

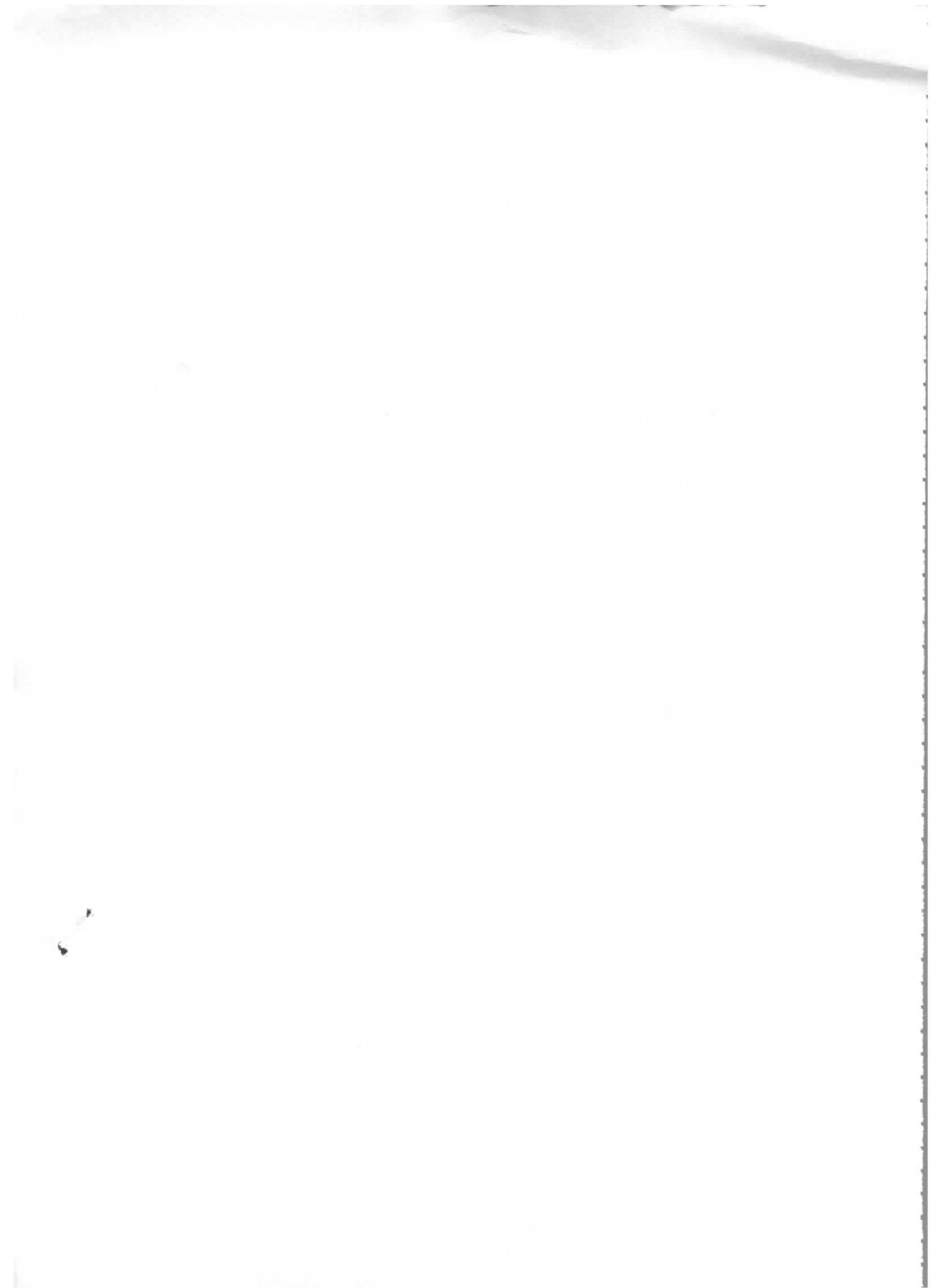
Interner Bericht
DESY F14-79/01
Mai 1979

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	9. JULI 1979	
Leihfrist: Loan period:	7	Time days

BAU UND ERPROBUNG VON PROPORTIONALKAMMERN
ZUR ORTSMESSUNG IM ENDCAP-SCHAUERZÄHLER
DES DETEKTORS "PLUTO"

von

Herbert Kapitza



Bau und Erprobung von Proportionalkammern
zur Ortsmessung im Endcap-Schauerzähler
des Detektors "PLUTO"

Experimentell-physikalische Diplomarbeit

dem Fachbereich Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Herbert Kapitza

H a m b u r g

1 9 7 9

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
<u>Einleitung</u>	1
1. <u>Entwurf und Aufbau des Ortsdetektors für den Endcap-Schauerzähler</u>	3
1.1 Der Detektor PLUTO	3
1.1.1 Magnetspule und Zylinderkammern	3
1.1.2 Die Schauerzähler	5
1.1.2.1 Der Barrel-Schauerzähler	5
1.1.2.2 Der Endcap-Schauerzähler	6
1.2 Entwurf des Endcap-Ortsdetektors	9
1.2.1 Position des Ortsdetektors im Schauerzähler	9
1.2.2 Die Wahl des Detektorprinzips	11
1.2.3 Aufbau eines Segments des Endcap-Ortsdetektors	15
1.3 Bau des Endcap-Ortsdetektors	20
1.3.1 Herstellung der Kammern	20
1.3.2 Bestückung der Schauerzählersegmente	22
2. <u>Elektrische Eigenschaften der Kammern</u>	24
2.1 Das Arbeitsprinzip einer Vieldrahtproportionalkammer	24
2.2 Das Kammerfeld	26
2.2.1 Das Feld im Kammerinneren	26
2.2.2 Das Feld an den Kammerändern	29
2.3 Das Kammergas	29
2.4 Der zeitliche Verlauf der Kammersignale	31
2.4.1 Die Signalform	31
2.4.2 Die Zeitauflösung der Kammern	33
2.4.3 Die Ratenabhängigkeit der Nachweiseigenschaften	35
3. <u>Untersuchung der Nachweiseigenschaften der Kammern am Teststrahl</u>	36
3.1 Der Versuchsaufbau	36
3.1.1 Der Aufbau im Strahlgebiet	36
3.1.2 Die Nachweiselektronik	38
3.2 Die Auswertung der Meßdaten	41
3.2.1 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit	41
3.2.2 Ermittlung der Clusterstruktur der Ereignisse	41
3.2.3 Behandlung der Mehrcluster-Ereignisse	43

	Seite
3.3 Die Nachweiseigenschaften der freien Kammern	45
3.3.1 Hochspannungskurven	45
3.3.2 Profilkurven quer zu den Drähten	46
3.3.3 Profilkurven entlang der Drähte	48
3.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse	52
3.4 Die Nachweiseigenschaften der Kammern im Schauerzählersegment	53
3.4.1 Modifikationen des Versuchsaufbaus	54
3.4.2 Hochspannungskurven	56
3.4.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit η	58
3.4.3.1 Energieabhängigkeit	58
3.4.3.2 Ortsabhängigkeit	60
3.4.4 Die Clusterbreite b_{cl}	69
3.4.4.1 Energieabhängigkeit	69
3.4.4.2 Ortsabhängigkeit	71
3.4.5 Die Ortsauflösung $c(r)$	73
3.4.5.1 Energieabhängigkeit	73
3.4.5.2 Ortsabhängigkeit	77
3.4.6 Zusammenfassung der Ergebnisse	80
<u>4. Betrieb der Kammern im Detektor PLUTO</u>	83
4.1 Die Versorgung der Kammern	83
4.1.1 Gasversorgung	83
4.1.2 Hochspannungsversorgung	84
4.1.3 Nachweiselektronik	85
4.2 Nachweiseigenschaften für schauernde Teilchen	85
4.2.1 Nachweiswahrscheinlichkeit	87
4.2.2 Clusterbreiten und Ortsauflösung	89
4.3 Nachweiseigenschaften für nichtschauernde Teilchen	92
4.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit	93
4.3.2 Clusterbreiten und Ortsauflösung	94
<u>5. Zusammenfassung</u>	98
<u>Anhang</u>	99
<u>Literaturverzeichnis</u>	111
<u>Abbildungsverzeichnis</u>	113
<u>Tabellenverzeichnis</u>	116
<u>Danksagung</u>	117

Einleitung

PLUTO ist ein magnetischer 4 π -Detektor zur Durchführung von Experimenten an e^+e^- -Speicherringen. Von 1974 bis 1978 wurde er erfolgreich am Speicherring DORIS des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg betrieben.

In seiner ursprünglichen Form bestand PLUTO im wesentlichen aus einer supraleitenden Spule (Solenoid), in deren Magnetfeld sich eine Anordnung zylindrischer Proportionalkammern befand. Mit diesem Innendetektor konnten Spuren geladener Teilchen und damit deren Impulse gemessen werden. Außerdem enthielt der Innendetektor zwei Bleizylinder, die in beschränktem Maße die Erkennung von Elektronen und Photonen durch Bildung elektromagnetischer Schauer ermöglichten.

Zur Verbesserung der Teilchenidentifikation wurde PLUTO in den Jahren 1976 - 78 um mehrere Komponenten erweitert. Die für die vorliegende Arbeit wichtigste Änderung ist die Erweiterung des Innendetektors um zwei Schauerzählersysteme:

1. Ein zylindrischer Schauerzähler umgibt konzentrisch die Zylinderkammern des Innendetektors (Barrel-Schauerzähler).
2. Die Stirnseiten der Zylinderkammern werden von zwei kreisförmigen Schauerzählern abgedeckt (Endcap-Schauerzähler).

Damit können Elektronen und Photonen über einen großen Raumwinkel durch Bildung elektromagnetischer Schauer identifiziert werden. Zur genauen Bestimmung von Schauerort und -ausdehnung enthalten die Schauerzähler Kammern zur Ortsmessung. Im Barrel-Schauerzähler sind das Wendelrohrkammern, im Endcap-Schauerzähler Vieldrahtproportionalkammern. Die Informationen aus diesen Kammern gestatten insbesondere die Angabe des Ortes von photoneninduzierten Schauern und die Unterscheidung von Elektronen und Hadronen durch Auswertung der unterschiedlichen Schauerausdehnung.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Entwurf, Bau und Test der Proportionalkammern für den Endcap-Ortsdetektor. Sie ist wie folgt gegliedert:

Im 1.Kapitel wird dargestellt, welche physikalischen Forderungen und technischen Randbedingungen man beim Entwurf des Endcap-Ortsdetektors zu beachten hatte. Anschließend wird die daraus folgende konstruktive Gestaltung der Kammern sowie ihr Bau beschrieben.

Im 2.Kapitel wird untersucht, wie sich die speziellen Kammerparameter auf die elektrischen Kammereigenschaften (Kammerfeld, Impulsform, Zeitauflösung) auswirken.

Die Nachweiseigenschaften der Kammern des Endcap-Ortsdetektors wurden an einem DESY-Teststrahl untersucht. Die Beschreibung der Messungen und die Darstellung der Ergebnisse erfolgt im 3.Kapitel.

Abschließend wird im 4.Kapitel auf den Betrieb des Endcap-Ortsdetektors in PLUTO eingegangen. Die letzte Datennahme von PLUTO bei DORIS erfolgte im April/Mai 1978 bereits mit voller Schauerzählerausstattung. Daher können die aus den Meßdaten ermittelten Nachweiseigenschaften der neuen Detektorkomponenten mit den Testergebnissen verglichen werden.

1. Entwurf und Aufbau des Ortsdetektors für den Endcap-Schauerzähler

Beim Entwurf des Ortsdetektors für den Endcap-Schauerzähler von PLUTO waren wichtige Randbedingungen durch andere neue Detektorkomponenten vorgegeben. Daher soll zunächst der neue Innendetektor etwas ausführlicher beschrieben werden. Dabei wird für die Positionsangaben in dieser Arbeit stets eines der in Abb. 1 dargestellten PLUTO-Koordinatensysteme benutzt.

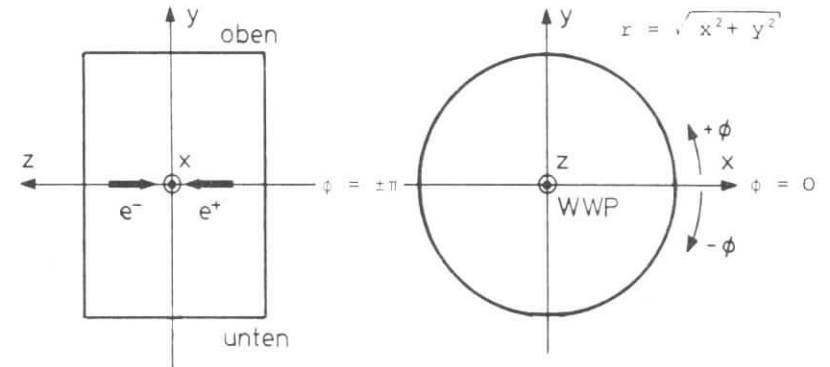


Abb. 1: PLUTO-Koordinatensysteme

Sowohl das kartesische Koordinatensystem (x,y,z) als auch das der Detektorgeometrie besonders angepaßte Zylinderkoordinatensystem (r,ϕ,z) haben ihren Ursprung im Wechselwirkungspunkt (WWP).

1.1 Der Detektor PLUTO

1.1.1 Magnetspule und Zylinderkammern

Abb. 2 zeigt PLUTO in der Form, wie er Anfang 1978 am Speicherring DORIS betrieben wurde. Das Kernstück des Detektors bilden die zylindrischen Proportionalkammern, die das Strahlrohr, in dem die e^+e^- -Reaktionen stattfinden, konzentrisch umgeben. Die Kammern befinden sich in einem von einer supraleitenden Solenoidspule erzeugten Magnetfeld (Stärke bis 1,7 T), das parallel zur Strahlachse gerichtet ist. Mit dieser Anordnung können Spuren geladener Teilchen über einen Bereich von 87% des gesamten Raumwinkels erfaßt werden.

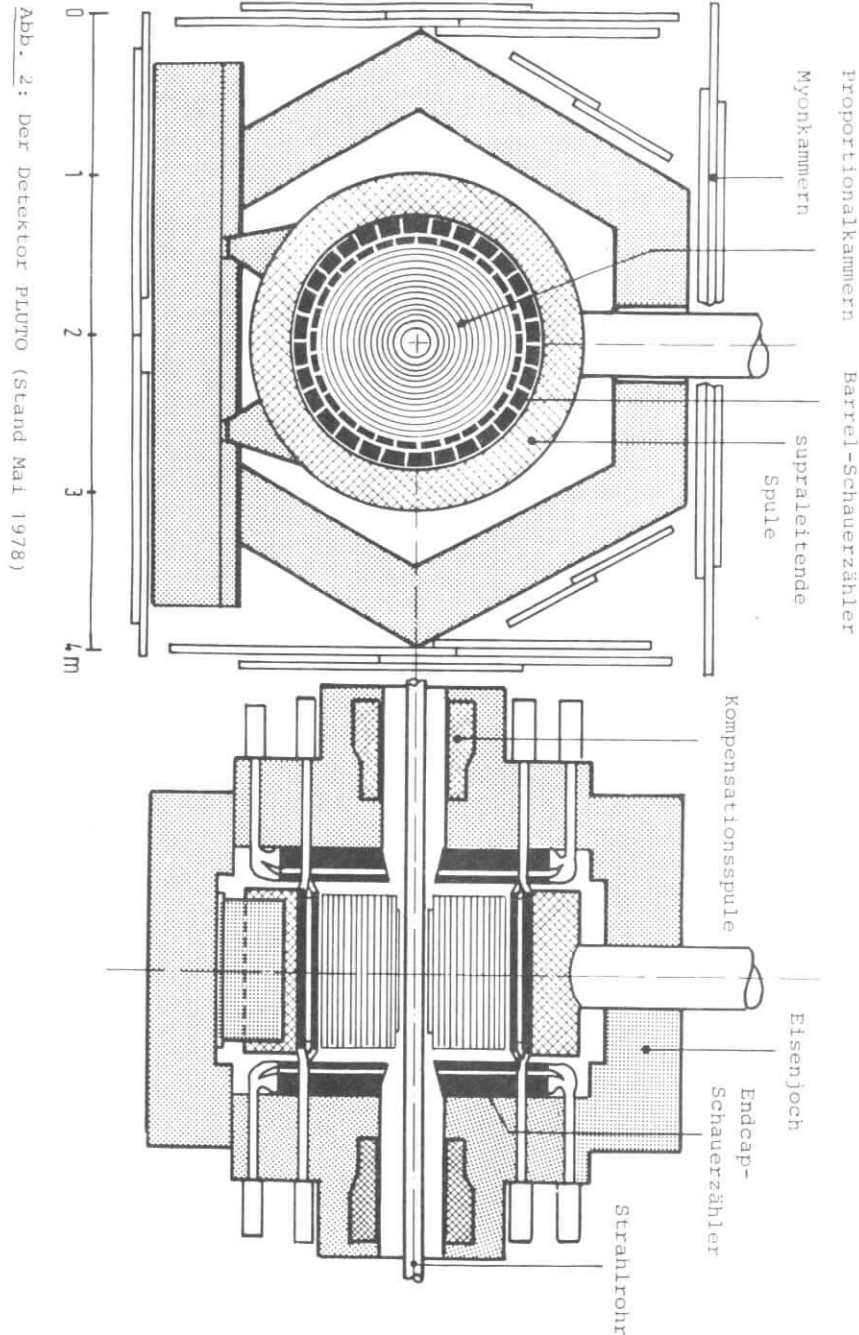


Abb. 2: Der Detektor PLUTO (Stand Mai 1978)

Aus der Spurkrümmung erhält man jeweils den Teilchenimpuls. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Strahlführung im Speicherring wird durch zwei ebenfalls supraleitende Kompensationsspulen ausgeglichen.

Der Innendetektor ist zur Rückführung des magnetischen Flusses von einem Eisenjoch umgeben. Das Joch hat eine mittlere Dicke von ca. 60 cm und wirkt als Absorber sowohl für Elektronen und Photonen (Strahlungslänge in Fe: 1,76 cm) als auch für Hadronen (Wechselwirkungslänge in Fe: 10,2 cm). Lediglich Myonen mit einem Impuls $p \geq 1$ GeV/c können das Eisenjoch durchdringen (vgl. NEU 78, Abschnitt 1.6). Sie werden von außerhalb des Joches liegenden Proportionalrohrkammern nachgewiesen, die 65% des gesamten Raumwinkels überdecken.

Eine ausführliche Beschreibung der hier nur kurz dargestellten Detektorkomponenten findet man z.B. in der Dissertation von A. Bäcker (BÄC 77, Kapitel 3) sowie im Pluto-Handbuch (PLU 74).

1.1.2 Die Schauerzähler

In den Jahren 1976 - 78 wurde der Innendetektor von PLUTO um zwei Anordnungen von Schauerzählern erweitert. Der Barrel-Schauerzähler umgibt konzentrisch die Zylinderkammern des Innendetektors, während die beiden kreisförmigen Hälften des Endcap-Schauerzählers die Stirnseiten der Kammern abdecken (vgl. Abb. 2). Damit werden Identifizierung und Energiemessung von Elektronen und Photonen über einen Bereich von 96% des gesamten Raumwinkels ermöglicht (Barrel: 60%, Endcap: 38%).

1.1.2.1 Der Barrel-Schauerzähler

Der Barrel-Schauerzähler besteht aus zwei konzentrischen Zylindern, von denen jeder aus 30 Schauerzählersegmenten zusammengesetzt ist. Diese überdecken jeweils 12° in ϕ . Die Segmente des äußeren Rings sind gegenüber denen des inneren Rings um 6° versetzt. Die einzelnen Schauerzählermoduln sind als Blei-Szintillator-Sandwichzähler mit einer wirksamen Dicke von 4,7 Strahlungslängen (äußerer Ring) bzw. 3,9 Strahlungslängen (innerer Ring) aufgebaut. Das in den Moduln erzeugte Szintillationslicht wird über Lichtleiter zu außerhalb des Eisenjochs befestigten Photomultipliern geführt. Eine ausführliche Beschreibung des Barrel-Schauerzählers wird in der Diplomarbeit von H.M.Jensing (JEN 77) gegeben.

Der Barrel-Schauerzähler allein gestattet nur eine grobe Angabe von Schauerort und -ausdehnung. Zur genaueren Bestimmung von ϕ - und z -Koordinaten befindet sich im Raum zwischen den beiden Barrel-Zylindern eine Doppellage versetzt angeordneter Wendelrohre. Die damit erreichbaren Ortsauflösungen betragen $\sigma(\phi) = 6,65 \text{ mrad}$ und $\sigma(z) = 3,6 \text{ mm}$. Weitere Details sind der Diplomarbeit von O.Achterberg (ACH 78) zu entnehmen.

1.1.2.2 Der Endcap-Schauerzähler

Wie Abb. 3 zeigt, sind auch die kreisförmigen Schauerzähler des Endcap-Systems modular aufgebaut. Jeder Zähler besteht aus 30 12° -Segmenten. Jeweils 15 Schauerzählermoduln werden in einem halbkreisförmigen Stahlgefäß mit Aluminiumdeckel untergebracht.

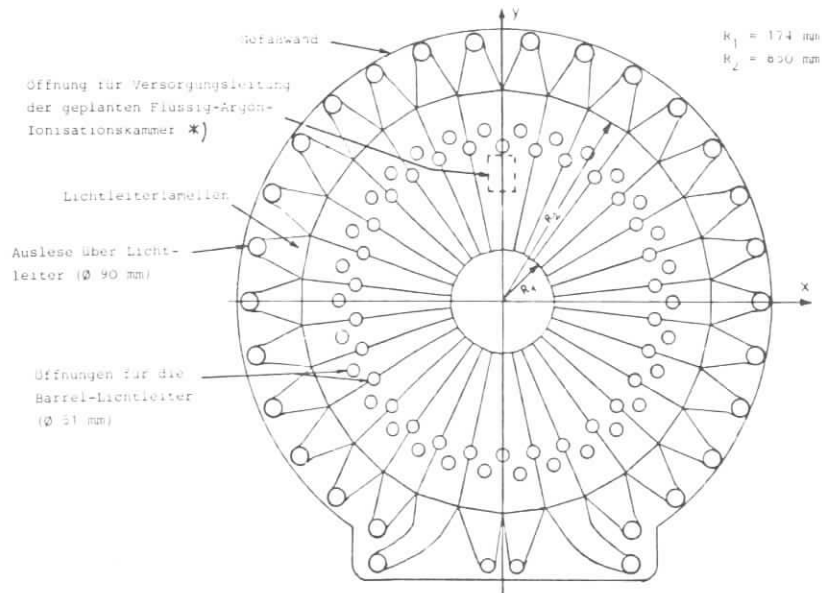


Abb. 3: Aufbau eines Endcap-Schauerzählers aus 30 12° -Segmenten (aus NAV 78)

*) Im Innendetektor ist der Einbau einer zylindrischen Flüssig-Argon-Ionisationskammer geplant. Die für die ständige Kühlung mit flüssigem Stickstoff nötige Versorgungsleitung wird an der Stirnseite des Innendetektors durch einen Ausschnitt im Eisenjoch geführt. Eine entsprechende Öffnung ist auch in einem der Endcap-Schauerzähler vorzusehen.

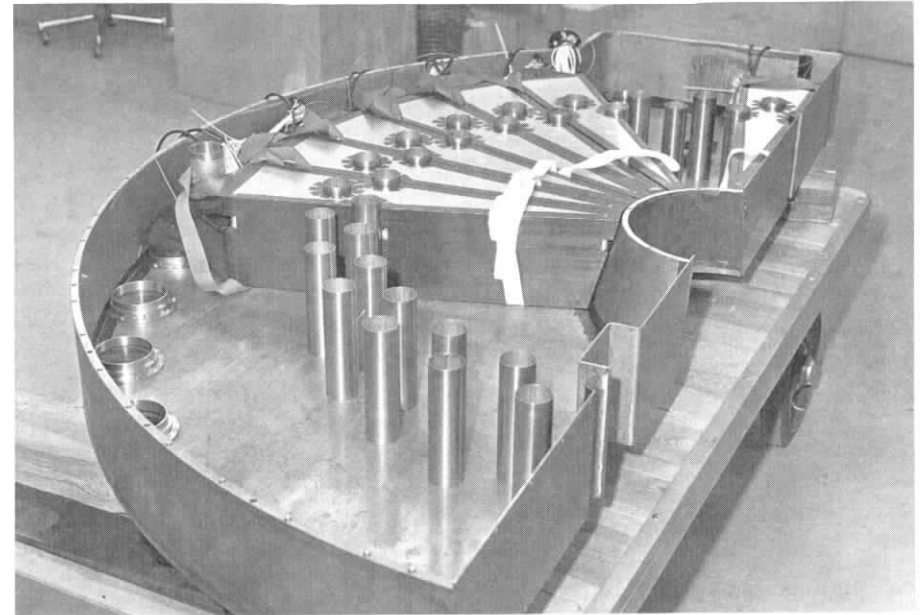


Abb. 4: Ansicht eines halbgelüllten Endcap-Gefäßes

Abb. 4 zeigt die Ansicht eines halbgelüllten Endcap-Gefäßes. Die insgesamt vier Gefäße sind an den Innenseiten des Magnetjochs befestigt. Dazu war das Joch vorher an beiden Stirnseiten 20 cm tief auszufräsen. Die ausgefräste Materialstärke wurde auf die Außenseite des Jochs wieder aufgesetzt (vgl. Abb. 2), um seine Funktion als Rückflußjoch und Myonfilter nicht zu beeinträchtigen. Da die Endcap-Schauerzähler den Innendetektor an den Stirnseiten abdecken, müssen pro Zähler 60 Durchführungen für die Barrel-Lichtleiter vorgesehen werden. Diese sind in Abb. 3 und Abb. 4 zu erkennen.

Abb. 5 zeigt, daß auch beim Endcap-Schauerzähler jedes Segment als Blei-Szintillator-Sandwichzähler aufgebaut ist. 10 Bleischichten ($d = 6 \text{ mm}$) und 11 Szintillatorschichten ($d = 6,9 \text{ mm}$) ergeben für jeden Modul eine wirksame Dicke von 10,2 Strahlungslängen. Das in den einzelnen Szintillatorschichten erzeugte Licht wird über Lichtleiterlamellen zum Lichtleiterkopf geführt.

Dort wird es durch Reflexion um 90° umgelenkt und über Lichtleiter zu den Photomultipliern außerhalb des Eisenjochs geführt.

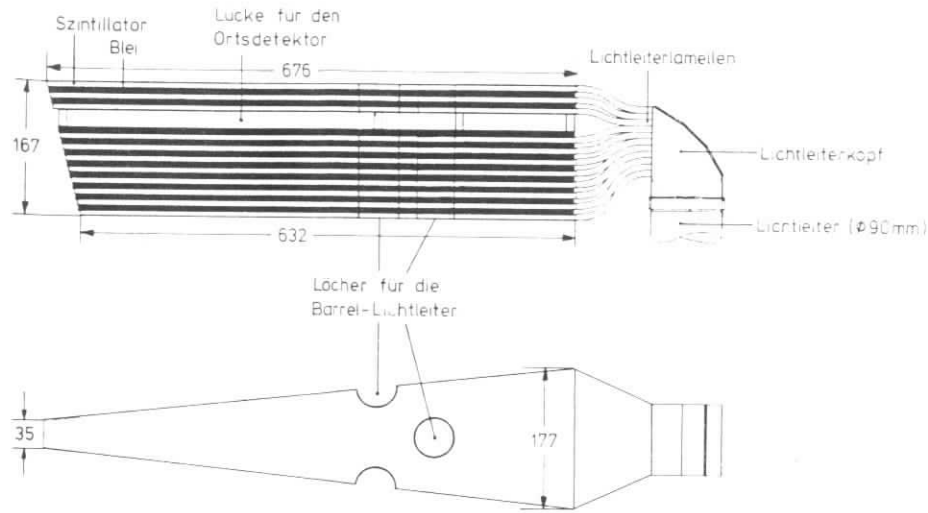


Abb. 5: Aufbau eines Segments des Endcap-Schauerzählers

Eine detaillierte Beschreibung des Endcap-Schauerzählers findet sich in der Diplomarbeit von H. Daumann (DAU 78). Die genauen Maße und Positionen sind in NAV 78 zusammengestellt.

Mit dem Endcap-Schauerzähler allein läßt sich lediglich die ϕ -Koordinate des Schauerortes auf 12° genau messen. Zur Bestimmung der r-Koordinate ist der Einbau eines Ortsdetektors vorgesehen. Dazu wird in jedem Sandwich nach 2,0 Strahlungslängen ein Abstandshalter aus Aluminium eingesetzt (vgl. Abb. 5). Für den Ortsdetektor steht dann eine Einbaulücke mit 21 mm lichter Höhe zur Verfügung.

1.2 Entwurf des Endcap-Ortsdetektors

Mit dem Ortsdetektor im Endcap-Schauerzähler sollen die r-Koordinaten folgender Größen gemessen werden:

- Schauerschwerpunkt und -ausdehnung für Elektronen und Photonen
- Spurdurchstoßpunkt in der Ebene des Ortsdetektors für minimal-ionisierende Teilchen.

Diese Meßziele führen auf z.T. einander widersprechende Forderungen beim Entwurf des Detektors.

1.2.1 Position des Ortsdetektors im Schauerzähler

Eine gute Bestimmung von Schauerschwerpunkten - insbesondere bei niederenergetischen Primärteilchen - erfordert den Einbau des Ortsdetektors in einer Tiefe im Schauerzähler, wo die Zahl der Schauerteilchen maximal ist. Zur Ermittlung dieser Position wurde die Schauerentwicklung in einem Endcap-Sandwich mit einem Schauersimulationsprogramm (vgl. JEN 77, Kapitel 5) untersucht. Berücksichtigt man die 0,11 Strahlungslängen des Aluminiumdeckels des Endcap-Gefäßes, so ergibt sich die in Abb. 6 für verschiedene Primärenergien E gezeigte Abhängigkeit der mittleren Anzahl \bar{N} der Schauerteilchen von der Eindringtiefe x im Sandwich (Nr. der Szintillatorschicht). Den Kurven entnimmt man, daß das Schauermaximum für niederenergetische Primärteilchen ($E = 250 - 500$ MeV), hinter der dritten Szintillatorschicht, also in einer Tiefe von 2,0 Strahlungslängen, liegt. Dort ist im Hinblick auf eine gute Schauerschwerpunktsbestimmung die günstigste Einbauposition für den Endcap-Ortsdetektor. Außerdem ist an dieser Stelle die Variation der Zahl der Schauerteilchen mit der Einschußenergie bereits recht stark. Daher besteht bei dieser Lage des Detektors am ehesten die Möglichkeit, niederenergetische Elektronen und Pionen auf Grund gemessener Schauerbreiten zu unterscheiden.

In Abb. 7 sind die Beiträge zum Wirkungsquerschnitt σ_{ph} von Photonen in Blei in Abhängigkeit von der Photonenenergie E dargestellt. Bei den in Frage kommenden Energien ($E \geq 200$ MeV) ist nur der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung von Bedeutung. Für $E > 1$ GeV nimmt er den asymptotischen Wert $\sigma_{ph} = \frac{7}{9}$ (Strahlungslängen) $^{-1}$ an (vgl. PER 72, Abschnitt 2.5.3).

Als Intensität I der Photonen nach Durchquerung von x Strahlungslängen ergibt sich bei einer einfallenden Intensität I_0 :

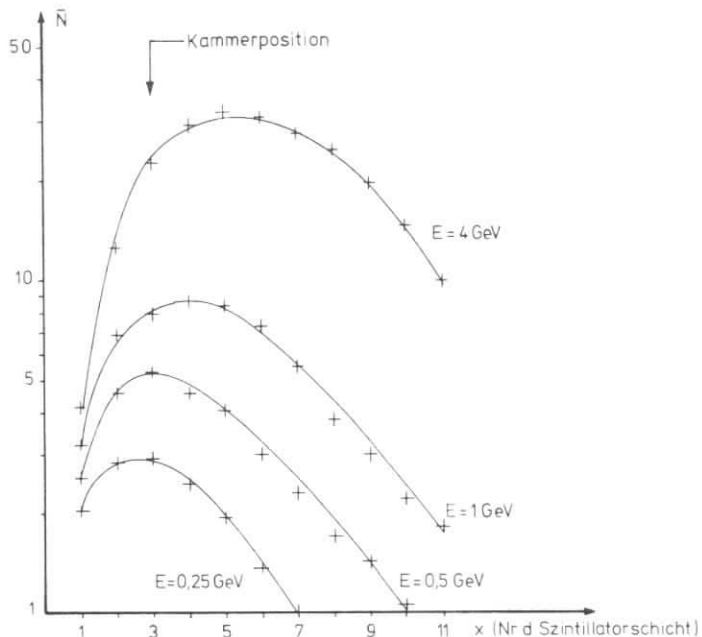


Abb. 6: Mittlere Schauerentwicklung in einem Endcap-Sandwich

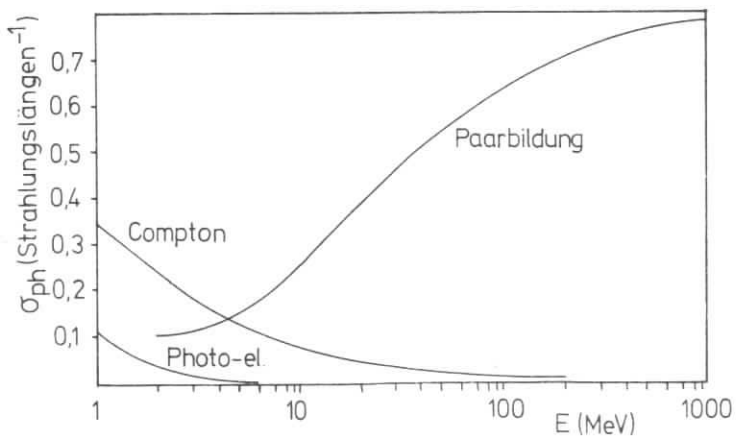


Abb. 7: Beiträge zum Wirkungsquerschnitt von Photonen in Blei

$$I = I_0 e^{-\sigma_{ph} x} \quad (1.1)$$

Für die Konversionswahrscheinlichkeit w_k gilt dann:

$$1 - w_k = \frac{I}{I_0} = e^{-\sigma_{ph} x} \quad (1.2)$$

Unter Berücksichtigung der Materie des Innendetektors und des Gefäßdeckels haben vom WWP kommende Photonen bei einem mittleren Einfallswinkel $\Theta = 30^\circ$ bis zum Ortsdetektor etwa 3,2 Strahlungslängen zu durchlaufen (vgl. SPI 77). Damit erhält man die in Tabelle 1 angegebenen Werte für w_k .

Tabelle 1: Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen vor dem Endcap-Ortsdetektor

E (MeV)	w_k
200	0,89
500	0,91
>1000	0,92

Die Positionierung des Ortsdetektors hinter der dritten Szintillatorschicht ist also auch im Hinblick auf die Messung von Photoschauern eine akzeptable Lösung.

Pionen und Myonen mit Impulsen $p > 0,2 \text{ GeV}/c$ haben eine mittlere Reichweite $\bar{x} \geq 60$ bzw. 80 gcm^{-2} (vgl. PDG 76, S.30). In Blei ($\rho = 11,35 \text{ gcm}^{-3}$) entspricht das einer Länge von $\bar{x} \geq 5,3$ bzw. $7,0 \text{ cm}$.

Die Position des Ortsdetektors hinter 1,2 cm Blei stellt damit für den Nachweis minimalionisierender Teilchen keinen Nachteil dar.

1.2.2 Die Wahl des Detektorprinzips

Die Segmentierung des Endcap-Schauerzählers erfordert den Aufbau des Ortsdetektors aus Modulen gleicher Geometrie. Ein Schauerzählersegment bildet dann mit dem eingebauten Ortsdetektorsegment eine apparative Einheit.

Die folgenden Gründe legen es nahe, die Segmente des Endcap-Ortsdetektors als Vieldrahtproportionalkammern zu gestalten:

1. Die weitgehend durch den Drahtabstand festgelegte Ortsauflösung derartiger Kammern ist für die zu Beginn des Abschnitts 1.2 genannten Meßziele vollkommen ausreichend.

2. Vieldrahtproportionalkammern lassen sich in so geringer Bauhöhe anfertigen, daß eine Unterbringung in der 21 mm hohen Einbaulücke im Sandwich bequem möglich ist.
3. Zur Verstärkung der Kammersignale kann auf die Standardelektronik für die PLUTO-Proportionalkammern zurückgegriffen werden.

Wie Abb. 5 zeigt, kann aus geometrischen Gründen nicht die gesamte Fläche eines Schauerzählersegments mit einer Proportionalkammer abgedeckt werden. Diese Einschränkung betrifft

- a) den Bereich für die Durchführungen der Barrel-Lichtleiter durch den Sandwich und
- b) den Bereich der Abstandsstücke in der Einbaulücke im Sandwich.

