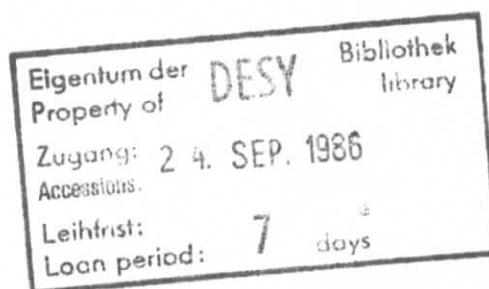


Interner Bericht
DESY F14-86-05
September 1986

PION-ELEKTRON-TRENNUNG MIT HILFE VON ÜBERGANGSSTRAHLUNG

von

H.-J. Butt



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser”

Interner Bericht
DESY F14-86-05
September 1986

**Pion-Elektron-Trennung mit Hilfe
von Übergangsstrahlung**

Ein Vergleich unterschiedlicher
Clusteranalysemethoden
mit der Ladungsintegration

Experimentelle physikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

Hans-Jürgen Butt

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Hamburg
1986

Abstract

A transition radiation detector was tested with special regard to different cluster analysing methods, in order to separate electrons from pions.

The test set-up consisted of a polypropylene fibre or polyethylene foil radiator with a time expansion chamber as photon detector. A digitizer recorded the chamber signals in 5 ns time slices. All measurements were performed at a DESY testbeam at energies between 0.6 GeV and 6.6 GeV. The particle separation was extrapolated up to 160 GeV.

The results are compared to the rejection power gained with the charge integration method. The pure cluster counting method is less efficient than the charge integration method. More refined cluster analysing techniques, making use of the cluster width or cluster area, can compete with results obtained with the charge integration method.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3			
2	Die Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors	5			
2.1	Die Übergangsstrahlung	5			
2.2	Der Radiator	9			
2.3	Der Ionisationsverlust	13			
2.4	Der Photonennachweis	19			
2.5	Die Drahtkammer	21			
2.6	Der zeitliche Verlauf des Kammer Signals	27			
3	Die experimentelle Anordnung	29			
3.1	Der Aufbau	29			
3.2	Die Radiatoren	29			
3.3	Die Nachweiskammer und das Kammergas	31			
3.4	Die Eigenschaften der Kammer	34			
4	Die Datenanalyse	42			
4.1	Die Auswerteverfahren	42			
4.2	Die Berechnung der Teilchentrennung	46			
4.3	Die Schwellenlage und berücksichtigte Signallänge	49			
5	Die Ergebnisse	52			
5.1	Ein Vergleich der Radiatoren	52			
5.2	Ein Vergleich der Auswerteverfahren	55			
5.3	Die Interpretation der Ergebnisse	65			
5.4	Die Energieabhängigkeit der Teilchentrennung	68			
6	Zusammenfassung	73			
A	Anhang	74			
A.1	Die Messungen anderer Arbeitsgruppen	74			
A.2	Der differenzierende Vorverstärker	77			
A.3	Die Simulationsprogramme	77			

1 Einleitung

Beschleuniger der neuen Generation arbeiten bei Schwerpunktsenergien von einigen hundert GeV. Damit erwächst die Notwendigkeit einer effektiven Teilchenidentifikation bei diesen hohen Energien. Problematisch ist insbesondere die Trennung von Elektronen von einem hadronischen Untergrund sowie die Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Protonen um 100 GeV.

Bisher wurden zur Teilchenidentifikation verschiedene Verfahren angewendet, die aber bei den hohen Energien wenig praktikabel sind. Ein übliches Verfahren ist die Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit durch eine Flugzeitmessung. Flugzeitmessungen bei den hohen Energien sind jedoch schwierig, da die nötige Flugstrecke weit über zehn Metern läge. Cerenkovzähler und dE/dx -Detektoren wären voluminös und technisch aufwendig. Kalorimeter erlauben eine Teilchentrennung anhand der Schauerform. Leider gehen die Teilchen für eine weitere Auswertung verloren. Um die Trenngenaugigkeit zu verbessern, ist man also auf zusätzliche Verfahren angewiesen. Eine gute Möglichkeit, Teilchen bei den hohen Energien zu unterscheiden, bieten Übergangsstrahlungsdetektoren.

Geladene Teilchen strahlen beim Übergang zwischen zwei Medien Röntgenstrahlung ab - die Übergangsstrahlung. Die produzierte Strahlung hängt vom Lorentzfaktor und damit von der Masse des Teilchens ab. Diese Tatsache wird im Übergangsstrahlungsdetektor zur Teilchenidentifikation genutzt.

Durch eine Veröffentlichung von Ludlam et al. [1] entstand eine Diskussion, die sich auf die Auslese und Auswertung von Übergangsstrahlungsdetektoren bezog. Seitdem werden zwei verschiedene Verfahren untersucht: die Ladungsintegration und das Cluster-Zählen. Während bei der Ladungsintegration die Gesamtenergie der Strahlung zur Teilchenseparation verwendet wird, dient beim Cluster-Zählen die Anzahl der Photonen zur Identifikation. Beide Verfahren sind bereits in Großdetektoren am CERN und FNAL verwirklicht. Eine endgültige Entscheidung, welches der beiden Auswertverfahren eine effektivere Teilchenseparation erlaubt, ist noch nicht gefallen.

In dieser Arbeit soll anhand der Pion-Elektron-Trennung untersucht werden, mit welchem Auswertverfahren die effektivste Teilchentrennung möglich ist. Zusätzlich zur Ladungsintegration und zum Cluster-Zählen wurden andere Methoden der Clusteranalyse angewandt. Die Clusterfläche bzw. deren Breite

wurde dabei zur Teilchenidentifikation genutzt. Im September 1985 wurden dazu Messungen mit einer Übergangsstrahlungsdetektor-Anordnung in einem DESY-Elektronenstrahl durchgeführt. Messungen und Ergebnisse möchte ich hier vorstellen.

2 Die Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors

Hochenergetische geladene Teilchen strahlen beim Übergang zwischen zwei Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten Röntgenstrahlung ab, die sogenannte Übergangsstrahlung. Die Energie der entstehenden Übergangsstrahlung steigt mit dem Lorentzfaktor. Dieses Verhalten macht man sich bei dem Bau eines Übergangsstrahlungsdetektors zunutze: Beim Durchqueren des sogenannten Radiators produzieren Elektronen weit mehr Übergangsstrahlung als Pionen gleicher Energie. Hinter dem Radiator wird in einer Drahtkammer die Übergangsstrahlung zusammen mit dem Ionisationsverlust nachgewiesen. Um die Teilchentrennung zu verbessern, werden mehrere Radiator-Kammer-Module hintereinander aufgebaut.

2.1 Die Übergangsstrahlung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Medium, so wird es von einem elektromagnetischen Feld begleitet, das für die Bewegung und das Medium charakteristisch ist. Tritt das Teilchen plötzlich in ein anderes Medium mit anderen elektromagnetischen Eigenschaften, so stellt sich dort ein anderes Feld ein. Bei dem Umordnungsprozeß während des Übergangs können Teile des Feldes als Übergangsstrahlung "abgeschüttelt" werden [2].

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Materie wird von der Dielektrizitätskonstanten ϵ bestimmt, die von der Frequenz der Welle ω abhängt. Ein Großteil der Übergangsstrahlung liegt im Röntgenbereich. Für Röntgenstrahlung wird die Dielektrizitätskonstante durch

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

beschrieben, wobei ω_p die Plasmafrequenz ist. Die Plasmafrequenz hängt von der Elektronendichte des Mediums ab und beträgt:

$$\omega_p = 28.8 \cdot \sqrt{\rho \frac{Z}{A}}, \quad |eV|$$

mit der Dichte ρ in g/cm^3 , dem mittleren Atomgewicht A und der Kernladungszahl Z .

Mit diesem Ansatz für $\epsilon(\omega)$ erhält man die Frequenz- und Winkelverteilung emittierter Übergangsstrahlung [3].

Einfacher Übergang

Der unkomplizierteste Fall ist der einfache Übergang eines Teilchens von einem Medium in ein anderes. Für die Energie, die pro Raumwinkel- und Frequenzintervall unter einem Winkel ϑ abgestrahlt wird, erhält man

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \Big|_{\cos\vartheta} = \frac{h\alpha\vartheta^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + \vartheta^2} - \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \vartheta^2} \right)^2, \quad (1)$$

wobei ω_1 und ω_2 die Plasmafrequenzen der beiden Medien sind.

Aus Gleichung 1 ergibt sich, daß die Übergangsstrahlung auf einen kleinen Winkelbereich $\vartheta \approx \frac{1}{\gamma}$ um die Teilchenflugrichtung beschränkt ist (Die Differenz der Brüche in der Klammer verschwindet sonst). Übergangsstrahlungsphotonen und Teilchen bewegen sich auf einer räumlich kaum trennbaren Bahn. Eine räumliche Trennung kann nur erreicht werden, wenn der Abstand zwischen Radiator und Kammer groß ist [4][5].

Durch zweimalige Integration erhält man aus Gleichung 1 die Gesamtenergie emittierter Strahlung bei einem Übergang:

$$W = \frac{\alpha h}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \cdot \gamma \quad (2)$$

Mit dieser Formel [6] wird ersichtlich, wie die Übergangsstrahlung von den Plasmafrequenzen abhängt. Für eine große Photonenausbeute ist es günstig, wenn sich die Plasmafrequenzen und damit die Dichten der Medien stark unterscheiden. Ein Medium im Radiator ist daher gasförmig, das andere fest.

Die mittlere Zahl der pro Übergang emittierten Photonen ist von der Größenordnung α ($\approx 1/137$). Wegen dieser geringen Photonenausbeute werden Radiatoren so konstruiert, daß ein passierendes Teilchen einige hundert Lagen durchquert, wie zB. in einem Folienstapel.

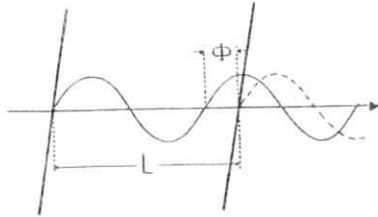


Bild 1: Interferenz der Wellenzüge, die beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Lage entstehen.

Durchgang durch eine Lage

Um das Verhalten der Übergangsstrahlung in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor zu beschreiben, müssen Interferenzeffekte berücksichtigt werden. Dazu sei der Durchgang eines geladenen Teilchens mit der Geschwindigkeit v durch ein Medium der Länge L betrachtet. Es handelt sich dabei also um zwei Übergänge; Übergangsstrahlung, die beim Eintritt ins Medium entsteht, überlagert sich mit der beim Austritt entstehenden Strahlung. Die Verhältnisse sind in Abbildung 1 dargestellt.

Beträgt der Phasenunterschied Φ der beiden entstehenden Wellen

$$\Phi = \omega \frac{L}{v} - \frac{2\pi L}{\lambda} \quad (3)$$

[3] gerade ein Vielfaches von 2π , so kommt es zu positiver Interferenz, und Übergangsstrahlung wird wirkungsvoll emittiert. Demgegenüber löschen sich bei einem Phasenunterschied von $(2n - 1)\pi$ die Wirkungen der beiden Übergänge gegenseitig aus.

Genauere Überlegungen ergeben, daß der von zwei einfachen Übergängen erwarteten Energieverteilung noch ein Interferenzfaktor hinzugefügt werden muß. Für den Durchgang durch eine Lage ist die Energieverteilung der entstehenden Übergangsstrahlung gegeben durch [6]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \Big|_{\text{inj}} e^{-4 \sin^2 \left(\frac{L}{Z_1} \right)} \quad (4)$$

$$Z_1 = \frac{2c}{\omega} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \beta^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$

Die Größe Z_1 wird Formationslänge des Mediums 1 genannt. Anhand der Formationslänge lassen sich gut wesentliche Eigenschaften der Übergangsstrahlung beschreiben. Für $L < Z$ ergibt sich beispielsweise destruktive Interferenz; das Argument vom Sinus ist kleiner Eins. Die Durchflugstrecken im Medium und im Zwischenraum sollten also mindestens so groß wie die jeweiligen Formationslängen sein. Liegt L im Bereich einiger Formationslängen, so zeigen sich im Frequenzspektrum Interferenzmaxima und -minima [7, 8] [9].

Bei Gleichung 4 galt stillschweigend die Voraussetzung, daß sich die Amplituden der beim Ein- und Austritt entstehenden Übergangsstrahlung kohärent überlagern. Für $L \gg Z$ gilt dies nicht mehr. Hier hat man es mit inkohärenter Überlagerung zu tun, und die Intensitäten müssen addiert werden.

Formationslängen liegen typischerweise in der Größenordnung von $10 \mu\text{m}$ in Festkörpern und $100 \mu\text{m}$ in Gasen. Dank dieses Umstandes ist es möglich, Übergangsstrahlung für die Teilchenidentifikation zu nutzen. Trotz der notwendigen hohen Lagenzahl sind dadurch Radiatoren nur wenige Zentimeter lang. Andererseits können Abmessungen im Mikrometer-Bereich noch gut bearbeitet werden.

Durchgang durch N Lagen

Interferenzeffekte der einzelnen Lagen untereinander und in den gasgefüllten Zwischenräumen führen zu einer wichtigen Konsequenz: die Gesamtenergie emittierter Übergangsstrahlung wächst nicht mehr beliebig mit dem Lorentzfaktor γ an (wie in Gleichung 2), sondern sie geht bei großen γ in Sättigung.

Neben den Interferenzeffekten kommt es bei N Lagen zur Selbstabsorption bereits entstandener Übergangsstrahlungsphotonen im nachfolgenden Radiatormaterial. Die Selbstabsorption sorgt dafür, daß mit zunehmender Radiatorlänge der Photonenfluß nicht beliebig weiter wächst. Ab einer bestimmten

Radiatorlänge bleibt der Photonenfluß konstant; es entstehen ebensoviele Übergangsstrahlungsphotonen wie wieder absorbiert werden.

Den Verlauf der Sättigung und auch die Form des Übergangsstrahlungsspektrums kann man gut mit den Parametern

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= 2,5 \omega_1 L \\ \nu_1 &= 2,5 \omega_1^2 L \quad |eV|\end{aligned}\quad (5)$$

beschreiben [10]. ω_1 muß dabei in eV, L in μm eingesetzt werden. Für kleine Lorentzfaktoren erwartet man nur sehr wenig Übergangsstrahlung. Bei $\gamma \approx 1 \dots 3 \gamma_1$ steigt die Gesamtenergie dann mit γ an und geht spätestens bei $\gamma \approx 10\gamma_1$ in Sättigung. Dieses Sättigungsverhalten ist in Abbildung 2 dargestellt. Die Frequenz der Übergangsstrahlung bewegt sich zwischen $\omega = 0,18 \nu_1$ und $\omega = \nu_1$. Bei $\omega = 0,3 \nu_1$ liegt ein Maximum im Übergangsstrahlungsspektrum.

Man sieht, daß für ein gegebenes Material die Übergangsstrahlung wesentlich von der Durchflugstrecke abhängt. Einsatzpunkt, Sättigung und die Frequenzverteilung werden davon bestimmt. Große Durchflugstrecken haben hohe Einsatz- und Sättigungspunkte zur Folge. Außerdem verschieben sie die Frequenzverteilung zu hohen Energien.

Es sei schon an dieser Stelle auf den starken Unterschied zwischen dem vom Radiator emittierten Spektrum - wie soeben beschrieben - und dem in der Kammer absorbierten Spektrum hingewiesen. Um zu beurteilen, wie sich eine Verschiebung des produzierten Spektrums zu hohen Energien auswirkt, muß das energieabhängige Absorptionsvermögen der Kammer in die Überlegungen einbezogen werden.

