um 90° gedreht. Die Kontrolle bzw. die Justierung des Winkels erfolgt ebenfalls durch den *Glan-Thomson-Polarisator* und durch einen Strahlteiler als Testprobe.

5.5.3 Angleichen der Strahlintensität

Mit Hilfe der Pockelszelle kann ein ständiges Umschalten der beiden Teilstrahlen des Strahlteilers von Schuß zu Schuß verwirklicht werden ohne jegliche mechanisch bewegte Teile. Als letztes Problem verbleibt das Angleichen der Strahlintensität der beiden Teilstrahlen.

Die Intensitäten beim Umschalten verhalten sich wegen der nicht idealen Effizienz der Teilerschicht des Strahlteilers nur wie $R_s : T_p = 95.5\% : 75\%$. Wegen der quadratischen Abhängigkeit führt dies zu einem Ladungsverhältnis von 1.6 : 1 und damit zu verschiedenen ionisierenden Kanten. Ein Angleichen ist möglich, wenn die Intensität des reflektierten Strahls bei "S"-Polarisation entsprechend abgeschwächt wird: $R_s : 95.5\% \rightarrow 75\%$. Die Intensität des transmittierten Strahls bei "P"-Polarisation T_p darf dagegen nicht vermindert werden.

Dies läßt sich prinzipiell erreichen durch einen polarisationsempfindlichen Abschwächer. Jede teildurchlässige unter einem Einfallswinkel i getroffene Grenzfläche läßt sich generell als polarisationsempfindlicher Abschwächer auffassen, wie ein Strahlteiler oder eine einfache Glasplatte. Die Reflexion an einer Glasplatte für "S"- und "P"-Polarisation als Funktion des Einfallswinkels i wird durch die *Fresnelschen Formeln* beschrieben und ist in Abbildung 85 dargestellt.

$$R_s = \left(\frac{\sin(i - r)}{\sin(i + r)} \right)^2 \quad R_p = \left(\frac{\tan(i - r)}{\tan(i + r)} \right)^2 \quad (123)$$

Dabei ist i der *Einfallswinkel* und r der *Brechungswinkel* $\sin r = \sin i/n$

Es ist ersichtlich, daß für höhere Einfallswinkel die Reflektivität und entsprechend die Transmission $T = 1 - R$ deutlich verschieden für "S"- und "P"-Polarisation ist. Für einen Einfallswinkel von $i = 70^\circ$ erhält man:

$$1 - R_s = T_s = 70.0\% \quad 1 - R_p = T_p = 95.8\% \quad (124)$$

Werden zwei Quarzplatten nacheinander angeordnet, ergibt sich ein Transmissionsverhältnis von $T_s : T_p = 49.1\% : 91.7\%$ mit dem Vorteil, daß der Parallelversatz des Strahls durch die erste Platte von der zweiten Platte wieder ausgeglichen wird und der Austrittsstrahl nach wie vor auf der optischen Achse verläuft (Abbildung 86). Antireflexschichten an den Rückseiten der Glasplatten verhindern Mehrfachreflexionen und Interferenzen. Das maximale Transmissionsverhältnis dieser Anordnung ist deutlich größer als der ausgleichende Unterschied der Intensitäten am Strahlteiler. Eine Drehung beider Quarzplatten um die optische Achse erlaubt die Variation des Transmissionsverhältnisses und die exakte Einstellung des für den Strahlteiler benötigten Werts.

In einem Testaufbau wurde die Funktion der beiden Quarzplatten überprüft. Die polarisationsempfindliche Abschwächung erfolgte in der gewünschten Weise, es zeigten sich jedoch zwei entscheidende Nachteile dieser Anordnung:

- Antireflexschichten für einen Einfallswinkel, der den *Brewsterwinkel* des Glases übersteigt, lassen sich nicht mehr für "S"- und "P"-Polarisation gleichermaßen wirksam herstellen. Es

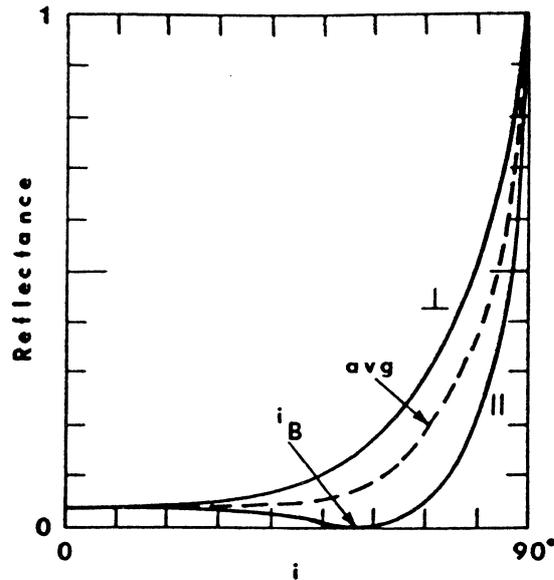


ABBILDUNG 85: Reflektivität einer Glasplatte als Funktion des Einfallswinkels für "S"- (\perp) und "P"-Polarisation (\parallel) sowie für unpolarisiertes Licht (avg), i_B = Brewsterwinkel, $n = 1.5$

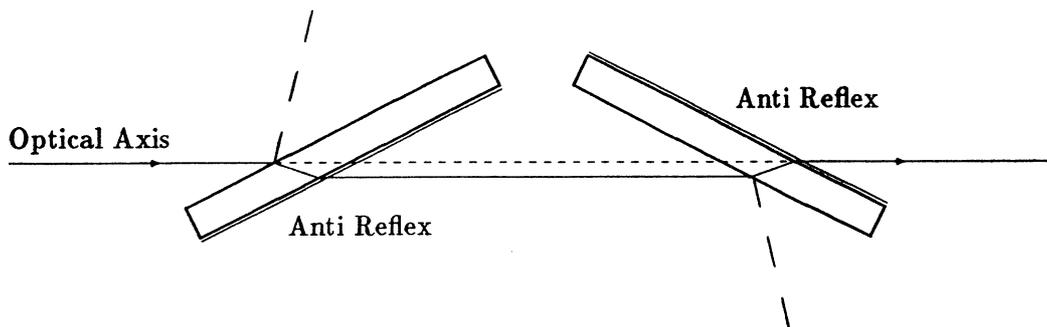


ABBILDUNG 86: Polarisationsempfindlicher Abschwächer aus zwei nacheinander angeordneten Quarzplatten mit Ausgleich des parallelen Strahlversatzes.

treten daher abhängig von der Polarisationsrichtung Mehrfachreflexionen und Interferenzen auf, die zu systematischen Unterschieden im Strahlprofil der Teilstrahlen des Strahlteilers führen.

- Durch den hohen Einfallswinkel von 70° machen sich Unebenheiten der Glasoberfläche stark bemerkbar. Die Wellenfront und das Strahlprofil werden stark verzerrt und entsprechen ebenfalls nicht mehr dem gewünschten gaußischen Strahlprofil.

Die Verschlechterung des Strahlprofils durch Interferenz und Verzerrung erwies sich als gravierend, so daß eine Verwendung dieser Anordnung nicht in Betracht kam. Eine zufriedenstellende Lösung bietet sich nur durch speziell beschichtete Platten mit einem Einfallswinkel unterhalb des

Brewsterwinkels, die zum Zeitpunkt der Messungen am FSP nicht zur Verfügung standen.

Unter Ausnutzung der natürlichen Schwankungen der Laserenergie läßt sich jedoch in der Datenauswertung eine Kompensation der unterschiedlichen Strahlintensitäten der Teilstrahlen vornehmen (siehe Abschnitt 5.6.2), die lediglich zu einem erhöhten statistischen Fehler, nicht jedoch zu einem systematischen Fehler in der Driftgeschwindigkeit führt.

5.5.4 Berücksichtigung unerwünschter Polarisationsdrehungen

Den Gesamtaufbau der Polarisationsoptik, die auf einer optischen Bank zusammen mit dem Teleskop und der Trigger-Fotodiode montiert wurde, zeigte bereits Abbildung 43 des gesamten Lasersystems. Der horizontal polarisierte Laserstrahl passiert zunächst die Pockelszelle und wird dort von Schuß zu Schuß abwechselnd zwischen horizontaler und vertikaler Polarisation umgeschaltet. Die nachfolgende um die Strahlachse drehbare $\lambda/2$ -Platte dient zur richtigen Einstellung der Polarisationsrichtung bezüglich des Strahlteilers in der Jetkammer. Da der Strahlteiler auf dem beweglichen Ablenkspiegel zur Einstellung des φ -Winkels in der Jetkammer um die Strahlachse gedreht werden muß, ändert sich demzufolge auch die Polarisationsrichtung am Strahlteiler. Damit für jeden φ -Winkel vertikale Polarisation nach der Pockelszelle einer "S"-Polarisation (zweiter Strahl) am Strahlteiler entspricht, sowie horizontale Polarisation einer "P"-Polarisation (erster Strahl), muß die $\lambda/2$ -Platte jeweils nachgeführt werden.

Der richtige Drehwinkel der $\lambda/2$ -Platte kann experimentell ermittelt werden oder aber durch numerisch durch ein Optimierungsprogramm. Dazu wird die Strahlintensität und die Polarisationsrichtung vom Laser bis zum Strahlteiler schrittweise unter Berücksichtigung aller intensitäts- oder polarisationsverändernden Elemente berechnet. Man erhält schließlich die Strahlintensitäten des transmittierten und reflektierten Teilstrahls am Strahlteiler für anfängliche horizontale (H) oder vertikale (V) Polarisation nach der Pockelszelle und einen bestimmten vorgegebenen Drehwinkel der $\lambda/2$ -Platte.

Dabei muß beachtet werden, daß bei jeder teildurchlässigen Schicht, wie z.B. einfachen Quarzplatten, nicht nur die Intensität des transmittierten und reflektierten Strahls polarisationsabhängig ist (siehe [123]), sondern auch die Polarisationswinkel selbst unerwünscht gedreht werden. Die Polarisationswinkel Φ_t und Φ_r des transmittierten und reflektierten Strahls sind verschieden zum Winkel Φ des Eintrittsstrahls.

Die Drehung zwischen dem Einfallspolarisationsvektor \vec{E}_{in} und dem Polarisationsvektor \vec{E}_t des transmittierten Strahls bei einer beliebigen teildurchlässigen Schicht verdeutlicht die in Abbildung 87 dargestellte Komponentenzerlegung nach "S"- und "P"-Komponente.

Mit Hilfe von [116] lassen sich die Polarisationswinkel Φ_t und Φ_r von transmittiertem und reflektiertem Strahl aus der Eingangspolarisation Φ berechnen:

$$\tan \Phi_t = \sqrt{\frac{T_p}{T_s}} \tan \Phi \quad \tan \Phi_r = \sqrt{\frac{R_p}{R_s}} \tan \Phi \quad (125)$$

Diese zusätzlich auftretenden unerwünschten Polarisationsdrehungen innerhalb des Gesamtsystems müssen durch entsprechende Drehung der $\lambda/2$ -Platte berücksichtigt und ausgeglichen werden. Unabhängig von der Anzahl der im Strahlensystem befindlichen Quarzplatten, Abschwächer, teildurchlässiger Spiegel usw. sollen für den optimalen Drehwinkel der $\lambda/2$ -Platte die Bedingungen gelten:

- Gleiche Intensität beider Teilstrahlen des Strahlteilers bei der Strahlumschaltung durch die Pockelszelle (hori. Pol. \leftrightarrow vert. Pol.):
 $T_h = R_v$
- Verschwindende Intensität des ersten Strahls bei Einschalten des zweiten Strahls:
 $T_v/R_v = \text{Minimum}$

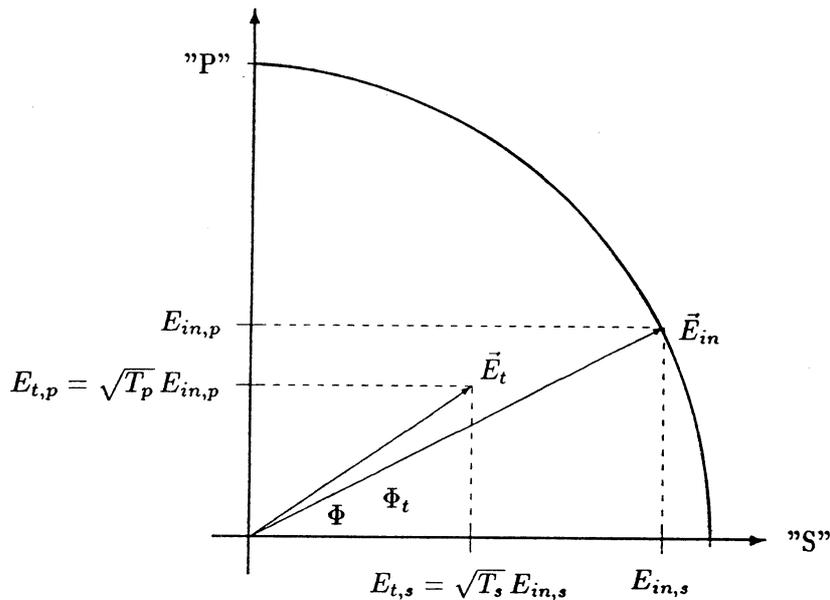


ABBILDUNG 87: Drehung des Polarisationsvektors bei einer teildurchlässigen Schicht. Dargestellt sind die Vektoren und Komponenten des transmittierten Strahls, der reflektierte Strahl ist dazu analog.

Aus diesen beiden Kriterien läßt sich über eine χ^2 -Minimierung mit Hilfe des Minimierungs-Programms MINUIT der optimale Drehwinkel $\Phi_{\lambda/2}$ bestimmen. Das χ^2 wird hierbei definiert als:

$$\chi^2 = (T_h - R_v)^2 + \left(\frac{T_v}{R_v}\right)^2 = \text{Minimum} \quad (126)$$

Während bei der Einstellung des φ -Winkels in der Jetkammer polarisationsdrehende Elemente vor dem Strahlteiler berücksichtigt werden müssen, ist für den Θ -Winkel die Polarisationsempfindlichkeit des beweglichen Ablenkspiegels entscheidend, der die vom Strahlteiler kommenden Teilstrahlen in die Jetkammer lenkt. Auch der Ablenkspiegel besitzt eine dielektrische Schicht, die für 100 % Reflexion bei einem Einfallswinkel von 45° optimiert ist. Wird der Strahl unter einem Winkel $\Theta \neq 90^\circ$ in die Kammer gelenkt, beträgt der Einfallswinkel nicht mehr 45° und es muß mit polarisationsabhängiger Reflexion gerechnet werden.

Obwohl also die Intensität beider Teilstrahlen nach dem Strahlteiler gleich ist, kann es so durch den steuerbaren Ablenkspiegel zu Θ -abhängigen Intensitätsdifferenzen in der Jetkammer kommen. Die Polarisationsabhängigkeit eines typischen Umlenk-Spiegels optimiert für 45° Einfallswinkel zeigt Abbildung 88. Bis zu Einfallswinkeln oberhalb von 60° ist die Reflexion praktisch unabhängig von der Polarisationsrichtung, so daß kein Einfluß auf die Strahlintensität in der Kammer besteht. Bei größeren Einfallswinkeln weicht die "P"-Komponente stark von der "S"-Komponente ab, so daß durch Polarisation umschaltbare Einzelstrahlen in diesem Winkelbereich nicht möglich sind. Auch alle anderen Spiegel des Strahltransportsystems dürfen demzufolge ebenfalls nicht unter großen Einfallswinkeln betrieben werden.

5.6 Ergebnisse zur Driftgeschwindigkeitsmessung

Durch die verwendete Polarisationsoptik wird es ermöglicht, die Teilstrahlen des Strahlteilers ohne jegliche mechanisch bewegte Teile außerhalb der Jetkammer von Schuß zu Schuß alternierend um-

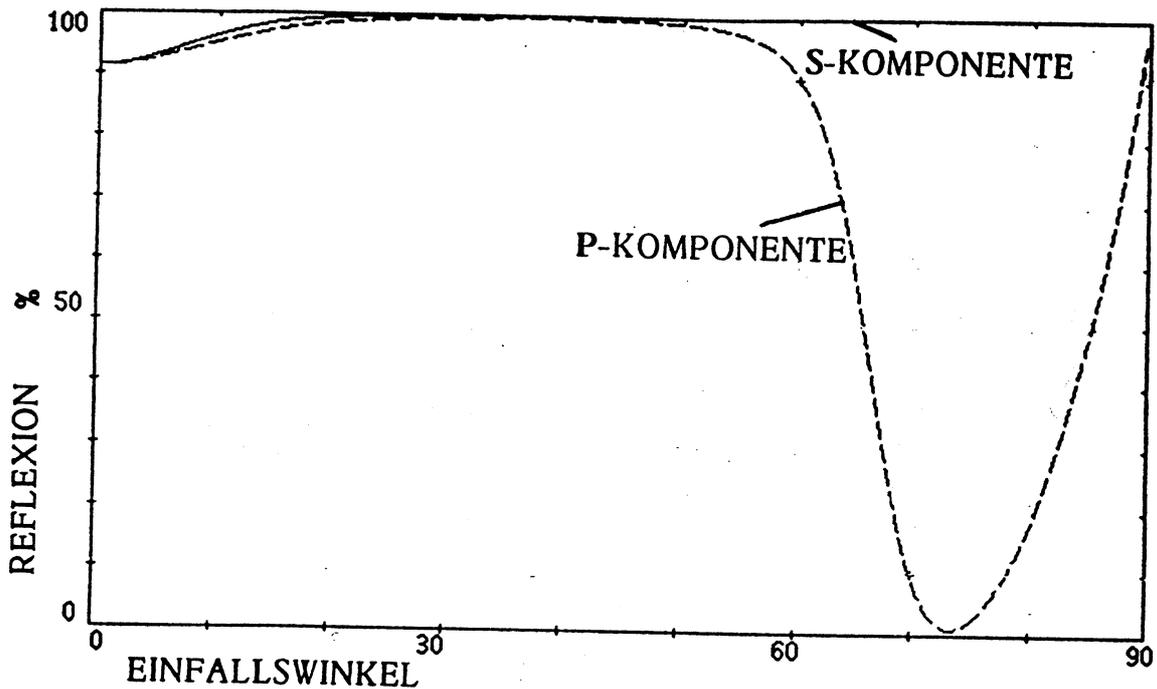


ABBILDUNG 88: Polarisationsabhängigkeit eines für 45° Einfallswinkel optimierten Umlenkspiegels (LO Laseroptik GmbH).

zuschalten. Systematische Fehler in der Driftgeschwindigkeitsmessung durch Raumladung oder zeitlich weit getrennte Messungen werden so eliminiert. Zur Messung der Driftgeschwindigkeit werden etwa 1000 Laserschüsse benötigt,⁹⁵ um die statistischen Fehler der Mittelwerte der Driftzeiten $\sigma \bar{t}_1$ und $\sigma \bar{t}_2$ für jeden Teilstrahl unterhalb von ca. 0.1 nsec zu halten und zumindest statistisch eine Driftgeschwindigkeitsauflösung von 0.1 % zu ermöglichen. Entscheidend für den Fehler ist die Breite der *Driftzeitspektren*.

5.6.1 Die Driftzeitspektren

Da die Messungen der Einzeldriftzeiten nicht mehr gleichzeitig erfolgen wie beim permanenten Doppelstrahl und nun unkorreliert sind, treten verschiedene Beiträge zur Breite des Driftzeitspektrums auf, die sich mit permanentem Doppelstrahl zumindest teilweise kompensieren:

Ortsauflösung. Den Hauptbeitrag liefert im Allgemeinen die Ortsauflösung durch Diffusion. Wie bereits erläutert, ist die Ortsauflösung für Laserspuren wegen der anderen Ionisationsstatistik etwa zweifach besser als bei geladenen Teilchen und beträgt mit der Integralmethode als Zeitalgorithmus ca. 50 μm oder 1 nsec.

Ionisierende Kante. Da die Laserenergie natürlichen Schwankungen von Schuß zu Schuß unterliegt, variiert ebenso die ionisierende Kante und verbreitert dadurch das Driftzeitspektrum.

Positionsschwankungen. Vibrationen an Umlenkspiegeln oder am Laser oder der Jetkammer selbst, bewirken über eine Strecke von 15 m Positionsschwankungen des Strahls in der

⁹⁵ 2×500 für jeden Teilstrahl.

Das Driftzeitspektrum eines Drahts setzt sich demnach aus mindestens drei verschiedenen Beiträgen zusammen, von denen nur die Ortsauflösung eine gaußsche Verteilung zeigt. Das gemessene Driftzeitspektrum ist daher eine nichtgaußsche Faltung aller drei Beiträge.

Eine Abschätzung der zu erwartenden Breite ist naturgemäß schwierig, da die zusätzlichen Beiträge aus ionisierender Kante und besonders aus den Positionsschwankungen nicht genau bekannt sind. Um bei 500 Ereignissen pro Einzelstrahl den statistischen Fehler unter 0.1 nsec zu halten, sollte die resultierende Breite nicht mehr als $\sqrt{500} \cdot 0.1 \text{ nsec} = 2.2 \text{ nsec}$ oder entsprechend $110 \mu\text{m}$ betragen. Anderenfalls muß die größere Breite durch höhere Ereigniszahlen ausgeglichen werden, was zu längeren Meßzeiten führt.

Abbildung 89 zeigt das Driftzeitspektrum eines Drahts und die Streuung (R.M.S.) der Spektren aller Drähte in 2 verschiedenen Meßperioden am FSP. Zwischen beiden Messungen wurden sowohl

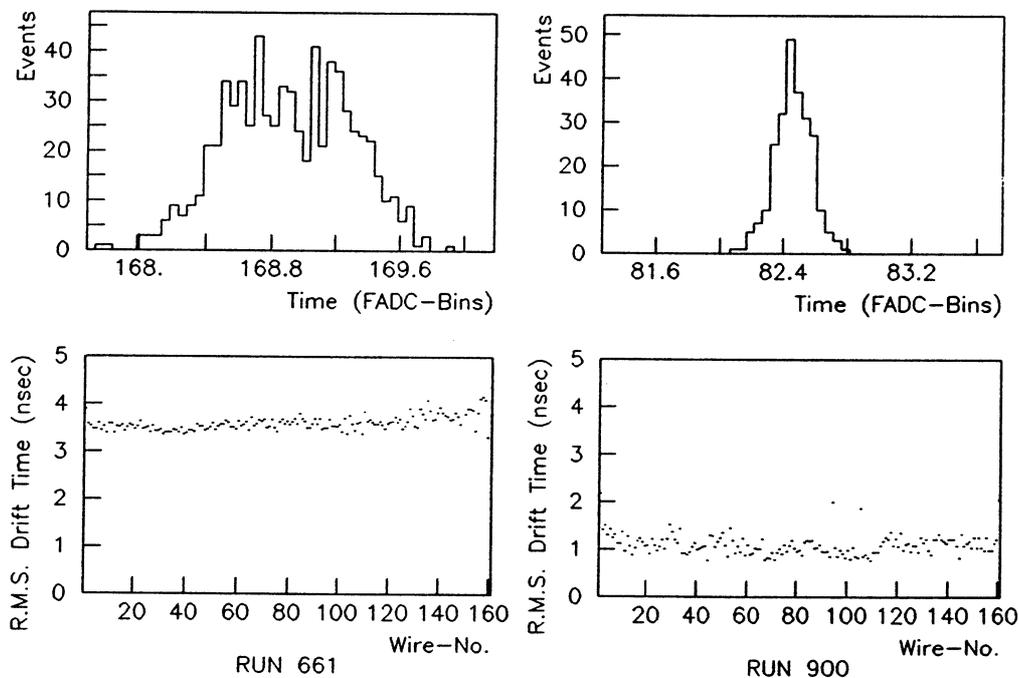


ABBILDUNG 89: Driftzeitspektrum eines Drahts (oben) und Streuung (R.M.S.) der Driftzeitspektren aller Drähte (unten) in zwei verschiedenen Meßperioden (RUN 661 und RUN 900).

die Positionen der Umlenkspiegel als auch die Position des FSP selbst verändert. Deutlich ist zu erkennen, daß in der ersten Messung (RUN 661) das Driftzeitspektrum eines Drahts eine größere Breite aufweist, als in der zweiten, später erfolgten Messung (RUN 900). Das Driftzeitspektrum

⁹⁶Umwälzpumpen, Lüfter oder andere Motoren bewirken auch in einer Entfernung von mehreren Metern noch leichte Vibrationen. Kritisch sind besonders mechanische Resonanzen.

von RUN 661 zeigt bereits eine nichtgaußische Form mit der Andeutung von 2 Maxima außerhalb des Zentrums. Dies deutet auf eine Verbreiterung durch Vibrationen hin.

Es zeigte sich, daß die in der Nähe befindlichen Umwälzpumpen des FSP-Gassystems Vibrationen erzeugen, die sich bis zu einer Entfernung von mehreren Metern fortpflanzten. Je nach Position der Spiegel ist ein Einfluß der Vibrationen nicht auszuschließen. In der später durchgeführten Messung wurden die Pumpen während der Datennahme abgeschaltet, was sich in einem schmaleren Driftzeitspektrum äußert. Die mittlere Breite (R.M.S.) beträgt für die erste Messung etwa 3.5 nsec, in der späteren Messung lediglich 1 nsec und stimmt gut mit der Ortsauflösung für Laserspuren überein. Eine zusätzliche Verbreiterung durch Vibration ist dort nicht festzustellen.

5.6.2 Berechnung der Driftgeschwindigkeit in gleichen Ladungsintervallen

Aus den beiden getrennten Driftzeitspektren für den ersten und den zweiten Strahl läßt sich die Driftzeitdifferenz und schließlich die Driftgeschwindigkeit berechnen. Wird die Driftzeitdifferenz lediglich aus den einfachen Mittelwerten der Driftzeiten für beide Strahlen bestimmt, erfolgt ein systematischer Fehler, wenn durch unterschiedliche Strahlintensitäten die ionisierenden Kanten verschieden sind. Ungleiche Strahlintensitäten treten jedoch häufig auf und lassen sich nicht immer ausgleichen (siehe Abschnitt 5.5.3).

Um einen systematischen Fehler trotzdem auszuschließen, muß die unterschiedliche Ladung bei der Berechnung der Driftzeitdifferenz berücksichtigt werden. Dazu zeigt Abbildung 90 das Ladungsspektrum eines Drahts für den ersten und den zweiten Strahl bei gleicher Intensität (a) und stark unterschiedlicher Intensität (b) der Teilstrahlen. Auch bei unterschiedlichen mittleren Ladungen überlappen sich wegen den natürlichen Schwankungen der Laserenergie die Ladungsspektren beider Strahlen teilweise. In bestimmten Ladungsbereichen existieren somit Ereignisse von beiden Teilstrahlen mit gleicher Ladung und gleicher ionisierender Kante.

Diese Überlappung der Ladungsspektren läßt sich benutzen zu einer Bestimmung der Driftgeschwindigkeit unabhängig von unterschiedlichen mittleren Ladungen. Dazu werden die Ladungsspektren in eine Gesamtanzahl von n Ladungsintervallen unterteilt. In jedem Einzelladungsintervall k werden getrennt die Mittelwerte \bar{t}_{1k} und \bar{t}_{2k} berechnet und die Driftzeitdifferenz $\Delta t_k = \bar{t}_{2k} - \bar{t}_{1k}$ für dieses Ladungsintervall gebildet. Innerhalb eines Ladungsintervalls sind die ionisierenden Kanten gleich und die so bestimmte Driftzeitdifferenz unterliegt keinem systematischen Fehler mehr. Aus den Driftzeitdifferenzen aller Ladungsintervalle ergibt sich schließlich für die mittlere totale Driftzeitdifferenz $\Delta \bar{t}$:

$$\Delta \bar{t} = \frac{\sum_k N_k \cdot \Delta \bar{t}_k}{\sum_k N_k} \quad (127)$$

Die Gewichtungsfaktoren N_k sind dabei die Anzahl der *äquivalenten Ereignisse* pro Ladungsintervall. Es gilt für N_k unter der Annahme gleicher und unabhängiger Fehler $\sigma t_{1k} = \sigma t_{2k} = \sigma t_k$ beider Teilstrahlen und der Einzelereigniszahlen N_{1k} , N_{2k} :

$$N_k = \frac{N_{1k} \cdot N_{2k}}{N_{2k} + N_{1k}} \quad (128)$$

Als Breite der Ladungsintervalle wurden 50 FADC-Ladungseinheiten⁹⁷ gewählt, entsprechend weniger als 1/3 der deponierten Ladung eines minimal ionisierenden Teilchens. Ladungsintervalle mit weniger als 10 äquivalenten Ereignissen ($N_k < 10$) werden zur Mittelwertbildung nicht herangezogen.

Die Berechnung der Driftzeitdifferenzen für gleiche Ladungsintervalle kompensiert alle Effekte durch ungleiche mittlere Intensitäten. Sind die Ladungsspektren der Teilstrahlen unterschiedlich,

⁹⁷ Etwa 180 FADC-Ladungseinheiten entsprechen der Ionisation eines minimal ionisierenden geladenen Teilchens.

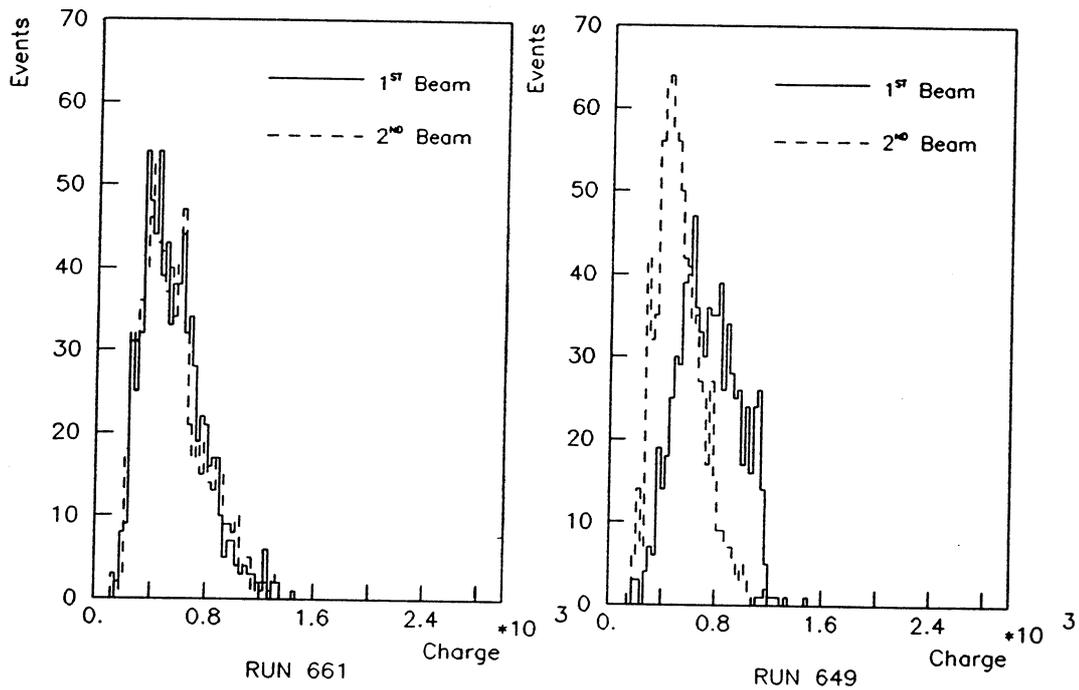


ABBILDUNG 90: Ladungsspektren für gleiche und unterschiedliche Intensität der Teilstrahlen.

verschlechtert sich lediglich der statistische Fehler durch die geringere Anzahl der äquivalenten Ereignisse pro Intervall.

Aus der mittleren Driftzeitdifferenz $\Delta \bar{t}$ wird nun bei bekanntem Doppelstrahlabstand die Driftgeschwindigkeit bestimmt. Dazu muß berücksichtigt werden, daß infolge der Divergenz des Strahlteilers (vergleiche Abschnitt 5.2.2) der Doppelstrahlabstand längs des Strahlwegs nicht konstant ist. Für die Korrektur auf den wahren Abstand wird die Länge des Strahlwegs l_i vom Strahlteiler bis zur Driftzelle des i -ten Drahts benötigt, die auch von der Winkeleinstellung des beweglichen Ablenkspiegels abhängt:

$$l_i = \frac{r_1 + (i-1) \cdot d_w}{\cos \varphi \sin \Theta} + l_{sm} \quad (129)$$

Es bedeuten:

$l_{sm} = 50 \text{ mm}$ Abstand des Strahlteilers zum beweglichen Ablenkspiegel

$r_1 = 255 \text{ mm}$ Abstand vom Vertex zum 1. Draht

$d_w = 10 \text{ mm}$ Abstand der Signaldrähte

$\varphi =$ Winkel des Strahls zur Anodenebene

$\Theta =$ Winkel des Strahls zur z -Achse

Damit ergibt sich für den wahren Strahlabstand Δs am Draht i :

$$\Delta s = \Delta s_0 + \delta l_i \quad (130)$$

mit $\Delta s_0 =$ Abstand am Strahlteiler und $\delta =$ Divergenz des Doppelstrahls. Für den letztlich gesuchten Abstand in Driftrichtung Δs_d muß noch eine weitere Korrektur auf den Spürwinkel φ

erfolgen:

$$\Delta s_d = \frac{\Delta s}{\cos \varphi} \quad (131)$$

Schließlich erhält man für die Driftgeschwindigkeit:

$$v_d = \frac{\Delta s_d}{\Delta t} \quad (132)$$

5.6.3 Die Driftgeschwindigkeit innerhalb eines FSP-Sektors

Die so bestimmte Driftgeschwindigkeit für jeden Draht einer Messung am FSP (RUN 661) ist in Abbildung 91a dargestellt. Wie für das homogene Driftfeld einer Jetkammer erwartet wird, ist die Driftgeschwindigkeit annähernd konstant für alle Drähte. Aus der Verteilung der Driftgeschwindigkeit aller Drähte (Abbildung 91b) entnimmt man einen Mittelwert von $54.168 \mu\text{m}/\text{nsec}$ und eine Streuung (R.M.S.) von $0.170 \mu\text{m}/\text{nsec}$. Eine gleichzeitige Messung an der Monitorkammer des Gassystems (siehe 4.1.2) ergab einen Wert von $53.8 \mu\text{m}/\text{nsec}$ [Igo86], der jedoch mit einem systematischen Fehler von ca. 1% behaftet ist. Innerhalb dieses Fehlers stimmen beide Ergebnisse überein.

Erwartet wird für die Gasmischung am FSP eine Driftgeschwindigkeit von $53.5 \mu\text{m}/\text{nsec}$. Die Messungen in der Monitorkammer und insbesondere im FSP mit dem Laserdoppelstrahl zeigen einen geringfügig höheren Wert. Ursache dafür war ein hoher Sauerstoffanteil im Kammergas zum Zeitpunkt der Messung. Infolge einer Undichtigkeit betrug der Sauerstoffanteil ca. 200 ppm anstelle von wenigen ppm unter Normalbedingungen. Außer zu erhöhtem Attachment führt der Sauerstoffanteil auch zur Erhöhung der Driftgeschwindigkeit.

Im Bereich der Drähte 1 – 40 fällt eine größere Streuung der Driftgeschwindigkeit von Draht zu Draht auf. Ursache hierfür sind nicht vollständig abgeschirmte elektro-magnetische Störungen des Lasers. Wie in Abschnitt 4.2 geschildert, wird zur Erzeugung eines kurzen Laserpulses eine Pockelszelle benutzt, deren Hochspannung der Größenordnung von einigen kV sehr schnell innerhalb von $1 \dots 2 \text{nsec}$ geschaltet werden muß. Die dabei entstehenden hochfrequenten Störungen müssen sorgfältig abgeschirmt werden, ebenso wie die Störungen durch das Zünden der Blitzlampe.

Trotz mehrfacher Abschirmung wurden geringe Störsignale beobachtet, wie in Abbildung 92 das mittlere digitalisierte FADC-Signal bei laufendem Laser, aber abgedecktem Laserstrahl zeigt. Da die Störungen sowohl mit dem Laserschuss, dem Start der FADC-Clock als auch dem Kammerpuls korreliert sind, ergibt sich ein Untergrund, der sich den eigentlichen Kammersignalen systematisch überlagert. Dadurch wird die Pulsform systematisch verändert und es resultiert ein Fehler in der Driftzeitdifferenz, der sich in größeren Schwankungen von Draht zu Draht niederschlägt.

Ein φ -Winkel des Laserstrahls zur Anodenebene führt zu anwachsenden Driftzeiten mit der Drahtnummer. Da das Störsignal eine Länge von ca. $1 \mu\text{sec}$ besitzt und innerhalb der kürzeren Driftzeiten für die ersten Drähte liegt, werden die Pulse innerhalb der ersten Drähte stärker beeinflusst als bei den weiteren Drähten, wo die Störungen bei Driftzeiten oberhalb von $1 \mu\text{sec}$ bereits abgeklungen sind.

Im Bereich der Drähte 150 – 160 ist ein leichter Anstieg der Driftgeschwindigkeit erkennbar. Wie in Abschnitt 6.4.1 ausführlich diskutiert wird, liegt die Ursache des Anstiegs in Feldstörungen des homogenen Driftfelds in der Nähe des *Barrel-Fielddegraders*.

Im Bereich von Draht 110 – 115 nimmt die Driftgeschwindigkeit scheinbar um einen kleinen Betrag zu. Die systematische, sprunghafte Änderung äußert sich auch in Abbildung 91b im Auftreten von zwei gegeneinander verschobenen Maxima der Driftgeschwindigkeitsverteilung. Die Ursache

- Wegen der geraden Laserspurs, des homogenen Driftfelds und der konstanten Driftgeschwindigkeit stellen die Spurstücke Geraden dar, deren Parameter zunächst durch Anpassung bestimmt werden. Dabei muß beachtet werden, daß wegen des Drahtversatzes die einfache Geradenanpassung an die gemessenen Driftzeiten nicht ausreichend ist. Je nach gerader oder ungerader Anzahl der anzupassenden Drähte repräsentiert die Anpassungsgerade *nicht* exakt die mittlere Anodenebene: Bei gerader Anzahl entsteht eine systematische Verdrehung, bei ungerader Anzahl eine Verschiebung wie in Abbildung 103 schematisch gezeigt



ABBILDUNG 103: Angepaßte Gerade für eine Drahtebene mit Drahtversatz (schematisch).