Damit kommt man auf folgende Grundbauform für die Segmente des Endcap-Ortsdetektors:

Jedes Segment besteht aus zwei trapezförmigen Vieldrahtproportionalkammern. Abb. 8 zeigt ihre Anordnung im Schauerzählersegment. Die beiden Kammern werden im folgenden stets durch die Bezeichnungen "innere Kammer" und "äußere Kammer" unterschieden, wobei die äußere Kammer diejenige am Lichtleiterende eines Schauer-

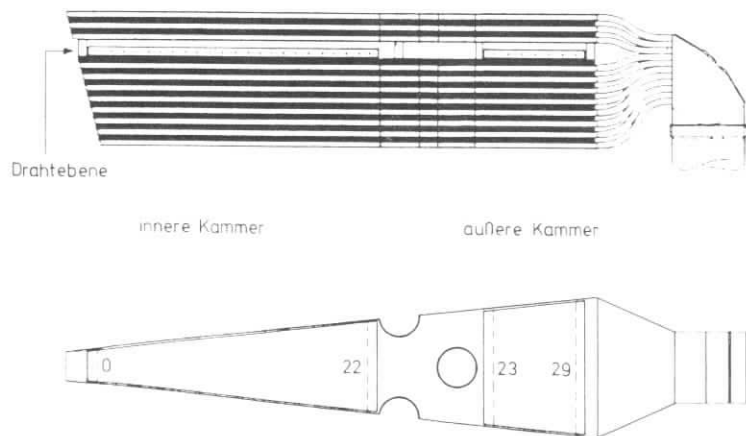


Abb. 8: Anordnung der Kammern des Ortsdetektorsegments im Schauerzählersegment

zählermoduls ist. Die Bauhöhe der Kammern sollte 13 mm nicht überschreiten, damit in der Einbaulücke genügend Platz für Signalkabel und Gasschläuche bleibt.

Die Ortsauflösung $\sigma(r)$ einer Vieldrahtproportionalkammer wird im wesentlichen durch den Drahtabstand d bestimmt. Bei der Festlegung des Drahtabstandes für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors waren hauptsächlich zwei Punkte zu berücksichtigen:

1. Der Drahtabstand sollte klein gegen die Schauerbreite sein.
2. Die Gesamtzahl der Drähte sollte 2000 nicht überschreiten, damit die Kosten für die Ausleseelektronik in vertretbaren Grenzen gehalten werden.

Ein Segment des Endcap-Ortsdetektors überdeckt einen Bereich der r -Koordinate von etwa 500 mm (ausschließlich der Lücke für die Barrel-Lichtleiter). Bei insgesamt 60 Segmenten folgt aus der zweiten Forderung ein Drahtabstand $d = 15$ mm. Dieser Wert ist klein genug gegenüber den zu erwartenden Schauerbreiten, wie eine von H.M.Jensing durchgeführte Simulationsrechnung zeigt (vgl. JEN 77, Abschnitt 5.5). Für Einschußenergien $E = 1-10$ GeV ergeben sich danach hinter dem inneren Ring des Barrel-Schauerzählers für den mittleren Abstand der äußersten Schauerpartikel (Fußbreite des Schauers) Werte von 70 - 110 mm. Im Endcap-Ortsdetektor erwartet man etwas kleinere Schauerbreiten, weil weniger Materie zu durchdringen ist (2,0 statt 3,9 Strahlungslängen), die Größenordnung sollte jedoch die gleiche sein.

Die Drahtzahlen und -abstände in den Proportionalkammern des Endcap-Ortsdetektors wurden schließlich wie folgt festgelegt:

innere Kammer: 23 Drähte $d = 15,5 \text{ mm} \cdot \cos 6^\circ = 15,4$ mm
 äußere Kammer: 7 Drähte $d = 16,5 \text{ mm} \cdot \cos 6^\circ = 16,4$ mm

Der Faktor $\cos 6^\circ$ ergibt sich aus der Trapezform der Kammern. Für die innere und die äußere Kammer wurden geringfügig unterschiedliche Drahtabstände gewählt, damit pro Ortsdetektorsegment genau 30 Drähte vorhanden sind. Das ist im Hinblick auf die Ausleseelektronik von großem Vorteil, weil dort immer 30 Kanäle zu einer Gruppe zusammengefaßt sind. Jedes Segment des Endcap-Ortsdetektors bildet damit auch auslesemäßig eine Einheit.

Die 30 Drähte eines Kammerpaares sind von innen nach außen von 0 bis 29 durchnummeriert (vgl. Abb. 8). In Tabelle 2 sind die r-Koordinaten und Längen der Drähte sowie die Winkel, unter denen sie vom WWP aus gesehen werden, zusammengestellt.

Tabelle 2: r-Koordinate, Drahtlänge ℓ und Winkel θ zum WWP für die Drähte der Kammern im Endcap-Ortsdetektor

Draht	r (mm)	ℓ (mm)	θ (Grad)	Fehler:
0	221,9	39,8	19,0	$\Delta r = \pm 1,5$ mm
1	237,3	43,0	20,2	$\Delta \ell = \pm 0,2$ mm
2	252,7	46,3	21,4	$\Delta \theta = \pm 0,15^\circ$
3	268,1	49,5	22,6	
4	283,6	52,8	23,7	
5	299,0	56,0	24,9	
6	314,4	59,2	26,0	
7	329,8	62,5	27,1	
8	345,2	65,7	28,1	
9	360,6	69,0	29,2	
10	376,1	72,2	30,2	
11	391,5	75,4	31,2	
12	406,9	78,7	32,2	
13	422,3	81,9	33,2	
14	437,7	85,2	34,1	
15	453,1	88,4	35,1	
16	468,5	91,6	36,0	
17	484,0	94,9	36,9	
18	499,4	98,1	37,7	
19	514,8	101,4	38,6	
20	530,2	104,6	39,4	
21	545,6	107,8	40,2	
22	561,0	111,1	41,0	
23	716,3	143,8	48,0	
24	732,7	147,2	48,6	
25	749,1	150,7	49,3	
26	765,5	154,1	49,9	
27	781,9	157,6	50,5	
28	798,3	161,0	51,1	
29	814,8	164,5	51,6	

1.2.3 Aufbau eines Segments des Endcap-Ortsdetektors

Abb. 9 zeigt eine schematische Darstellung eines Segments des Endcap-Ortsdetektors mit den wichtigsten Maßen. Weitere Maßangaben sind Abb. 10 sowie den Tabellen 2 und 3 zu entnehmen.

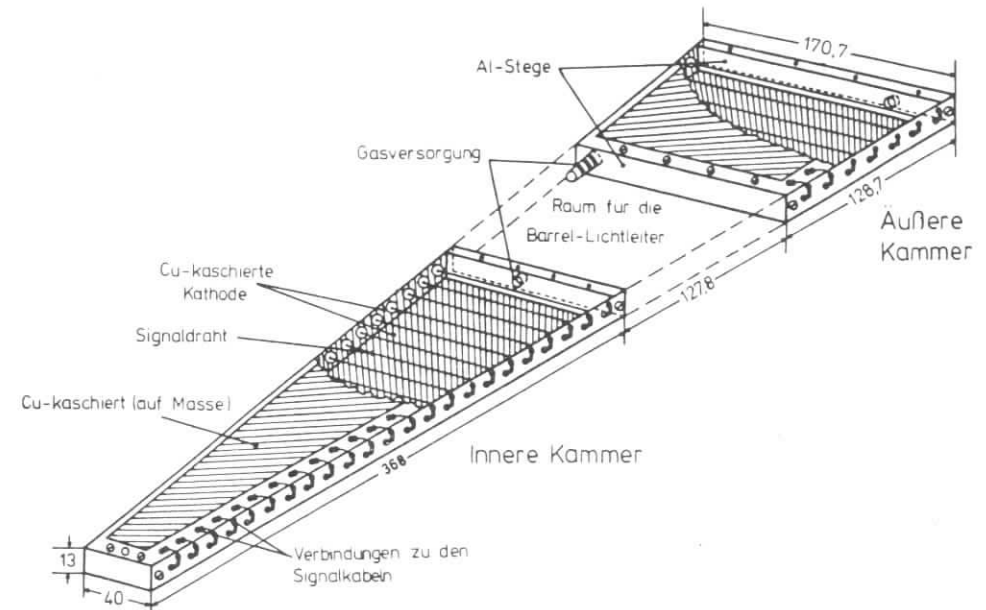


Abb. 9: Die beiden Kammern eines Segments des Endcap-Ortsdetektors (schematisch)

Boden, Deckel und die beiden Längsseiten der Kammern bestehen aus 1,5 mm starkem kupferkaschiertem Epoxyd-Glasfasergewebe. Die Kupferkaschierung ist zusätzlich verzinkt, was auf eine gesamte Schichtdicke von ca. 50 μ m führt. Abb. 10 zeigt die genaue Art der Kaschierung der zur Herstellung eines Kammerpaares benötigten Platinen. Man erkennt die feldformende Kaschierung ("field-shaping") auf den Innenseiten der Seitenplatinen. Dadurch wird die Nachweiswahrscheinlichkeit am Rand der Kammer beträchtlich verbessert (vgl. Abschnitt 2.2.2). Das ist wichtig, um den durch die Segmentierung des Endcap-Ortsdetektors zwischen den Segmenten entstehenden toten Raum so klein wie möglich zu halten.

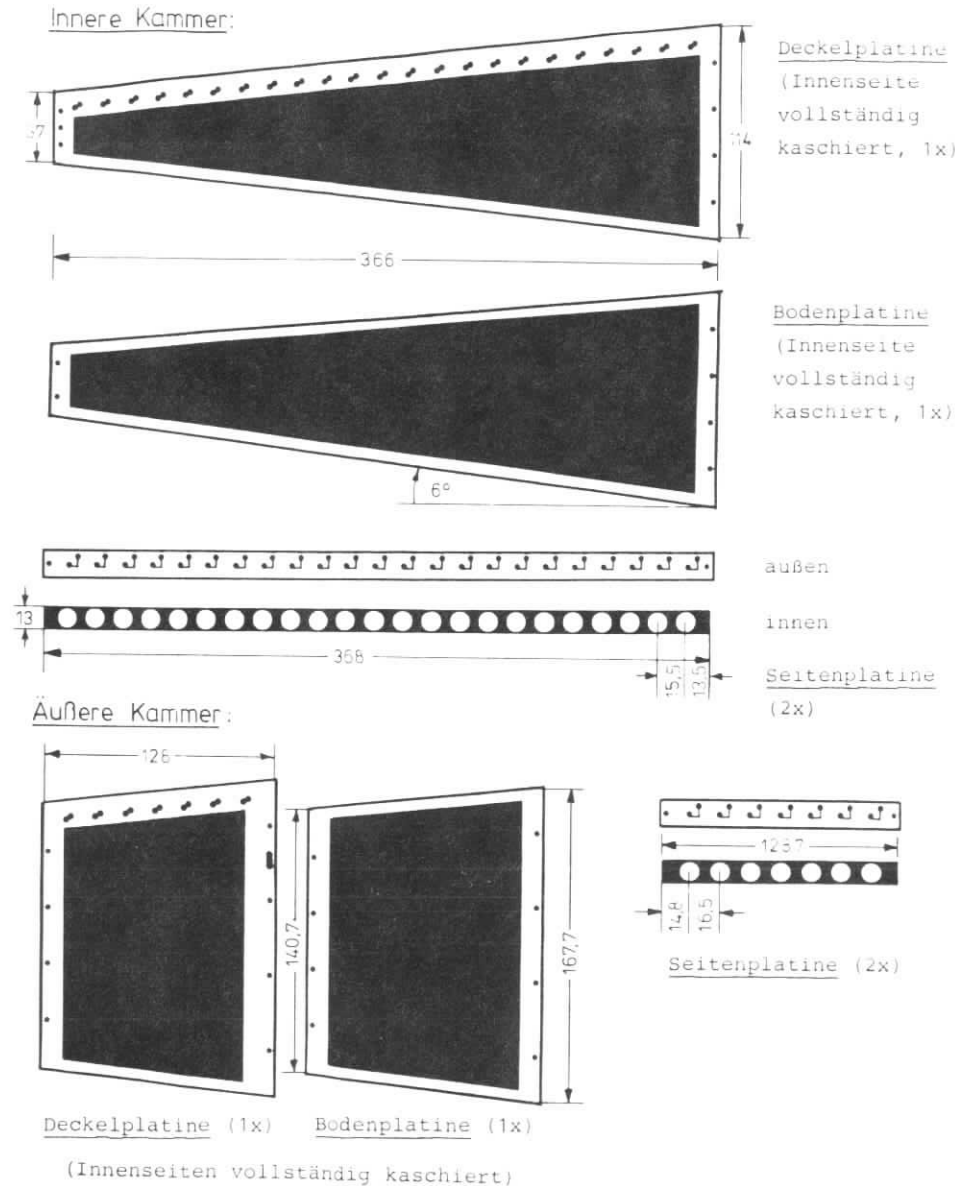


Abb. 10: Zur Herstellung eines Kammerpaares benötigte Platinen
(Cu-Kaschierung schwarz)

Boden, Deckel und Seitenteile jeder Kammer sind durch zwei Aluminiumstege (Querschnitt 5x10 mm) miteinander verschraubt und mit Araldit bzw. Silikonkautschuk (SK 41) verklebt. Die Stege vermitteln sowohl die mechanische Stabilität der Kammer als auch den elektrischen Kontakt zwischen den Innenseiten der Platinen. In den Aluminiumstegen befinden sich Gewindelöcher zur Aufnahme von Anschlußstutzen für die Gasversorgung der Kammern. Für den Gaseinlaß am vorderen Steg der inneren Kammer war mangels Einbauraum die in Abb. 11 dargestellte Sonderkonstruktion nötig.

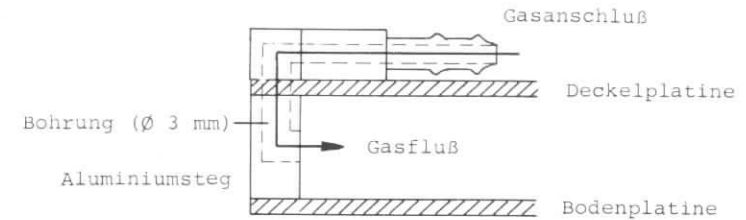


Abb. 11: Vorderer Gaseinlaß der inneren Kammer

Für die Signaldrähte wurde vergoldeter Wolframdraht mit 30 μ m Durchmesser verwendet. Sie sind in den durchkontaktierten Löchern der Seitenplatinen (Durchmesser 0,6 mm) festgelötet. Zur Kompensation elektrostatischer Kräfte und zum Ausgleich leichter mechanischer Deformationen wurden die Drähte beim Einlöten mit einer Masse von 30 g vorgespannt.

Wie Abb. 10 zeigt, ist jede Signaldrahtlötstelle auf dem Kammerseitenteil über eine schmale Leiterbahn mit einer weiteren Lötstelle verbunden. Von dort stellt ein kurzes Drahtstück die Verbindung zu einem Doppellötstutzen auf der Deckelplatte her (vgl. Abb. 9). Hier wird der Innenleiter des Koaxial-Signalkabels (RG - 196A/U) angelötet, während die Abschirmung mit der Außenkaschierung der Deckelplatte verbunden wird. Die Außenkaschierungen der Deckel- und Bodenplatte werden auf Massepotential gelegt. Die Wegführung der Signalkabel auf der Kammeroberseite ist eine weitere Maßnahme zur Verringerung des toten Raumes zwischen zwei Ortsdetektorsegmenten.

Der Anschluß der Kammern an die Hochspannung erfolgt gemäß Abb. 12. Zwischen den Signaldrähten (Anode) und den Innenkaschierungen der Platinen (Kathode) liegt eine Spannung $U_0 = 1,5$ kV.

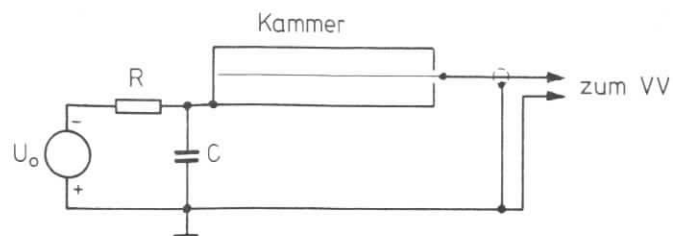


Abb. 12: Hochspannungsanschluß der Kammern

In der Versorgungsleitung für jedes Kammerpaar (Koaxialkabel RG - 174U) liegt ein Widerstand $R = 1,1 \text{ M}\Omega$ zur Strombegrenzung im Kurzschlußfall. Die beim Registrieren von Teilchen an R aufgetretenen Spannungsschwankungen werden durch einen Kondensator $C = 10 \text{ nF}$ zwischen Kathode und Masse ausgeglichen. Die Zeitkonstante $\tau = R \cdot C = 10 \text{ ms}$ ist nämlich etwa um einen Faktor 30 größer als die typische Impulsdauer in Proportionalkammern (vgl. Anhang 3).

Abb. 13 zeigt ein einbaufertiges Segment des Endcap-Ortsdetektors. Auf dieser Abbildung sind viele der genannten konstruktiven Einzelheiten zu erkennen (vorderer Gasanschluß, Anschluß der Signalkabel, Hochspannungsversorgung).

Neben dem in diesem Abschnitt beschriebenen Standardsegment des Endcap-Ortsdetektors werden noch acht Sonderanfertigungen gebraucht. Diese Kammerpaare sind 5 mm schmaler als die Standardausführung. Sie werden in die an der Jochnaht gelegenen Schauerzählermoduln eingebaut. Zwei dieser Kammerpaare haben außerdem eine um 155 mm verkürzte innere Kammer (13 statt 23 Drähte) und werden in die Schauerzählersegmente mit dem Ausschnitt für die Versorgungsleitung der geplanten Flüssig-Argon-Ionisationskammer eingebaut (vgl. Abb. 3). Da diese Sonderanfertigungen lediglich in den Außenabmessungen von den Standardkammern verschieden sind, soll auf sie im folgenden nicht gesondert eingegangen werden.

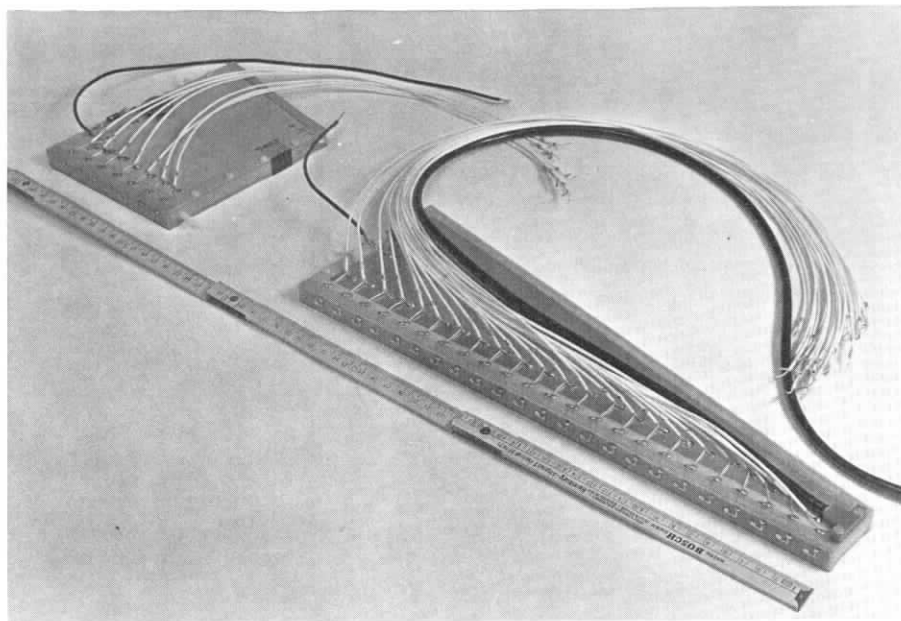


Abb. 13: Einbaufertiges Segment des Endcap-Detektors

Tabelle 3: Die wichtigsten geometrischen Parameter der Kammern für den Endcap-Ortsdetektor

	innere Kammer	äußere Kammer
Länge der Kammer	366 mm	128 mm
Zahl der Drähte	23	7
Länge des ersten Drahtes	39,8 mm	143,8 mm
Länge des letzten Drahtes	111,1 mm	164,5 mm
Drahtabstand	15,4 mm	16,4 mm
Drahtdurchmesser	30 μm	
Außenhöhe der Kammern	13 mm	
Abstand Drahtebene-Kathode	5 mm	
Gesamtvolumen	0,451 l	

1.3 Bau des Endcap-Ortsdetektors

Die zum Aufbau des Endcap-Ortsdetektors benötigten 60 Kammerpaare wurden im Labor der DESY-Gruppe F14 hergestellt. In diesem Abschnitt werden Bau und baubegleitende Tests der Kammern sowie ihr Einbau in die Schauerzählersegmente beschrieben.

1.3.1 Herstellung der Kammern

Zur Montage der Kammergehäuse wurden an den Längsseiten der Boden- und Deckelplatten außen 7 mm breite Montagestreifen aus 0,5 mm starkem Epoxyd 2 mm überstehend aufgeklebt. Dann wurden Boden- und Seitenplatten mit den Aluminiumstegen verschraubt und anschließend alle Nahtstellen gasdicht mit Araldit vergossen.

Die Signaldrähte wurden einheitlich an den unteren Lochrändern aufliegend eingelötet. Damit geht nur der Positionierungsfehler der Löcher $\Delta r = \pm 0,1$ mm, nicht aber der Lochdurchmesser von 0,6 mm in den Fehler der Drahtposition ein. Abb. 14 zeigt das fertig bedrahtete offene Gehäuse für eine innere Kammer.

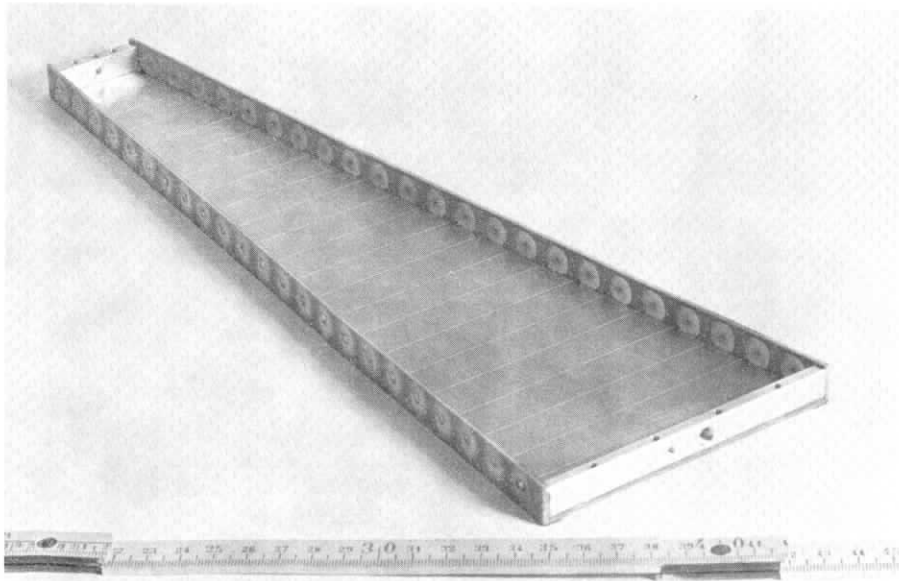


Abb. 14: Offenes Gehäuse für eine innere Kammer (mit Drähten)

Zur Prüfung der Lötstellenfestigkeit wurde eine zwischen Drähten und offenem Gehäuse liegende Spannung bis $U = 4,5$ kV hochgefahren und dann mehrmals ein- und ausgeschaltet. Die Beanspruchung der Kammer in diesem Test übertrifft wegen der hohen Spannung und der einseitigen Kraftwirkung die real auftretenden Belastungen um ein Vielfaches.

Der nächste Arbeitsgang war das Verschließen der mit Drähten versehenen offenen Kammergehäuse. Auf den Deckelplatten wurden vorher die auf die richtige Länge zugeschnittenen Signalkabel an die entsprechenden Lötstützpunkte gelötet. Bei den Platten für die inneren Kammern wurde außerdem der vordere Gaseinlaßblock (vgl. Abb. 11) aufgesetzt. Die derart vorbereiteten Deckelplatten wurden mit dem Kammergehäuse verschraubt und alle Nahtstellen mit Silikonkautschuk (SK 41) vergossen. Die Verwendung von Silikonkautschuk statt Araldit bietet den Vorteil, daß die Kammern im Bedarfsfall wieder geöffnet werden können (s. unten).

Nach dem Abkleben der Außenseiten der Aluminiumstege mit Isolierstreifen aus 0,5 mm starkem Epoxyd und dem Einschrauben der Gasanschlußstutzen führte man an den Kammern einen Gasdichtigkeitstest durch. Alle vorhandenen Lecks wurden mit Silikonkautschuk geschlossen.

Nach der Komplettierung der elektrischen Beschaltung wurden die Kammern einem Hochspannungstest an Luft bis $U = 3$ kV unterzogen. An den hochspannungsfesten Kammern konnte schließlich der Signaltest, die entscheidende Überprüfung der Funktionstüchtigkeit, vorgenommen werden. Die mit dem Standard-Prüfgas (90% Argon, 10% Propan) beschickten Kammern wurden an die Betriebsspannung $U_0 = 1,5$ kV angeschlossen und der Strahlung eines β -Präparates (Sr^{90} , 1 mC) ausgesetzt. Mit einem Oszillographen wurde geprüft, ob alle Drähte Signale lieferten. Nach Beseitigung etwaiger Defekte wurde bei der etwas überhöhten Spannung $U = 1,6$ kV ohne Präparat untersucht, ob Drähte Dauersignale lieferten. Bereits geringfügige Verschmutzungen in der Kammer (vor allem an den Signaldrähten) führen zu Feldverzerrungen, die Dauerentladungen (ohne direkten Funkendurchbruch) hervorrufen.

In vielen Kammern wiesen ein oder zwei Drähte diesen Fehler auf. Meistens konnte er durch eine gründliche Äthanol-Spülung mit anschließender Trocknung im Stickstoffstrom beseitigt werden. Versagte dieses Verfahren mehrmals hintereinander, wurde die betreffende Kammer wieder geöffnet und mit neuen Drähten versehen. Dies erwies sich bei 12 von insgesamt 127 produzierten Kammern als notwendig.

Waren alle Tests erfolgreich überstanden, wurde die Massekaschierung der Bodenplatte mit Klebeband (Scotch) abgedeckt. Damit war die Kammer fertig zum Einbau in ein Segment des Endcap-Schauerzählers.

1.3.2 Bestückung der Schauerzählersegmente

Parallel zur weiteren Kammerproduktion wurde damit begonnen, die fertigen Kammern in die Segmente des Endcap-Schauerzählers einzubauen. Die Sollposition der Kammern im Schauerzählersandwich ist folgendermaßen definiert: Der Abstand zwischen den vordersten (hintersten) Abstandsstücken des Aluminiumhalters und der Vorderkante (Hinterkante) der inneren (äußeren) Kammer beträgt 2 mm. Dieser Abstand ist nötig zur Vermeidung von Überschlägen zwischen hochspannungsführenden Teilen der Kammern und dem Aluminiumhalter. In ϕ liegen die Kammern mittig im Schauerzählersegment, die Außenkanten der Seitenplatten befinden sich ca. 1,5 mm innerhalb der Sandwich-Außenkanten. Der freie Raum ist nötig wegen der erhabenen Lötstellen auf den Seitenplatten. Der Abstand der Schauerzählersegmente im Endcap-Gefäß beträgt 1 mm, so daß sich zwischen benachbarten Ortsdetektor-Segmenten ein freier Raum von 4 mm Breite ergibt. Die beim Kammereinbau auftretenden Ungenauigkeiten gehen direkt in den Positionierungsfehler der Drähte ein, der für ein einzelnes Segment zu $\Delta r = \pm 1,0$ mm abgeschätzt wird. Bei dem im PLUTO-Detektor montierten Gefäß rechnet man besser mit einem etwas größeren Wert $\Delta r = \pm 1,5$ mm. Der gleiche Fehler wird für die z-Koordinaten der Drahtebenen der Kammern angenommen: $z_D = (\pm 645,3 \pm 1,5)$ mm (vgl. NAV 78).

Abb. 15 zeigt einige mit Kammern bestückte Segmente des Endcap-Schauerzählers. Die Signalkabel, das Hochspannungskabel und eine Gasleitung werden für jedes Segment des Endcap-Ortsdetektors über entsprechende Anschlüsse auf einem Flansch aus dem Endcap-Gefäß herausgeführt.

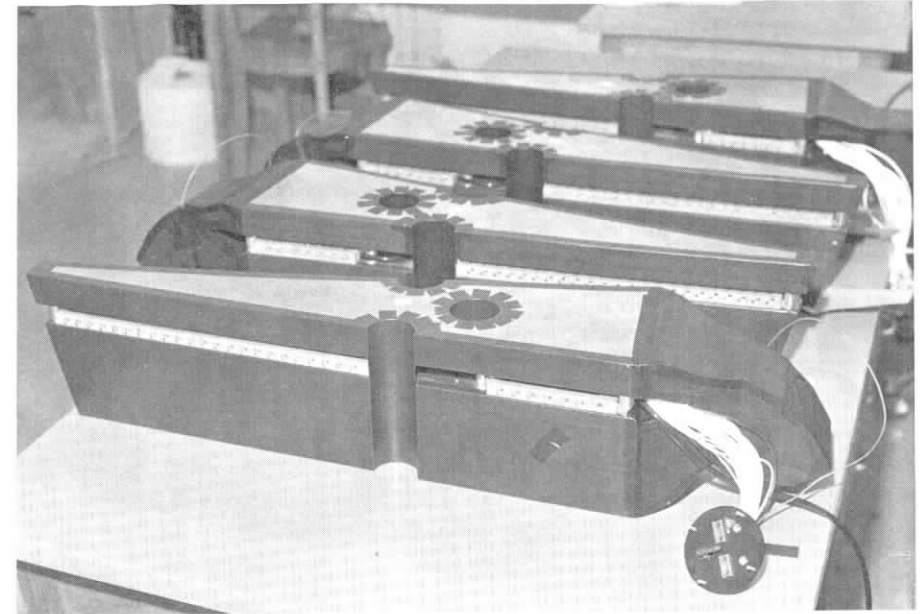


Abb. 15: Ansicht einiger fertiger Segmente für den Endcap-Schauerzähler

Nach dem Belöten des Flansches wurde an Luft die Hochspannungsfestigkeit des komplett installierten Ortsdetektorsegments getestet. Führten Spannungen bis $U = 3$ kV nicht zu Überschlägen zwischen den Kammern und dem Abstandshalter oder in den Versorgungsleitungen, so konnten die Kammern mit Silikonkautschuk in ihrer Position fixiert werden. Zur Vermeidung von Kurzschlüssen wurden jetzt noch die Seiten des bestückten Schauerzählersegments mit Klebeband abgedeckt. Damit war es fertig zum Einsetzen in eines der vier Endcap-Gefäße (vgl. Abb. 4).

2. Elektrische Eigenschaften der Kammern

Ausgehend von einer Darstellung des Arbeitsprinzips einer Viel-drahtproportionalkammer werden in diesem Kapitel für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors das Kammerfeld, das Kammergas und der zeitliche Signalverlauf beschrieben. Ferner wird untersucht, welche Bedeutung diese Faktoren für den Betrieb der Kammern haben (Randeigenschaften, Zeitauflösung, Ratenabhängigkeit).

2.1 Das Arbeitsprinzip einer Vieldrahtproportionalkammer

Abb. 16 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Vieldrahtproportional-kammer.

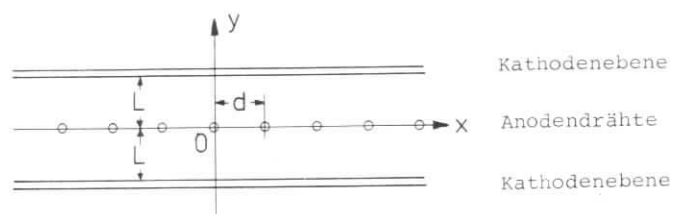


Abb. 16: Prinzipieller Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer

Zwischen zwei parallelen ebenen Elektroden sind in einer weiteren Parallelebene viele dünne Drähte (\varnothing 10 - 30 μm) gespannt. Eine Hochspannung U (Größenordnung 1 - 3 kV) wird so angelegt, daß die Drähte positives Potential gegenüber den leitenden Ebenen haben. Die ganze Anordnung wird nach außen hin abgeschlossen und mit Gas (meistens Argon mit Zusätzen organischer Gase, vgl. Abschnitt 2.3) gefüllt.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Kammer, so ionisiert es die Gasatome entlang seiner Flugbahn (Primärionisation). Unter dem Einfluß des Kammerfeldes driften die erzeugten positiven Ionen zu den Kathodenebenen, die Elektronen zu dem der Flugbahn am nächsten liegenden Anodendraht. Wegen des extrem kleinen Drahtdurchmessers ist die elektrische Feldstärke in der unmittelbaren Umgebung des Drahtes sehr groß (vgl. Abschnitt 2.2.1). In diesem Bereich erfahren die Elektronen daher eine starke Beschleunigung. Durch fortgesetzte Stoßionisation entsteht eine Lawine von Ionen und Elektronen. In Abb. 17 sind die einzelnen Phasen der Lawinenentwicklung schematisch dargestellt.

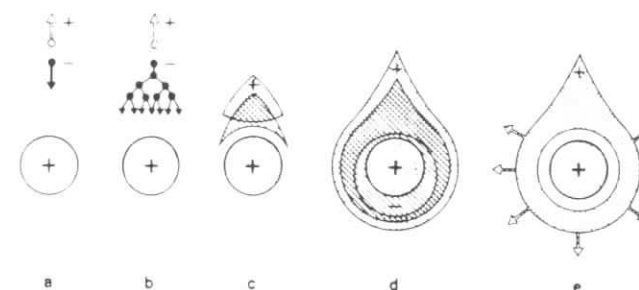


Abb. 17: Phasen der Lawinenentwicklung in einer Proportional-kammer (aus SAU 77)

Etwa die Hälfte der Ladungsträger in der Lawine wird auf der letzten mittleren freien Weglänge der Elektronen (einige μm) vor dem Draht erzeugt. Im Endstadium ist der Signaldraht von einer positiven und einer negativen Ladungswolke umschlossen. Die Zahl der Ladungsträger in der Lawine ist (bei richtiger Wahl der Hochspannung U) proportional zur Anzahl der primären Ladungsträger. Der Proportionalitätsfaktor $M = 10^4 - 10^6$ heißt Gasverstärkung.

Die anschließende Driftbewegung der Lawinenladungen im Kammerfeld beeinflusst auf den Anodendrähten und auf den Kathodenebenen zeitlich veränderliche Ladungen. Diese äußern sich als zeitlich veränderliche Ströme in den Zuleitungen. Jeder Anodendraht ist an einen separaten Verstärkerkanal zur Verarbeitung dieser Signale angeschlossen. Daher läßt sich stets feststellen, an welchem Draht die Lawinenbildung stattfand. Der Ort der Primärionisation kann also bis auf den Drahtabstand d genau bestimmt werden.

Die Lawinenelektronen haben bis zur Signaldrahtoberfläche nur eine kleine Potentialdifferenz zu durchlaufen. Daher ist ihr Beitrag zum Signal vernachlässigbar klein. Der Hauptanteil kommt von den relativ langsam zur Kathode driftenden Ionen. Je nach Konstruktion der Kammer kann diese Driftbewegung einige 100 μs dauern (vgl. Anhang 3).

Die Abschirmung des Signaldrahtes durch die positive Raumladung der Ionen führt zu Verzerrungen des Kammerfeldes. Diese erstrecken sich in einem Proportionalzähler aber nur über einen sehr kleinen Bereich (Breite der Lawine 0,1 - 0,5 mm nach SAU 77, Abschnitt 5.4). Im übrigen Gasverstärkungsbereich des betreffenden Drahtes ist während der Ionendrift erneute Lawinenbildung möglich. Daher ist es sinnvoll, der Verstärkerelektronik möglichst kurze Signale zuzuführen. Diese erhält man durch Differentiation der Influenzsignale mit einem passiven RC-Glied (vgl. Anhang 3). Die nurmehr einige 100 ns langen Impulse bilden die Grundlage für die gute Zeitauflösung einer Proportionalkammer (vgl. Abschnitt 2.4.2). Wird bei einer Proportionalkammer die Betriebsspannung U erhöht, so gelangt man vom bisher beschriebenen Proportionalbereich in den sogenannten Geiger-Müller-Bereich. Hier breitet sich die Ladungslawine durch Photoionisation entlang des ganzen Anodendrahtes aus. Dieser wird dann für die gesamte Dauer der Ionendrift unempfindlich, die Zeitauflösung der Kammer verschlechtert sich um Größenordnungen.

2.2 Das Kammerfeld

Das Potential und das elektrische Feld einer Vieldrahtproportionalkammer lassen sich nur dann analytisch behandeln, wenn man auf die Betrachtung von Randeffekten verzichtet. Für theoretische Berechnungen werden nämlich stets die folgenden Annahmen gemacht:

1. Die Drähte sind unendlich lang.
2. Die Drähte sind unendlich dünn.
3. Es gibt unendlich viele Drähte.

Innere Bereiche von Vieldrahtproportionalkammern können auf diese Weise recht gut theoretisch beschrieben werden. Das gilt trotz der kleinen Drahtlänge auch für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors. Eine an einem einfachen Kammermodell durchgeführte näherungsweise Potentialberechnung zeigt nämlich, daß das Potential lediglich in einer etwa 10 mm breiten Randzone von der Koordinate in Drahrichtung abhängt (vgl. Anhang 1).