2.2 Der Radiator

Als Radiatoren werden Folienstapel, Fasern in wattierter Form oder Schäume verwendet. Bei der Auswahl des Radiatormaterials sucht man einen optimalen Kompromiß aus zwei Anforderungen:

1. Der Absorptionskoeffizient μ für Röntgen-Photonen soll möglichst klein sein, um die Reabsorption gering zu halten. Die Absorption steigt mit

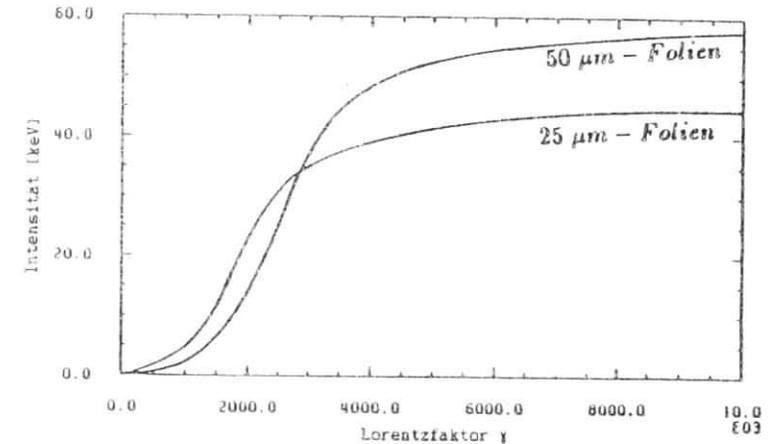


Bild 2: Sättigung der Gesamtenergie produzierter Übergangsstrahlung mit steigendem Lorentzfaktor. Die Kurven wurden mit einem im Anhang beschriebenen Simulationsprogramm für die verwendeten Polyäthylen-Folienradiatoren (s. Tabelle 4) gewonnen [48].

Material	ρ g/cm^3	Z	ω_F eV	μ bei 0,57 KeV cm^{-1}
Li	0,53	3	14	0,19
Be	1,85	4	27	1,20
B	2,37	5	31	3,08
C (Graphit)	2,25	6	32	5,60
Mylar ($C_5H_4O_2$)	1,3	6,2	24	4,70
Polypropylen(CH_2)	0,9	4,8	19	1,90
He (NTP)	$1,66 \cdot 10^{-4}$	2	0,26	$4,2 \cdot 10^{-6}$
Luft (NTP)	$1,20 \cdot 10^{-3}$	6,7	0,71	$5,7 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 1: Eigenschaften verschiedener Radiatormaterialien ([10],[11],[12]).

- der Kernladungszahl des Materials etwa wie Z^3 (nach Angaben aus [11]), deshalb kommen nur Stoffe mit kleiner Kernladungszahl in Frage.
- Das Material soll leicht handhabbar sein. Lithium darf beispielsweise nicht mit Luft (Oxidationsgefahr) und auf keinen Fall mit Feuchtigkeit in Berührung kommen (heftige Reaktion). Lithium wird deshalb in Öl gelagert und muß im Radiator von einem inerten Gas, zB. Helium, umgeben sein. Beryllium ist giftig und als Folie sehr teuer. Bor ist spröde und nicht als Folie oder Faser herstellbar.

In Tabelle 1 sind mögliche Radiatormaterialien und einige Gase aufgeführt, die für die Zwischenräume geeignet sind.

Im folgenden werden die gebräuchlichsten Radiortypen vorgestellt und ihre Vor- und Nachteile erläutert.

Folienradiatoren erzielen die höchste Ausbeute an Übergangsstrahlung, da hier die Interferenzbedingungen am genauesten erfüllt werden können. Folien-dicke und -abstand bestimmen die Form des Übergangsstrahlungsspektrums und das Sättigungsverhalten mit dem Lorentzfaktor. Bisher wurden meist Lithium-, Mylar- und Polyäthylenfolien [8][13][14] in Radiatoren eingesetzt.

Die technischen Schwierigkeiten beim Umgang mit Lithium wurden bereits erläutert. Experimente mit Lithium-Radiatoren ergaben außerdem (bisher un-verstanden) einen Ertrag an Übergangsstrahlung, der 30% unter dem theoretisch erwarteten Wert lag [15]. Dadurch sind Lithium- und Polyäthylen-Folien-radiatoren qualitativ gleich, obwohl Lithium theoretisch geeigneter ist.

Polyäthylen- und Mylarfolien neigen zu elektrostatischer Aufladung. Dadurch haften die Folien aneinander, und der Zwischenraum verschwindet. Um dies zu verhindern, müssen die Folien in einem stabilen Rahmen gespannt werden, oder zwischen die Folien müssen an einigen Punkten Abstandhalter eingefügt werden. Folienradiatoren sind deshalb schwierig und aufwendig zu bauen.

Faserradiatoren sind einfacher zu handhaben als Folien, sie ergeben aber meist eine geringere Ausbeute an Übergangsstrahlung [47][50]. Die Interferenzbedingungen können mit wattierten Fasern nicht so exakt eingehalten werden wie mit Folien, da die Durchflugstrecken in Medium und Zwischenraum statistisch verteilt sind.

Der Faserdurchmesser bestimmt sowohl den Einsatz- und Sättigungspunkt der Übergangsstrahlung als auch dessen Energiespektrum. Für Abschätzungen über Sättigungsverhalten und Frequenzverteilung mit den Faustregeln nach Gleichung 5 ist es günstig, die mittlere Durchflugstrecke \bar{L} zu verwenden. Sie ist größer als der Faserdurchmesser D_0 und beträgt $\bar{L} = 1,23 D_0$ [16].

Die Stopfdichte der wattierten Fasern bestimmt die Verteilung der durchquer-ten gasgefüllten Zwischenräume und die Anzahl der Übergänge. Je dichter die Fasern gestopft sind, desto mehr Fasern werden vom Teilchen durchflogen und die Zahl der Übergänge steigt. Andererseits schrumpft die mittlere Länge des durchquerten Zwischenraums, was zu destruktiver Interferenz führt, wenn die Formationslänge des Gases unterschritten wird.

Die mittlere Anzahl durchquerrer Fasern \bar{N} und die mittlere Länge des durch-querten Zwischenraums \bar{L}_Z ergeben sich durch geometrische Überlegungen [48]:

$$\bar{N} = \frac{\rho_{Rad} l}{\rho_F} \frac{1}{1,23 D_0} \quad (6)$$

$$\bar{L}_Z = 1,23 D_0 \left(\frac{\rho_{Rad}}{\rho_{Rad}} - 1 \right)$$

Dabei sind l und ρ_{Rad} die Länge bzw. Stopfdichte des Radiators und ρ_F die Dichte des Fasermaterials.

Gebräuchliche Fasermaterialien sind Kohlenstoff (Graphit) und Polypropylen (C_3H_6) [17][47].

Hartschaum-Radiatoren liefern im allgemeinen schlechtere Ergebnisse als Fasern. Dies liegt erstens daran, daß viele Hartschäume Anteile von Elementen mit hoher Ordnungszahl ($Z > 6$) enthalten, zum zweiten sind die Interferenzbedingungen in Schäumen schlecht erfüllt. Hartschäume sind interessant als Strukturelemente, um Übergangsstrahlungsdetektoren mechanisch zu stabilisieren. Denkbar wäre es, Faserradiatoren durch Hartschäume abzugrenzen. Der Schaum nimmt den Druck der gepreßten Fasern auf und produziert gleichzeitig Übergangsstrahlung. Als Hartschäume kommen beispielsweise Etafoam [8][18][19] oder Rohacell [50] in Frage.

Eine genauere Diskussion über die Eigenschaften von Radiatoren und Übergangsstrahlung findet sich in der Diplomarbeit von Stefan Nann [48], die parallel zu dieser Arbeit entstand.

2.3 Der Ionisationsverlust

In der Drahtkammer eines Übergangsstrahlungsdetektors wird neben den Photonen auch der Energie- oder Ionisationsverlust geladener Teilchen gemessen. Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch Materie, so verliert es durch Stöße Energie. Das elektrische Feld des Teilchens wirkt auf die Atom-Elektronen und verursacht Anregung und Ionisation. Nach einer Ionisation kann es vorkommen, daß die ausgelösten Elektronen genügend Energie besitzen, weitere Atome zu ionisieren. Diese Ionisationen nennt man Sekundärionisationen, im Gegensatz zu Primärionisationen, die direkt vom Teilchen verursacht sind. Besonders hochenergetische Primärelektronen ($> 1 \text{ keV}$) heißen δ -Elektronen.

Energieverteilung der Stöße

Zur Berechnung des Ionisationsverlustes benötigt man die Energieverteilung der Stöße. Die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß, bei dem das Teilchen einen Energieverlust zwischen E' und $E' + dE'$ erleidet, ist [12]:

$$\phi(E, E') dE' dx = K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \frac{1}{E'^2} dE' dx \quad (7)$$

mit

$$K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{m_e c^2} = 0.154 z^2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

- x : zurückgelegter Weg
- Z, A : Kernladungszahl bzw. Atomgewicht des Targets
- ρ : Dichte des Targetmaterials
- N : Avogadro-Zahl
- z : Ladungszahl des Teilchens
- E : Energie des Teilchens

Diese Formel ist eine gebräuchliche Näherung. Sie ergibt sich nach klassischer Rechnung und unter Vernachlässigung der Bindungsenergie der Atom-Elektronen.

Genauere, quantenelektrodynamische Rechnungen [20] verlaufen folgendermaßen: Das elektrische Feld des Teilchens wird durch eine Fouriertransformation in ein Frequenzspektrum 'virtueller Quanten' zerlegt. Anschließend wird die Wirkung dieser Quanten auf die Target-Atome berechnet. Der Primärionisation eines Atoms entspricht in diesem Bild die Photoauslösung eines Hüllenelektrons durch virtuelle Quanten. Da das Frequenzspektrum virtueller Photonen für hohe Teilchenenergien sehr breit ist, sind große Energieüberträge in Form von δ -Elektronen möglich. Abbildung 3 zeigt die Energieverteilung der Stöße in Argon. Die Gerade ergibt sich mit Gleichung 7, während bei den genaueren Rechnungen die Absorption virtueller Photonen durch die K-, L-, und M-Schale berücksichtigt ist.

Mittlerer Energieverlust

Den mittleren Energieverlust, den ein geladenes Teilchen pro Wegstück erleidet, erhält man durch Integration über alle möglichen Stoßenergien:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \int \phi(E, E') E' dE'$$

Mit der Verteilung aus Gleichung 7 folgt die bekannte Bethe-Bloch-Formel:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -2K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2}{I} + 2 \ln \beta\gamma - \beta^2 - \delta \right) \quad (8)$$

Dabei wurde noch ein Korrekturterm $\delta(\beta)$ hinzugefügt, der nur bei $\beta \approx 1$ zum Tragen kommt. Bei der Wahl der unteren Integrationsgrenze ist das sogenannte

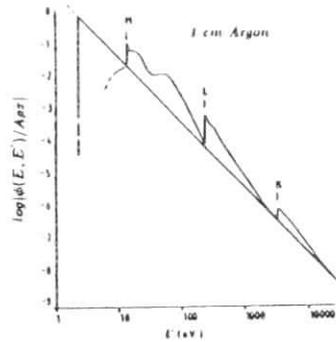


Bild 3: Energieverteilung der Stöße. Aufgetragen ist $\log|\phi(E, E')/A\rho x|$ gegen die Stoßenergie E' für 1 cm Argon [22].

mittlere Ionisationspotential I eingeflossen. I steigt mit der Kernladungszahl und wird gut durch $I = Z I_0$ beschrieben, wobei $I_0 \approx 12 \text{ eV}$. Eine genauere Diskussion der Bethe-Bloch-Gleichung findet sich in [22].

In Abbildung 4 ist der Verlauf von Gleichung 8 am Beispiel von Xenon und Argon dargestellt. Der Energieverlust hängt nur von $p/m = \beta\gamma$ ab. Die Kurve fällt am Beginn mit β^{-2} ab und erreicht etwa bei $\beta\gamma \approx 3$ ein Minimum. Danach erfolgt ein langer, flacher Anstieg, der schließlich in einem Plateau endet.

Häufig wird der reduzierte Energieverlust $1/\rho < \frac{dE}{dx} >$ angegeben. Für die meisten Stoffe beträgt er im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve etwa $2 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Bei der Auswahl des Gases für eine Nachweiskammer kommt es deshalb auf die Dichte an. Für Edelgase wächst die Dichte, und damit der mittlere Energieverlust, proportional mit der Kernladungszahl. Tabelle 2 zeigt Eigenschaften verschiedener Gase, die für Nachweiskammern interessant sind.

Für die Teilchentrennung ist die Gesamtenergie wichtig, die von einem geladenen Teilchen in einer Kammer der Dicke x deponiert wird. Es ergibt sich eine Verteilung der Gesamtenergien, die zuerst von Landau [24] berechnet und später mehrfach korrigiert wurde [25],[26],[27]. Es ist inzwischen zur Gewohnheit geworden, von einer 'Landau-Verteilung' zu sprechen, wenn die Verteilung

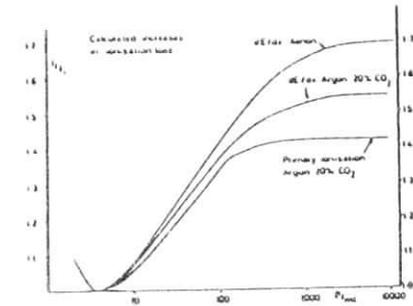


Bild 4: Berechneter Verlauf des mittleren Energieverlustes und der mittleren Anzahl der Primärionisationen für Argon und Xenon [21].

Gas	Z	A	ρ g/cm ³	I_0 eV	dE/dx KeV/cm	$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ MeV cm ² /g	A ₁	A ₂	dn/dx i.p./cm
He	2	4	$1.66 \cdot 10^{-4}$	24.6	0.32	1.94	0.23	11.6	5.9
N ₂	14	28	$1.17 \cdot 10^{-3}$	15.5	1.96	1.68	1.80	11.4	(10)
O ₂	16	32	$1.33 \cdot 10^{-3}$	12.2	2.26	1.69	1.92	11.3	22
Ne	10	20.2	$8.39 \cdot 10^{-5}$	21.6	1.41	1.68	0.78	10.9	12
Ar	18	39.9	$1.66 \cdot 10^{-3}$	15.8	2.44	1.47	1.69	11.5	29
Kr	36	83.8	$3.49 \cdot 10^{-3}$	14.0	4.60	1.32	-	-	(22)
Xe	54	131.3	$5.49 \cdot 10^{-3}$	12.1	6.76	1.23	3.29	11.3	44
CH ₄	10	16	$6.70 \cdot 10^{-4}$	13.1	1.48	2.21	-	-	16
CO ₂	22	44	$1.86 \cdot 10^{-3}$	13.7	3.01	1.62	-	-	(34)

Tabelle 2: Eigenschaften einiger Gase bei NTP. Die Angaben für Energieverlust und Anzahl der Primärionisationen beziehen sich auf das Minimum [12][23].

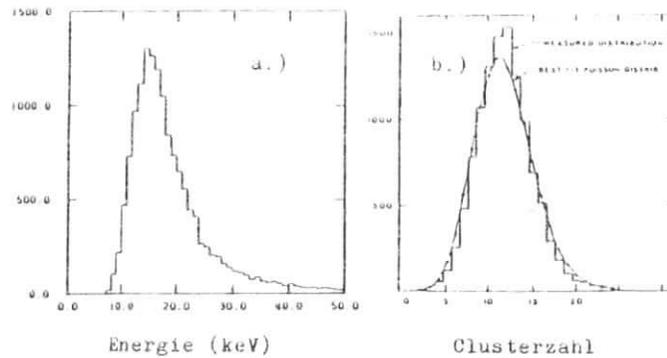


Bild 5: a.) Gemessene Verteilung der Energiedeposition von 3 GeV-Elektronen in einer Proportionalkammer. Die 26 mm dicke Kammer enthält Xenon-Krypton-Methan (47.5-47.5-5.0) [49].
 b.) Verteilung der Primärlonisationsanzahl in 10 mm Argon für geladene Teilchen im Minimum des Ionisationsverlustes [22].

der Energiedepositionen in einer Kammer gemeint ist. Damit ist dann nicht die strenge Form der von Landau gefundenen Verteilung gemeint; beim Vergleich mit experimentellen Ergebnissen ergeben sich zu schmale Halbwertsbreiten. Leider läßt sich die im Bild der virtuellen Photonen gewonnene 'Landau-Verteilung', die mit den Experimenten übereinstimmt, nicht analytisch angeben. Die relative Halbwertsbreite der Verteilung nimmt mit zunehmender Kammerdicke ab.

In Abbildung 5a ist eine gemessene 'Landau-Verteilung' dargestellt. Gezeigt ist die Energiedeposition von Elektronen in einer 26 mm dicken Kammer. Störend bei der Teilchenidentifikation wirkt sich besonders der lange Schwanz der Verteilung bei hohen Energien aus, der durch δ -Elektronen hervorgerufen wird.