Links: Verdrehung der Anpassungsgerade im Vergleich zur Mittelebene (gestrichelt) bei gerader Drahtanzahl.

Rechts: Verschiebung bei ungerader Drahtanzahl.

- Zur Unterbindung dieses Effekts werden die Spurstücke für beide Seiten der Mittelebene getrennt behandelt und zwei getrennte, unabhängige Geradenanpassungen durchgeführt. Die Parameter der Anpassungsgerade für die Mittelebene, die "Mittelgerade", ergeben sich durch Mittelwertbildung aus den Parametern der beiden Einzelgeraden.
- Anschließend wird ein Spurstück als "Referenz" festgelegt. Beim FSP wurde FADC-Crate 2, also die Drähte 49 – 96 als Referenzstück definiert, es gilt damit per Definition: $t_{0,cr}(2) := 0$.
- Die restlichen Spurstücke werden nun in der Driftzeit um die Konstanten $t_{0,cr}(1, 3, 4)$ verschoben, bis eine "glatte Spur" entsteht. Als Kriterium für eine "glatte Spur" wird hierbei benutzt:

Alle Spurstücke müssen sich an den Übergangsstellen zwischen den aufeinander folgenden Crates schneiden (siehe Abbildung 102).

Mit Hilfe der so festgelegten relativen Crate-Zeitnullpunkte werden nun alle gemessenen Driftzeiten korrigiert.

Im Idealfall werden die Crate-Zeitnullpunkte zu Beginn einer Meßreihe bestimmt und für alle nachfolgenden Messungen als Kalibrationskonstanten verwendet. Wegen der zeitlichen Variation der Clock-Frequenzen ändern sich jedoch die Steigungen der Spurstücke und damit scheinbar auch die relativen Crate-Zeitnullpunkte zwischen den FADC-Crates. Dies verhindert die beabsichtigte Verwendung eines Satzes von Kalibrationskonstanten für alle Meßreihen. Die Crate-Zeitnullpunkte müssen daher wegen der Temperaturabhängigkeit der FADC-Clock bei den FSP-Messungen jeweils für jede Meßreihe neu bestimmt und korrigiert werden.¹⁰⁷

¹⁰⁷Bei der OPAL-Jetkammer ist das Bestimmen der Crate-Zeitnullpunkte für jede Meßreihe wegen der temperaturstabilisierten FADC-Clock nicht mehr notwendig.

6.1.2 Bestimmung der individuellen Zeitnullpunkte

Nach dem Verschieben der einzelnen Spurstücke zu einer durchgehenden "glatten" Spur müssen im nächsten Schritt die individuellen Zeitnullpunkte pro Draht $t_{0,i}$ aus den Abweichungen von der geraden Spur bestimmt werden. Die Abweichungen der gemessenen Driftzeiten sind jedoch die Kombination zweier verschiedener Größen: Dem gesuchten individuellen Zeitnullpunkt $t_{0,i}$ und dem Drahtversatz t_{st} .

Es sind demnach zumindest zwei unabhängige Messungen nötig, um die individuellen Zeitnullpunkte zu bestimmen. Dazu werden zwei Meßreihen, die auf beiden Seiten der Anodenebene durchgeführt werden, mit annähernd gleichem Winkel $\pm\varphi$ benutzt.¹⁰⁸ Während die individuellen Zeitnullpunkte $t_{0,i}$ für beide Seiten der Anodenebene unverändert bleiben, wechselt das Vorzeichen für den Drahtversatz t_{st} :

$$\begin{aligned} t_d(+\varphi) &= t_m(+\varphi) - (t_{0,glo} + t_{0,cr} + t_{0,i}) + t_{st} \\ t_d(-\varphi) &= t_m(-\varphi) - (t_{0,glo} + t_{0,cr} + t_{0,i}) - t_{st} \end{aligned} \quad (134)$$

Bis auf die gemessenen Driftzeiten $t_m(\pm\varphi)$ und die bereits bestimmten relativen Cate-Zeitnullpunkte $t_{0,cr}$ sind zusätzlich zu den gesuchten Größen $t_{0,i}$ und t_{st} auch die wahren Driftzeiten $t_d(\pm\varphi)$ und der globale Zeitnullpunkt $t_{0,glo}$ unbekannt. Da jedoch $t_{0,glo}$ eine Konstante für alle Drähte darstellt und die wahren Driftzeiten $t_d(\pm\varphi)$ linear mit der Drahtnummer zunehmen, lassen sich diese Größen eliminieren, indem an die gemessenen Zeiten eine lineare Funktion angepaßt wird und lediglich deren *Residuen* t_{res} betrachtet werden.

Die Anpassungsfunktion an die Spur ist im Allgemeinen eine Gerade, da von einer geraden Laserspur und konstanter Driftgeschwindigkeit ausgegangen wird. Ist die Anodendrahtebene eine ideale Ebene, so entspricht die Spur in der Tat einer Geraden. Die Anodendraht-"Ebene" unterliegt jedoch vielfältigen Einflüssen wie z.B. dem Gravitationsdurchhang, so daß die Draht-"Ebene" daher nicht mehr als ideal angesehen werden kann und eine gerade Laserspur bezüglich der Anoden-"Ebene" verkrümmt erscheint.

Um diese Verkrümmung in den Driftzeiten ausgleichen, wird daher als Anpassungsfunktion keine Gerade benutzt, sondern eine Parabel, welche die Verkrümmung der Anodenebene in erster Näherung beschreibt (siehe Abschnitt 6.3):

$$t_{fit}(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 \quad \text{mit } x = \text{Signaldrahtposition} \quad (135)$$

Damit erhält man die Residuen:

$$t_{res}(+\varphi) = [t_m(+\varphi) - t_{0,cr}] - t_{fit}(+\varphi) \quad t_{res}(-\varphi) = [t_m(-\varphi) - t_{0,cr}] - t_{fit}(-\varphi) \quad (136)$$

Aus den Residuen ergibt sich schließlich der gesuchte individuelle Zeitnullpunkt $t_{0,i}$ und gleichzeitig auch der Drahtversatz t_{st} für jeden Draht:

$$t_{0,i} = \frac{t_{res}(+\varphi) + t_{res}(-\varphi)}{2} \quad t_{st} = \frac{t_{res}(+\varphi) - t_{res}(-\varphi)}{2} \quad (137)$$

Die mit Hilfe von zwei Meßreihen ermittelten individuellen Zeitnullpunkte zeigt Abbildung 104. Alle Zeitnullpunkte liegen innerhalb eines Bandes von $\pm 4 \text{ nsec}$ mit einem Mittelwert von $0.13 \pm 0.12 \text{ nsec}$, verträglich mit Null und einer Streuung von 1.92 nsec .

Die mit Hilfe von Laserspuren zu bestimmenden elektronischen Zeitnullpunkte $t_{0,cr}$ und $t_{0,i}$ sind damit ermittelt und werden im weiteren als Korrekturgrößen für die gemessenen Driftzeiten t_m benutzt.

¹⁰⁸Die Benutzung von gleichen Winkeln $\pm\varphi$ stellt keine prinzipielle Voraussetzung der Methode dar, sondern vermeidet lediglich mögliche systematische Fehler aufgrund verschiedener Driftstrecken oder Feldinhomogenitäten.

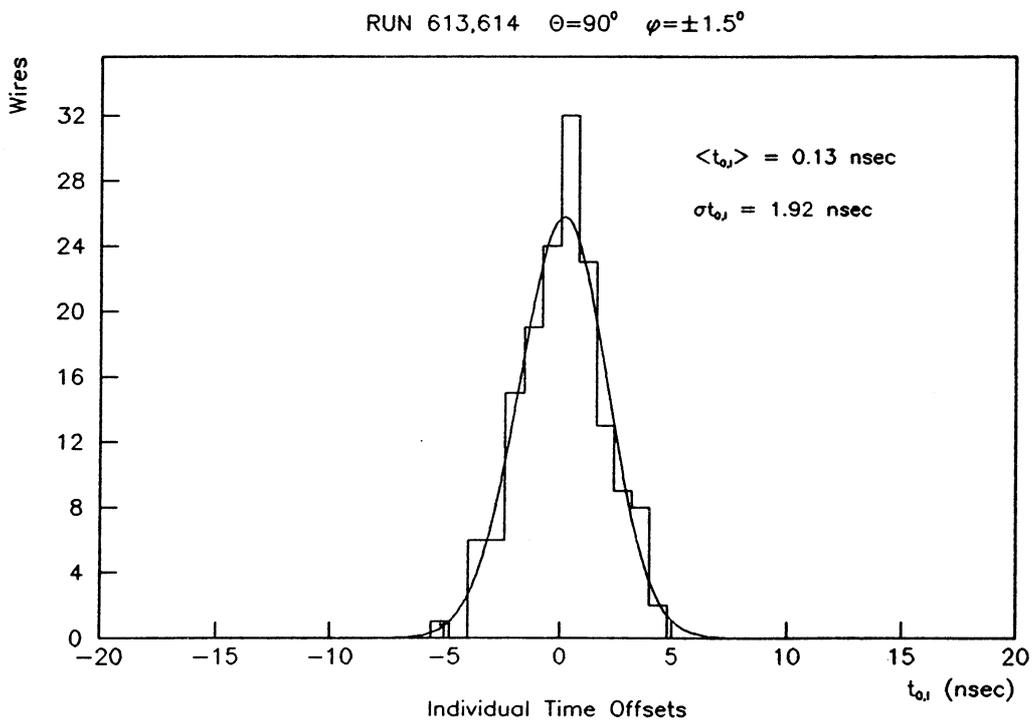
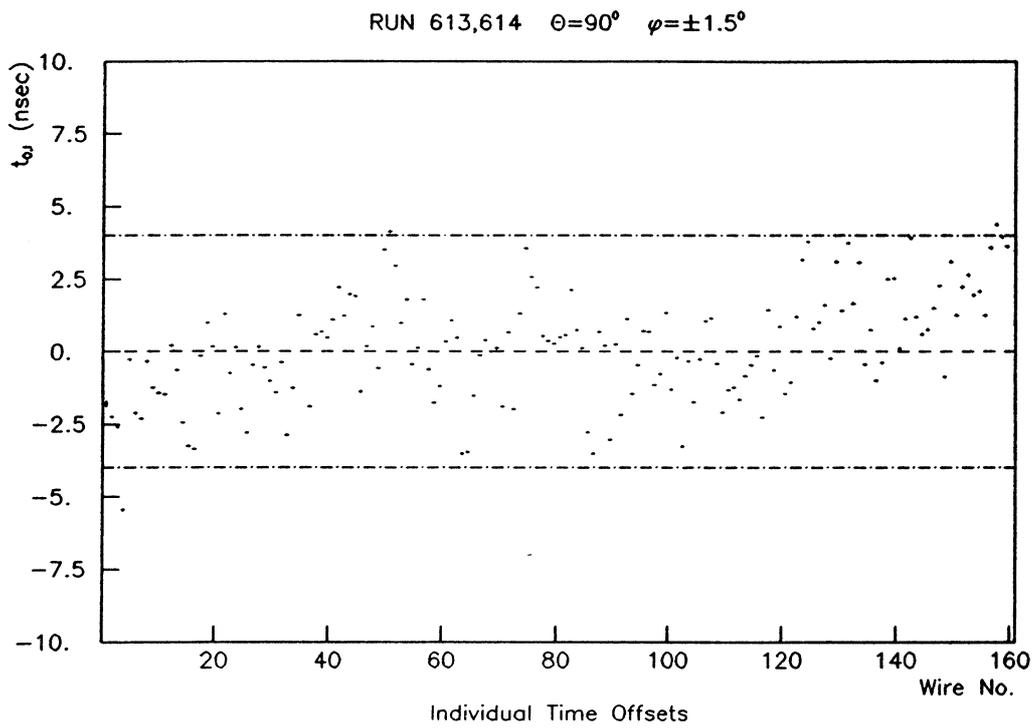


ABBILDUNG 104: Individuelle elektronische Zeitnullpunkte am FSP. Dargestellt sind die Zeitnullpunkte für die Auslesekanäle einer Drahtseite (+z) und die Verteilung aller Werte.

6.2 Der Drahtversatz der Signaldrähte

Die Bestimmung des Drahtversatzes der Signaldrähte erfolgte bereits simultan mit der Bestimmung der individuellen elektronischen Zeitnullpunkte. Aus den Zeiten t_{st} läßt sich über die Driftgeschwindigkeit der Drahtversatz y_{st} ermitteln: $y_{st} = t_{st} \cdot v_d$.

Die Größe des Drahtversatzes ist einerseits bestimmt durch die mechanische Vorgabe von $\pm 100 \mu m$ zur Mittelebene, andererseits wird dieser *mechanische Drahtversatz* erhöht durch die elektro-statische Abstoßung, so daß der gesamte Drahtversatz ca. $150 - 170 \mu m$ in Kammermitte beträgt.

Messungen am FSP vom Mai 1985 ergaben zunächst sehr widersprüchliche Ergebnisse (Abbildung 105). Danach zeigt der gemessene mittlere Drahtversatz eine starke Abhängigkeit vom Spurwinkel φ , eine Beobachtung, die ebenfalls in der JADE-Jetkammer gemacht wurde [Spi86]. Bei einem Spurwinkel von $\varphi = 2.0^\circ$ beträgt der gemessene Drahtversatz mehr als $200 \mu m$, bei einem Spurwinkel von 6.7° dagegen weniger als $150 \mu m$. Die Ursachen für dieses zunächst überraschende Verhalten liegen der Beeinträchtigung der Pulsformen benachbarter Drähte durch *Übersprechen* (Crosstalk).

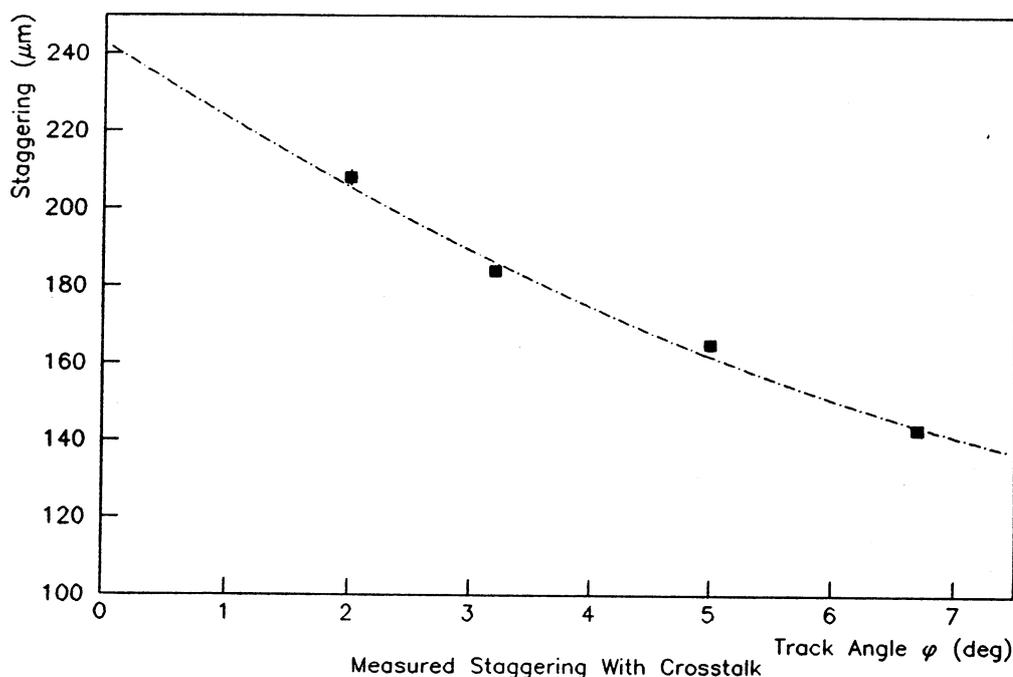


ABBILDUNG 105: Gemessener mittlerer Drahtversatz in Abhängigkeit vom φ -Winkel (Mai 1985).

6.2.1 Einfluß von Übersprechen

Die Entstehung eines Pulses am Signaldraht erfolgt überwiegend durch die bei der Gasverstärkung erzeugten positiven Ionen (vergleiche auch Abschnitt 5.4). Während die Elektronen innerhalb

kürzester Zeit ($1 \dots 2 \text{ nsec}$) den Signaldraht erreichen, bewegen sich die Ionen im inhomogenen Feld des Drahts in Richtung der Kathode.

Durch die Bewegung der Ladungen im elektrischen Feld wird an den umliegenden Elektroden ein Influenzsignal erzeugt, das am Signaldraht als Kammerpuls sichtbar wird. Eine ausführliche Beschreibung der Pulserzeugung mit Einfluß der nachfolgenden Elektronik auf Form und Dauer des Pulses ist in der Diplomarbeit von A. Michels zu finden [Mich86].

Ebenso wie das Kammersignal auf der Influenz von Ladungen beruht, werden auch an den umgebenden Potential- und Signaldrähten durch Influenz Pulse erzeugt. Die Höhe der in der Umgebung infuenzierten Pulse hängt ab von der Kapazität zwischen Signaldraht einerseits und der umgebenden Elektrode andererseits. Weiter entfernte Signaldrähte erfahren daher wegen der geringeren Kapazität ein geringeres Influenzsignal als nähere Drähte.

Der Hauptpuls am Signaldraht ist immer von *negativer* Polarität, die Influenzpulse an den benachbarten Drähten sind dagegen immer von *positiver* Polarität, da alle benachbarten Drähte die Gegenelektrode der Kapazität zum Signaldraht bilden. Erfolgt nur an einem einzelnen Signaldraht Gasverstärkung mit dem negativen Hauptpuls, sind an den Nachbar-Signaldrähten mit zunehmendem Abstand schwächere positive Pulse zu beobachten, die als *Übersprechen* oder *Crosstalk* bezeichnet werden.

Betrachtet man sich umgekehrt den Puls an einem einzelnen Signaldraht, so besteht dieser aus der Summe des ursprünglichen, unbeeinflussten Hauptpulses der Gasverstärkungen und den Übersprech-Pulsen aller benachbarten Signaldrähte. Eine Spur unter einem Winkel φ in der Jetkammer erzeugt damit an jedem Signaldraht einen Hauptpuls und zusätzliche weitere Übersprech-Pulse an den Nachbar-Signaldrähten.

Je nach Spurwinkel φ fallen jedoch Hauptpuls und Übersprech-Pulse nicht zeitlich zusammen. Für eine vom Vertex kommende Spur entstehen beim i -ten Draht die Übersprech-Pulse der vorherigen Drähte $i - 1, i - 2, \dots$ *früher* und bei den nachfolgenden Drähten $i + 1, i + 2, \dots$ *später* als der Hauptpuls.

Die Summe aller früheren Übersprech-Pulse wirkt sich aus in einem sogenannten *Unterschwinger* (Undershoot) vor dem eigentlichen Hauptpuls,¹⁰⁹ wie in Abbildung 106 sichtbar. Deutlich ist vor dem Hauptpuls ein negativer Vorpuls zu erkennen, die Summe der zeitlich früheren Übersprech-Signale der vorherigen Nachbardrähte.

Die verschiedenen Anteile der Nachbardrähte zum Übersprechen lassen sich messen und berechnen. Umfangreiche Studien und Rechnungen für die Drahtkonfiguration des FSP wurden von P. Bock vorgenommen [Bock85], der mit Hilfe der *Vieldraht-Telegraphengleichung* sowohl Größe als auch Form der Übersprech-Pulse berechnete. Die Anteile der Übersprech-Signale lassen sich zudem aus der elektro-statischen Berechnung der Teilkapazitäten zwischen den Signaldrähten bestimmen, wie Tabelle 20 zeigt.

Besonders der erste Nachbar mit ca. 7 % und der zweite Nachbar mit 2 % tragen zum Übersprechen bei. Die Summe der Übersprech-Signale aller Drähte beträgt zusammen 21.6 % mit dem Hauptanteil des ersten und zweiten Nachbarn von 17.6 % (4 Nachbardrähte), der Anteil der weiter entfernten Nachbardrähte beträgt insgesamt nur etwa 4 %. Es ist zu bemerken, daß bei den ersten 5 Drähten die Übersprech-Signale geringer sind, da die vorherigen Drahtnachbarn fehlen.

Die Übersprech-Signale der Einzel-Drähte überlagern sich zu einem totalen Übersprech-Signal, dessen Form von der zeitlichen Abfolge der einzelnen Übersprech-Pulse abhängt und somit vom Spurwinkel φ . Die resultierende Pulsform der Kammersignale unterliegt somit spurwinkelabhängigen Variationen auf die besonders die Algorithmen zur Driftzeitbestimmung sensitiv reagieren.

Entscheidend wirkt sich der Drahtversatz der Signaldrähte aus. Für einen Draht "nah" der Spur, auf der gleichen Seite der Mittelebene gelegen wie die Spur selbst, stammen die Übersprech-Signale

¹⁰⁹Obwohl der Hauptpuls ursprünglich immer negative Polarität besitzt, wird der digitalisierte FADC-Puls positiv dargestellt. Die ursprünglich positiven Übersprech-Pulse sind demnach in der FADC-Digitalisierung negativ und bilden einen *Unterschwinger*.

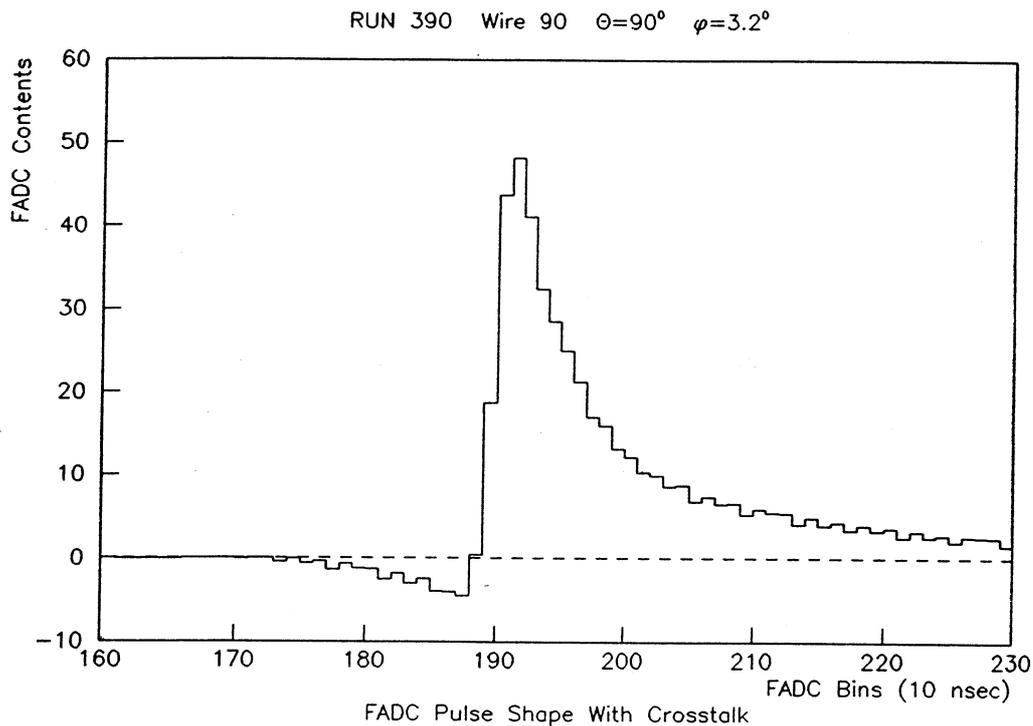


ABBILDUNG 106: Mittlerer Laserpuls mit Unterschwinger durch Übersprechen.

1. Nachbar	6.7 %
2. Nachbar	2.1 %
3. Nachbar	0.9 %
4. Nachbar	0.5 %
5. Nachbar	0.3 %

TABELLE 20: Anteile der Übersprech-Signale der Nachbardrähte am FSP [Wei87a].

der ersten Nachbarn von "fernen" Drähten, die verspätet gegenüber dem Hauptsignal entstehen. Umgekehrt werden bei einem "fernen" Draht die Übersprech-Signale der "nahen" ersten Nachbarn früher erzeugt.

Der Unterschied der Pulsformen für ferne und nahe Signaldrähte für einen Spurwinkel von $\varphi = 0^\circ$ wird in Abbildung 107 beispielhaft deutlich. Der gemessene Gesamtpuls eines Drahts setzt sich zusammen aus dem eigentlichen Hauptpuls und einem invertierten Übersprech-Puls mit 20 % der Amplitude des Hauptpulses. Angenommen ist eine Zeitdifferenz von 10 nsec entsprechend einem FADC-Bin zwischen Hauptpuls und Übersprech-Puls aufgrund des Drahtversatzes. Für einen nahen Draht ist der Übersprech-Puls der fernen Drähte um 10 nsec verzögert, der resultierende Puls ist in der für die Zeitbestimmung wichtigen Anstiegsflanke kaum verändert gegenüber dem Hauptpuls. Bei einem fernen Draht entsteht der Übersprech-Puls der nahen Drähte 10 nsec früher,

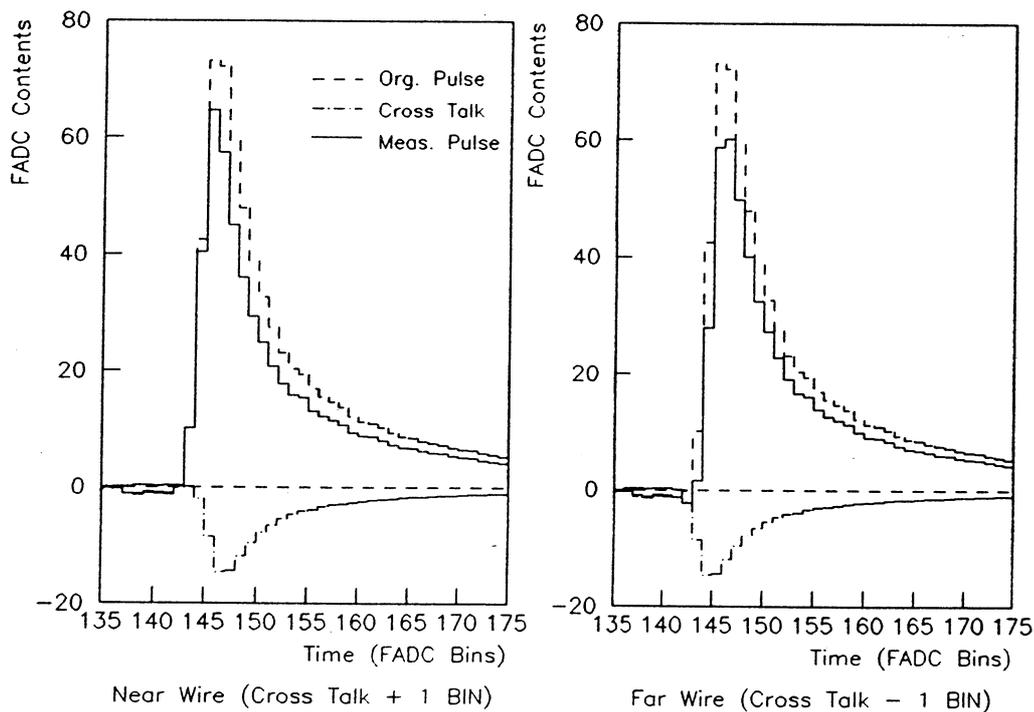


ABBILDUNG 107: Schematische Überlagerung eines Übersprech-Signals mit einem Kammerpuls.

Links: Naher Draht, Übersprech-Puls der fernen Drähte 10 nsec (1 FADC-Bin) später.

Rechts: Ferner Draht, Übersprech-Puls der nahen Drähte 10 nsec (1 FADC-Bin) früher.

die Anstiegsflanke wird stark verändert und ist gegenüber dem originalen Puls zu größeren Zeiten verschoben.

Die Zeitdifferenz zwischen fernem und nahem Puls, die dem doppelten Drahtversatz entspricht, wird durch Einfluß von Übersprechen damit vergrößert, so daß die Messung einen zu großen Wert für den Drahtversatz ergibt. Mit zunehmendem Spurwinkel φ verändert sich die Zeitdifferenz zwischen Hauptpuls und Übersprech-Pulsen, so daß die Zeitbestimmung weniger beeinflusst wird, der gemessene Drahtversatz wird scheinbar kleiner.

- Durch Übersprechen entsteht ein vom Spurwinkel φ abhängiger, scheinbar nicht konstanter Drahtversatz. Eine Korrektur der gemessenen Driftzeiten auf den Drahtversatz erfordert demnach die Kenntnis des Spurwinkels und die Durchführung einer Spurerkennung in einem frühen Stadium der Kalibration:

Wegen der starken Landau-Fluktuationen der Ionisation bei geladenen Teilchenspuren variieren zudem auch die Anteile der Übersprech-Signale der Nachbardrähte von Draht zu Draht, so daß die gemessene Ladung eines Kammerpuls, die zur Bestimmung des spezifischen Energieverlusts dE/dx benötigt wird, starken Schwankungen unterliegt.

Um die damit verbundenen Probleme zu vermeiden, wurde von P. Bock eine Kompensation der Übersprech-Pulse vorgeschlagen [Bock85], deren Grundzüge im nachfolgenden Abschnitt erläutert werden.

6.2.2 Die Übersprech-Kompensation

Über ein Widerstandsnetzwerk im Anschluß an die Vorverstärker sind deren Ausgänge miteinander verkoppelt. Durch entsprechende Dimensionierung der Widerstände wird ein Teil der Signale der ersten und zweiten Nachbarn auf das zu kompensierende Signal geleitet und die Übersprech-Anteile ausgeglichen. Das nichtkompensierte Übersprechen der dritten und höheren Nachbarn wird vernachlässigt.

Um die Übersprech-Signale durch einen entsprechend gewählten Anteil des Hauptsignals der Nachbardrähte zu kompensieren, ist jedoch Voraussetzung, daß die Pulsform von Übersprech- und Hauptsignalen identisch sind.¹¹⁰ Diese Forderung wird im Allgemeinen bei einer Drift- oder Jetkammer nicht erfüllt. Die kapazitive Kopplung zwischen den Nachbardrähten entspricht einem Hochpaßfilter, das tiefere Frequenzen dämpft. Die Übersprech-Signale zeigen daher einen schnelleren Pulsabfall als normale Kammersignale.

Durch eine geeignete, aus einer RC-Kombination bestehenden elektrischen Terminierung der Signaldrähte, besonders aber der dazwischen liegenden Potentialdrähte, läßt sich die Pulsform der Übersprech-Signale den normalen Kammersignalen angleichen. Die Terminierung der Kathoden besitzt nur einen geringen Einfluß auf die Pulsform. Erst mit Hilfe der korrekten Terminierung zusammen mit dem Widerstandsnetzwerk wird eine korrekte Kompensation des Übersprechens möglich.

In der anfänglich benutzten Terminierung wurden jeweils 16 Potentialdrähte in einem "HV-Bus" zu einer Gruppe zusammengefaßt und über eine Kapazität gemeinsam gegen Masse entkoppelt. Messungen mit Laserspuren ergaben jedoch, daß diese Form der Terminierung ungeeignet ist. Abbildung 108 zeigt die Ladung und Länge des negativen Vorpulses (Unterschwinger) ohne Übersprech-Kompensation mit gruppenweiser Potentialdraht-Terminierung im Mittel über eine Meßreihe (vergleiche auch Abbildung 106). Als Ladung des Unterschwingers wird dabei die gesamte (negative) Ladung unterhalb der Nulllinie definiert bis zum Einsetzen des Hauptpulses, als Länge diejenige Zeit, innerhalb derer 80 % der Ladung bis zum Beginn der Hauptpulses liegen.

Erkennbar ist eine deutliche periodische Struktur in der Ladung und mehr noch in der Länge des Unterschwingers. Die Periodenlänge beträgt 16 Drähte und fällt mit der Struktur der gruppenweisen Potentialdraht-Terminierung zusammen. Außer in den Übersprech-Signalen wirkte sich die Periodizität auch in anderen Größen wie bei der Driftgeschwindigkeit aus.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde statt des gruppenweisen Abschlusses eine individuelle Terminierung jedes einzelnen Potentialdrahts mit einer RC-Kombination gegen Masse verwendet. Periodische Abhängigkeiten wurden dadurch vermieden. Abbildung 109 zeigt schließlich einen mittleren Laserpuls nach Verwendung der individuellen Terminierung und der Übersprech-Kompensation. Der vorher deutliche Unterschwinger ist fast vollständig verschwunden. Der verbleibende Anteil der nicht mehr kompensierten dritten und höheren Nachbarn besitzt keinen Einfluß mehr auf die Messung des Drahtversatzs wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

6.2.3 Ergebnisse zum Drahtversatz

Der in Kammermitte ($z = 0$) gemessene Drahtversatz t_{st} für jeden Draht ist in Abbildung 110 dargestellt. Alle gemessenen Werte gruppieren sich in zwei eng begrenzten Bändern bei $t_{st} = \pm 3 \text{ nsec}$ die den beiden aus der Mitte versetzten Signaldrahtebenen entsprechen. Ein Maß für den lokalen Abstand der beiden Drahtreihen in jedem Punkt ist der 3-Drahtversatz $t_{st,3w}$, der analog zur bereits bekannten 3-Draht-Ortsauflösung definiert ist:

$$t_{st,3w}(i) = \left| \frac{t_{st}(i-1) + t_{st}(i+1)}{2} - t_{st}(i) \right| \quad (138)$$

¹¹⁰Zusätzlich müssen Übersprech- und Kompensationssignal gleichzeitig und nicht verzögert am Ausgang anliegen. Dies ist bei annähernd gleichen Vorverstärker-Durchlaufzeiten gewährleistet, wie auch die Ergebnisse der individuellen Zeitnullpunkte zeigen.

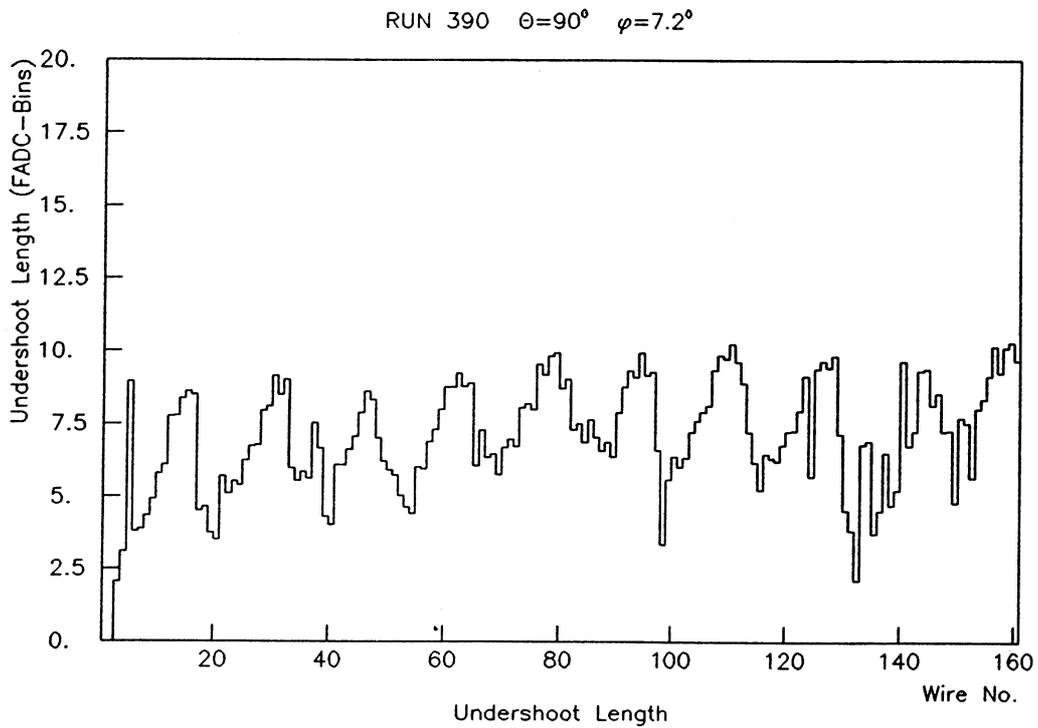
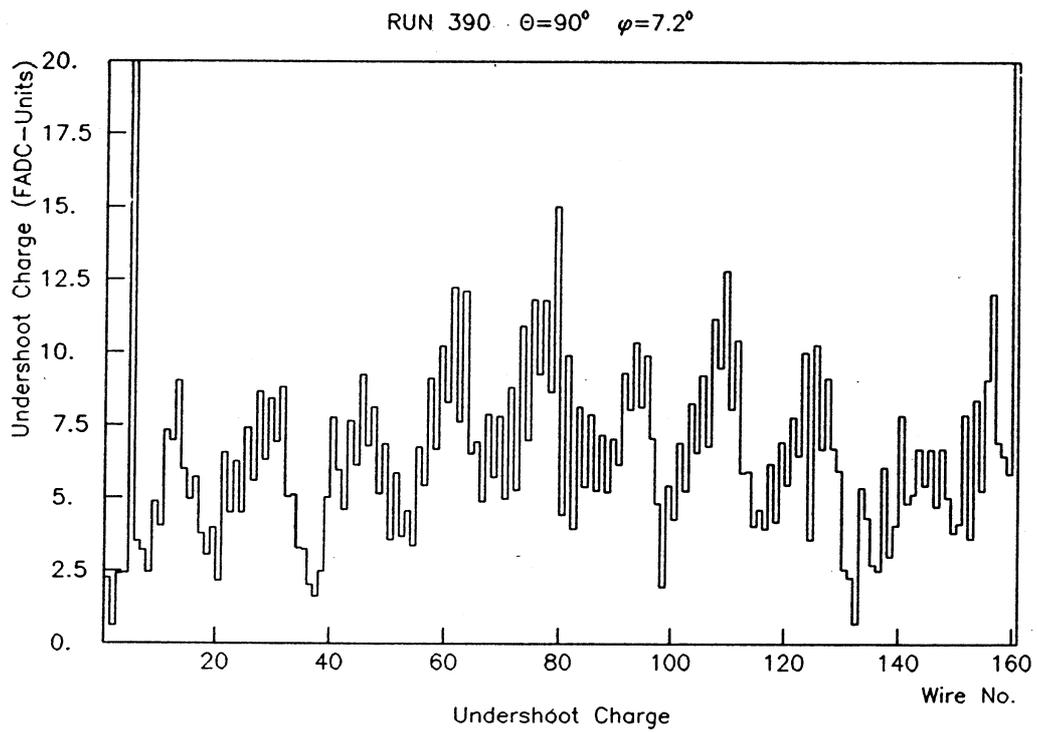


ABBILDUNG 108: Ladung und Länge des durch Übersprechen hervorgerufenen negativen Vorpulses (Undershoot).