2.2.1 Das Feld im Kammerinneren

Für eine Vieldrahtproportionalkammer mit dem Drahtabstand d und dem Abstand L zwischen der Drahtebene und den Kathoden-Elektroden

(vgl. Abb. 16) erhält man unter den genannten Voraussetzungen das folgende komplexe Potential (vgl. ERS 72):

$$\Psi(z) = \frac{q_0}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\pi L}{d} - \ln\left(\frac{2(\sin\zeta - a^2\sin 3\zeta)}{1 - 2a\cos 2\zeta}\right) \right\} \quad (2.1)$$

mit $z = x + iy$, $\zeta = \frac{\pi}{d} z$ und $a = e^{-4\pi L/d}$.

Die Linienladung q_0 berechnet man aus der Bedingung

$$V_0 = \text{Re}\{\Psi(z_0)\} \quad (2.2)$$

wobei z_0 ein Punkt auf der Drahtoberfläche ($|z_0| = r_i = \text{Drahtradius}$) ist. Mit $V_0 = 1,5 \text{ kV}$ und $r_i = 15 \mu\text{m}$ ergibt sich $q_0 = 1,37 \cdot 10^{-8} \frac{\text{C}}{\text{m}}$. Aus $\Psi(z)$ lassen sich nach der in Anhang 2 dargestellten Methode die zugehörigen Feld- und Äquipotentiallinien bestimmen. Das Ergebnis ist in Abb. 18 dargestellt.

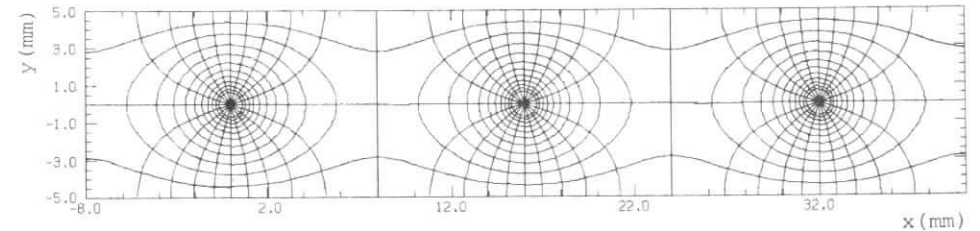


Abb. 18: Feld- und Äquipotentiallinien in der unendlich ausgedehnten Kammer nach Abb. 16 ($L = 5 \text{ mm}$, $d = 16 \text{ mm}$)

(Potential auf den Drähten: $V_0 = 1,5 \text{ kV}$.
Eingezeichnet sind Äquipotentiallinien für $V = 50\text{V}, 100\text{V}, \dots, 500\text{V}, 550\text{V}$.)

Dieser Abbildung lassen sich folgende Tatsachen entnehmen:

1. Wie in jeder Vieldrahtproportionalkammer gibt es einen Bereich in der näheren Umgebung des Drahtes, in dem das Feld in sehr guter Näherung radial ist. Dann läßt sich die für das Einsetzen der Gasverstärkung entscheidende Feldstärke an der Drahtoberfläche berechnen nach

$$E(r_i) = \frac{q_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_i} \quad (2.3)$$

Mit $q_0 = 1,37 \cdot 10^{-8} \frac{\text{C}}{\text{m}}$ folgt: $E(r_i) = 1,65 \cdot 10^7 \frac{\text{V}}{\text{m}}$.

2. Infolge des großen Verhältnisses zwischen Drahtabstand d und

Abstand L zwischen Draht- und Kathodenebene gibt es praktisch keinen Bereich der Kammer, in dem das Feld homogen ist. Das erkennt man daran, daß bis $V = 0,05 \cdot V_0$ die Äquipotentiallinien geschlossen sind und daß die geschlossenen Linien bis auf etwa 1,2 mm an die Kathodenebenen heranreichen. Dieses Verhalten zeigen Vieldrahtproportionalkammern mit $d \ll L$ nicht (vgl. Feldlinienbilder in CHA 70, Abschnitt 2).

Auf Grund dieser Feldeigenschaften liegt es nahe, bei der Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Kammer-signale (vgl. Abschnitt 2.4.1 und Anhang 3) das Feld eines Drahtes im gesamten Kammerbereich als radial anzusehen. Dadurch werden die Rechnungen erheblich vereinfacht. Abb. 19 zeigt das zu einem radialen Feld gehörige zylindersymmetrische Potential ($V(r_1) = V_0, V(r_a) = 0$)

$$V(r) = V_0 \frac{\ln(r_a/r)}{\ln(r_a/r_1)} \quad (2.4)$$

($r_1 = 15 \mu\text{m}, r_a = L = 5 \text{ mm}, V_0 = 1,5 \text{ kV}$) im Vergleich zu den Potentialverläufen $V(x,0)$ und $V(0,y)$ nach Gleichung (2.1).

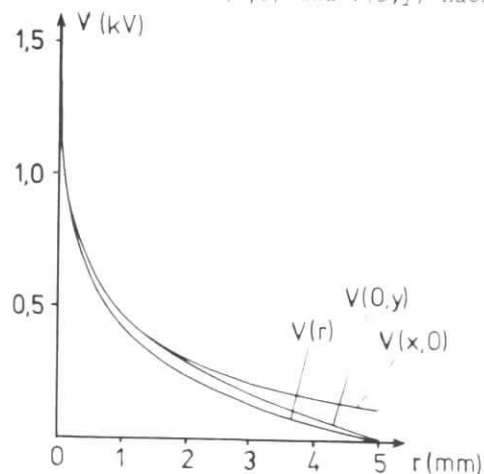


Abb. 19:
Zylindersymmetrisches Potential $V(r)$ im Vergleich zum tatsächlichen Potential in der Kammer

Die Abweichungen zwischen $V(r)$ und dem wahren Potential $V(x,y)$ liegen überall unter $0,08 \cdot V_0$, so daß aus $V(r)$ berechnete Kammer-eigenschaften die wahren Werte mit einer Genauigkeit von mindestens 10% wiedergeben sollten. So berechnet man z.B. unter Annahme eines Potentials nach Gleichung (2.4) eine Linienladung $q'_0 = 1,43 \cdot 10^{-8} \frac{\text{C}}{\text{m}}$. Die Abweichung vom wahren Wert $q_0 = 1,37 \cdot 10^{-8} \frac{\text{C}}{\text{m}}$

beträgt

$$\frac{\Delta q_0}{q_0} = \frac{q'_0 - q_0}{q_0} = 0,05$$

2.2.2 Das Feld an den Kammerrändern

Das Feld an den Kammerrändern ist rechnerisch schwer zu erfassen und soll daher nur qualitativ diskutiert werden. Durch die weitgehende Kaschierung der Seitenplatten (field-shaping, vgl. Abb. 10) wird das Streufeld der Kammer so gering wie möglich gehalten. Alle Feldlinien, die zwischen den Signaldrähten auf den Seitenplatten enden, laufen durch den Gasraum der Kammer. Daher können die bei der Primärionisation zwischen zwei Drähten freigesetzten Elektronen auch dann frei zum Draht driften und dort Ladungslawinen erzeugen, wenn das ionisierende Teilchen die Kammer dicht am Rand durchquert hat. Das field-shaping ist also ein geeignetes Mittel zur Verbesserung der Nachweiseigenschaften am Rand der Kammer und damit zur Verringerung des toten Raumes zwischen zwei Segmenten.

Um die Signaldrahtlötstellen herum ist die Kaschierung der Seitenplatten weggeätzt ($\varnothing 10 \text{ mm}$). Wie Abb. 20 zeigt, gibt es hier Feldlinien, die von den Kathodenebenen durch das Plattenmaterial (Epoxyd) hindurch zur Lötstelle laufen. Entlang dieser Feldlinien

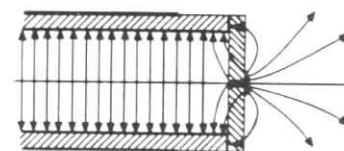


Abb. 20: Randfeld der Kammer an der Signaldrahtlötstelle (qualitativ)

driftende Elektronen können den den Signaldraht umgebenden Gasverstärkungsbereich nicht ungehindert erreichen. Deswegen muß in Höhe eines Signaldrahtes am Kammerrand mit einer verminderten Nachweiswahrscheinlichkeit gerechnet werden. Diese Überlegungen werden durch die Meßergebnisse bestätigt (vgl. Abschnitt 3.3.3).

2.3 Das Kammergas

Die Kammern des Endcap- Ortsdetektors werden mit der Standard-Gasmischung für PLUTO-Proportionalkammern betrieben. Die Zusammen-

setzung ist Tabelle 4 zu entnehmen.

Tabelle 4: Zusammensetzung des PLUTO-Gases

Gas	Anteil (%)	Ionisationspotential (eV)
Argon	90,0	15,7
Propan	8,5	11,1
Methylal	1,5	9,7

Argon ist ein Standardgas zum Betrieb von Proportionalkammern, weil die Gasverstärkung schon bei relativ niedrigen Feldstärken einsetzt und weil es billig in großen Mengen zu haben ist. Allerdings lassen sich mit reinem Argon nur geringe Gasverstärkungen erzielen, weil die von angeregten Ar-Atomen beim Zurückkehren in den Grundzustand ausgesandten Photonen ($E_{\gamma} = 11,6$ eV) aus der Kathode Elektronen herausschlagen, die sekundäre Lawinen auslösen. Dadurch kommt es binnen kurzem zu Dauerentladungen. Zur Verhinderung dieses Effektes setzt man dem Argon organische Gase mit komplexen Molekülen zu (hier: 8,5% Propan $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-CH}_3$). Diese Moleküle können durch Übergang in angeregte Rotations- und Vibrationszustände über einen weiten Energiebereich Photonen absorbieren. Schon geringe Mengen eines solchen Quenching-Gases erlauben wesentlich höhere Gasverstärkungen, ohne daß es zu Dauerentladungen kommt. Propan hat allerdings die ungünstige Eigenschaft zu polymerisieren. Dadurch bilden sich an der Kathode feste Ablagerungen, die die Rekombination der positiven Ionen verhindern. Durch die Ansammlung positiver Ionen vor dem Polymerisat baut sich gegenüber der Kathode ein elektrisches Feld auf, das so stark wird, daß Elektronen aus der Kathode ausgelöst werden (Malter-Effekt). Dadurch entstehen lokale Funkenstrecken, die die Kammer zerstören. Diesen Effekt verhindert man durch einen geringen Zusatz eines nicht-polymerisierenden organischen Gases, dessen Ionisationspotential unter dem des Propan liegt (hier: Formaldehyddimethylacetal (Methylal) $(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2$). Bei Stößen zwischen Ionen und Molekülen verschiedener Gassorten geht die Ladung vornehmlich auf die Moleküle mit dem geringeren Ionisationspotential über (Ionenaustausch, vgl. SAU 77, Abschnitte 4.2 und 5.3). Bei der hier betrachteten Gasmischung kommen also im wesentlichen Methylalionen an der Kathode an, so daß dort keine Verschmutzung auftritt.

Theoretische Ansätze zur Berechnung von Gasverstärkungen sind durchaus vorhanden (vgl. z.B. ROS 41). Allerdings gelten die dort entwickelten Formeln nur unter Voraussetzungen, die allenfalls bei kleinen Gasverstärkungen erfüllt sind. Ferner ist die Kenntnis gewisser Gaskonstanten nötig, die insbesondere bei Gasmischungen schwer anzugeben sind. Aus diesen Gründen soll darauf verzichtet werden, die Gasverstärkung für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors zu berechnen.

2.4 Der zeitliche Verlauf der Kammersignale

2.4.1 Die Signalform

Unter der Annahme, daß das Feld eines Signaldrahtes im ganzen Kammerbereich radial ist (vgl. Abschnitt 2.2.1), wird im Anhang 3 der zeitliche Verlauf des durch die Ionendrift influenzierten Spannungssignals $u(t)$ bestimmt. Durch den Anschluß eines Vorverstärkers an den Signaldraht ergibt sich die in Abb. 21 dargestellte Beschaltung, die eine Differentiation des Signals $u(t)$ mit der Zeitkonstanten $\tau = R_A C$ bewirkt. R_A ist der Eingangswider-

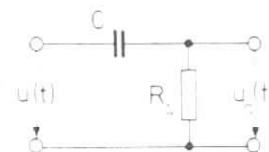


Abb. 21:
Ersatzschaltung zur Differentiation der Kammersignale

stand des Vorverstärkers ($R_A = 1$ k Ω für die Standard-Vorverstärker der PLUTO-Elektronik). Die Kapazität C setzt sich zusammen aus

- der Kapazität C_0 des Signaldrahtes, wobei C_0 die Kapazität pro Längeneinheit und l die Länge des Drahtes ist,
- der Eingangskapazität C_{VV} des Vorverstärkers und
- der Kapazität C_K des Signalkabels von der Kammer zum Vorverstärker:

$$C = C_0 l + C_{VV} + C_K \quad (2.5)$$

Für C_0 gilt:

$$C_0 = q_0 / V_0 \quad (2.6)$$

Mit $q_o = 1,37 \cdot 10^{-8} \frac{C}{m}$ (vgl. Abschnitt 2.2.1) und $V_o = 1,5 \text{ kV}$ erhält man für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors $C_o = 9,13 \frac{pF}{m}$. Wegen $l < 165 \text{ mm}$ (vgl. Tabelle 2) folgt $C_o l < 1,5 \text{ pF}$.

C_{VV} ist nach ZIM 78 von gleicher Größenordnung: $C_{VV} < 10 \text{ pF}$. Die Kapazität pro Längeneinheit des Signalkabels wurde mit einer Kapazitätsmeßbrücke zu $C_{KO} = (100 + 4) \frac{pF}{m}$ bestimmt. Sowohl $C_o l$ als auch C_{VV} ist also gegenüber dem Kapazitätsbeitrag C_K des Signalkabels zu vernachlässigen.

Im Anhang 3 wird gezeigt, wie sich bei gegebenen Werten von R_A und C das differenzierte Signal $u_a(t)$ aus dem Influenzsignal $u(t)$ bestimmen läßt.

Der zeitliche Verlauf der Kammersignale wurde mit einem Oszillographen ermittelt. Eine Kapazitätsmessung ergab für den verwendeten Aufbau $C_o l + C_K = (193 + 10) \text{ pF}$. Abb. 22 zeigt den gemessenen und den für $R_A = 1 \text{ k}\Omega$, $C = 200 \text{ pF}$ berechneten Signalverlauf.

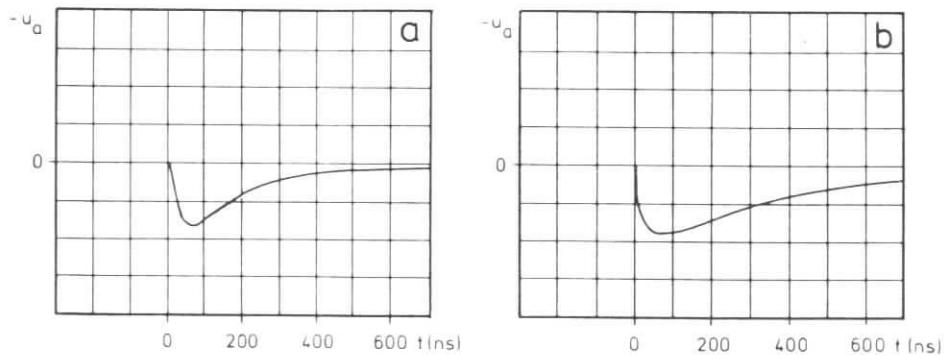


Abb. 22: Gemessener (a) und berechneter (b) Signalverlauf für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors

Beim gemessenen Signal ist die Spannung bereits nach 200 ns auf die Hälfte des Maximalwertes zurückgegangen, beim berechneten dagegen erst nach 350 ns. Dieser Unterschied erklärt sich daraus, daß der Elektronenbeitrag bei der Signalberechnung vollkommen vernachlässigt wurde. Das ist gerechtfertigt, solange man annimmt, daß alle durch die Primärionisation hervorgerufenen Lawinen zur gleichen Zeit im gleichen Abstand vom Signaldraht entstehen (vgl. Anhang 3). Dieser Fall tritt aber nur ein, wenn das ionisierende

Teilchen in Richtung der Drahtachse fliegt. Fällt das Teilchen dagegen quer zum Draht ein, ist die Lawinenentstehung über einen Zeitraum von 150 - 200 ns verteilt, weil die primären Elektronen unterschiedlich lange Wege bis zur Gasverstärkungsregion zurückzulegen haben. Die kleinen Elektronenbeiträge addieren sich in diesem Zeitraum zu einem steileren Anstieg des Signals $u(t)$, als im Anhang 3 berechnet wurde (vgl. CHA 70, Abschnitt 4). Damit ergibt sich auch eine ausgeprägtere Impulsspitze im differenzierten Signal $u_a(t)$.

2.4.2 Die Zeitauflösung der Kammern

Das vorverstärkte Kammersignal nach Abb. 22a gelangt zur weiteren Verarbeitung in einen Hauptverstärker, dessen Blockschaltung in Abb. 23 dargestellt ist.

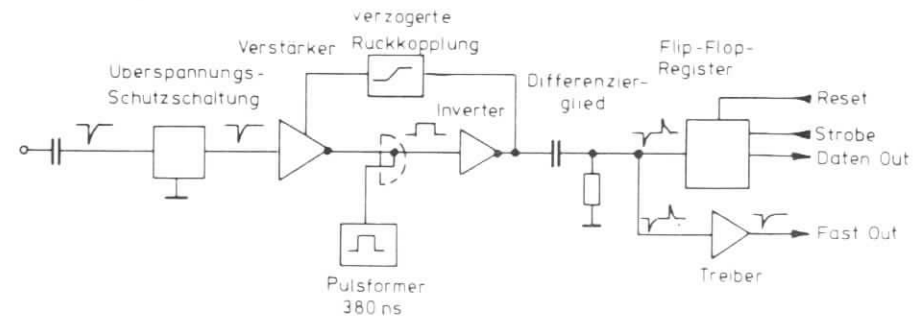


Abb. 23: Blockschaltung eines PLUTO-Hauptverstärkerkanals

Dort wird das Signal zunächst weiter verstärkt ($v \geq 1000$), um dann einen Pulformer mit einer Schwelle von 400 mV anzusteuern. Dadurch entsteht am Ausgang des Verstärkers ein TTL-Impuls von 380 ns Länge. Durch eine Rückkopplung zum Gate-Eingang des Verstärkers werden Mehrfachimpulse unterdrückt. Vorder- und Rückflanke des Impulses werden in einem passiven Differenzierglied getrennt. Die Vorderflanke ist der sogenannte "Fast-Out"-Impuls. Die um 380 ns verzögerte Rückflanke wird zum Setzen eines Flip-Flop-Registers verwendet. Das geschieht jedoch nur dann, wenn überlappend mit diesem Impuls das sogenannte Strobe-Signal kommt. Mit einem Reset-Impuls kann der Registerinhalt wieder gelöscht werden.

Die zwischen dem Teilchendurchgang in der Kammer und dem Eintreffen des Registersignals liegende Zeitspanne ist nicht konstant. Die Schwankungsbreite wird "time-jitter" genannt. Zum time-jitter, der die Zeitauflösung der Kammern bestimmt, tragen hauptsächlich zwei Effekte bei:

1. Je nachdem, ob die Primärionisation in der Kammer nahe bei einem Draht oder weiter entfernt davon stattfindet, ist die Zeit bis zur Lawinenbildung unterschiedlich lang. Bei einer Driftgeschwindigkeit $v \approx 4 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ (vgl. SAU 77, Abschnitt 4.3) benötigen die Elektronen zur Überwindung von Driftstrecken $\Delta x = 0 \dots 8 \text{ mm}$ Zeiten von $\Delta t = 0 \dots 200 \text{ ns}$.
2. Die Laufzeit der Signale durch die Verstärkerelektronik hat nach ZIM 78 eine Schwankungsbreite von etwa 40 ns.

Für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors erwartet man also einen time-jitter von etwa 240 ns. Das wird durch eine am Teststrahl durchgeführte Messung bestätigt (vgl. Kapitel 3): Abb. 24 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit η der Kammer in Abhängigkeit von der Verzögerung t_D zwischen dem Strobe- und dem Fast-Out-Signal (Nullpunkt der Zeitskala willkürlich). Das Plateau der Meßkurve

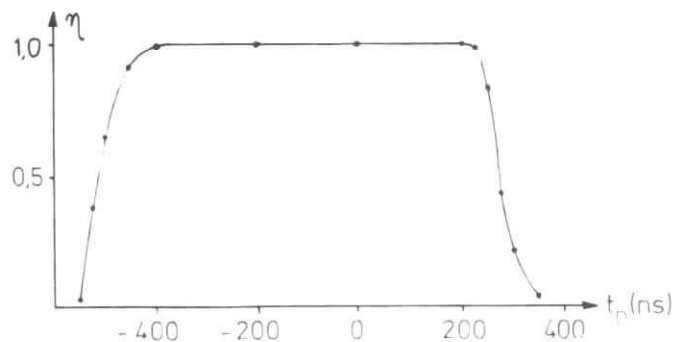


Abb. 24: Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Verzögerung zwischen Strobe- und Kammer-signal (Strobelänge $T_{St} = 800 \text{ ns}$, Fast-Out-Länge $T_{FO} = 15 \text{ ns}$) hat eine Breite von 590 ns. Bei Impulsbreiten $T_{St} = 800 \text{ ns}$ und $T_{FO} = 15 \text{ ns}$ ergibt sich damit ein time-jitter von etwa 225 ns.

2.4.3 Die Ratenabhängigkeit der Nachweiseigenschaften

Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, entstehen für die gesamte Dauer der Ionendrift ($T = 285 \mu\text{s}$ bei den Proportionalkammern im Endcap-Ortsdetektor, vgl. Anhang 3) Feldverzerrungen am Signaldraht, die in einem 0,1 bis 0,5 mm breiten Bereich das Registrieren weiterer Teilchen unmöglich machen. Fällt ein Teilchenstrahl hoher Intensität auf eine relativ eng begrenzte Stelle der Kammer, so kann es passieren, daß Teilchen Bereiche durchqueren, in denen vorübergehend keine Gasverstärkung möglich ist. Das hat ein Absinken der Nachweiswahrscheinlichkeit η zur Folge.

Beim Betrieb der Kammern im Detektor PLUTO ist ein solcher Raten-effekt nicht zu erwarten, weil hier Teilchen nachgewiesen werden, die den WWP unter einem Winkel θ zur Strahlachse verlassen. Dabei ist die Zählrate $\frac{dN}{dt}$ pro Draht nur sehr gering. Bei den im folgenden Kapitel beschriebenen Teststrahlmessungen war die Kammer dagegen einem Teilchenstrahl direkt ausgesetzt. Hier hatte man zur Vermeidung eines Abfalls von η darauf zu achten, daß die Messungen bei nicht zu großen Kammerzählraten durchgeführt wurden.

Bei einer Ionendriftzeit $T = 285 \mu\text{s}$ und exakt auf die gleiche Stelle fallenden Teilchen wäre das Absinken von η schon für Zählraten $\frac{dN}{dt} \geq 3,5 \text{ kHz}$ spürbar. Infolge der endlichen Strahlausdehnung (\emptyset etwa 1 cm) setzt dieser Effekt jedoch erst bei $\frac{dN}{dt} = 50 \text{ kHz}$ ein, wie in einer Meßreihe festgestellt wurde. Andere Autoren erhalten für die von ihnen untersuchten Proportionalkammern ähnliche Ergebnisse (vgl. z.B. ИИИ 74).

Bei der Bestimmung der Kammerzählrate $\frac{dN}{dt}$ aus einer Zähleranzeige hat man zu beachten, daß der Teilchenfluß in einem Strahl am Synchrotron nicht kontinuierlich ist. Nur am Ende eines jeden $T_1 = 20 \text{ ms}$ langen Beschleunigungszyklus werden für die Dauer $T_2 = 1 - 2 \text{ ms}$ (Spilldauer) Teilchen aus dem Synchrotron ausgelenkt. Werden im Zeitintervall $\Delta t \gg T_2$ von einem Zähler N Teilchen registriert, so stellt $\frac{N}{\Delta t}$ lediglich eine durchschnittliche Zählrate $\frac{dN}{dt}$ dar. Die während der Spilldauer auftretende Zählrate $\frac{dN}{dt}$ kann daraus nach

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\overline{dN}}{dt} \cdot \frac{T_1}{T_2} \tag{2.7}$$

bestimmt werden.

3. Untersuchung der Nachweiseigenschaften der Kammern am Teststrahl

Die Nachweiseigenschaften der Proportionalkammern für den Endcap-Ortsdetektor wurden am Elektronen-Teststrahl 14 des DESY-Synchrotrons untersucht. Die Messungen wurden sowohl an einem freien als auch an einem im Schauerzählersegment eingebauten Kammerpaar durchgeführt.

3.1 Der Versuchsaufbau

3.1.1 Der Aufbau im Strahlgebiet

Der Versuchsaufbau am Teststrahl 14 ist Abb. 25 zu entnehmen.

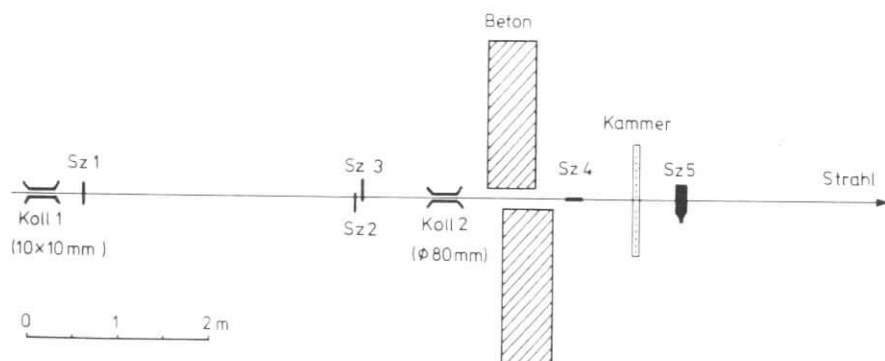


Abb. 25: Aufbau am Teststrahl 14 (Draufsicht)

Die Szintillationszähler Sz 1 - Sz 5 definierten den auf die Kammer treffenden Elektronenstrahl, d.h. das Koinzidenzsignal dieser Zähler lieferte den Triggerimpuls für die im Kontrollraum aufgebaute Nachweiselektronik. Von dort aus konnten auch die Energie E und in beschränktem Maße die Intensität I des Strahls sowie die Hochspannung U der Kammern eingestellt werden.

Bei den Messungen am freien Kammerpaar wurden die beiden zu einem Ortsdetektorsegment gehörigen Kammern in einen Aluminiumhalter eingebaut, wie er sich in jedem Endcap-Sandwich befindet (vgl. Abb. 5). Der Aluminiumhalter mit den Kammern wurde so auf einen Fahrtisch gestellt, daß der Strahl senkrecht auf der Drahtebene

stand und die Drähte selbst vertikal orientiert waren (vgl. Abb.26).

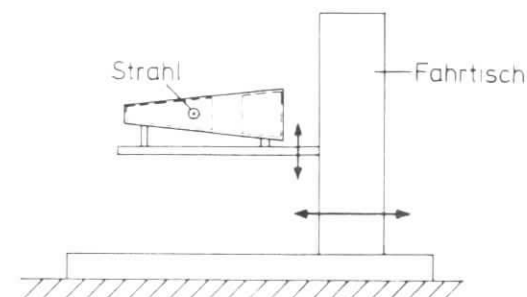


Abb. 26: Positionierung der Kammern auf dem Fahrtisch

Vom Kontrollraum aus konnte durch horizontales und vertikales Bewegen des Tisches jede Position des Strahls auf den Kammern eingestellt werden. Zur Angabe der Strahlposition wird in diesem Kapitel stets das in Abb. 27 dargestellte Koordinatensystem benutzt.

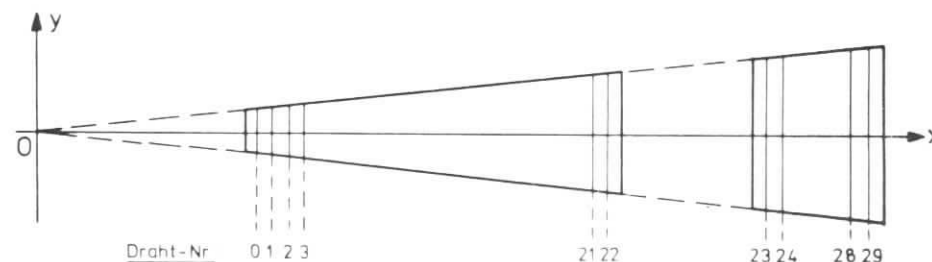


Abb. 27: Koordinatensystem zur Angabe von Strahlpositionen bei den Teststrahlungsmessungen

Es entspricht dem in Abb. 1 dargestellten PLUTO-Koordinatensystem. Zu Beginn jeder Meßserie waren die mm-Skalen der Fahrtischsteuerung mit der x- und der y-Skala des Koordinatensystems in Korrelation zu bringen. Diese Prozedur wird im Anhang 4 beschrieben.

Die Kammern wurden bei allen Messungen mit dem Standard-Prüfgas (90% Argon, 10% Propan) betrieben. Die Gasversorgungsapparatur befand sich komplett im Teststrahlgebiet.

3.1.2 Die Nachweiselektronik

Abb. 28 zeigt die Gesamtschaltung der am Teststrahl verwendeten Nachweiselektronik. Für jeden der 30 Signaldrähte des Kammerpaares ist ein Verstärkerkanal vorgesehen, bestehend aus einem Vor- und einem Hauptverstärker (vgl. auch Abschnitt 2.4.2). Die PLUTO-Verstärkerelektronik wird ausführlich im PLUTO-Handbuch (PLU 74) beschrieben.

Hinter der Hauptverstärkerkarte verzweigt sich die Nachweiselektronik:

1. Die Rechnerausleseelektronik dient zur Abspeicherung der vollen Ereignisinformation auf Magnetband mittels eines Kleinrechners PDP 11/10.
2. Die Zählerelektronik erlaubt die sofortige Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit in jedem Meßpunkt.

Die Auslese- und die Zählerelektronik werden durch das Koinzidenzsignal der fünf Triggerzähler aktiviert (vgl. Abb. 25). Der Triggerimpuls wird einer Verriegelungseinheit (VETO) zugeführt, die nach dem Passieren des Impulses die anschließenden Schaltungsteile für weitere Triggersignale sperrt. Auf diese Weise verhindert man, daß die Informationen in den Hauptverstärkerregistern überschrieben werden, solange der Rechner mit der Verarbeitung eines Ereignisses beschäftigt ist.

Nach dem Passieren der Verriegelungseinheit liefert der Triggerimpuls das Strobe-Signal, das das Einlesen der Kammer-signale in die Hauptverstärkerregister ermöglicht. Wie bei der Nachweiselektronik des PLUTO-Detektors wurde bei den Teststrahlungsmessungen die Strobe-Länge $T_{St} = 500 \text{ ns}$ eingestellt. Bei einem time-jitter der Kammerimpulse von 225 ns (vgl. Abschnitt 2.4.2) bleibt noch genügend Spielraum zur zeitlichen Abstimmung von Strobe- und Kammer-signal.

Außerdem wird der Triggerimpuls auf den Gate-Eingang eines ADC's (analog-to-digital-converter) gelegt. Dieser befindet sich in einem CAMAC-Überrahmen und veranlaßt über den CAMAC-Crate-Controller den Start der Dateneinleseroutine auf dem Rechner.

Der Datentransfer von den Hauptverstärkerregistern in den Kernspeicher des Rechners erfolgt in zwei Abschnitten: Zunächst überträgt der 30-16-bit-Codierer der Suchlaufkarte die Inhalte der ersten 16 Register über das CAMAC-Input-Register in ein

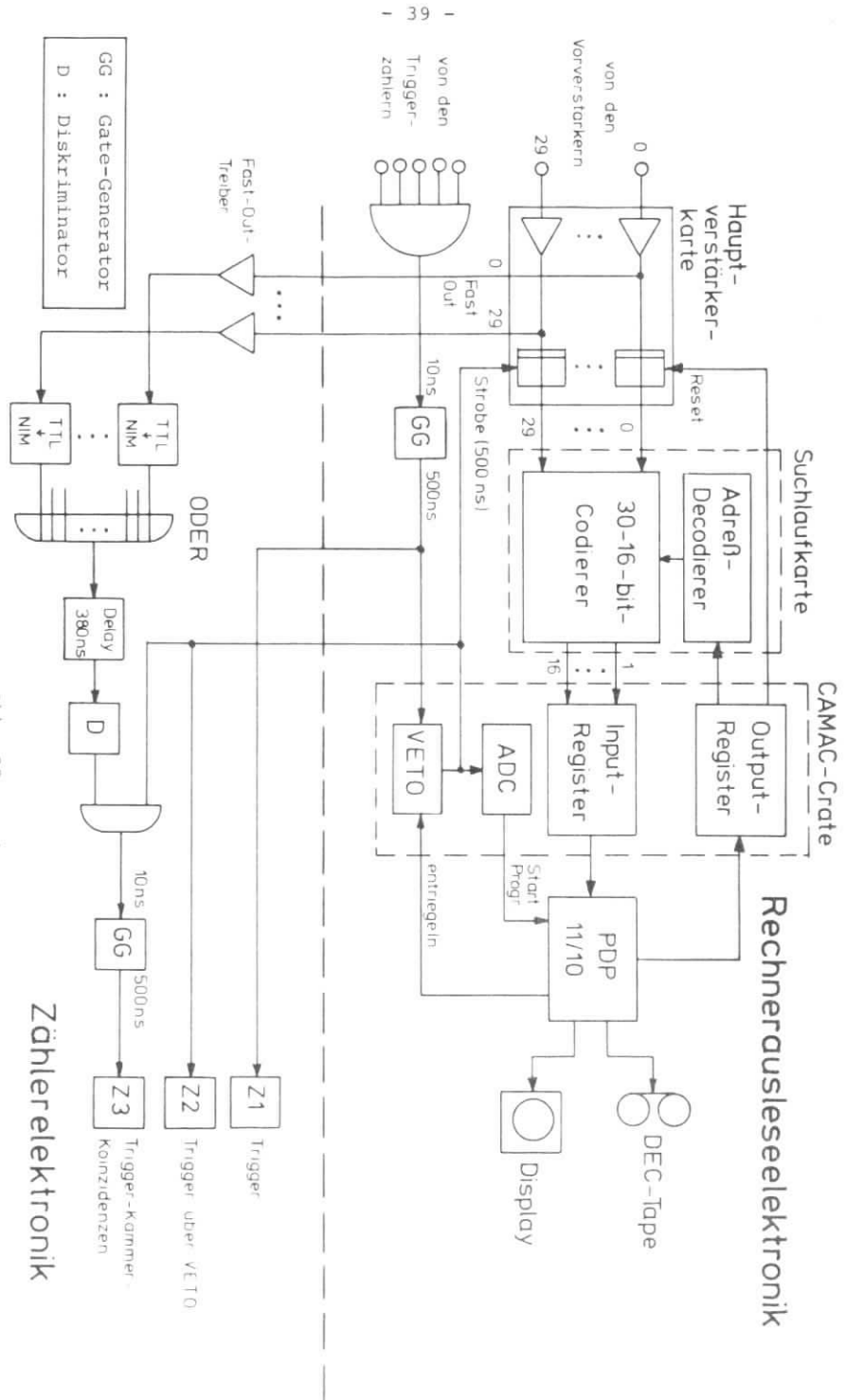


Abb. 28: Nachweiselektronik bei den Teststrahlungsmessungen

16-bit-PDP-Wort. Auf die gleiche Weise werden im zweiten Schritt die Inhalte der restlichen 14 Register in einem weiteren PDP-Wort untergebracht, wobei die beiden höchstwertigen Bits unbesetzt bleiben. Die zeitliche Steuerung dieser Übertragungsvorgänge wird vom Rechner über das CAMAC-Output-Register vorgenommen.

Sobald die Einleseoperation abgeschlossen ist, liefert der Rechner einen Reset-Impuls an die Hauptverstärkerkarte, der alle Registerinhalte löscht. Schließlich wird die ebenfalls im CAMAC-Überrahmen befindliche Verriegelungseinheit wieder geöffnet. Jetzt ist die Ausleseelektronik bereit zur Verarbeitung eines neuen Ereignisses. Jeweils nach Ansammlung von 85 Ereignissen im Kernspeicher des Rechners wird der Speicherinhalt auf Magnetband (DEC-Tape) geschrieben.

Das Ausleseprogramm führt für die laufende Messung bereits eine einfache Auswertung durch. Das umfaßt die Zählung der Ereignisse, das Anlegen eines Histogrammes mit der jeweils aktuellen Anzahl der Einträge pro Kanal und die Berechnung aktueller Mittelwerte. Diese Informationen werden über einen Bildschirm ausgegeben. Insbesondere die Histogrammdarstellung erwies sich als unentbehrliches Hilfsmittel bei der ferngesteuerten Einstellung der Strahlposition auf der Kammer (vgl. Anhang 4).

Das Ausleseprogramm ist eine Weiterentwicklung des Programms SYSADC, das in der Diplomarbeit von R.Bühring (BÜH 74) ausführlich beschrieben wird. Hier findet man auch detailliertere Informationen über CAMAC.

Parallel zur Rechnerauslese konnten drei Zählraten auf der Zählerelektronik mitverfolgt werden (vgl. Abb. 28):

- Z1: Zahl der Triggerimpulse vor der Verriegelungseinheit N_T'
- Z2: Zahl der Triggerimpulse hinter der Verriegelungseinheit N_T
- Z3: Zahl der Koinzidenzen zwischen Trigger- und Kammerimpuls N_K

Als Kammerimpuls wurde das logische ODER der Fast-Out-Impulse der Hauptverstärkerkanäle verwendet. Zur Anpassung an die Verhältnisse in der Rechnerausleseelektronik war dieser Impuls um 380 ns zu verzögern, bevor er zusammen mit dem Triggerimpuls auf die Koinzidenzschaltung geführt wurde. Damit berücksichtigte man die interne Verzögerung zwischen Fast-Out- und Registersignal im Hauptverstärker (vgl. Abschnitt 2.4.2).