Mittlere Anzahl der Primärlonisationen

Integriert man $\phi(E, E')$, angefangen von einer kleinsten Ionisationsenergie, so erhält man die mittlere Anzahl der Primärlonisationen pro Wegstück:

$$\left\langle \frac{dn}{dx} \right\rangle = \int \phi(E, E') dE'$$

Es ergibt sich [23]

$$\left\langle \frac{dn}{dx} \right\rangle = \frac{A_1}{\beta^2} (A_2 + 2 \ln \beta \gamma - \beta^2 + \Delta), \quad (9)$$

wobei wieder ein Korrekturterm für $\beta \approx 1$ ergänzt wurde. Die Konstanten A_1 und A_2 sind ebenfalls in Tabelle 2 aufgeführt.

Die mittlere Zahl der Primärlonisationen wurde inzwischen von mehreren Autoren [28],[29] mit verschiedenen Methoden gemessen. Wird $\left\langle \frac{dn}{dx} \right\rangle$ in Abhängigkeit von $\beta \gamma$ aufgetragen, so verläuft die Kurve ähnlich wie die des Ionisationsverlustes.

Parallel zum mittleren Energieverlust kann auch hier nach der Verteilung der Anzahl von Primärlonisationen in einer Kammer der Dicke x gefragt werden. Da die einzelnen Primärlonisationen unabhängig voneinander sind, wird die Verteilung durch die Poisson-Statistik beschrieben:

$$f_P(n, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (10)$$

Eine solche Verteilung ist in Abbildung 5b dargestellt.

Relativistischer Anstieg und die Sättigung

Für einen ruhenden Beobachter ist das elektrische Feld eines relativistischen Teilchens in Flugrichtung abgeflacht und transversal zur Flugrichtung ausgedehnt. Dadurch vergrößert sich der Wirkungsquerschnitt für Stöße. Es kommt zum relativistischen Anstieg für $\gamma \approx 10 \dots 1000$. Die Ausdehnung des transversalen elektrischen Feldes wird jedoch im Medium durch Polarisierungseffekte begrenzt, was zur Sättigung bei sehr großen Teilchenimpulsen führt.

Vergleicht man den relativistischen Anstieg des mittleren Energieverlustes mit der Anzahl der Primärlonisationen, wie in Abbildung 4 dargestellt, so fällt auf,

daß der Energieverlust später in Sättigung geht und weiter ansteigt. Dies liegt am unterschiedlichen Sättigungsverhalten für große und kleine Energieüberträge [30]. Die Anzahl der Primärisationen wird durch Auslösen von Elektronen aus der äußeren Schale eines Atoms, also durch die häufigen kleinen Energieüberträge bestimmt. Kleine Energieüberträge gehen schon bei geringen Werten von $\beta\gamma$ in Sättigung, große Überträge, bei denen Elektronen aus den inneren Schalen gelöst werden, erst bei höheren. Beim mittleren Energieverlust erhalten die energiereichen Stöße ein hohes Gewicht, wodurch die Sättigung erst bei großen Teilchenimpulsen auftritt [21]. Für Stöße, bei denen die Energie $h\omega$ übertragen wird, setzt die Sättigung etwa bei $\beta\gamma \approx 2 \frac{m}{m_0}$ ein [31].

2.4 Der Photonennachweis

Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Photons in der Drahtkammer wird durch den Massenabsorptionskoeffizienten μ des Kammergases bestimmt. Durchquert ein Photonstrahl Materie der Dichte ρ , so reduziert sich seine Intensität von einem anfänglichen Wert I_0 auf

$$I = I_0 \exp(-\mu \rho x).$$

Dabei ist x die in der Materie zurückgelegte Strecke.

Anstelle des Massenabsorptionskoeffizienten wird häufig die mittlere freie Weglänge λ angegeben. Nach Durchqueren der mittleren freien Weglänge ist die Intensität des Photonenstrahls auf 37% des ursprünglichen Werts abgefallen; es gilt $\lambda = 1/\rho\mu$.

Für Übergangsstrahlungsphotonen - mit ihren Energien im Röntgenbereich - bestimmt der Photoeffekt die Absorption. Dabei wird ein atomares Elektron vom Photon aus seiner Schale gelöst. Ist E_j die Bindungsenergie eines Elektrons in der j -ten Schale, so ist Photoabsorption nur für Photonenenergien $E_\gamma \geq E_j$ möglich, und die Energie des ausgelösten Elektrons beträgt $E_\gamma - E_j$. In Abbildung 6 ist die mittlere freie Weglänge für einige Gase in Abhängigkeit von der Photonenenergie aufgetragen. λ hat lokale Minima, wenn Photonenenergie und Bindungsenergie des Elektrons übereinstimmen - an den sogenannten Absorptionskanten. Mit zunehmender Energie steigt die freie Weglänge mit $E_\gamma^{3,4}$ [11] an.

Nach der Absorption eines Photons und der Emission des Photoelektrons aus

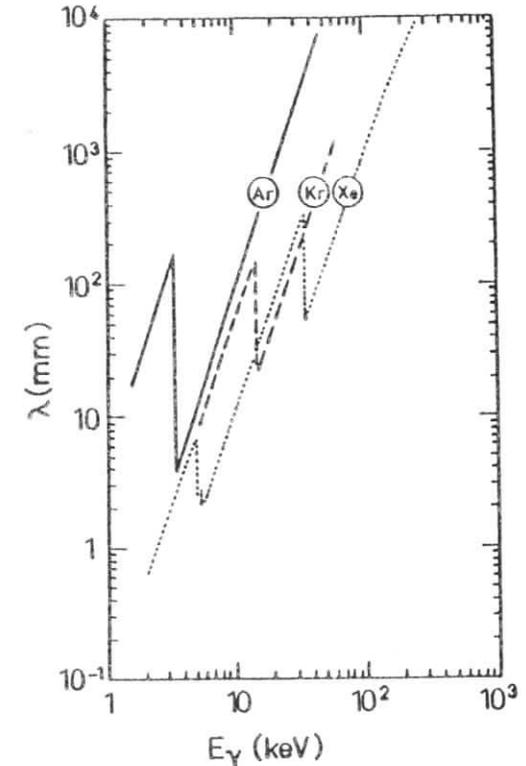


Bild 6: Mittlere freie Weglänge für einige Gase in Abhängigkeit von der Photonenenergie bei NTP [12].

der j -ten Schale bleibt ein angeregtes Atom zurück. Dieses Atom kann auf zwei Wegen in den Grundzustand übergehen:

1. Durch Fluoreszenz. Das in der j -ten Schale entstandene Loch wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale $E_i (< E_j)$ gefüllt. Beim Übergang sendet das Elektron ein Photon mit der Energie $E_j - E_i$ aus.
2. Durch den Auger-Effekt. Nach einer gekoppelten Umordnung der atomaren Elektronen wird eins der Elektronen emittiert.

Für einen effektiven Photonennachweis ist der Auger-Effekt günstiger. Auger-Elektronen können infolge ihrer geringen Reichweite den Nachweisbereich einer Kammer nicht verlassen. In diesem Fall wird die gesamte Photonenergie in der Kammer deponiert und nachgewiesen. Geht das angeregte Atom durch Fluoreszenz in den Grundzustand über, kann das emittierte Photon den Nachweisbereich der Kammer verlassen. Dieser 'Escape-Effekt' wird dadurch begünstigt, daß die Energie des emittierten Photons knapp unterhalb der jeweiligen Absorptionskante liegt, wo die mittlere freie Weglänge groß ist. Die Energie des Escape-Photons $E_j - E_i$ wird dann nicht nachgewiesen, und die in der Kammer deponierte Energie reduziert sich auf $E_j - (E_j - E_i)$.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Atom durch Fluoreszenz in seinen Grundzustand übergeht, steigt mit der Kernladungszahl. In Tabelle 3 sind diese Wahrscheinlichkeiten für die K-Schale angegeben. Ein Loch in der K-Schale wird dabei größtenteils durch ein Elektron aus der L-Schale gefüllt [32]. Für die L-Schale ist die Fluoreszenzausbeute gering.

2.5 Die Drahtkammer

Photonen und geladene Teilchen erzeugen in einer Nachweiskammer Primärelektronen und Ionen. Die Ionen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes in Richtung Kathode. Ihre Driftgeschwindigkeit ist proportional zur Feldstärke. Da die Primärionen keinen Beitrag zum Signal liefern, werden sie im folgenden nicht weiter betrachtet.

Primärelektronen mit Energien bis zu einigen keV werden rasch durch inelastische Stöße auf thermische Energien abgebremst. Die praktische Reichweite R

Gas	E_K (keV)	E_L (keV)	$E_K - E_L$ (keV)	W_{Fl} (%)
Ar	3.2	0.3	2.9	12
Kr	14.3	1.9	12.4	66
Xe	34.6	5.5	29.1	89

Tabelle 3: Eigenschaften einiger Gase bezüglich des Escape-Effekts. Aufgeführt sind: die Bindungsenergien der K- und L-Schalen, die Energie eines Escape-Photons und die Fluoreszenzausbeute [32].

eines Primärelektrons der Energie E beträgt näherungsweise [33]:

$$R \approx \frac{5 \cdot 10^{-6}}{\rho} E^{1.3} \quad [\text{cm}]$$

Dabei ist die Dichte ρ in g/cm^3 und E in keV einzusetzen. In Xenon beispielsweise beträgt die Reichweite eines 5 keV-Elektrons etwa $140 \mu\text{m}$ bei Normaldruck. Beim Abbremsen ionisieren die Primärelektronen weitere Atome; es entstehen zusätzliche Sekundärelektronen.

Drift der Elektronen

Nachdem die Elektronen auf thermische Energien abgebremst sind, beginnt ihre Driftbewegung. Sie werden vom elektrischen Feld beschleunigt, stoßen mit Atomen oder Molekülen zusammen und geben dabei ihre aus dem Feld gewonnene Energie wieder ab. Im Mittel bewegen sich die Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit w_d auf die Anode zu.

Die Driftgeschwindigkeit hängt von der elektrischen Feldstärke, der Gaszusammensetzung und, in geringem Maße, von Temperatur und Druck ab.

In Abbildung 7 ist die Driftgeschwindigkeit für verschiedene Gase in Abhängigkeit von der Feldstärke aufgetragen. Sie wächst am Anfang, wie bei den Ionen, mit

der Feldstärke an, bleibt jedoch nach einem Maximum konstant. Der Grund dafür ist, daß bei üblichen Feldstärken von einigen hundert V/cm die Elektronen wegen ihrer geringen Masse zwischen zwei Stößen auf beträchtliche Energien beschleunigt werden. Mit ihrer Energie ändert sich der Wirkungsquerschnitt für Stöße mit Gasatomen und dadurch auch die Driftgeschwindigkeit [34]. Weiterhin ist aus Abbildung 7 die empfindliche Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Gaszusammensetzung erkennbar. Insbesondere Quench-Gase, die weiter unten beschrieben werden, beeinflussen die Driftgeschwindigkeit stark. Ihr Wirkungsquerschnitt für Stöße ist verhältnismäßig groß.

Beim Abbremsen schneller Primärelektronen auf thermische Energien bilden sich Elektronenwolken, die während des Driftens auseinanderdiffundieren. Wird die Elektronenkonzentration in der Wolke durch eine Gaußverteilung beschrieben, so ergibt sich für ein ideales Gas und bei thermischer Verteilung der Elektronen als Standardabweichung σ_x der räumlichen Diffusion.

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2KTx}{eE}} \quad (11)$$

E und T sind dabei Feldstärke und Temperatur in der Kammer, x ist die zurückgelegte Driftstrecke. Da die Elektronen zwischen zwei Stößen vom elektrischen Feld auf große Energien beschleunigt werden, weicht ihre Energieverteilung stark von der thermischen Verteilung ab. Deshalb ist Beziehung 11 als eine untere Grenze aufzufassen. Als ein Beispiel ist in Abbildung 8 die Standardabweichung nach 1 cm Drift für verschiedene Xenon-Methan-Gemische aufgetragen.

Driftende Elektronen können sich mit elektronegativen Molekülen des Kammergases verbinden [30]. Dabei handelt es sich im wesentlichen um Sauerstoffmoleküle, die als Verunreinigung im Gas enthalten sind. Um die Elektronenanlagerung zu verhindern, muß die Konzentration elektronegativer Moleküle in der Kammer gering gehalten werden.

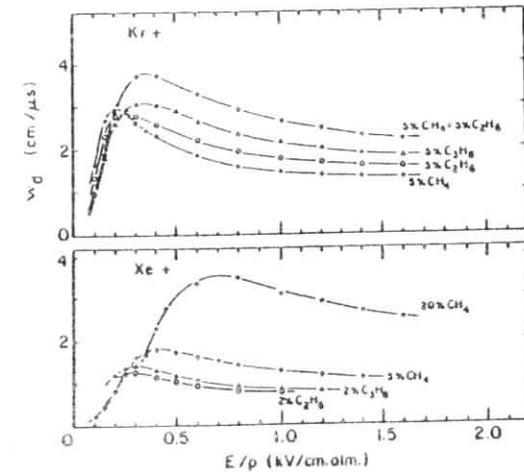


Bild 7: Driftgeschwindigkeit von Elektronen für verschiedene Gase in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke [34].

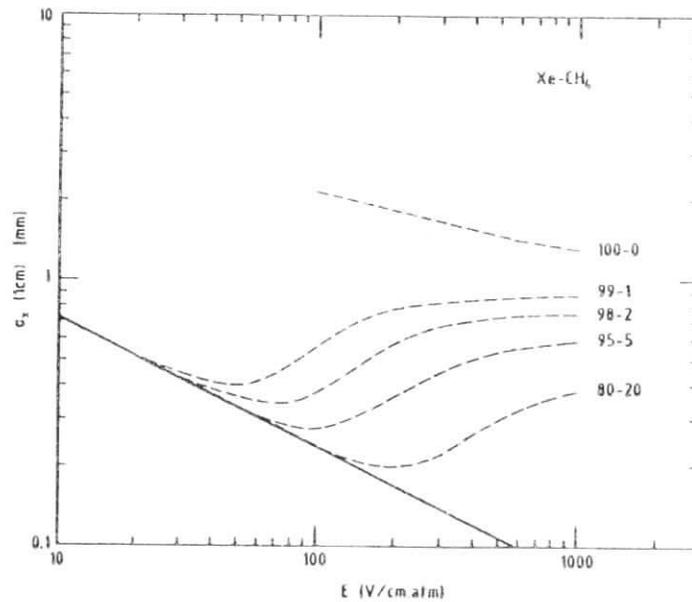


Bild 8: Berechnete Standardabweichung σ_z nach 1 cm Drift in Xenon-Methan [34]. Die durchgezogene Linie stellt die thermische Grenze dar.

Der Lawineneffekt

In der Nähe der Signaldrähte steigt die elektrische Feldstärke stark an:

$$E(r) \approx \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r} \quad (12)$$

V_0 : Angelegte Hochspannung
 b : Kleinster Abstand des Signaldrahts zur Kathode
 a : Radius des Signaldrahts

Dadurch können Elektronen, die sich nahe am Signaldraht befinden, zwischen zwei Stößen genügend Energie aufnehmen, um zusätzliche Ionisationen auszulösen. Die entstehenden Elektronen ionisieren auf ihrem Weg zum Signaldraht weitere Atome. Schließlich erreicht eine um den Faktor M gegenüber der ursprünglichen Elektronenwolke verstärkte Elektronenlawine den Signaldraht. Die verbleibenden Ionenrümpfe driften zur Kathode.

Um schon bei geringen Hochspannungen große Feldstärken zu erreichen, sind Signaldrähte sehr dünn. Typische Durchmesser betragen etwa $20 \mu\text{m}$ und übliche Gasverstärkungen liegen bei $10^3 \dots 10^5$.