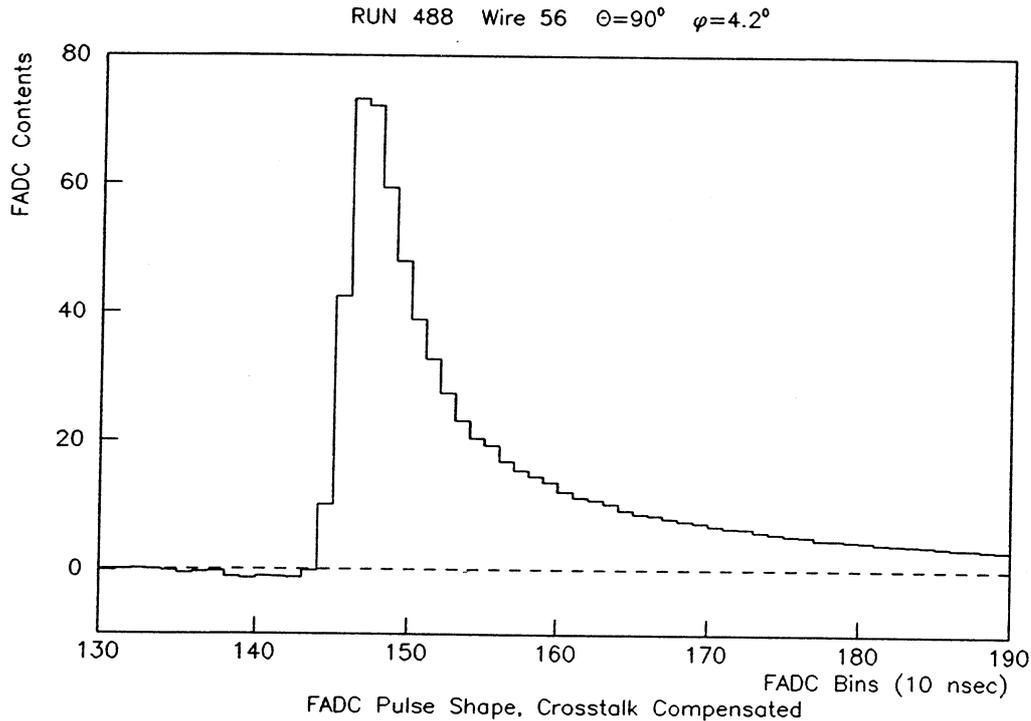


ABBILDUNG 109: Mittlerer Laserpuls nach individueller Terminierung und Übersprech-Kompensation.

Den 3-Drahtversatz $t_{st,3w}$ für jeden Draht und die Verteilung für alle Drähte zeigt Abbildung 111. Der Abstand der beiden Drahtreihen voneinander ist praktisch konstant. Mit zunehmender Drahtnummer deutet sich lediglich ein Trend zu geringfügig größerem Abstand an. Auffällig ist jedoch eine überlagerte, schwache periodische Struktur, deren Amplitude unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Eine größere Amplitude ist bei denjenigen Drähten zu beobachten, bei denen versuchsweise geänderte Vorverstärker eingesetzt wurden¹¹¹ (Drähte 57 - 72), bei denen durch einen Defekt bedingt, die Vorverstärker nicht ordnungsgemäß arbeiteten (Draht 35), oder beim Übergang zwischen zwei verschiedenartig aufgebauten FADC-Crates (Draht 118/119). Da sich fehlende Pulse oder geänderte Pulsformen aber störend auf die Übersprech-Kompensation auswirken und auf die Zeitbestimmungs-Algorithmen, ist gerade dort ein Einfluß auf den gemessenen Drahtversatz nicht auszuschließen.

Der Mittelwert des 3-Drahtversatzes beträgt 6.02 ± 0.01 nsec, die Streuung (R.M.S.) 0.15 nsec. Mit der gemessenen Driftgeschwindigkeit von $v_d = 54 \mu\text{m}/\text{nsec}$ ergibt sich damit ein Wert von $325 \mu\text{m}$ entsprechend $\pm 162.5 \mu\text{m}$ für den Drahtversatz von der Mittelebene. Über den Faktor $\sqrt{2/3}$ läßt sich auch die Streuung σ_{st} des Drahtversatzes bestimmen: $\sigma_{st} = \sqrt{2/3} \sigma_{st,3w}$. Man erhält $\sigma_{st} = 0.12$ nsec oder entsprechend $6.6 \mu\text{m}$.

Der Mittelwert von $162.5 \mu\text{m}$ stimmt gut mit dem erwarteten Wert von $150 \dots 170 \mu\text{m}$ aus mechanischem Drahtversatz und elektro-statischer Abstoßung überein. Bei einer optischen Vermes-

¹¹¹ Es handelt sich um Vorverstärker mit sogenannter "Pole Zero Cancellation". Durch ein RC-Filter wird der normalerweise langsame Abfall der Kammerpulse elektronisch verkürzt. Dies führt zu kürzeren und symmetrischeren Pulsformen.

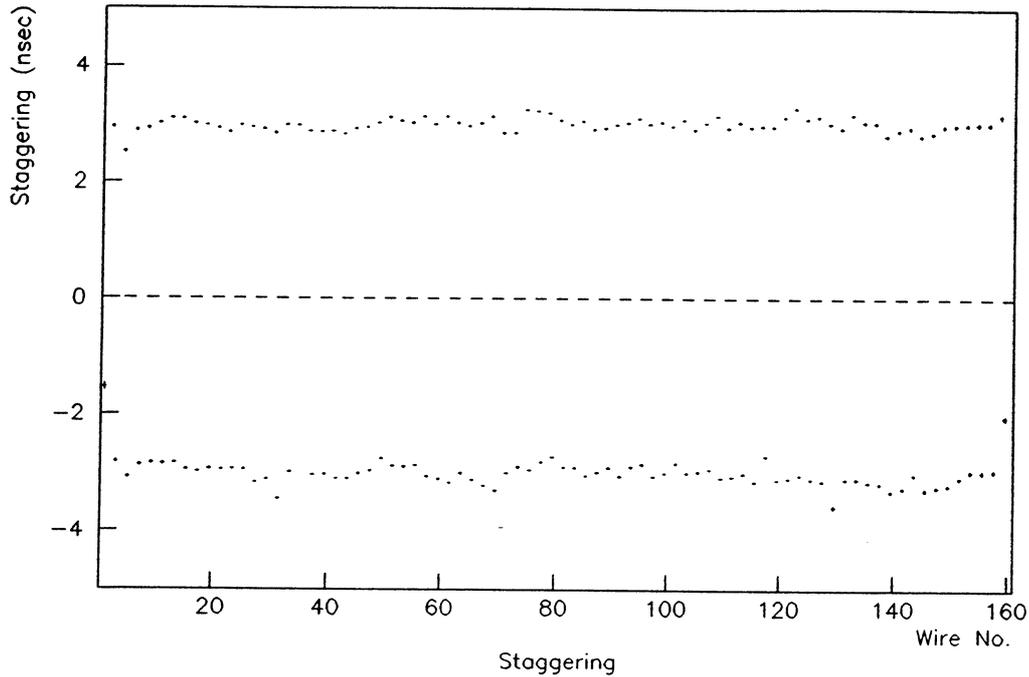


ABBILDUNG 110: Drahtversatz in Kammermitte ($z = 0$).

sung betrug die Streuung des Drahtversatzes ca. $7 \mu\text{m}$ [Zim86] in ebenfalls guter Übereinstimmung mit der Messung. Die Ergebnisse zeigen damit, daß mit Hilfe von Laserstrahlen mit hoher Präzision Drahtpositionen in Driftkammern bestimmt werden können.

6.2.4 Elektro-statische Abstoßung

Durch das Driftfeld zwischen Anoden- und Kathodenebene wirken elektro-statische Kräfte auf die Signaldrähte. Bei einer Positionierung der Signaldrähte exakt in der Mittelebene, heben sich Kräfte, die in Richtung auf die Kathoden wirken, auf und die Signaldrähte werden nicht ausgelenkt. Durch den mechanischen Drahtversatz befinden sich die Signaldrähte jedoch nicht in der Gleichgewichtslage, so daß die resultierende Kraft in Richtung auf die näher liegende Kathode von der Mittelebene hinweg eine zusätzliche elektro-statische Abstoßung bewirkt. Diese Abstoßung ist abhängig von der Höhe des Driftfelds.

In verschiedenen Messungen am FSP wurde hierzu das Driftfeld im Bereich von 780 V/cm bis 1000 V/cm variiert (Nominalwert 940 V/cm).¹¹² Der dabei bestimmte mittlere Drahtversatz für zwei verschiedene Spurwinkel $\varphi = 1.5^\circ, 7.2^\circ$ als Funktion des Driftfelds ist in Abbildung 112 dargestellt.

Der Drahtversatz wurde unter Annahme einer konstanten Driftgeschwindigkeit von $v_d = 54 \mu\text{m/nsec}$ für alle Messungen aus den Zeiten t_{st} berechnet, da keine direkten Messungen der Driftgeschwindigkeit für das jeweilige Feld zur Verfügung standen. Aus den Ergebnissen der Monitorkammer des Gassystems ist jedoch bekannt, daß die Driftgeschwindigkeit im gesamten Bereich

¹¹²Um die Gasverstärkung konstant zu halten, ist gleichzeitig eine Anpassung der Potentialdrahtspannung nötig.

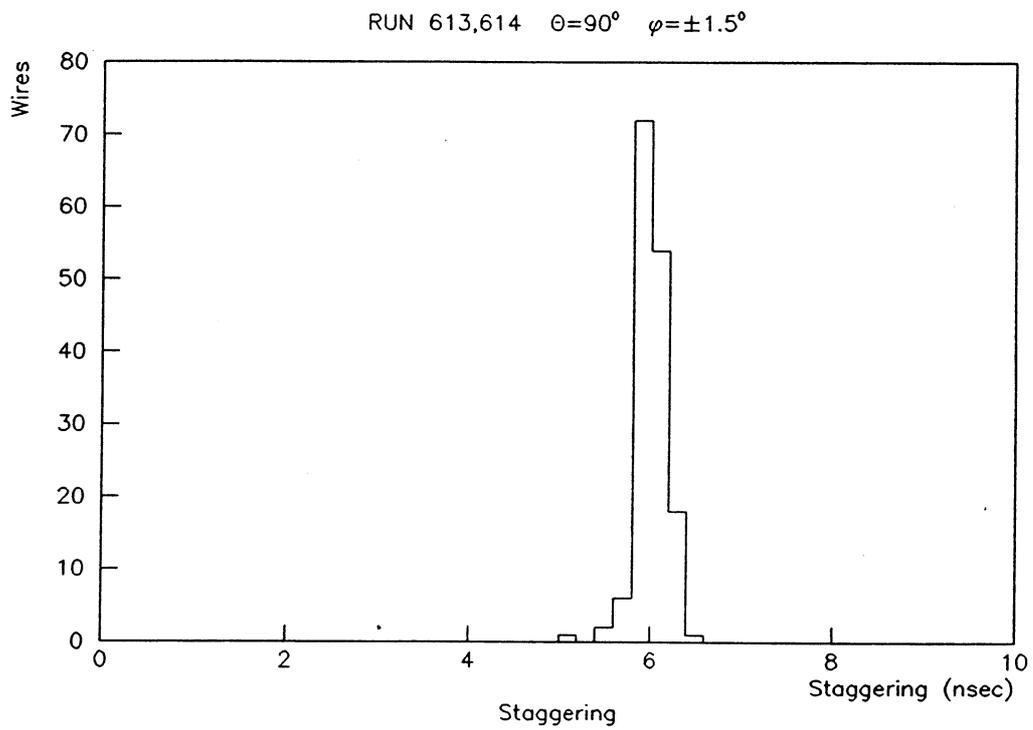
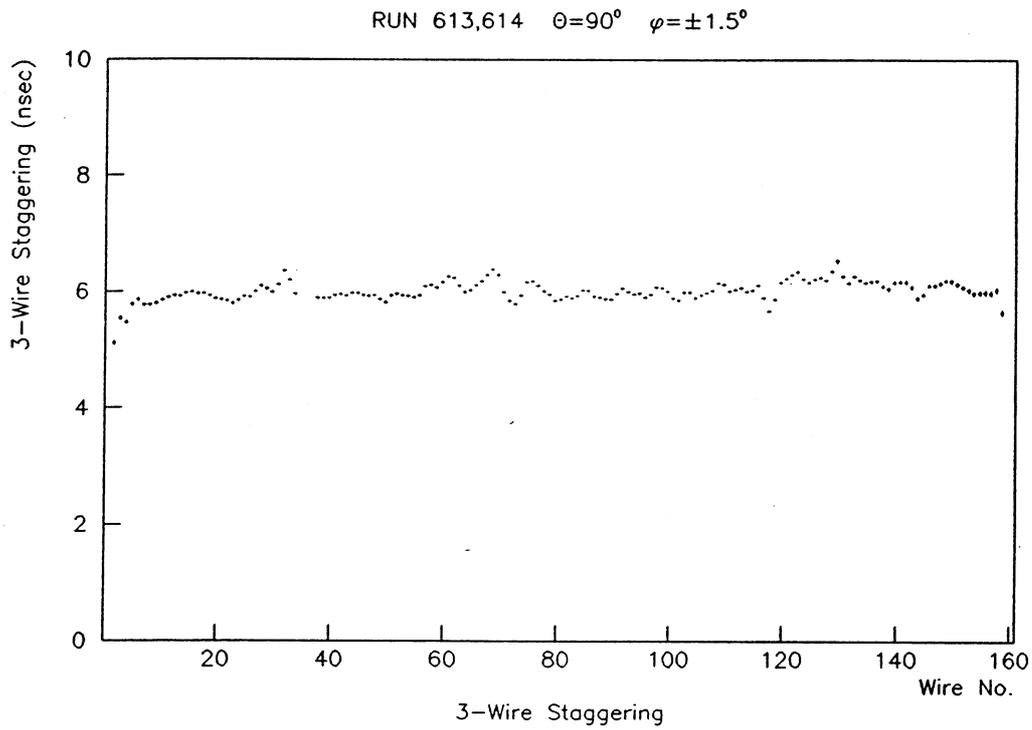


ABBILDUNG 111: 3-Drahtversatz für jeden Draht und Verteilung für alle Drähte in Kammermitte ($z = 0$).

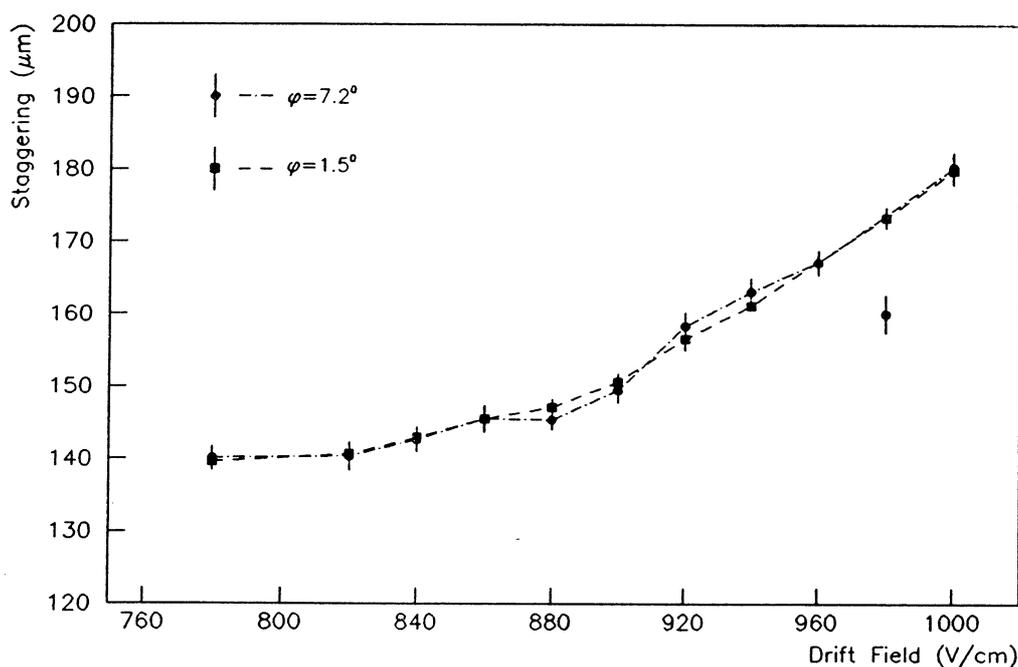


ABBILDUNG 112: Mittlerer Drahtversatz in Kammermitte als Funktion des Driftfelds für Spurwinkel von $\varphi = 1.5^\circ, 7.2^\circ$.

zwischen 780 V/cm und 1000 V/cm um weniger als 0.8% variiert [Huk87a, Huk87b], wie aus Abbildung 40 im Abschnitt 4.1.2 zu entnehmen ist. Die Annahme einer konstanten Driftgeschwindigkeit ist daher gerechtfertigt.

Wie zu erwarten, nimmt der gemessene Drahtversatz und damit die elektro-statische Abstoßung mit kleinerem Driftfeld ab. Mangels geeigneter Feldrechnungen beim jeweiligen Driftfeld ist ein unmittelbarer Vergleich mit Erwartungswerten jedoch nicht möglich.

Abbildung 112 enthält zusätzlich zur Driftfeldabhängigkeit eine weitere Information. Der Drahtversatz gemessen bei zwei deutlich verschiedenen Spurwinkeln $\varphi = 1.5^\circ$ und $\varphi = 7.2^\circ$ ist identisch. Die erhebliche Spurwinkelabhängigkeit, wie sie ohne Übersprech-Kompensation bestand, ist mit Kompensation verschwunden. Damit bestätigt sich, daß die ursprüngliche Abhängigkeit in der Tat von Übersprechen herrührte und daß durch eine Übersprech-Kompensation in der bestehenden Form der Einfluß des Übersprechens unterdrückt wird.

In Kammermitte wird jedoch nur die maximale elektro-statische Abstoßung gemessen. Um die Abstoßung längs des Drahts zu bestimmen, sind Messungen an verschiedenen z -Positionen notwendig. Eine vom Vertex kommende Spur unter einem Winkel $\Theta \neq 90^\circ$ besitzt für jeden Draht eine andere z -Koordinate und unterliegt damit einem unterschiedlichen Drahtversatz. Dies wird in Abbildung 113 deutlich, wo für drei verschiedene Winkel $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$ der gemessene 3-Drahtversatz für alle Drähte dargestellt.

Bei den Meßreihen für $\Theta = 120^\circ$ und mehr noch für $\Theta = 135^\circ$ ist die Verkleinerung des 3-Drahtversatzes mit zunehmender Drahtnummer erkennbar. Beim Spurwinkel $\Theta = 135^\circ$ befindet sich der Laserstrahl bei den letzten Drähten bereits fast ganz am Drahtende, der Einfluß der

Field Scan $E=940$ V/cm $\varphi=1.5^\circ$

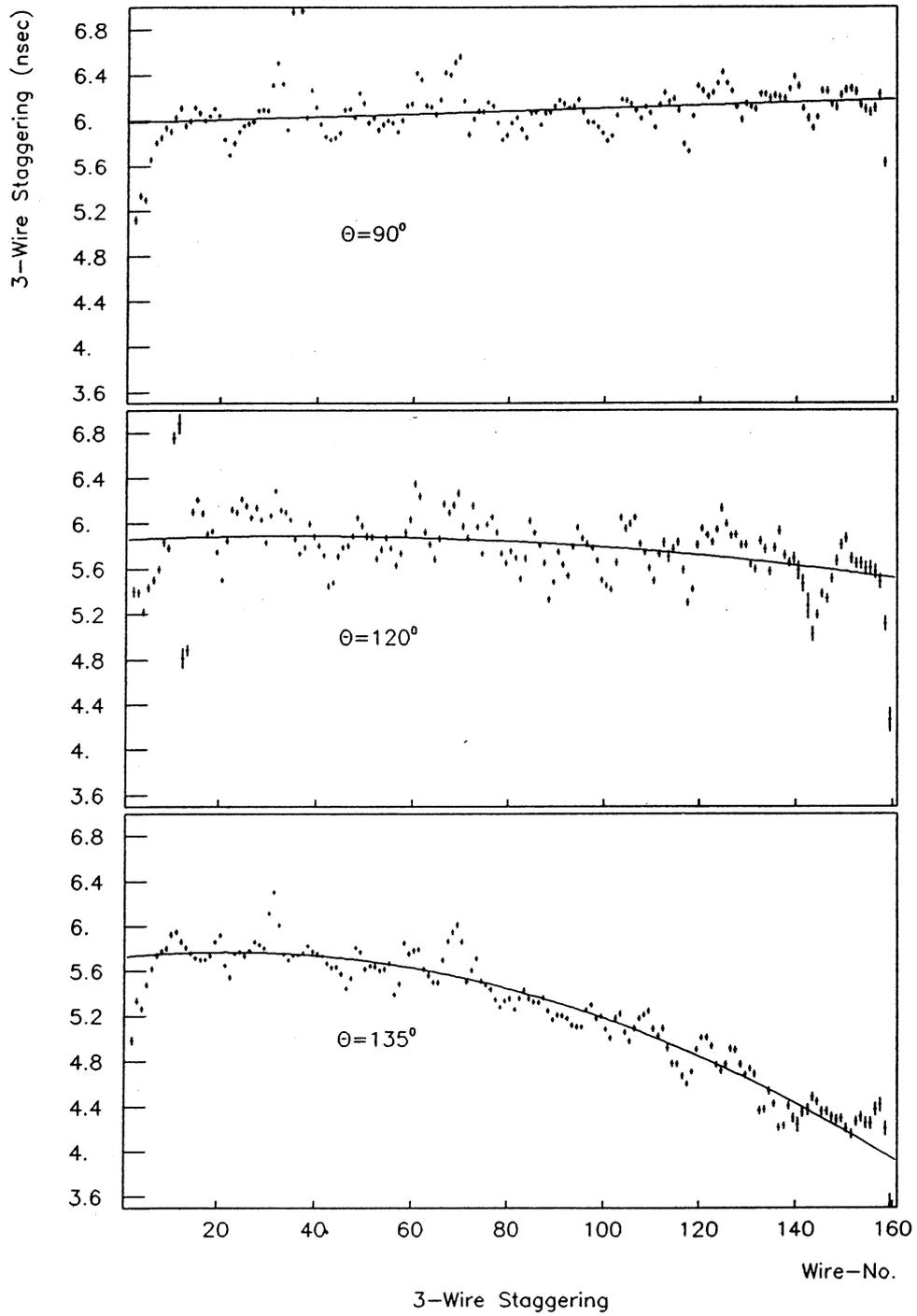


ABBILDUNG 113: 3-Drahtversatz für $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$.

elektro-statischen Abstoßung ist dort nur noch gering spürbar. Trägt man für diese Meßreihe den Drahtversatz gegen die aus dem Winkel des Laserstrahls bekannte z -Position auf, so ergibt sich die elektro-statische Abstoßung als Funktion der z -Position (Abbildung 114).

Es muß dabei beachtet werden, daß die einzelnen Meßpunkte verschiedenen Drähten entsprechen, mit dieser Art der Auftragung läßt sich nur eine Aussage über die *mittlere* elektro-statische Abstoßung aller Drähte gewinnen. Für einzelne individuelle Drähte wären umfangreiche Messungen über einen großen z -Bereich erforderlich, die nicht durchgeführt werden konnten.

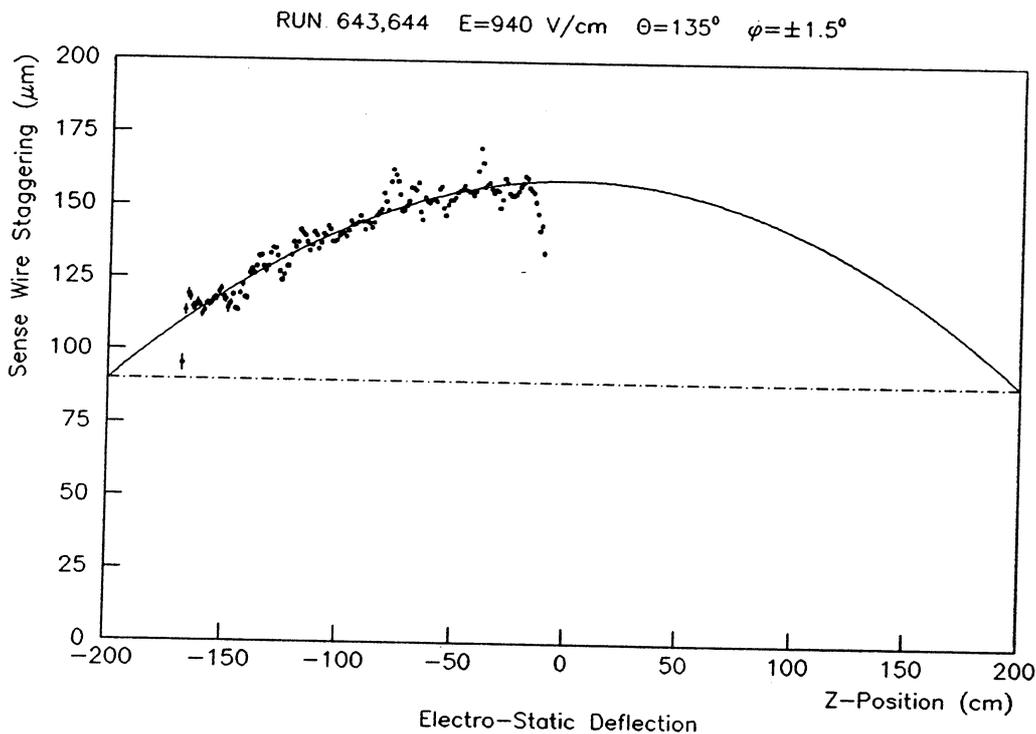


ABBILDUNG 114: Elektro-statische Abstoßung als Funktion der z -Position.

Der theoretische Verlauf der elektro-statischen Abstoßung längs des Drahts ist aus Feldrechnungen annähernd bekannt. Schwierigkeiten bei der Berechnung treten jedoch auf, da die elektro-statische Kraft auf den Signaldraht von der Entfernung zur Mittelebene abhängt. Die Auslenkung $y_{st,el}(z)$ in Abhängigkeit von der z -Position nimmt daher eine komplizierte Form an, die mit Hilfe von Iterationsmethoden bestimmt werden muß [Wel87a], sich aber in ausreichender Näherung durch eine Parabel beschreiben läßt:

$$y_{st,el}(z) = s_{el} - 4s_{el} \frac{z^2}{L_w^2} \quad (139)$$

Dabei ist s_{el} die maximale Auslenkung in Kammermitte ($z = 0$) und L_w die Drahtlänge. Eine Anpassung an die gemessenen Daten mit einer Parabel: $p(z) = a_0 + a_2 z^2$ ergibt in Kammermitte ($z = 0$) einen maximalen Drahtversatz von $159.3 \mu\text{m}$ in guter Übereinstimmung mit dem Wert von $162.5 \mu\text{m}$ aus der Messung bei $\Theta = 90^\circ$. Legt man eine Drahtlänge von 400 cm zugrunde, erhält man für den reinen mechanischen Drahtversatz bei $z = \pm 200 \text{ cm}$ einen Wert von $90.2 \mu\text{m}$. Der Beitrag der elektro-statischen Abstoßung in Kammermitte beträgt damit $69.1 \mu\text{m}$.

Vergleicht man den gemessenen Wert von $90.2 \mu\text{m}$ für den mechanischen Drahtversatz mit dem Nominalwert von $100 \mu\text{m}$, so ergibt sich eine Differenz von $10 \mu\text{m}$. Bei Messungen des 2-Sektortests der OPAL-Jetkammer im Oktober 1987 wurde ebenfalls ein zum FSP vergleichbarer Wert von $91 \mu\text{m}$ für den mechanischen Drahtversatz gemessen [Wün87]. Die Ursache dieses geringen, jedoch scheinbar systematischen Fehlers liegt in der Beschaffenheit des Driftfelds in der Nähe einer Drahtebene mit Drahtversatz begründet.

Geht man von JADE-Approximation (siehe Abbildung 19) aus, so setzt sich die Driftzeit einer Elektronenwolke vom Ionisationspunkt einer Spur bis zum Signaldraht zusammen aus der Driftzeit $t_{d,hom}$ im homogenen Driftfeldbereich und der Driftzeit $t_{d,inhom}$ im inhomogenen radialsymmetrischen Feldbereich um den Signaldraht. Mit Drahtversatz der Signaldrähte tritt ein weiterer Anteil $t_{d,st}$ hinzu, so daß man für "ferne" und "nahe" Drähte als totale Driftzeit erhält:

$$\begin{array}{ll} \text{"fern"} & t_d(\text{far}) = t_{d,hom}(\text{far}) + t_{d,inhom}(\text{far}) + t_{d,st}(\text{far}) \\ \text{"nah"} & t_d(\text{near}) = t_{d,hom}(\text{near}) + t_{d,inhom}(\text{near}) - t_{d,st}(\text{near}) \end{array} \quad (140)$$

Zur Bestimmung des Drahtversatzes wird die Driftzeitdifferenz $t_d(\text{far}) - t_d(\text{near})$ gemessen. Geht man von der Annahme aus, daß die Driftzeitanteile in homogenen Bereich und im inhomogenen Bereich identisch sind für "nahe" und "ferne" Drähte, erhält man aus der Driftzeitdifferenz direkt den Drahtversatz.

Diese Annahme gilt jedoch nur beschränkt. Aufgrund des Drahtversatzes bestehen geringe Unterschiede in der Beschaffenheit des inhomogenen Felds um den Signaldraht. Für "nahe" Drähte geht der inhomogene Feldbereich mit zunehmendem Abstand von der Drahtebene schneller in den homogenen Bereich über als für "ferne" Drähte. Durch den geringfügig abweichenden Feldverlauf sind auch die Driftgeschwindigkeiten in beiden inhomogenen Bereichen verschieden, so daß unterschiedliche Driftzeiten auftreten. Der gemessene Drahtversatz entspricht daher nicht exakt dem wahren Drahtversatz.

Die Differenz der Driftzeiten im inhomogenen Bereich läßt sich verifizieren mit Hilfe eines Feldberechnungsprogramms und der Parametrisierung der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Feldstärke $v_d(E)$, wie bereits in Abschnitt 5.4 zur Berechnung der Raumladung verwendet. Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, daß eine maximale Differenz der Driftgeschwindigkeiten im inhomogenen Bereich von $0.2 \mu\text{m}/\text{nsec}$ auftritt. Daraus resultiert ein Drahtversatz der Messung von $91.0 \mu\text{m}$ im Vergleich zu einem wahren Drahtversatz von $100 \mu\text{m}$. Der berechnete Drahtversatz und der beim FSP gemessene Drahtversatz zeigen damit eine sehr gute Übereinstimmung.

Weitere Rechnungen zeigten, daß das Verhältnis des gemessenen zum wahren Drahtversatz $y_{st,meas}/y_{st,real}$ unabhängig von der Größe des wahren Drahtversatzes ist und einen Wert von 91.0 % bei den Feldverhältnissen des FSP annimmt.¹¹³ Dem gemessenen Wert von $162.5 \mu\text{m}$ für den Drahtversatz in Kammermitte entspricht deswegen ein wahrer Drahtversatz von $178.6 \mu\text{m}$.

Nach der Messung der individuellen Drahtversätze werden nun im folgenden Abschnitt Einflüsse auf die gesamte Geometrie der Anodenebene behandelt.

6.3 Geometrie der Anodendrahtebene

Die wahre Drahtposition eines Signaldrahts in der Jetkammer ist abhängig von verschiedenen Größen, die einerseits von unvermeidlichen Gegebenheiten, wie dem Gravitationsdurchhang, aber auch von Justierungsungenauigkeiten herrühren. Die Kenntnis der wahren Drahtposition ist unerlässlich zur Vermeidung von systematischen Sagitta- bzw. Impulsfehlern, welche die statistisch mögliche Auflösung leicht um ein Mehrfaches übersteigen können.

¹¹³Das Verhältnis von 91 % ist nur für Driftstrecken größer als 8mm konstant. Bei kleineren Driftstrecken steigt das Verhältnis an und erreicht unterhalb von 3mm Werte größer als 100 %.

Die wahre Drahtposition y_w eines Signaldrahts in Driftrichtung senkrecht zu der als ideal angenommenen Mittelebene läßt sich schreiben als:

$$y_w = y_{st,m} + y_{st,el} + y_g + y_t + y_c \quad (141)$$

Die einzelnen Terme haben folgende Bedeutung:

- $y_{st,m}$:= mechanischer Drahtversatz aufgrund der Anodendrahtkämme
- $y_{st,el}$:= elektro-statische Abstoßung
In ausreichender Näherung durch eine Parabel beschreibbar (siehe [139]):

$$y_{st,el} = s_{el} - 4s_{el} \frac{z^2}{L_w^2} \quad \text{mit } s_{el} = \text{Abstoßung in Kammermitte} \quad (142)$$

- y_g := gravitationsbedingter Durchhang
Ebenso wie die elektro-statische Abstoßung durch eine Parabel beschreibbar, die für kleinen Durchhang und bei großer Drahtlänge eine ausreichende Näherung einer Kettenlinie darstellt:

$$y_g = \left(s_g - 4s_g \frac{z^2}{L_w^2} \right) \cos \beta \quad (143)$$

mit s_g = Durchhang in Kammermitte
und β = Winkel der Ebene zur Horizontalen ($\beta = 0^\circ$)

- y_t := Abweichungen der Drahtposition durch mögliche Torsion der Endplatten
- y_c := Abweichungen der Drahtposition durch mögliche Verkrümmung der Anodendrahtalterungen (Kämme)

Die beiden zuletzt aufgeführten Größen y_t und y_c entstehen durch mögliche Justierungsungenauigkeiten und werden im folgenden Abschnitt näher erläutert.

6.3.1 Torsion der Endplatten und Verkrümmung der Anodendrahtalterungen

Betrachtet man die Endplatten der Jetkammer, welche die Drahtalterungen tragen (Abbildung 115), sollten idealerweise alle Drähte zwischen zwei parallel verlaufenden geraden Linien (gestrichelt) gespannt sein und somit eine flache Drahtebene bilden.

Justierungsungenauigkeiten der beiden Endplatten zueinander führen jedoch zu Abweichungen der Drahtpositionen von der Idealebene. Die Endpunkte der beiden Linien, längs derer die Drähte befestigt sind, können aus der Horizontalen um kleine Beträge $\Delta y_{11}, \Delta y_{12} \dots$ in Driftrichtung (senkrecht zur Ebene) verschoben sein. Diese Verschiebungen entsprechen einer *Torsion* beider Endplatten um kleine Winkel bezüglich der Horizontalen.¹¹⁴

Zugleich können die geraden Linien, die durch die Kämme für die Drahtpositionierung vorgegeben sind, Verkrümmungen aufweisen. In einer Näherung lassen sich die Verkrümmungen durch quadratische Zusatzterme beschreiben; die Parabeln mit der Sagitta s_1, s_2 entsprechen.

Ein Extremfall für Torsion und Verkrümmung ist in Abbildung 116 der Draht-„Ebene“ eines Jetkammer-Sektors dargestellt. Eine unter einem Winkel Θ vom Vertex kommende gerade Spur erfährt in den gemessenen Driftstrecken bezüglich der Signaldrähte eine scheinbare Verkrümmung, die zu einem systematischen Impulsfehler führt. Wird die Verdrehung der Ebene nicht bestimmt und die gemessenen Driftstrecken darauf hin korrigiert, besteht eine *Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie* in der Jetkammer: Die gemessenen Impulse der Spuren sind vom Θ -Winkel abhängig,

¹¹⁴ Für kleine Torsionswinkel läßt sich annehmen, daß die Drahtpositionen nur in der y -Richtung abweichen, dagegen in der x -Richtung konstant bleiben.

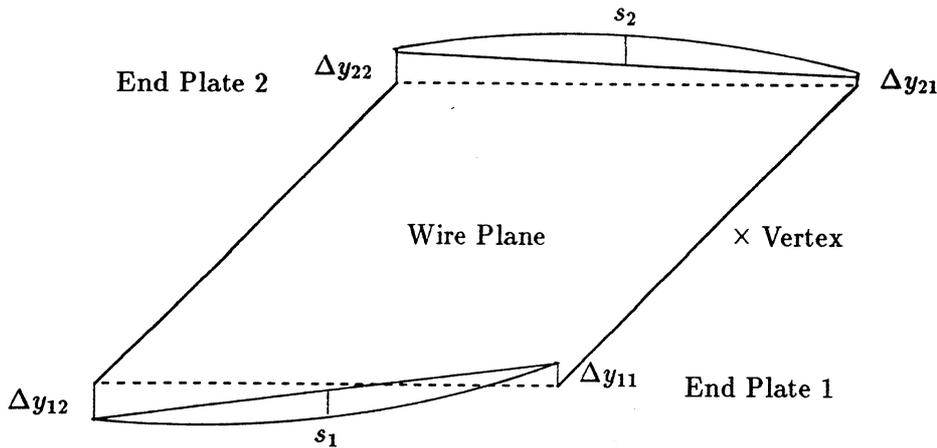


ABBILDUNG 115: Endplatten einer Jetkammer unter Einfluß von Torsion und Verkrümmung.

jedoch asymmetrisch um $\Theta = 90^\circ$. Die wahre Drahtposition muß daher bestimmt werden, um systematische Effekte auszuschließen. Dazu muß die Drahtposition als Funktion der Parameter $\Delta y_{12} \dots \Delta y_{22}$ und s_1, s_2 beschrieben werden.

Abbildung 117 zeigt die Aufsicht eines Jetkammer-Sektors in der xz -Ebene. Die Driftrichtung y steht senkrecht zur Drahtebene. Jeweils links und rechts befinden sich die beiden Endplatten, deren Endpunkte Abweichungen in y -Richtung von $\Delta y_{11}, \Delta y_{12}$ und $\Delta y_{21}, \Delta y_{22}$ durch Torsion aufweisen und eine Sagitta von s_1 und s_2 durch Verkrümmung der Drahthalterungen. Das Koordinatensystem läßt sich vereinfachen durch Einführung von normalisierten Koordinaten $x_n, z_n = 0 \dots 1$:

$$x_n = \frac{x}{x_l} \quad z_n = \frac{z}{L_w} + \frac{1}{2} \quad (144)$$

mit $x_l = 1590 \text{ mm}$ Ausdehnung in radialer Richtung (Abstand 1. bis 160. Draht) und $L_w = 4000 \text{ mm}$ Drahtlänge.