Mittels der Zählerelektronik konnte zu Kontrollzwecken die Nachweiswahrscheinlichkeit η in jedem Meßpunkt sofort bestimmt werden:

$$\eta = \frac{N_K}{N_T} \quad (3.1)$$

Der Zähler Z1 diente zur Überwachung der Strahlintensität (vgl. Abschnitt 2.4.3).

3.2 Die Auswertung der Meßdaten

Die Auswertung der am Teststrahl aufgenommenen Meßdaten erfolgte mit FORTRAN-Programmen auf der Rechenanlage IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums.

3.2.1 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit η muß man während der Abarbeitung der Ereignisse eines Meßpunktes im Programm Zähler N_{ein} und N_{reg} für die einfallenden und registrierten Teilchen laufen lassen. Es werden nur solche Teilchen als registriert gewertet, die in der Kammer mindestens einen Draht aus einer gewissen Umgebung der eingestellten Strahlposition ansprechen lassen. Abgesehen von einigen speziellen Messungen wird eine Umgebung

$$\text{Strahlposition} \pm 3 \text{ Drahtabstände} \hat{=} \text{Strahlposition} \pm 54 \text{ mm}$$

gewählt. Durch diese Maßnahme soll der Untergrund von Zufallskoinzidenzen beschnitten werden. Merkliche Effekte der Größenordnung 3 - 5% ergeben sich jedoch nur bei Meßpunkten mit kleiner Nachweiswahrscheinlichkeit.

Sind alle zu einem Meßpunkt gehörigen Ereignisse verarbeitet, so wird die Nachweiswahrscheinlichkeit η berechnet nach:

$$\eta = \frac{N_{\text{reg}}}{N_{\text{ein}}} \quad (3.1a)$$

Da es sich hier um einen Prozeß handelt, der durch eine Binomialverteilung beschrieben wird, ist der Fehler von η gegeben durch:

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\eta(1-\eta)}{N_{\text{ein}}}} \quad (3.2)$$

3.2.2 Ermittlung der Clusterstruktur der Ereignisse

Ein weiterer wichtiger Punkt der Auswertung ist die Ermittlung

der Clusterstruktur der Ereignisse. Ein Cluster ist eine zusammenhängende Gruppe von gesetzten Drähten in der inneren bzw. äußeren Kammer. Kammerübergreifende Cluster werden nicht gebildet.

Der Konvention bei der Codierung der PLUTO-Daten entsprechend wird die Clusterbreite b_{cl} definiert als der Abstand zwischen dem ersten und dem letzten Draht eines Clusters. Ist d der Drahtabstand in der Kammer und n die Zahl der Drähte im Cluster, so gilt:

$$b_{cl} = (n - 1) \cdot d \quad (3.3)$$

Insbesondere hat ein Einzeldrahtcluster die Breite $b_{cl} = 0$. Bei einer gemessenen Clusterbreite b_{cl} sind alle Schauerbreiten b_s aus dem Bereich

$$b_{cl} - d < b_s < b_{cl} + d \quad (3.4)$$

möglich (vgl. Abb. 29). Unter Annahme einer Gleichverteilung dieser



Abb. 29: Maximale und minimale Schauerbreite b_s bei einer gemessenen Clusterbreite $b_{cl} = 2d$

Werte ergibt sich bei der Einzelmessung von Schauerbreiten die folgende Standardabweichung:

$$\sigma(b_s) = \frac{2d}{\sqrt{12}} \quad (3.5)$$

Für die Proportionalkammern des Endcap-Ortsdetektors gilt also:

$$\text{innere Kammer: } \sigma(b_s) = \pm 8,90 \text{ mm}$$

$$\text{äußere Kammer: } \sigma(b_s) = \pm 9,47 \text{ mm}$$

Der Fall der gemessenen Clusterbreite $b_{cl} = 0$ ist gesondert zu betrachten.*)

*) Im Falle $b_{cl} = 0$ gilt:

$$0 = b_{cl} < b_s < b_{cl} + d = d \quad (3.4a)$$

Entsprechend folgt:

$$\sigma(b_s) = \frac{d}{\sqrt{12}} = 4,45 \text{ bzw. } 4,74 \text{ mm} \quad (3.5a)$$

Hier ist nur die positive Abweichung sinnvoll.

Der Clusterschwerpunkt x_{cl} ist das arithmetische Mittel der Koordinaten der Drähte im Cluster

$$x_{cl} = \frac{1}{n} \sum_i x_i \quad (3.6)$$

Die Breiten der Clusterschwerpunktverteilungen in den einzelnen Meßpunkten geben Aufschluß über die Ortsauflösung $\sigma(r)$ der Kammern.

3.2.3 Behandlung der Mehrcluster-Ereignisse

Die Ermittlung der Verteilungen und Mittelwerte für b_{cl} und x_{cl} ist kein Problem, solange pro Ereignis nur ein Cluster auftritt. Eine Untersuchung der vom Programm für alle Meßpunkte bestimmten Verteilungen der Clusteranzahl pro Ereignis ergab jedoch, daß (gemessen an der Gesamtzahl der registrierten Ereignisse) beträchtliche Anteile von Mehrcluster-Ereignissen vorhanden sind. Je nach Art der Messung liegt der über eine Meßreihe gemittelte Anteil von Mehrcluster-Ereignissen

- bei 2 bis 15% für Messungen an der freien Kammer,
- bei 8 bis 22% für Messungen an der Kammer im Schauerzähler.

Die Entstehung von Mehrcluster-Ereignissen kann verschiedene Ursachen haben:

1. Außer den "echten" triggernden Teilchen werden von der Kammer noch weitere Teilchen registriert. Diese Teilchen stammen hauptsächlich aus Streuprozessen an den im Strahl befindlichen Gegenständen (Kollimatoren, Szintillationszähler).
2. Vorübergehend unempfindliche Signaldrähte können ein tatsächliches Eincluster-Ereignis als Mehrcluster-Ereignis erscheinen lassen. Solche Ausfälle treten vor allem bei hohen Teilchenraten auf (vgl. Abschnitt 2.4.3).
3. Bei den Messungen an der im Schauerzählersegment eingebauten Kammer ist nicht auszuschließen, daß die Form der gemessenen Schauer sehr unregelmäßig ist. Ein Mehrcluster-Ereignis könnte den Schauerquerschnitt in der Signaldrahtebene durchaus richtig beschreiben.

Bei den auf die beiden letztgenannten Ursachen zurückzuführenden Mehrcluster-Ereignissen erwartet man kleine Clusterabstände, z.B. einen nicht gesetzten Draht zwischen zwei Clustern. Angesichts der Ursachen für diese Lücken erscheint es angebracht, sie bei der Clusterbildung zu ignorieren, d.h. einen nicht gesetzten Draht zwischen zwei Clustern als gesetzt zu betrachten.

Auch bei den durch Streuung hervorgerufenen Mehrcluster-Ereignissen sind die zu kleinen Streuwinkeln gehörigen kleinen Clusterabstände bevorzugt. Allerdings können größere Abstände durchaus auftreten. Bei diesen Ereignissen ist eine Zusammenziehung eng benachbarter Cluster natürlich unerwünscht.

Angesichts dieser widersprüchlichen Forderungen wurde untersucht, wie sich die Clusterbildung über einen nicht gesetzten Draht hinweg auf die Meßergebnisse auswirkt. Dabei wurden folgende Effekte festgestellt:

1. Die mittlere Clusterbreite \bar{b}_{cl} vergrößert sich um 2-3 mm, was auch zu erwarten war.
2. Die Breite der Verteilungen der Clusterschwerpunkte x_{cl} verkleinert sich um 0,3 - 0,8 mm.

Die schmalen werdenden Clusterschwerpunktverteilungen deuten darauf hin, daß die bei dieser Korrektur verschmolzenen Cluster zum überwiegenden Teil auch zusammengehören. Daher wird die Clusterbildung über einzelne nicht gesetzte Drähte hinweg bei der Auswertung aller Meßreihen angewendet. Die Verfälschung der Clusterbreitenverteilungen durch ebenfalls zusammengezogene, aber nicht zusammengehörige Cluster muß dabei in Kauf genommen werden.

Abb. 30 zeigt, daß bei Mehrcluster-Ereignissen am weitaus häufigsten ein Clusterabstand von nur einem Draht vorliegt. Durch die Clusterbildung über diese Lücken hinweg reduziert sich daher der Anteil der Mehrcluster-Ereignisse an der Gesamtereigniszahl ganz erheblich, nämlich

- auf etwa 1% für Messungen an der freien Kammer
- auf 3 bis 8% für Messungen an der Kammer im Schauerzähler.

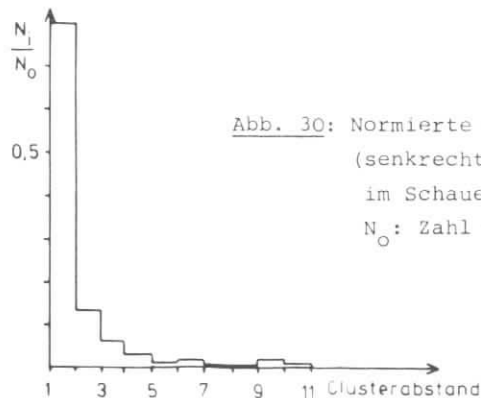


Abb. 30: Normierte Clusterabstandsverteilung (senkrechter Einschub auf die Kammer im Schauerzähler, E = 2 GeV; N₀: Zahl der Clusterlücken)

Bei den Messungen an der im Schauerzählersegment eingebauten Kammer ist der Anteil der Mehrcluster-Ereignisse stark von den Versuchsbedingungen abhängig. Hohe Anteile ergeben sich bei schrägem Einschub, hoher Einschubenergie und starker zu durchdringender Materie (vgl. Abschnitt 3.4.1).

Zur Einbeziehung der verbleibenden Mehrcluster-Ereignisse in die Auswertung werden sie in Hauptcluster (Primärteilchen) und Nebencluster (Untergrundteilchen) aufgeteilt. Die Hauptcluster werden zusammen mit den Eincluster-Ereignissen verarbeitet, die Nebencluster werden bei der Auswertung nicht mehr berücksichtigt. Für die Aufteilung standen folgende Kriterien zur Diskussion:

- a) Hauptcluster = zentralster Cluster (Cluster, dessen Schwerpunkt am dichtesten an der bekannten Strahlposition liegt),
- b) Hauptcluster = größter Cluster (Cluster, der vom Teilchen mit der höchsten Energie erzeugt wird).

Wertet man die Hauptcluster zusammen mit den Eincluster-Ereignissen aus, so ergeben sich bei den Mittelwerten der nach beiden Verfahren bestimmten Verteilungen für b_{cl} und x_{cl} Abweichungen von 0,1 - 0,5 mm. Dieser Unterschied wird bereits von anderen Fehlern überdeckt. Beide Kriterien zur Auswahl des Hauptclusters sind daher als äquivalent zu betrachten. Im Auswerteprogramm wird der jeweils größte Cluster als Hauptcluster gewählt.

3.3 Die Nachweiseigenschaften der freien Kammern

Bei den Messungen am freien Kammerpaar war die Nachweiswahrscheinlichkeit η der zentrale Untersuchungsgegenstand. Neben der Ermittlung der günstigsten Arbeitsspannung U_0 ging es hier hauptsächlich um die Bestimmung des Verhaltens von η am Kammerrand. Aus den Ergebnissen können quantitative Aussagen über die Größe der Bereiche vermindelter Nachweiswahrscheinlichkeit im Endcap-Ortsdetektor abgeleitet werden.

3.3.1 Hochspannungskurven

Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit η von der an den Kammern liegenden Spannung U ist für die innere Kammer in Abb. 31 dargestellt. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Meßpunktsymbole. Für die äußere Kammer ergibt sich eine ganz ähnliche Kurve. Beide Messungen wurden bei einer Strahlenergie $E = 3$ GeV durchgeführt.

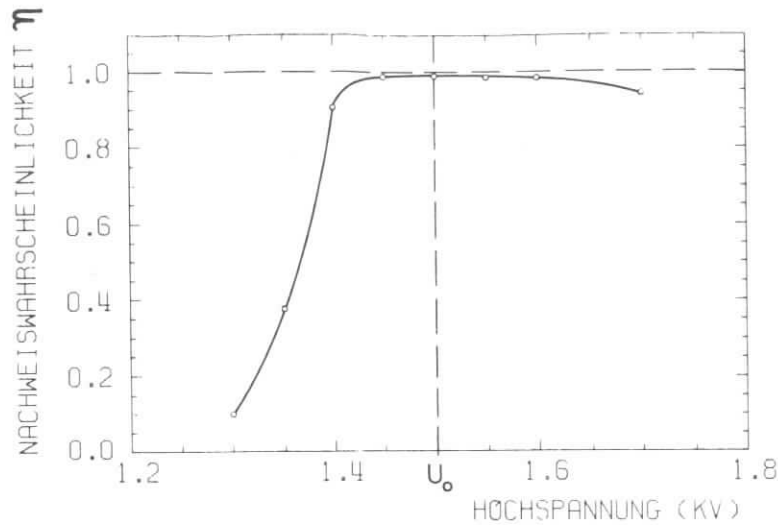


Abb. 31: Hochspannungskurve der inneren Kammer

Die Meßkurve zeigt ein etwa 100 V breites Plateau. Die günstigste Betriebsspannung ist $U_0 = 1,5$ kV, denn hier befindet man sich im Bereich maximaler Nachweiswahrscheinlichkeit ($\eta = 0,991 \pm 0,002$).

Mit einem Oszillographen wurde beobachtet, daß etwa ab $U = 1,6$ kV Geigerimpulse einsetzen (vgl. Abschnitt 2.1). Der aus der erhöhten Totzeit der Kammern resultierende Abfall von η zu hohen Spannungen hin ist in Abb. 31 gut zu erkennen.

3.3.2 Profilkurven quer zu den Drähten

Bei $E = 3$ GeV, $U_0 = 1,5$ kV und $\gamma = 0$ wurden für beide Kammern Profilkurven $\eta(x)$ quer zu den Drähten aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abb. 32 dargestellt. Dort sind auch die jeweiligen Koordinaten x_k der Kammerinnenkanten eingezeichnet:

$x_{k,innen} = 213,5$ mm	} innere Kammer
$x_{k,außen} = 569,5$ mm	
$x_{k,innen} = 706,5$ mm	} äußere Kammer
$x_{k,außen} = 824,5$ mm	

Bei symmetrischer Einpassung der Profilkurve $\eta(x)$ in die Kammergrenzen ist der Abstand

$$d_x := \frac{1}{2} \{ (x_k - x_{0,5})_{innen} + (x_{0,5} - x_k)_{außen} \} \quad (3.7)$$

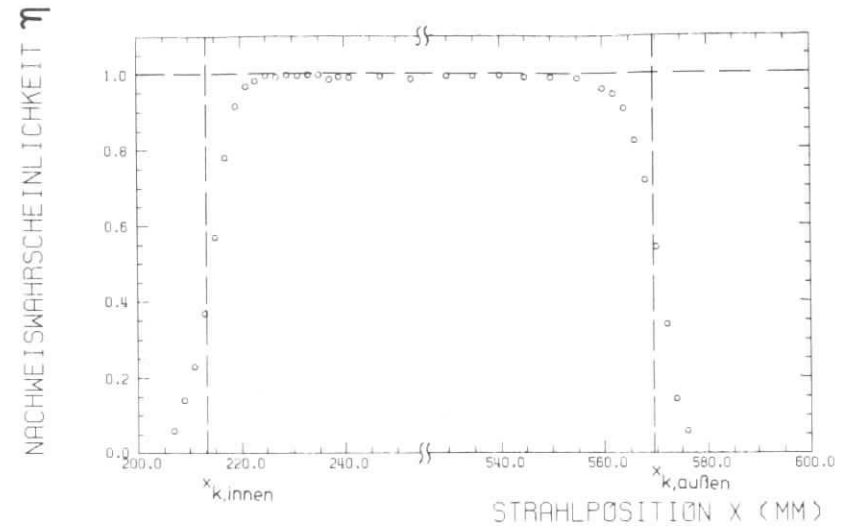


Abb. 32a: Profilkurve $\eta(x)$ für die innere Kammer

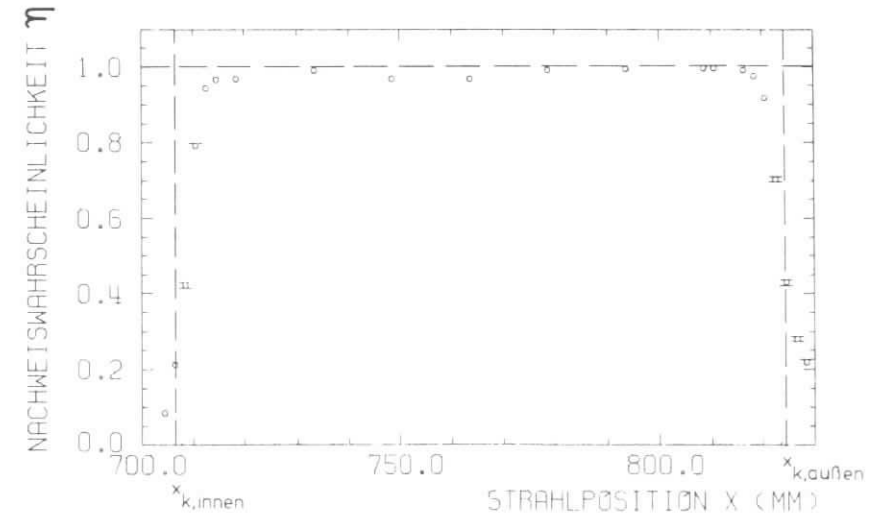


Abb. 32b: Profilkurve $\eta(x)$ für die äußere Kammer

ein Maß für die Breite der toten Randzonen der Kammer in x-Richtung. Dabei ist $x_{0,5}$ die Strahlposition mit $\eta = \frac{1}{2}\eta_{\max}$ an der jeweiligen Kammerseite. Liegen die Punkte $x_{0,5}$ innerhalb der Kammergrenzen, so ist $d_x < 0$, anderenfalls $d_x \geq 0$. Die Koordinaten $x_{0,5}$ bestimmt man durch Anpassung der Funktion

$$\eta(x) = \frac{1}{2} \cdot \eta_{\max} \cdot \operatorname{erfc} \left[\pm \frac{x_{0,5} - x}{\sqrt{2} \sigma_{sx}} \right] \quad (3.8)$$

mit den freien Parametern η_{\max} , $x_{0,5}$ und σ_{sx} an die Meßpunkte (vgl. Anhang 5). Dabei ist

$$\operatorname{erfc} z := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-t^2} dt$$

Das Vorzeichen des Arguments der erfc-Funktion in (3.8) ist am inneren Kammerrand positiv, am äußeren negativ. Mit den Anpassungswerten für $x_{0,5}$ ergeben sich die folgenden Abstände d_x :

$$\begin{aligned} \text{innere Kammer: } d_x &= (0,1 \pm 0,1) \text{ mm} \\ \text{äußere Kammer: } d_x &= (-0,1 \pm 0,1) \text{ mm} \end{aligned}$$

Diese Ergebnisse gestatten die Aussage, daß in x-Richtung die Punkte mit $\eta = \frac{1}{2}\eta_{\max}$ mit den Kammerinnenkanten zusammenfallen. Das bedeutet nach Anhang 5, daß die Kammern in x-Richtung keine toten Zonen aufweisen.

Der Parameter σ_{sx} in (3.8) ist die horizontale Breite des durch die Triggerzähler definierten Strahls. Diese für Korrekturrechnungen wichtige Größe ergibt sich aus den vorliegenden Profilkurven $\eta(x)$ im Mittel zu $\sigma_{sx} = (2,6 \pm 0,1) \text{ mm}$.

3.3.3 Profilkurven entlang der Drähte

Bei $E = 3 \text{ GeV}$, $U_0 = 1,5 \text{ kV}$ wurden für beide Kammern an mehreren Stellen $x = \text{const}$ Profilkurven $\eta(y)$ entlang der Drähte aufgenommen. Abb. 33 zeigt Beispiele für die innere und die äußere Kammer bei jeweils zwei festen x-Positionen (auf einem Draht bzw. zwischen zwei Drähten).

Analog zu (3.7) wird zur Abschätzung der Breite der toten Randzonen der Kammer in y-Richtung der Abstand

$$d_y := \frac{1}{2} \left((y_k - y_{0,5})_{\text{unten}} + (y_{0,5} - y_k)_{\text{oben}} \right) \quad (3.9)$$

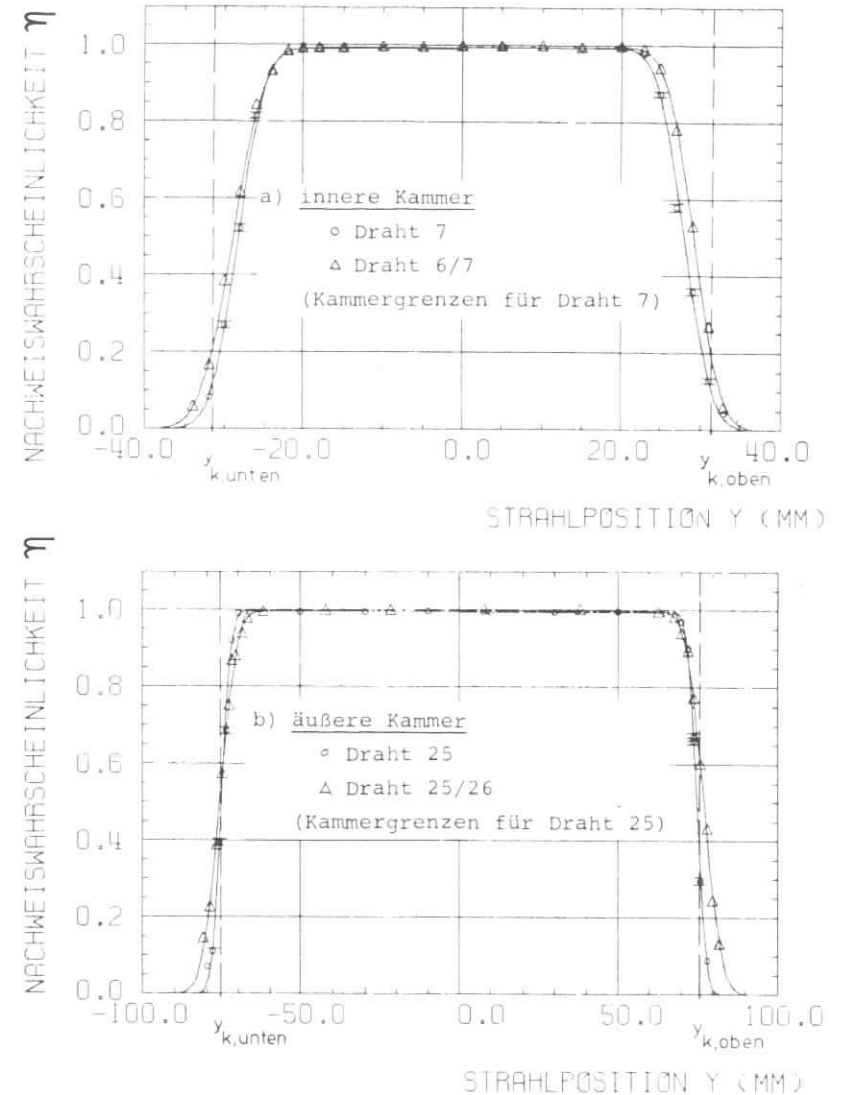


Abb. 33: Profilkurven $\eta(y)$ für die innere und äußere Kammer betrachtet. Die Werte für $y_{0,5}$ ergeben sich wiederum durch Anpassung der Funktion

$$\eta(y) = \frac{1}{2} \cdot \eta_{\max} \cdot \operatorname{erfc} \left[\pm \frac{y_{0,5} - y}{\sqrt{2} \sigma_{sy}} \right] \quad (3.10)$$

an die Meßpunkte.

Aus den aufgenommenen Kurven erhält man die folgenden Mittelwerte für d_y :

Strahl auf einem Draht: $\bar{d}_y = (-2,1 \pm 0,9)$ mm
Strahl zwischen zwei Drähten: $\bar{d}_y = (-1,0 \pm 0,4)$ mm

Die Punkte $y_{0,5}$ liegen im Mittel innerhalb der Kammergrenzen, d.h. anders als an den Stirnseiten der Kammern gibt es an den Längsseiten Bereiche verminderter Nachweiswahrscheinlichkeit. Zwischen den Signaldrähten ist die tote Randzone deutlich schmäler als an den Signaldrahtlötstellen. Das ist auf das field-shaping der Seitenplatinen zurückzuführen (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Die Anpassung der Funktion (3.10) an die Meßpunkte in Abb. 33 liefert für die vertikale Strahlbreite σ_{sy} einen mittleren Wert $\sigma_{sy} = (3,1 \pm 0,3)$ mm.

Abb. 34 zeigt normierte Clusterbreitenverteilungen für die äußere Kammer, wobei der Strahl jeweils auf einem Draht bzw. zwischen zwei Drähten steht. Auch für den zwischen zwei Drähten stehen-

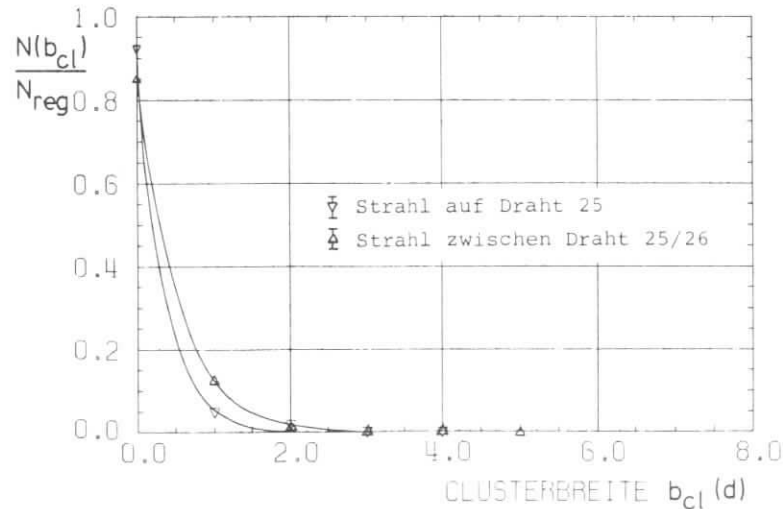


Abb. 34: Normierte Clusterbreitenverteilungen für die äußere Kammer

den Strahl wird in 85,2% der Fälle pro Ereignis nur ein Draht gesetzt (Clusterbreite $b_{cl} = 0$). Offenbar gibt es zwischen zwei Drähten nur einen schmalen Bereich, bei dessen Durchquerung ein

Teilchen beide Drähte setzt.

Abb. 35 zeigt die Auswirkung der relativ scharf voneinander getrennten Einzugsbereiche der Drähte auf die Clusterschwerpunktverteilungen.

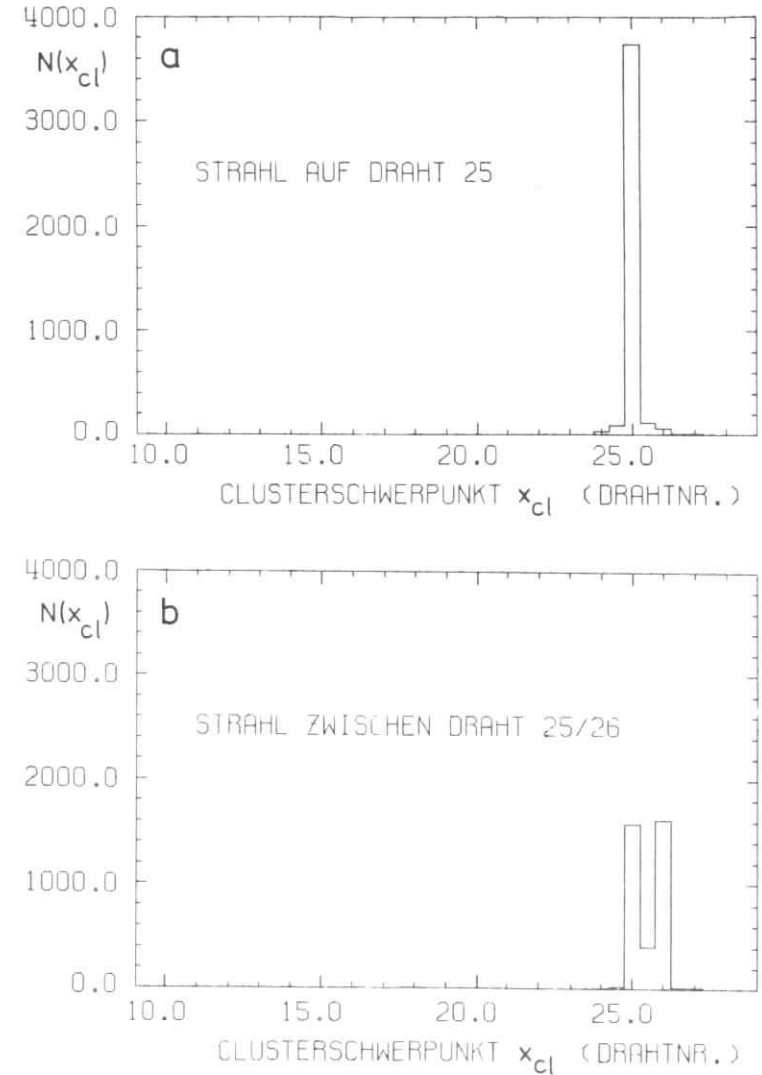


Abb. 35: Clusterschwerpunktverteilungen für die äußere Kammer

Man erkennt, daß beim Teilcheneinfall zwischen zwei Drähten meistens nur einer der benachbarten Drähte gesetzt wird, insgesamt jedoch beide etwa gleich oft.

Für alle Meßpunkte mit $\eta > 0,9$ (vgl. Abb. 33) wurden die Breiten

$$\sigma_{\text{gem}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{reg}} - 1} \sum_i (\bar{x}_{c1} - x_{c1,i})^2} \quad (3.11)$$

der Clusterschwerpunktverteilungen bestimmt. Nach Abzug der horizontalen Strahlbreite $\sigma_{\text{sx}} = (2,6 \pm 0,1)$ mm gemäß

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{gem}}^2 - \sigma_{\text{sx}}^2} \quad (3.12)$$

ergaben sich im Mittel die folgenden Werte:

Strahl auf einem Draht : $\bar{\sigma} = (5,7 \pm 1,5)$ mm

Strahl zwischen zwei Drähten: $\bar{\sigma} = (10,5 \pm 1,9)$ mm

Die Ortsauflösung $\sigma(r)$ der äußeren Kammer ist der Mittelwert der bei diesen extremen Strahlpositionen bestimmten Breiten $\bar{\sigma}$:

$$\sigma(r) = (8,1 \pm 1,7)$$
 mm

Infolge eines Rechnerausfalls konnten die Profilkurven $\eta(y)$ für die innere Kammer lediglich mit der Zählerelektronik aufgenommen werden. Die zur Bestimmung von $\sigma(r)$ nötige detaillierte Ereignisanalyse war daher nicht möglich.

3.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die bei den Teststrahlmessungen an den freien Kammern gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Sie sollten in guter Näherung das Verhalten der im Schauerzähler eingebauten Kammern beim Nachweis nichtschauender Teilchen beschreiben. Ein Vergleich mit den aus PLUTO-Daten für derartige Teilchen gewonnenen Ergebnissen erfolgt in Kapitel 4.

Tabelle 5: Nachweiseigenschaften der freien Kammern

Betriebsspannung	: $U_0 = 1,5$ kV
Nachweiswahrscheinlichkeit (im zentralen Kammerbereich)	: $\eta_{\text{max}} = 0,991 \pm 0,002$
mittlere Breite der toten Randzone	
- in x-Richtung (an den Stirnseiten):	$ \bar{d}_x = (0,0 \pm 0,1)$ mm
- in y-Richtung (an den Längsseiten):	$ \bar{d}_y = (1,6 \pm 1,0)$ mm
Ortsauflösung	: $\sigma(r) = (8,1 \pm 1,7)$ mm

Aus den Teststrahlergebnissen kann die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} des in PLUTO eingebauten Endcap-Ortsdetektors für nichtschauende Teilchen berechnet werden. Dazu wird der Endcap-Schauerzähler als Triggerzähler betrachtet. Vom WWP kommende Teilchen erzeugen dort wegen des schrägen Einfalls auch dann Signale, wenn sie in den Bereich der Löcher für die Barrel-Lichtleiter fallen. Unter Berücksichtigung der Lücken zwischen den Sandwiches errechnet man mit den Maßen aus NAV 78 für den Endcap-Schauerzähler eine Akzeptanz $\Delta\Omega_{\text{Tr}} = (0,189 \pm 0,001) \cdot 4\pi$.

Die Außenkanten zweier benachbarter Ortsdetektorsegmente haben 4 mm Abstand voneinander (vgl. Abschnitt 1.3.2). Berücksichtigt man außerdem die Wandstärke der Platinen und die Randzonen vermindelter Nachweiswahrscheinlichkeit, so ergibt sich insgesamt ein toter Raum von 10,2 mm Breite zwischen zwei Segmenten. Weitere Akzeptanzverluste werden durch die 137 mm breiten Lücken zwischen den inneren und äußeren Kammern hervorgerufen. Insgesamt überdeckt die wirksame Ortsdetektorfläche einen Raumwinkel $\Delta\Omega_k = (0,116 \pm 0,002) \cdot 4\pi$. Für gleichmäßig über die Schauerzählerfläche verteilt einfallende Teilchen erwartet man daher eine Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\eta_{\text{ges}} = \frac{\Delta\Omega_k}{\Delta\Omega_{\text{Tr}}} \cdot \eta_{\text{max}} = (0,61 \pm 0,01) \quad (3.13)$$

3.4 Die Nachweiseigenschaften der Kammern im Schauerzählersegment

In einer weiteren Meßserie am Teststrahl wurden die Nachweiseigenschaften der in einem Schauerzählersegment eingebauten Kammern untersucht. Ziel der Messungen war die Ermittlung der Energie- und Ortsabhängigkeit der folgenden Größen:

- Nachweiswahrscheinlichkeit η
- Clusterbreite b_{c1}
- Ortsauflösung $\sigma(r)$.

Parallel dazu führte H. Daumann Messungen am Schauerzählersegment selbst durch. Soweit möglich, werden seine in DAU 78 dargestellten Ergebnisse mit den an den Kammern gemessenen Eigenschaften verglichen.

Bei den Messungen zur Ermittlung der Ortsabhängigkeit der Nachweiseigenschaften wurde insbesondere die Lücke zwischen zwei Schauerzählersegmenten untersucht. Dazu waren zwei mit Kammern bestückte Sandwiches (ohne Messingkasten) in der in Abb. 38 dargestellten Weise auf dem Drehtisch aufzubauen.

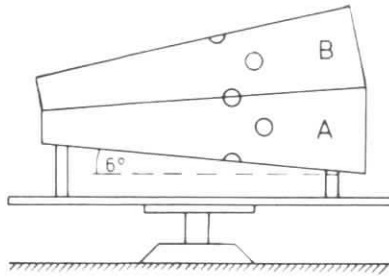


Abb. 38: Aufbau der Schauerzählersegmente auf dem Drehtisch bei den Lückenmessungen

Von jedem der zwei Kammerpaare konnten bei Verwendung der Nachweiselektronik nach Abb. 28 nur 15 Drähte ausgelesen werden.

Neben der Standardlücke zwischen zwei Segmenten war auch die breitere Lücke an der Jochnaht (zusätzlich Wände der Endcap-Gefäße und 5 mm Luftspalt) Gegenstand der Untersuchungen. Zur Simulation dieser Lücke wurden im Aufbau nach Abb. 38 zwischen den Sandwiches zwei 3 mm starke mit Epoxyd-Klötzen auf 5 mm Abstand gehaltene Eisenplatten eingefügt.

3.4.2 Hochspannungskurven

Bei $E = 3 \text{ GeV}$ und $\theta = 0^\circ$ wurde für die innere Kammer die in Abb. 39 dargestellte $\eta(U)$ -Kurve aufgenommen. Für die äußere Kammer ergibt sich eine ganz ähnliche Kurve. Beide Messungen wurden ohne Materiesimulation durchgeführt, um die Ergebnisse besser mit denen für die freien Kammern vergleichen zu können.

Infolge der Schauerbildung fallen pro Ereignis mehrere Teilchen in die Kammer. Deswegen beginnt das Plateau schon bei einer wesentlich kleineren Spannung ($U \approx 1,375 \text{ kV}$) als bei den Messungen an der freien Kammer (vgl. Abb. 31). Allerdings werden die Schauer in ihrer vollen Ausdehnung erst ab $U \approx 1,5 \text{ kV}$

registriert. Das wird durch Abb. 40 verdeutlicht, wo die mittlere Clusterbreite \bar{b}_{cl} (in Drahtabständen d) gegen die Kammerspannung U aufgetragen ist.