Drahtkammern enthalten hauptsächlich Edelgase. Edelgasatome können nur durch Anregung der Elektronenhülle oder durch Ionisation Energie von driftenden Elektronen aufnehmen. Die Energien der elektronischen Anregungszustände liegen sehr hoch. Sendet deshalb ein Edelgasatom beim Übergang vom angeregten in den Grundzustand ein Photon aus, so ist die Photonenenergie groß genug, Elektronen aus Metall zu lösen. Während der Lawinenbildung entstehen sehr viele angeregte Edelgasatome. Um zu vermeiden, daß durch Photoeffekt neue Elektronen aus dem Signaldraht gelöst werden, und sich dadurch die Lawine über den Draht ausbreitet, gibt man dem Edelgas einen Anteil molekularen Gases zu - das sogenannte Quench-Gas. Übliche Quench-Gase sind Kohlendioxid oder Gase, die aus organischen Molekülen bestehen.

Während die Ionen vom Signaldraht wegdriften, bilden sie eine Raumladung um den Draht und schirmen das elektrische Feld ab. Für Elektronenwolken, die in dieser Zeit an der Anode ankommen, setzt dadurch der Lawineneffekt später ein, und ihre Gasverstärkung wird verringert.

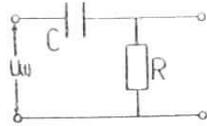


Bild 9: Ersatzschaltbild der Kammer mit differenzierender Wirkung des Vorverstärkers.

2.6 Der zeitliche Verlauf des Kammersignals

Das Signal setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: dem der Elektronen und dem der Ionen. Der größte Teil der Ladungspaare entsteht am Ende der Lawine, etwa eine mittlere freie Elektronenweglänge λ vom Signaldraht entfernt.

Durch die Bewegung der Ladungsträger im elektrischen Feld wird auf der Anode und Kathode eine Ladung influenziert. Diese fließt von der Anode über einen Widerstand ab und ist als Spannungsimpuls meßbar. Die Signalhöhe hängt von der Spannungsdifferenz ab, die eine Ladung in der Kammer durchläuft. Da die meisten Elektronen sich nur ein kurzes Stück in der Kammer bewegen (einige μm), durchlaufen sie auch nur eine geringe Spannungsdifferenz, und ihr Signal ist im Vergleich zum Ionensignal klein [35].

Dafür erreichen die Elektronen den Signaldraht sehr rasch. Mit typischen Werten ($w_e = 3\text{cm}/\mu\text{s}$, $\lambda = 4\mu\text{m}$) liegt die Signaldauer unter einer Nanosekunde. Ionen driften um Größenordnungen langsamer als Elektronen; ihr influenziertes Signal ist dementsprechend lang (einige μs).

Mit dem Anschluß eines Vorverstärkers an den Signaldraht ergibt sich das in Abbildung 9 dargestellte Ersatzschaltbild [36]. Die Kapazität C setzt sich dabei aus der Kammerkapazität und der Eingangskapazität des Vorverstärkers zusammen. R gibt den Eingangswiderstand des Vorverstärkers an. Das ursprüngliche Kammersignal $U(t)$ wird durch das RC-Glied mit einer Zeitkonstanten $\tau = RC$ differenziert. Wird die Zeitkonstante klein gewählt, kann man sich darauf beschränken, den von den Elektronen stammenden schnellen Impuls zu messen.

Ladungsintegration und Cluster-Zählen

Zunächst sei der Fall betrachtet, in dem die Drahtkammer mit einem Vorverstärker ausgelesen wird, dessen Zeitkonstante größer ist als die Sammelzeit der entstandenen Primär- und Sekundärelektronen. Alle in der Kammer deponierten Elektronen tragen dann zum Signal bei. Die Signalhöhe ist proportional zur gesamten Ladung, die in der Kammer deponiert wurde. Bei diesem Verfahren, der sogenannten Ladungsintegration, wird die Gesamtladung als Information für die weitere Auswertung genutzt.

In einem Übergangsstrahlungsdetektor mißt man neben der Energie der Photonen den Ionisationsverlust der Teilchen. Der große Nachteil der Ladungsintegration liegt in den starken statistischen Fluktuationen des Energieverlustes (s. Kapitel 2.3). Insbesondere der lange Schwanz der Landau-Verteilung wirkt sich negativ auf die Teilchentrennung aus. Es wurde deshalb versucht, das Signal der Übergangsstrahlungsphotonen vom Ionisationsuntergrund zu trennen. Eine Möglichkeit dazu bietet die Clusteranalyse.

Bei der Clusteranalyse wird die Kammer mit einem differenzierenden Vorverstärker ausgelesen, dessen Zeitkonstante τ nur wenige Nanosekunden beträgt. Dadurch kann man das Signal zeitlich auflösen, und die einzelnen eindriftenden Elektronenwolken werden erkennbar. Enthält eine Wolke viele Elektronen, so steigt das Signal kurzzeitig stark an. Überschreitet es dabei eine definierte Schwelle, spricht man von einem Cluster (engl. Haufen). Beim Cluster-Zählen dient die Anzahl der Cluster, die ein Teilchen verursacht, als Kriterium zur Teilchenidentifikation. Dadurch, daß nur Cluster berücksichtigt werden, ist das Verfahren teilweise unabhängig vom Ionisationsuntergrund. Nur hochenergetische Photonen und δ -Elektronen gehen in die Auswertung ein.

Ein weiterer Vorteil des Cluster-Zählens liegt darin, daß die Anzahl der Cluster einer Poisson-Verteilung folgt. Da diese Verteilung bei großen Clusterzahlen schmal wird, erwartet man eine gute Teilchenseparation.

3 Die experimentelle Anordnung

3.1 Der Aufbau

Die Messungen im DESY-Teststrahl wurden mit Elektronen im Energiebereich zwischen 0,6 GeV und 6,6 GeV durchgeführt. In Abbildung 10 ist der Aufbau skizziert. Eine Koinzidenz aus vier Szintillationszählern definierte den Elektronenstrahl, dessen Querschnittsfläche etwa 1 cm^2 betrug. Mit einem Bleiglaszähler, in dem die Elektronen vollständig abgebremst wurden, konnte die Teilchenenergie überprüft werden. Die Signale des Bleiglaszählers gingen über einen Einkanal-Diskriminator in die Koinzidenz. Der Bleiglaszähler stand ca. 4 m hinter dem Übergangsstrahlungsdetektor, die Szintillatoren befanden sich 3 m vor und 1,5 m hinter dem Detektor.

Die Strahlintensität änderte sich mit der eingestellten Elektronenenergie ab. Bei 0,6 GeV lag die Zählrate um 0,1 Hz. Bei mittleren Energien von 2 bis 4 GeV stieg die Zählrate auf etwa 5 Hz, für hohe Energien sank sie wieder auf etwa 0,5 Hz bei 6,6 GeV.

Radiatoren, Drahtkammer und Vorverstärker waren in einem Aluminiumkasten ($36 \times 36 \times 36 \text{ cm}^3$) montiert, der bei Betrieb rundum geschlossen war. An der Ein- und Austrittsstelle des Elektronenstrahls ersetzte Aluminiumfolie das 1 mm starke Aluminiumblech. Mit dieser Abschirmung konnten Störungen, hervorgerufen durch äußere, elektromagnetische Felder, unterdrückt werden.

Die Kammer signale wurden mit einem Transientenrecorder (Tektronix 7612D) in 5 ns Abständen und mit einer Auflösung von 8 bit digitalisiert. Pro Ereignis wurden 2560 ns (entsprechend 512 Kanäle) aufgezeichnet. Nachdem die Daten zunächst mit einer LSI 11 auf Disketten zwischengespeichert wurden, sind sie später in den DESY-Computer (IBM 3081) überspielt und ausgewertet worden.

3.2 Die Radiatoren

Während der Messungen wurden Radiatoren aus Polypropylenfasern und Polyäthylenfolien getestet. Die untersuchten Radiatoren sind in Tabelle 4 aufgeführt.

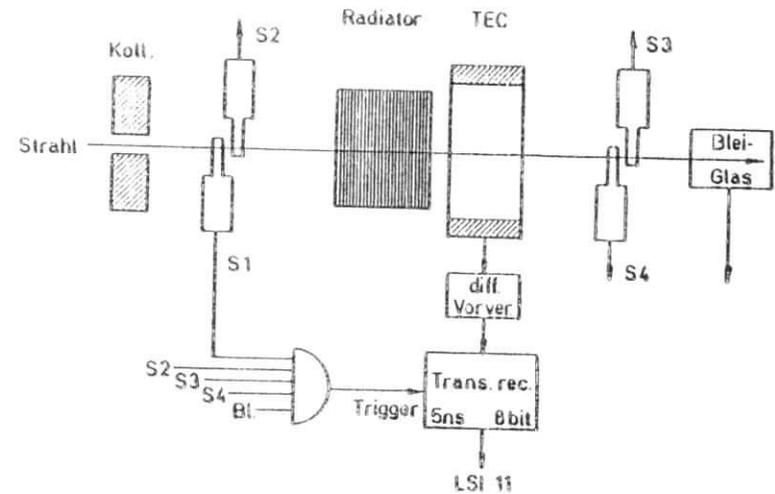


Bild 10: Experimenteller Aufbau im DESY-Teststrahl.

Typ	Lagendicke (μm)	Radiatorlänge (mm)	Radiator-dichte (g/cm^3)	Anzahl Lagen	Zwischenraum (μm)
Fasern	20	75	0.14	474	134
	30	75	0.14	316	200
	48	75	0.16	226	273
Folien	25	76	0.10	339	200
	50	76	0.18	306	200

Tabelle 4: Parameter der Radiatoren, die bei den Messungen getestet wurden. Für die Fasern ist die mittlere Anzahl der durchquerten Lagen und der mittlere Zwischenraum angegeben.

Die Fasern wurden in mehreren Schritten behandelt. Zunächst wurden sie mit einer Drahtbürste gekämmt, um Verklumpungen aufzulösen und sie gleichmäßig zu verteilen. Nach dem Kämmen wurden die Fasern in Isopropanol und destilliertem Wasser gewaschen. Durch diese Wäsche konnte die Oberflächenbeschichtung, die bei der Faserproduktion aufgebracht wird, entfernt werden. Testmessungen mit verschiedenen Röntgenquellen (Kupfer 8.0 keV, Rubidium 13.4 keV, Molybdän 17.4 keV, Silber 22.1 keV) ergaben, daß sich dadurch der Absorptionskoeffizient der Fasern um durchschnittlich 8% verringern ließ. Schließlich wurden die Fasern in Pappröhrchen gepreßt und die Röhrchen mit Polyäthylenfolie abgeschlossen.

Die gewählte Stopfdichte der Fasern im Radiator stellte einen Kompromiß aus zwei Anforderungen dar. Einerseits soll die Zahl der Übergänge groß sein, andererseits darf die Formationslänge in Luft nicht unterschritten werden.

Die Polyäthylenfolien wurden oben und unten fest in einem Metallrahmen eingeklemmt. Eingelegte Aluminiumstreifen definierten den Abstand der Folien. Eine starke Rahmenspannung verhinderte, daß die Folien durch elektrostatische Anziehung aneinander kleben.

3.3 Die Nachweiskammer und das Kammergas

Die eingesetzte Time-Expansion-Chamber

Zum Nachweis der Übergangsstrahlung wurde eine sogenannte Time Expansion Chamber (TEC) verwendet. Die Idee zu dieser Art Kammerkonstruktion stammt von Ludlam et al.[1], die 1980 erstmals eine TEC für die Clusteranalyse einsetzten. Mit der neuartigen Kammer konnten die Signale zeitlich gut aufgelöst werden.

In Abbildung 11 ist die verwendete TEC gezeigt. Die Kammer ist aus einem hochmolekularen Niederdruck-Polyäthylen (Zapp: Supralen RCH 1000) gefertigt. Sie besteht aus einem 32 mm langen Driftraum, an den sich ein 16 mm dicker Gasverstärkungsbereich anschließt. Im Driftraum, der durch Potentialdrähte vom Gasverstärkungsbereich getrennt ist, herrscht ein homogenes Feld. Während der Messungen betrug die Feldstärke 280 V/cm. Der Gasverstärkungsbereich ist durch weitere Potentialdrähte in Zellen von 16 mm

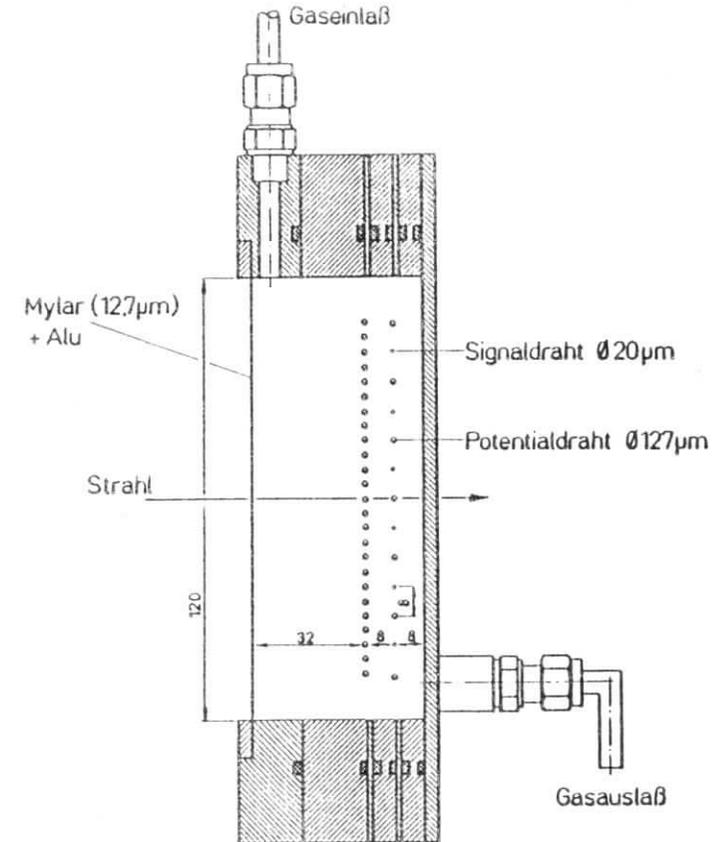


Bild 11: Die eingesetzte Drahtkammer.

Kantenlänge geteilt. Dadurch ist gewährleistet, daß Elektronen aus dem Gasverstärkungsbereich gleichmäßig¹ zu den Signaldrähten driften. Die mit Aluminium beschichtete Mylar-Folie lag bei den Messungen auf +2360 V, die Potentialdrähte lagen auf +1460 V, die Signaldrähte auf Massenpotential. Die mittleren drei Signaldrähte wurden zusammen ausgelesen.

Das Besondere der TEC ist die lineare Projektion der räumlichen Verteilung von Elektronen in einen zeitlichen Signalverlauf. Durchquert ein geladenes Teilchen die Kammer, so hinterläßt es Primär- und Sekundärelektronen entlang seiner Bahn. Wegen des homogenen Feldes im Driftbereich wandern diese hintereinander aufgereiht und mit konstanter Geschwindigkeit in den Gasverstärkungsbereich. Aus dem zeitlichen Verlauf des Signals läßt sich dann rekonstruieren, in welcher Tiefe des Driftbereichs die Elektronen entstanden sind.

Die Kammer signale wurden mit einem differenzierenden Vorverstärker ausgelesen, der im Anhang beschrieben wird. Mit einem Rechteckgenerator konnte die Anstiegszeit des Vorverstärkers bestimmt werden. Sie betrug 2 ns. Kammer und Vorverstärker erlaubten also eine hohe zeitliche Auflösung, wie sie für die Clusteranalyse notwendig ist.

Das verwendete Kammergas

Als Kammergas wurde eine Mischung aus Xenon, Krypton und Methan (47.5%-47.5%-5.0%) verwendet. Xenon hat wegen seiner hohen Kernladungszahl und Dichte einen großen Absorptionskoeffizienten. Da ein reines Xenon-Methan-Gemisch empfindlich gegen Verunreinigungen ist [47], wurde dem Gemisch Krypton zugesetzt. Gegenüber anderen Edelgasen hat Krypton den Vorteil, hochenergetische Übergangsstrahlungsphotonen gut zu absorbieren. Für Energien, die über der K-Kante des Kryptons (14.3 keV) liegen, übertrifft es selbst das Absorptionsvermögen Xenons. Das Verhältnis ändert sich erst wieder bei 34.6 keV, an der K-Kante des Xenons. Der Energiebereich zwischen den beiden K-Kanten ist besonders interessant, da er den Großteil des Übergangsstrahlungsspektrums umfaßt.