Der Ursprung des normalisierten Koordinatensystems befindet sich in der linken unteren Ecke bei Draht 1. Für die Drahtposition in y -Richtung eines beliebigen Punkts entlang der linken Endplatte ergibt sich (siehe Abbildung 115):

$$y = (\Delta y_{12} - \Delta y_{11})x_n + \Delta y_{11} - 4s_1 \left(x_n - \frac{1}{2} \right)^2 + s_1 \quad (145)$$

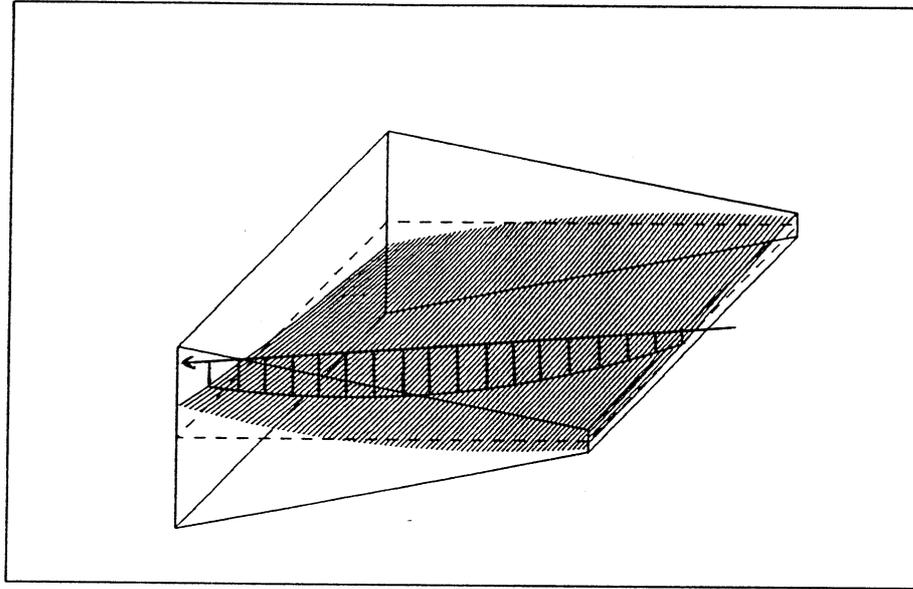
und in analoger Form für die rechte Endplatte. Allgemein erhält man für einen beliebigen Punkt innerhalb der Drahtebene die Ausdrücke für den Anteil der Torsion y_t und für die Kammverkrümmung y_c als:

$$y_t = \Delta y_{11} + (\Delta y_{12} - \Delta y_{11})x_n + (\Delta y_{21} - \Delta y_{11})z_n + \Delta y x_n z_n \quad (146)$$

$$y_c = 4(s_2 - s_1)x_n z_n (1 - x_n) + 4s_1 x_n (1 - x_n) \quad (147)$$

$$\text{mit } \Delta y = \Delta y_{22} - \Delta y_{21} + \Delta y_{11} - \Delta y_{12}$$

Zur Beschreibung der exakten Drahtposition an einem beliebigen Ort der Draht-„Ebene“ sind damit 6 Parameter erforderlich, die zunächst nicht bekannt sind. In einer optischen Vermessung des FSP wurde versucht, die Torsion und die Verkrümmung der Kämmen zu bestimmen und durch Justierung zu minimieren [Zim86]. Die verbleibende Ungenauigkeit wurde abgeschätzt zu $\Delta y = \pm 0.2 \text{ mm}$ und zu $s_1, s_2 = \pm 0.1 \text{ mm}$. Die Auswirkungen der verbleibenden Restfehler auf die Verkrümmung einer geraden Spur wird im nächsten Abschnitt gezeigt.



View of FSP Wire Plane

ABBILDUNG 116: Drahtebene eines Jetkammer-Sektors unter Einfluß von Torsion und Verkrümmung (schematisch).

6.3.2 Verkrümmung einer geraden Spur über der Anodendrahtebene

Eine gerade Spur über der Anodenebene erscheint in der Jetkammer abhängig von Ursprung und Θ -Winkel verkrümmt, wie bereits in Abbildung 116 sichtbar. Die Koordinaten y und z einer geraden Spur lassen sich in Abhängigkeit von der Drahtposition x beschreiben durch:

$$y = y_0 + x \tan \varphi \quad (148)$$

$$z = z_0 - x \tan(\Theta - 90^\circ) \quad (149)$$

mit $y_0, z_0 :=$ Koordinaten der Spur am 1. Signaldraht beim Eintritt in die Kammer.

Ist der mechanische Drahtversatz und die elektro-statische Abstoßung bereits korrigiert, entspricht die Driftstrecke y_d für jeden Punkt längs der Spur der Differenz aus Spurkoordinate y und Drahtposition y_w :

$$y_d = y - y_w = y - (y_g + y_t + y_c) \quad (150)$$

Setzt man die Ausdrücke aus [143,146,147] ein unter Benutzung von [144] erhält man schließlich folgenden Ausdruck für die Driftstrecke y_d :

$$y_d = \left[y_0 - \Delta y_{11} - \left(s_g - 4s_g \frac{z_0^2}{L_w^2} \right) \cos \beta + \frac{\Delta y_{11} - \Delta y_{21}}{2} + \frac{\Delta y_{11} - \Delta y_{21}}{L_w} z_0 \right] x^0$$

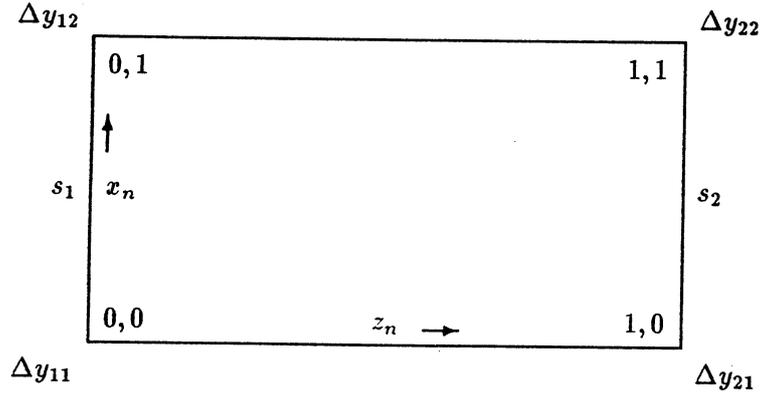


ABBILDUNG 117: Aufsicht eines Jetkammer-Sektors in der xz -Ebene.

$$\begin{aligned}
& + \left[\tan \varphi - \frac{8s_g}{L_w^2} z_0 \tan(\Theta - 90^\circ) \cos \beta - \frac{\Delta y z_0}{L_w x_l} - \frac{\Delta y}{2x_l} + \frac{\Delta y_{11} - \Delta y_{12}}{x_l} + \right. \\
& \quad \left. \frac{(\Delta y_{21} - \Delta y_{11}) \tan(\Theta - 90^\circ)}{L_w} - \frac{2(s_1 + s_2)}{x_l} - \frac{4(s_2 - s_1) z_0}{L_w x_l} \right] x^1 \\
& + \left[\frac{\Delta y \tan(\Theta - 90^\circ)}{L_w x_l} + \frac{4s_g}{L_w^2} \tan^2(\Theta - 90^\circ) \cos \beta + \frac{4(s_2 - s_1) \tan(\Theta - 90^\circ)}{L_w x_l} + \right. \\
& \quad \left. \frac{4(s_2 - s_1) z_0}{L_w x_l^2} + \frac{2(s_1 + s_2)}{x_l^2} \right] x^2 \\
& + \left[-\frac{4(s_2 - s_1)}{L_w x_l^2} \tan(\Theta - 90^\circ) \right] x^3 \tag{151}
\end{aligned}$$

Die Struktur entspricht einem Polynom 3. Ordnung: $y_d(x) = c_0 x^0 + c_1 x^1 + c_2 x^2 + c_3 x^3$ mit den Koeffizienten c_i . Die zuvor gerade Spur erhält nun zusätzliche quadratische und kubische Beiträge, die für eine scheinbare Verkrümmung verantwortlich sind. Im quadratischen Term sind sowohl der Gravitationsdurchhang s_g als auch die Torsion Δy und die Kammsagitta s_1, s_2 enthalten, im kubischen Term allein die Kammsagitta.

Eine Abschätzung zeigt, daß für eine Kammsagitta unterhalb von $100 \mu m$ der Beitrag des kubischen Terms nur gering ist und maximale Abweichungen in der 3. Ordnung von nur wenigen μm auftreten. Der kubische Term wird daher vernachlässigt. Wichtig für den systematischen Impulsfehler ist der quadratische Beitrag bzw. die Sagitta s , die sich unmittelbar aus dem Parameter c_2 ergibt:

$$s = c_2 \frac{x_l^2}{4} \tag{152}$$

Der Parameter c_2 aus [151] läßt sich dabei als Funktion des Θ -Winkels beschreiben mit $z_0 = z_v - x_1 \tan(\Theta - 90^\circ)$.

$x_1 = 255 \text{ mm}$ Abstand des ersten Drahts vom Vertex

$z_v = 150 \text{ mm}$ z -Position des steuerbaren Spiegels¹¹⁵

$$\begin{aligned}
c_2 &= \left[\frac{4z_v}{L_w x_l^2} (s_2 - s_1) + \frac{2}{x_l^2} (s_1 + s_2) \right] \\
&+ \left[\frac{\Delta y + 4(s_2 - s_1)}{L_w x_l} - \frac{4x_1}{L_w x_l^2} (s_2 - s_1) \right] \tan(\Theta - 90^\circ) \\
&+ \left[-\frac{4 \cos \beta}{L_w^2} s_g \right] \tan^2(\Theta - 90^\circ)
\end{aligned} \tag{153}$$

Der Koeffizient c_2 und der systematische Sagittafehler ist damit in quadratischer Form vom Spurlinienwinkel Θ abhängig:

$$\frac{4s}{x_l^2} = c_2 = b_0 + b_1 \tan(\Theta - 90^\circ) + b_2 \tan^2(\Theta - 90^\circ) \tag{154}$$

Dies bietet die Möglichkeit, die Parameter b_i bzw. daraus $\Delta y, s_g, s_1, s_2$ über Messungen der Spurlinien-Sagitta s bei verschiedenen Θ -Winkeln zu bestimmen. Aus der Anpassung an die Meßdaten werden jedoch nur 3 Koeffizienten b_0, b_1, b_2 bestimmt. Da insgesamt 4 Parameter die Spurlinienverkrümmung durch die Drahtebene beschreiben, handelt es sich um ein unterbestimmtes System mit einem frei wählbaren Parameter.

Die Verkrümmung der Kämme wird im Gegensatz zu Δy und s_g durch 2 Parameter beschrieben: s_1, s_2 . Es erscheint daher sinnvoll, einen der beiden Kamm-Parameter festzulegen, z.B. durch Setzen von $s_1 = 0$. Die kombinierte Wirkung der beiden Kammverkrümmungen wird dann nur noch durch den Parameter s_2 beschrieben, der die ursprüngliche direkte Bedeutung der Sagitta des 2. Kamms verliert.

Am FSP wurden Meßreihen bei drei verschiedenen Θ -Winkeln durchgeführt. Die gemessenen Driftzeiten wurden um die FADC-Clockfrequenz, die elektronischen Zeitnullpunkte, den mechanischen Drahtversatz und die elektro-statische Abstoßung korrigiert und mit Hilfe einer mittleren Driftgeschwindigkeit von $v_d = 54 \mu\text{m}/\text{nsec}$ die Driftstrecke berechnet. Abbildung 118 zeigt die gemessenen mittleren Abweichungen $y_{\text{meas.}} - y_{\text{fit}}$ der Spur von einer Geraden, die sogenannten Residuen. Es wird deutlich, daß mit größerem Θ -Winkel eine stark zunehmende Verkrümmung zu beobachten ist.

Die Anpassung einer Parabel an die Spuren liefert Ergebnisse für die Sagitta, die in Tabelle 21 zusammengestellt sind. Danach zeigt eine Laserspur bei einem Winkel von $\Theta = 135^\circ$ eine Sagitta von fast $200 \mu\text{m}$. Eine geladene Teilchenspur von $p = 50 \text{ GeV}/c$ im Magnetfeld von 4 kG besitzt im Vergleich dazu eine Sagitta von $758 \mu\text{m}$ mit einem Fehler von ca. $35 \mu\text{m}$ oder entsprechend 4.5 % in der OPAL-Jetkammer¹¹⁶ (vergleiche auch Abschnitt 2.4.1 und 6.5.1). Damit ist die gemessene Verkrümmung mehr als fünffach höher als die erreichbare Sagittaauflösung und würde ohne Korrektur zu einem systematischen, nicht akzeptablen Impulsfehler von mehr als 25 % führen.

Aus der gemessenen Sagitta in Tabelle 21 lassen sich mit Hilfe einer Anpassung¹¹⁷ an [154] die Parameter zur Beschreibung der Drahtebene gewinnen, die Tabelle 22 zeigt.

Sowohl die Kammsagitta als auch der Gravitationsdurchhang der bei den Messungen horizontal liegenden Anodenebene entsprechen in der Größenordnung den Erwartungen. Nach den vorherigen

¹¹⁵ Bei den FSP-Messungen am Teststrahl wurde exakt in Vertex-Position $z = 0$ in den FSP eingeschossen. Damit der steuerbare Spiegel für den Laserstrahl nicht störend wirkt, wurde er um 150 mm in der z -Richtung versetzt. Normalerweise ist der Ausgangspunkt der Spur der Vertex und es gilt $z_v = 0$.

¹¹⁶ Es werden 159 Spurlinien mit einer Ortsauflösung von $120 \mu\text{m}$ angenommen.

¹¹⁷ Da nur 3 Meßpunkte zur Bestimmung der 3 Parameter b_i vorlagen, stellen die berechneten Parameter eine exakte Lösung dar, so daß die Angabe von Fehlern hier nicht möglich ist.

FIELD SCAN E=940 V/cm $\varphi=1.5^\circ$

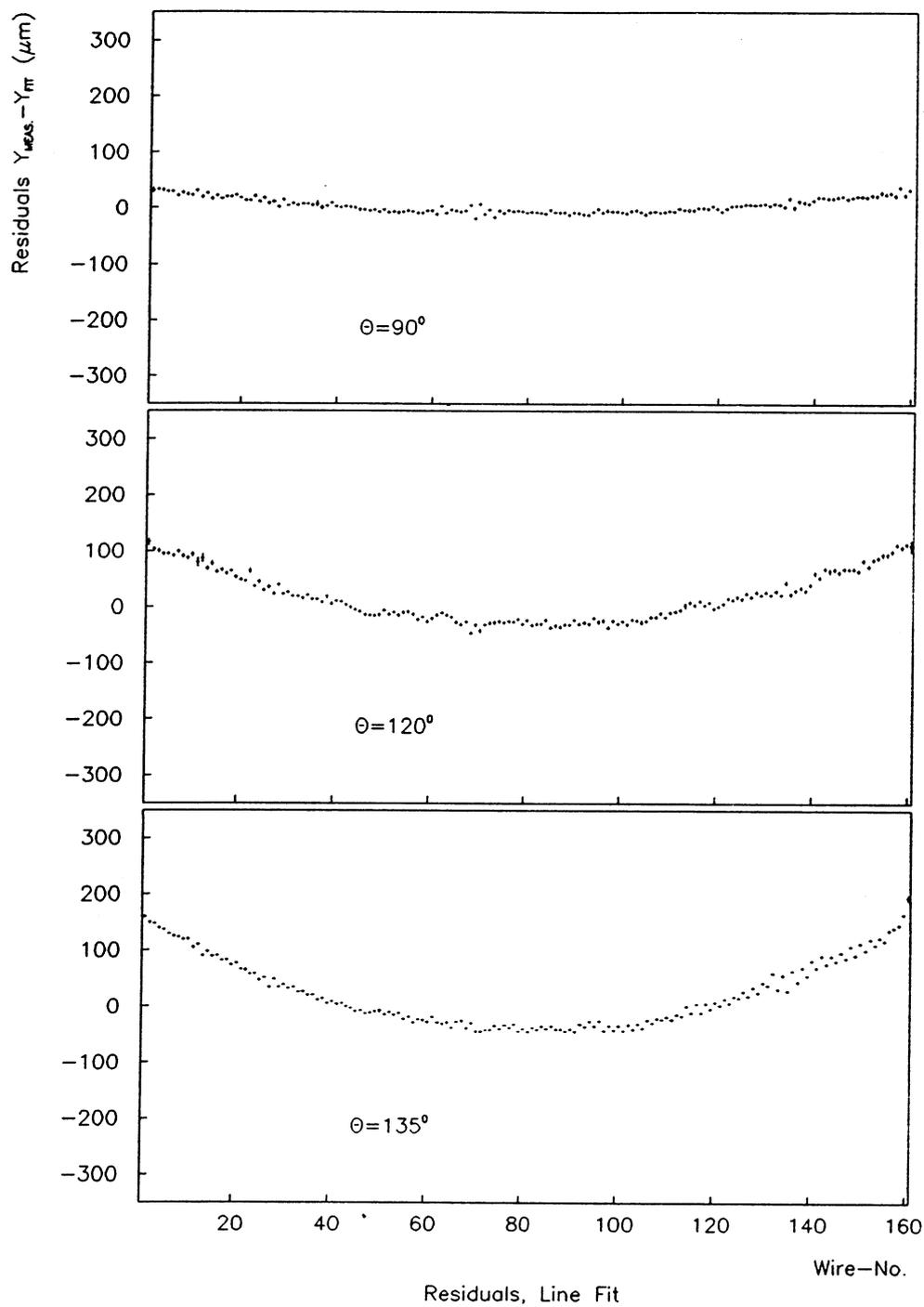


ABBILDUNG 118: Spurresiduen einer Geradenanpassung bei $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$.

RUN	Θ	Sagitta s	σs
645	90°	-39.9 μm	3.1 μm
641	120°	-134.1 μm	4.3 μm
644	135°	-191.9 μm	2.8 μm

TABELLE 21: Gemessene Sagitta für $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$.

Torsion Δy	+1.549 mm
Gravitationsdurchhang s_g	-0.170 mm
Kammsagitta s_1	± 0.000 mm (festgelegt)
Kammsagitta s_2	+0.074 mm

TABELLE 22: Parameter der Anodendraht-Ebene aus gemessener Spursagitta.

optischen Vermessungen sollte die Kammsagitta geringer als $\pm 100 \mu m$ sein und ist in Übereinstimmung mit der Lasermessung. Der nominelle Gravitationsdurchhang der Anodendrähte liegt im Bereich von $-190 \mu m$, eine ebenfalls gute Übereinstimmung. Eine extreme Abweichung ist jedoch bei der Torsion Δy festzustellen. Der Wert der Lasermessung liegt mit mehr als 1.5 mm erheblich über dem Ergebnis der vorherigen optischen Vermessung von $\pm 200 \mu m$.

Aufgrund der Laser-Ergebnisse wurde die optische Vermessung der Torsion der Endplatten wiederholt. Im Gegensatz zur ursprünglichen Vermessung *außerhalb* des Drucktanks wurde jedoch nun die Torsion der Endplatten *innerhalb* des Drucktanks bestimmt. Es zeigte sich, daß durch die Verschraubung von Jetkammer mit Drucktank und Drucktankflanschen eine zusätzliche Torsion der Endplatten auftrat, die laut nachträglicher Vermessung $+1.34 \pm 0.2$ mm betrug [Heuer86]. Damit stimmen Lasermessung und optische Vermessung überein.

Die Ergebnisse zeigen, daß mit Hilfe eines geraden Laserstrahls und durch Messung seiner Verkrümmung als Funktion des Θ -Winkels die Geometrie der Drahtebene und die relativen Abweichungen der Drahtpositionen zur Idealfläche gut bestimmt werden können. Als Konsequenz der großen festgestellten Torsion beim FSP wurden für die OPAL-Jetkammer intensive optische Vermessungen durchgeführt, auch nach Montage in den Drucktank. Es konnte sichergestellt werden, daß selbst nach größeren Bewegungen der Kammer und Montagen die Torsion der Endplatten unterhalb von 0.2 mm blieb.

Die Folge einer großen unkorrigierten Torsion wird abschließend in Abbildung 119 deutlich. Dort ist der systematische Sagittafehler als Funktion des Θ -Winkels für die beim FSP bestimmten Parameter aufgetragen. Je nach Θ -Winkel beträgt der systematische Sagittafehler mehr als 300 μm asymmetrisch für Vorwärts-/Rückwärtsrichtung.

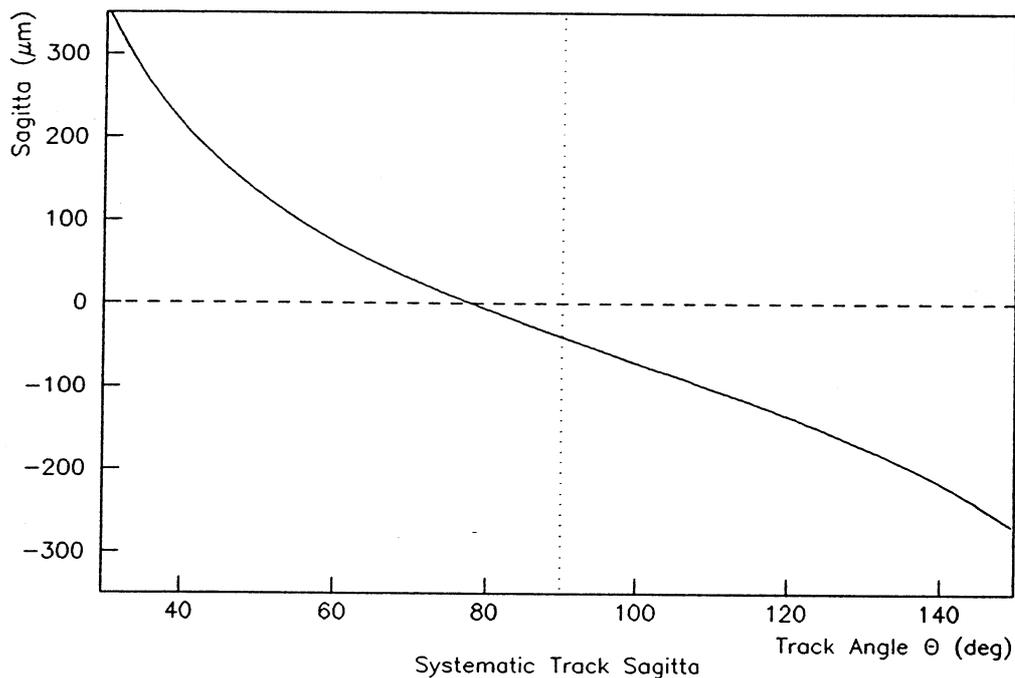


ABBILDUNG 119: Systematischer Sagittafehler als Funktion des Θ -Winkels beim FSP.

6.4 Feldinhomogenitäten

Nach der Bestimmung der elektronischen Kalibrationsgrößen wie FADC-Clockfrequenz, Zeitnullpunkt und der mechanischen Konstanten und Parameter wie Drahtversatz und Geometrie der Drahtebene kann nun die Jetkammer nach möglichen Feldinhomogenitäten untersucht werden.

Feldinhomogenitäten des Driftfelds verursachen Abweichungen von einer geraden Spur und Änderungen der Driftgeschwindigkeit, die beide mittels Lasermessungen erkannt werden können. Besonders in den Randbereichen der Jetkammer nahe den innersten und äußersten Drähten muß mit Feldinhomogenitäten gerechnet werden.

Der Feldabschluß für die inneren Drähte erfolgt wie in Abschnitt 4.1 über den Aufbau des FSP beschrieben mit Hilfe von Felddrähren. Den Abschluß bei den äußeren Drähten bildet der sogenannte Barrel-Fielddegrader, eine 6 mm dicke glasfaserverstärkte Epoxyharz-Platte, mit herausgeätzten Streifen auf der Kammerseite und einer Kupferfläche auf Massepotential an der Außenseite.

Um Feldstörungen in den Randbereichen zu minimieren, besonders aber zur Angleichung der Gasverstärkungen der inneren und äußeren Signaldrähte, werden der erste und der letzte Draht der Anodenebene, die sogenannten BIAS-Drähte, auf einem gesonderten Potential betrieben. Feldrechnungen ergaben eine optimale Spannung von $U_{BIAS} = 1300 \text{ V}$ für diese Drähte.

Versuchsweise wurden Meßreihen auch bei anderen BIAS-Spannungen aufgenommen bei einem φ -Winkel von 1.5° , um den Einfluß auf Spuren nahe der Anodenebene zu studieren. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wurde zusätzlich das Driftfeld auf 780 V/cm erniedrigt, unterhalb des Maximums der Driftgeschwindigkeit. Abbildung 120 zeigt für drei verschiedene BIAS-Spannungen die Differenz der gemessenen Spurresiduen zur Normaleinstellung von 1300 V im Bereich der äußeren

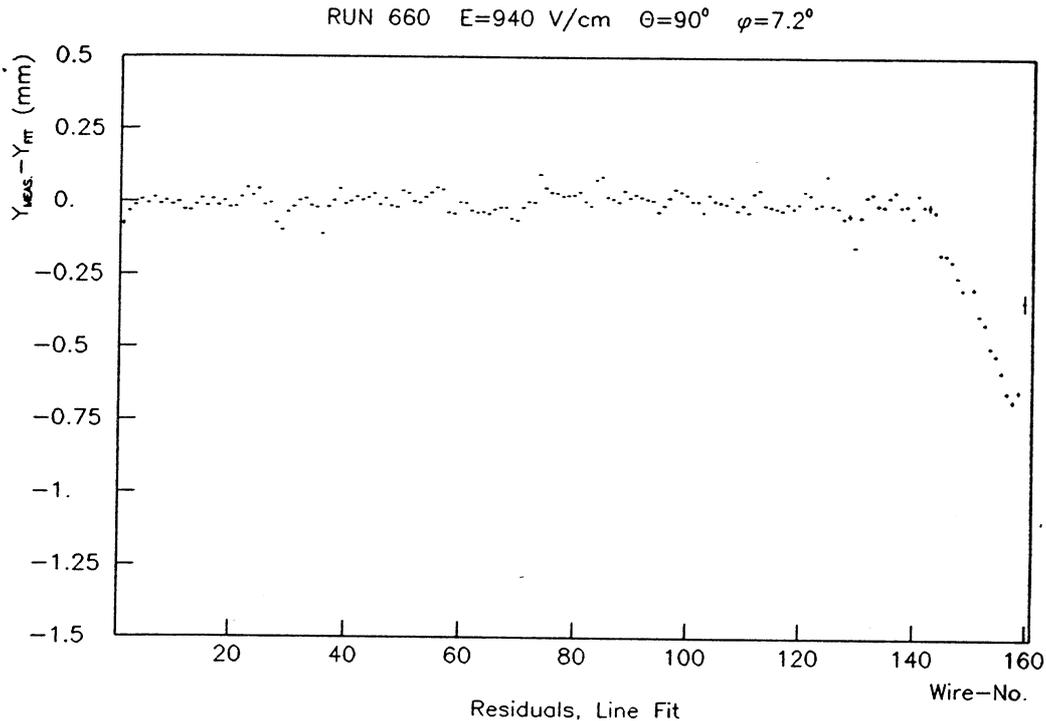


ABBILDUNG 121: Residuen einer geraden Laserspur für einen Spurwinkel von $\varphi = 7.2^\circ$. Die Messung wurde unmittelbar nach Einschalten der Hochspannung durchgeführt.

Neben der Spurabweichung sollte sich eine Feldinhomogenität auch in der Driftgeschwindigkeit bemerkbar machen. Bereits in Abschnitt 5.6.5 über die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wurde angedeutet, daß geringe Abweichungen von der konstanten Driftgeschwindigkeit im Bereich der äußeren Drähte bestehen. Abbildung 122 zeigt im vergrößerten Maßstab die Driftgeschwindigkeit im Bereich der letzten Drähte für RUN 660, deren Spurresiduen bereits in Abbildung 121 dargestellt waren.

Im Bereich der letzten Drähte ist ein leichter Anstieg der Driftgeschwindigkeit erkennbar, der im Gegensatz zur Abweichung der Spurresiduen jedoch erst ab Draht 150 einsetzt. Trotz des im Vergleich zu den Spurresiduen weniger deutlichen Effekts treten damit auch bei der Driftgeschwindigkeit Abweichungen bei den letzten Drähten in Nähe des Barrel-Degraders auf. Der Mittelwert der Driftgeschwindigkeit über die Drähte 113 – 140 beträgt $54.060 \mu\text{m}/\text{nsec}$. Für Draht 156 ergibt sich ein Wert von $54.33 \mu\text{m}/\text{nsec}$, d.h. ein Anstieg um $0.27 \mu\text{m}/\text{nsec}$ oder 0.5%.

Das Vorzeichen der Abweichung steht damit im Einklang mit der Abweichung der Spurresiduen. Einer höheren Driftgeschwindigkeit entspricht bei gleicher Driftstrecke eine kürzere Driftzeit und im Residuum $y_{\text{meas.}} - y_{\text{fit}}$ ein negatives Vorzeichen. Die Ergebnisse sind damit konsistent. Unklar bleibt jedoch zunächst, warum die Driftgeschwindigkeit generell ansteigt. Da das Driftfeld der Jetkammer mit $E = 940 \text{ V}/\text{cm}$ so gewählt ist, daß die Driftgeschwindigkeit ein Maximum annimmt, sollte jede Art der Driftfeldänderung, unabhängig von Anstieg oder Abfall zu einer niedrigeren Driftgeschwindigkeit führen, im Widerspruch zur Messung.

Wenn die Abweichungen in der Nähe des Barrel-Felddegraders durch Feldinhomogenitäten verursacht werden, reicht eine Betragsänderung des Driftfelds allein nicht aus. In folgenden Abschnitt wird daher auf die Eigenschaften des Barrel-Degraders näher eingegangen und gezeigt, daß durch

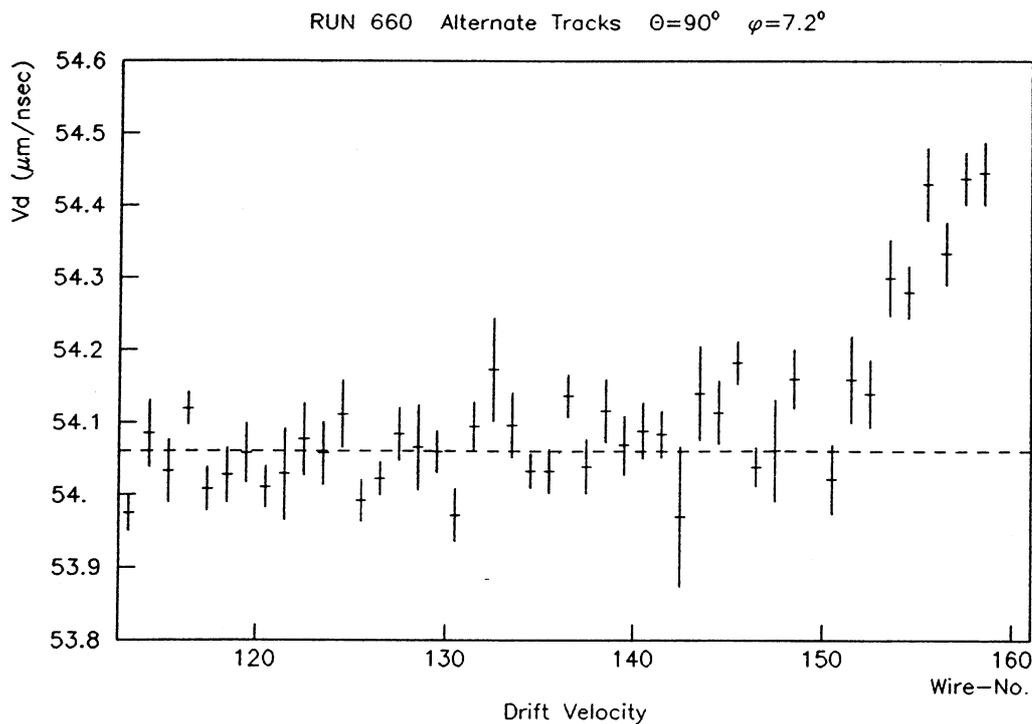


ABBILDUNG 122: Driftgeschwindigkeit im Bereich der letzten Drähte und Mittelwert über die Drähte 113 - 140.

geänderte Driftwege die Abweichungen bei den letzten Drähten erklärbar sind.

6.4.2 Der Barrel-Fielddegrader

Wie bereits beschrieben, besteht der Barrel-Fielddegrader aus einer glasfaserverstärkten Epoxydharz-Platte von 6 mm Dicke, deren Aufbau Abbildung 123 zeigt. Auf der Kammerseite be-

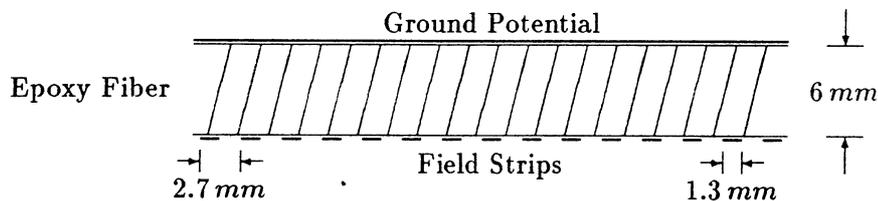


ABBILDUNG 123: Aufbau des Barrel-Fielddegraders im Maßstab 2:1.

finden sich herausgeätzte Kupfer-Streifen einer Breite von 1.3 mm mit einem nominalen Abstand¹¹⁹

¹¹⁹Der Abstand in der OPAL-Jetkammer beträgt 2.54 mm = 1/10".

von 2.655 mm und einem Streifen-Zwischenraum von ca. 1.35 mm. An diese Feld-Streifen ist über eine Widerstandskette ein von der Kathoden- bis zur Anodenebene stufenweise abfallendes Potential gelegt, so daß in größeren Entfernungen ein konstantes Driftfeld generiert wird. Das maximale Potential beträgt 26.4 kV.

Um unkontrollierte Aufladungen und Entladungen zu vermeiden, befindet sich auf der Außenseite der Platte eine geschlossene Kupferfläche auf Massepotential. Die notwendige äußere Massefläche übt jedoch einen Einfluß auf die innere Feldstruktur aus. Da die Streifen wegen des notwendigen Isolationsraums nicht beliebig dicht aneinander gereiht werden können und ein Zwischenraum von 1.35 mm besteht, wird das Massepotential nicht vollständig durch die Streifen abgeschirmt.

Dieses Verhalten wird als "Durchgriff" des Massepotentials auf das innere Driftfeld bezeichnet. Das effektive wirksame Potential $V_{eff}(y)$ auf dem Barrel-Degrader im Abstand y von der Anodenebene ist um den Durchgriff-Faktor D vom angelegten Potential $V(y)$ reduziert:

$$V_{eff}(y) = D \cdot V(y) \quad (155)$$

Die Größe des Durchgriffs ist abhängig vom Verhältnis aus Streifenbreite und Breite des Zwischenraums, dem Abstand zur Masseebene und der Dielektrizitätskonstanten des Isolatormaterials.¹²⁰

Eine weitere Abhängigkeit besteht von der Oberflächen-Leitfähigkeit des Streifen-Zwischenraums. Bei hoher Oberflächen-Leitfähigkeit wird die Abschirmwirkung verstärkt und der Durchgriff vermindert. Ein erhöhter Wasseranteil im Kammergas erzeugt einen mikroskopisch dünnen Wasserfilm auf dem Streifen-Zwischenraum, so daß sich die Leitfähigkeit vergrößert. Messungen von J. Ludwig [Lud86] mit einem E-Feld-Meter, einem Gerät zur Messung elektrischer Felder, zeigten eine deutliche Abhängigkeit des Durchgriffs vom Wasseranteil des Kammergases (siehe Abbildung 124).

Der Aufbau des Wasserfilms und weitere Aufladeerscheinungen im Dielektrikum des Barrel-Felddegraders nach Einschalten der Hochspannung bewirken jedoch eine Zeitabhängigkeit des Durchgriffs, die ebenfalls mit Hilfe des E-Feld-Meters nachgewiesen wurde. Die Größenordnung der Aufladezeiten entsprechen der Zeitkonstanten, die mit den Lasermessungen beobachtet wurde. Der Durchgriff selbst erreicht Werte zwischen 1 % und 2 %.

6.4.3 Einfluß des Durchgriffs auf das Driftfeld

Die Auswirkungen des Durchgriffs auf das innere Driftfeld zeigt schematisch Abbildung 125. Dargestellt ist der Verlauf der Äquipotentiallinien in der Nähe des Barrel-Felddegraders. Zur Erzeugung eines homogenen Driftfelds verlaufen die Äquipotentiallinien im Normalfall parallel zur Anodendrahtebene. Wegen des Durchgriffs ist jedoch das effektive Potential $V_{eff}(y)$ auf dem Barrel-Felddegrader geringer als bei einer Äquipotentiallinie im gleichen Abstand y zur Anodenebene. Das der Äquipotentiallinie entsprechende Potential auf dem Degrader ist in Richtung auf die Kathode verschoben.

Aufgrund des Durchgriffs werden alle Äquipotentiallinien in Richtung zur Kathode hin abgelenkt. Die dazu senkrecht stehenden Feldlinien, die ohne anliegendes Magnetfeld mit den Driftwegen identisch sind, verlaufen daher nicht mehr senkrecht zur Anodenebene, sondern um einen Winkel δ , abhängig von der Entfernung y , gedreht.

Für die Messung der Driftgeschwindigkeit mit Hilfe des Laserdoppelstrahls ist damit eine wichtige Annahme nicht mehr erfüllt. Für den Doppelstrahlabstand in Driftrichtung Δs_d , der wegen des Spürwinkels φ vom gemessenen Doppelstrahlabstand Δs abweicht, wurde vorausgesetzt, daß die Driftrichtung der Elektronen senkrecht zur Anodenebene verläuft. Die Auswirkung einer Drehung des Driftwegs auf die Driftgeschwindigkeitsmessung zeigt Abbildung 126a.