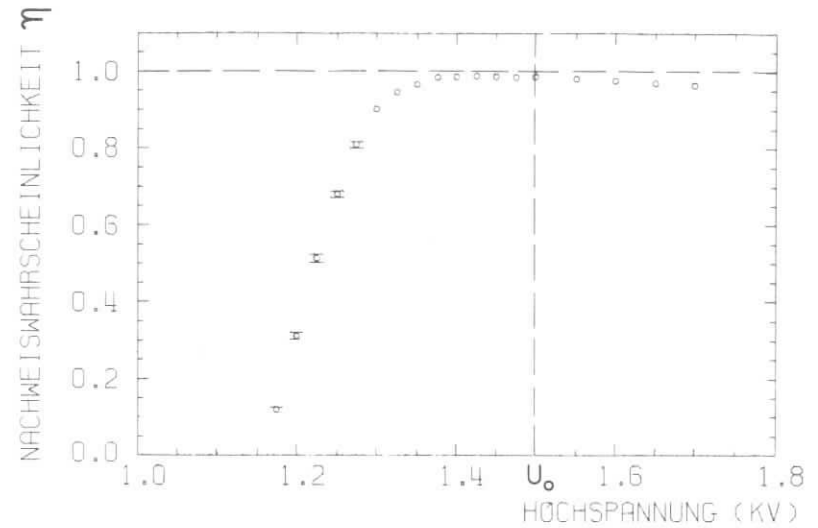


Abb. 39: Hochspannungskurve für die innere Kammer ($E = 3 \text{ GeV}$, $\theta = 0^\circ$, ohne Materiesimulation)

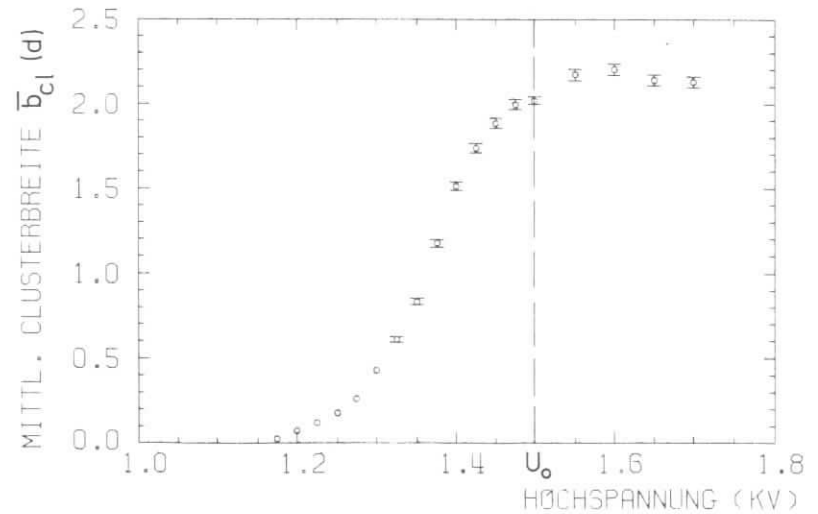


Abb. 40: Spannungsabhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} ($E = 3 \text{ GeV}$, $\theta = 0^\circ$, ohne Materiesimulation)

Die bei der Betriebsspannung $U_0 = 1,5$ kV gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit ist $\eta = 0,992 \pm 0,002$. Der in Abb. 39 erkennbare Abfall von η für hohe Kammeranspannungen wird durch einsetzende Geigerimpulse hervorgerufen (vgl. auch Abschnitt 3.3.1).

3.4.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit η

3.4.3.1 Energieabhängigkeit

Die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit η von der Strahlenergie E im zentralen Bereich der Kammern ist in Abb. 41a (innere Kammer) und Abb. 41b (äußere Kammer) dargestellt. Von praktischer Bedeutung sind die mit Materiesimulation unter dem zur Strahlposition gehörigen Einschubwinkel ($\theta = 30^\circ$ auf Draht 8, $\theta = 50^\circ$ auf Draht 26) aufgenommenen Kurven. Zum Vergleich ist in beide Darstellungen auch eine Referenzkurve eingezeichnet, die bei $\theta = 0^\circ$ ohne Materiesimulation gemessen wurde.

In Tabelle 6 sind die bei den verschiedenen Einschubbedingungen von den Teilchen zu durchdringenden Materiestärken angegeben.

Tabelle 6: Materiestärke vor den Kammern im Schauerzählersegment bei verschiedenen Einschubbedingungen

Draht	θ	Materiesimulation	Strahlungslängen
8, 26	0°	ohne	2,2
8	30°	mit	3,2
26	50°	mit	4,3

Die $\eta(E)$ -Kurven zeigen das erwartete Verhalten:

1. Für $E \leq 1$ GeV nimmt η mit sinkender Energie rasch ab.
2. Für $E \leq 1$ GeV nimmt η mit zunehmender Dicke der zu durchdringenden Materie ab.
3. Für $E > 1$ GeV unterscheiden sich die $\eta(E)$ -Kurven für die verschiedenen Einschubbedingungen kaum noch, die Nachweiswahrscheinlichkeit ist $\eta \geq 0,990$.

Die schlechten η -Werte für die innere Kammer bei $\theta = 30^\circ$ ($\eta \approx 0,97$ bei $E = 1 \dots 4$ GeV) sind auf eine zu hohe Teilchenrate bei der Aufnahme dieser Meßpunkte zurückzuführen (vgl. Abschnitt 2.4.3).

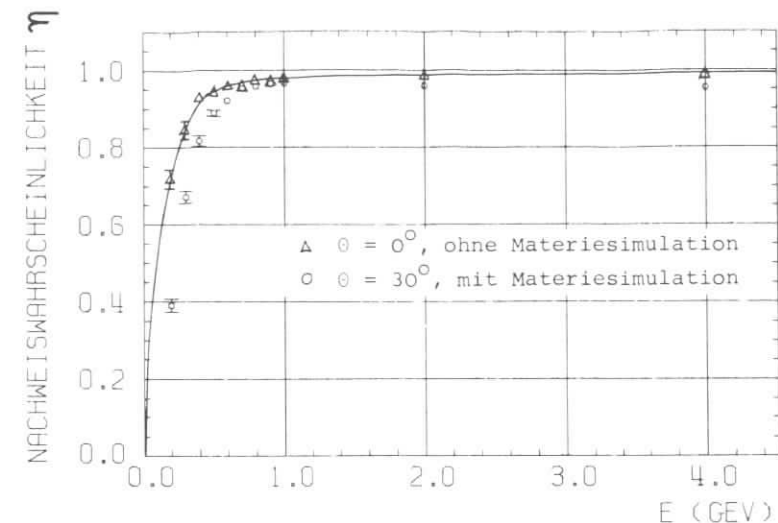


Abb. 41a: $\eta(E)$ -Kurve für die innere Kammer (Strahl auf Draht 8)

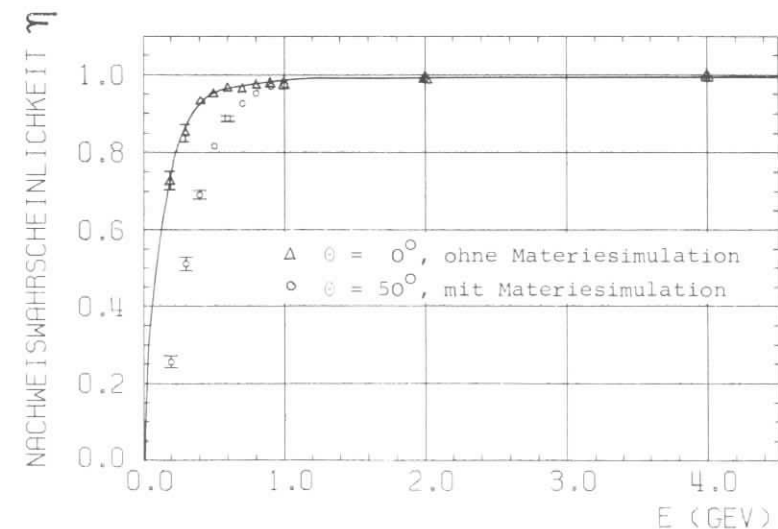


Abb. 41b: $\eta(E)$ -Kurve für die äußere Kammer (Strahl auf Draht 26)

Abb. 42 zeigt, daß für den Schauerzähler die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Energien wesentlich größer ist als für die Kammern. Die $\eta(E)$ -Kurve für den Schauerzähler wurde DAU 78 entnommen.

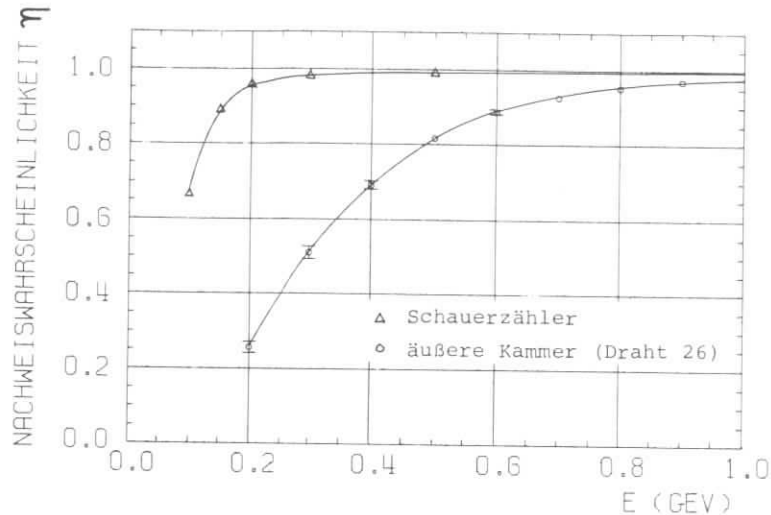


Abb. 42: Vergleich der $\eta(E)$ -Kurven für den Schauerzähler und die äußere Kammer ($\theta = 50^\circ$, mit Materiesimulation)

3.4.3.2 Ortsabhängigkeit

Bei der Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit η sind zwei Bereiche von besonderem Interesse:

- die Lücke in x-Richtung zwischen der inneren und äußeren Kammer zur Durchführung der Barrel-Lichtleiter durch das Schauerzählersegment und
- die Lücke in y-Richtung zwischen zwei benachbarten Schauerzählersegmenten.

Abb. 43 zeigt Profilkurven $\eta(x)$, die bei verschiedenen Einschußenergien E entlang der Mittelachse des Segments ($y = 0$) über die Lücke für die Barrel-Lichtleiter hinweg aufgenommen wurden. Bei jeder Meßreihe wurde der Einschußwinkel θ entsprechend der Strahlposition x variiert ($\theta = 40 \dots 55^\circ$, vgl. Tabelle 2).

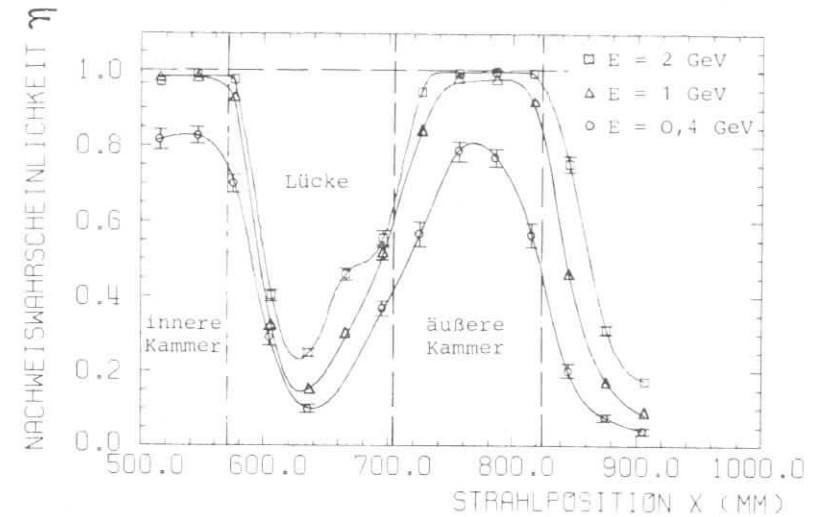


Abb. 43: Profilkurven $\eta(x)$ für verschiedene Einschußenergien E

In Abb. 43 sind außerdem die Positionen der Kammerinnenränder eingezeichnet. Man erkennt deutlich, wie die Konturen der Lücke durch die vor den Kammern befindliche Materie verwischt werden.

In Abb. 44 ist an einem Beispiel ($E = 2$ GeV) dargestellt, wie die Profilkurven der inneren und äußeren Kammer in die Gesamtprofilkurve $\eta(x)$ eingehen. Folgende Einzelheiten sind zu erkennen:

- Am inneren Rand der äußeren Kammer macht es sich bemerkbar, daß durch das Loch für den mittleren Barrel-Lichtleiter geschossen wird. In den beiden Meßpunkten, die diesem Kammerand am nächsten liegen, durchdringen die Teilchen nur wenig Materie (vgl. Abb. 37). Daher sind die auftretenden Schauer klein, und die Nachweiswahrscheinlichkeit η verringert sich entsprechend. Diese Deutung wird durch die Form der x-Abhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{D}_{c1} in diesem Bereich bestätigt (vgl. Abschnitt 3.4.4).

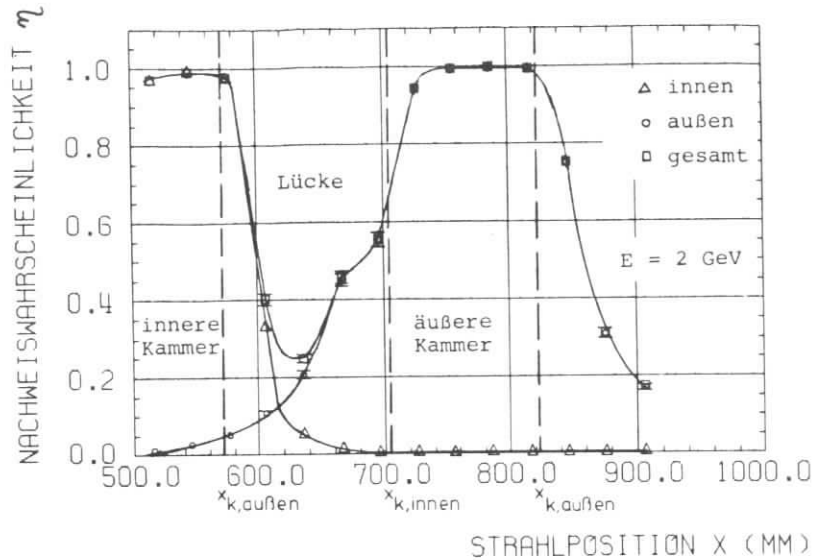


Abb. 44: Zusammensetzung der Gesamtprofilkurve $\eta(x)$ aus den Einzelkurven der beiden Kammern

2. Die Strahlpositionen $x_{0,5}$ mit $\eta = \frac{1}{2} \cdot \eta_{\max}$, die nach Anhang 5 die Grenzen des wahren Kammerprofils angeben, liegen an allen Kammerrändern außerhalb der Kammergrenzen x_k . Da die einfallenden Teilchen im Sandwich ausgedehnte Schauer erzeugen, zeigen die Kammern auch dann noch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit, wenn man sich mit dem Strahl bereits außerhalb der Kammergrenzen befindet. Wie in Abschnitt 3.3.2 wurden die $x_{0,5}$ für alle Meßreihen durch Anpassung der Funktion (3.8) an die Meßpunkte bestimmt. Am inneren Rand der äußeren Kammer ist diese Anpassung wegen der besonderen Flankenform der Profilkurve nicht durchführbar.

Die folgende Tabelle gibt für alle Meßreihen die Abstände

$$d'_x := (x_{0,5} - x_k)_{\text{außen}} \quad (3.7a)$$

für die innere und die äußere Kammer an:

E (GeV)	d'_x (mm), innere Kammer	d'_x (mm), äußere Kammer
4	32 ± 2	51 ± 2
2	28 ± 2	34 ± 2
1	26 ± 2	18 ± 2
0,8	26 ± 2	16 ± 3
0,6	26 ± 2	11 ± 2
0,4	27 ± 3	4 ± 3

Diese Werte werden in Abschnitt 3.4.6 zur Berechnung der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} des Endcap-Ortsdetektors für schauernde Teilchen gebraucht.

3. Wird ein in die Lücke fallendes Teilchen registriert, so erfolgt der Nachweis meistens in der äußeren Kammer. Diese auf Grund der Einschubbedingungen zu erwartende starke Vorwärtsstreuung ist auch aus Abb. 45 ersichtlich. Hier ist für verschiedene Einschubenergien E die Wahrscheinlichkeit $\eta_{i,a}$ für Koinzidenzen der inneren und äußeren Kammer (bezogen auf die Anzahl der einfallenden Teilchen) gegen die Strahlposition x aufgetragen.

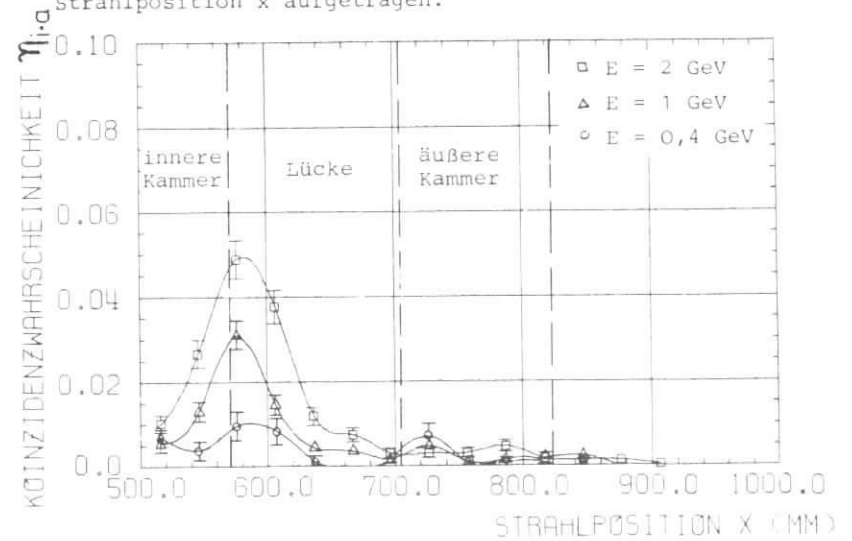


Abb. 45: Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen der inneren und äußeren Kammer

Das Maximum von $\eta_{i.a}$ liegt knapp außerhalb der inneren Kammer. Selbst dort ist jedoch für alle Einschußenergien $E \leq 4\text{GeV}$ der Anteil der Koinzidenzen an der Gesamtzahl registrierter Ereignisse kleiner als 16%. Aus diesen Gründen können Einschußorte in der Lücke für die Barrel-Lichtleiter nicht zuverlässig aus den Kammersignalen rekonstruiert werden. In den meisten Fällen wird aus ihnen nämlich die gleiche Ortsinformation gewonnen wie beim Teilcheneinfall am inneren Rand der äußeren Kammer. In Abschnitt 3.4.5.2 wird darauf näher eingegangen.

In der Profilkurve $\eta(x)$ des Schauers selbst sind bei Einschuß unter den zugehörigen Winkeln θ im Bereich der Löcher für die Barrel-Lichtleiter keinerlei Strukturen erkennbar. Der Einfluß der Löcher ist lediglich in der Lichtausbeute-Topologie des Sandwichs festzustellen (vgl. DAU 78, Abschnitte 5.5.2 und 5.7.2).

Die Profilkurven $\eta(y)$ über die Lücke zwischen benachbarten Sandwiches hinweg konnten aus Zeitgründen nur im Bereich der inneren Kammern aufgenommen werden (Strahl auf Draht 8). Dabei wurden von jedem Ortsdetektorsegment nur die Drähte 0 - 14 ausgelesen (vgl. Abschnitt 3.4.1). Der Nullpunkt der y-Skala wird bei den folgenden Abbildungen zweckmäßigerweise in die Mitte der Lücke gelegt.

Fällt ein Teilchen in den Bereich der Lücke zwischen den zwei Segmenten A und B (vgl. Abb. 38), so interessiert vor allem die Wahrscheinlichkeit η_{A+B} , daß es mindestens in einem Kammerpaar nachgewiesen wird. η_{A+B} ergibt sich aus den einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten η_A und η_B nach

$$\eta_{A+B} = 1 - (1 - \eta_A)(1 - \eta_B) \quad (3.14)$$

Abb. 46 zeigt die Kurven $\eta_A(y)$ und $\eta_B(y)$ sowie die gemäß (3.14) berechnete $\eta_{A+B}(y)$ -Kurve für ein spezielles Beispiel ($E = 1\text{GeV}$, $\theta = 0^\circ$, ohne Materiesimulation). Die Flanken der Kurven $\eta_A(y)$ und $\eta_B(y)$ erstrecken sich weit in den Bereich des jeweiligen Nachbarsandwichs. Infolge des Überleckens von Schauerteilen werden nämlich in einer Kammer auch dann noch Teilchen regi-

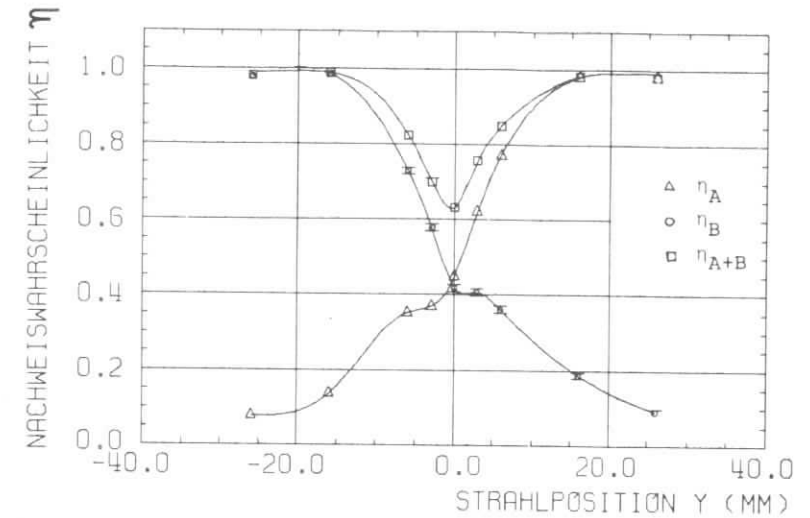


Abb. 46: Nachweiswahrscheinlichkeiten η_A , η_B und η_{A+B} ($E = 1\text{ GeV}$, $\theta = 0^\circ$, ohne Materiesimulation)

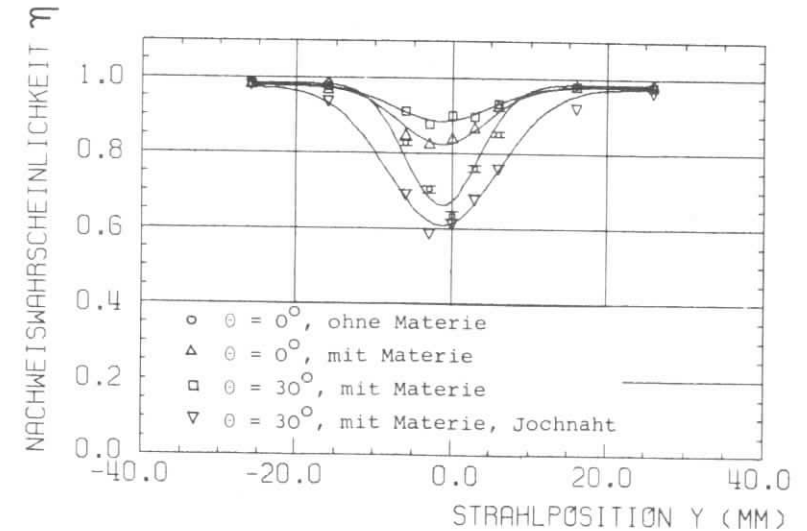


Abb. 47: Profilkurven $\eta_{A+B}(y)$ bei verschiedenen Einschußbedingungen ($E = 1\text{ GeV}$)

striert, wenn bereits im benachbarten Schauerzählersegment eingeschossen wird. Direkt in der Lücke ergibt sich wegen der verminderten Aufschauering eine Absenkung der Nachweiswahrscheinlichkeit η_A bzw. η_B . Die resultierenden Höcker in den Kurven werden mit wachsender Einschußenergie E deutlicher. Bei aufgebauter Materiesimulation und größerem Einschußwinkel θ werden die Kurven dagegen glatter.

Abb. 47 zeigt die $\eta_{A+B}(y)$ -Kurven bei $E = 1$ GeV für verschiedene Einschußbedingungen. Die Absenkung von η_{A+B} in der Lücke wird bei aufgebauter Materiesimulation und schrägem Einschuß deutlich kleiner. In der Lücke an der Jochnaht ist der Abfall von η_{A+B} allerdings auch unter realistischen Einschußbedingungen ($\theta = 30^\circ$, mit Materiesimulation) erheblich.

Die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit in der Standardlücke zwischen zwei Segmenten und in der Lücke an der Jochnaht geht aus Abb. 48 hervor. Alle Kurven wurden unter realistischen Einschußbedingungen ($\theta = 30^\circ$, mit Materiesimulation) aufgenommen. Die Anpassung der Funktion

$$\eta_{A+B}(y) = \eta_{\max} - \Delta\eta \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y - y_0}{\sigma} \right)^2} \quad (3.15)$$

an die Meßpunkte liefert folgende Parameterwerte:

E (GeV)	Lücke	η_{\max}	$\Delta\eta$	σ (mm)
4	Standard	$0,996 \pm 0,001$	$0,030 \pm 0,003$	$3,4 \pm 0,4$
2	"	$0,995 \pm 0,001$	$0,064 \pm 0,004$	$4,4 \pm 0,4$
1	"	$0,982 \pm 0,002$	$0,097 \pm 0,004$	$6,3 \pm 0,5$
0,5	"	$0,912 \pm 0,005$	$0,147 \pm 0,006$	$9,2 \pm 0,6$
0,3	"	$0,721 \pm 0,009$	$0,111 \pm 0,009$	$10,3 \pm 1,4$
<hr/>				
4	Jochnaht	$0,996 \pm 0,001$	$0,377 \pm 0,009$	$2,9 \pm 0,1$
2	"	$0,991 \pm 0,001$	$0,365 \pm 0,008$	$4,1 \pm 0,1$
1	"	$0,975 \pm 0,002$	$0,366 \pm 0,006$	$7,2 \pm 0,2$
0,5	"	$0,897 \pm 0,007$	$0,352 \pm 0,008$	$10,4 \pm 0,4$
0,3	"	$0,794 \pm 0,055$	$0,337 \pm 0,053$	$18,0 \pm 2,5$

Eigentlich sollten beide Meßserien die gleichen Werte für η_{\max} liefern. Die für $E \leq 2$ GeV auftretenden Diskrepanzen er-

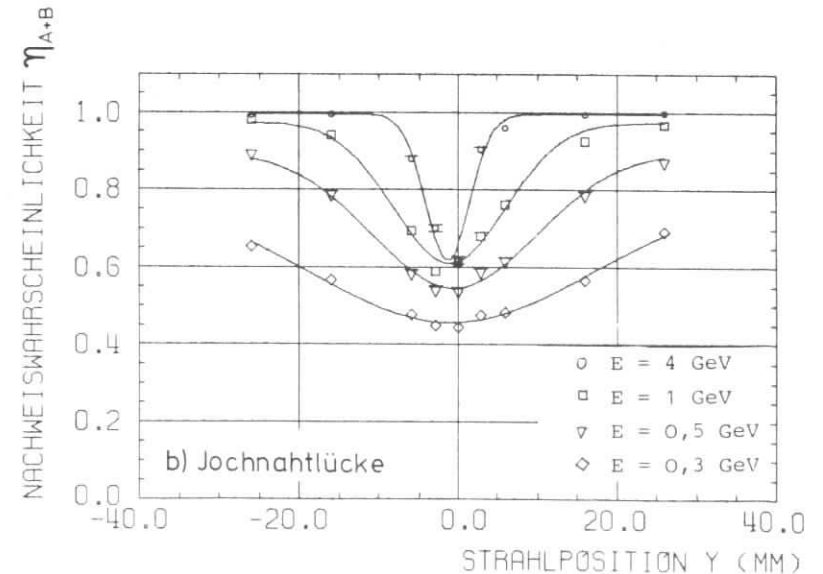
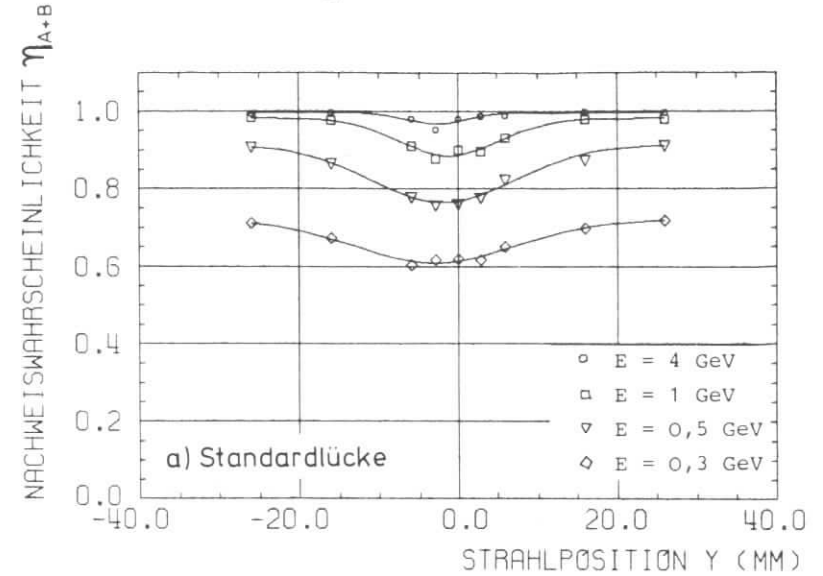


Abb. 48: Profilkurven $\eta_{A+B}(y)$ für verschiedene Einschußenergien E (mit Materiesimulation, $\theta = 30^\circ$)

klären sich dadurch, daß bei beiden Messungen der asymptotische Bereich von η_{A+B} unterschiedlich gut erfaßt wird.

Das wirkt sich direkt auf die Bestimmung von η_{\max} durch Kurvenanpassung aus.

Für die Berechnung der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} des Endcap-Ortsdetektors (vgl. Abschnitt 3.4.6) ist es günstiger, den Einfluß der Lücken durch einen Parameter Δy statt durch $\Delta \eta$ und σ zu beschreiben. Dazu werden die gemessenen Profilkurven $\eta_{A+B}(y)$ nach Abb. 49 durch Rechteckprofile ersetzt, die voneinander einen Abstand $2 \cdot \Delta y$ haben. Δy wird durch

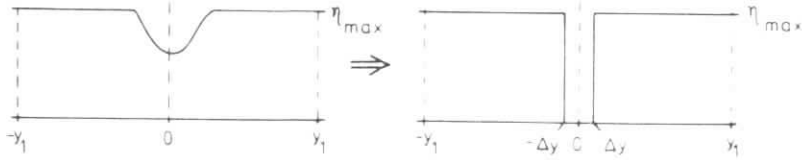


Abb. 49: Zur Bestimmung des Lückenparameters Δy

die Forderung bestimmt, daß das Integral über η_{A+B} bei Ersetzung der Kurven erhalten bleibt:

$$\int_{-y_1}^{y_1} \eta(y) dy = \int_{-y_1}^{-\Delta y} (\eta_{\max} - \Delta \eta \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}}) dy \stackrel{!}{=} 2\eta_{\max}(y_1 - \Delta y) \quad (3.16)$$

$$\Delta y = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma \frac{\Delta \eta}{\eta_{\max}} \quad (3.17)$$

Mit den Parametern der an die Meßpunkte angepaßten Kurven ergeben sich folgende Werte für Δy :

E (GeV)	Δy (mm), Standardlücke	Δy (mm), Jochnahtlücke
4	$0,13 \pm 0,02$	$1,36 \pm 0,04$
2	$0,36 \pm 0,04$	$1,90 \pm 0,06$
1	$0,78 \pm 0,06$	$3,37 \pm 0,10$
0,5	$1,85 \pm 0,15$	$5,1 \pm 0,2$
0,3	$2,0 \pm 0,3$	$9,6 \pm 2,1$

Die Lücken zwischen den Segmenten werden um so spürbarer, je niederenergetischer die einfallenden Teilchen sind.

Die analog zu (3.14) definierte Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Schauerzählersegmente zeigt dagegen auch bei $E = 0,2$ GeV keine Absenkung in der Lücke (vgl. DAU 78, Abschnitt 5.7.3).

3.4.4 Die Clusterbreite b_{cl}

3.4.4.1 Energieabhängigkeit

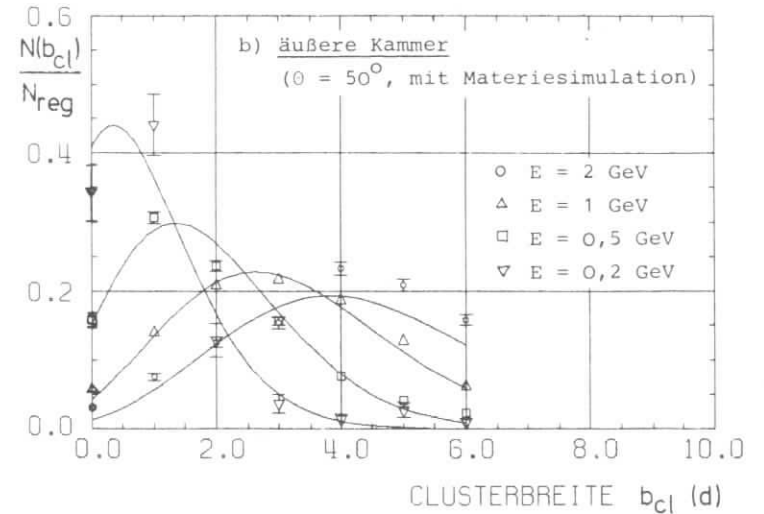
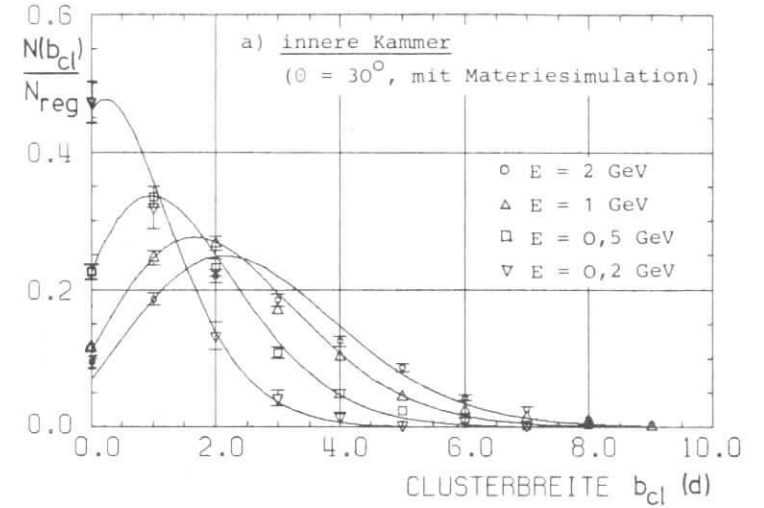


Abb. 50: Normierte Clusterbreitenverteilungen bei verschiedenen Einschußenergien

Abb. 50 zeigt normierte Verteilungen der bei verschiedenen Einschußenergien E in der inneren bzw. äußeren Kammer gemessenen Clusterbreiten b_{cl} . Für die innere Kammer werden die gemessenen Verteilungen recht gut durch Poisson-Verteilungen

$$f(x) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^x}{x!} \quad \text{mit } x \hat{=} b_{cl}, \lambda \hat{=} \bar{b}_{cl} \quad (3.18)$$

beschrieben (vgl. Abb. 50a). Bei der äußeren Kammer ergibt sich (vor allem bei hohen Einschußenergien) eine schlechtere Anpassung. Hier macht sich bemerkbar, daß diese Kammer nur 7 Drähte hat, so daß lediglich Clusterbreiten $b_{cl} \leq 6 \cdot d$ gemessen werden können (vgl. Abb. 50b). Beim Einschuß unter $\theta = 50^\circ$ werden dann i.a. nur Ausschnitte der auftretenden Schauer registriert. Das führt für $E \geq 2$ GeV zu einer Überhöhung der Clusterbreitenverteilung bei $b_{cl} \geq 4 \cdot d$.

Die Maxima der Clusterbreitenverteilungen verschieben sich mit höherer Energie E zu größeren Werten von b_{cl} . Das kommt noch deutlicher in Abb. 51 zum Ausdruck, wo für alle Einschußbedingungen die Energieabhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} dargestellt ist. In allen Fällen wächst \bar{b}_{cl} zunächst stark mit der Energie E an, bis das Schauermaximum in der Drahtebene der

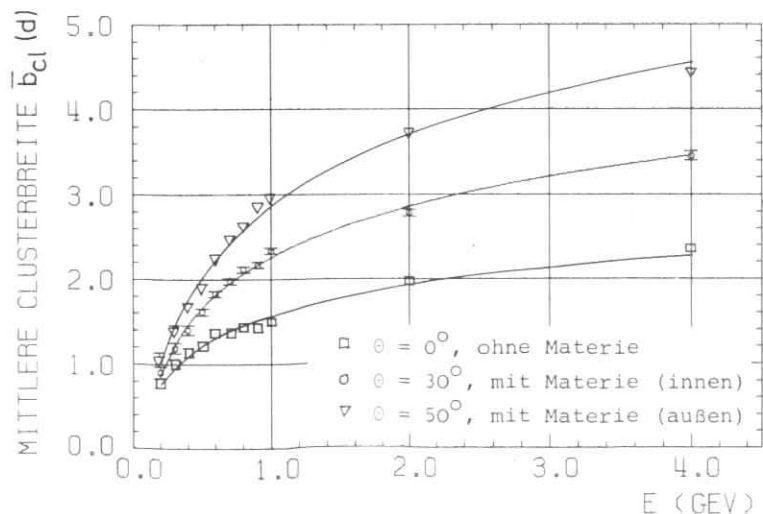


Abb. 51: Energieabhängigkeit der mittleren Clusterbreite bei verschiedenen Einschußbedingungen

Kammern liegt (je nach Einschußbedingung bei $E = 0,5 \dots 1,0$ GeV, vgl. Abb. 6). Die Breite des "Schauerkerns", in dem 68% aller Teilchen liegen, ändert sich dann kaum noch mit E (vgl. JEN 77, Abschnitt 5.5). Die von den Randteilchen des Schauers bestimmte gemessene Fußbreite wächst dagegen langsam weiter, bis das Schauermaximum weit unterhalb der Drahtebene liegt.