Das gute Absorptionsvermögen von Krypton verschlechtert sich durch den

¹Liegen Signaldrähte direkt nebeneinander, so verschwindet die elektrische Feldstärke in der Mitte zwischen zwei Drähten. Dort entstehende Elektronen driften anfangs sehr langsam zu einem der Drähte und werden spät nachgewiesen

Escape-Effekt. Die Wahrscheinlichkeit für solch einen Effekt ist jedoch gering - errechnet wurden etwa 22% -, da Xenon die Escape-Photonen gut reabsorbiert.

Das Gas wurde durch eine Gasreinigungspatrone (Messer Griesheim: Oxisorb) von Sauerstoff gereinigt. Laut Hersteller ist der Restgehalt an Sauerstoff im gereinigten Gas kleiner als 10^{-6} Volumenprozent. Nach Durchströmen der Kammer perlte das Gas durch Turbopumpenöl mit niedrigem Dampfdruck. Zahlreiche Messungen der Fließgeschwindigkeit gewährleisteten einen konstanten Gasdurchfluß von 0.2 l/h.

Mit einem kurzzeitig angeschlossenen integrierenden Vorverstärker (Anstiegszeit: 0.5 μ s) und zwei Röntgenquellen (Cu 8.0 keV, Ag 22.1 keV) konnten die Gasverstärkung (1600), die Energieauflösung (35% fwhm) und die Linearität der Kammer geprüft werden; die Gasverstärkung, die sich mit Silber ergab lag 5% unter der Gasverstärkung für Kupfer.

3.4 Die Eigenschaften der Kammer

Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus folgt nun eine Diskussion über die Eigenschaften und Güte der TEC.

Um zu sehen, wie die Clusterform von der Energie des verursachenden δ -Elektrons oder Photons abhängt, wurden Ereignisse mit verschiedenen Röntgenquellen aufgezeichnet. Es handelte sich dabei um die K_{α} -Linien von Kupfer (8.0 keV), Rubidium (13.4 keV), Silber (22.1 keV) und Barium (32.1 keV). Während der Messungen stand die Röntgenquelle direkt vor dem Drifttraum. Vom Transientenrekorder, der bei diesen Messungen auf interne Triggerung eingestellt war, wurden pro Ereignis 1280 ns aufgezeichnet.

Es stellte sich heraus, daß zumindest für Photonenenergien kleiner 15 keV die Clusterhöhe linear mit der Energie anwächst. Daher kann jeder Schwelle, die zur Definition von Clustern nötig ist, eine Energie zugeordnet werden.

Abbildung 12a bis 12c zeigen ausgewählte Ereignisse. 12a stellt ein dE/dx -Ereignis dar, dh. bei der Messung befand sich kein Radiator vor der Kammer. Die kleinen Ausschläge am Anfang des Signals stammen von δ -Elektronen. Zum Vergleich ist in Abbildung 12b das Signal eines Röntgen-Photons gezeigt. Das Signal ist - mit einer Anstiegszeit von 30 ns - sehr schmal, da es von

nur einer konzentrierten Elektronenwolke hervorgerufen wurde. Leider lassen sich δ -Elektronen und Photonen nicht am Signalverlauf unterscheiden, denn auch e -Elektronen verursachen nur eine konzentrierte Elektronenwolke. Beim Radiator-Ereignis (12c) erkennt man mehrere Cluster, die von von Übergangsstrahlungsphotonen oder δ -Elektronen stammen.

Elektronenanlagerung

Driftgeschwindigkeit und das Maß der Elektronenanlagerung lassen sich aus dem summierten Signalverlauf abschätzen (Abbildung 13). Die Einträge in einem bestimmten zeitlichen Kanal wurden dabei über alle Ereignisse einer Messung summiert. Diese Überlagerung aller Signale wurde durch die Ereigniszahl dividiert. Die Spitze am Anfang des summierten Signalverlaufs stammt aus dem Gasverstärkungsbereich. Zu jedem Zeitpunkt treffen Elektronen von zwei Orten der Teilchenspur am Signaldraht ein, wodurch das Signal am Beginn erhöht ist. Für die dE/dx -Messung geht der summierte Signalverlauf nach der Spitze in ein Plateau über. Dieser Signalteil stammt aus dem Driftbereich der TEC. Bei der Radiator-Messung ist deutlich die Übergangsstrahlung im späten Signalteil, also dem vorderen Driftbereich, sichtbar.

Aus der Länge des Plateaus kann die Zeit errechnet werden, die Elektronen benötigen, um den Driftbereich zu durchwandern. Daraus ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit von etwa $2.0 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Der Wert stimmt mit Literaturangaben überein (s. Abb.7).

Das Plateau des summierten dE/dx -Signals fällt nur leicht mit der Signaldauer ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß Elektronen, die im vorderen Driftbereich entstehen, beim Driften durch Anlagerung an elektronegative Moleküle verloren gehen ist also gering. Sie beträgt etwa 2% pro cm Driftstrecke, wie sich aus dem Abfall des Plateaus abschätzen läßt.

Diffusionseffekte

Laut B. Dolgoshein² sind Diffusion und Raumladungseffekte die wichtigsten Probleme bei der Clusteranalyse [15]. Deshalb ist eine genaue Betrachtung

²Prof. B. Dolgoshein gehört zu den Erfindern des Cluster-Zählens.

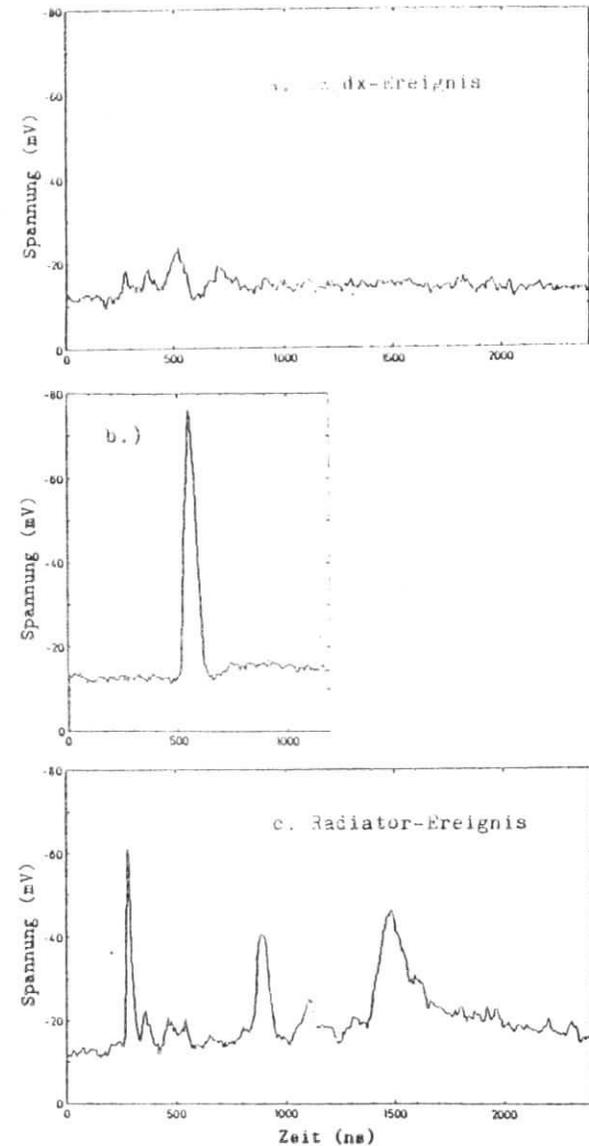


Bild 12: Ausgewählte Signale von a.) einem dE/dx -Ereignis, b.) einem Photon (22.1 keV) und c.) einem Radiator-Ereignis.

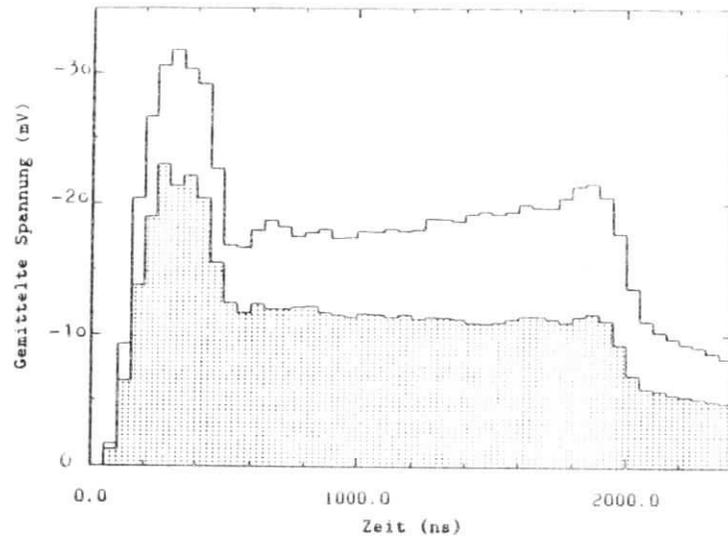


Bild 13: Summierter Signalverlauf. Gezeigt ist die über alle Ereignisse gemittelte Spannung. Die Grundlinie wurde subtrahiert. (3 GeV- dE/dz -Messung (gepunktet), 20 μ m-Faserrahormessung bei 6.6 GeV.)

erforderlich, um das Maß dieser Phänomene in der beschriebenen Anordnung abzuschätzen.

Während des Driftens diffundieren die Elektronenwolken auseinander; in Xenon-Methan (95%-5%) beispielsweise um 0.5 mm nach 1 cm Drift bei einer Feldstärke von 280 V/cm (s. Abb.8). Davon sind besonders die Elektronenwolken betroffen, die im vorderen Driftbereich entstehen und wahrscheinlich von Übergangstrahlungsphotonen stammen. Diffusion bewirkt, daß Cluster abflachen.

Dieser Effekt ist in Abbildung 14 gezeigt. In der Darstellung ist für eine dE/dz -Messung eingetragen, zu welcher Zeit das Signal über die Schwelle stieg. Jedesmal wenn das Signal die Schwelle überschritt, wurde in dem betreffenden zeitlichen Kanal eins addiert. Ohne Diffusion wird für den Anteil aus dem Driftbereich ein konstantes Plateau erwartet; die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen von Elektronenwolken durch δ -Elektronen ist im ganzen Bereich gleich. Abbildung 14 zeigt jedoch eine abfallende Kurve. Somit werden Elektronenwolken aus dem vorderen Driftbereich weniger wahrscheinlich als Cluster nachgewiesen als Elektronenwolken aus dem hinteren Driftbereich. Wie mit dem summierten Signalverlauf gezeigt wurde, gehen beim Driften keine Elektronen verloren. Die Elektronenwolken diffundieren jedoch auseinander, so daß ihre Konzentration oft nicht ausreicht, das Signal über die Schwelle steigen zu lassen.

Um die Wirkung von Diffusionseffekten relativieren zu können, sind in Abbildung 14 zusätzlich Ergebnisse einer Radiator-Messung gezeigt. Diffusion verschlechtert sicherlich die Teilchentrennung, der Effekt wirkt sich aber nicht katastrophal aus: Die Kurve der Radiator-Messung ist im Signalteil aus dem vorderen Driftbereich trotz Diffusion deutlich erhöht.

Kammerspannung und Raumladungseffekte

Während die Driftspannung auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen einwirkt, bestimmt die Kammerspannung die Gasverstärkung. Unter Kammerspannung wird die Hochspannung im Gasverstärkungsbereich verstanden.

Die Kammerspannung wurde unter zwei Gesichtspunkten eingestellt. Einmal soll das Kammersignal deutlich über dem elektronischen Rauschen liegen. Mit einer hohen Gasverstärkung, und damit einem starken Kammersignal, verbes-

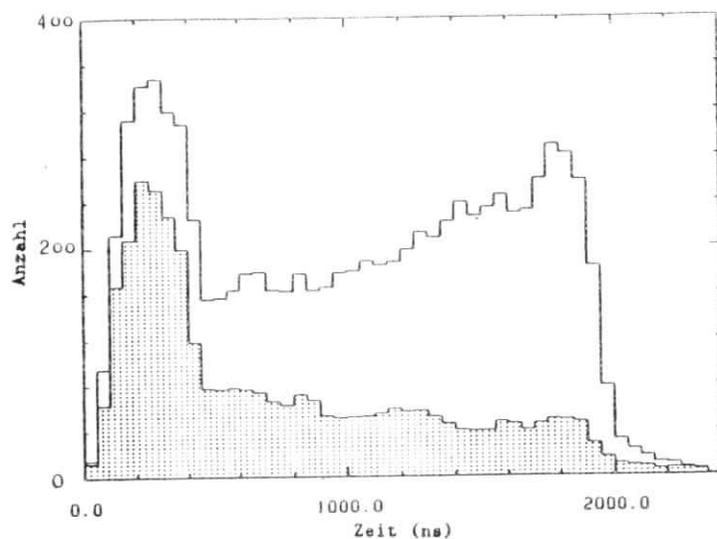


Bild 14: Dargestellt ist die Anzahl von Ereignissen, deren Signale zu einer bestimmten Zeit über die Schwelle (5 keV) gestiegen sind. Jede Messung bestand aus 1280 Ereignissen. (9 GeV-dE/dx-Messung (gepunktelt), 20 μ m-Faserradiatormessung bei 6.6 GeV.)

serte sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Bei dem in Abbildung 12b gezeigten Röntgenphoton beträgt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis etwa 500:1.

Als zweites spielen Raumladungseffekte eine wichtige Rolle. Bei der TEC driften alle Primär- und Sekundärelektronen zur gleichen Stelle am Signaldraht. Beim Nachweis eines Clusters entstehen während der Lawinenbildung Ionen, die den Signaldraht abschirmen. Trifft eine nachfolgende Elektronenwolke während dieser 'Totzeit' am Signaldraht ein, so wird sie nicht als Cluster gewertet.

Raumladungseffekte nehmen mit der Kammer-spannung zu, da die Zahl der Ionen, die in einer Lawine entstehen, steigt. Diese Zunahme der Raumladungseffekte mit der Kammer-spannung ist in Abbildung 15 dargestellt. Gezeigt ist die mittlere Anzahl der Cluster, die bei Radiatormessungen gezählt wurden, in Abhängigkeit von der Kammer-spannung. Bei der Auswertung aller vier Radiatorspektren wurde die Schwelle so gewählt, daß in den zugehörigen dE/dx-Messungen im Mittel 2.0 Cluster gezählt wurden. Wie erwartet sinkt die mittlere Clusterzahl mit ansteigender Kammer-spannung. Die 'Totzeit' der Kammer, hervorgerufen durch Raumladung, wächst.

Da die Auswertung im DESY-Computer erst einige Wochen nach den Messungen erfolgen konnte, mußte die Kammer-spannung ohne die hier dargestellten Ergebnisse gewählt werden. Während der Messungen betrug die Kammer-spannung 1460 V.

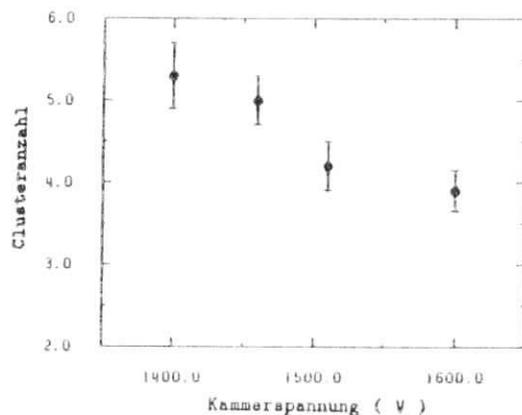


Bild 15: Mittlere Clusterzahl aus Radiatormessungen abhängig von der Kammerspannung bei konstanter Schwellenenergie (4 keV). Die Radiatormessungen erfolgten mit einem 10 cm langen 30 μm -Faserradiador bei 6.6 GeV, während die dE/dx -Spektren, die zur Eichung der Schwellen dienen, bei 6 GeV gemessen wurden.

4 Die Datenanalyse

Um die Pion-Elektron-Trennung quantitativ zu beschreiben, wird im folgenden die Pion-Verunreinigung in Abhängigkeit von der Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit angegeben. Pionen wurden durch 3 GeV- dE/dx -Messungen repräsentiert, während für Elektronen Radiatormessungen bei 6.6 GeV zur Berechnung der Teilchenseparation herangezogen wurden. Dieser Punkt wird später ausführlich diskutiert.