¹²⁰ Für das beim FSP verwendete Epoxyd-Material gilt: $\epsilon_r \approx 5.6$

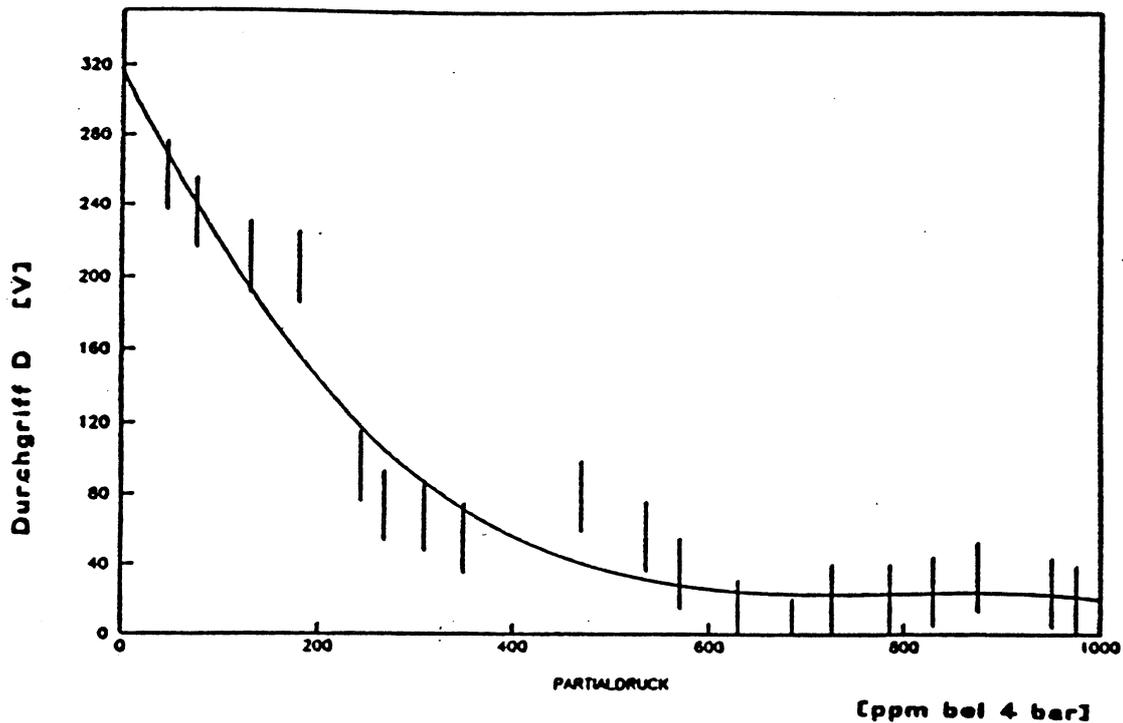


ABBILDUNG 124: Durchgriff des Barrel-Fielddegraders als Funktion des Wasseranteils im Kammergas [Lud86]. Der Wasseranteil im FSP und in der OPAL-Jetkammer beträgt ca. 500 ppm.

Der wahre Doppelstrahlabstand $\Delta \bar{s}_d$ in der um den Winkel δ gedrehten Driftichtung ergibt sich als:

$$\Delta \bar{s}_d = \Delta s_d \frac{\cos \varphi}{\cos(\varphi - \delta)} \quad (156)$$

In RUN 660 (siehe Abbildung 122) wurde für Draht 156 eine Erhöhung der Driftgeschwindigkeit gegenüber den inneren Drähten von 0.5% bei einem Spurwinkel von $\varphi = 7.2^\circ$ gemessen. Unter Benutzung von [156] läßt sich daraus der Drehwinkel des Driftfelds zu $\delta = 2.8^\circ$ bestimmen.

Zur Berechnung der Spurabweichung sind Annahmen über den Verlauf des Driftwegs erforderlich. Feldberechnungsprogramme sind in der Lage, den Driftweg unter Berücksichtigung des Durchgriffs zu bestimmen. Im Hinblick auf eine Parametrisierung und Korrektur der Spurabweichung muß jedoch von einfachen Überlegungen über den Driftweg ausgegangen werden, um die Größenordnung der zu erwartenden Abweichung abzuschätzen.

Die Differenz zwischen angelegtem Potential $V(y)$ und dem effektiven Potential $V_{eff}(y)$ des Barrel-Fielddegraders wächst wegen des konstanten Durchgriffs mit zunehmender Entfernung y linear an:

$$(V - V_{eff})(y) = \Delta V(y) \propto y \quad (157)$$

Der Drehwinkel der Feldlinien δ oder gleichermaßen der Äquipotentiallinien läßt sich für kleine Winkel als proportional zur Potentialdifferenz ΔV und damit ebenfalls proportional zur Entfernung

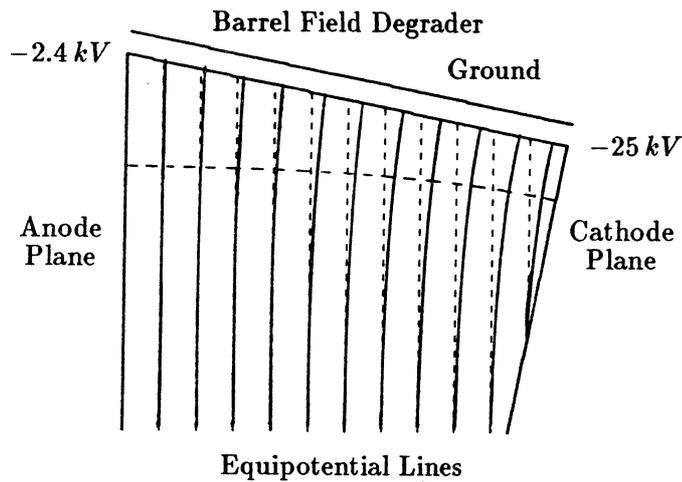


ABBILDUNG 125: Wirkung des Durchgriffs auf die Äquipotentiallinien nahe des Barrel-Felddegraders.

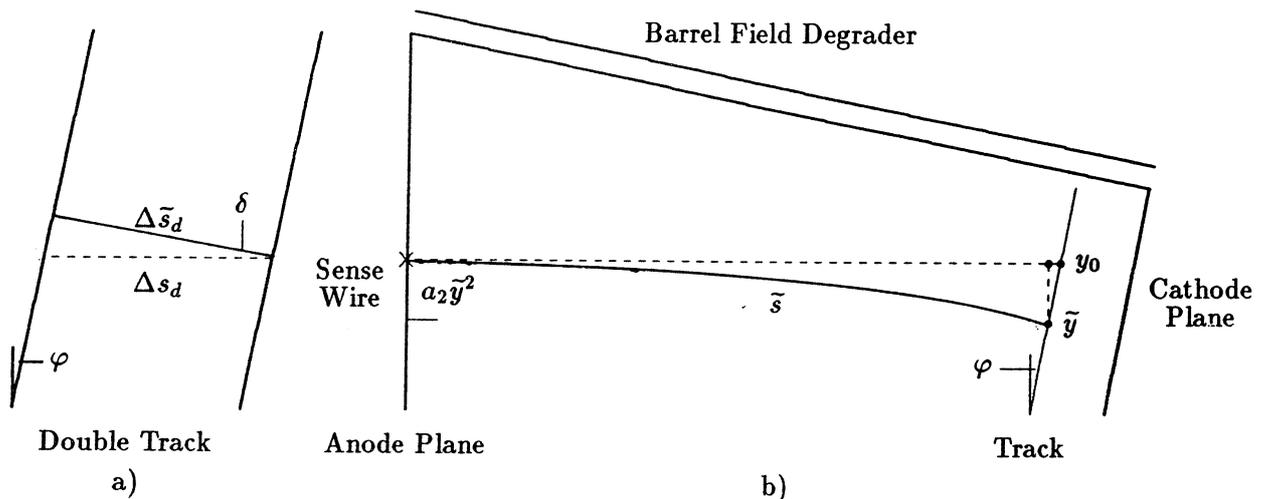


ABBILDUNG 126: Auswirkung der Driftfelddrehung auf Driftgeschwindigkeitsbestimmung (a) und Spurresiduum (b).

annehmen:¹²¹

$$\delta \approx \tan \delta = \frac{dx}{dy} \propto \Delta V(y) \propto y \quad (158)$$

Es ergibt sich daraus eine einfache Differentialgleichung mit der Proportionalitätskonstanten $2 a_2$:

$$dx = 2 a_2 y dy \quad (159)$$

¹²¹Wegen des Koordinatensystems der Jetkammer sind gegenüber der normalen Notation x - und y -Achse vertauscht.

Die Lösung durch Integration mit der Integrationskonstanten a_0 führt zu einer *Parabel* $p(y)$ als Driftweg unter Einfluß des Durchgriffs:

$$x = p(y) = a_0 + a_2 y^2 \quad (160)$$

Ohne Durchgriff bei senkrecht zur Anodenebene stehenden Feldlinien legen die Elektronen eine Driftstrecke y_0 von der unter einem Winkel φ einlaufenden Spur zurück (siehe Abbildung 126b). Mit Durchgriff stammen die Elektronen jedoch von einem Punkt \tilde{y} und legen einen Driftweg zurück, welcher der *Bogenlänge* \tilde{s} der Driftkurve bis zum Draht entspricht. Die Differenz $\Delta y_s = \tilde{s} - y_0$ entspricht der gemessenen Abweichung von der geraden Spur, dem Residuum.

Die Bogenlänge \tilde{s} der Driftkurve $p(y)$ zwischen dem Punkt \tilde{y} und dem Draht ($y = 0$) ist definiert als:

$$\tilde{s} = \int_0^{\tilde{y}} \sqrt{1 + p'(y)^2} dy \quad \text{mit} \quad p'(y) = 2 a_2 y \quad (161)$$

Als Lösung des Integrals erhält man:

$$\tilde{s} = a_2 \tilde{y} \sqrt{\frac{1}{4a_2^2} + \tilde{y}^2} + \frac{1}{4a_2} \operatorname{arcsinh}(2a_2 \tilde{y}) \quad (162)$$

Zur Berechnung der Bogenlänge müssen der Parameter a_2 und der wahre Startort der Elektronen \tilde{y} bekannt sein. Aus der Driftgeschwindigkeitsmessung ist der Drehwinkel δ am Punkt \tilde{y} bekannt und es gilt:

$$\tan \delta = p'(\tilde{y}) = 2 a_2 \tilde{y} \quad (163)$$

Der Spurwinkel φ läßt sich schreiben als (siehe Abbildung 126b):

$$\tan \varphi = \frac{y_0 - \tilde{y}}{a_2 \tilde{y}^2} \quad (164)$$

Daraus erhält man schließlich für die Startkoordinate \tilde{y} und den Parameter a_2 :

$$\tilde{y} = \frac{2 y_0}{2 + \tan \varphi \tan \delta} \quad a_2 = \frac{\tan \delta}{2 \tilde{y}} \quad (165)$$

Setzt man die Werte ein, ergibt sich für Draht 156 ein Driftwegunterschied $\Delta y_s = \tilde{s} - y_0$ von $-612 \mu m$. Der gemessene Wert aus RUN 660 (siehe Tabelle 23) betrug $-649 \mu m$ und ist damit konsistent mit dem erwarteten Wert.

Für eine Parametrisierung der Spurabweichungen ist [165] weniger geeignet, da der Drehwinkel δ bekannt sein muß, der hier aus zusätzlichen Driftgeschwindigkeitsmessungen gewonnen wurde. [165] läßt sich jedoch unter Benutzung von $\tan \delta = 2a_2 \tilde{y}$ umschreiben zu einer quadratischen Gleichung:

$$a_2 \tan \varphi \tilde{y}^2 + \tilde{y} - y_0 = 0 \quad (166)$$

mit der Lösung:

$$\tilde{y}_{1,2} = -\frac{1}{2 a_2 \tan \varphi} \pm \sqrt{\frac{1}{4 a_2^2 \tan^2 \varphi} + \frac{y_0}{a_2 \tan \varphi}} \quad \text{mit} \begin{cases} + \sqrt{\dots} & \text{für } \varphi > 0 \\ - \sqrt{\dots} & \text{für } \varphi < 0 \end{cases} \quad (167)$$

Eingesetzt in [162] lassen sich so auf einfache Weise die Abweichungen von einer geraden Spur $\Delta y_s = \tilde{s} - y_0$ berechnen. Δy_s ist dabei abhängig von der nominalen Driftstrecke y_0 , vom Spurwinkel φ und dem Parameter a_2 . Wichtig ist die Abhängigkeit vom Spurwinkel, der eine Korrektur der Abweichung erschwert. Der Spurwinkel φ ist erst nach einer Spurerkennung bekannt, so daß erst *nach* der Spurerkennung eine Korrektur der Spurabweichung aufgrund von Feldinhomogenitäten durchgeführt werden kann.

- Die Zunahme der Driftgeschwindigkeit um 0.5 %, der daraus bestimmte Drehwinkel $\delta = 2.8^\circ$ des Driftfelds und die unter der Annahme eines parabolischen Driftwegs übereinstimmenden erwarteten und gemessenen Spurbabweichungen von $-612 \mu m$ und $-649 \mu m$ sind damit konsistent. Der Durchgriff des Barrel-Felddegraders verursacht Feldinhomogenitäten in Form von geänderten Driftwegen, die für die beobachteten Ergebnisse verantwortlich sind. Die Zunahme der Driftgeschwindigkeit wie auch die Spurbabweichungen können allein durch die veränderte Driftgeometrie erklärt werden, der Betrag der Driftgeschwindigkeit bleibt im Rahmen der Auflösung unverändert.

Nachdem die Ergebnisse der Lasermessungen als Einfluß des Durchgriffs des Barrel-Felddegraders gedeutet wurden, konnte in nachfolgenden Feldrechnungen die Auswirkung der Feldstörungen qualitativ und quantitativ bestätigt werden [Wel87a]. Abbildung 127 zeigt das berechnete Feldlinienbild im Bereich des Barrel-Degraders. Im Vergleich zum eingezeichneten ge-

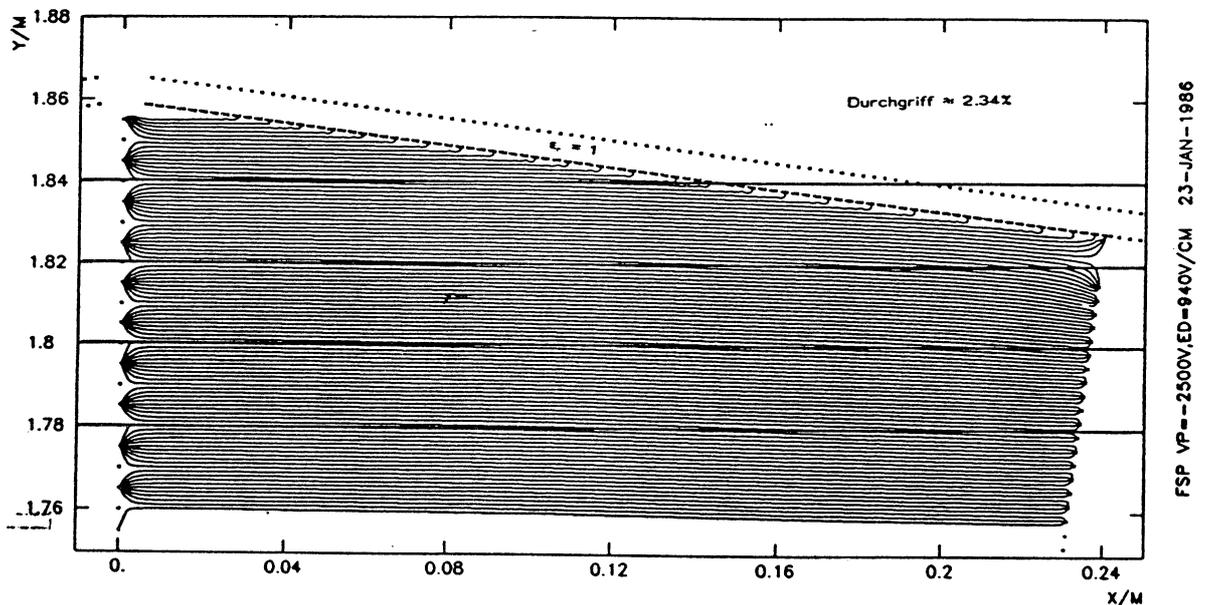


ABBILDUNG 127: Berechneter Feldlinienverlauf im Bereich des Barrel-Felddegrader unter Berücksichtigung des Durchgriffs [Wel87a].

Linke Seite: Anodenebene. Rechte Seite: Kathodenebene.

radlinigen Verlauf sind die abweichenden Feldlinien zu erkennen. Die Feldrechnungen zeigten noch einen zusätzlichen gegenüber dem Durchgriff jedoch geringen Beitrag zum Feldlinienbild. Konstruktiv bedingt bestand beim FSP zwischen Kathodenebene und Barrel-Degrader eine Lücke von drei fehlenden Kathodendrähten (Abbildung 127 rechts oben). Im Bereich der äußersten Ecke besteht dadurch eine weitere Verzerrung,¹²² der weitaus überwiegende Einfluß auf das Driftfeld im Bereich des Barrel-Degraders rührt jedoch vom Durchgriff her.

¹²²In der OPAL-Jetkammer ist die Lücke durch einen Draht im Zentrum mit einem Durchmesser von 1 mm gefüllt, der die fehlenden Drähte ersetzt und am Barrel-Degrader befestigt ist.

6.4.4 Abhängigkeit der Feldstörung von Driftstrecke und Driftfeld

Um die Feldstörungen im Bereich der letzten Drähte systematisch zu untersuchen und Daten zur Korrektur zu gewinnen, wurden verschiedene Meßreihen durchgeführt. Abbildung 128 zeigt die gemessenen Spurresiduen für die Spurwinkel $\varphi = 2.5^\circ, 3.8^\circ, 5.5^\circ, 7.2^\circ$ bei einem Driftfeld von $E = 940 \text{ V/cm}$ und einem Druck von 4 bar . Die Abbildung 129 zeigt die Spurresiduen für 800 V/cm und 3 bar Gasdruck über einen Spurwinkelbereich von 1.8° bis 6.3° in Schritten von 0.5° . Beide Meßreihen wurden bei einem festen Θ -Winkel von 120° bzw. 121° gewonnen, so daß wegen der im vorigen Abschnitt 6.3 beschriebenen Drahtgeometrie die Residuen eine globale parabolische Verkrümmung zeigen.

Für beide Meßreihen wird die Vergrößerung der Spurabweichungen mit zunehmendem φ -Winkel deutlich. Abbildung 130 und Abbildung 131 zeigen stellvertretend für alle Drähte die Spurabweichungen als Funktion der Driftstrecke von Draht 140,150 und 156.

Beiden Abbildungen ist zu entnehmen, daß größere Abweichungen erst oberhalb einer Driftstrecke von $8 \dots 10 \text{ cm}$ auftreten. Für Draht 156 ergibt sich ein Residuum von $-505 \mu\text{m}$ bei einer Driftstrecke von etwa 23 cm (siehe auch Tabelle 23). Alle Messungen wurden unter stationären Bedingungen durchgeführt, bei denen die Hochspannung ohne Unterbrechung mehrere Stunden am FSP anlag.

Mit Hilfe von [162,167] und den gemessenen Spurabweichungen als Funktion der Driftstrecke und des Spurwinkels läßt sich eine Anpassung durchführen, die für jeden der äußeren Drähte den Parameter a_2 bestimmt. Damit erhält man einen Satz von Kalibrationskonstanten, welche die Spurabweichungen ausreichend beschreiben und zur Korrektur benutzt werden.

Daß besonders eine starke Abhängigkeit der Spurabweichungen vom Spurwinkel vorliegt, zeigt deutlich Abbildung 132, in der die Spurabweichung für die Drähte 150 und 156 als Funktion des Spurwinkels φ aufgetragen ist. Bei größeren Spurwinkeln treten bei Draht 156 Abweichungen von mehr als 2 mm auf.

Weitere Meßreihen am FSP dienen zur Untersuchung der Spurabweichung in Abhängigkeit vom Driftfeld. Bei kleinerem Driftfeld wird eine geringere Kathodenspannung benötigt, so daß der Durchgriff des Barrel-Felddegraders sich weniger stark auswirkt. Andererseits wird bei verändertem Driftfeld das Maximum der Driftgeschwindigkeit verlassen, so daß die Sensitivität auch auf kleinere Feldstörungen steigt. Zur Messung des resultierenden Effekts wurde bei einem konstanten Spurwinkel von $\varphi = 7.2^\circ$ das Driftfeld im Bereich von 780 V/cm bis 1000 V/cm in Schritten von 20 V/cm variiert. Abbildung 133 zeigt die mittleren Residuen aller Meßreihen.

Es wird deutlich, daß die Spurabweichungen mit kleinerem Driftfeld zurückgehen, so daß die Verminderung des Durchgriffs gegenüber der größeren Sensitivität auf Feldstörungen überwiegt. Bei allen Messungen wurde zur Korrektur des Drahtversatzs die gemessenen Werte bei einem Driftfeld von 940 V/cm benutzt. Dadurch ist die mit dem Driftfeld variierende elektro-statische Abstoßung ebenfalls in Form von alternierenden Residuen z.B. bei 780 V/cm zu erkennen.

Die Residuen als Funktion des Driftfelds zeigt Abbildung 134 für Draht 140,150 und 156. Gegenüber dem normalen Driftfeld von 940 V/cm gehen die Spurabweichungen für Draht 156 bei 780 V/cm auf ein Drittel zurück und betragen nur noch ca. $-100 \mu\text{m}$.

Obwohl die Verringerung der Feldstörungen bei kleinerem Driftfeld Vorteile bietet, muß jedoch beachtet werden, daß bei kleinerem Driftfeld *global* die Driftgeschwindigkeit weitaus sensitiver auf äußere Effekte, wie dem Wasseranteil, reagiert (siehe Abbildung 41). Zudem wächst im Magnetfeld der Lorentzwinkel bei kleinerem Driftfeld an und wirkt sich nachteilig aus. Ein höheres Driftfeld ist daher trotz größerer Feldstörungen vorzuziehen.

6.4.5 Feldstörungen bei einem Glas-Felddegrader

Zum Abschluß dieses Abschnitts werden weitere Ergebnisse von Testmessungen am FSP diskutiert. Gewöhnlich bestehen die feldformenden Teile einer Jetkammer, wie des FSP und der OPAL-

PHI SCAN $E=940 \text{ V/cm}$ $\theta=120^\circ$

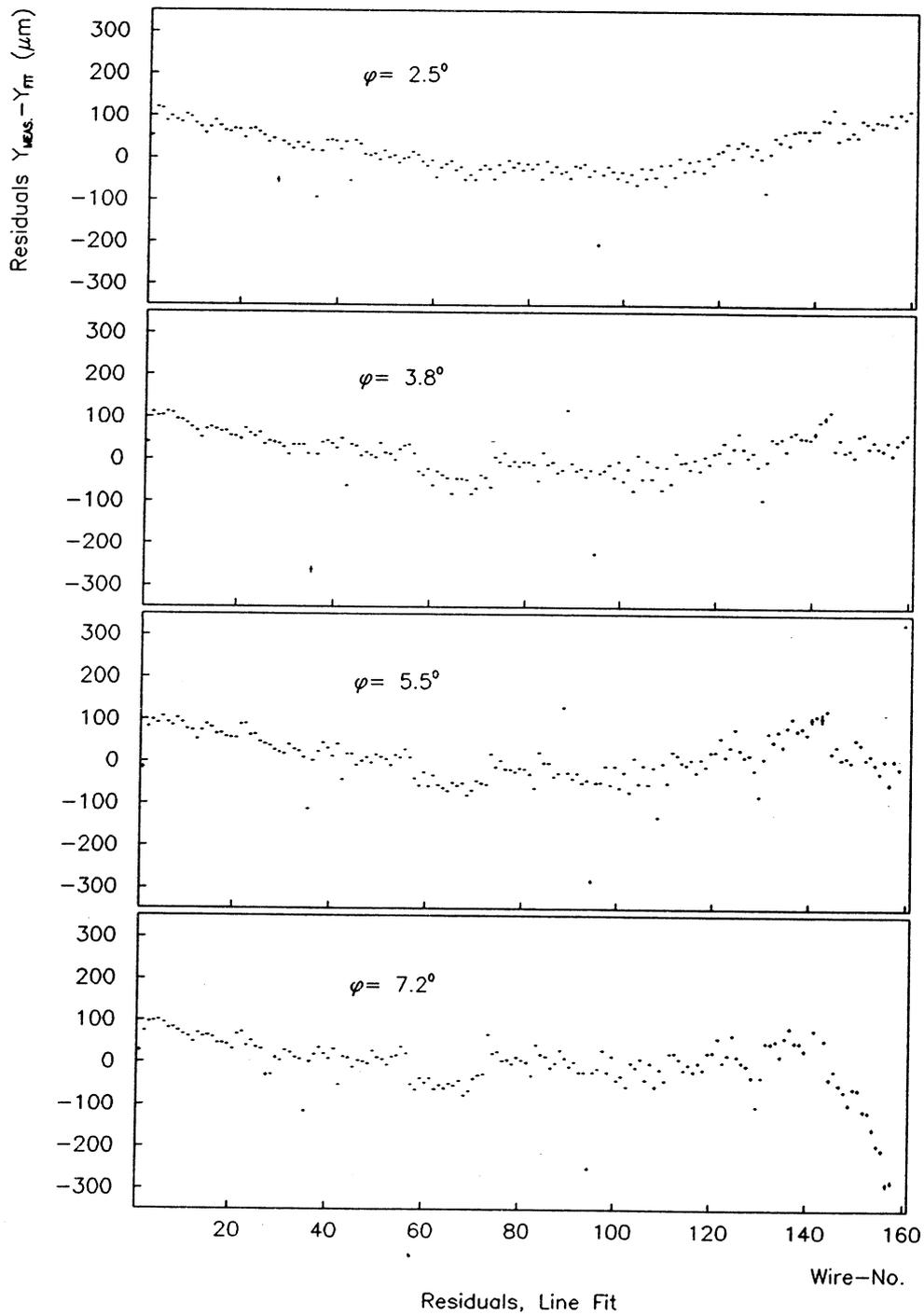


ABBILDUNG 128: Spurresiduen für $\varphi = 2.5^\circ, 3.8^\circ, 7.2^\circ$ bei $E = 940 \text{ V/cm}$ und 4 bar . Wegen der Verkrümmung der Drahtebene zeigen die Residuen eine globale parabolische Verkrümmung.

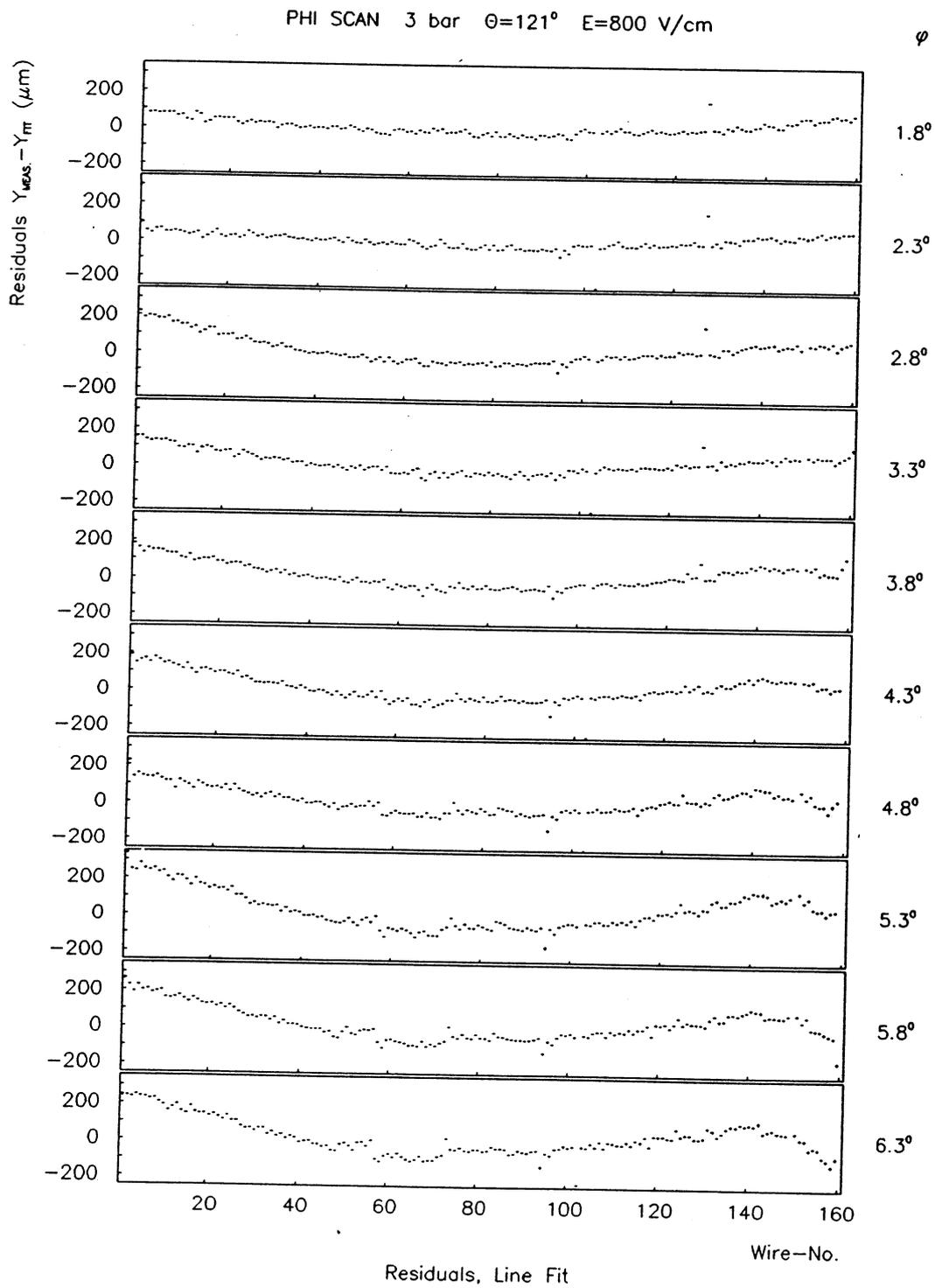


ABBILDUNG 129: Spurresiduen für $\varphi = 1.8^\circ - 6.3^\circ$ in Schritten von 0.5° bei $E = 800$ V/cm und 3 bar. Wegen der Verkrümmung der Drahtebene zeigen die Residuen eine globale parabolische Verkrümmung.

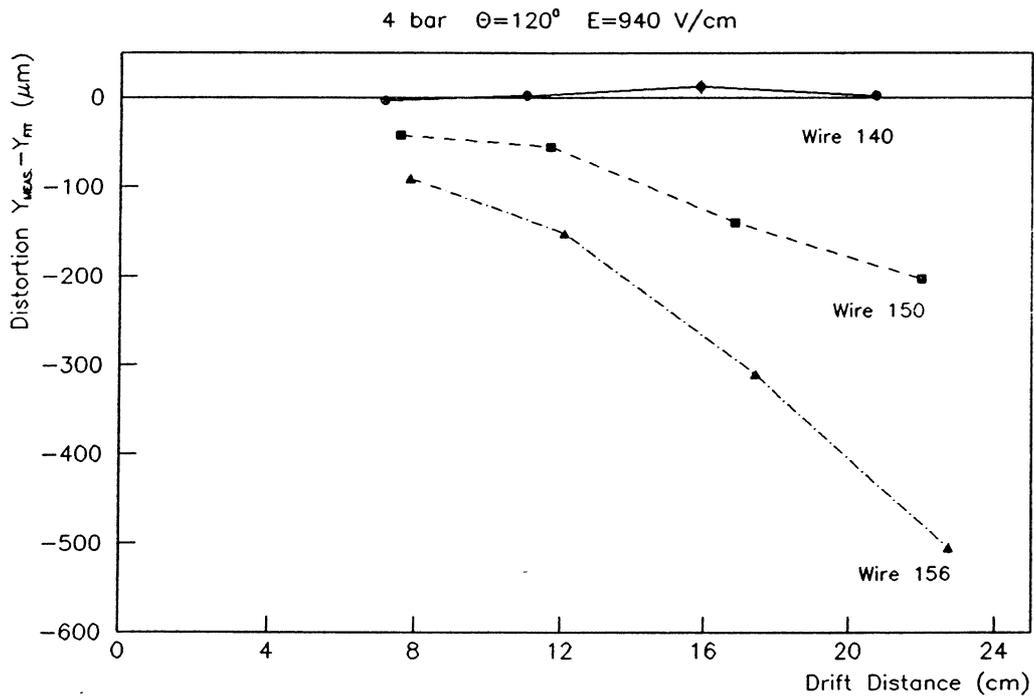


ABBILDUNG 130: Spurresiduen von Draht 140,150 und 156 als Funktion der Driftstrecke für $E = 940$ V/cm und 4 bar.

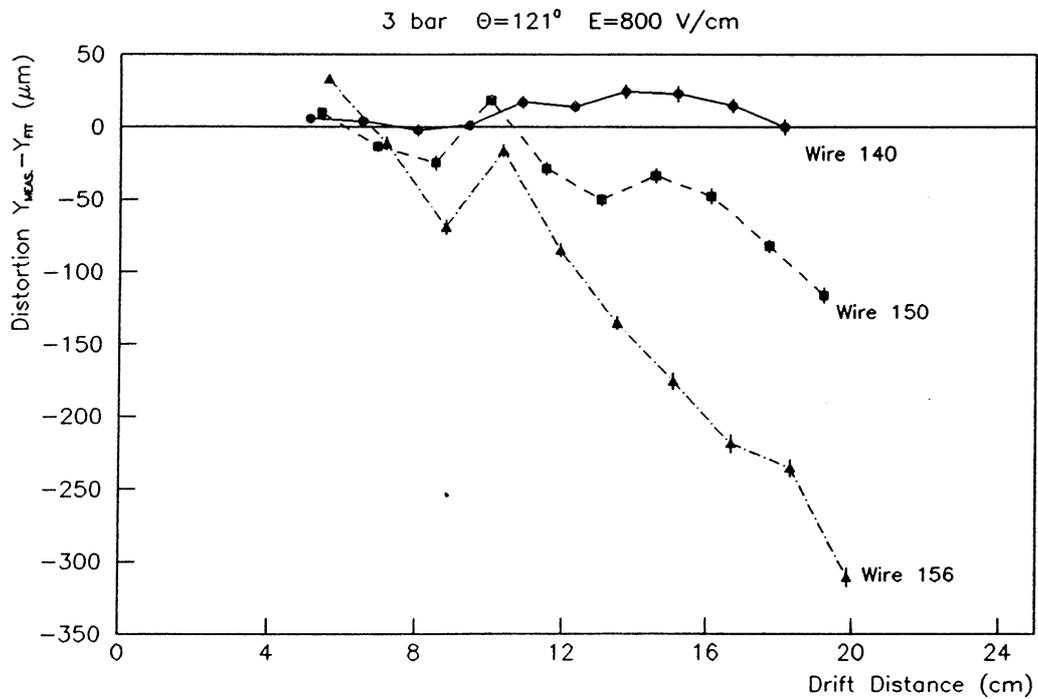


ABBILDUNG 131: Spurresiduen von Draht 140,150 und 156 als Funktion der Driftstrecke für $E = 800$ V/cm und 3 bar.

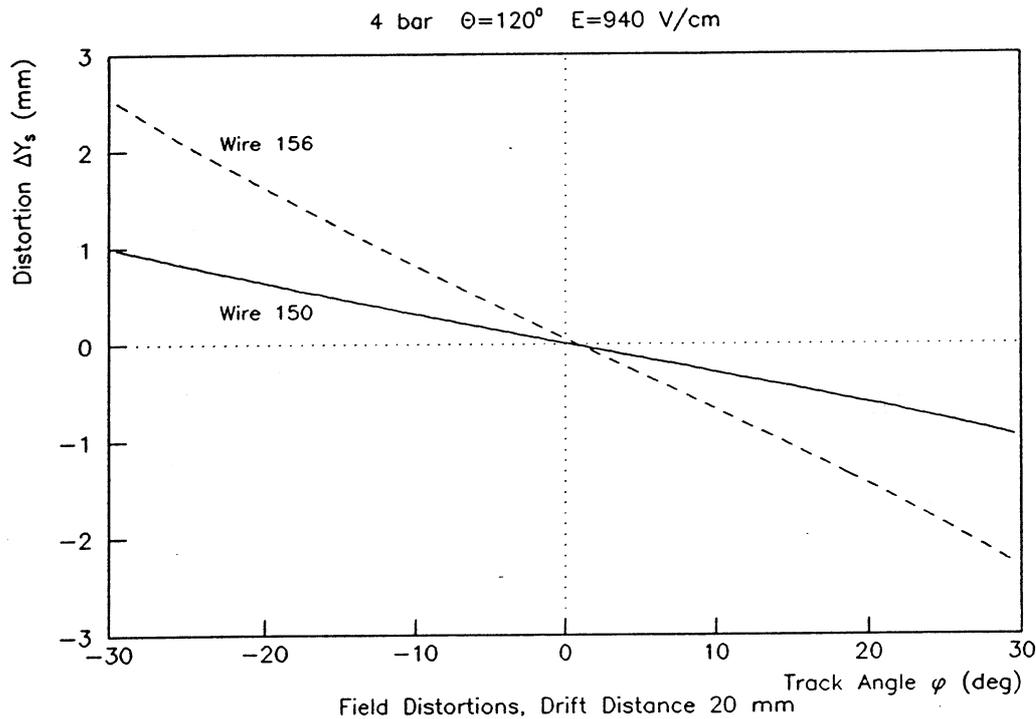


ABBILDUNG 132: Spurabweichung durch Feldstörungen als Funktion des Spurwinkels für Draht 150 und Draht 156. Driftstrecke 20 cm.

Jetkammer aus glasfaserverstärktem Epoxydharz (GFK). GFK ist ein *inhomogenes* Material, das durch Vergießen von Glasfasermatten mit flüssigem Kunstharz hergestellt wird. Die sehr guten Isolationseigenschaften werden jedoch nur dann erreicht, wenn keinerlei Luftporen im Material bestehen. Luftblasen verringern den Isolationsweg, Kriechströme durch das Material bilden potentielle Schwachstellen, die zu einem Durchschlag führen können.

Mehr als 50 m^2 der Fläche der OPAL-Jetkammer bestehen aus GFK-Material zur Feldformung, so daß sehr sorgfältige und zeitaufwendige Testverfahren notwendig sind, um auch langfristig die Hochspannungsfestigkeit zu sichern. Alternativ läßt sich ein anderes Material verwenden, wenn eine ähnlich gute Hochspannungsfestigkeit wie GFK vorliegt, aber eine blasenfreie Herstellung möglich ist [Len85].