Die mit der Dicke der zu durchdringenden Materie (vgl. Tabelle 6) zunehmende Schauerbreite bei konstanter Energie E ist aus Abb. 51 klar ersichtlich. Allerdings hat man beim Vergleich der Kurven zu berücksichtigen, daß die Drahtebene die Schauer unter verschiedenen Winkeln θ schneidet.

3.4.4.2 Ortsabhängigkeit

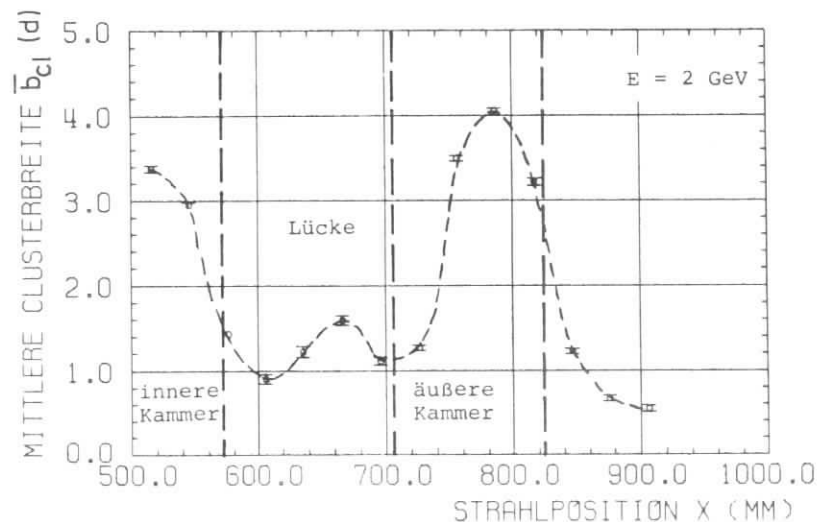


Abb. 52: x-Abhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} im Bereich der Lücke für die Barrel-Lichtleiter

Abb. 52 zeigt für $E = 2$ GeV die x-Abhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} im Bereich der Lücke für die Barrel-Lichtleiter. In den beiden Meßpunkten, die dem inneren Rand der äußeren Kammer am nächsten liegen, wird durch das Loch für den mittleren Barrel-Lichtleiter eingeschossen (vgl. Abb. 37). Dort durchdringen die Teilchen nur wenig Materie, so daß die Schauerentwicklung unvollständiger ist als an den benachbarten Einschußpunkten. Die daraus resultierende Absenkung in der $\bar{b}_{cl}(x)$ -

Kurve wird um so deutlicher, je höher die Einschubenergie E ist. Wegen der verminderten Aufschauierung kommt es in diesem Bereich bei hohen Einschubenergien auch zu einem Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit η (vgl. Abb. 43).

Abb. 53 zeigt für $E = 1$ GeV die Abhängigkeit der gemessenen mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} von der Strahlposition y im Bereich der Lücke zwischen zwei Schauerzählersegmenten. In der Darstel-

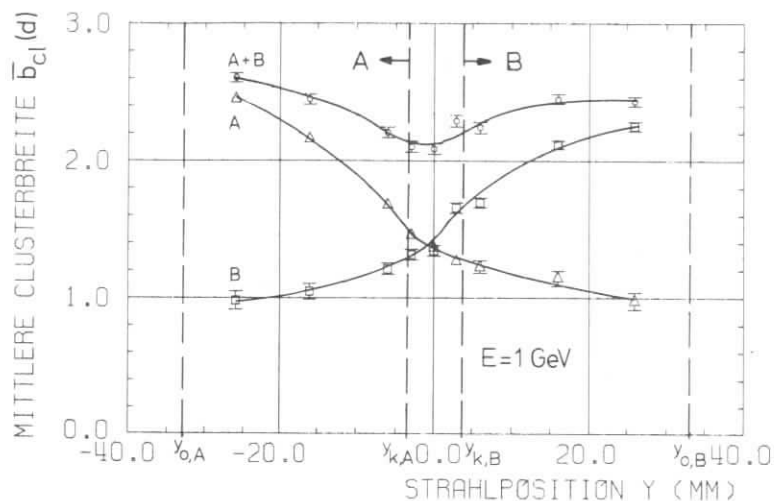


Abb. 53: Mittlere Clusterbreite $\bar{b}_{cl}(y)$ in der Lücke zwischen zwei Segmenten ($\theta = 30^\circ$, mit Materiesimulation)

lung sind auch die Positionen y_k bzw. y_0 der Kammerinnenkanten bzw. Kammermitten eingezeichnet.

Die $\bar{b}_{cl}(y)$ -Kurve für ein einzelnes Ortsdetektorsegment fällt von der Kammermitte zum Rand hin stark ab, reicht dann aber weit in den Bereich des Nachbarsegments hinein (vgl. auch Abb. 46). Die y -Abhängigkeit der gemessenen mittleren Clusterbreite wird reduziert, wenn man im Lückenbereich die Beiträge aus beiden Segmenten berücksichtigt. Dazu bildet man gemäß Abb. 54 das logische ODER der in den beiden Kammerpaaren gesetzten Drähte. Die Abhängigkeit der mittleren Breite dieser "Summencluster" von der Strahlposition y ist ebenfalls in Abb. 53 dargestellt. Hier sinkt \bar{b}_{cl} lediglich in der Lücke geringfügig ab ($\Delta\bar{b}_{cl} = 0,5 \cdot d$ bei $E = 1$ GeV).

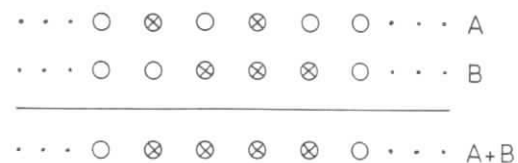


Abb. 54: Beispiel zur Clusterbildung in der Lücke zwischen zwei Segmenten

Für die anderen Einschubenergien E erhält man ganz ähnliche Ergebnisse. Je niederenergetischer die einfallenden Teilchen sind, desto glatter wird der Verlauf der Summenkurve $\bar{b}_{cl}(y)$. In der Jochnahtlücke ist die Absenkung dieser Kurve bei allen Energien etwas stärker ($\Delta\bar{b}_{cl} = 0,8 \cdot d$ bei $E = 1$ GeV).

3.4.5 Die Ortsauflösung $\sigma(r)$

3.4.5.1 Energieabhängigkeit

Zur Bestimmung der Ortsauflösung $\sigma(r)$ der Kammern hat man die Verteilungen der gemessenen Clusterschwerpunkte x_{cl} zu betrachten. Abb. 55 zeigt Beispiele für die innere und äußere Kammer bei verschiedenen Einschubenergien E .

Die gemessenen Verteilungen lassen sich nur schlecht durch Gaußfunktionen (Normalverteilungen) beschreiben. Das hat folgende Gründe:

1. Wegen des schrägen Einschusses legen aus der Einschubrichtung ausgelenkte Schauerteilchen mitunter erhebliche Strecken in x -Richtung in der Proportionalkammer zurück. Dabei werden vornehmlich Drähte gesetzt, deren x -Koordinate größer ist als die des Einschubortes. Die rechte Flanke der Clusterschwerpunktverteilung wird daher gegenüber der linken angehoben. Diese Asymmetrie ist jedoch nur bei der inneren Kammer deutlich zu sehen, weil nur hier eine homogene Materieverteilung vorliegt und ein genügend großer x -Bereich von der Kammer abgedeckt wird.
2. In der äußeren Kammer macht sich die geringe Zahl von Signaldrähten bemerkbar. Abb. 50b ist zu entnehmen, daß beim Einfall hochenergetischer Teilchen recht häufig alle Drähte

der Kammer gesetzt werden ($b_{cl} = 6 \cdot d$). Die Kammer registriert dann i.a. nur einen Ausschnitt des auftretenden Schauers. Unabhängig von der Lage des wirklichen Schauerschwerpunkts x_s liegt in diesen Fällen der gemessene Clusterschwerpunkt x_{cl} stets bei dem mittleren Draht 26. Die daraus resultierende Überhöhung der Clusterschwerpunktverteilung bei diesem Wert ist in der 2-GeV-Kurve in Abb. 55b deutlich zu sehen.

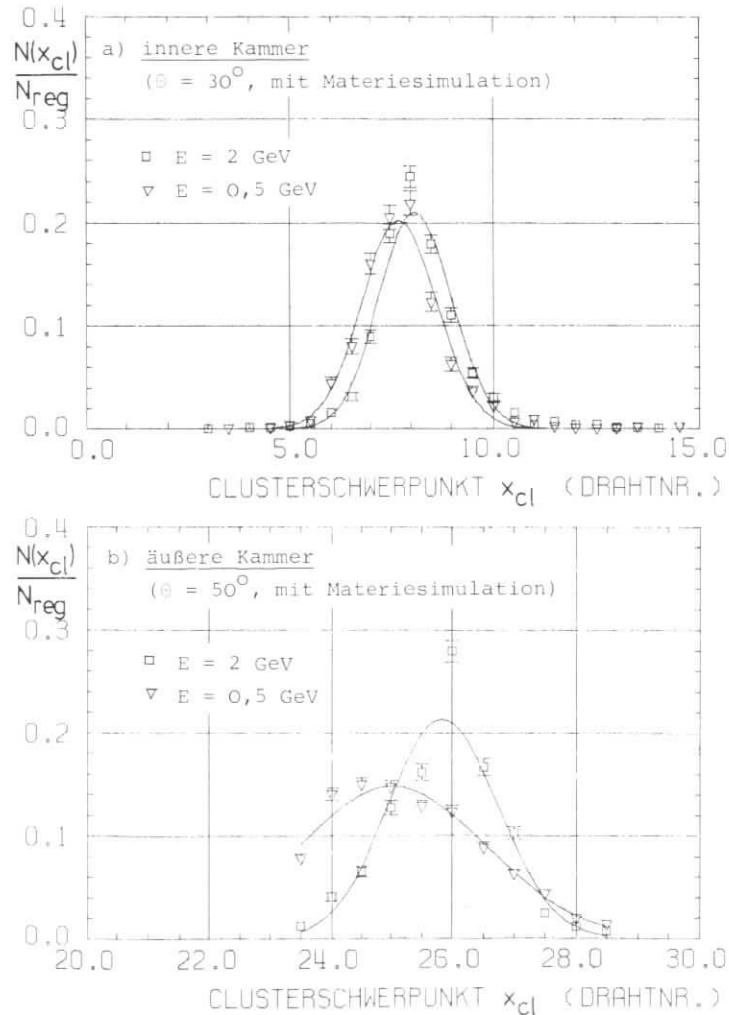


Abb. 55: Normierte Clusterschwerpunktverteilungen für die innere und äußere Kammer

Die Ortsauflösungen $\sigma(r)$ bei den verschiedenen Energien E werden aus den Standardabweichungen σ_{gem} der Einzelmessungen bestimmt (vgl. Abschnitt 3.3.3):

$$\sigma_{gem} = \sqrt{\frac{1}{N_{reg}-1} \sum_i (\bar{x}_{cl} - x_{cl,i})^2} \quad (3.11)$$

Diese Werte sind noch auf die Strahlbreite σ_{sx} zu korrigieren:

$$\sigma(r) = \sqrt{\sigma_{gem}^2 - \sigma_{sx}^2} \quad (3.12)$$

Mit der horizontalen Strahlbreite $\sigma_{sx} = 2,6 \text{ mm} \cdot \frac{1}{\cos\theta}$ (vgl. Abschnitt 3.3.3) ergeben sich für $\sigma(r)$ die in Abb. 56 eingezeichneten Werte.

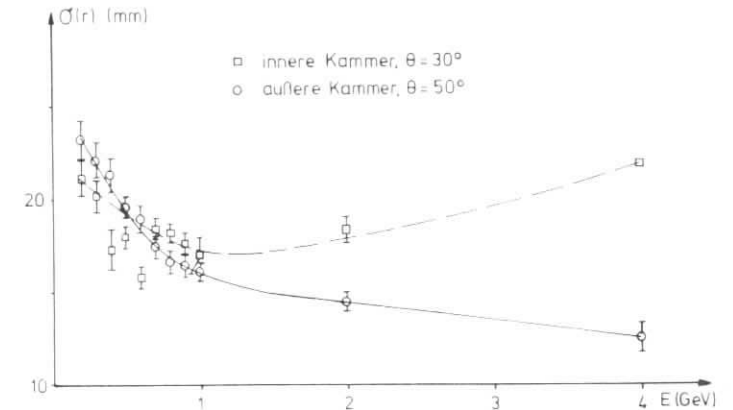


Abb. 56: Energieabhängigkeit der Ortsauflösung $\sigma(r)$

Im Bereich $E \leq 1 \text{ GeV}$ nimmt $\sigma(r)$ mit wachsender Energie ab. Für $E \geq 1 \text{ GeV}$ machen sich die bei der Diskussion der Clusterschwerpunktverteilungen erwähnten Effekte bemerkbar. Das verstärkte Auftreten relativ hoher Werte für x_{cl} in der inneren Kammer vergrößert die Streuung der Meßwerte. In der äußeren Kammer wirkt sich die Überhöhung der Verteilung bei $x_{cl} = \text{Draht 26}$ gerade verkleinernd auf die Meßwertstreuung aus.

Abb. 55 zeigt, daß die Lage des Maximums der Clusterschwerpunktverteilung bei fest eingestellter Strahlposition von der

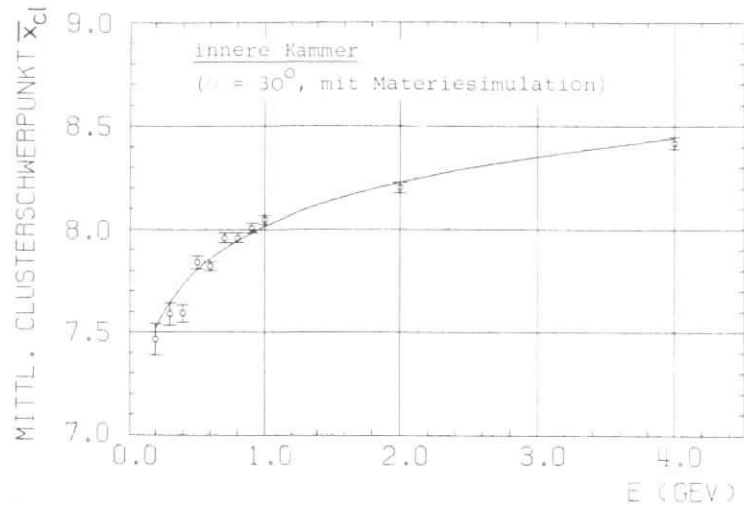


Abb. 57: Energieabhängigkeit des mittleren Clusterschwerpunkts in der inneren Kammer bei realistischen Einschubbedingungen (\bar{x}_{c1} in Drahtnr.)

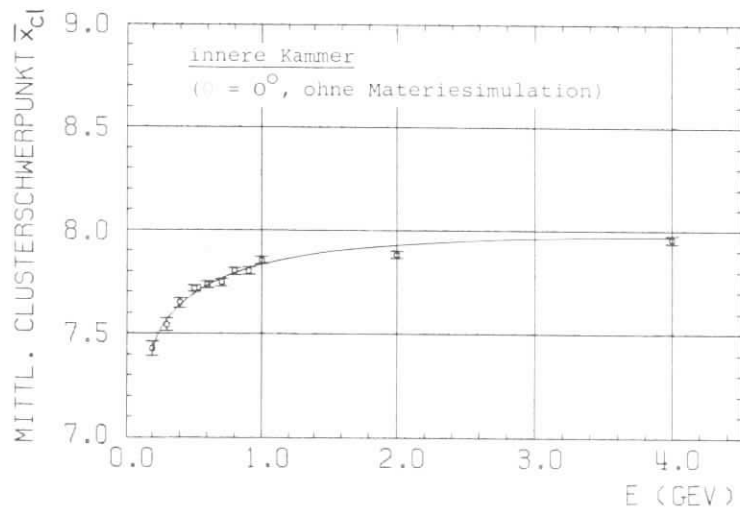


Abb. 58: Energieabhängigkeit des mittleren Clusterschwerpunkts in der inneren Kammer bei der Referenzmessung (\bar{x}_{c1} in Drahtnr.)

Einschubenergie E abhängt. Das ist noch deutlicher in Abb. 57 zu sehen, wo am Beispiel der inneren Kammer die Energieabhängigkeit des gemessenen mittleren Clusterschwerpunkts \bar{x}_{c1} dargestellt ist. Zu Beginn der Messung wurde hier nach dem in Anhang 4 beschriebenen Verfahren der Einschubort $x_0 = \text{Draht } 8$ bei $E_0 = 1 \text{ GeV}$ eingestellt. Über den Energiebereich $E = 0,2 \dots 4,0 \text{ GeV}$ variiert der mittlere Clusterschwerpunkt um etwa einen Drahtabstand ($\Delta \bar{x}_{c1} \approx 15 \text{ mm}$). Eine ganz ähnliche Kurve ergibt sich für die äußere Kammer beim Einschubort $x_0 = \text{Draht } 26$.

Die beobachtete $\bar{x}_{c1}(E)$ -Abhängigkeit ist nur zum Teil darauf zurückzuführen, daß bei verschiedenen Energien die Schauer von der Drahtebene der Kammern in Bereichen verschieden stark fortgeschrittener Schauerentwicklung schräg geschnitten werden. Abb. 58 zeigt nämlich, daß bei der Referenzmessung ($\theta = 0^\circ$, ohne Materiesimulation) der mittlere Clusterschwerpunkt \bar{x}_{c1} in ähnlicher Weise von der Einschubenergie E abhängt wie bei den Messungen unter realistischen Einschubbedingungen. Etwa die Hälfte der Variation von \bar{x}_{c1} im Bereich $E = 0,2 \dots 4,0 \text{ GeV}$ ist also schon in Strahleigenschaften begründet. Diese wurden allerdings nicht näher untersucht.

3.4.5.2 Ortsabhängigkeit

Bereits in Abschnitt 3.4.3.2 wurde erwähnt, daß Einschuborte in der Lücke für die Barrel-Lichtleiter nicht zuverlässig aus den Kammersignalen rekonstruiert werden können. Das wird durch Abb. 59 bestätigt, wo der gemessene mittlere Clusterschwerpunkt \bar{x}_{c1} gegen die eingestellte x -Position des Strahls aufgetragen ist. Beim Einschub in die Lücke werden über einen weiten Bereich im Mittel die gleichen Clusterschwerpunkte gemessen wie beim Einschub am inneren Rand der äußeren Kammer.

Abb. 59 zeigt außerdem, daß die $\bar{x}_{c1}(x)$ -Beziehung an den äußeren Kammerrändern von der erwarteten Geraden mit der Steigung 1 abweicht. Dort wird der äußere Teil eines Schauers oft gar nicht registriert und folglich der Schauerschwerpunkt zu klein bestimmt. Daher nimmt die Steigung der $\bar{x}_{c1}(x)$ -Kurve zum äußeren Kammerende hin ab. Das wird um so deutlicher, je größer die Einschubenergie E ist. Bei der äußeren Kammer ist dieser Ab-

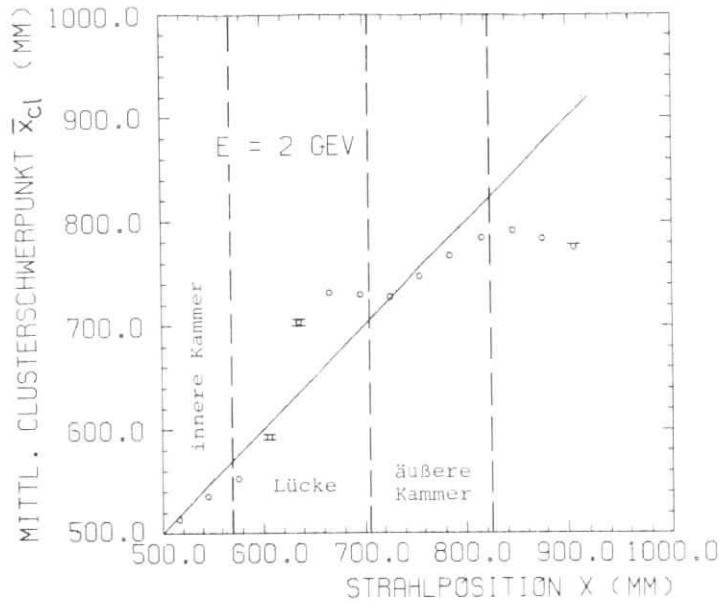


Abb. 59: Gemessener mittlerer Clusterschwerpunkt \bar{x}_{cl} als Funktion der Strahlposition x

- schneideeffekt ausgeprägter als bei der inneren, weil
- die zu durchdringende Materie stärker,
 - der Einschußwinkel θ größer und
 - die Drahtzahl in der Kammer ziemlich klein ist.

Für den Meßpunkt am inneren Kammerrand trifft (a) allerdings nicht zu, weil hier durch das Loch für den mittleren Barrel-Lichtleiter eingeschossen wird. Die unvollkommen entwickelten Schauer (vgl. Abb. 52) werden in ihrer ganzen Ausdehnung von der Kammer registriert. Das erklärt, warum der in diesem Punkt gemessene mittlere Clusterschwerpunkt \bar{x}_{cl} bei allen Energien E recht gut mit der eingestellten x -Position übereinstimmt ($|x - \bar{x}_{cl}| \leq 4$ mm).

Zur Untersuchung des Problems der Ortsmessung beim Einschuß in die Lücke zwischen zwei Segmenten wurden für alle Ereignisse, bei denen beide Kammern ansprachen, die Differenzen

$$\Delta x_{cl} = x_{cl,A} - x_{cl,B} \quad (3.19)$$

der gemessenen Clusterschwerpunkte gebildet. Abb. 60 zeigt ein Beispiel für die Verteilung der Δx_{cl} beim Einschuß in die Standardlücke zwischen zwei Segmenten ($E = 1$ GeV, Strahlposition $y = 0$).

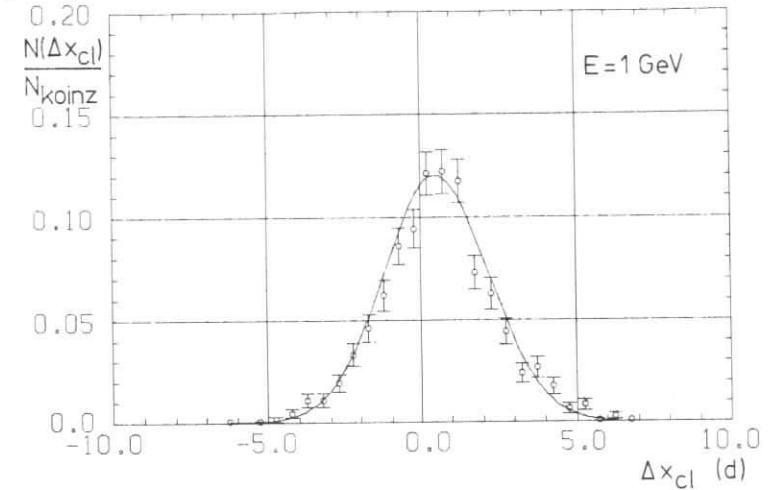


Abb. 60: Verteilung der Differenzen der in den Segmenten A und B gemessenen Clusterschwerpunkte ($\theta = 30^\circ$, mit Materie-simulation, $y = 0$)

Die Mittelwerte $\overline{\Delta x_{cl}}$ und Breiten $\sigma_{\Delta x}$ dieser Verteilungen sind weitgehend unabhängig von der Einschußenergie E und der Art der Lücke. Über alle Meßreihen gemittelt ergibt sich:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta x_{cl}} &= (0,26 \pm 0,11) \cdot d = (4,0 \pm 1,6) \text{ mm} \\ \sigma_{\Delta x} &= (1,91 \pm 0,06) \cdot d = (29,4 \pm 0,9) \text{ mm} \end{aligned}$$

Es ist stets $\overline{\Delta x_{cl}} > 0$, d.h. im unteren Sandwich A werden im Mittel etwas größere Clusterschwerpunkte gemessen als im oberen Sandwich B. Dieser Effekt ist dadurch bedingt, daß die Lücke zwischen den Sandwiches beim Teststrahl Aufbau nicht horizontal orientiert war (vgl. Abb. 38). Bei schrägem Einschuß in die Lücke wird also allein aus geometrischen Gründen das Ortsdetektorsegment im unteren Sandwich bei größeren x -Koordinaten getroffen werden als das im oberen.

Die große Breite $\sigma_{\Delta x}$ der Δx_{cl} -Verteilungen zeigt, daß die in den beiden Segmenten beim Einschub in die Lücke gemessenen Clusterschwerpunkte erheblich differieren können. Das erschwert die genaue Ortsmessung in diesem Bereich. Zur Bestimmung der Ortsauflösung $\sigma(r)$ werden wieder die gemäß Abb. 54 gebildeten Summencluster betrachtet. Tabelle 7 zeigt für alle Meßreihen die auf die Strahlbreite σ_{sx} korrigierten Breiten der Schwerpunktsverteilungen dieser Cluster beim Einschub in die Mitte der Lücke ($y = 0$).

Tabelle 7: Ortsauflösungen $\sigma(r)$ in der Lücke zwischen zwei Segmenten

E (GeV)	$\sigma(r)$ (mm)	
	Standardlücke	Jochnahtlücke
4,0	19,0 ± 0,3	21,3 ± 0,5
2,0	19,8 ± 0,6	21,6 ± 0,9
1,0	20,3 ± 0,5	23,1 ± 0,3
0,5	22,2 ± 0,3	23,6 ± 0,2
0,3	24,0 ± 0,8	23,7 ± 0,2

Auch bei Betrachtung der Summencluster ist die Ortsauflösung $\sigma(r)$ in der Lücke zwischen zwei Segmenten erwartungsgemäß schlechter als im zentralen Kammerbereich (vgl. Abb. 56). Die maximale Verschlechterung beträgt jedoch nur $\Delta\sigma(r) = 4$ mm. Das läßt - neben den Ergebnissen aus Abschnitt 3.4.4.2 - die Bildung von Summenclustern als geeignetes Verfahren zur Ereignisbehandlung beim Einschub in den Lückenbereich erscheinen.

3.4.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die wichtigsten Ergebnisse der an den im Schauerzählersegment eingebauten Kammern durchgeführten Teststrahlungsmessungen sind in Tabelle 8 zusammengestellt. Alle Werte beziehen sich auf realistische Einschubbedingungen (aufgebaute Materiesimulation und Einschub unter dem zur Strahlposition gehörigen Winkel Θ).

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} des Endcap-Ortsdetektors für schauernde Teilchen wird nach dem bereits in Abschnitt 3.3.4 angewendeten Verfahren berechnet. Ist $\Delta\Omega_{k,i}$ bzw. $\Delta\Omega_{k,a}$ der von den wirksamen Flächen der inneren bzw. äußeren Kammern überdeckte Raumwinkel und $\Delta\Omega_{Tr}$ die Akzeptanz des als Trigger

Tabelle 8: Nachweiseigenschaften der Kammern im Schauerzählersegment

E (GeV)	η_{max}		$\sigma(r)$ (mm)		η_{ges}
	innen	außen	innen	außen	
4,0	0,996±0,004	0,993±0,002	21,8±0,2	12,7±0,8	0,88±0,02
2,0	0,995±0,004	0,989±0,002	18,3±0,4	14,4±0,5	0,82±0,02
1,0	0,970±0,004	0,974±0,003	17,0±1,0	17,0±0,5	0,76±0,02
0,5	0,889±0,008	0,816±0,005	19,3±0,6	19,6±0,6	0,65±0,02
0,3	0,672±0,016	0,511±0,017	20,1±0,9	22,1±1,0	0,47±0,02

betrachteten Schauerzählers, so gilt:

$$\eta_{ges} = \frac{\Delta\Omega_{k,i} \eta_{max,i} + \Delta\Omega_{k,a} \eta_{max,a}}{\Delta\Omega_{Tr}} \quad (3.20)$$

Bei realistischen Einschubbedingungen werden die Löcher für die Barrel-Lichtleiter und die Lücken zwischen den Schauerzählersegmenten im η_{Tr} -Profil vollständig verschmiert (vgl. DAU 78, Abschnitte 5.7.2 und 5.7.3). Mit den Maßen aus NAV 78 ergibt sich dann: $\Delta\Omega_{Tr} = (0,194 \pm 0,001) \cdot 4\pi$.

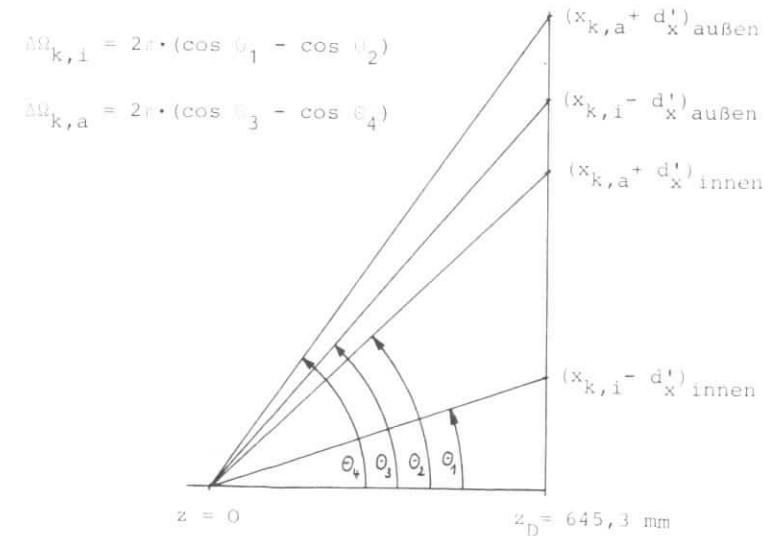


Abb. 61: Zur Berechnung der Raumwinkel $\Delta\Omega_{k,i}$ und $\Delta\Omega_{k,a}$

Die Raumwinkel $\Delta\Omega_{k,i}$ und $\Delta\Omega_{k,a}$ werden unter Berücksichtigung der Abstände d'_x der Grenzen der Kammerprofile von den Kammerinnenkanten (vgl. Tabelle auf S.63) gemäß Abb. 61 berechnet. Dabei werden die an den äußeren Kammerrändern aus den Profilkurven $\eta(x)$ ermittelten Werte für d'_x mangels direkter Meßwerte auch an den inneren Rändern eingesetzt. Berücksichtigt man außerdem den Parameter Δy , der den Einfluß der Lücken zwischen den Segmenten auf das η -Profil beschreibt (vgl. Tabelle auf S. 68), so erhält man für $\Delta\Omega_{k,i}$ und $\Delta\Omega_{k,a}$ die folgenden Werte:

E (GeV)	$\Delta\Omega_{k,i} (4\pi)$	$\Delta\Omega_{k,a} (4\pi)$
4,0	0,117 ± 0,002	0,054 ± 0,002
2,0	0,114 ± 0,002	0,046 ± 0,002
1,0	0,113 ± 0,002	0,038 ± 0,002
0,5	0,111 ± 0,003	0,033 ± 0,003
0,3	0,113 ± 0,003	0,029 ± 0,004

Aus (3.20) ergeben sich dann die in Tabelle 8 eingetragenen Werte für η_{ges} .

4. Betrieb der Kammern im Detektor PLUTO

Das erste fertig bestückte Endcap-Gefäß wurde im November 1977 im Detektor PLUTO eingebaut, das letzte im Februar 1978. Daher stehen aus den beiden letzten Meßperioden am Speicherring DORIS auch Daten aus dem Endcap-Ortsdetektor zur Verfügung:

Meßperiode	Strahlenergie	Endcap-Bestückung
Jan/Feb 78	3,68 - 3,87 GeV	2 Gefäße
Apr/Mai 78	4,60 - 4,74 GeV	4 Gefäße

Damit können in zwei Energiebereichen die aus PLUTO-Daten bestimmten Nachweiseigenschaften des Endcap-Ortsdetektors mit den Teststrahlergebnissen verglichen werden.

4.1 Die Versorgung der Kammern

4.1.1 Gasversorgung

Im Detektor PLUTO werden die Proportionalkammern des Endcap-Ortsdetektors mit dem bewährten PLUTO-Gas (90% Argon, 8,5% Propan, 1,5% Methylal) betrieben. Die Eigenschaften dieser Gasmischung wurden ausführlich in Abschnitt 2.3 beschrieben.

Die bei der Gasversorgung einer Proportionalkammer erforderliche Durchflußmenge Q ist vom Kammervolumen V abhängig. Die Ortsdetektorsegmente in einem Endcap-Gefäß haben ein Gesamtvolumen $V = 15 \cdot 0,451 \text{ l} \approx 7 \text{ l}$. Ein Vergleich mit den in PLU 74 zusammengestellten Werten für Q bei den übrigen Proportionalkammern von PLUTO läßt für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors $Q = 0,05 \text{ l/min}$ angebracht erscheinen.

Eine Messung am ersten eingebauten Endcap-Gefäß zeigte, daß bei serieller Versorgung aller 15 Ortsdetektorsegmente der erforderliche Gasdruck bereits so groß war, daß bei geringfügigem Überschreiten von $Q = 0,05 \text{ l/min}$ die Überdruckventile der PLUTO-Gasversorgungsanlage ansprachen. Zur Sicherstellung einer störungsfreien Gasversorgung des Endcap-Ortsdetektors wurden daher pro Gefäß zwei Gaskreisläufe (für 7 bzw. 8 Segmente) eingerichtet. Für die vier Gefäße waren also insgesamt 16 Versorgungsleitungen vom Gasverteiler auf dem PLUTO-Elektrowagen zum Detektor zu legen.

4.1.2 Hochspannungsversorgung

Jeweils 15 Segmente des Endcap-Ortsdetektors werden von einem Gerät des Typs Wenzel N-HV-501 mit Hochspannung versorgt. Die Verteilung der Hochspannung auf die Segmente erfolgt bereits auf dem PLUTO-Elektronikwagen, damit ein Segment mit Hochspannungskurzschluß auch während des Experiments, wo der Detektor selbst nicht zugänglich ist, von der Hochspannung abgenommen werden kann.

Für die Kammern jedes Endcap-Gefäßes führte man nach dem Einbau in PLUTO einen Hochspannungstest durch. Dazu wurde unter Einwirkung kosmischer Strahlung die Gesamtstromaufnahme I_k als Funktion der Hochspannung U gemessen. Abb. 62 zeigt die Ergebnisse.

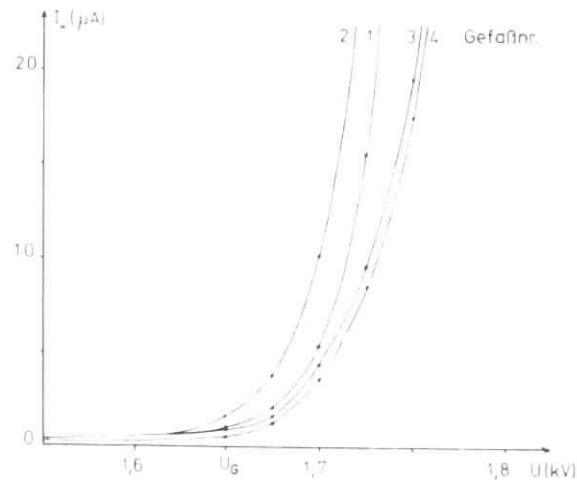


Abb. 62: Abhängigkeit des Gesamtkammerstromes I_k von der Hochspannung U in den vier Endcap-Gefäßen

Ab $U_G \approx 1,65$ kV steigt der Kammerstrom durch den Einsatz von Geigerimpulsen stark an. Der Verlauf der $I_k(U)$ -Kurve ist stark von einigen äußeren Einflüssen abhängig. So wurde festgestellt, daß der Stromanstieg bei um so höheren Spannungen einsetzte, je länger die Kammern bereits an Hochspannung lagen. Auch die Luftfeuchtigkeit hat nach ZIM 78 entscheidenden Einfluß auf den Kammerstrom. Bei der Betriebsspannung $U_0 = 1,5$ kV spielen diese Faktoren jedoch noch keine große Rolle.