4.1 Die Auswerteverfahren

Die digitalisierten Kammersignale wurden mit verschiedenen Methoden ausgewertet:

- Beim Cluster-Zählen dient die Anzahl der Cluster pro Ereignis als Auswertekriterium. Als Cluster wird jede Spitze im Signal gewertet, die über eine definierte Schwelle steigt.
- Um eine Ladungsintegration zu simulieren, wurde jedes Ereignis über die Zeit integriert. Die so erhaltene Information über die deponierte Gesamtladung wurde zur Teilchentrennung genutzt.
- Bei der Cluster-Integration wurde das Signal integriert, solange es über einer Schwelle lag. Die Fläche aller Cluster ging als Information in die Auswertung ein.
- Bei der Cluster-Zeit wird die gesamte Zeit, die das Signal über eine Schwelle steigt, als Trenninformation ausgewertet.

Gegenüber der Cluster-Integration hat das Cluster-Zeit-Verfahren den Vorteil, daß es sich technisch einfacher realisieren läßt. Während man zur Cluster-Integration das Signal mit einem FADC digitalisieren und in einem Rechner integrieren müßte, käme man bei der Cluster-Zeit mit einem Komparator, einem Taktgenerator und einem Zähler aus (s. Abb.16).

In den Abbildungen 17 und 18 sind die Häufigkeitsverteilungen der bei den vier Auswerteverfahren verwendeten Trenngrößen dargestellt. Die Form der Häufigkeitsverteilung dient als Grundlage zur Berechnung der Teilchentrennung. Um

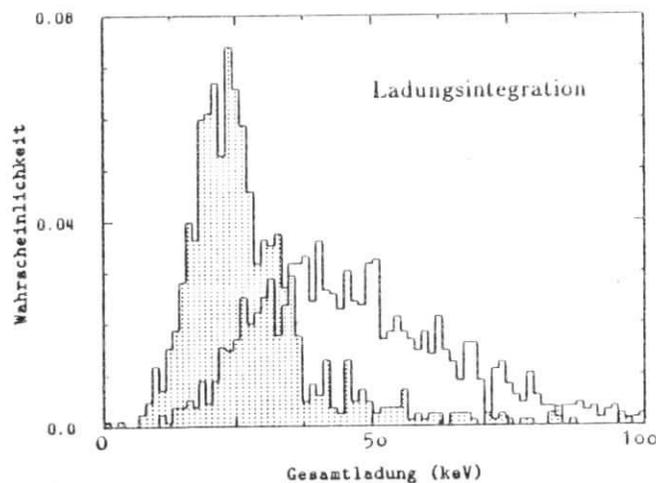
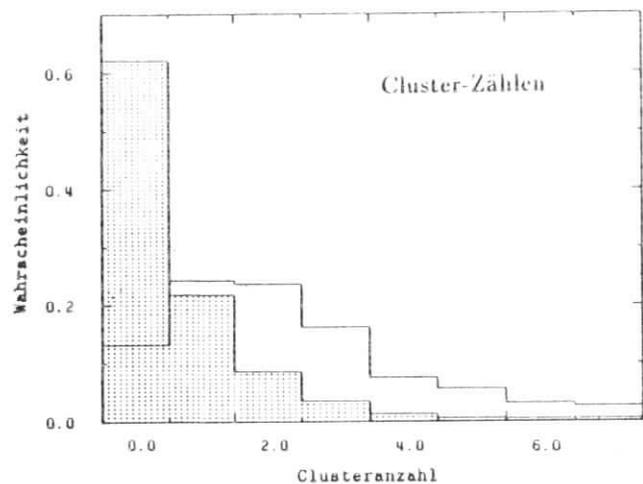


Bild 16: Häufigkeitsverteilung für das Cluster-Zähl-Verfahren und die Ladungsintegration. Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeit, mit der eine bestimmte Clusteranzahl oder Gesamtladung bei einem Ereignis auftritt. (8 GeV-dE/dx-Messung (gepunktet), 20 μm -Faserradiatormessung bei 6.6 GeV.)

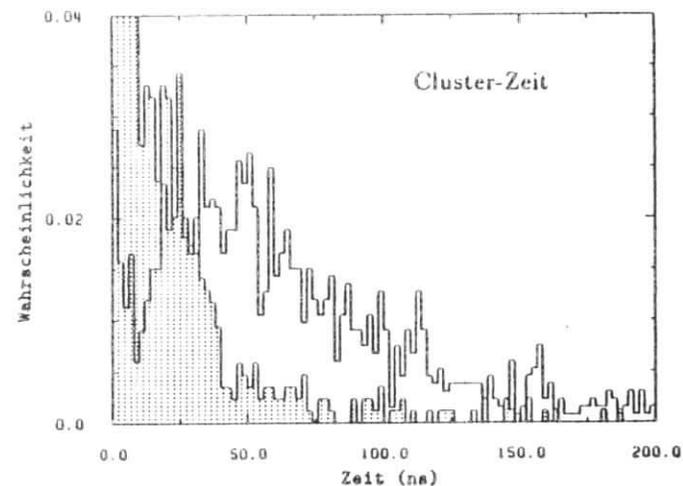
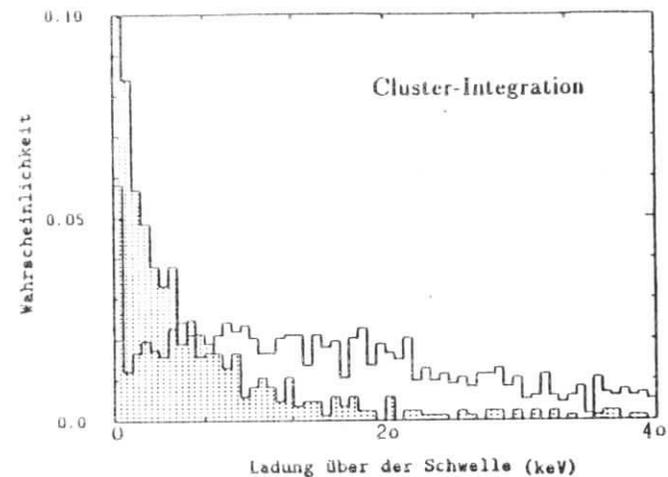


Bild 17: Häufigkeitsverteilung für die Cluster-Integration und das Cluster-Zeit-Verfahren. Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeit, mit der eine bestimmte Ladung über der Schwelle oder Clusterbreite bei einem Ereignis auftritt. (8 GeV-dE/dx-Messung (gepunktet), 20 μm -Faserradiatormessung bei 6.6 GeV.)

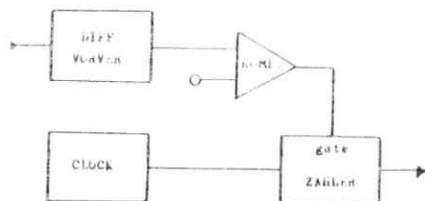


Bild 18: Ausleseelektronik, die für das Cluster-Zeit-Verfahren nötig wäre.

die Energie-Achse bei der Ladungsintegration zu eichen, wurde der Mittelwert des Histogramms aus der dE/dx -Messung mit dem erwarteten Energieverlust durch Ionisationen [50] gleichgesetzt. Mit einer berücksichtigten Kammerdicke³ von 29 mm liegt dieser Wert bei 21.5 keV. Die Skala wurde linear interpoliert. Diese Eichung wurde auch auf die Cluster-Integration übertragen.

Darüberhinaus wurden die beschriebenen Verfahren modifiziert. So wurde beispielsweise das Kammer-signal vor dem Cluster-Zählen im Computer differenziert. Die Differentiation wurde mit einer Dämpfungskonstanten $\tau = 70$ ns durchgeführt und läßt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$s(t) = \int_{t_0}^t \frac{dS(t')}{dt'} \cdot \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt'$$

Dabei sind $s(t)$ das differenzierte Signal, $S(t)$ das ursprüngliche Kammer-signal und t_0 der Signalbeginn. Kleinere Dämpfungskonstanten ergaben schlechtere Ergebnisse, größere Werte für τ lassen das Differenzieren, das eine bessere Trennung dicht beieinander liegender Cluster ermöglichen soll, sinnlos erscheinen.

Als weitere Modifikationen wurden das Cluster-Zähl-Verfahren und die Cluster-Integrations-Methode mit linear abfallender Schwelle durchgeführt. Der späte Teil des Signals stammt aus dem Driftkammerbereich, der nahe am Radiator steht. In diesem Bereich erwartet man viele Übergangsstrahlungsphotonen. Das lineare Absenken der Schwelle macht diesen Bereich empfindlicher, wodurch mehr Photonen nachgewiesen werden.

³Bei der Auswertung wurde nur der hintere Signalteil, der aus dem vorderen Driftbereich stammt, berücksichtigt (s. Kapitel 4.3)

Außer beim Cluster-Zählen mit differenziertem Signal ist es bei allen Verfahren notwendig, die Nulllinie eines Ereignisses zu kennen. Diese Nulllinie war erforderlich, um eine Schwelle festzulegen, und diente außerdem als Grundlinie für die Integration. Um die Nulllinie zu bestimmen, wurden vor jedem Ereignis 205 ns lang das Kammer-signal aufgezeichnet. Die Mittelung der Einträge in diesem Signalteil ergab die Grundlinie.

4.2 Die Berechnung der Teilchentrennung

Um die Pion-Verunreinigung in Abhängigkeit von der Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit zu berechnen, wurde aus vier 1-Kammer-Ereignissen jeweils ein 4-Kammer-Ereignis zusammengesetzt. Die Trenngrößen (Clusteranzahl, Gesamtladung, usw.) von vier 1-Kammer-Ereignissen wurden addiert und wie ein 4-Kammer-Ereignis behandelt.

Dieses Verfahren wäre nur dann streng gerechtfertigt, wenn in einem echten 4-Kammer-Aufbau die einzelnen Radiator-Kammer-Segmente voneinander unabhängig sind. Das ist aber im allgemeinen nicht der Fall. Ein Teil der im ersten Radiator entstehenden Übergangsstrahlung durchquert die erste Kammer und den zweiten Radiator und wird erst in der zweiten Kammer nachgewiesen. Durch diesen Mechanismus wären Ergebnisse mit einem echten 4-Kammer-Aufbau besser als die hier vorgestellten, da in den hinteren Kammern mehr Übergangsstrahlung nachgewiesen würde, als von einem Segment erwartet.

Die Berechnung der Pion-Verunreinigung bei einer Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abbildung 19 anhand der Cluster-Zeit-Methode gezeigt. Abbildung 19a zeigt die Häufigkeitsverteilung der Gesamtzeit aus vier Ereignissen. Wird bei einer bestimmten Zeit ein Schnitt gelegt, so stellt die Zahl der rechts vom Schnitt liegenden Elektronen die Nachweiswahrscheinlichkeit dar, während die Zahl der Pionen rechts des Schnitts die Verunreinigung ergibt. Dieses Verfahren wird im folgenden als arithmetic-mean-method bezeichnet.

Bei allen Auswertemethoden verbessern sich die Ergebnisse, wenn der jeweils größte von vier Einträgen unbeachtet bleibt. Nur die drei kleinsten der vier Trenngrößen werden summiert und gehen in die Berechnung der Teilchentrennung ein. Die Häufigkeitsverteilungen von Elektronen und Pionen rücken dadurch zwar enger zusammen, aber die rechte Flanke der Pion-Verteilung wird

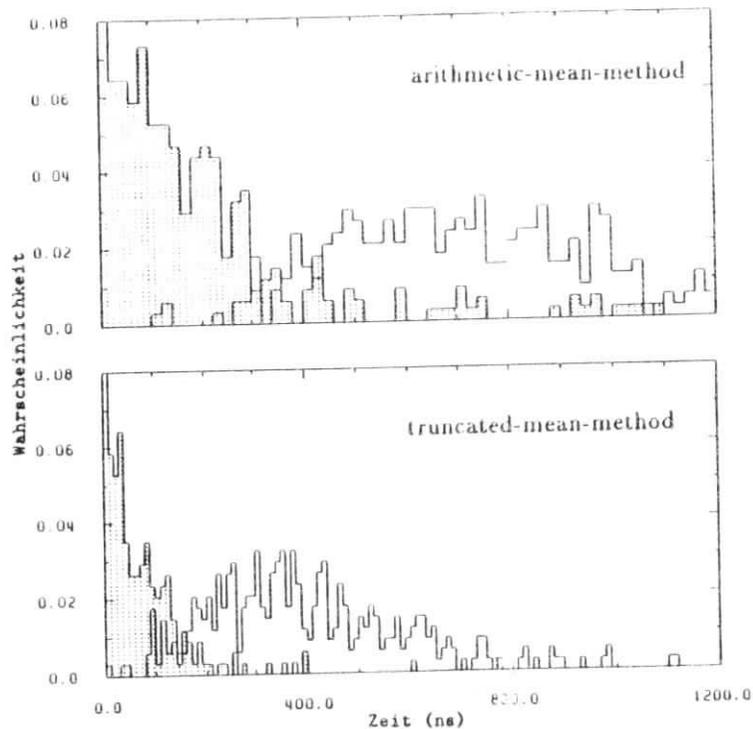


Bild 19: Normierte Häufigkeitsverteilungen der Zeit über einer Schwelle für einen 4-Kammer-Aufbau, die sich mit der arithmetic-mean-method und der truncated-mean-method ergeben. (3 GeV-dE d_x-Messung (gepunktet), 20 μm-Faserradiatormessung bei 6.6 GeV.)

steiler und die Verunreinigung sinkt. Abbildung 19b zeigt die Wirkung dieser Methode (truncated-mean-method).

Fehlerbetrachtung

Die Fehler der Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit und der Pion-Verunreinigung setzen sich aus einem statistischen Anteil und aus Schwankungen in der Gasverstärkung zusammen.

Die statistischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit und Verunreinigung ergeben sich aus folgender Überlegung. Zur Bestimmung der Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit w_e wird in die Elektronen-Verteilung so eingeschnitten, daß ein Anteil von w_e Elektronen rechts vom Schnitt liegt. Dabei ist die Schnittlage mit einem statistischen Fehler behaftet, der daher rührt, daß nur eine endliche Zahl von Elektronereignissen gemessen wurde. Der Fehler läßt sich aus dem Anteil von $1 - w_e$ Ereignissen links des Schnitts berechnen. Da die Wahrscheinlichkeit klein ist, links des Schnitts ein Elektronereignis zu finden, und die Ereignisse unabhängig voneinander sind, ist die Poisson-Statistik anwendbar. Mit der Poisson-Statistik ergibt sich direkt, welcher Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit Δw_e aus der Unsicherheit der Schnittlage resultiert:

$$\Delta n_e = \sqrt{\frac{1 - w_e}{N_e}}$$

Dabei ist N_e die Zahl der ausgewerteten 4-Kammer-Elektronereignisse.

Der Fehler der Pion-Verunreinigung wird bei festem Schnitt berechnet. Die Frage ist, in welchem Maße der beobachtete Pion-Anteil rechts des Schnitts vom wahren Pion-Anteil abweicht. Der wahre Pion-Anteil ergäbe sich mit unendlich vielen Ereignissen. Auch in diesem Fall läßt sich die Poisson-Statistik anwenden. Als Fehler der Pion-Verunreinigung Δn_π ergibt sich:

$$\Delta n_\pi = \sqrt{\frac{w_\pi}{N_\pi}}$$

N_π stellt dabei die Anzahl der 4-Kammer-Pionereignisse dar. Bei einer Messung wurden normalerweise 1280 Elektron- und Pion-Referenzereignisse registriert und daraus jeweils 320 4-Kammer-Ereignisse gewonnen.

Ändert sich die Gasverstärkung zwischen der Elektron- und der Pion-Referenzmessung, so wirkt sich dies auf Verunreinigung und Nachweiswahrscheinlichkeit aus. Elektron- und Pion-Referenzspektrum wurden möglichst dicht nacheinander gemessen, um Schwankungen in der Gasverstärkung gering zu halten.

Mit insgesamt acht 3 GeV-dE/dx-Messungen konnte die relative Schwankung der Gasverstärkung bestimmt werden. Dazu wurden zunächst die Mittelwerte der simulierten Ladungsintegration bestimmt. Aus diesen Werten wurde die Standardabweichung errechnet. Das Ergebnis von 3% stellt die relative Schwankung der Gasverstärkung dar.