Glas bietet gegenüber GFK den Vorteil eines *homogenen* Materials mit ausgezeichneten Isolationseigenschaften. Luftblasen sind sofort erkennbar, bzw. treten praktisch nicht auf. Versuchsweise wurde daher der Prototyp eines Barrel-Felddegraders aus Glas hergestellt und in den FSP eingebaut. Die Erzeugung der Streifen- und leitenden elektrischen Anschlüsse erwies sich als großes Problem, konnte aber zufriedenstellend gelöst werden [Lud86].

Auch beim Glas-Degrader sind mit zunehmendem Spurwinkel Spurabweichungen infolge von Durchgriff bei den äußeren Drähten zu erwarten. Zusätzlich bildet sich jedoch eine mit φ zunehmende starke parabolische Verkrümmung der Spur aus,¹²³ wie Abbildung 135 zeigt.

Ursache dieser globalen Feldstörung ist der im Vergleich zu GFK geringere Isolationswiderstand von Glas. Da es sich bei Glas um eine "gefrorene Flüssigkeit" handelt, sind verschiedene Arten von

¹²³Die parabolische Verkrümmung in φ darf nicht verwechselt werden mit der parabolischen Verkrümmung in Θ , die von einer verdrehten Drahtebene herrührt.

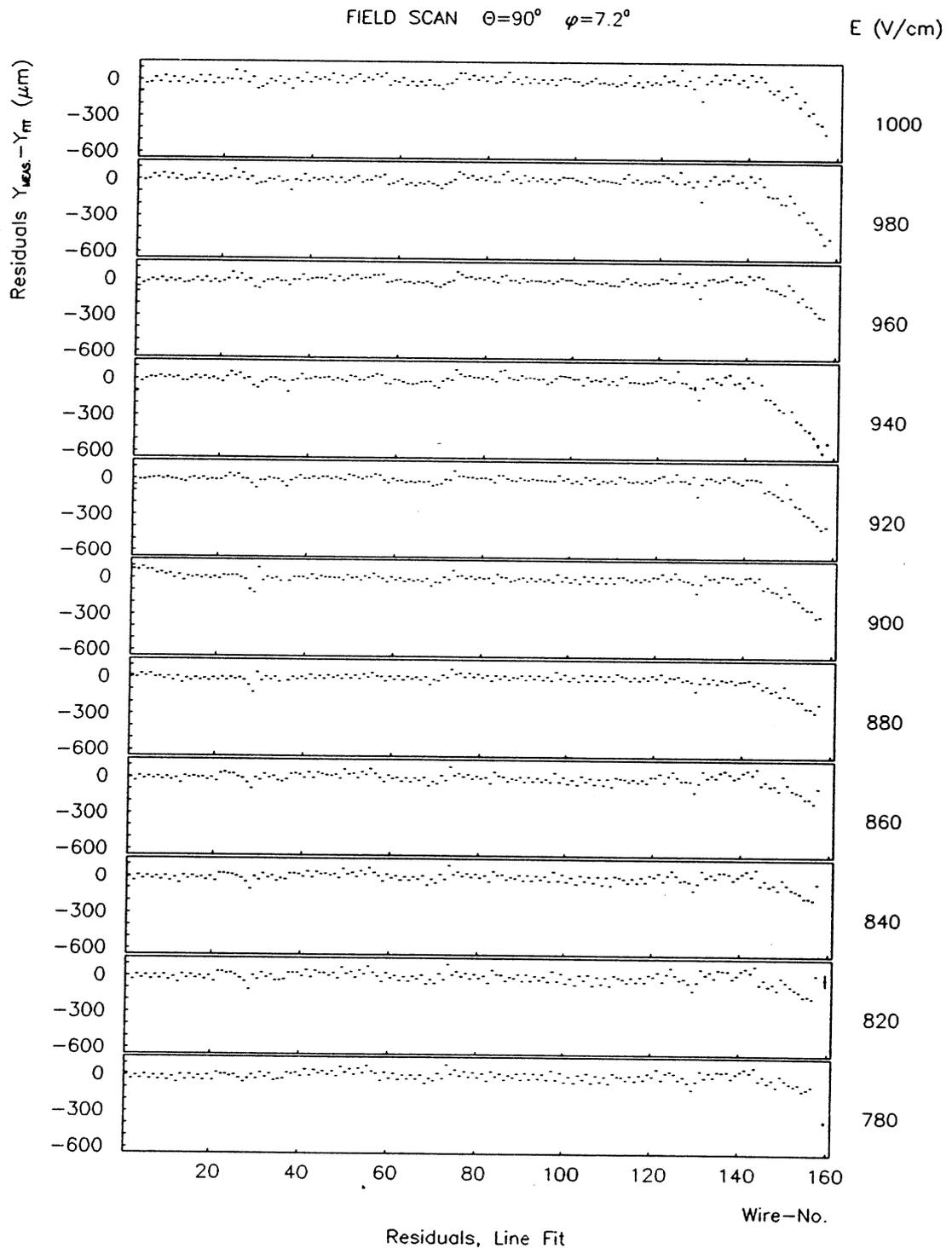


ABBILDUNG 133: Spurresiduen für $E = 780 \text{ V/cm}$ bis 1000 V/cm für $\varphi = 7.2^\circ$ und 4 bar.

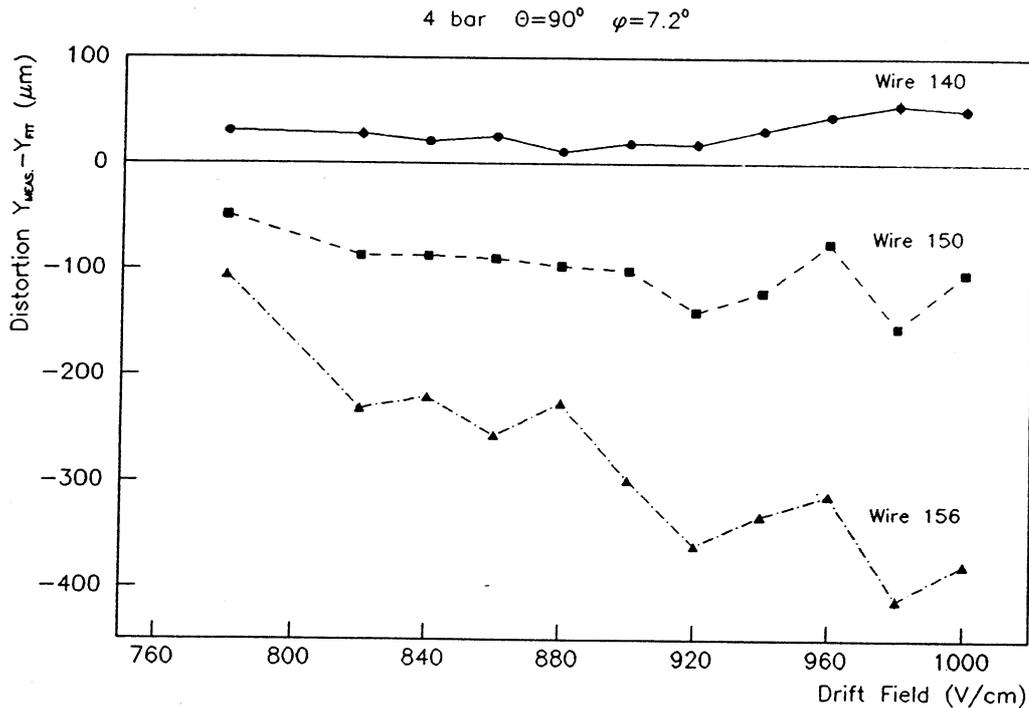


ABBILDUNG 134: Spurreiduen von Draht 140,150 und 156 als Funktion des Driftfelds für $\varphi = 7.2^\circ$ und 4 bar.

Ionen im Glas gelöst und bewirken trotz geringer Beweglichkeit eine erhöhte Leitfähigkeit. Besonders Na^+ -Ionen tragen zum Stromfluß bei. Wegen der großen Dimensionen des Barrel-Degraders entstehen merkliche Leckströme zwischen Streifen und Massefläche durch das Glas. Der bei einem GFK-Degrader unbelastete Widerstandsspannungsteiler zur Erzeugung der Streifenpotentiale wird so zu einem belasteten Spannungsteiler.

Die Potentiale auf den Feldstreifen fallen somit nicht mehr linear zwischen Kathode und Anode ab. Da die Potentiale der Kathodendrahtebene ebenfalls von der belasteten Widerstandskette erzeugt werden, wird nicht nur der Bereich des Barrel-Degraders beeinflusst, sondern der gesamte Sektor. Abhilfe kann durch einen sehr niederohmigen Spannungsteiler geschaffen werden, dessen Versorgung aber leistungsstärkere HV-Netzgeräte erfordert und zudem Probleme durch die vermehrte Verlustwärme erzeugt. Die Ursache der Leckströme, im Glas gelöste Ionen, läßt sich nur durch Verfahren beseitigen, deren Kostenaufwand erheblich über denen von Normalglas und von GFK liegt.

Wie aufgrund der Lasermessungen gezeigt wurde, ist ein Fielddegrader aus Glas demnach nicht geeignet, um ein homogenes Driftfeld innerhalb der Jetkammer zu erzeugen. Von der weiteren Verwendung von Glas in der OPAL-Jetkammer wurde daher abgesehen.

6.5 Sagitta- und Impulsauflösung

Nach der Bestimmung der für die $r\varphi$ -Ebene wichtigsten Kalibrationskonstanten mit Hilfe von Laserstrahlen ist es notwendig, die gewonnenen Kalibrationsdaten auf geladene Teilchenspuren anzuwenden und die Qualität der Kalibration zu überprüfen. Beim FSP wurden umfangreiche Messungen

Glas Barrel Field Degradier E=940 V/cm $\theta=110^\circ$

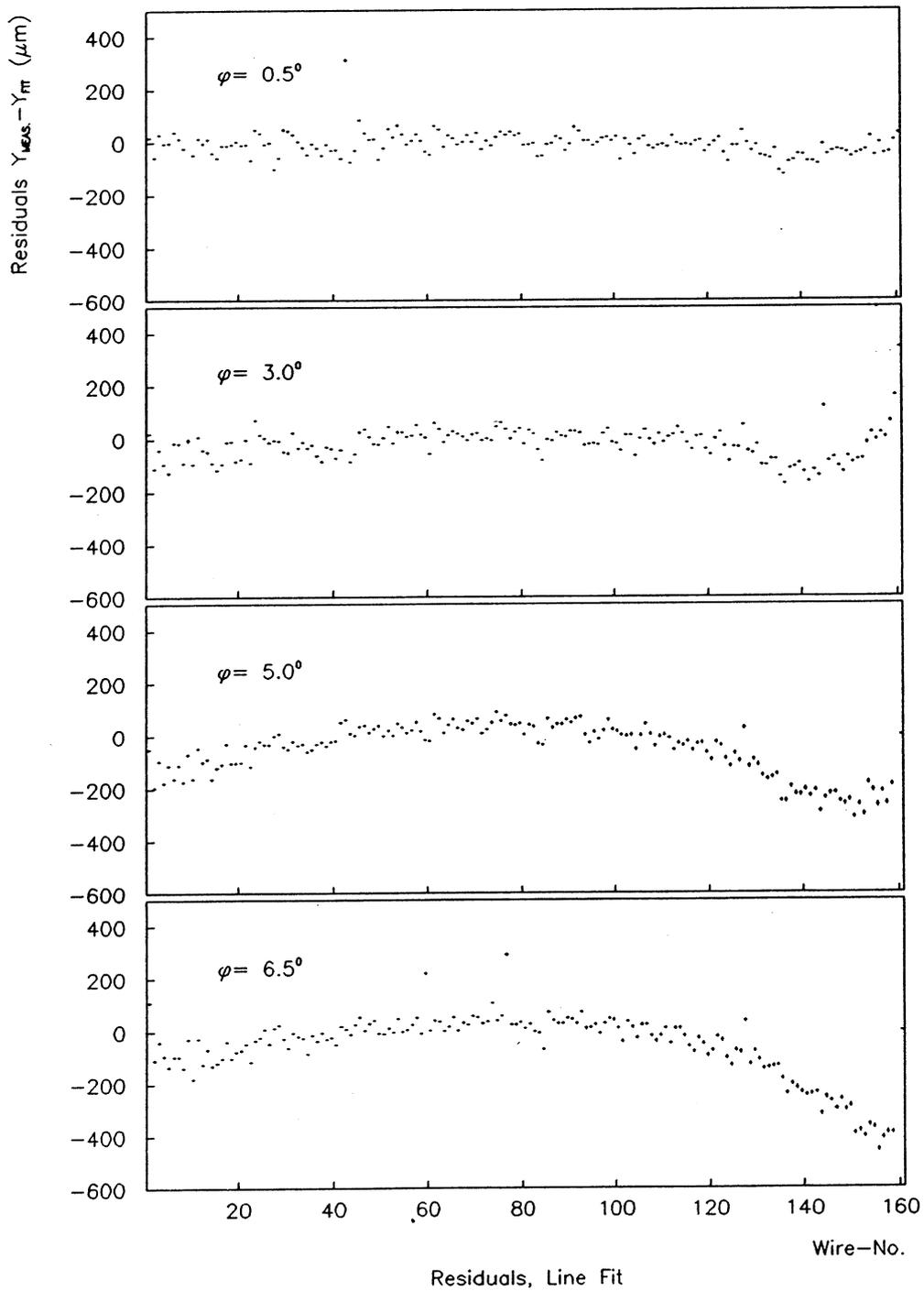


ABBILDUNG 135: Spurreiduen für $\varphi = 0.5^\circ, 3.0^\circ, 5.0^\circ, 6.5^\circ$ bei einem Glas-Fielddegrader.

am X5-Teststrahl des CERN-SPS durchgeführt, die primär zur Bestimmung und Verbesserung der Teilchenidentifikation durch Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx dienen [Breu87].

Daneben lassen sich die Meßdaten jedoch benutzen, um die Sagitta- und Impulsauflösung des FSP nach erfolgter Kalibration mit Laserstrahlen zu bestimmen. Das Ziel aller Bemühungen um ein besseres Verständnis der Jetkammer durch die Kalibration mit Laserstrahlen sollte letztendlich in einer verbesserten Impulsauflösung resultieren. Diese wiederum ist entscheidend für die Rekonstruktion der am LEP-Collider entstehenden Ereignisse und der Extraktion der physikalischen Ergebnisse.

Da bei den Testmessungen zwar Teilchenstrahlen definierten Impulses zur Verfügung standen, alle Messungen jedoch ohne Magnetfeld vorgenommen wurden, ist eine direkte Messung des Impulses und der Auflösung aus der Krümmung im Magnetfeld nicht möglich. Daher muß die Impulsauflösung indirekt über die Sagittaauflösung bestimmt werden unter der Annahme eines späteren Magnetfelds von 4 kG .

6.5.1 Beiträge zum Sagittafehler

Der Sagitta- und Impulsfehler wurde bereits im Abschnitt 2.4.1 im Zusammenhang mit der Ortsauflösung von Spurdetektoren erörtert, bedarf jedoch weiterer Erläuterungen. Die Impulsauflösung σ_p/p hängt zusammen mit dem Sagittafehler σ_s über die Beziehung:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{8p}{0.03 B L^2} \sigma_s \quad (168)$$

mit $p =$ Impuls in GeV/c , $B =$ Magnetfeld in kG und $L =$ Spurlänge in m .

In der Jetkammer wird über die Krümmung im Magnetfeld die Impulskomponente *senkrecht* zur Strahlrichtung in der $r\varphi$ -Ebene gemessen. Den Gesamtimpuls erhält man durch zusätzliche Messung des Θ -Winkels der Spur, der über die z -Koordinaten der Spurpunkte durch Ladungsteilung bestimmt wird und durch besondere z -Kammern außerhalb des Jetkammer-Volumens. Im weiteren wird mit "Impulsauflösung" immer die Auflösung des *Transversalimpulses* in der $r\varphi$ -Ebene verstanden. Der Sagittafehler σ_s aus [168] setzt sich quadratisch aus mindestens zwei Beiträgen zusammen:

$$\sigma_s^2 = \sigma_{s,r\varphi}^2 + \sigma_{s,m_s}^2 \quad (169)$$

$\sigma_{s,r\varphi}$ ist der Beitrag der Ortsauflösung $\sigma_{r\varphi}$, der sich über die *Gluckstern-Formel* berechnet [Glu63]:

$$\sigma_{s,r\varphi} = \frac{\sigma_{r\varphi}}{8} \sqrt{\frac{A'_N}{N+4}} \quad \text{mit } A'_N = 720 \text{ (statistischer Faktor)} \quad (170)$$

Der zweite Beitrag entsteht durch die *Coulomb-Vielfachstreuung* (Multiple Scattering) des geladenen Teilchens im Kammergas [Part86]:

$$\sigma_{s,m_s} = \frac{1}{4\sqrt{3}} L \sigma_{\Theta_0} \quad (171)$$

σ_{Θ_0} ist dabei die Breite der Verteilung des *Streuwinkels* Θ_0 unter dem ein geladenes Teilchen das Medium nach durchlaufener Strecke L verläßt:

$$\sigma_{\Theta_0} = \frac{14.1}{p\beta} Z_{inc} \left[1 + \frac{1}{9} \log \left(\frac{L}{L_r} \right) \right] \sqrt{\frac{L}{L_r}} \quad (172)$$

mit $p =$ Impuls in MeV/c , $\beta = v/c$ Geschwindigkeit, $Z_{inc} =$ Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Einheitsladung und $L_r =$ Strahlungslänge.

Wird der logarithmische Term vernachlässigt, gilt für den Beitrag der Vielfachstreuung σ_{s,m_s} zum Sagittafehler: $\sigma_{s,m_s} \propto \sqrt{L}$.

Die Vielfachstreuung bewirkt einen impulsabhängigen Sagittafehler für geladene Teilchen. Laserspuren dagegen sind der Vielfachstreuung nicht unterworfen, daher ist bei Laserspuren der Sagittafehler allein aus der Ortsauflösung bestimmt.

Der bisher beschriebene Sagittafehler σ_s stellt die physikalisch gegebene *untere Grenze* der Auflösung eines Spurdetektors dar, die nur unter idealen Bedingungen erreichbar ist. Vielfältige Einflüsse wie Feldstörungen, nichtkonstante Driftgeschwindigkeit, inhomogene Gasmischung usw. vergrößern jedoch im Allgemeinen den Sagittafehler. Alle diese, meist unbekanntenen Effekte, lassen sich in einer Größe $\sigma_{s,sys}$ beschreiben, dem *systematischen* Sagittafehler der Auflösung. Der gesamte Sagittafehler σ_s setzt sich demnach für geladene Teilchen aus drei Anteilen zusammen:

$$\sigma_s^2 = \sigma_{s,r\varphi}^2 + \sigma_{s,ms}^2 + \sigma_{s,sys}^2 \quad (173)$$

Beim FSP und der OPAL-Jetkammer beträgt die Ortsauflösung ca. $120 \mu m$ für mittlere Driftstrecken, so daß sich für $\sigma_{s,r\varphi}$ ein Beitrag von $31.4 \mu m$ ergibt. Die Strahlungslängen und Anteile der einzelnen Kammerngase, wichtig für den Beitrag der Vielfachstreuung, zeigt Tabelle 24. Aus

Gas	Anteil	Strahlungslänge
Argon Ar	88.0 %	110 m
Methan CH_4	9.4 %	635 m
Iso-Butan $i-C_4H_{10}$	2.6 %	167 m

TABELLE 24: Strahlungslängen der Jetkammer-Gase für 1 bar.

den Anteilen p_i der Einzelkomponenten ergibt sich die gesamte Strahlungslänge als:

$$\frac{1}{L_r} = \sum_i \frac{p_i}{L_r^i} = 120.43 \text{ m (1 bar)} \quad \text{bzw.} \quad 30.11 \text{ m (4 bar)} \quad (174)$$

Für eine Teilchenspur mit einem Impuls von $50 \text{ GeV}/c$ unter einem Spürwinkel von $\Theta = 90^\circ$ senkrecht zur Strahlachse beträgt der Beitrag der Vielfachstreuung $\sigma_{s,ms}$ lediglich $12.8 \mu m$ und ist damit gegenüber dem Beitrag aus der Ortsauflösung gering. Insgesamt ergibt sich für den Sagittafehler *ohne* jegliche systematische Fehler ein Wert von $\sigma_s = 33.9 \mu m$ entsprechend einer Impulsauflösung von $\sigma_p/p = 4.5 \%$ im Magnetfeld von 4 kG .

Aufgrund der Erfahrungen am Vorläufer der OPAL-Jetkammer, der JADE-Jetkammer, wurde ein verbleibender systematischer Sagittafehler der Auflösung von $\sigma_{s,sys} = 50 \mu m$ nach der Kalibration mit Laserstrahlen angenommen [OPAL83], der damit bei $50 \text{ GeV}/c$ die beiden anderen Beiträge überwiegt. Aus dem resultierenden totalen Sagittafehler von $60.4 \mu m$ berechnet sich schließlich eine erwartete Impulsauflösung der OPAL-Jetkammer von 8.0% .

6.5.2 Anwendung der Kalibrationsdaten auf Teststrahl-Ereignisse

Zur Bestimmung des Sagittafehlers standen mehrere Teststrahl-Meßreihen mit Impulsen im Bereich zwischen $6 \text{ GeV}/c$ und $50 \text{ GeV}/c$ zur Verfügung, die gemischt Elektronen, Pionen und Protonen enthielten. Als Spürwinkel wurde eine Standardeinstellung von $\varphi = 2.5^\circ$ und $\Theta = 121^\circ$ gewählt. Alle

Messungen erfolgten beim normalen Driftfeld von 940 V/cm und einem Kammerdruck von 4 bar . Der Wasseranteil des Kammergases wurde auf 500 ppm konstant gehalten, die Driftgeschwindigkeit betrug ca. $53 \mu\text{m/nsec}$.

Die Meßreihen für die Teststrahl-Ereignisse wurden mit Hilfe des gleichen Analyseprogramms wie für die Laserspuren ausgewertet. Um nur einzelne Spuren zu selektieren und Ereignisse mit Schauerbildung zu verwerfen, wurden folgende Anforderungen an ein Ereignis gestellt:

- Nur Drähte mit genau einem erkannten Kammerpuls wurden berücksichtigt.
- Mindestens 80 % aller Drähte innerhalb eines FADC-Crates und innerhalb des gesamten Sektors mußten angesprochen haben.
- Nach einer Geradenanpassung an die korrigierten Driftzeiten wurden Ereignisse verworfen mit einer mittleren quadratischen Abweichung der Residuen von $\chi^2/N_D > 6.25$ ($N_D =$ Anzahl der Freiheitsgerade). Diese nur schwache Bedingung entsprechend einer Abweichung von 2.5σ der Ortsauflösung eliminiert grobe Ausreißer in den Spuren (ca. 2% der Gesamtanzahl der Ereignisse).

Alle Driftzeiten für Teilchenspuren wurden mit der DOS-Methode bestimmt, für alle Driftzeiten von Laserspuren, aus denen die Kalibrationskonstanten bestimmt wurden, wurde die Integral-Methode benutzt.

Auf die gemessenen, unkorrigierten Driftzeiten der Kammerpulse wurden folgende Korrekturen individuell für jeden Draht und jedes Ereignis angewandt:

Clock-Frequenz. Die Driftzeiten wurden um die Clock-Frequenzen der einzelnen FADC-Crates korrigiert, die in einer vorherigen Messung bestimmt wurden (siehe Tabelle 18).

Crate-Zeitnullpunkte. Die unterschiedlichen Crate-Zeitnullpunkte der FADC-Crates wurden in Lasermessungen bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit der FADC-Clock, die sich auch auf die Zeitnullpunkte auswirkt, machte jedoch eine erneute Bestimmung für jede Meßreihe nötig (siehe folgenden Abschnitt 6.5.3).

Individuelle Zeitnullpunkte. Aus Lasermessungen beiderseits der Anodenebene wurden die elektronischen Zeitnullpunkte bestimmt.

Drahtversatz. Sowohl mechanischer Drahtversatz als auch elektro-statische Abstoßung wurden ebenfalls aus Lasermessungen beiderseits der Anodenebene ermittelt.

Driftgeschwindigkeit. Zur Umrechnung von Driftzeiten auf Driftwege wurde eine konstante Driftgeschwindigkeit von $53 \mu\text{m/nsec}$ für alle Drähte verwendet, die aus einer Lasermessung gewonnen wurde.

Geometrie der Drahtebene. Die Torsion der Endplatten, die Verkrümmung der Anodenkämme und der Drahtdurchhang wurden berücksichtigt und korrigiert (siehe Tabelle 22).

Feldinhomogenitäten. Die in Abschnitt 6.4 durchgeführte Parametrisierung der Spurabweichungen der äußeren Drähte wurde zur Korrektur benutzt.

Die mittleren Spurresiduen einer Meßreihe vor und nach Korrekturen der durch Lasermessungen gewonnenen Kalibrationskonstanten zeigt Abbildung 136. Der Mittelwert der kalibrierten Residuen über alle Drähte beträgt $-3.3 \pm 1.5 \mu\text{m}$, die Streuung $25.4 \pm 1.3 \mu\text{m}$. Die Streuung läßt sich als mittlerer systematischer Kalibrationsfehler nach Anwendung aller (ebenfalls fehlerbehafteter) Kalibrationsgrößen deuten. Verglichen mit der Ortsauflösung von ca. $120 \mu\text{m}$ ist der Kalibrationsfehler damit gering.

Beam RUN 740 6 GeV 4 bar $\theta=121^\circ$ $\varphi=2.5^\circ$

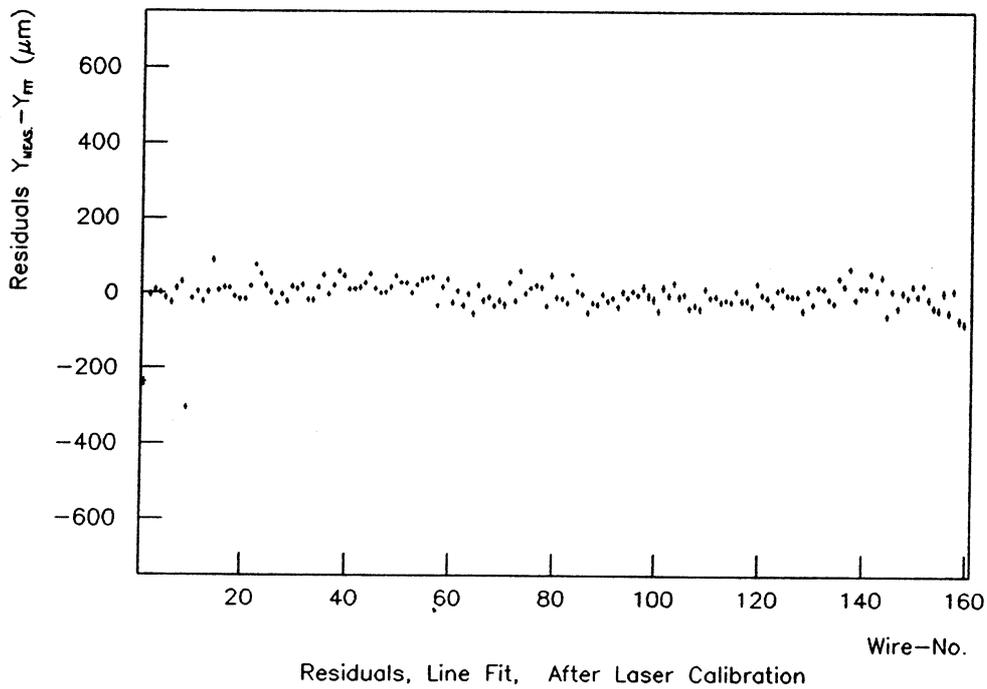
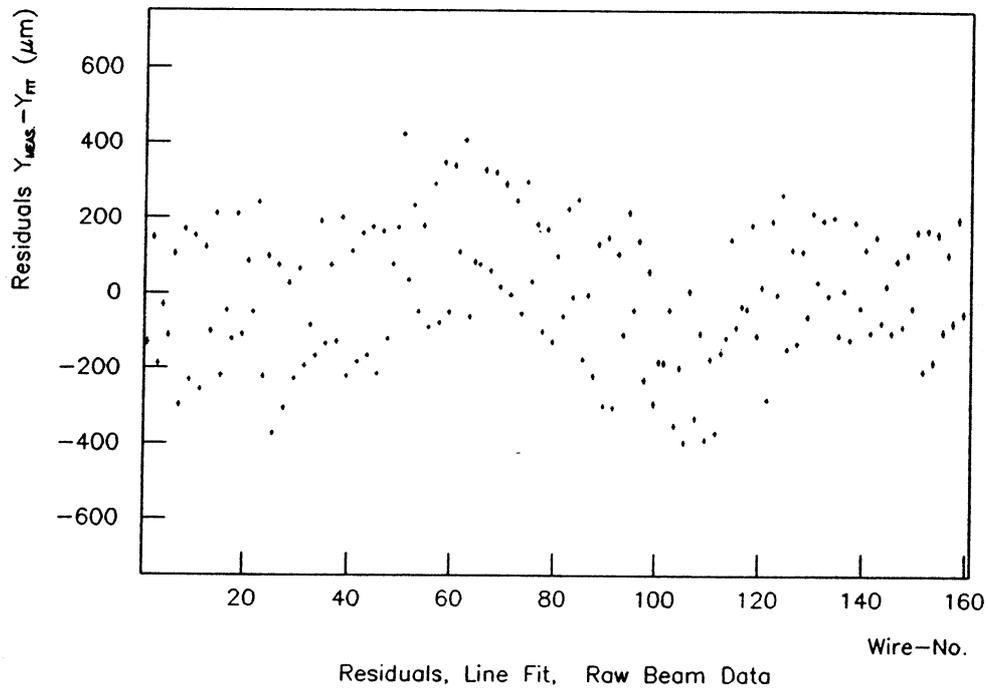


ABBILDUNG 136: *Mittlere Residuen (Abweichung von einer Geraden) einer Teststrahl-Meßreihe vor und nach Anwendung von Kalibrationsdaten.*

An die individuell korrigierten Teilchenspuren wurde schließlich eine Parabel der Form $p(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2$ angepaßt und daraus die Sagitta s erhalten. Ohne Magnetfeld ist für Laser- wie für geladene Teilchenspuren ein Mittelwert der Sagittaverteilung von Null, d.h. keinerlei Krümmung der Spuren zu erwarten. Jegliche signifikante Abweichung des Mittelwerts ist demnach einem systematischen Fehler der Kalibration gleichzusetzen, der als systematischer Sagittafehler des Mittelwerts \bar{s}_{sys} bezeichnet wird,¹²⁴ oder als systematische Verschiebung. Eine Verschiebung des Mittelwerts führt zu systematisch fehlerhaften Impulsen.

Abbildung 137 zeigt die gemessenen Sagittaverteilungen für 5 verschiedene Impulse und eine Lasermessung zum Vergleich. Alle Verteilungen zeigen gaußisches Profil, deren Mittelwerte nahe Null liegen. Die Breite der Verteilungen nimmt mit zunehmendem Impuls ab bedingt durch die Vielfachstreuung. Die Lasermessung zeigt die geringste Breite, wie aufgrund der fehlenden Vielfachstreuung und besseren Ortsauflösung zu erwarten ist. Tabelle 25 zeigt die über eine Anpassung einer Gauß-Verteilung gewonnenen Ergebnisse im Vergleich zu den erwarteten Werten.

RUN	Impuls [Gev/c]	\bar{s} [μm]	$\sigma_{s,meas}$ [μm]	erwartet
				$\sigma_{s,exp}$ [μm]
740	6.0	8.6 ± 6.5	141.4 ± 5.4	138.9
799	10.0	-26.1 ± 4.1	102.5 ± 3.3	87.2
803	20.0	-26.6 ± 3.5	87.9 ± 2.8	51.6
801	30.0	-15.8 ± 2.6	81.2 ± 1.9	41.8
798	50.0	-38.0 ± 2.8	74.9 ± 1.9	35.8
746	Laser	3.5 ± 3.1	46.3 ± 2.4	15.7

TABELLE 25: Gemessener Mittelwert und Streuung der Sagittaverteilungen für verschiedene Impulse und eine Lasermessung im Vergleich zu den erwarteten Werten. Für die Erwartungswerte wurde eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\varphi} = 120 \mu m$ für Teilchen- und $60 \mu m$ für Laserspuren angenommen.

Die Mittelwerte erreichen eine Größenordnung von wenigen $10 \mu m$ und sind verglichen mit der Streuung wesentlich geringer. Ein größerer systematischer Fehler der Kalibration besteht demnach nicht. Vergleicht man die gemessenen Breiten und die Erwartungswerte, fällt eine zunehmende Diskrepanz mit höherem Impuls auf, die auf einen systematischen Sagittafehler der Auflösung schließen läßt. Auch bei der Lasermessung ist die gemessene Breite dreifach so hoch wie die aus der Ortsauflösung durch die Gluckstern-Formel erwartete Breite. Der systematische Fehler ist demnach nicht nur auf Teilchenspuren beschränkt, sondern auch bei Laserspuren zu beobachten.

Der systematische Sagittafehler der Auflösung $\sigma_{s,sys}$ kann bestimmt werden aus einer Anpassung an die Meßdaten mit Hilfe von [173]. Abbildung 138 zeigt den gemessenen Sagittafehler σ_s sowie die sich daraus ergebende Impulsauflösung σ_p/p als Funktion des Impulses. Eingezeichnet ist ferner der erwartete Verlauf für verschwindenden systematischen Fehler, für einen systematischen Fehler

¹²⁴Im allgemeinen Sprachgebrauch werden sowohl \bar{s}_{sys} , als auch $\sigma_{s,sys}$, gleichermaßen als systematischer Sagittafehler bezeichnet, müssen aber wohl unterschieden werden.

Sagitta Distributions Wire 1-160 6-50 GeV + Laser

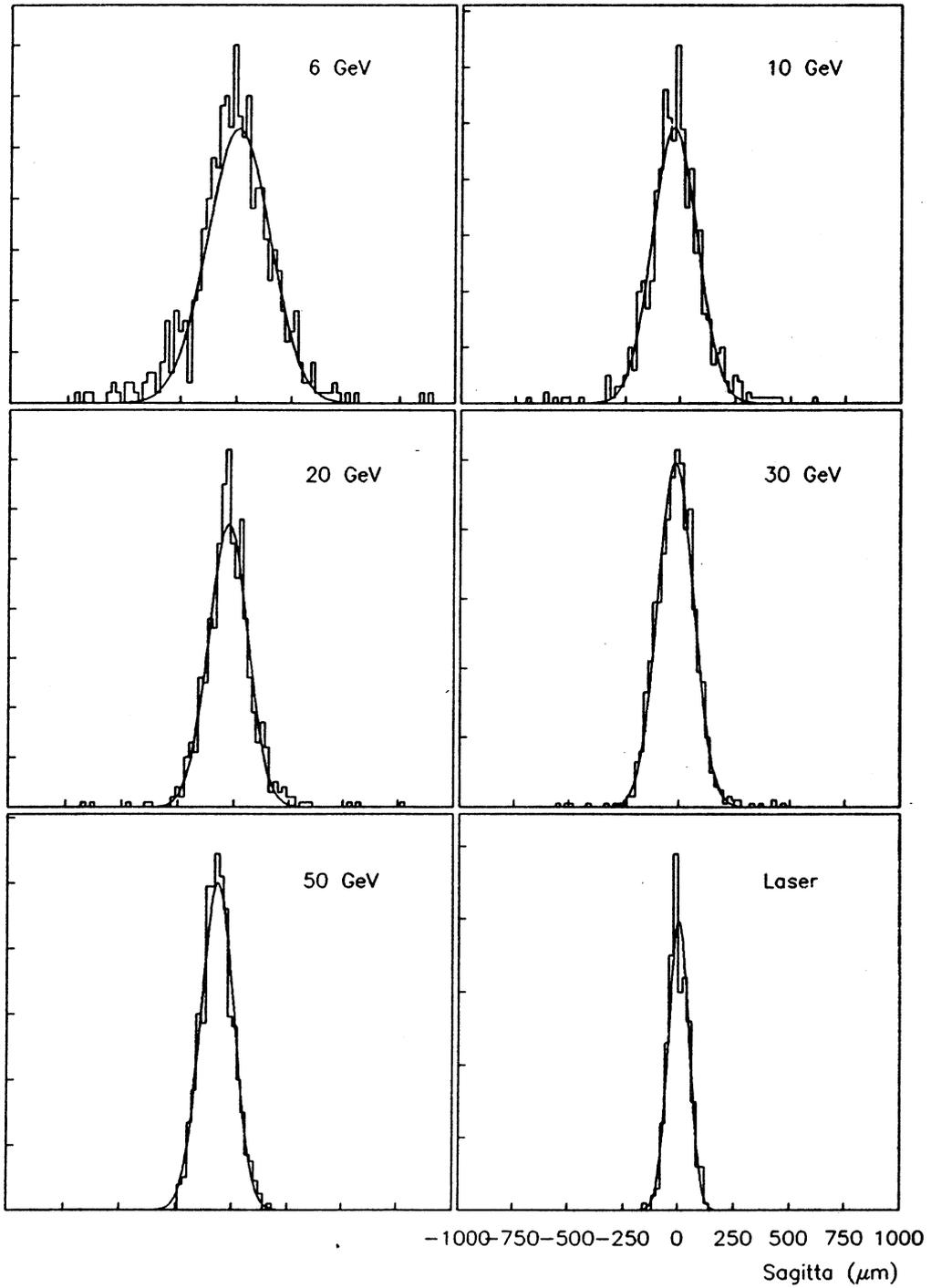


ABBILDUNG 137: *Sagittaverteilungen für verschiedene Impulse und eine Lasermessung im Vergleich. Benutzte Drähte: 1 - 160*

von $\sigma_{s,sys} = 50 \mu m$ wie im Technical Proposal angenommen und für den aus den Daten gewonnenen Fehler.

Aus der Anpassung ergibt sich ein Wert von $67.2 \pm 1.4 \mu m$ für den systematischen Sagittafehler $\sigma_{s,sys}$. Dies ist vergleichbar mit dem im Technical Proposal angenommenen Fehler von $50 \mu m$, erreicht jedoch den Erwartungswert nicht ganz. Als Impulsauflösung erhält man $\sigma_p/p = 10\%$ im Vergleich zu einem angenommenen Wert von 8% im Technical Proposal. Der systematische Sagittafehler $\sigma_{s,sys}$ bei der JADE-Jetkammer betrug ca. $120 \dots 150 \mu m$ [Wag87], so daß damit eine Verbesserung um einen Faktor 2 erreicht wurde.