4.1.3 Nachweiselektronik

Die Kammersignale werden von den Anschlüssen auf den Flanschen (vgl. Abschnitt 1.3.2) über 1,2 bis 2,8 m lange teflon-isolierte Koaxialkabel (RG-196A/U) zu den im PLUTO-Joch montierten Vorverstärkern geleitet. Von dort gelangen die vorverstärkten Signale über 14 bzw. 17 m lange 30-fach-Signalkabel zu den Hauptverstärkern auf dem PLUTO-Elektronikwagen. Zur Verarbeitung der Signale des Endcap-Ortsdetektors sind insgesamt 60 Vor- und Hauptverstärkerkarten mit je 30 Kanälen nötig. Die Funktionstüchtigkeit der aufgebauten Verstärkerelektronik wurde mit Testpulsen überprüft. Vor- und Hauptverstärkerfehler sowie Kabeldefekte konnten dadurch vor Beginn der Messungen am Speicherring DORIS aufgespürt und beseitigt werden. Während des Meßbetriebs lag die Kanalausfallsrate des Endcap-Ortsdetektors bei etwa 1%.

Die Suchlauf- und Rechnelektronik ist am PLUTO-Experiment wegen der großen Anzahl auszulesender Detektorkomponenten wesentlich komplexer als am Teststrahl. Sie wird ausführlich in der Diplomarbeit von B. Neumann (NEU 78, Abschnitt 1.5) sowie im PLUTO-Handbuch (PLU 74) beschrieben. Das auf einem Kleinrechner PDP 11/45 laufende Ausleseprogramm spricht die beiden Hälften des Endcap-Ortsdetektors als "Detektor 19" ($z_D = 645,3$ mm) und "Detektor 20" ($z_D = -645,3$ mm) an.

Während des Experiments werden die aufgenommenen Daten laufend von der PDP zum Großrechner IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums transferiert, wo sie dann auf Magnetband zur weiteren Verarbeitung bereitstehen. Nähere Informationen über die Organisation der PLUTO-Daten findet man z.B. in BLO 77, FRA 78 und HAR 78.

4.2 Nachweiseigenschaften für schauernde Teilchen

Zur Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Endcap-Ortsdetektors für schauernde Teilchen sind Ereignisse aus der Bhabha-Streuung

$$e^+e^- + e^+e^-$$

besonders geeignet. Bei Vernachlässigung von Strahlungskorrekturen haben die Teilchen im Endzustand jeweils die Strahlenergie E_{beam} , sie rufen in den Schauerzählern also große Pulshöhen hervor. Außerdem werden im Endcap-Schauerzähler jeweils diagonal

gegenüberliegende Segmente gleichzeitig getroffen. Neben der Forderung zweier Spuren im Innendetektor werden diese beiden Kriterien verwendet, um aus den PLUTO-Daten Endcap-Bhabha-Ereignisse herauszufiltern. Abb. 63 zeigt ein solches Ereignis in drei Projektionen, aus denen es räumlich voll rekonstruiert werden kann. Die von den Teilchen in den Schauerzählersegmenten hervorgerufenen Pulshöhen werden mit ADC's gemessen. Abb. 64 zeigt für die bei $E_{\text{beam}} = 4,6$ GeV ausgewählten Bhabha-Ereignisse die Verteilung

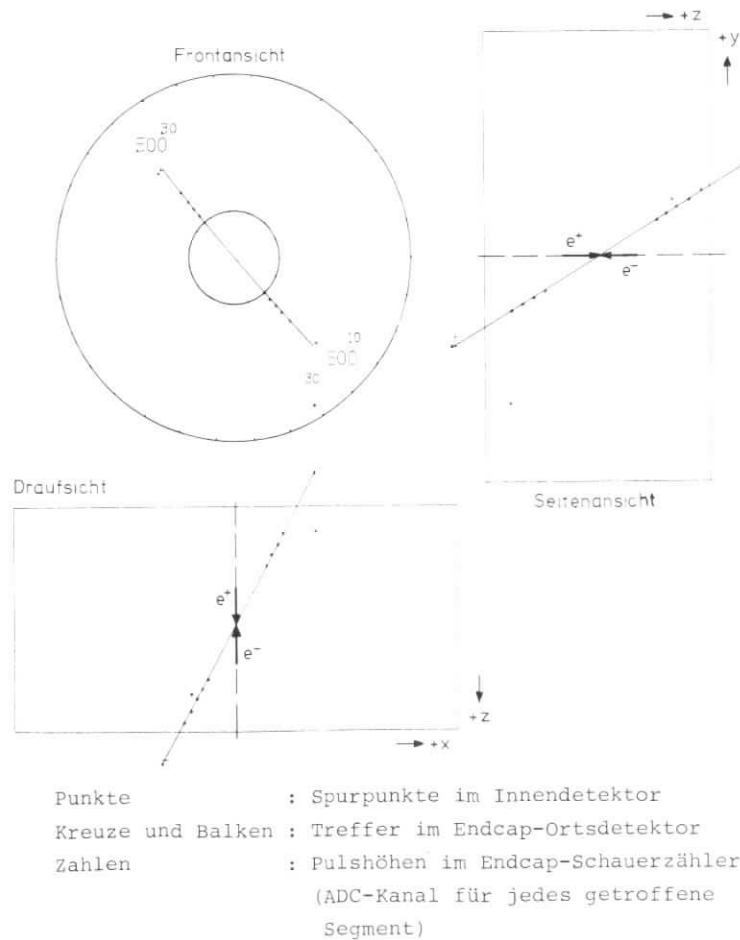


Abb. 63: Endcap-Bhabha-Ereignis im Detektor PLUTO ($E_{\text{beam}} = 4,6$ GeV)

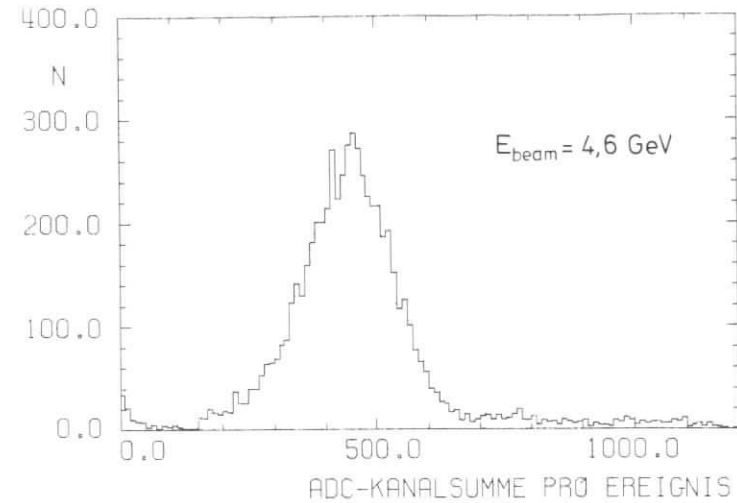


Abb. 64: Pulshöhenverteilung für Bhabha-Ereignisse in einer Hälfte des Endcap-Schauerzählers

der Summe der in den Segmenten einer Hälfte des Endcap-Schauerzählers gemessenen Pulshöhen (ausgedrückt in ADC-Kanälen). Für die folgenden Untersuchungen werden nur Ereignisse verwendet, bei denen die ADC-Kanalsumme in jeder Hälfte des Endcap-Schauerzählers größer als 150 ist.

4.2.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei $E_{\text{beam}} = 4,6$ GeV sprechen in jeder Hälfte des Endcap-Schauerzählers pro Bhabha-Ereignis im Mittel 2 bis 3 Segmente gleichzeitig an. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen in einem Schauerzählersegment mindestens die Hälfte der Gesamtpulshöhe gemessen wird. Dieses Segment definiert die Lage des Schauerzentrums in ϕ . Sprechen im gleichen Segment oder in einem der Nachbarsegmente die Kammern des Endcap-Ortsdetektors an, wird das Teilchen als registriert betrachtet.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Bhabha-Streuung (vgl. BJO 66)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left\{ \frac{1 + \cos^4 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} - \frac{2\cos^4 \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} + \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right\} \quad (4.1)$$

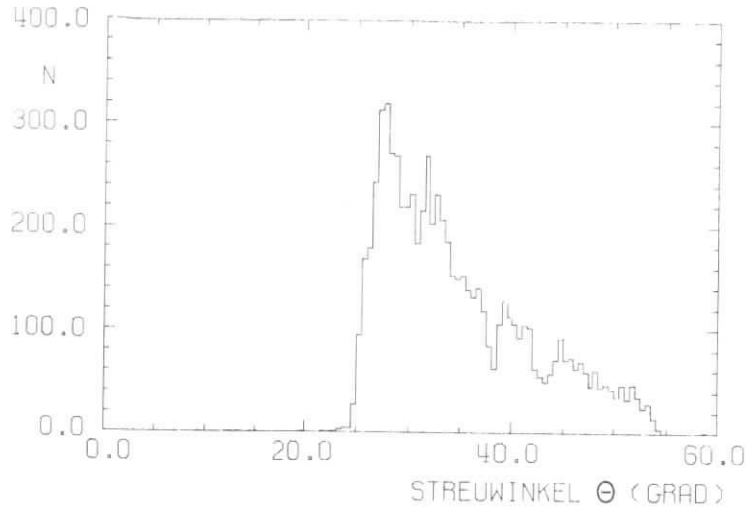


Abb. 65: Verteilung der Streuwinkel Θ gegen die Strahlachse für Endcap-Bhabha-Ereignisse ($E_{\text{beam}} = 4,6 \text{ GeV}$)

($s = (\text{Schwerpunktenergie})^2$) zeigt eine starke Bevorzugung kleiner Streuwinkel Θ . Abb. 65 zeigt die Verteilung dieser Winkel für die bei $E_{\text{beam}} = 4,6 \text{ GeV}$ untersuchte Menge von Endcap-Bhabha-Ereignissen. Zur Ermittlung von η_{ges} hat man also die Teilchen entsprechend ihrem Einfallswinkel zu gewichten:

$$\eta_{\text{ges}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{reg}}} w(\theta_i)}{\sum_{i=1}^{N_{\text{ein}}} w(\theta_i)} \quad \text{mit} \quad w(\theta_i) = \frac{\text{const}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sin \theta_i \Delta\theta_i} \quad (4.2)$$

Dann ergeben sich folgende Gesamtnachweiswahrscheinlichkeiten für die beiden Hälften des Endcap-Ortsdetektors (Detektor 19 und 20):

E_{beam} (GeV)	$\eta_{\text{ges},19}$	$\eta_{\text{ges},20}$
3,68 - 3,87	$0,835 \pm 0,009$	$0,853 \pm 0,009$
4,60 - 4,74	$0,874 \pm 0,004$	$0,863 \pm 0,004$

Aus den Teststrahlungsmessungen ergab sich für $E = 4 \text{ GeV}$ eine Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{ges}} = 0,88 \pm 0,02$. Bei der Berechnung dieses Wertes wurde allerdings von der maximal möglichen Raum-

winkelüberdeckung des Endcap-Systems ausgegangen. Im PLUTO-Detektor werden Spuren jedoch nur für $\theta \geq 25^\circ$ erkannt. Berücksichtigt man diesen Raumwinkelverlust bei der Berechnung von $\Delta\Omega_{\text{Tr}}$ und $\Delta\Omega_{k,i}$ (vgl. Abschnitt 3.4.6), so erhält man aus den Teststrahlergebnissen $\eta_{\text{ges}} = 0,85 \pm 0,02$ bei 4 GeV. Das stimmt sehr gut mit den aus den PLUTO-Daten ermittelten Werten überein. Beschränkt man sich bei der Bestimmung von η_{ges} auf den Bereich der inneren Kammern ($\theta = 25^\circ \dots 40^\circ$), so ergibt sich:

E_{beam} (GeV)	$\eta_{\text{ges},19}$	$\eta_{\text{ges},20}$
3,68 - 3,87	$0,987 \pm 0,003$	$0,995 \pm 0,002$
4,60 - 4,47	$0,991 \pm 0,001$	$0,995 \pm 0,001$

Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Teststrahlergebnissen aus Abschnitt 3.4.3.1.

4.2.2 Clusterbreiten und Ortsauflösung

Bei der Bestimmung der Clusterbreiten b_{cl} und der Ortsauflösung $\alpha(r)$ für schauernde Teilchen werden nur solche Bhabha-Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Spuren die Segmente des Endcap-Ortsdetektors zentral treffen. Dazu wird gefordert, daß der

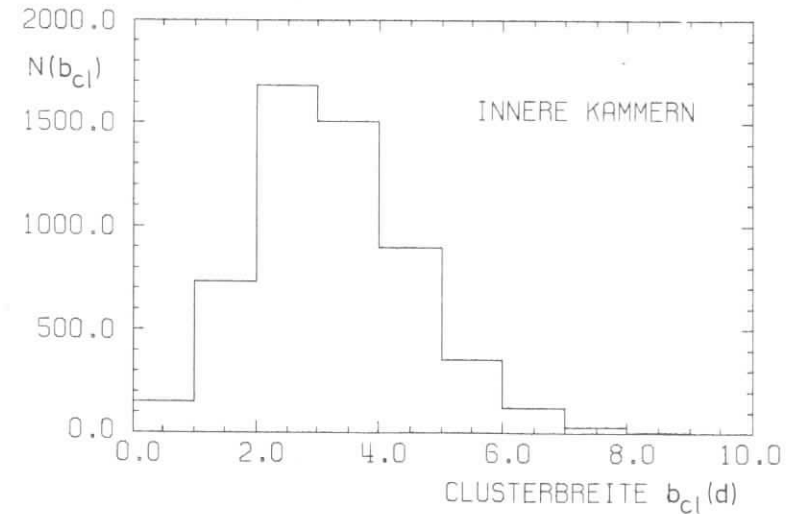


Abb. 66: Clusterbreitenverteilung für Bhabha-Ereignisse (innere Kammern, $E_{\text{beam}} = 4,6 \text{ GeV}$)

Durchstoßpunkt der Spur in der Drahtebene um höchstens 3° in ϕ von der Mittelachse eines Segments entfernt ist. Damit erübrigt sich die Behandlung schwer erfassbarer Randeffekte.

Auch bei der Auswertung der PLUTO-Daten werden Cluster über Einzeldrahtlücken hinweg gebildet (vgl. Abschnitt 3.2.3). Abb. 66 zeigt ein Beispiel für eine gemessene Clusterbreitenverteilung. Die aus PLUTO-Daten bestimmten mittleren Clusterbreiten \bar{b}_{cl} sind in Abb. 67 zusammen mit den am Teststrahl für realistische Einschubbedingungen gemessenen Werten eingetragen. Man erkennt, daß

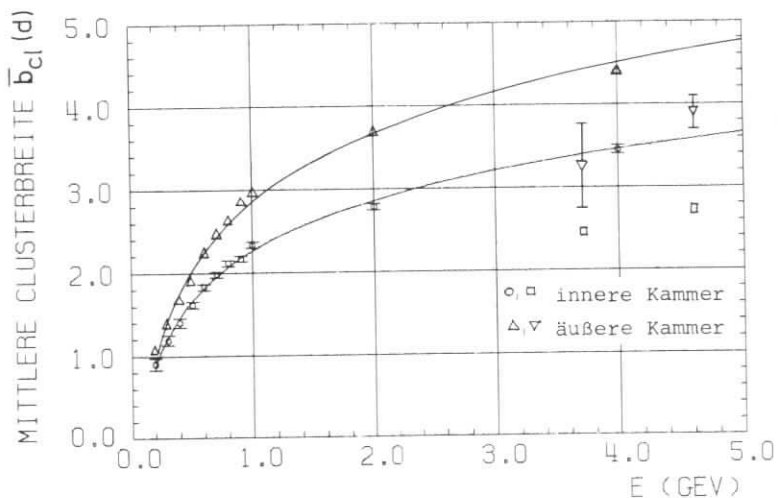


Abb. 67: Energieabhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} (Vergleich von PLUTO- und Teststrahl Daten)

die am Teststrahl gemessenen Clusterbreiten im Mittel fast um einen Drahtabstand d größer sind als die aus PLUTO-Daten bestimmten.

Geht man davon aus, daß die im Detektor PLUTO gemessenen Cluster ausschließlich durch einzelne einfallende Teilchen verursacht werden, so deutet die beobachtete Diskrepanz darauf hin, daß am Teststrahl relativ häufig mehrere Teilchen eng benachbart gleichzeitig in die Kammer fallen. Als Ursache dafür kommt in erster Linie Streuung an den im Strahl befindlichen Gegenständen (Kollimatoren, Triggerzähler) in Frage. Wegen der Bevorzugung

kleiner Streuwinkel treffen die Streuteilchen (hauptsächlich Photonen) in unmittelbarer Nähe des Primärteilchens auf den Sandwich. Die entstehenden Schauer überlappen sich und täuschen in der Kammer einen großen Cluster vor (vgl. Abschnitt 3.2.3).

Die Ortsauflösung $\sigma(r)$ wird für die inneren und äußeren Kammern aus den Verteilungen der Größe

$$\Delta r = r_{cl} - r_{sp} \quad (4.3)$$

bestimmt. Dabei ist r_{sp} die r -Koordinate des Durchstoßpunktes der Spur in der Drahtebene der Kammern und r_{cl} die des Schwerpunktes des nächstgelegenen Clusters. Abb. 68 zeigt als Beispiel die Δr -Verteilung für die inneren Kammern bei $E_{beam} = 4,6$ GeV.

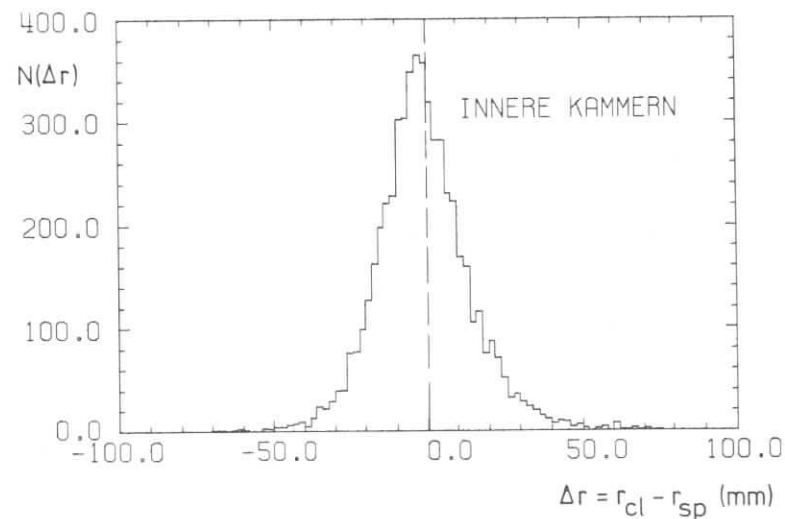


Abb. 68: Δr -Verteilung für Endcap-Bhabha-Ereignisse (innere Kammern, $E_{beam} = 4,6$ GeV)

Die Ortsauflösungen $\sigma(r)$, die sich aus den Breiten der Δr -Verteilungen ergeben, sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

E_{beam} (GeV)	$\sigma(r)$ (mm)	
	innen	außen
3,68 - 3,87	14,6	-
4,60 - 4,74	15,1	14,1

Infolge eines Codierungsfehlers sind die Daten aus den äußeren Kammern für $E_{\text{beam}} = 3,68 - 3,87$ GeV nicht auswertbar.

Die aus den PLUTO-Daten bestimmten Ortsauflösungen sind kleiner als die aus den Teststrahldaten ermittelten (vgl. Abb. 56), obwohl der Bestimmung dieser Werte die Fehler der Spurdurchstoßpunkte noch gar nicht berücksichtigt wurden. Die am Teststrahl auftretende Verschmelzung der Cluster von Primär- und Streuteilchen vergrößert offenbar auch die Streuung der Clusterschwerpunkte und führt damit zu schlechteren Meßwerten für die Ortsauflösung $\sigma(r)$ der Kammern.

Die Δr -Verteilungen haben bei allen Energien negative Mittelwerte:

E_{beam} (GeV)	$\overline{\Delta r}$ (mm)	
	innen	außen
3,68 - 3,87	$-2,0 \pm 0,4$	-
4,60 - 4,74	$-1,2 \pm 0,2$	$-0,6 \pm 1,2$

Die r-Koordinate des Spurdurchstoßpunktes ist also im Mittel etwas größer als die des Schwerpunkts des zugehörigen Clusters. Das ist eine Folge des senkrecht auf der Drahtebene stehenden Magnetfelds der PLUTO-Spule: Unabhängig vom Einfallswinkel θ des Primärteilchens spiralen niederenergetische Schauerteilchen entlang der Feldlinien mit $\theta = 0^\circ$ in die Kammern. Das wird durch Monte-Carlo-Rechnungen bestätigt (WAC 79).

4.3 Nachweiseigenschaften für nichtschauernde Teilchen

Unter den PLUTO-Daten findet man verschiedene Arten von Ereignissen mit nichtschauernden Teilchen:

- hadronische Ereignisse $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen,
- Produktion von μ -Paaren $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$,
- Myonen aus der kosmischen Strahlung, die den Detektor in der Nähe des WWP durchqueren.

Ausgangspunkt zur Ermittlung der Nachweiseigenschaften des Endcap-Ortsdetektors für nichtschauernde Teilchen war eine Datenmenge, die neben μ -Paaren hauptsächlich Ereignisse des Typs (c) enthielt. Zur Selektion dieser Ereignisse wurden zwei kollineare Spuren, kleine Pulshöhen in getroffenen Schauerzählersegmenten (ADC-Kanal < 150) und Treffer in den Myonkammern außerhalb des Eisenjochs von PLUTO verlangt.

4.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} des Endcap-Ortsdetektors für nichtschauernde Teilchen werden nur Spuren berücksichtigt, die den folgenden Bedingungen genügen:

- Die Spur durchstößt die Drahtebene des Endcap-Ortsdetektors in dem vom Endcap-Schauerzähler abgedeckten Raumwinkelbereich, d.h. für die r-Koordinate des Durchstoßpunktes gilt:

$$185 \text{ mm} < r_{\text{sp}} < 910 \text{ mm.}$$

- Im getroffenen Schauerzählersegment ist die Triggerbedingung

$$0 < \text{ADC-Kanal} < 150$$

erfüllt.

- Es gilt:
 - $r_{\text{min}} < 25 \text{ mm}$
 - $z_0 < 150 \text{ mm}$
 - $p > 0,2 \text{ GeV/c}$

Dabei ist r_{min} der minimale Abstand der Spur vom WWP in der $r\phi$ -Projektion, z_0 der Abstand des Schnittpunktes der Spur mit der z-Achse vom WWP in der rz-Projektion und p der aus der Spurkrümmung berechnete Teilchenimpuls. Mit diesen Forderungen werden viele unzuverlässig rekonstruierte Spuren ausgeschieden.

Ein Teilchen wird als registriert betrachtet, wenn im getroffenen Schauerzählersegment die Kammern des Ortsdetektors ansprechen und der gemessene Clusterschwerpunkt r_{cl} in einer gewissen Umgebung des Spurdurchstoßpunktes r_{sp} liegt:

$$|r_{\text{cl}} - r_{\text{sp}}| \leq \frac{n}{2} \cdot d + 40 \text{ mm} \quad (4.4)$$

Dabei ist d der Drahtabstand in der Kammer und n die Zahl der gesetzten Drähte im Cluster.

Nach diesem Verfahren ergibt sich aus den betrachteten Ereignissen die Nachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} wie folgt:

$$\eta_{\text{ges},19} = 0,447 \pm 0,014$$

$$\eta_{\text{ges},20} = 0,490 \pm 0,015$$

Aus der auf die Schauerzählerakzeptanz bezogenen Raumwinkelüberdeckung des Ortsdetektors erwartet man eine Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\text{ges}} = 0,61 \pm 0,02$ (vgl. Abschnitt 3.3.4). Bei der Berechnung dieses Wertes wurde allerdings vorausgesetzt, daß die Teilchen gleichverteilt über die Schauerzählerfläche einfallen.

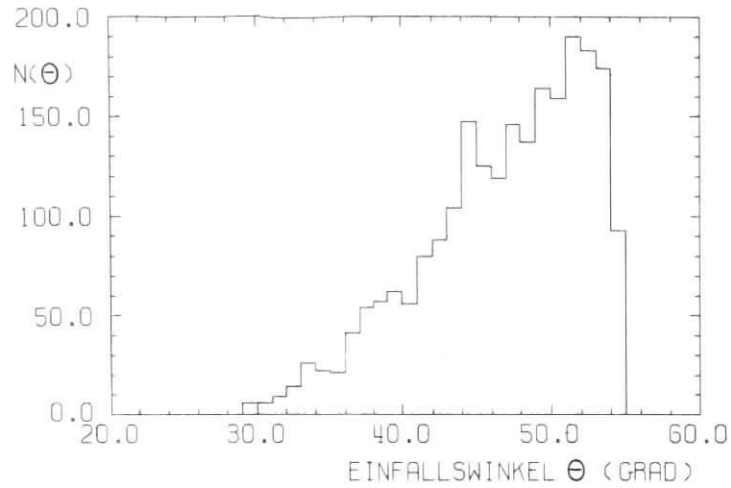


Abb. 69: Verteilung der Einfallswinkel θ der ausgewählten nicht-schauernden Teilchen

Das ist jedoch bei den hier betrachteten Daten nicht der Fall, wie die in Abb. 69 dargestellte Verteilung der Einfallswinkel θ zeigt. Da die Teilchen hauptsächlich aus der kosmischen Strahlung stammen, ist ihre Dichte bei kleinen Winkeln θ (also im Bereich der inneren Kammern) relativ gering. Dadurch bekommen die Lücken zwischen den inneren und äußeren Kammern ein stärkeres Gewicht als bei der geometrischen Akzeptanzrechnung, und die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} sinkt ab.

Eine bessere Vergleichsmöglichkeit ergibt sich, wenn man sich auf die Betrachtung des Bereiches der inneren Kammern beschränkt ($\theta = 25^\circ \dots 40^\circ$). Bei Berücksichtigung der toten Zonen zwischen den Ortsdetektorsegmenten liefert die Akzeptanzrechnung $\eta_{ges} = 0,90 \pm 0,02$. Die aus den untersuchten Daten gewonnenen Werte

$$\eta_{ges,19} = 0,862 \pm 0,025$$

$$\eta_{ges,20} = 0,884 \pm 0,023$$

sind damit im Rahmen der angegebenen Fehler verträglich.

4.3.2 Clusterbreiten und Ortsauflösung

Auch für nichtschauernde Teilchen wurden die Clusterbreiten b_{cl} und Ortsauflösungen $\sigma(r)$ nach dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Verfahren ermittelt.

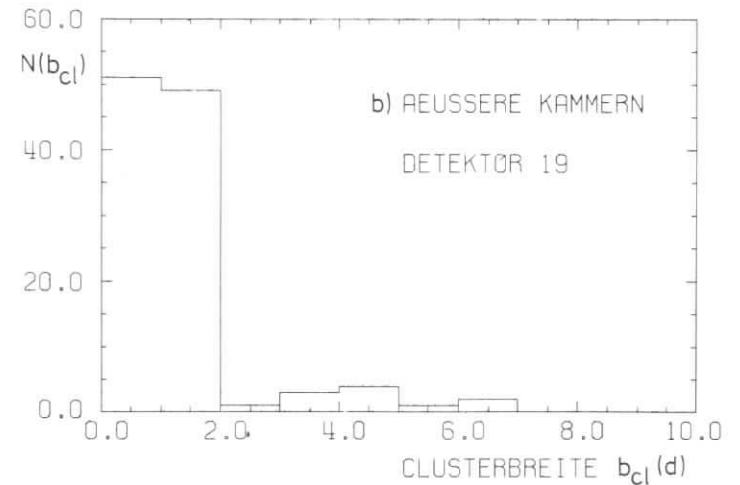
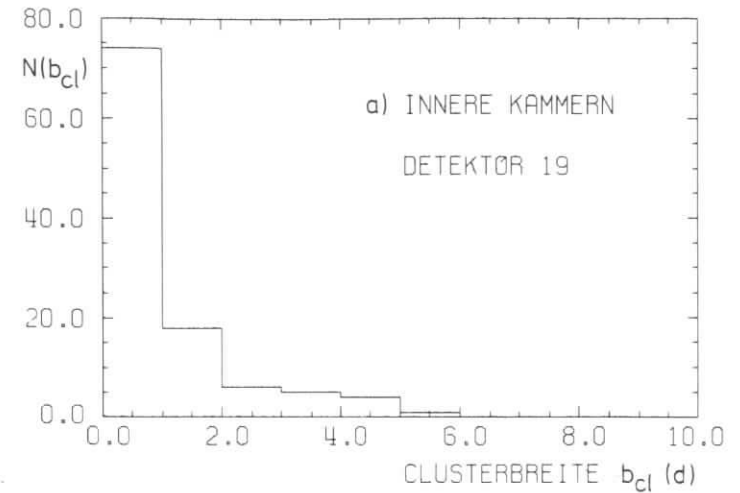


Abb. 70: Clusterbreitenverteilungen für nichtschauernde Teilchen (Detektor 19, $p > 0,2 \text{ GeV}/c$)

Abb. 70 zeigt Beispiele für die Clusterbreitenverteilungen in den inneren und äußeren Kammern. Diese unterscheiden sich charakteristisch von denen für Bhabha-Ereignisse (vgl. Abb. 66). In den inneren Kammern zeigt sich ein deutliches Maximum bei einem gesetzten Draht pro Cluster ($b_{cl} = 0$). In den äußeren Kammern

werden infolge des größeren Einfallswinkels θ häufig auch zwei Drähte gesetzt ($b_{cl} = d$). Zur detaillierteren Betrachtung wurden die Teilchen grob nach ihrem Impuls p klassifiziert. Die Werte für die mittlere Clusterbreite \bar{b}_{cl} sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

p (GeV/c)	$\bar{b}_{cl,innen}$ (d)	$\bar{b}_{cl,außen}$ (d)
0,2 - 2,0	$0,39 \pm 0,12$	$0,45 \pm 0,09$
2,0 - 4,0	$0,68 \pm 0,25$	$0,68 \pm 0,14$
> 4,0	$0,76 \pm 0,20$	$1,23 \pm 0,25$

Die mittlere Clusterbreite ist für nichtschauernde Teilchen deutlich kleiner als für Elektronen (vgl. Abb. 67). Berücksichtigt man, daß die am Teststrahl gemessenen Clusterbreiten im Mittel um etwa einen Drahtabstand d zu groß sind, so folgt aus Abb. 67, daß für $E > 1$ GeV eine Unterscheidung von Elektronen und minimalionisierenden Teilchen auf Grund der gemessenen Clusterbreite möglich sein sollte.

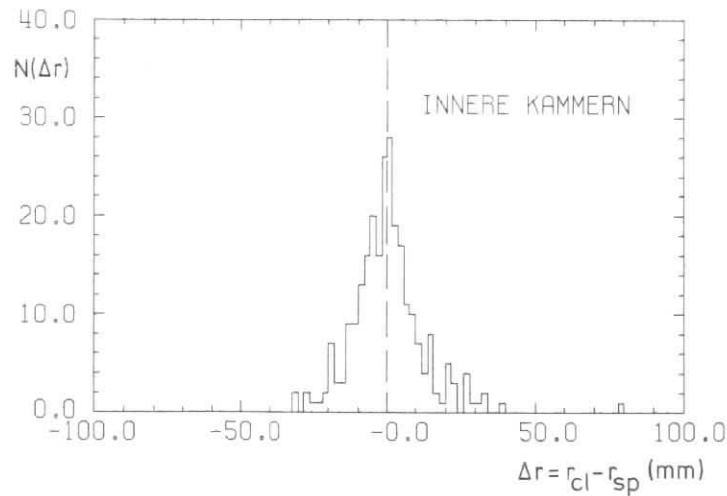


Abb. 71: Δr -Verteilung für nichtschauernde Teilchen ($p > 0,2$ GeV/c)

Abb. 71 zeigt für die inneren Kammern die Verteilung der Differenz $\Delta r = r_{cl} - r_{sp}$ (vgl. Abschnitt 4.2.2). Diese Δr -Verteilung ist deutlich schmaler als die für Bhabha-Ereignisse (vgl. Abb. 68),

d.h. die Ortsauflösung $\sigma(r)$ ist für nichtschauernde Teilchen besser als für Elektronen. Die Meßwerte für $\sigma(r)$ in verschiedenen Bereichen des Teilchenimpulses p sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

p (GeV/c)	$\sigma(r)_{innen}$ (mm)	$\sigma(r)_{außen}$ (mm)
0,2 - 2,0	7,6	11,0
2,0 - 4,0	8,4	13,0
> 4,0	8,6	12,8

In der inneren Kammer wird der am Teststrahl gemessene Wert $\sigma(r) = 8,1$ mm gut erreicht. In der äußeren Kammer ist $\sigma(r)$ wegen des schrägen Einfalls der Teilchen schlechter.

Die Mittelwerte der Δr -Verteilungen sind hier nicht systematisch negativ wie bei den Bhabha-Ereignissen (vgl. S.92):

- innere Kammern : $\overline{\Delta r} = (0,4 \pm 0,8)$ mm
- äußere Kammern : $\overline{\Delta r} = (-0,2 \pm 0,9)$ mm

Wegen der fehlenden Schauerbildung treten nämlich keine niederenergetischen Teilchen auf, die entlang der magnetischen Feldlinien unter $\theta = 0^\circ$ in die Kammer spiralen.

5. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Entwurf, Bau und Test eines Ortsdetektors für den Endcap-Schauerzähler des magnetischen Detektors PLUTO. Mit diesem Ortsdetektor werden die Orte und Ausdehnungen registrierter Schauer gemessen.

Jede der beiden kreisförmigen Hälften des Endcap-Schauerzählers ist aus 30 12° -Segmenten aufgebaut. In jedem Segment befindet sich in einer Tiefe von 2,0 Strahlungslängen das aus zwei trapezförmigen Proportionalkammern bestehende Ortsdetektorsegment. Insgesamt enthält der Endcap-Ortsdetektor 1800 Signaldrähte.

Die Nachweiseigenschaften der Kammern wurden in zwei Versuchsserien an einem Elektronen-Teststrahl untersucht. Die Messungen an den freien Kammern ergaben bei einer Betriebsspannung von 1,45 - 1,55 kV eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $0,991 \pm 0,002$. Die mittlere Breite der toten Zone zwischen zwei benachbarten Ortsdetektorsegmenten beträgt 10,2 mm. Berücksichtigt man außerdem den toten Bereich zwischen den beiden Kammern eines Segments, so ergibt sich eine Raumwinkelüberdeckung des Endcap-Ortsdetektors von 61% der Schauerzählerakzeptanz. Die Ortsauflösung der Kammern wurde zu $\sigma(r) = 8,1$ mm bestimmt.

Die Teststrahlungsmessungen an den im Schauerzählersegment eingebauten Kammern zeigten, daß für Elektronen mit Energien über 1 GeV die Nachweiswahrscheinlichkeit im zentralen Kammerbereich größer als 0,990 ist. Die Segmentierungslücken werden um so mehr verwischt, je höher die Energie der einfallenden Elektronen ist. Bei $E = 4$ GeV werden z.B. 88% der vom Schauerzähler registrierten Teilchen auch im Ortsdetektor nachgewiesen. Die gemessene Ortsauflösung $\sigma(r)$ liegt je nach Energie der einfallenden Teilchen zwischen 12,7 und 22,1 mm. Die Schauerbreite zeigt eine deutliche Energieabhängigkeit: Elektronen mit Energien zwischen 0,2 und 4 GeV erzeugen im mittleren Zählerbereich Schauer mit Fußbreiten von 15 bis 55 mm.

Die am Teststrahl ermittelten Nachweiseigenschaften wurden mit aus PLUTO-Daten gewonnenen Ergebnissen verglichen. Bei der Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Die bei den Ortsauflösungen und Schauerbreiten beobachteten Diskrepanzen lassen sich durch spezifische Teststrahleigenschaften erklären.

Anhang 1: Näherungsweise Potentialberechnung zur Abschätzung des Randbereichs der Kammern

Der folgenden Rechnung liegt das in Abb. 72 dargestellte vereinfachte Kammermodell zugrunde. Hinsichtlich der Abmessungen entspricht es etwa einem Ausschnitt aus dem mittleren Bereich der

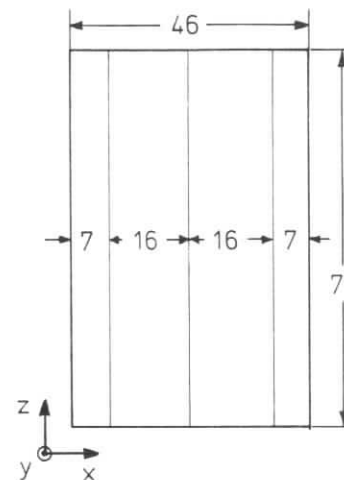


Abb. 72: Kammermodell für die näherungsweise Potentialberechnung
(Höhe der Kammer: 10 mm;
Drahtebene bei $y = 0$)

inneren Kammer, wobei allerdings die Trapezform nicht berücksichtigt ist. Zur Bestimmung des Potentials $V(x,y,z)$ in dieser Kammer ist die Potentialgleichung

$$\Delta V = 0 \tag{A1.1}$$

mit den Randbedingungen

- a) $V = 1,5$ kV auf den Drähten
- b) $V = 0$ auf allen Wänden (außer in den Drahtdurchstoßpunkten) zu lösen.