Um abzuschätzen, wie sich Gasverstärkungsschwankungen auswirken, wurden solche Schwankungen im Rechner simuliert. Dazu wurden die Kammer-Signale der Ereignisse einer Messung mit 1.03 oder 0.97 multipliziert. Die resultierende Änderung der Pion-Verunreinigung (bei Multiplikation der Pion-Ereignisse mit dem Faktor) bzw. der Nachweiswahrscheinlichkeit bei konstantem Schnitt (und Multiplikation der Elektron-Ereignisse) ergab den Fehler.

Statistische Fehler und Fehler aus Gasverstärkungsänderungen hängen von der jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeit und Verunreinigung ab. Beide Fehlerquellen trugen etwa gleichgewichtig zum Gesamtfehler bei.

4.3 Die Schwellenlage und berücksichtigte Signallänge

Optimale Schwellenlage

Für die Cluster-Zähl-Methode lagen die Schwellen bei etwa 7 keV, während bei der Cluster-Integration und dem Cluster-Zeit-Verfahren die Schwellen mit etwa 5 keV - niedriger lagen. Zur Berechnung der Teilchentrennung aus zwei Messungen wurde die Schwelle variiert. Am Optimum wurden die sich ergebenden Pion-Verunreinigungen über drei nebeneinander liegende Schwellen gemittelt.

Bei der Auswertung zeigte sich ein interessanter technischer Aspekt: Das Cluster-Zählen sprach empfindlicher auf Veränderungen der Schwellenlage an, als die anderen beiden Verfahren. Nimmt man zur Beschreibung der Empfindlich-

keit den Schwellenbereich, in dem eine brauchbare Teilchentrennung⁴ möglich ist, geteilt durch die optimale Schwellenenergie, so ergab sich für das Cluster-Zählen ein Wert von ca. 35%. Für die Cluster-Integration und das Cluster-Zeit-Verfahren lag dieser Wert bei etwa 50%.

Berücksichtigte Kammerdicke

Bei der Auswertung blieben von jedem Ereignis die ersten 480 ns unbeachtet. Nur der späte Signalteil, der aus dem vorderen Driftbereich stammt, wurde berücksichtigt. Der bei der Auswertung beachtete Teil des Signals entspricht einer Kammerdicke von 29 mm. Die Umrechnung von Signalzeit in Drifttraumtiefe geschah mit Hilfe des summierten dE/dx-Signals (s. Abb.13).

Die optimale Kammerdicke x resultiert aus zwei Faktoren, die ich am Beispiel der Ladungsintegration erläutern möchte. Einerseits soll der Quotient aus Radiatorpulshöhe und dE/dx-Pulshöhe

$$\frac{dE/dx * x - W_{dep}}{dE/dx * x}$$

möglichst groß sein. Da die in der Kammer deponierte Übergangsstrahlungsenergie W_{dep} der Beziehung

$$W_{dep} \approx W_0(1 - e^{-\mu x})$$

(W_0 : Gesamtenergie der vom Radiator emittierten Übergangsstrahlung) folgt, ergibt sich, daß der Quotient mit abnehmender Kammerdicke ansteigt. Dieser Sachverhalt spricht für dünne Kammern.

Für eine effektive Teilchentrennung ist es andererseits günstig, wenn die Häufigkeitsverteilungen (s. Abb.17 und 18) schmal sind. Die relativen Halbwertsbreiten der Verteilungen verengen sich bei allen Auswerteverfahren mit zunehmender Kammerdicke. Der zweite Aspekt bevorzugt also dicke Kammern.

Um die optimale Kammerdicke bzw. die optimale zu berücksichtigende Signallänge zu ermitteln, wurde für alle Faserradiatoren die Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der

⁴Es ist der Schwellenbereich gemeint, in dem die Pion-Verunreinigung (bei 90% Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit) unterhalb einer Grenze liegt, die um einen Faktor 1.5 gegenüber der minimalen Verunreinigung bei der optimalen Schwelle erhöht ist.

beachteten Signallänge berechnet. Dabei wurde mit allen vier Methoden ausgewertet. Für die verschiedenen Radiatoren und Auswerteverfahren ergaben sich meist wenig ausgeprägt Optima, die im Mittel bei 29 mm beachteter Kammerdicke lagen.

5 Die Ergebnisse

In den folgenden zwei Abschnitten wird die Teilchentrennung beschrieben, die sich mit den unterschiedlichen Radiatoren und Auswerteverfahren ergab. Wie in Kapitel 5.4 erläutert wird, gelten die Ergebnisse für Teilchenenergien am Einsatzpunkt für Übergangsstrahlung von Pionen. Abhängig vom Radiator liegt dieser Punkt zwischen 66 GeV und 95 GeV.

Einige Abbildungen enthalten exemplarisch Fehlerbalken, bei anderen Darstellungen wurden die Fehlerbalken der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Die Unterschiede in den Fehlern sind für die verschiedenen Verfahren gering, so daß sich die Fehlerbalken übertragen lassen.

5.1 Ein Vergleich der Radiatoren

Die Faserradiatoren sind in Abbildung 20 miteinander verglichen. Gezeigt ist die Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Pion-Verunreinigung für alle Faserdurchmesser. Ausgewertet wurde mit der Cluster-Integration.

Mit zunehmendem Faserdurchmesser wird die Teilchentrennung schlechter. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Zahl der Übergänge mit zunehmendem Durchmesser von 474 auf 226 sinkt. Die Verringerung der Übergangszahl wird nicht durch die erhöhte Energie der Übergangsstrahlungsphotonen bei dicken Fasern ausgeglichen. Zusätzlich macht sich das Energieverhalten des Absorptionskoeffizienten bemerkbar: Hochenergetische Photonen werden mit geringerer Wahrscheinlichkeit absorbiert als niederenergetische.

Zum Vergleich der Folienradiatoren ist in Abbildung 21 wieder die Pion-Verunreinigung gegen die Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit für das Cluster-Integrations-Verfahren dargestellt.

Im Gegensatz zu den Faserradiatoren trennen die dicken Folien Elektronen und Pionen besser als die dünnen. Bei den beiden Folienradiatoren war die Zahl der Übergänge mit 339 und 306 fast gleich. Die Verschiebung des Übergangsstrahlungsspektrums zu höheren Energien macht sich hier bemerkbar und der 50 μm -Folienradiator deponiert mehr Energie in der nachfolgenden Kammer

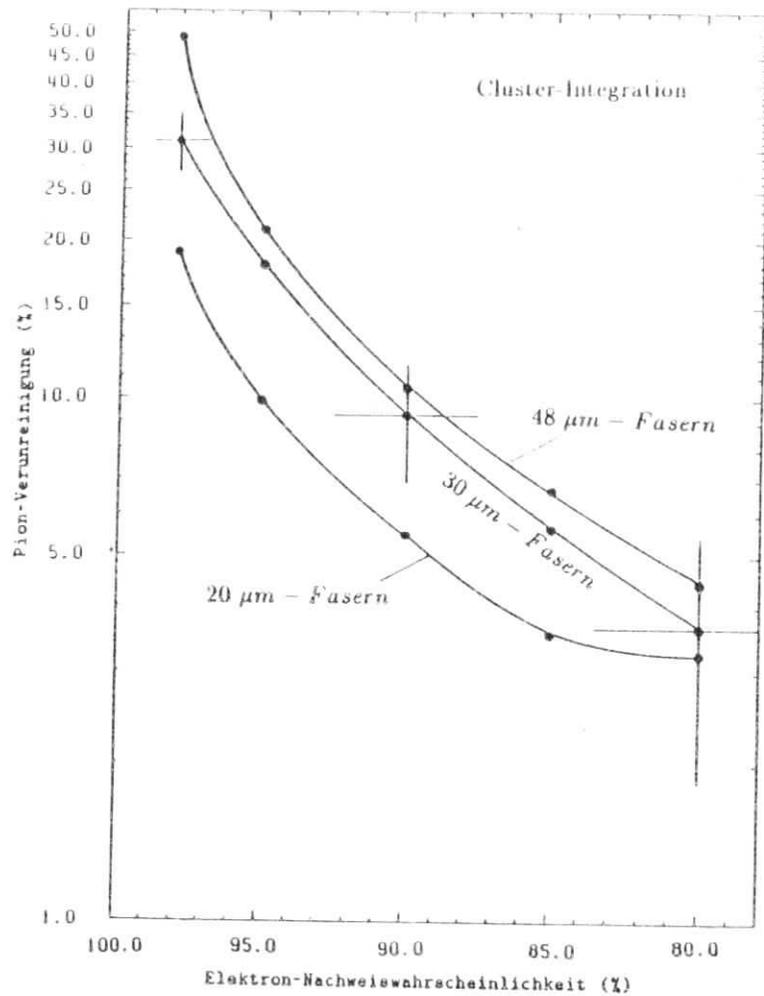


Bild 20: Pion-Verunreinigung gegen Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Faserdurchmesser. Die Teilchentrennung wurde mit der Cluster-Integration berechnet. (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie.)

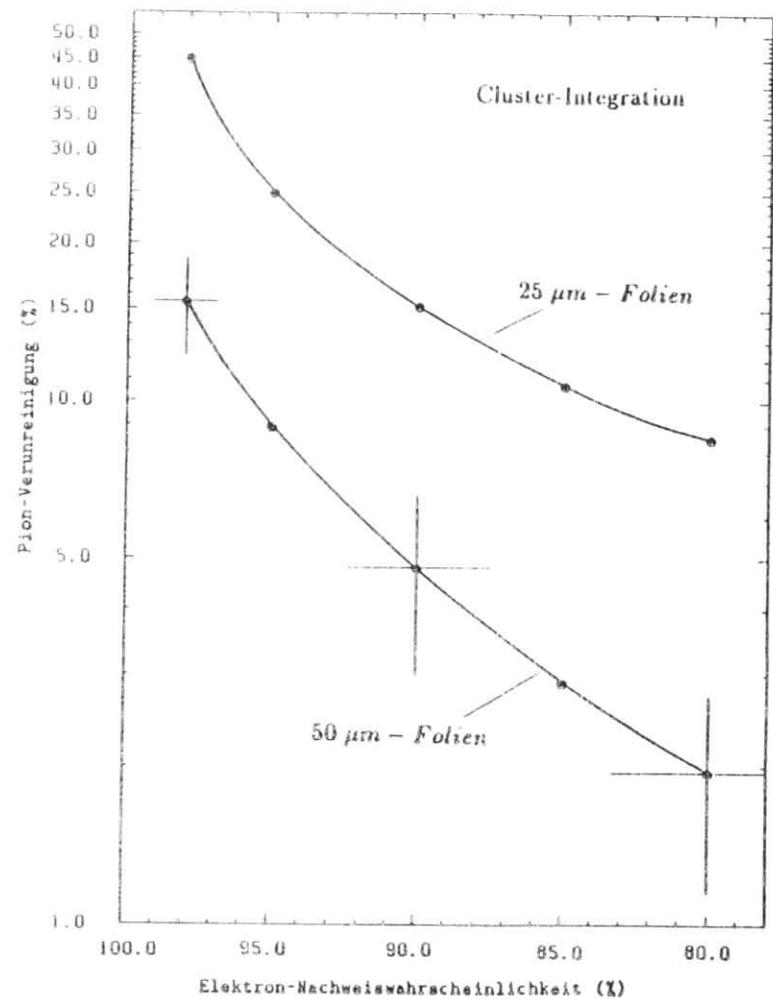


Bild 21: Pion-Verunreinigung gegen Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Folienradiatoren. Die Teilchentrennung wurde mit der Cluster-Integration berechnet. (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie.)

als der 25 μm -Radiator.

Wie in Kapitel 2.2 erwähnt liefern Folienradiatoren im allgemeinen bessere Ergebnisse als Faserradiatoren. Diese Aussage wird hier bestätigt. Bei den getesteten Radiatoren ist mit den Folienradiatoren eine bessere Teilchentrennung möglich als mit Faserradiatoren.

5.2 Ein Vergleich der Auswerteverfahren

Ein wichtiger Punkt in dieser Arbeit ist der Vergleich zwischen dem Cluster-Zählen und der Ladungsintegration. Die experimentelle Anordnung (s. Abb.10) ist so konstruiert, daß sich Signale zeitlich gut auflösen lassen. Damit ist sie für eine Clusteranalyse besonders geeignet. Um Ergebnisse des Cluster-Zählens, die unter Bedingungen gewonnen wurden, die für eine Clusteranalyse optimiert waren, mit Ladungsintegrationsergebnissen zu vergleichen, möchte ich auf Werte zurückgreifen, die mit der in [50] beschriebenen Anordnung gewonnen wurden. Diese Anordnung wurde für die Ladungsintegration optimiert. Die Messungen in [50] wurden mit einem 4-Kammer-Aufbau gemacht. Für die hier angegebenen Ergebnisse wurden jedoch aus den Einträgen in der ersten Kammer 4-Kammer-Ereignisse kombiniert [49]. Da in [50] das gleiche Kammergas und dieselben Radiatoren verwendet wurden, sind die Ergebnisse gut vergleichbar.

Ergebnisse mit Faserradiatoren

In Abbildung 22 sind die unterschiedlichen Auswerteverfahren am Beispiel des 20 μm -Faserradiators miteinander verglichen. Gezeigt ist die Pion-Verunreinigung gegen die Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit.

Das Cluster-Zählen ergibt die größte Verunreinigung. Mit der Ladungsintegration ist eine effektivere Teilchentrennung möglich als mit dem Cluster-Zählen. Dies gilt für die simulierte Ladungsintegration und für Ergebnisse aus den Vergleichsmessungen.

Das Verfahren der Cluster-Integration und der Cluster-Zeit ergeben gegenüber der Ladungsintegration eine weitere leichte Verbesserung der Teilchentrennung.

Beide Verfahren erreichen Verunreinigungen, die nur noch halb so groß sind wie die des Cluster-Zählens.

Abbildung 23 zeigt die Ergebnisse der modifizierten Auswerteverfahren. Als Vergleich ist die Teilchentrennung dargestellt, die mit der Ladungsintegration aus den Parallelmessungen erreicht wurde. Die Differentiation des Kammer Signals vor dem Zählen der Cluster verschlechtert die Teilchentrennung. Die mit der Zeit linear abfallende Schwelle (von 12 keV bei 480 ns auf 6 keV bei 2200 ns) ergibt bessere Ergebnisse als eine konstante Schwelle. Offenbar begünstigt die durch die abfallende Schwelle erhöhte Empfindlichkeit des vorderen Driftbereichs die Teilchentrennung. Eine Auswertung mit linear abfallender Schwelle bei der Cluster-Integration (von 10 keV bei 480 ns auf 3 keV bei 2200 ns) liefert schließlich die besten Ergebnisse.

Für die Teilchentrennung mit dem 30 μm -Faserradiator, die in Abbildung 24 dargestellt ist, ergibt das Cluster-Zählen wieder die schlechtesten Werte. Darauf folgen die simulierte Ladungsintegration, das Cluster-Zeit-Verfahren, die Cluster-Integration und die Ladungsintegration aus den Vergleichsmessungen.

Bei den bisher vorgestellten Ergebnissen wurde mit der truncated-mean-method ausgewertet, dh. der jeweils größte von vier Einträgen blieb unberücksichtigt. In den Abbildungen 25 und 26 sind am Beispiel des 48 μm -Faserradiators neben diesen Ergebnissen auch Werte aufgeführt, die mit der arithmetic-mean-method berechnet wurden.

Beim Cluster-Zähl-Verfahren (Bild 24) bewirkt das Stutzen der vier auf drei Einträge nur eine geringe Verbesserung der Ergebnisse, bei den anderen drei Verfahren sinken die Verunreinigungen jedoch drastisch. Dieses Ergebnis überrascht nicht: Durch die truncated-mean-method wird die rechte Flanke der Häufigkeitsverteilung steiler (s. Abschnitt 4.1) und die Verunreinigung nimmt ab. Die Clusteranzahl-Verteilung ist bereits ohne das Stutzen an der rechten Flanke sehr steil, so daß die truncated-mean-method nur eine geringe Verbesserung mit sich bringt. Besonders wirksam ist die truncated-mean-method bei der Cluster-Integration und dem Cluster-Zeit-Verfahren (Abbildung 26); die langen Schwänze der zugehörigen Häufigkeitsverteilungen erklären dies.