6.5.3 Ursachen des systematischen Sagittafehlers $\sigma_{s,sys}$

Obwohl die bisher erreichten Ergebnisse bereits zufriedenstellend sind, bleibt die Ursache des systematischen Sagittafehlers ungeklärt. Die bisherigen Limitierungen bei der Kalibration mit Laserstrahlen lagen jedoch immer wieder in der Struktur der FADC-Crates mit ihren temperaturabhängigen Clock-Frequenzen. Sowohl die Messung der Driftgeschwindigkeit als auch die Bestimmung der Crate-Zeitnullpunkte wurden durch die instabilen Clock-Frequenzen erschwert.

Bisher wirkten sich überwiegend langfristige Schwankungen der Clock-Frequenz auf die Reproduzierbarkeit der Kalibrationskonstanten negativ aus. Bestehen auch kurzfristige Schwankungen innerhalb einer Meßreihe, führt dies zu variablen Crate-Zeitnullpunkten und Steigungen der einzelnen Spurstücke. Diese Variation wirkt sich in einer variablen Spursagitta aus, die eine Verbreiterung der Sagittaverteilung und somit einen systematischen Sagittafehler erzeugt.

Zur Verifizierung dieser Möglichkeit wurden für die Sagittabestimmung einzelne Drähte, Drahtgruppen oder FADC-Crates ausgeschlossen und der systematische Sagittafehler im verbleibenden Spurteil bestimmt. Die Ergebnisse in Tabelle 26 zeigen, daß der systematische Sagittafehler sich

Drähte	$\sigma_{s,r\varphi}$ [μm]	$\sigma_{s,sys}$ [μm]
1-160 (alle Drähte)	31.4	67.2 ± 1.4
2-159 (1. und letzter Draht ausgeschlossen)	31.6	63.6 ± 1.3
1-144 (letzte 16 Drähte ausgeschlossen)	33.1	61.1 ± 1.5
1-112 (letztes Crate ausgeschlossen)	37.4	47.3 ± 1.2
49-160 (1. Crate ausgeschlossen)	37.4	55.0 ± 1.4
1-48 (1. Crate)	55.8	41.3 ± 1.3
49-96 (2. Crate)	55.8	33.3 ± 1.5
97-112 (3. Crate)	90.0	71.8 ± 1.9
113-160 (4. Crate)	55.8	87.1 ± 1.4
113-128 (4. Crate, 1. 16er Gruppe)	90.0	58.5 ± 2.0
129-144 (4. Crate, 2. 16er Gruppe)	90.0	57.4 ± 2.0
145-160 (4. Crate, 3. 16er Gruppe)	90.0	153.9 ± 2.6

TABELLE 26: Systematischer Sagittafehler $\sigma_{s,sys}$ für einzelne Spurstücke. Angegeben ist zusätzlich der Beitrag der Ortsauflösung $\sigma_{r\varphi}$.

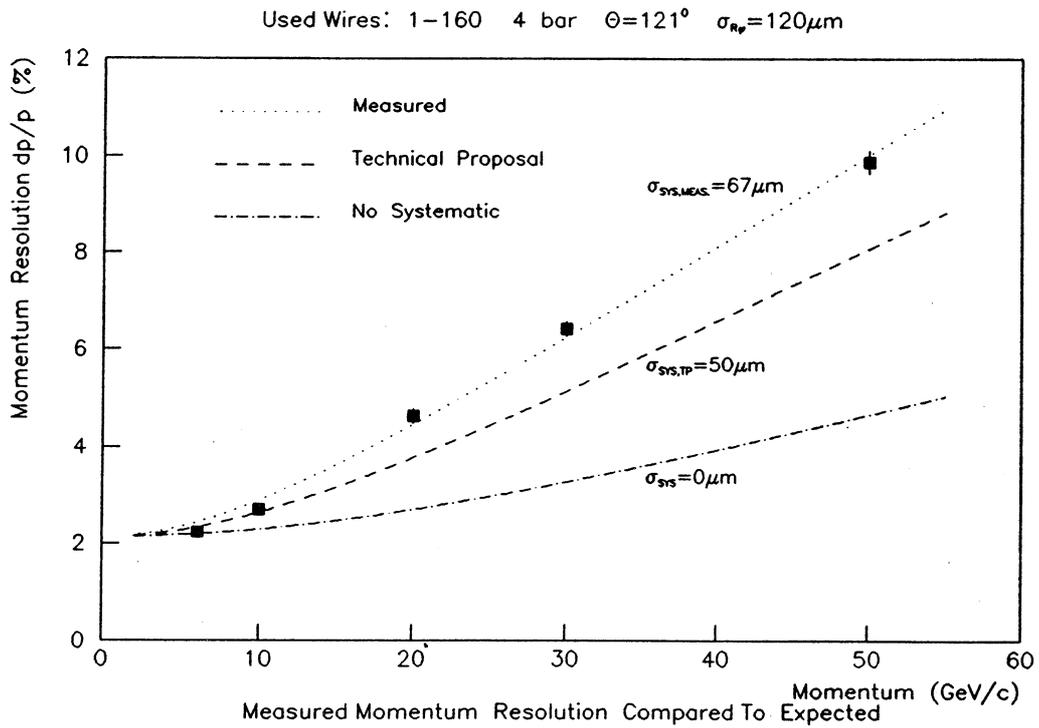
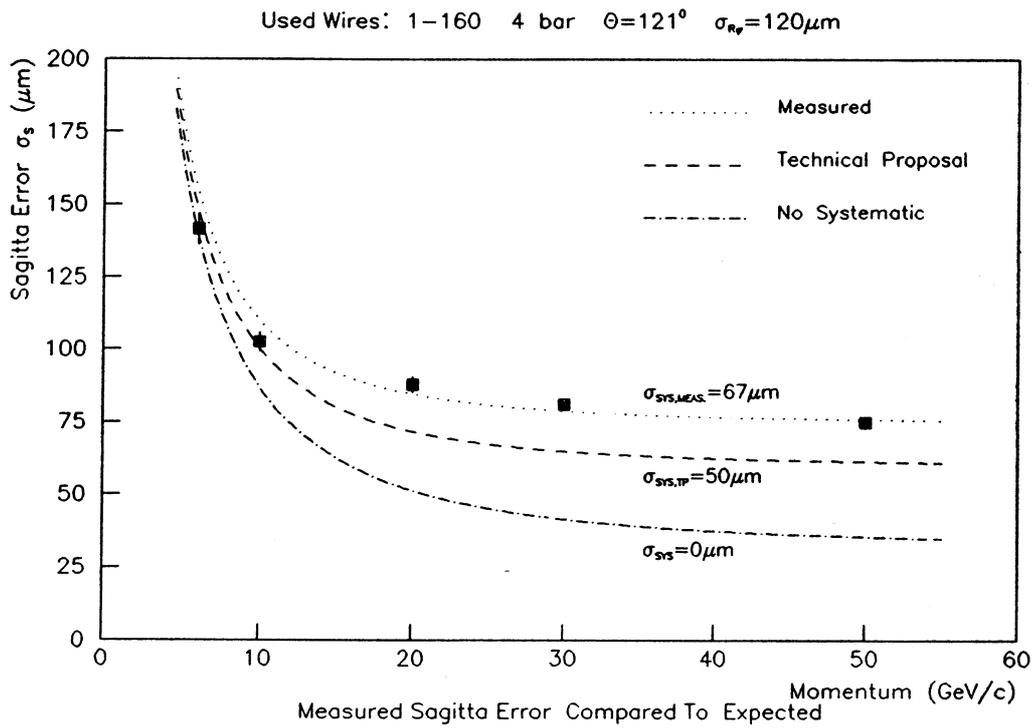


ABBILDUNG 138: Sagittafehler σ_s und Impulsauflösung σ_p/p als Funktion des Impulses. Eingezeichnet ist der zu erwartende Verlauf für verschwindenden systematischen Fehler, für $\sigma_{s,\text{sys}} = 50\mu\text{m}$ nach Technical Proposal und für eine Anpassung an die Meßdaten.

besonders verringert, wenn nur einzelne FADC-Crates zur Anpassung benutzt werden. Eine Ausnahme bildet das 4. Crate mit der letzten Drahtgruppe der Drähte 145 – 160. Obwohl in diesem Bereich Feldstörungen durch den Barrel-Felddegrader einen Sagittafehler erzeugen können, wird der große Fehler *nicht* durch Feldinhomogenitäten bedingt, die sich zudem bei einem Spurwinkel von nur 2.5° noch nicht auswirken. Als Ursache wurden Störungen der HV-Netzgeräte identifiziert, die auf den letzten 16 Drähten Störsignale induzieren. Diese Störsignale überlagern sich den normalen Kammerpulsen und verursachen so den großen systematischen Sagittafehler.

Der im Vergleich zu Crate 1 und 2 größere systematische Sagittafehler von Crate 3 ist erklärbar durch die versuchsweise verwendeten anderen FADCs für die Drähte 97 – 112. Diese FADCs verursachten eine größere Anzahl von Codierungsfehlern, d.h. fehlerhaften Digitisierungen der Kammerpulse, die nicht immer ausreichend erkannt werden konnten. Betrachtet man nur Crate 1 und 2, so liegt der systematische Sagittafehler im Bereich $30 \dots 40 \mu\text{m}$ und damit unterhalb der im Technical Proposal angenommenen $50 \mu\text{m}$.

Weitere Hinweise auf die Ursache des systematischen Sagittafehlers ergibt die Unterteilung einer Meßreihe in mehrere zeitliche Abschnitte. Die Meßreihe für $50 \text{ GeV}/c$ besteht aus insgesamt 930 Ereignissen, die in 3 Teile zu je 310 Ereignissen unterteilt wurde. Die Sagittaverteilungen der 3 Teile, sowie der gesamten Meßreihe sind in Abbildung 139 dargestellt.

Besonders deutlich ist die Verschiebung des Mittelwerts der Sagitta zwischen dem ersten und zweiten Teil der Meßreihe. Der Mittelwert verschiebt sich um mehr als $70 \mu\text{m}$ von $-12.5 \mu\text{m}$ auf $-86.4 \mu\text{m}$. Im dritten Teil setzt sich dieser Trend fort in einer weiteren leichten Verschiebung. Die Überlagerung der 3 Teilverteilungen ergibt eine durch die Verschiebung verbreiterte Gesamtverteilung.

Die Ursache der Verschiebung ist in den Residuen der Teilmessungen erkennbar (Abbildung 140). Zwischen der ersten und zweiten Teilmessung verschieben sich die Spurstücke der einzelnen FADC-Crates, besonders deutlich erkennbar am Übergang von Crate 3 zu Crate 4. Offensichtlich haben sich die FADC-Clockfrequenzen während der Messung unterschiedlich verändert und verschieben dadurch die Spurstücke. Eine Messung der Temperatur in der Nähe der FADC-Elektronik ergab Schwankungen der Raumtemperatur von bis zu 1.2°C , bedingt durch den Schaltrhythmus der Klimaanlage.

Die Auswirkung der veränderten Raumtemperatur auf die Änderung der Chip-Temperatur der FADC-Clockgeneratoren ist jedoch nicht bekannt, ebensowenig wie die Phasenverschiebung zwischen der Periode der Raumtemperatur und der Chip-Temperatur. Der Nachweis einer direkten Korrelation zwischen gemessener Raumtemperatur und der Sagitta konnte daher nicht mit letzter Sicherheit gezeigt werden, ist aber anzunehmen. Falls die Chip-Temperatur der Raumtemperatur in gleicher Weise folgt, ändert sich Clock-Frequenz um ca. 0.07%. Bei einer Driftstrecke von 10 cm im Bereich von Crate 4 sind so bereits Verschiebungen der Spurstücke um $70 \mu\text{m}$ zu erwarten. Da aufgrund der Position der FADC-Crates und der Kühlung die termische Belastung der FADC-Crates verschieden ist, wirkt sich dies in unterschiedlichen Verschiebungen der Spurstücke aus, die schließlich zum systematischen Sagittafehler führen.

Es läßt sich zusammenfassen, daß auch beim systematischen Sagittafehler die unstabilen Clock-Frequenzen der FADCs die entscheidende Begrenzung der Impulsauflösung darstellen. Nach den Messungen am FSP wurde daher aufgrund der durch die Lasermessungen gewonnenen Ergebnisse eine neue zehnfach temperaturstabilere, für alle FADCs *gemeinsame* FADC-Clock entwickelt.¹²⁵ Diese neue gemeinsame Clock wurde im Oktober 1987 bei den Messungen des 2-Sektortests der OPAL-Jetkammer erstmalig verwendet. Da während des Tests keine Teststrahlen definierten Impulses zur Verfügung standen, stellten Sagittamessungen von Laserspuren die einzige Möglichkeit dar, den systematischen Sagittafehler zu bestimmen.

¹²⁵Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

RUN 798 50 GeV $\theta=121^\circ$ $\varphi=2.5^\circ$ Used Wires 1-160

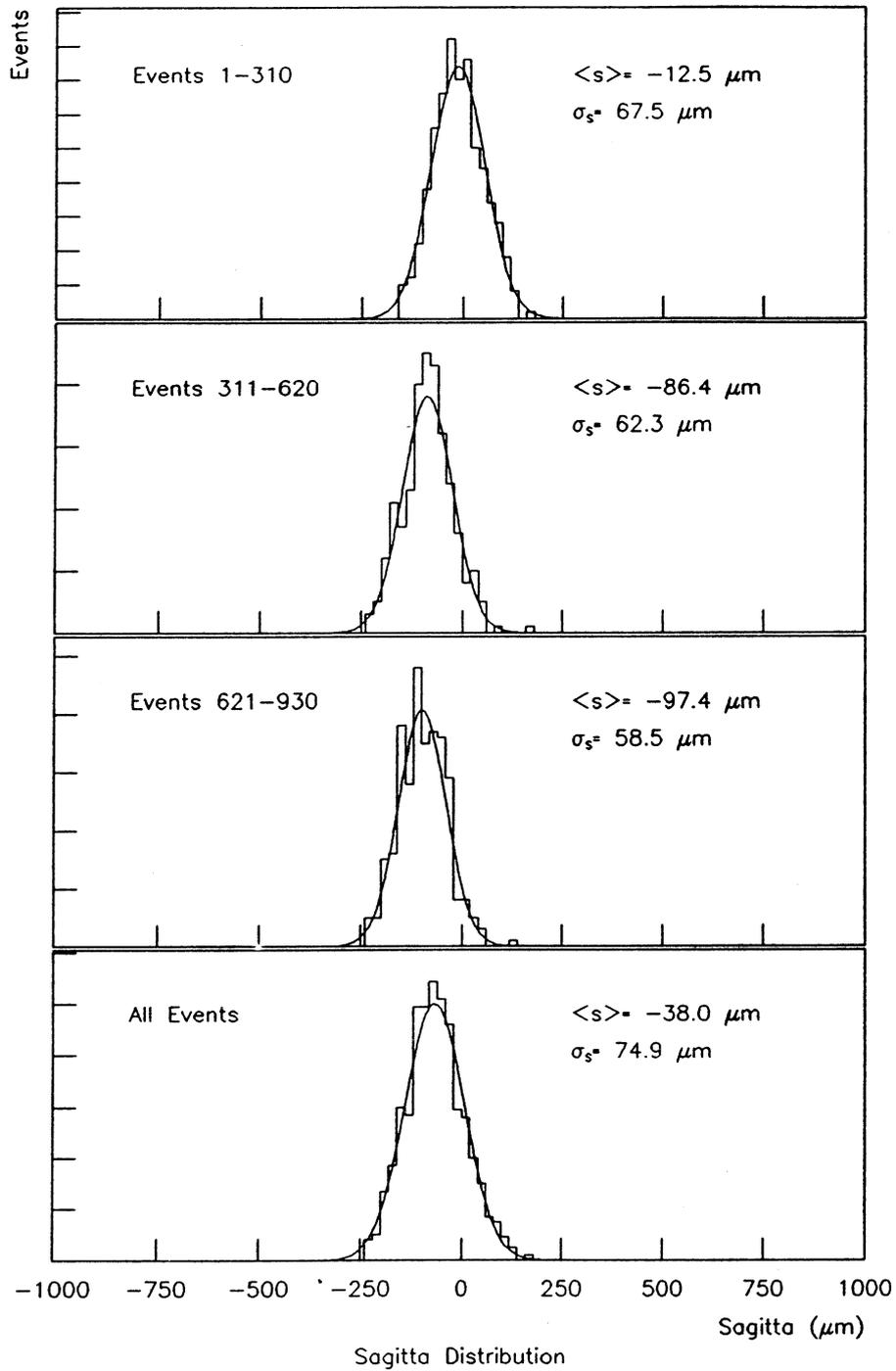


ABBILDUNG 139: Sagittaverteilungen der unterteilten Meßreihe für 50 GeV/c.

RUN 798 50 GeV $\theta=121^\circ$ $\varphi=2.5^\circ$ Used Wires 1-160

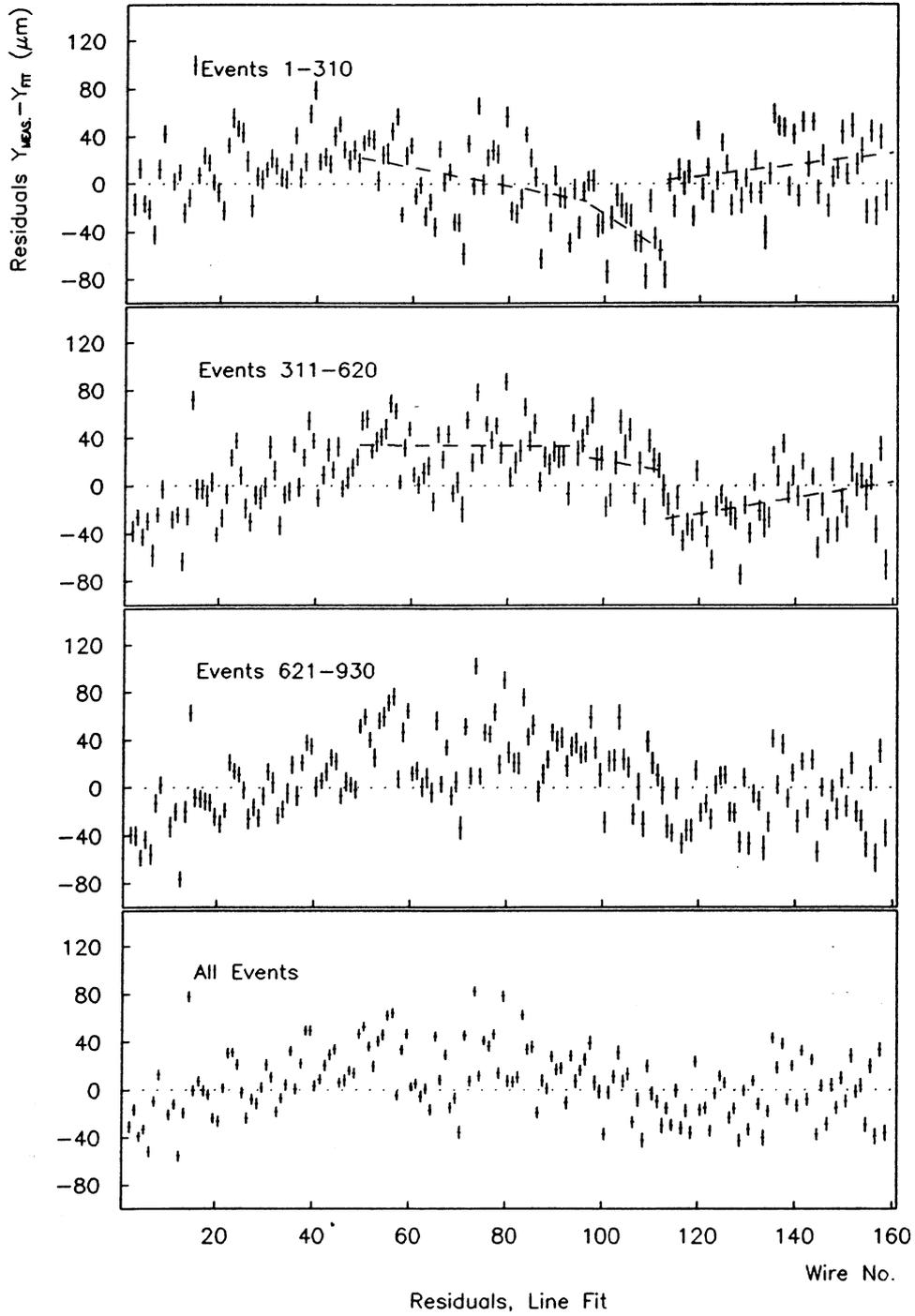


ABBILDUNG 140: Residuen der unterteilten Meßreihe für 50 GeV/c.

Wie die Messungen am FSP zeigten, kann auch aus Lasermessungen auf den systematischen Sagittafehler und die erwartete Impulsauflösung geschlossen werden. Für die Lasermessung am FSP ergab sich ebenso wie für Teilchenspuren ein systematischer Sagittafehler der Auflösung $\sigma_{s,sys}$ im Bereich von $50 \dots 60 \mu m$. Beim 2-Sektortest wurde ein Sagittafehler von ca. $15 \mu m$ für Laserspuren gemessen [Wün87]. Dieser Wert stimmt mit dem aus der Ortsauflösung stammenden Beitrag von $15.7 \mu m$ überein, so daß daraus aus einen verschwindend geringen systematischen Sagittafehler geschlossen werden kann.

Ist dies auch für Teilchenspuren zutreffend, werden die Erwartungen des Technical Proposals an die Impulsauflösung übertroffen und die Impulsauflösung der OPAL-Jetkammer für Spuren mit einem Impuls von $50 GeV/c$ liegt in Nähe der physikalischen Grenze von etwa 5 %.

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit Möglichkeiten und Methoden zur Kalibration der OPAL-Jetkammer mit UV-Laserstrahlen. Laserspuren eignen sich im besonderen Maß zur Simulation von geladenen Teilchenspuren, bieten aber dem gegenüber eine Reihe von Vorteilen bezüglich der Kalibration.

Die Ortsauflösung ist wegen der anderen Ionisationsstatistik und der fehlenden Vielfachstreuung etwa zweifach besser als bei geladenen Teilchen. Im Magnetfeld breiten sich Laserspuren geradlinig aus und liefern vorzügliche Referenzsignale. Durch wiederholtes Einschießen an gleicher Stelle kann der statistische Fehler des Mittelwerts sehr klein gehalten werden.

Der Ionisationsprozeß von Laserstrahlen in Driftkammern war während der vergangenen Jahre Objekt umfassender Untersuchungen verschiedenster Autoren sowohl aus dem Bereich der Hochenergiephysik, als auch aus der Molekülspektroskopie. Eindeutig nachgewiesen wurde eine 2-Photon-Ionisation von überwiegend aromatischen Kohlenwasserstoffen, die in natürlichen Spuren von weniger als 1 ppm Bestandteil der verwendeten Kammergase sind [Cah86]. Auch im Gas des OPAL-Jetkammer Prototypen FSP konnten geringe Beimischungen gefunden werden [Stie85].

Die Fortschritte in der Anwendung der Kalibration mit Laserstrahlen nach einigen Anfangserfolgen waren jedoch im Vergleich zur Ionisationsforschung weniger stark. Es mußten neue Methoden gefunden und überprüft werden, um die Möglichkeiten der Laserionisation weitestgehend auszunutzen. Auch waren die an die Laserspuren gestellten Randbedingungen näher zu untersuchen, die eine optimale Verwendung gestatten. Einen Beitrag zu diesem Komplex sollte im Rahmen dieser Arbeit geleistet werden.

- Die schnelle und einfache Anwendung der Kalibration mit Laserstrahlen behindern insbesondere bei großen Detektoren einige unvermeidliche Eigenschaften von Laserstrahlen. Ist die Entfernung zwischen Laser und Kammer sehr groß und der Detektor wie bei großen Speicherring-Experimenten meist unzugänglich verborgen, werden aufwendige Strahltransport- und Strahlfokussierungssysteme notwendig. Zudem bestehen auch oder gerade bei kleinen Kammern Schwierigkeiten, den Laserstrahl durch ein geeignetes optisch durchlässiges Fenster in das eigentliche sensitive Volumen zu leiten. Drähte und andere feldformende Elemente wirken sich dabei besonders störend auf das Strahlprofil aus.

Damit zusammenhängend ist das Problem der ionisierenden Kante in einer Driftkammer. Wegen der Ausdehnung des Laserstrahls in Driftrichtung stammen die ersten am Signaldraht eintreffenden Elektronen nicht aus der wohldefinierten Strahlmitte, der optischen Achse, sondern vom Strahlrand, der allgemein als "ionisierende Kante" bezeichnet wird. Die Anwendung statistischer Methoden erlaubte Aussagen über Art und Verlauf der ionisierenden Kante innerhalb der gesamten Kammer sowie über die Abhängigkeit von Laserenergie, Pulsdauer und Strahlquerschnitt.

Um die Laserspür innerhalb der Kammer als "gerade" zu betrachten, darf sich die ionisierende Kante nur unwesentlich längs der Spur ändern und keine scheinbare Verkrümmung verursachen. Eine entsprechende Optik muß dies gewährleisten. Im FSP konnte über die Berechnung der ionisierenden Kante eine Sagitta der Laserspür von nur wenigen μm abgeschätzt werden. Wie sich ebenfalls zeigte, läßt sich aus der optischen Vermessung des Waist eine gutes Maß für die Krümmung der ionisierenden Kante gewinnen.

- Erfahrungen im Umgang mit Laserstrahlen zur Kalibration wurden am Prototypen der OPAL-Jetkammer (FSP) gewonnen, 2 von später 24 Sektoren in voller Größe [Fis86]. Der Strahl eines NdYAG-Lasers mit einer Wellenlänge von 266 nm wurde über ein Spiegelsystem und

eine Entfernung von bis zu 15 m zur Jetkammer geleitet. Ein gallileisches Teleskop fokussierte den Strahl zu einem Waist von 0.68 mm. Ein unter Mikroprozessor-Kontrolle steuerbarer Spiegel mit hochauflösenden Winkelencodern in Vertexposition lenkte den Laserstrahl unter beliebigen Winkeln Θ und φ in einen Kammersektor [Boe85]. Ca. 5 μJ Strahlenergie waren ausreichend zur Erzeugung der gleichen Ionisationsdichte wie bei einem minimal ionisierenden Teilchen.

- Die Messung der Driftgeschwindigkeit gestaltet sich über große Strahlentfernungen schwierig. Konventionelle Methoden sind nicht geeignet, eine permanente Überwachung der Driftgeschwindigkeit während des Meßbetriebs durchzuführen, wie sie für die OPAL-Jetkammer geplant ist. Mit Hilfe eines durch einen optischen Strahlteiler erzeugten Doppelstrahls kann aus der Driftzeitdifferenz bei bekanntem Doppelstrahlabstand jedoch die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden. Die Forderung einer Auflösung von 0.1 % bedingt allerdings die Berücksichtigung sehr vieler störender Effekte.

Der Doppelstrahlabstand des Strahlteilers muß präzise vermessen werden, da unvermeidliche Fertigungstoleranzen des Strahlteilers Divergenzen und Abweichungen vom Sollabstand zur Folge haben. Planplatten unter einem definierten Einfallswinkel sind besonders geeignet zur Erzeugung von Doppelstrahlen. Mit Hilfe einer Fotodiodenzeile konnte der Doppelstrahlabstand von nominal 10 mm über die gesamte Strahlänge von 2 m innerhalb des FSP auf ca. 3 μm genau bestimmt werden. Die Divergenz betrug $-15 \mu\text{rad}$.

- Bei einem permanenten Doppelstrahl in der Kammer wird die Driftzeitmessung des zweiten Strahls durch die Anwesenheit des ersten jedoch gestört. Raumladung am Signaldraht durch Gasverstärkungen des ersten Strahls verändern das Driftfeld lokal. Die Driftzeit des zweiten Strahls unter Einfluß der Raumladung weicht von der Driftzeit des ersten Strahls in der Umgebung des Signaldrahts zu einigen Prozent ab, wie Messungen am FSP zeigten. Durch einfache Annahmen über Zahl und Ausdehnung der Ionenwolke konnte die Größe des Effekts berechnet werden. Ein Vergleich mit der Messung ergab übereinstimmende Ergebnisse.

Der Raumladungseffekt bei permanenten Doppelstrahlen verhindert die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit auf die geforderte Genauigkeit von 0.1 %. Durch einen Versatz der Doppelstrahlen längs des Drahts in z-Richtung wird der Einfluß vermindert, läßt sich aber nicht gänzlich ausschließen, wie eine Rechnung zeigte.

- Eine Möglichkeit zur Lösung bieten alternierende Doppelstrahlen, bei denen abwechselnd zwischen den Einzelstrahlen umgeschaltet wird und die daher ohne jeglichen Raumladungseinfluß eine Messung der Driftzeiten gestatten. Die Teilerschicht des Strahlteilers ist polarisationsempfindlich ausgelegt, so daß eine Strahlumschaltung durch externes Drehen der Polarisatonebene erreicht wird. Eine Pockelszelle erlaubt eine Umschaltung für jeden Laserschuß, so daß sich langfristige Schwankungen von Laserintensität oder Strahlposition auf beide Strahlen gleichermaßen auswirken und zu keinen signifikanten Differenzen führen.

Mit Hilfe dieser Polarisationsoptik konnte eine Auflösung der Driftgeschwindigkeit im Mittel von 0.1 % erreicht werden, so daß die ursprüngliche Forderung erfüllt wurde. Eine sorgfältige Vermeidung von Drahttreffern, die das Strahlprofil von zumindest einem der beiden Einzelstrahlen verändern, ist jedoch Voraussetzung dafür. Als limitierend für die absolute Genauigkeit der Driftgeschwindigkeit erwiesen sich Schwankungen der FADC-Clockfrequenz, die über der mit dem Laser erzielten relativen Auflösung lagen. Im Rahmen der Clock-Schwankungen betrug die Driftgeschwindigkeit am FSP ca. 54 $\mu\text{m}/\text{nsec}$.

- Weitere für die Kalibration der gesamten Jetkammer benötigte Größen lassen sich aus den gemessenen Abweichungen von einer geraden Laserspur gewinnen. Der elektronische Zeitnullpunkt muß bestimmt werden, um aus der gemessenen Zeit auf die wahre Driftzeit zu schließen.

Die Auslese der 160 Drähte eines Sektors durch mindestens 4 FADC-Crates mit maximal 48 Drähten läßt Verschiebungen der Driftzeiten durch unterschiedliche Trigger-Startzeiten entstehen, die Crate-Zeitnullpunkte. Durch separates Anpassen von Geraden an die einzelnen Spurstücke und anschließendes Verschieben zu einer glatten Spur lassen sich die Crate-Zeitnullpunkte bestimmen.

Innerhalb eines FADC-Crates existieren weitere unterschiedliche individuelle Zeitnullpunkte für jeden Auslesekanal. Sie werden hervorgerufen von verschiedenen Signallaufzeiten durch Vorverstärker, Verbindungskabel und FADC-Elektronik und betragen generell einige $nsec$ Differenz. Die elektronischen Zeitnullpunkte bewirken zusammen mit dem von Draht zu Draht im Vorzeichen wechselnden Drahtversatz systematische Streuungen der Driftzeiten. Durch 2 unabhängige Messungen auf der linken und rechten Seite der Anodendrahtebene können sowohl individuelle elektronische Zeitnullpunkte als auch der Drahtversatz bestimmt werden. Alle Zeitnullpunkte lagen in einem Bereich von $\pm 4 nsec$.

- Der gemessene Drahtversatz zeigt zu Beginn der Messungen am FSP eine Abhängigkeit vom Spürwinkel φ . Ursache hierfür waren die Übersprech-Signale (Crosstalk) zwischen benachbarten Signaldrähten, die zu winkelabhängigen, für die Drähte "nah" und "fern" der Spur unterschiedlichen Pulsformänderungen führten. Alle Übersprech-Signale summieren sich auf zu einem sichtbaren negativen Vorpuls, dem Unterschwinger. Länge und Größe des Unterschwingers zeigten zusätzlich eine periodische Struktur innerhalb der Drähte eines Sektors, die von der in Abständen von 16 Drähten erfolgten Terminierung der Potentialdrähte herrührte. Nach Einbau einer von P. Bock vorgeschlagenen Übersprech-Kompensation [Bock85], welche die von den beiden nächsten Nachbarn erzeugten Übersprech-Signale kompensiert, verschwand der negative Vorpuls fast vollständig und der gemessene Drahtversatz zeigte keine Abhängigkeit mehr vom Spürwinkel φ .

In Kammermitte wurde für den Drahtversatz ein Wert von $162.5 \mu m$ erhalten, der sich zusammensetzt aus dem mechanischen Drahtversatz von $100 \mu m$ und der elektro-statischen Abstoßung. Messungen bei größerem Θ -Winkeln zeigten die z -Abhängigkeit des Drahtversatzes durch den zum Rand geringer werdenden Anteil der elektro-statischen Abstoßung. Die Streuung des Drahtversatzes in Kammermitte wurde zu $6.6 \mu m$ gemessen, in Übereinstimmung mit einer optischen Vermessung.

- Nach der Korrektur der gemessenen Driftzeiten mit dem Zeitnullpunkt und dem Drahtversatz wurde durch Anpassung einer Parabel an die Spur deren Verkrümmung oder Sagitta bestimmt. Es zeigte sich eine vom Spürwinkel Θ abhängige Sagitta bis zu $190 \mu m$, die ohne Korrektur zu einem erheblichen, nicht tolerierbaren systematischen Impulsfehler von 25 % bei einer Spur mit einem Impuls von $50 GeV/c$ führt. Ursache dieses Fehlers sind Abweichungen von der idealen "flachen" Drahtebene, die durch gravitationsbedingten Drahtdurchhang, aber auch durch eine Torsion beider Endplatten der Jetkammer sowie einer Verkrümmung der Anodendrahtalterungen (Kämme) hervorgerufen werden.

Die wahre Drahtposition y in Driftrichtung als Funktion der x - und z -Koordinate läßt sich unter einfachen Annahmen parametrisieren. Eine unter einem Winkel Θ vom Vertex ausgehende gerade Spur, die sich über der Drahtebene befindet, erfährt so durch abweichende Drahtpositionen eine Verkrümmung, aus der wiederum auf die Parameter der Drahtebene geschlossen werden kann. Die Lasermessungen am FSP ergaben einen Gravitationsdurchhang von $170 \mu m$, eine Kammverkrümmung von $74 \mu m$ und eine Torsion von $1.55 mm$.

Während Durchhang und Kammverkrümmung im Einklang mit der Erwartung stehen [Zim86], zeigt die Torsion eine starke Abweichung vom vorher in einer geometrischen Vermessung ermittelten Wert von $< 0.2 mm$. Wie sich herausstellte, erleiden die Endplatten des FSP nach Einbau der Jetkammer in den Drucktank eine zusätzliche Verspannung, die in einer

daraufhin durchgeführten erneuten geometrischen Vermessung in Übereinstimmung mit den Lasermessungen bestätigt wurden [Heuer86].

- In Messungen bei großen φ -Winkeln (7.2°) wurden weitere Abweichungen von der geraden Spur im Bereich des Barrel-Fielddegraders festgestellt. Die Abweichungen für Draht 156 betragen $650 \mu m$ unmittelbar nach Einschalten der Hochspannung und noch $500 \mu m$ im stationären Betrieb. Für die gemessene Driftgeschwindigkeit im Bereich der letzten Drähte wurde konsistent zur Spurabweichung ein um 0.5 % größerer Wert nach dem Einschalten gemessen als im Mittel über die restlichen Drähte.

Als Ursache wurden Feldinhomogenitäten bei großen Driftstrecken identifiziert, die vom Durchgriff des Barrel-Degraders herrühren. Das wirksame effektive Potential auf der Oberfläche ist durch den Einfluß der auf der Rückseite des Degraders liegenden Massefläche um bis zu 2 % reduziert. Die Äquipotentiallinien enden deswegen an näher zur Kathodenebene liegenden Orten auf dem Barrel-Degrader. Das Driftfeld und die Driftwege der Elektronen verlaufen nicht mehr senkrecht zur Anodenebene, sondern sind gegenüber der Senkrechten um einen bestimmten Winkel gedreht, der mit der Entfernung zur Anode zunimmt. Als Verlauf der Driftwege läßt sich in ausreichender Näherung eine Parabel annehmen. Die Spurabweichungen und Driftgeschwindigkeitsänderungen können allein aus der geänderten Geometrie erklärt werden.

Aus dem Driftgeschwindigkeitsanstieg bei Draht 156 wurde der Drehwinkel berechnet, der sich zu 2.8° gegenüber der Senkrechten ergab. Unter der Voraussetzung einer Parabel als Driftweg wurde für die daraus zu erwartende Spurabweichung ein Wert von $612 \mu m$ erhalten, der in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert steht. Anschließende Berechnungen von A. Weltin mit Hilfe eines Feldberechnungsprogramms bestätigten den Einfluß des Durchgriffs auf die Feldrichtung [Wel87a].

- Nach Bestimmung der wichtigsten Kalibrationskonstanten durch Lasermessungen wurden Teststrahl-Ereignisse kalibriert und durch eine Parabelanpassung die Sagitta der kalibrierten Teilchenspuren erhalten. Ohne Magnetfeld ist eine verschwindende Sagitta zu erwarten, während eine verbleibende mittlere Sagitta auf systematische Fehler der Kalibration schließen läßt.

Bei Teststrahlen mit verschiedenen Impulsen lag die verbleibende Sagitta im Mittel bei ca. $25 \mu m$ und ist damit zwei- bis dreifach geringer als die gemessene Streuung von $74 \mu m$ bei Spuren mit einem Impuls von $50 GeV/c$. Im Rahmen der Auflösung kann daher der Kalibrationsfehler vernachlässigt werden. Die Streuung der Sagitta, der Sagittafehler, setzt sich zusammen aus einem Anteil, der aus der Ortsauflösung pro Meßpunkt herrührt und einem Beitrag aus der Vielfachstreuung. Erwartet wird ein Wert von $35 \mu m$ für den Sagittafehler entsprechend einem Impulsfehler von 4.5 % bei einem Impuls von $50 GeV/c$ und einem Magnetfeld von $4 kG$.