Zur numerischen Lösung dieses Problems führt man im Kammervolumen ein Netz von Diskretisierungspunkten ein, die in den drei Koordinatenrichtungen x , y und z jeweils äquidistant liegen (Abstände a , b und c). Die Punkte werden durch Zahlentripel (i,j,k) gekennzeichnet. Die Umwandlung der Differentialgleichung (A1.1) in eine Differenzgleichung führt dann auf folgenden Ausdruck, mit dem das Potential im Punkt (i,j,k) aus den Potentialwerten der sechs benachbarten Punkte berechnet werden kann (vgl. BJÜ 72, Abschnitt 8.51):

$$V_{i,j,k} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right)^{-1} \cdot \left\{ \frac{1}{a^2} (V_{i+1,j,k} + V_{i-1,j,k}) + \frac{1}{b^2} (V_{i,j+1,k} + V_{i,j-1,k}) + \frac{1}{c^2} (V_{i,j,k+1} + V_{i,j,k-1}) \right\} \quad (A1.2)$$

Bei Vorgabe einer vernünftigen Anfangswertverteilung konvergiert das durch (A1.2) definierte Iterationsverfahren recht schnell. Der Abbruch erfolgt, wenn die Änderung des Potentialwertes in zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten in allen Punkten kleiner als eine vorgegebene Schranke ist. Fehlerabschätzungen zur Beurteilung der Güte der Rechnung findet man in BJÖ 72.

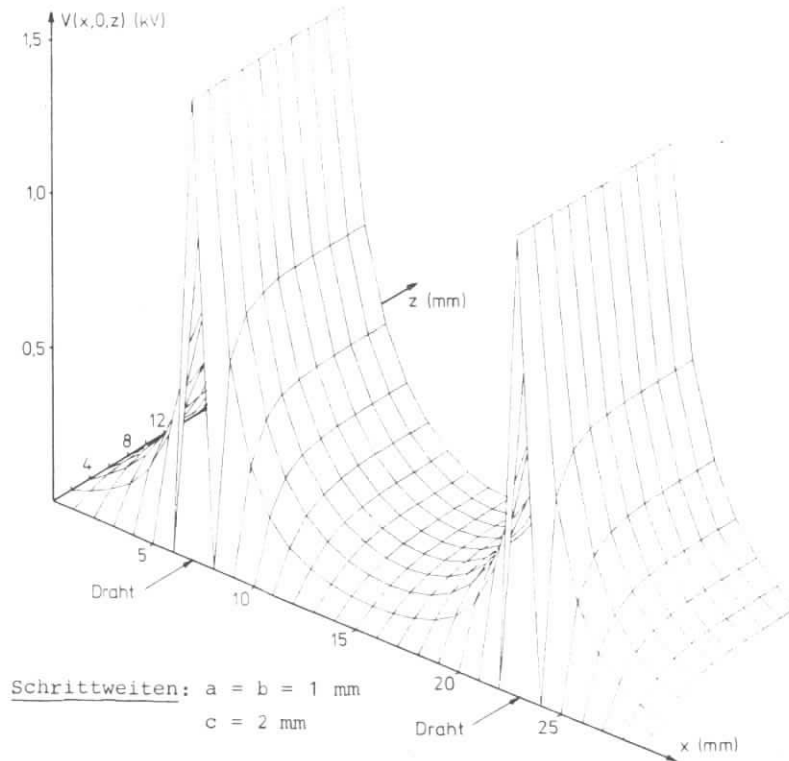


Abb. 73: Potential $V(x,0,z)$ für die Kammer nach Abb. 72 (ausschnittsweise)

Allerdings interessieren hier weniger die absoluten Werte als vielmehr der allgemeine Verlauf des Potentials. Abb. 73 zeigt ausschnittsweise das Potential in der Drahtebene $V(x,0,z)$, wie es sich aus dieser Rechnung ergibt. Man erkennt, daß es lediglich am Kammerrand von der z -Koordinate (entlang der Drähte) abhängt. Die Breite dieser Randzone beträgt etwa 10 mm.

Anhang 2: Berechnung der Feld- und Äquipotentiallinien bei gegebenem komplexem Potential

Zur Bestimmung des Potentials im Innenbereich einer Vieldrahtproportionalkammer ist wegen der Unabhängigkeit von der Koordinate entlang der Drähte nurmehr die zweidimensionale Potentialgleichung zu lösen:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (A2.1)$$

Jede Lösung dieser Gleichung kann (außer an ihren singulären Stellen) als Real- oder Imaginärteil einer regulären analytischen Funktion $\Psi(z)$ mit $z := x + iy$ aufgefaßt werden. Man geht daher zur komplexen Betrachtungsweise über und setzt

$$\Psi(z) = V(x,y) + iU(x,y) \quad (A2.2)$$

$\Psi(z)$ heißt komplexes Potential, sein Realteil $V(x,y)$ ist das gesuchte physikalische Potential.

Aus $\Psi(z)$ läßt sich auch das zugehörige elektrische Feld $\vec{E}(x,y)$ bestimmen. Es gilt:

$$-\Psi'(z) = - \lim_{\substack{x' \rightarrow x \\ y' \rightarrow y}} \frac{V(x,y) - V(x',y') + i(U(x,y) - U(x',y'))}{x - x' + i(y - y')}$$

Für den speziellen Grenzübergang mit $y = y'$ folgt:

$$-\psi'(z) = -\frac{\partial V}{\partial x}(x,y) - i \frac{\partial U}{\partial x}(x,y)$$

Gemäß den Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen folgt daraus:

$$-\psi'(z) = -\frac{\partial V}{\partial x}(x,y) + i \frac{\partial V}{\partial y}(x,y)$$

Die Tangente an eine Feldlinie im Punkt $z_0 = x_0 + iy_0$ hat die Richtung des negativen Gradienten des physikalischen Potentials in diesem Punkt. Dieser ist gegeben durch

$$-\overline{\psi'(z_0)} = -\frac{\partial V}{\partial x}(x_0, y_0) - i \frac{\partial V}{\partial y}(x_0, y_0) \quad (\text{konj. komplex})$$

Der Tangenteneinheitsvektor ist also:

$$t(z_0) = -\frac{\overline{\psi'(z_0)}}{|\psi'(z_0)|} \quad (\text{A2.3})$$

Andererseits ist die Tangentenrichtung an die Feldlinienkurve $z = z(s)$ (s : Weglänge) im Punkt $z_0 = z(s_0)$ durch

$$t(z_0) = z'(s_0) \quad (\text{A2.4})$$

bestimmt. Damit folgt für die Feldlinien die Differentialgleichung

$$\frac{dz}{ds} = -\frac{\overline{\psi'(z)}}{|\psi'(z)|} \quad (\text{A2.5})$$

Ist ein analytischer Ausdruck für $\psi(z)$ gefunden, so lassen sich aus (A2.5) die Feldlinien z.B. nach der Runge-Kutta-Methode (vgl. BJÖ 72, Abschnitt 8.33) numerisch bestimmen.

Die Äquipotentiallinien stehen überall senkrecht auf den Feldlinien. Für sie gilt also die Differentialgleichung

$$\frac{dz}{ds} = -i \frac{\overline{\psi'(z)}}{|\psi'(z)|}, \quad (\text{A2.6})$$

die entsprechend gelöst wird.

Anhang 3: Berechnung des zeitlichen Signalverlaufs

Im folgenden wird der zeitliche Signalverlauf an einem Zählrohr einer Vieldrahtproportionalkammer unter der Annahme berechnet, daß das Feld des Drahtes im ganzen Kammerbereich radial ist. Ferner wird zunächst eine gegen das Erdpotential isolierte Kammer betrachtet, d.h. der Arbeitswiderstand R_A in Abb. 74 ist unendlich groß. Der Effekt eines endlichen Wertes von R_A wird anschließend diskutiert.

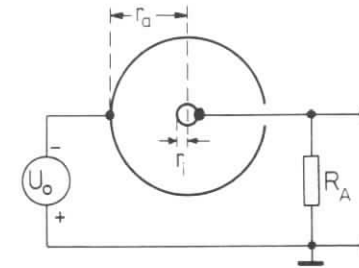


Abb. 74:
Schaltbild zur Berechnung des zeitlichen Signalverlaufs

Bei angelegter Spannung U_0 ist der Energieinhalt des betrachteten Systems

$$W = \frac{1}{2} C U_0^2 \quad (\text{A3.1})$$

wobei C die Kapazität des Drahtes gegen die Kathodenelektrode ist. Die Bewegung einer Ladung q in der Kammer von r_1 nach r_2 führt nach dem Energiesatz zu einer Änderung der gespeicherten Energie, die Spannung sinkt auf den Wert U ab:

$$\frac{1}{2} C U = \frac{1}{2} C U_0^2 - \int_{r_1}^{r_2} q E(r) dr \quad (\text{A3.2})$$

Mit $u := U_0 - U$ und $u \ll U_0$ folgt:

$$u = \frac{1}{C U_0} \int_{r_1}^{r_2} q E(r) dr \quad (\text{A3.3})$$

Einsetzen des radialen Feldes $E(r) = \frac{q_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} = \frac{U_0}{\ln(r_a/r_i)} \frac{1}{r}$ und Auswertung des Integrals liefert:

$$u = \frac{q}{C} \frac{\ln r_2 - \ln r_1}{\ln r_a - \ln r_i} \quad (\text{A3.4})$$

In einer Proportionalkammer liefern die Lawinenelektronen ($q = -ne$)

den Signalbeitrag u^- , die Ionen ($q = +ne$) den Beitrag u^+ . Der Lawinenschwerpunkt liegt etwa eine mittlere freie Elektronenweglänge λ vor der Oberfläche des Signaldrahtes (vgl. Abschnitt 2.1). Der Einfachheit halber sei angenommen, daß alle Ladungsträgerpaare dort entstehen, so daß $r_1 = r_i + \lambda$. Für die Elektronen ist $r_2 = r_i$, für die Ionen $r_2 = r_a$. Damit folgt:

$$\frac{u^-}{u^+} = \frac{\ln(r_i + \lambda) - \ln r_i}{\ln r_a - \ln(r_i + \lambda)} \quad (A3.5)$$

Für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors ergibt sich mit $r_i = 15 \mu\text{m}$, $r_a = L = 5 \text{ mm}$ und $\lambda = 3 \mu\text{m}$:

$$u^-/u^+ = 0,03$$

Der Beitrag der Elektronen zum Signal ist also vernachlässigbar klein.

Betrachtet man nur die Ionen und nimmt man an, daß alle Ionen ihre Drift bei r_i beginnen, so folgt aus (A3.3) für den zeitlichen Signalverlauf:

$$u(t) = u^+(t) = \frac{1}{CU_0} \int_{r_i}^{r(t)} q E(r) dr,$$

also

$$u(t) = \frac{q}{C \ln(r_a/r_i)} \ln \frac{r(t)}{r_i} \quad (A3.6)$$

Zur Ermittlung der Beziehung $r(t)$ nutzt man aus, daß die Driftgeschwindigkeit v^+ der Ionen über ihre Beweglichkeit μ^+ mit der reduzierten Feldstärke E/p (p : Gasdruck) zusammenhängt:

$$v^+ = \frac{dr}{dt} = \mu^+ \frac{E}{p} = \mu^+ \frac{U_0}{\ln(r_a/r_i)p} \cdot \frac{1}{r} \quad (A3.7)$$

Es folgt:

$$\int_{r_i}^{r(t)} r dr = \mu^+ \frac{U_0}{p \ln(r_a/r_i)} \int_0^t dt$$

also

$$r(t) = \sqrt{r_i^2 + \frac{2\mu^+ U_0}{p \ln(r_a/r_i)} t} \quad (A3.8)$$

Die Impulsdauer T folgt aus der Bedingung $r(T) = r_a$. (A3.8) liefert:

$$T = \frac{r_a^2 - r_i^2}{2\mu^+ U_0} p \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (A3.9)$$

Bei den hier untersuchten Kammern ergibt sich mit $r_i = 15 \mu\text{m}$, $r_a = 5 \text{ mm}$, $U_0 = 1,5 \text{ kV}$ und $\mu^+ = 1,7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ (lt. SAU 77 für Ar)

$$T = 285 \mu\text{s}$$

Die Signalspannung zur Zeit T ist

$$u(T) = \frac{q}{C} \quad (A3.10)$$

Als expliziten Signalverlauf $u(t)$ erhält man durch Einsetzen von (A3.8) in (A3.6):

$$u(t) = \frac{q}{2C \ln(r_a/r_i)} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (A3.11)$$

mit der Abkürzung

$$t_0 = \frac{r_i^2 p \ln(r_a/r_i)}{2\mu^+ U_0}$$

Abb. 75 zeigt den Verlauf des normierten Spannungsimpulses $u(t)/u(T)$ für die oben angegebenen Kammerparameter. Man erkennt den sehr schnellen Anstieg des Signals: Die Spannung $\frac{1}{2} u(T)$ wird schon nach einer Zeit

$$t_{0,5} = \frac{r_i}{r_a} T = 860 \text{ ns} = 0,003 \cdot T$$

erreicht.

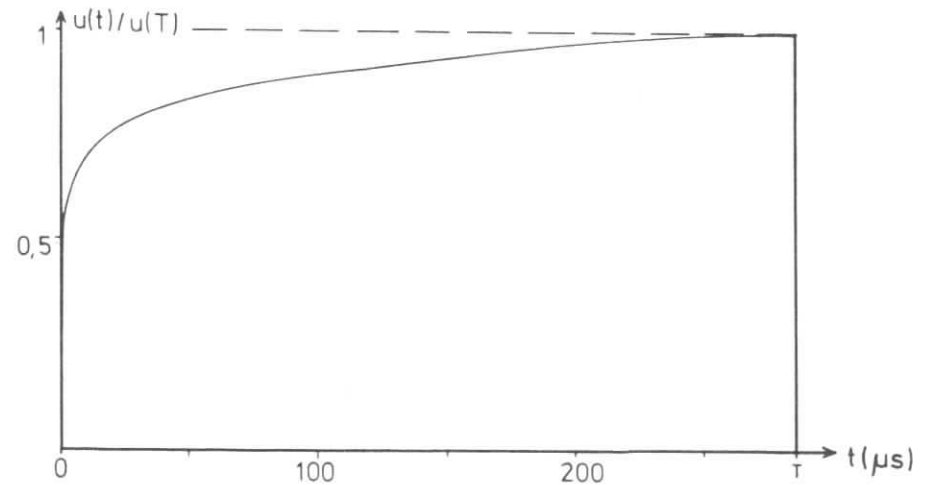


Abb. 75: Zeitabhängigkeit des normierten Kammerimpulses für $R_A = \infty$

Betreibt man die Anordnung nach Abb. 74 als Geiger-Müller-Zähler, so können während der Zeit T keine weiteren Teilchen registriert werden. Dagegen bleibt beim Proportionalbetrieb der Signaldraht auch während der Ionendrift empfindlich (vgl. Abschnitt 2.1). Dann ist es sinnvoll, der Verstärkerelektronik möglichst kurze Signale zuzuführen. Diese erhält man, indem man die Kammersignale $u(t)$ durch einen endlichen Arbeitswiderstand R_A mit der Zeitkonstanten $\tau = R_A C$ differenziert.

Zur Berechnung des differenzierten Signals geht man von der in Abb. 76 dargestellten Ersatzschaltung aus. Die Strombilanz im

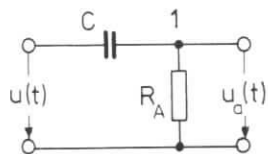


Abb. 76: Ersatzschaltung zur Berechnung des differenzierten Kammersignals

Punkt 1 führt auf die folgende Differentialgleichung für die Ausgangsspannung $u_a(t)$:

$$C \frac{d}{dt} (u(t) - u_a(t)) - \frac{u_a(t)}{R_A} = 0 \quad (\text{A3.12})$$

Einsetzen von (A3.11) liefert:

$$\frac{du_a(t)}{dt} = f(t, u_a(t)) = \frac{g}{2C \ln(r_a/r_i)} \frac{1}{t + t_0} - \frac{u_a(t)}{R_A C} \quad (\text{A3.13})$$

Die analytische Lösung dieser Differentialgleichung ist ziemlich schwierig. Bei gegebenen Werten für alle Konstanten kann (A3.13) allerdings numerisch gelöst werden (z.B. nach der Runge-Kutta-Methode, vgl. BJÖ 72, Abschnitt 8.33). Abb. 77 zeigt den auf diese Weise für verschiedene Werte der Zeitkonstanten $\tau = R_A C$ ermittelten Verlauf der normierten Ausgangsspannung $u_a(t)/u(T)$. Jetzt ist das Signal nach einigen 100 ns bereits wieder auf die Hälfte seines Maximalwertes abgefallen. Dadurch verbessert sich die Zeitauflösung der Kammer beträchtlich.

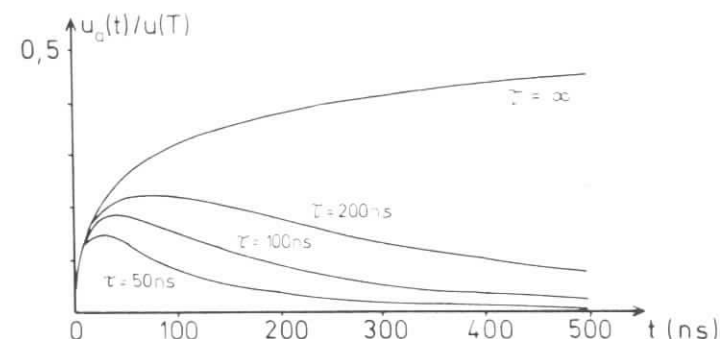


Abb. 77: Differenzierte Kammersignale bei verschiedenen Werten der Zeitkonstanten $\tau = R_A C$

Anhang 4: Festlegung des Koordinatensystems bei den Teststrahlungsmessungen

Die Einstellung der Strahlposition auf der Kammer erfolgt durch fernbedientes Bewegen des Fahrtisches vom Kontrollraum aus (vgl. Abschnitt 3.1.1). An den Steuerpulten befinden sich allerdings nur mm-Skalen mit willkürlichen Nullpunkten, so daß zu Beginn jeder Messung die Skalenanzeigen \hat{x} und \hat{y} mit den Koordinaten x und y (vgl. Abb. 27) in Korrelation gebracht werden müssen.

Zur Festlegung der x -Skala wird der Fahrtisch der Kammer so positioniert, daß der Strahl genau auf einem Draht steht. Das läßt sich sehr leicht mit Hilfe des vom Ausleseprogramm erzeugten und auf dem Bildschirm dargestellten Histogramms der Verstärkerkanäle (Wiremap) kontrollieren (vgl. Abschnitt 3.1.2). Bei Abweichungen $|\hat{x} - \hat{x}_0| \geq 1 \text{ mm}$ von der zentralen Lage des Strahls auf dem Draht ergibt sich eine deutliche Asymmetrie in der Wiremap (vgl. Abb. 78). Daher erscheint es sinnvoll, für die Einstellung des Drahtortes auf der \hat{x} -Skala einen Fehler $\Delta \hat{x} = \pm 1 \text{ mm}$ anzunehmen. Hat man für die Position eines Drahtes die Skalenanzeige \hat{x} ermittelt, so erfolgt die Zuordnung zwischen \hat{x} - und x -

Skala mittels Tabelle 2 (vgl. S. 14). Berücksichtigt man neben $\Delta \hat{x}$ den Positionierungsfehler der Drähte $\Delta x = \Delta r = \pm 1,0 \text{ mm}$ (vgl. Abschnitt 1.3.2), so ergibt sich für die Festlegung der x-Skala nach dem beschriebenen Verfahren ein Fehler $\Delta x = \pm 1,4 \text{ mm}$.

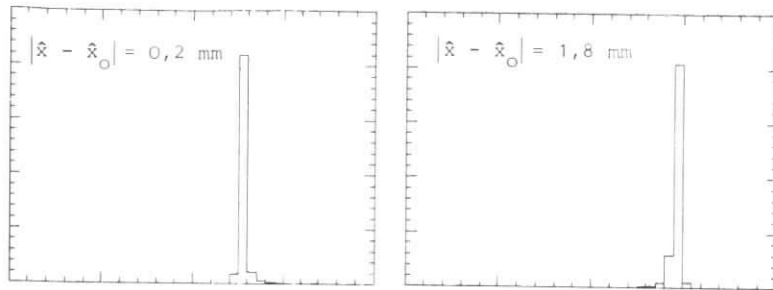


Abb. 78: Wiremaps für verschiedene Strahlpositionen relativ zu einem Draht

Zur Festlegung der y-Skala wird die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Strahlposition entlang eines Drahtes gemessen. Dabei ergibt sich eine Profilkurve, wie sie in Abb. 79 skizziert ist (vgl. auch Abschnitt 3.3.3). Aus dieser Kurve

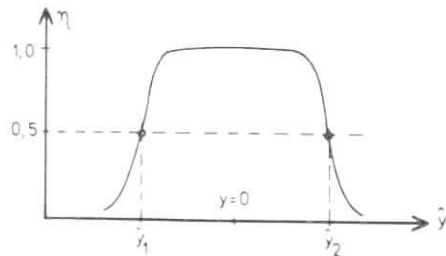


Abb. 79: Zur Festlegung des Nullpunkts der y-Skala

werden die Koordinaten \hat{y}_1 und \hat{y}_2 zweier Punkte gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit ($\eta = 0,5$) am oberen und unteren Kammerwand abgelesen. Der Nullpunkt der y-Skala (Kammermitte) liegt dann auf der \hat{y} -Skala bei $\hat{y}_0 = \frac{1}{2} (\hat{y}_1 + \hat{y}_2)$. Unter Berücksichtigung des Fehlers der Nachweiswahrscheinlichkeit η und des Fehlers der \hat{y} -Koordinate erhält man für die Festlegung der y-Skala einen Fehler $\Delta y = \pm 1,0 \text{ mm}$.

Anhang 5: Ableitung einer Anpassungsfunktion für Profilkurven $\eta(x)$ und $\eta(y)$

Die folgende Rechnung wird am Beispiel einer Profilkurve $\eta(x)$ durchgeführt, gilt aber entsprechend auch für Profilkurven $\eta(y)$.

Bei Annahme statischer elektrischer Verhältnisse in der Kammer (zeitlich konstantes Potential V) ist das "wahre" Kammerprofil $\eta_k(x)$ in guter Näherung rechteckig. Betrachtet man in Abb. 80

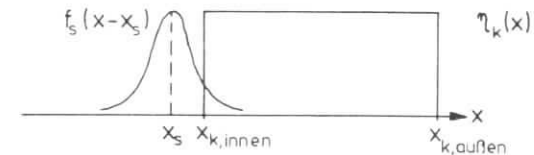


Abb. 80: Zur Ableitung einer Anpassungsfunktion für Profilkurven zunächst nur den inneren Kammerwand, so gilt:

$$\eta_k(x) = \int_{-\infty}^x \delta(x' - x_k) dx' = \begin{cases} \eta_{\text{max}} & \text{für } x > x_k \\ 0 & \text{für } x < x_k \end{cases} \quad (\text{A5.1})$$

Die Meßkurve $\eta(x_s)$ kommt durch Faltung von $\eta_k(x)$ mit dem Strahlprofil $f_s(x - x_s)$ zustande (x_s : Strahlposition):

$$\eta(x_s) = \eta_{\text{max}} \int_{-\infty}^{\infty} f_s(x - x_s) \eta_k(x) dx \quad (\text{A5.2})$$

Setzt man für das Strahlprofil eine Gaußkurve der Breite σ_s an

$$f_s(x - x_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} e^{-\frac{(x - x_s)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (\text{A5.3})$$

so gilt also:

$$\begin{aligned} \eta(x_s) &= \frac{\eta_{\text{max}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x - x_s)^2}{2\sigma_s^2}\right) \int_{-\infty}^x \delta(x' - x_k) dx' dx \\ &= \frac{\eta_{\text{max}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \int_{x_k}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x - x_s)^2}{2\sigma_s^2}\right) dx \\ &= \frac{\eta_{\text{max}}}{\sqrt{\pi}} \int_{u_0}^{\infty} e^{-u^2} du \quad \text{mit } u_0 = \frac{x_k - x_s}{\sqrt{2}\sigma_s} \end{aligned}$$

Mit der komplementären Fehlerfunktion

$$\operatorname{erfc} z := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (\text{A5.4})$$

ergibt sich:

$$\eta(x_s) = \frac{\eta_{\max}}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_k - x_s}{\sqrt{2}\sigma_s}\right) \quad (\text{A5.5})$$

Eine entsprechende Rechnung für den äußeren Kammerrand liefert:

$$\eta(x_s) = \frac{\eta_{\max}}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_s - x_k}{\sqrt{2}\sigma_s}\right) \quad (\text{A5.5a})$$

In beiden Fällen ist

$$\eta(x_k) = \frac{\eta_{\max}}{2} \operatorname{erfc}(0) = \frac{1}{2} \eta_{\max} \quad (\text{A5.6})$$

Die 50%-Marken der gemessenen Profilkurve $\eta(x_s)$ geben also die Grenzen des "wahren" Kammerprofils $\eta_k(x)$ an.

Literaturverzeichnis

- ACH 78 : O. Achterberg, Aufbau und Erprobung eines großflächigen Systems von Wendelrohren für den Detektor "PLUTO", Diplomarbeit, Hamburg 1978 (DESY F14-78/04)
- BÄC 77 : A. Bäcker, Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Annihilation im Energiebereich von 3,0 GeV bis 5,0 GeV, Dissertation, Siegen 1977 (DESY F33-77/03)
- BJO 66 : J.D. Bjorken, S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik, Mannheim 1966
- BJÖ 72 : A. Björck, G. Dahlquist, Numerische Methoden, München 1972
- BLO 77 : V. Blobel, Bank Organisation System (BOS), Hamburg 1977 (DESY F14-77/01)
- BÜH 74 : R. Bühring, Direktanschluß einer Cerenkov-Zähler-Matrix an einen Kleinrechner, Diplomarbeit, Aachen 1974
- CHA 70 : G. Charpak et al., Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers, Nucl.Instr.Meth. 80 (1970) 13
- DAU 78 : H. Daumann, Aufbau und Test eines Endcap-Schauerzählers für den magnetischen Detektor "PLUTO", Diplomarbeit, Hamburg 1978 (DESY F14-78/05)
- ERS 72 : G.A. Erskine, Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers, Nucl.Instr.Meth. 105 (1972) 565
- FRA 78 : G. Franke, Decoding of PLUTO-Data, DESY 1978 (unveröffentlicht)
- HAR 78 : P. Harms, Untersuchung von Zerfällen der $J/\psi(3.1)$ -Resonanz in Baryonenpaare mit dem magnetischen Detektor PLUTO, Diplomarbeit, Hamburg 1978 (DESY F33-78/02)
- JEN 77 : H.M. Jensing, Test eines Schauerzählerringes für den magnetischen Detektor PLUTO, Diplomarbeit, Hamburg 1977
- NAV 78 : A. Navarro, Maße und Positionen der Endcap-Zähler von PLUTO, Hamburg 1978 (DESY F14-78/02)
- NEU 78 : B. Neumann, Aufbau und Test eines großflächigen Systems von Proportionalrohrkammern für den Detektor "PLUTO" zum Nachweis von Myonen, Diplomarbeit, Hamburg 1978 (DESY F33-79/01)
- PDG 76 : Particle Data Group, Review of Particle Properties, Genf 1976

- PER 72 : D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Reading (Mass.) 1972
- PLU 74 : PLUTO-Handbuch, DESY 1974
- ROS 41 : M.E. Rose, S.A. Korff, An Investigation of the Properties of Proportional Counters, Phys.Rev. 59 (1941) 850
- SAU 77 : F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, Genf 1977 (CERN 77-09)
- SPI 77 : H. Spitzer, Materieverteilung vor den Endcapzählern, Hamburg 1977 (unveröffentlicht)
- WAC 79 : K.Wacker, persönliche Mitteilung 1979
- ZIM 78 : W. Zimmermann, persönliche Mitteilung 1978
- ИИИ 74 : А.В.Инякин, Проволочные пропорциональные камеры в интенсивном пучке частиц, Серпухов, 1974 (ИФВЭ СФ 74-140)

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 : PLUTO-Koordinatensysteme
- Abb. 2 : Der Detektor PLUTO (Stand Mai 1978)
- Abb. 3 : Aufbau eines Endcap-Schauerzählers aus 30 12° -Segmenten
- Abb. 4 : Ansicht eines halbgefüllten Endcap-Gefäßes
- Abb. 5 : Aufbau eines Segments des Endcap-Schauerzählers
- Abb. 6 : Mittlere Schauerentwicklung in einem Endcap-Sandwich
- Abb. 7 : Beiträge zum Wirkungsquerschnitt von Photonen in Blei
- Abb. 8 : Anordnung der Kammern des Ortsdetektorsegments im Schauerzählersegment
- Abb. 9 : Die beiden Kammern eines Segments des Endcap-Ortsdetektors (schematisch)
- Abb. 10 : Zur Herstellung eines Kammerpaares benötigte Platinen
- Abb. 11 : Vorderer Gaseinlaß der inneren Kammer
- Abb. 12 : Hochspannungsanschluß der Kammern
- Abb. 13 : Einbaufertiges Segment des Endcap-Ortsdetektors
- Abb. 14 : Offenes Gehäuse für eine innere Kammer (mit Drähten)
- Abb. 15 : Ansicht einiger fertiger Segmente für den Endcap-Schauerzähler
- Abb. 16 : Prinzipieller Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer
- Abb. 17 : Phasen der Lawinenentwicklung in einer Proportionalkammer
- Abb. 18 : Feld- und Äquipotentiallinien in der unendlich ausgedehnten Kammer nach Abb. 16
- Abb. 19 : Zylindersymmetrisches Potential $V(r)$ im Vergleich zum tatsächlichen Potential in der Kammer
- Abb. 20 : Randfeld der Kammer an der Signaldrahtlötstelle (qualitativ)
- Abb. 21 : Ersatzschaltung zur Differentiation der Kammersignale
- Abb. 22 : Gemessener und berechneter Signalverlauf für die Kammern des Endcap-Ortsdetektors
- Abb. 23 : Blockschaltung eines PLUTO-Hauptverstärkerkanals
- Abb. 24 : Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Verzögerung zwischen Strobe- und Kammersignal
- Abb. 25 : Aufbau am Teststrahl 14 (Draufsicht)
- Abb. 26 : Positionierung der Kammern auf dem Fahrtisch
- Abb. 27 : Koordinatensystem zur Angabe von Strahlpositionen bei den Teststrahlungsmessungen
- Abb. 28 : Nachweiselektronik bei den Teststrahlungsmessungen

- Abb. 29 : Maximale und minimale Schauerbreite b_s bei einer gemessenen Clusterbreite $b_{cl} = 2d$
- Abb. 30 : Normierte Clusterabstandsverteilung
- Abb. 31 : Hochspannungskurve der inneren Kammer
- Abb. 32 : Profilkurven $\eta(x)$ für die innere und äußere Kammer
- Abb. 33 : Profilkurven $\eta(y)$ für die innere und äußere Kammer
- Abb. 34 : Normierte Clusterbreitenverteilungen für die äußere Kammer
- Abb. 35 : Clusterschwerpunktverteilungen für die äußere Kammer
- Abb. 36 : Zur Einstellung des Einfallswinkels Θ
- Abb. 37 : Aufbau der Materiesimulation am Teststrahl
- Abb. 38 : Aufbau der Schauerzählersegmente auf dem Drehtisch bei den Lückenmessungen
- Abb. 39 : Hochspannungskurve für die innere Kammer
- Abb. 40 : Spannungsabhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl}
- Abb. 41 : $\eta(E)$ -Kurven für die innere und äußere Kammer
- Abb. 42 : Vergleich der $\eta(E)$ -Kurven für den Schauerzähler und die äußere Kammer
- Abb. 43 : Profilkurven $\eta(x)$ für verschiedene Einschussenergien E
- Abb. 44 : Zusammensetzung der Gesamtprofilkurve $\eta(x)$ aus den Einzelkurven der beiden Kammern
- Abb. 45 : Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen der inneren und äußeren Kammer
- Abb. 46 : Nachweiswahrscheinlichkeiten η_A , η_B und η_{A+B}
- Abb. 47 : Profilkurven $\eta_{A+B}(y)$ bei verschiedenen Einschussbedingungen ($E = 1$ GeV)
- Abb. 48 : Profilkurven $\eta_{A+B}(y)$ für verschiedene Einschussenergien E (mit Materiesimulation, $\Theta = 30^\circ$)
- Abb. 49 : Zur Bestimmung des Lückenparameters Δy
- Abb. 50 : Normierte Clusterbreitenverteilungen bei verschiedenen Einschussenergien
- Abb. 51 : Energieabhängigkeit der mittleren Clusterbreite bei verschiedenen Einschussbedingungen
- Abb. 52 : x -Abhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} im Bereich der Lücke für die Barrel-Lichtleiter
- Abb. 53 : Mittlere Clusterbreite $\bar{b}_{cl}(y)$ in der Lücke zwischen zwei Segmenten ($\Theta = 30^\circ$, mit Materiesimulation)
- Abb. 54 : Beispiel zur Clusterbildung in der Lücke zwischen zwei Segmenten

- Abb. 55: Normierte Clusterschwerpunktverteilungen für die innere und äußere Kammer
- Abb. 56: Energieabhängigkeit der Ortsauflösung $\sigma(r)$
- Abb. 57: Energieabhängigkeit des mittleren Clusterschwerpunkts in der inneren Kammer bei realistischen Einschussbedingungen
- Abb. 58: Energieabhängigkeit des mittleren Clusterschwerpunkts in der inneren Kammer bei der Referenzmessung
- Abb. 59: Gemessener mittlerer Clusterschwerpunkt \bar{x}_{cl} als Funktion der Strahlposition x
- Abb. 60: Verteilung der Differenzen der in den Segmenten A und B gemessenen Clusterschwerpunkte
- Abb. 61: Zur Berechnung der Raumwinkel $\Delta\Omega_{k,i}$ und $\Delta\Omega_{k,a}$
- Abb. 62: Abhängigkeit des Gesamtkammerstroms I_k von der Hochspannung U in den vier Endcap-Gefäßen
- Abb. 63: Endcap-Bhabha-Ereignis im Detektor PLUTO ($E_{beam} = 4,6$ GeV)
- Abb. 64: Pulshöhenverteilung für Bhabha-Ereignisse in einer Hälfte des Endcap-Schauerzählers
- Abb. 65: Verteilung der Streuwinkel Θ gegen die Strahlachse für Endcap-Bhabha-Ereignisse ($E_{beam} = 4,6$ GeV)
- Abb. 66: Clusterbreitenverteilung für Bhabha-Ereignisse
- Abb. 67: Energieabhängigkeit der mittleren Clusterbreite \bar{b}_{cl} (Vergleich von PLUTO- und Teststrahlraten)
- Abb. 68: Δr -Verteilung für Endcap-Bhabha-Ereignisse
- Abb. 69: Verteilung der Einfallswinkel Θ der ausgewählten nicht-schauernden Teilchen
- Abb. 70: Clusterbreitenverteilungen für nichtschauernde Teilchen
- Abb. 71: Δr -Verteilung für nichtschauernde Teilchen
- Abb. 72: Kammermodell für die näherungsweise Potentialberechnung
- Abb. 73: Potential $V(x,0,z)$ für die Kammer nach Abb. 72
- Abb. 74: Schaltbild zur Berechnung des zeitlichen Signalverlaufs
- Abb. 75: Zeitabhängigkeit des normierten Kammerimpulses für $R_A = \infty$
- Abb. 76: Ersatzschaltung zur Berechnung des differenzierten Kammerimpulses
- Abb. 77: Differenzierte Kammerimpulse bei verschiedenen Werten der Zeitkonstanten $\tau = R_A C$
- Abb. 78: Wiremaps für verschiedene Strahlpositionen relativ zu einem Draht
- Abb. 79: Zur Festlegung des Nullpunkts der y -Skala
- Abb. 80: Zur Ableitung einer Anpassungsfunktion für Profilkurven

Tabellenverzeichnis

- Tabelle 1 : Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen vor dem Endcap-Ortsdetektor
- Tabelle 2 : r-Koordinaten, Drahtlängen l und Winkel Θ zum WWP für die Drähte der Kammern im Endcap-Ortsdetektor
- Tabelle 3 : Die wichtigsten geometrischen Parameter der Kammern für den Endcap-Ortsdetektor
- Tabelle 4 : Zusammensetzung des PLUTO-Gases
- Tabelle 5 : Nachweiseigenschaften der freien Kammern
- Tabelle 6 : Materiestärke vor den Kammern im Schauerzählersegment bei verschiedenen Einschubbedingungen
- Tabelle 7 : Ortsauflösungen $\sigma(r)$ in der Lücke zwischen zwei Segmenten
- Tabelle 8 : Nachweiseigenschaften der Kammern im Schauerzählersegment

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des PLUTO-Experiments am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg. Allen Mitgliedern der Forschungsgruppen F14 und F33, sowie der TEB-Gruppe des II.Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die ich während der ganzen Zeit erfahren habe.

Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof.Dr.H.Spitzer für die Themenstellung, sowie zahlreiche Anregungen und kritische Diskussionen;
- Herrn H.J.Meyer für die Betreuung dieser Arbeit, insbesondere für die allzeit bewiesene Geduld;
- den Herren B.Koppitz und Dr.R.Maschuw für die kritische Durchsicht des Manuskripts;
- den Herren Prof.Dr.V.Blobel und W.Zimmermann für viele wertvolle Hinweise aus ihren Arbeitsgebieten;
- Frau S.Gärtner, sowie den Herren K.Finke, H.Schultz und A.Stüben, ohne deren besondere Anstrengungen die rechtzeitige Fertigstellung des Endcap-Ortsdetektors nicht möglich gewesen wäre;
- Frau B.Eichhorn für die Hilfe beim Anfertigen der Zeichnungen und
- schließlich Christine Tostmann für die Hilfe bei der Anfertigung der Reinschrift.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.