Hinzu kommt ein systematischer Fehler, in dem sich alle durch die nichtidealen Kammerigenschaften begründeten Abweichungen widerspiegeln. Ziel der Kalibration ist es, diesen systematischen Sagittafehler zu minimieren. Im Technical Proposal des OPAL-Experiments [OPAL83] war ein systematischer Beitrag von $50 \mu m$ angenommen worden, der zu einer resultierenden Impulsauflösung von 8 % bei $50 GeV/c$ führt. Die Messungen im FSP ergaben einen Wert von $67 \mu m$ für den systematischen Beitrag bzw. 10 % Impulsfehler, so daß der angestrebte Wert nicht ganz erreicht wurde.

Als Ursache wurden temperaturbedingte Schwankungen der FADC-Clockfrequenzen der einzelnen FADC-Crates innerhalb einer Meßreihe gefunden. Dadurch verschieben sich die mit den FADC-Crates korrelierten Spurstücke gegeneinander und täuschen eine variable

Krümmung vor, die den systematischen Sagittafehler erzeugt. Eine aufgrund dieser Erkenntnisse neue, temperaturstabilisierte, gemeinsame FADC-Clock wurde beim 2-Sektortest der OPAL-Jetkammer eingesetzt. Ergebnisse aus Lasermessungen zeigten [Wün87], daß damit der systematische Beitrag des Sagittafehlers verschwindend gering ist, so daß für eine Spur mit einem Impuls von $50 \text{ GeV}/c$ eine Impulsauflösung von 5 % im Magnetfeld von 4 kG erwartet werden kann.

Durch die Ergebnisse der Kalibration am FSP konnte viel zum Verständnis der OPAL-Jetkammer beigetragen werden. Verbesserungen erfolgten in Form der Übersprech-Kompensation mit verbesserter elektrischer Terminierung der Drähte, der Optimierung der benutzten Vorverstärker, des Verringerns von Feldinhomogenitäten in der Nähe des Barrel-Fielddegraders durch Einfügen eines zusätzlichen Drahts und der Verwendung einer temperaturstabilen, gemeinsamen FADC-Clock. Gerade die Schwankungen der Clock-Frequenz stellten sich immer wieder als entscheidende Limitierung der Kalibration heraus. Durch die neue FADC-Clock ist gegenüber dem FSP eine Verbesserung der Impulsauflösung bei der OPAL-Jetkammer um das Zweifache zu erhoffen.

7.2 Status der Kalibration und Ausblick

Es wurde gezeigt, daß mit Hilfe von Laserspuren und geeigneten Methoden in schneller und präziser Weise Kalibrationsgrößen bestimmt werden können. Die am FSP entwickelten Methoden und Algorithmen finden bei der Kalibration der OPAL-Jetkammer Anwendung. Ziel ist eine vollständig kalibrierte zentrale Jetkammer von Beginn des Beschleunigerbetriebs an, der für Sommer 1989 geplant ist. Die volle Aufmerksamkeit sollte sich zum Startzeitpunkt weniger auf detektorspezifische Probleme wie die Kalibration richten, sondern weit mehr auf die Analyse der aufgenommenen Daten.

Bis dahin muß sich die Entwicklung der Kalibration in einem weitgehend abgeschlossenen Zustand befinden, wobei folgende Punkte besonders beachtet werden müssen:

ONLINE-Verarbeitung. Zur Reduzierung der sehr großen Datenmengen soll eine Vorverarbeitung der erzeugten FADC-Pulse vorgenommen werden mit Hilfe der zur Verfügung stehenden Mikroprozessoren. Diese ONLINE-Verarbeitung beinhaltet die Erkennung von gültigen Kammersignalen (Hit Finding), die Bestimmung von Zeit und Ladung der Pulse und die Kalibration, um aus den gemessenen Zeiten unter Einbeziehung aller Korrekturen Spurpunkte zu generieren. Die Spurpunkte werden von einem ebenfalls ONLINE arbeitenden Spursuchalgorithmus (Pattern Recognition) verwendet, das in einer ersten Stufe Spurstücke innerhalb der Jetkammer-Sektoren aus der Masse der Spurpunkte findet.

Kalibration und Spurerkennung sind eng verbunden, da für einige Korrekturen an die Driftzeiten der Spurwinkel φ erforderlich ist, der ohne Spurerkennung aus einer einzelnen Driftzeit nicht verfügbar ist.

Die ONLINE-Verarbeitung bedingt einen vollständigen Satz von Kalibrationskonstanten. Kalibration mit Laserstrahlen trägt einen wesentlichen Teil zur gesamten Kalibration bei, es werden jedoch auch weiterhin, wenn auch im geringeren Maß, andere Hilfsmittel zur Kalibration benötigt.

Andere Kalibrationsmittel. Laserspuren ist es praktisch unmöglich, Drahtebenen in der Jetkammer zu kreuzen oder nahe den Drähten ungestört zu verlaufen. Korrekturen auf Effekte im inhomogenen radialsymmetrischen Feld um die Signaldrähte, aber auch um die Kathodendrähte sind mit Laserspuren nicht zu gewinnen, so daß auf Feldrechnungen oder Teilchenspuren zurückgegriffen werden muß. Für die Bestimmung des globalen Zeitnullpunkts der Driftzeitmessung, der von der Triggerbedingung abhängig ist, können ebenfalls keine

Laserspuren benutzt werden. Diese Kalibrationsgröße muß daher unmittelbar zu Beginn des LEP-Betriebs mit Hilfe von Spuren, welche die Anodenebene kreuzen, gewonnen werden.

Zur Kalibration aller Effekte der Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx sind Laserspuren wegen ihrer grundsätzlich verschiedenen Ionisationsstatistik ebenfalls nicht zu verwenden. Teststrahlen mit definiertem Impuls und Teilchenart und verschiedenen Winkeln sind am geeignetsten zur Untersuchung der Teilchenidentifikation [Breu87].

Berücksichtigung des Magnetfelds. Die OPAL-Jetkammer wird in einem Magnetfeld von 4 kG betrieben werden. Zu den bereits diskutierten Kalibrationskonstanten kommt der Lorentzwinkel α_l hinzu, der Winkel zwischen Driftrichtung im Magnetfeld und elektrischem Feld, der voraussichtlich 18° betragen wird. Der Lorentzwinkel muß ebenfalls bekannt sein und soll durch Kalibration mit Laserstrahlen bestimmt werden.

Die bisherigen Erfahrungen der Kalibration der OPAL-Jetkammer basierten auf dem FSP und dem 2-Sektortest der beiden ersten fertiggestellten Sektoren der OPAL-Jetkammer. Messungen im Magnetfeld waren dort nicht möglich. Zwar wurden kleinere Prototypen im Magnetfeld getestet [Bad84, Sver86], es fehlen jedoch systematische Untersuchungen über die Bestimmung des Lorentzwinkels. Bis zum Zeitpunkt der voll installierten OPAL-Jetkammer im Magneten im Sommer 1989 müssen jedoch wie bei den anderen Kalibrationskonstanten ausgetestete Verfahren vorliegen zur Lorentzwinkelmessung.

Zu diesem Zweck wurde eine Testkammer gebaut [Roll88], die in einem homogenen Magnetfeld betrieben werden kann [Rahn88] und die auf die besonderen Bedürfnisse der Kalibration mit Laserstrahlen zugeschnitten ist. Die Bestimmung des Lorentzwinkels soll über die Ausnutzung des Laserdoppelstrahls mit einer angestrebten Auflösung von 1 % erfolgen.

Kalibrations-Monte-Carlo. Die gegenseitige Beeinflussung der Kalibrationsgrößen einer Jetkammer macht eine unabhängige Bestimmung mitunter schwierig. Die durch die jeweiligen Kalibrationsverfahren bestimmten Größen sollten mit den wahren Größen möglichst übereinstimmen, eine Kontrolle der Ergebnisse und ein Test auf Unabhängigkeit von den benutzten Algorithmen kann aus den Meßdaten selbst jedoch nur unvollständig gewonnen werden.

In einem Kalibrations-Monte-Carlo [Bieb88], das alle zu kalibrierenden Effekte simuliert und daraus realitätsnahe Ereignisse erzeugt, können die Kalibrations-Algorithmen studiert und optimiert werden. Gleichzeitig wird so die gesamte Simulation der Jetkammer verbessert, die zur Vorbereitung der Auswertung der zu erwartenden Ereignisse benötigt wird.

Im nächsten Schritt auf dem Weg zur vollständig kalibrierten OPAL-Jetkammer wird eine Anfangskalibration aller 24 fertiggestellten Sektoren im Herbst 1988 ohne Magnetfeld erfolgen (Initial Calibration). Der bereits im FSP und im 2-Sektortest benutzte steuerbare Spiegel leitet in Vertexposition Laserspuren unter einem großen Winkelbereich in alle Sektoren.

Bei systematischen Messungen in Θ und φ , dem sogenannten "Lasernetz" (Lasernet), ist es möglich, die gesamte Jetkammer abzutasten und insbesondere die Drahtpositionen, die Geometrie der Drahtebene, Feldinhomogenitäten, die Driftgeschwindigkeit und Konstanten zur z -Kalibration [Klein88] zu bestimmen.

Durch Höhenstrahlung werden Daten mit kreuzenden Spuren durch die Anoden- und die Kathodenebene gewonnen, aus denen Korrekturen nahe den Drähten erhalten werden. Zudem lassen sich an diesen kreuzenden Spuren die mit Hilfe des Lasers ermittelten Kalibrationskonstanten überprüfen.

Für die permanente Überwachung während der Datennahme am LEP-Collider eignet sich das Lasersystem der Anfangskalibration jedoch nicht, da dann kein frei drehbarer Spiegel in Vertexposition verwendet werden kann.

Hierzu wird ein Lasersystem mit feststehenden Spiegeln aufgebaut, das in jeden Sektor auf jeder Seite der Anodendrahtebene einen Laserdoppelstrahl unter einem festen Winkel lenken kann. Eine besondere Problematik liegt dabei in der Steuerung des Laserstrahls mit Hilfe eines hochpräzisen steuerbaren Spiegels außerhalb des Detektors und die Detektierung der Strahlposition längs des Strahlwegs. Das stationäre Lasersystem wird eine Bestimmung der Driftgeschwindigkeit, des Lorentzwinkels, der elektronischen Zeitnullpunkte und des Drahtversatzes mit hoher Präzision und in erheblich kürzerer Zeit als bei früheren Detektoren ermöglichen.

Die Kalibration mit Laserstrahlen erlaubt es, dem Ziel einer vollständig kalibrierten OPAL-Jetkammer von Beginn an sehr nahe zu kommen.

Abbildungsverzeichnis

1	β -Zerfall des Neutrons	8
2	Elastische $\nu_\mu e$ -Streuung $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$	9
3	Mischung der neutralen B -Mesonen	15
4	Der LEP-Speicherring	17
5	Der Stanford Linear Collider SLC	18
6	Totaler Elektron-Positron Annihilations-Wirkungsquerschnitt	19
7	Der OPAL-Detektor	21
8	Die Sagittamethode zur Impulsbestimmung	22
9	Vergleich zwischen TDC- und FADC-Ausleseelektronik	26
10	Mittlere geladene Multiplizität $\langle n_{CH} \rangle$	27
11	Zweifach-Jet Ereignis in der OPAL-Detektor Simulation GOPAL	28
12	Anordnung der Driftzellen in der TASSO-Driftkammer	29
13	Querschnitt durch die OPAL-Jetkammer	30
14	Ansicht der ALEPH-TPC	31
15	Detektionsprinzip einer TPC	32
16	Prinzipschaltbild und nichtlineare Eingangskennlinie eines FADC	35
17	Verteilung des Nichtlinearitätsfaktors a	36
18	Korrekturfunktion des Driftwegs in Signaldrahtnähe	38
19	Driftzelle eines Signaldrahtes im Magnetfeld	39
20	Wegdifferenz Δx in Abhängigkeit vom Spurwinkel β	40
21	Mittlere Ladung (Truncated Mean) bei $p = 6 \text{ GeV}/c$ für e, π, p in Abhängigkeit vom Spurwinkel Θ	41
22	Mechanismus der Zwei-Photon-Ionisation	45
23	Abhängigkeit der Ionisation von der Energiedichte	47
24	Kalibration mit Laserstrahlen des AFS-Experiments am CERN-ISR	48
25	Abhängigkeit der Ionisation von der Wellenlänge	49
26	Absorptions- und Ionisationsspektrum von Phenol	50
27	Gemessene Ladungsverteilung für e, π, p bei $6 \text{ GeV}/c$ am OPAL-Jetkammer FSP	52
28	Energieverlustkurven als Funktion des Teilchenimpulses im OPAL-Jetkammer FSP	53
29	Spektrale photoelektrische Quantenausbeute	57
30	Photoelektronen-Signal in der OPAL-Jetkammer	58
31	Interferenzschichten eines dielektrischen Spiegels	59
32	Verhalten der ionisierenden Kante bei verschieden großer Laserintensität	65
33	Wahrscheinlichkeitsverteilung vom Ort des ersten Elektrons	67
34	Berechneter Erwartungswert und Standardabweichung vom Ort des ersten Elektrons	69
35	Verlauf von Waist und ionisierender Kante eines NdYAG-Lasers ohne weitere optische Elemente	70
36	Verlauf von Waist und ionisierender Kante eines NdYAG-Lasers mit nachfolgender fokussierender Linse	72
37	Querschnitt des OPAL-Jetkammer Full Scale Prototyps (FSP)	74
38	Querschnitt eines Halbsektors des Jetkammer-FSP	75
39	Position der Spannungs-Stützpunkte zur Erzeugung eines homogenen Driftfeldes	76
40	Driftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke (E/p)	78
41	Einfluß des Wasseranteils auf die Driftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke	78
42	Das DL300 Flash-ADC System	80
43	Das Lasersystem zur Kalibration	82
44	Berechneter Waist der Strahltransportoptik am FSP	85

45	Vergleich des berechneten und gemessenen Waist im Bereich des FSP	85
46	Anschlußschema einer Lateraleffekt-Diode zur Bestimmung der Strahlage	87
47	Ansicht des steuerbaren Spiegels in Vertexposition	88
48	Spektrum der natürlichen, relativen Energieschwankungen des FSP-Lasers	90
49	Energieabhängigkeit der Ionisation im FSP	91
50	Abhängigkeit der Laserpulsdauer von der Energie	92
51	Verlauf der ionisierenden Kante im FSP	93
52	Sagitta der ionisierenden Kante im FSP als Funktion der Laserenergie	93
53	Ankunftszeitspektrum der Elektronen am Signaldraht	94
54	Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung durch die Methode des integralen Zeitspektrums	97
55	Direkte Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung durch schrittweises Verschieben.	98
56	Driftgeschwindigkeitsmessung mit Hilfe eines Laserdoppelstrahls	99
57	Strahlteiler zur Erzeugung eines Laserdoppelstrahls	100
58	Doppelstrahlabstand als Funktion des Einfallswinkels beim planparallelen Strahlteiler	101
59	Vermessung von Doppelstrahlabstand und Divergenz mit Hilfe einer Fotodioden-Zeile	103
60	Gemessener Doppelstrahlabstand als Funktion der Entfernung zum Strahlteiler	104
61	Wirkungsweise einer $\lambda/2$ -Platte	107
62	Digitalisiertes FADC-Signal eines Laserdoppelpulses gleicher Pulshöhe	108
63	Driftkammersignal mit differenziertem Signal	109
64	Driftkammersignal mit integriertem Signal	110
65	Die 3-Drahtmethode zur Bestimmung der Zeitauflösung	111
66	Zeitauflösung der Integral-Methode bei Laserpulsen am FSP	112
67	Driftzeit der Einzelpulse eines Laserdoppelstrahls als Funktion der deponierten Ladung	113
68	Drift der Ladungswolken eines Laserdoppelstrahls	114
69	Entwicklung der Gasverstärkung am Signaldraht	114
70	Sättigungseffekt als Funktion der Gasverstärkung	115
71	Drahtanordnung zur Feldberechnung einer Driftkammer	116
72	Feldstärke und Driftgeschwindigkeit in Signaldrahtnähe unter Einfluß von Raumladung	119
73	Driftzeitdifferenz Δt_{ion} als Funktion der Raumladung	120
74	Gemessene Driftzeitdifferenz Δt als Funktion der Ladung des ersten Pulses verglichen mit den Ergebnissen der Rechnung	121
75	Unterdrückung des Raumladungseffekts durch Strahlversatz Δz des Doppelstrahls in z -Richtung	121
76	Raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} als Funktion des z -Versatzes des zweiten Strahls bei sphärischer Ionenwolke	123
77	Driftwege der Elektronen längs des Drahtes mit sphärischer Raumladung bei $z = 0$	123
78	Raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} als Funktion des z -Versatzes des zweiten Strahls bei gaußischer Ionenwolke	124
79	Systematische Verschiebung der Driftzeit des zweiten Pulses bei Auftreten eines vorangehenden ersten Pulses	126
80	Umschalten der Einzelstrahlen eines Strahlteilers durch Drehen der Polarisationssebene	128
81	Transmission der Strahlteilerschicht als Funktion der Wellenlänge	129
82	Kammerpulse bei "S"- und "P"-Polarisation am Strahlteiler	130
83	Intensität der Teilstrahlen als Funktion des Polarisationswinkels	131
84	Aufbau und Funktionsweise einer Pockelszelle	133
85	Reflektivität einer Glasplatte als Funktion des Einfallswinkels	136
86	Polarisationsempfindlicher Abschwächer aus zwei nacheinander angeordneten Quarzplatten	136
87	Drehung des Polarisationsvektors bei einer teildurchlässigen Schicht	138

88	Polarisationsabhängigkeit eines Umlenkspiegels	139
89	Driftzeitspektrum eines Drahts und Streuung (R.M.S.) der Driftzeitspektren aller Drahte	140
90	Ladungsspektren für gleiche und unterschiedliche Intensität der Teilstrahlen	142
91	Driftgeschwindigkeit innerhalb eines FSP-Sektors	144
92	Mittleres FADC-Signal bei abgedecktem Laserstrahl	145
93	Prinzipschaltung eines triggerbaren Delay-Generators	146
94	Anordnung der Felddrähte am FSP verglichen mit der Laserstrahlbreite	147
95	Fehlmessung der Driftgeschwindigkeit am FSP durch Drahttreffer	148
96	Ladungsverhältnis Q_1/Q_2 pro Draht für eine korrekte Messung und bei einem Draht- treffer	149
97	Vergleich der Driftgeschwindigkeit für permanenten Doppelstrahl und alternierende Strahlumschaltung	151
98	Driftgeschwindigkeit am FSP bestimmt mit der DOS-Methode	152
99	Differenz der Driftgeschwindigkeiten für Integral- und DOS-Methode	152
100	Verteilung der FADC-Phase für eine Meßreihe mit Höhenstrahlung	155
101	Elektronische Zeitnullpunkte der Driftzeitmessung	158
102	Verschiebung der Spurstücke zur Bestimmung der Crate-Zeitnullpunkte	159
103	Angepaßte Gerade für eine Drahtebene mit Drahtversatz	160
104	Individuelle elektronische Zeitnullpunkte	162
105	Gemessener mittlerer Drahtversatz in Abhängigkeit vom φ -Winkel (Mai 1985)	163
106	Mittlerer Laserpuls mit Unterschwinger durch Übersprechen	165
107	Schematische Überlagerung eines Übersprech-Signals mit einem Kammerpuls	166
108	Ladung und Länge des durch Übersprechen hervorgerufenen negativen Vorpulses (Undershoot)	168
109	Mittlerer Laserpuls nach individueller Terminierung und Übersprech-Kompensation	169
110	Drahtversatz in Kammermitte	170
111	3-Drahtversatz für jeden Draht und Verteilung für alle Drähte in Kammermitte	171
112	Mittlerer Drahtversatz in Kammermitte als Funktion des Driftfelds	172
113	3-Drahtversatz für $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$	173
114	Elektro-statische Abstoßung als Funktion der z -Position	174
115	Endplatten einer Jetkammer unter Einfluß von Torsion und Verkrümmung	177
116	Drahtebene eines Jetkammer-Sektors unter Einfluß von Torsion und Verkrümmung	178
117	Aufsicht eines Jetkammer-Sektors in der xz -Ebene	179
118	Spurresiduen einer Geradenanpassung bei $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$	181
119	Systematischer Sagittafehler als Funktion des Θ -Winkels beim FSP	183
120	Differenz der Spurresiduen im Bereich der äußeren Drähte bei Variation der BIAS- Spannung	185
121	Residuen einer geraden Laserspurs für einen Spurwinkel von $\varphi = 7.2^\circ$	186
122	Driftgeschwindigkeit im Bereich der letzten Drähte	187
123	Aufbau des Barrel-Fielddegraders im Maßstab 2:1	187
124	Durchgriff des Barrel-Fielddegraders als Funktion des Wasseranteils im Kammergas	189
125	Wirkung des Durchgriffs auf die Äquipotentiallinien nahe des Barrel-Fielddegraders	190
126	Auswirkung der Driftfelddrehung auf Driftgeschwindigkeitsbestimmung und Spurre- siduum	190
127	Berechneter Feldlinienverlauf im Bereich des Barrel-Fielddegrader unter Berücksich- tigung des Durchgriffs	192
128	Spurresiduen für $\varphi = 2.5^\circ, 3.8^\circ, 7.2^\circ$ bei $E = 940 \text{ V/cm}$ und 4 bar	194
129	Spurresiduen für $\varphi = 1.8^\circ - 6.3^\circ$ in Schritten von 0.5° bei $E = 800 \text{ V/cm}$ und 3 bar	195

130	Spurresiduen von Draht 140,150 und 156 als Funktion der Driftstrecke für $E = 940 V/cm$ und $4 bar$	196
131	Spurresiduen von Draht 140,150 und 156 als Funktion der Driftstrecke für $E = 800 V/cm$ und $3 bar$	196
132	Spurabweichung durch Feldstörungen als Funktion des Spurwinkels	197
133	Spurresiduen für $E = 780 V/cm$ bis $1000 V/cm$ für $\varphi = 7.2^\circ$ und $4 bar$	198
134	Spurresiduen von Draht 140,150 und 156 als Funktion des Driftfelds	199
135	Spurresiduen für $\varphi = 0.5^\circ, 3.0^\circ, 5.0^\circ, 6.5^\circ$ bei einem Glas-Felddegrader	200
136	Mittlere Residuen einer Teststrahl-Meßreihe vor und nach Anwendung von Kalibrationsdaten	204
137	Sagittaverteilungen für verschiedene Impulse und eine Lasermessung im Vergleich	206
138	Sagittafehler σ_s und Impulsauflösung σ_p/p als Funktion des Impulses	208
139	Sagittaverteilungen der unterteilten Meßreihe für $50 GeV/c$	210
140	Residuen der unterteilten Meßreihe für $50 GeV/c$	211

Tabellenverzeichnis

1	Klassifizierung der Leptonen und Quarks im Standardmodell	11
2	Massen und Zerfallsbreiten der intermediären Vektorbosonen W^\pm und Z^0	13
3	Daten und Parameter des LEP-Speicherrings (LEP I)	18
4	Intrinsische Ortsauflösungen einer Driftkammer für 24 cm Driftstrecke	27
5	Daten und Parameter der zentralen LEP-Spurdetektoren	33
6	Ionisationspotentiale gebräuchlicher Driftkammergase	45
7	Photoelektrische Austrittsarbeit und langwellige Grenze verschiedener Metalle	55
8	Erwartungswerte und Standardabweichungen der ionisierenden Kante für verschiedene Elektronenanzahl n	68
9	Technische Daten des am FSP benutzten NdYAG-Lasers QUANTEL YG440	84
10	Tolerierbarer Justierungsfehler für eine vorgegebene Genauigkeit des Doppelstrahl- abstands	102
11	Strahlabstand am Ursprung und Divergenz vermessener Strahlteiler	103
12	Brechungsindices gebräuchlicher Driftkammergase und trockener Luft	105
13	Korrekturfaktor und Differenz des Doppelstrahlabstands aufgrund des unterschiedlichen Brechungsindex in Kammergas und Luft	106
14	Raumladungsabhängige Driftzeitverlängerung Δt_{ion} bei unterschiedlichem z -Versatz des Doppelstrahls	122
15	Intensitäten des transmittierten und des reflektierten Strahls für "S"- und "P"- Polarisation	128
16	Elektro-optische Konstanten und Temperaturkoeffizienten bei Raumtemperatur	134
17	Technische Daten der im FSP und in der OPAL-Jetkammer verwendeten Pockelszelle	134
18	Gemessene Clock-Frequenzen der FADC-Scanner und Zuordnung der FADC-Crates	146
19	Ergebnisse zur Driftgeschwindigkeit am FSP	153
20	Anteile der Übersprech-Signale der Nachbardrähte am FSP	165
21	Gemessene Sagitta für $\Theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$	182
22	Parameter der Anodendraht-Ebene aus gemessener Spursagitta	182
23	Zeitabhängigkeit des Residuums von Draht 156	184
24	Strahlungslängen der Jetkammer-Gase für 1 bar	202
25	Gemessener Mittelwert und Streuung der Sagittaverteilungen	205
26	Systematischer Sagittafehler für einzelne Spurstücke	207

Literatur

- [Albre87] H. Albrecht et al. (ARGUS-Collaboration); DESY 87-029 (1987)
- [Albro83] M.G. Albrow et al.; Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983), 201
- [ALEPH83] ALEPH-Collaboration; ALEPH Technical Report, CERN/LEPC/83-2 (1983)
- [Alt84] M. Althoff et al. (TASSO-Collaboration); Z. Phys. C **22** (1984), 307
- [Ama86] U. Amaldi; Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986), 312
- [And79] H. Anderhub, M.J. Devereux, P.G. Seiler; Nucl. Instr. and Meth. **166** (1979), 581
- [Ansa87] R. Ansari et al. (UA2-Collaboration); Phys. Lett. **186B** (1983), 440
- [Arn83a] G. Arnison et al. (UA1-Collaboration); Phys. Lett. **122B** (1983), 103
- [Arn83b] G. Arnison et al. (UA1-Collaboration); Phys. Lett. **126B** (1983), 398
- [Ast78] A. Astbury et al. (UA1-Collaboration); CERN/SPSC/78-06, SPSC/P92 (1978)
- [Aub74] J.J. Aubert et al.; Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1404
- [Aug74] J.E. Augustin et al.; Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1406
- [Bad84] H. Badewitz; Diplomarbeit (1984), Universität Bonn, BONN-IR-84-24
- [Baer86] H. Baer et al.; Physics at LEP, CERN 86-02, Vol. 2, 304
- [Bag83] P. Bagnaia et al. (UA2-Collaboration); Phys. Lett. **129B** (1983), 130
- [Bam86] A. Bamberger et al.; Nucl. Instr. and Meth. **A251** (1986), 67
- [Ban83] M. Banner et al. (UA2-Collaboration); Phys. Lett. **122B** (1983), 469
- [Bieb88] O. Biebel; Diplomarbeit (1988), Universität Bonn, in Vorbereitung
- [Bien78] J.K. Bienlein et al.; Phys. Lett. **78B** (1978), 360
- [Bock85] P. Bock; OPAL Central Detector Meeting 15.2.1985 and 25.4.1985, Internal Reports (1985)
- [Bock86] P. Bock et al.; Nucl. Instr. and Meth. **A242** (1986), 237
- [Bres74] A. Breskin et al.; Nucl. Instr. and Meth. **119** (1974), 9
- [Bro82] D. Brozzi et al.; CERN-report, UA1/TN82/11 (1982)
- [Boe81] H. Boerner; Dissertation (1981), Universität Bonn, BONN-IR-81-27
- [Boe85] H. Boerner; Private Mitteilungen (1985)
- [Bou80] J. Bourotte, B. Sadoulet; Nucl. Instr. and Meth. **173** (1980), 463
- [Breu87] H. Breuker et al.; Nucl. Instr. and Meth. **A260** (1987), 342
- [Cah86] J.W. Cahill et al.; J. Phys. B **19** (1986), 1989

- [Cra61] H. Cramér; *Mathematical Methods of Statistics*, Princeton University Press (1961), 370
- [Dav87] M. Davier; *Proc. Int. Conf. on High-Energy Physics, Berkeley, California (1986)*, 25
- [DELPHI83] DELPHI-Collaboration; *DELPHI Technical Proposal*, CERN/LEPC/83-3, LEPC/P-2 (1983)
- [Des82] M. DeSalvo, R. DeSalvo; *Nucl.Instr. and Meth.* **201** (1982), 357
- [Drumm80] H. Drumm et al.; *Nucl.Instr. and Meth.* **176** (1980), 333
- [Dry86] S.L.T. Drysdale et al.; *Nucl. Instr. and Meth.* **A252** (1986), 521
- [Eck87] G. Eckerlin et al.; *Universität Heidelberg (1987)*, HD-PY 87/2, submitted to *IEEE Trans. Nucl. Sci.*
- [Eis83] J. Eisenmann; *Diplomarbeit (1983)*, Universität Bonn, BONN-IR-83-39
- [Farr78a] W. Farr et al.; *Nucl. Instr. and Meth.* **154** (1978), 175
- [Farr78b] W. Farr, J. Heintze; *Nucl. Instr. and Meth.* **156** (1978), 301
- [Fermi33] E. Fermi; *Z. Phys.* **88** (1933), 161
- [Fis86] H.M. Fischer et al.; *Nucl. Instr. and Meth.* **A252** (1986), 331
- [Fra69] J.L. Franklin et al.; *Ionization Potentials, Appearance Potentials, and Heats of Formation of Gaseous Positive Ions* *Nat. Stand. Ref. Data Ser.* (1969), NSRDS-NBS 26
- [Gell64] M. Gell-Mann; *Phys. Lett.* **8** (1964), 214
- [Gla61] S.L. Glashow; *Nucl. Phys.* **22** (1961), 579
- [Gla70] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani; *Phys. Rev. D* **2** (1970), 1285
- [Glu63] R.L. Gluckstern; *Nucl. Instr. and Meth.* **24** (1963), 381
- [Has73] F.J. Hasert et al. (GARGAMELLE-Collaboration); *Phys. Lett.* **46B** (1973), 121
- [Hau83] M. Hauschild; *Diplomarbeit (1983)*, Universität Bonn, BONN-IR-83-42
- [Heise81] W. Heise; *Diplomarbeit (1981)*, Universität Bonn, BONN-IR-81-36
- [Hel80] K.-H. Hellenbrand; *Diplomarbeit (1980)*, Universität Heidelberg
- [Hen69] R.W. Hendricks; *Rev. Sci. Instrum.* **40** (1969), 1216
- [Herb77] S.W. Herb et al.; *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977), 252
- [Heuer86] R.D. Heuer; *Private Mitteilung (1986)*
- [Heuer88] R.D. Heuer, A. Wagner (OPAL Jet Chamber Group); *Nucl. Instr. and Meth.* **A265** (1988), 11
- [Hilke80] H.J. Hilke; *Nucl. Instr. and Meth.* **174** (1980), 145
- [Hilke86] H.J. Hilke; *Nucl. Instr. and Meth.* **A252** (1986), 169

- [Hilke87] H.J. Hilke; 3rd Workshop on Laser Ionization in Gases, Freiburg (1987)
- [Higgs64] P.W. Higgs; Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 508
- [Hof86] K.D. Hofmann; Diplomarbeit (1986), RWTH Aachen, PITHA 86-07
- [Huk87a] M. Huk; Diplomarbeit (1987), Universität Heidelberg
- [Huk87b] M. Huk, P. Igo-Kemenes, A. Wagner; HD-PY 87/12 (1987), Universität Heidelberg
- [Hul85] G. Hulbricht et al.; Nucl. Instr. and Meth. **228** (1985), 327
- [Igo86] P. Igo-Kemenes; Private Mitteilung (1986)
- [Ji87] A. Ji-Gang et al.; EFI 87-67 (1987)
- [Jok83] A. Joksich; Diplomarbeit (1983), Universität Bonn, BONN-IR-83-04
- [Keil86] E. Keil; Proc. ECFA-Workshop on LEP200, Aachen (1986), CERN 87-08, ECFA 87/108, 17
- [Klein88] M. Klein; Diplomarbeit, Universität Bonn (1988), BN-IR-88-18
- [Kunst86] Th. Kunst; Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1986)
- [Lan44] L.D. Landau; J. Exp. Phys (USSR) **8** (1944), 201
- [Land59a] Landolt-Börnstein; Zahlenwerte und Funktionen, Band II, 6/1, (1959), 988
- [Land59b] Landolt-Börnstein; Zahlenwerte und Funktionen, Band II, 6/8, (1959), 871
- [Land79] Landolt-Börnstein; New Series, Band III, Vol.11, (1979), Springer-Verlag
- [Led85] K.W.D. Ledingham et al.; Nucl. Instr. and Meth. **A241** (1985), 441
- [Lehr85] I. Lehraus, R. Matthewson, W. Tejessy; CERN/EF 85-8 (1985)
- [Len85] P. Lennert; Private Mitteilungen (1985)
- [LEP84] LEP Design Report, CERN-LEP/84-01 Vol.1 (1984)
- [Lud86] J. Ludwig; Private Mitteilungen (1986)
- [L3/83] L3-Collaboration; L3 Technical Proposal (1983)
- [Mal36] L. Malter; Phys. Rev. **50** (1936), 48
- [Mar88] G. Maringer; Diplomarbeit (1988), Universität Bonn, BONN-IR-88-33
- [Mich86] A. Michels; Diplomarbeit (1986), Universität Bonn, BONN-IR-86-03
- [Mohr86] W. Mohr, F. Röhner; Private Mitteilungen (1986)
- [E.Mül87] E. Müller; 3rd Workshop on Laser Ionization in Gases, Freiburg (1987)
- [T.Mül87] T. Müller (UA1-Collaboration);
Proc. 22nd Moriond Workshop on Electroweak Interactions,
Les Arcs (1987)
- [Noz80] T. Nozaki; JADE Note **45** (1980)

- [Noz81] T. Nozaki; JADE Note **67** (1981)
- [OPAL83] OPAL-Collaboration; The OPAL Detector Technical Proposal, CERN/LEPC/83-4, LEPC/P3 (1983)
- [Part86] Review of Particle Properties; Phys. Lett. **170B** (1986)
- [Rahn88] W. Rahn; Diplomarbeit (1988), Universität Bonn, BONN-IR-88-13
- [Raine83] C. Raine, K.W.D. Ledingham, K.M. Smith; Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983), 305
- [Ren87] F. Renard; CERN Academic Training Programm (1987), Lecture 1-4
- [Rich86] J. Richstein; Dissertation (1986), Universität Dortmund
- [Roll88] A. Rollnik; Diplomarbeit (1988), Universität Bonn
- [Sad84] B. Sadoulet; Private Mitteilung (1984)
- [Salam64] A. Salam, J.C. Ward; Phys. Lett. **13** (1964), 168
- [Sauli77] F. Sauli; CERN 77-09 (1977)
- [Scha86] D. Schaile, O. Schaile, J. Schwarz; Nucl. Instr. and Meth. **A242** (1986), 247
- [Schm86] B. Schmidt; Dissertation (1986), Universität Heidelberg
- [Schm80] B. Schmidt; Diplomarbeit (1980), Universität Heidelberg
- [Schr87] S. Schreiber; Diplomarbeit (1987), Universität Bonn, BONN-IR-87-26
- [Schr88] S. Schreiber; OPAL Central Detector Meeting 24.3.1988, Internal Report (1988)
- [Sipi78] H. Sipilä, V. Vanha-Honko; Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978), 461
- [Sipi80] H. Sipilä, V. Vanha-Honko, J. Bergquist; Nucl. Instr. and Meth. **176** (1980), 381
- [Spi86] J. Spitzer; OPAL Jetchamber Calibration Meeting (1986), Heidelberg
- [Stie85] L. Stieglitz; Institut für heiße Chemie, KfK Karlsruhe (1985)
- [Sver86] I. Sverko; Diplomarbeit (1986), Universität Freiburg
- [Tal79] R. Talman; Nucl. Instr. and Meth. **159** (1979), 189
- [Va'vra84] J. Va'vra; Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984), 13
- [vWal85] P. v. Walter, G. Mildner; IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**32** (1985), 626
- [Wag85] A. Wagner; Private Mitteilung (1985)
- [Wag87] A. Wagner; Private Mitteilung (1987)
- [Wein67] S. Weinberg; Phys. Lett. **19** (1967), 1264
- [Wel87a] A. Weltin; Dissertation (1987), Universität Freiburg
- [Wel87b] A. Weltin; Private Mitteilung (1987)

- [Wün86] B. Wunsch; OPAL Central Detector Meeting 12.9.1986,
Internal Report (1986)
- [Wün87] B. Wunsch; OPAL Central Detector Meeting 3.12.1987,
Internal Report (1987)
- [Zan85] K. Zankel; Private Mitteilung (1985)
- [Zim86] J. Zimmer; Private Mitteilung (1986)
- [Zweig64] G. Zweig; CERN Report 8419/Th 412 (1964)

Schlußbemerkung

Als 1984 die Laserkalibration nach einigen Vorversuchen mit dem Full Scale Prototypen (FSP) begann und das Unwissen noch auf breiter Basis stand, war noch nichts von den Möglichkeiten zu ahnen, die sich heute mit UV-Lasern in Driftkammern bieten. Um so mehr danke ich für den Freiraum und das Vertrauen, das mir mein Doktorvater Prof. Herbert Fischer und auch Prof. Bernd Nellen gegeben haben. Ein guter Schoppen Wein am Abend trägt dazu nicht unwesentlich bei.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei Dr. Herbert Boerner (ehemals CERN) und bei Dr. Rolf-Dieter Heuer (CERN) bedanken, die mich als Berater, Kritiker, Animateure und als Freunde während meiner Doktorandenzeit begleitet haben. Es war schon eine tolle Zeit mit Euch.

Dies gilt gleichermaßen für meine Bonner Freunde, Mitstreiter und Schreibtischnachbarn Andreas Rollnik (aro) und Siggie Schreiber (*der Student*). Euch beiden wünsche ich möglichst bald viele schöne Z^0 -Ereignisse für Eure eigenen Arbeiten.

Die Algorithmen der Laserkalibration, entwickelt am FSP, hat Dr. Benno Wunsch schließlich für die OPAL-Jetkammer nutzbar gemacht und viel Arbeit und Mühe in die Datenauswertung gesteckt.

Ein Danke auch an Prof. Albrecht Wagner (Heidelberg) für Seine Begeisterung an der Laserkalibration.