Auch beim 48 μm -Faserradiator ergibt das Cluster-Zählen eine schlechtere Teilchentrennung als die anderen Verfahren. Es folgen die Ladungsintegration aus den Parallelmessungen, das Cluster-Zeit-Verfahren und die Cluster-Integration.

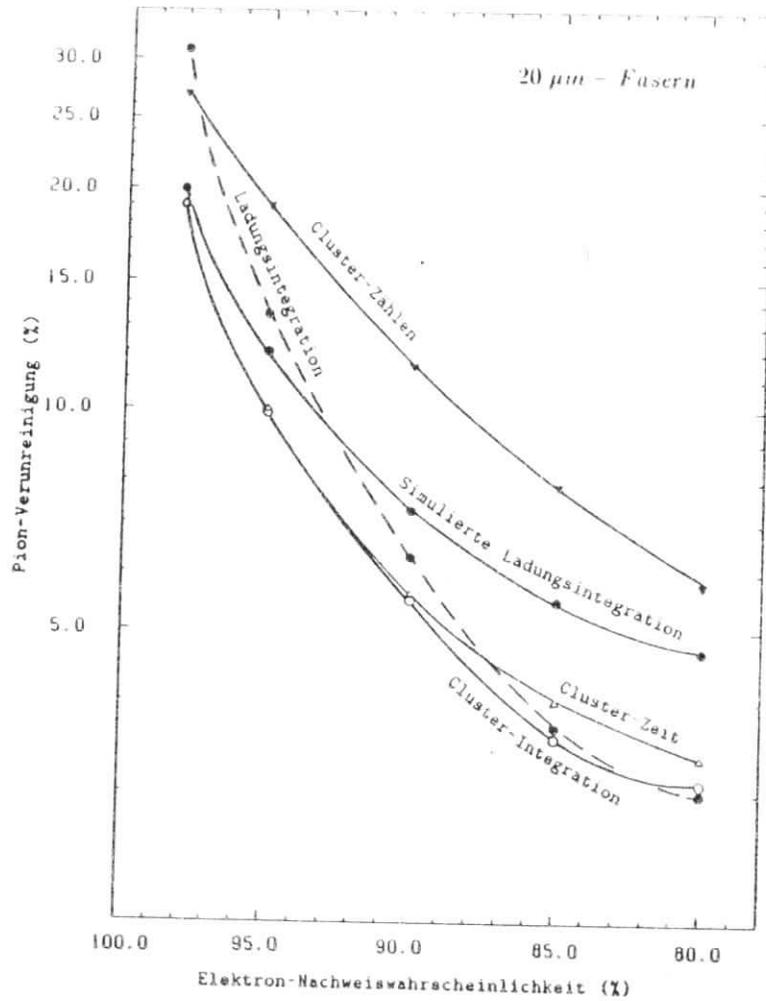


Bild 22: Teilchentrennung mit dem 20 μm -Faserradiator. Dargestellt sind Ergebnisse der Cluster-Zähl-Methode, der simulierten Ladungsintegration und der Ladungsintegration aus den Parallelmessungen (gestrichelt), der Cluster-Integration und dem Cluster-Zeit-Verfahren. (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie: 60 GeV.)

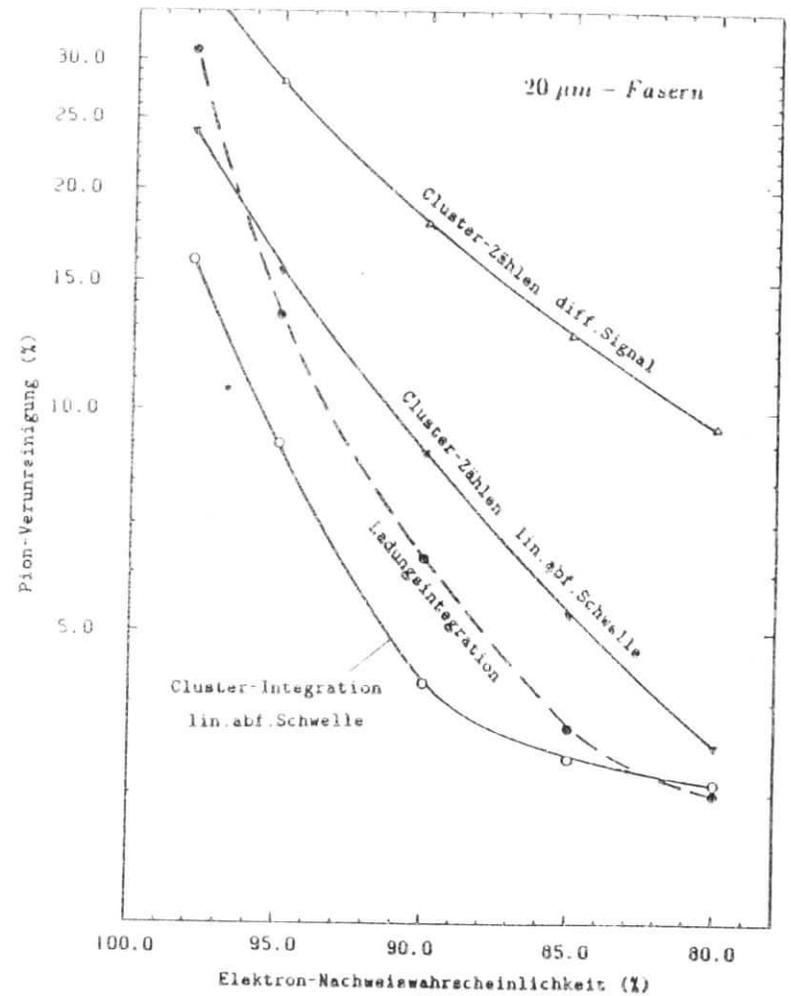


Bild 23: Teilchentrennung mit dem 20 μm -Faserradiator. Dargestellt sind Ergebnisse der modifizierten Auswertverfahren sowie der Ladungsintegration aus Vergleichsmessungen (gestrichelt). (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie: 60 GeV.)

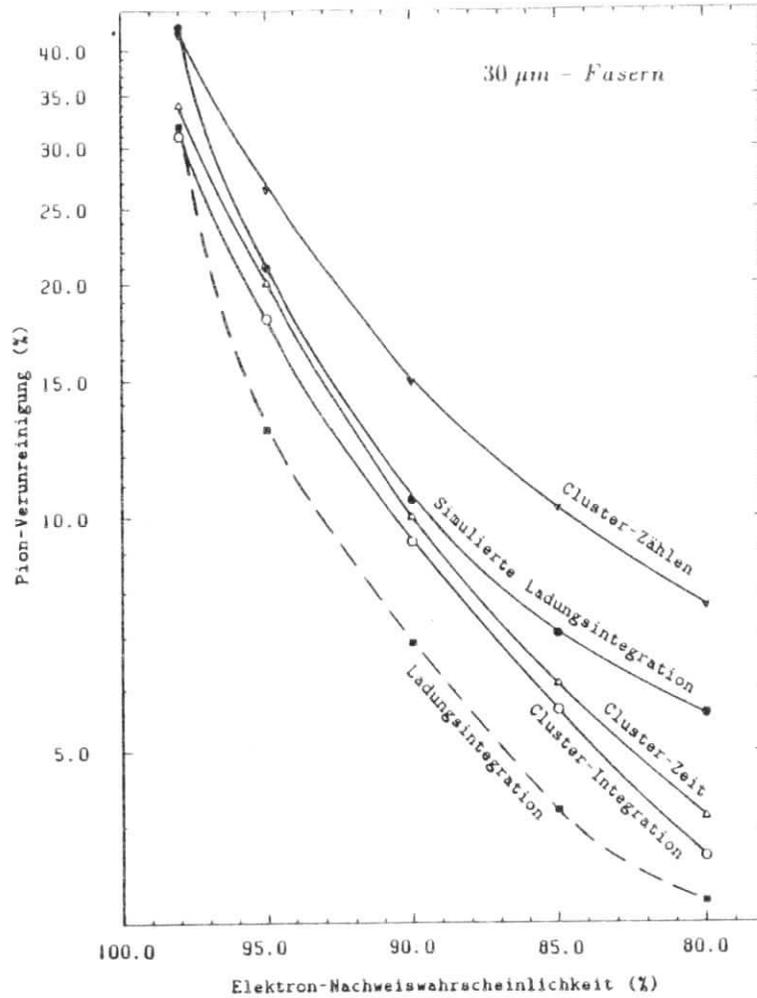


Bild 24: Teilchentrennung mit dem 30 μm -Faserradiator. Dargestellt sind die Ergebnisse der Cluster-Zähl-Methode, der simulierten Ladungsintegration und der Ladungsintegration aus den Parallelmessungen (gestrichelt), der Cluster-Integration und dem Cluster-Zeit-Verfahren. (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie: 79 GeV.)

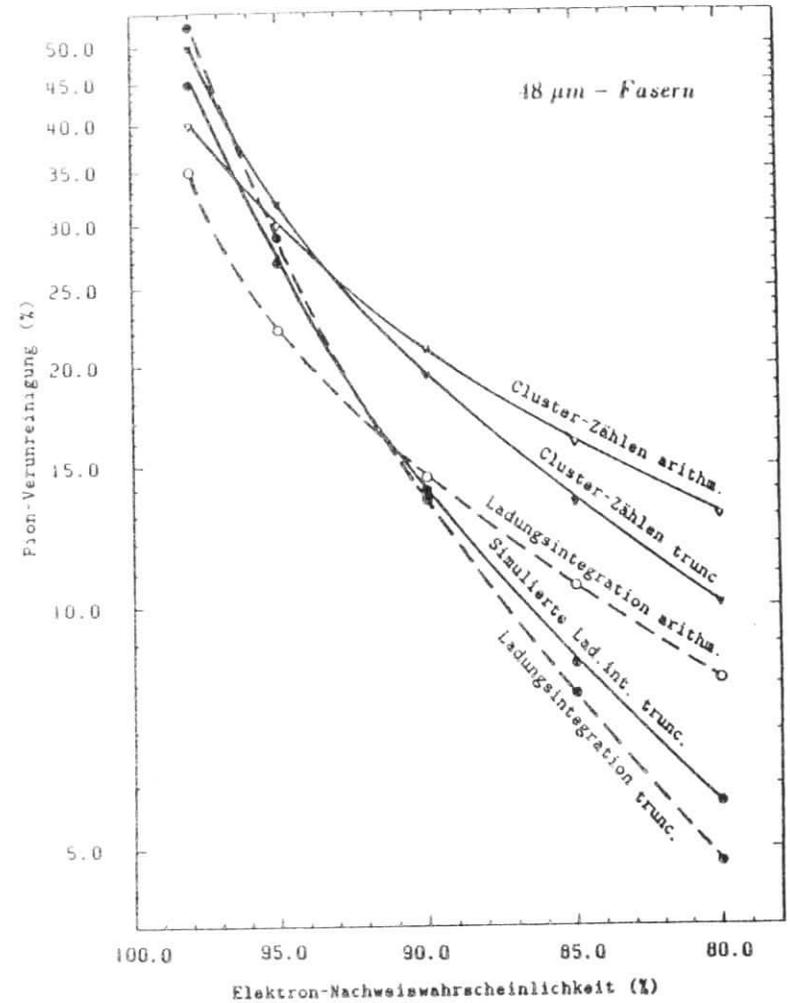


Bild 25: Teilchentrennung mit dem 48 μm -Faserradiator. Dargestellt sind die Ergebnisse der Cluster-Zähl-Methode (arithmetic- und truncated-mean-method), der simulierten Ladungsintegration (nur truncated-mean) und der Ladungsintegration aus Vergleichsmessungen (gestrichelt, arithmetic- und truncated-mean-method). (4 Kammern, Einsatzenergie: 95 GeV.)

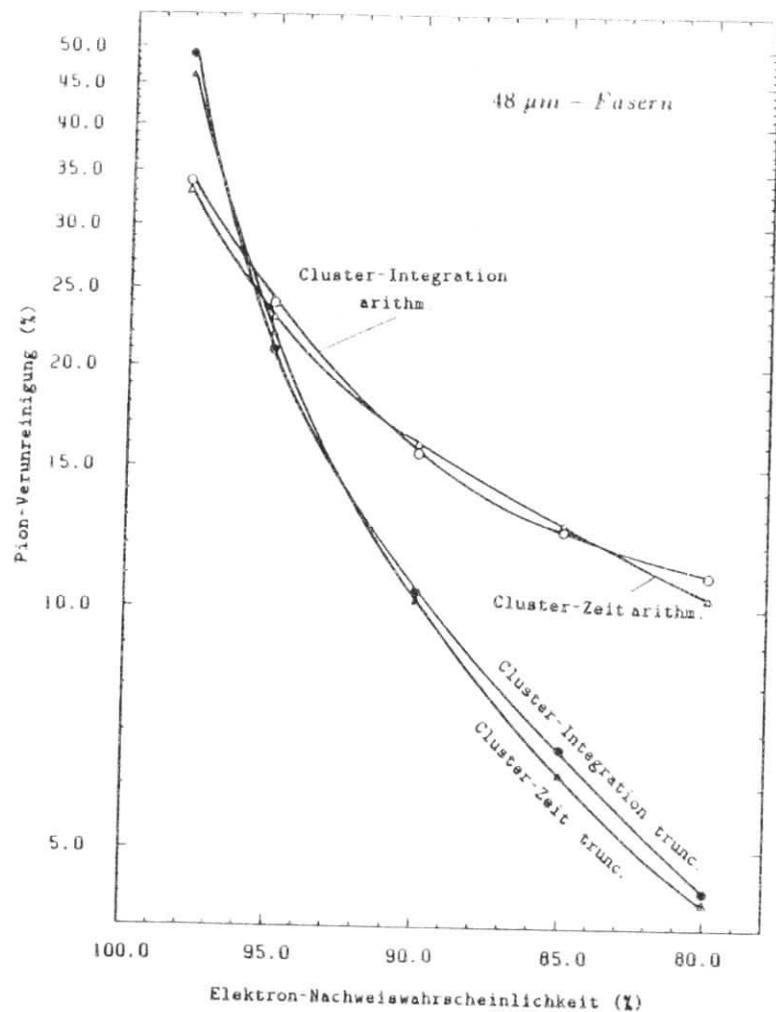


Bild 26: Teilchentrennung mit dem 48 μm -Faserradiador. Dargestellt sind Ergebnisse der Cluster-Integration (arithmetical- und truncated-mean-method) und des Cluster-Zeit-Verfahrens (arithmetical- und truncated-mean-method). (4 Kammern, Einsatzenergie: 95 GeV.)

Ergebnisse mit Folienradiatoren

Für die Folienradiatoren ergibt sich ein etwas anderes Bild als für die Fasern. Beim 25 μm -Folienradiador (Abbildung 27) erreicht das Cluster-Zählen eine ähnlich gute Teilchenseparation wie die Ladungsintegration, während bei den 50 μm -Folien (Abbildung 28) die Ladungsintegration deutlich bessere Ergebnisse liefert als das Cluster-Zählen. Mit der Cluster-Zeit-Methode und der Cluster-Integration ist in beiden Fällen die effektivste Teilchentrennung möglich. Mit den Folienradiatoren erfolgten keine vergleichbaren Parallelmessungen, deshalb sind nur simulierte Ladungsintegrationsergebnisse angegeben.

Wie kommt es, daß beim 25 μm -Folienradiador das Cluster-Zählen relativ gut abschneidet, während bei dem 50 μm -Folienradiador die Ladungsintegration deutlich bessere Ergebnisse liefert? Simulationsrechnungen, die mit den im Anhang beschriebenen Programmen durchgeführt wurden, ergeben, daß der 25 μm -Radiador mehr Übergangsstrahlungsphotonen produziert als der 50 μm -Radiador. Der Schwerpunkt des Spektrums liegt beim 25 μm -Folienradiador jedoch bei kleineren Energien als beim 50 μm -Radiador. Eine hohe Photonenzahl, und damit hohe Clusteranzahl, begünstigt das Cluster-Zählen. Die hohe Energie der Übergangsstrahlungsphotonen vom 50 μm -Radiador wirkt sich dagegen besonders für die Ladungsintegration positiv aus, da die in der Kammer deponierte Energie steigt.

Bei den Faserradiatoren wurde dieser Effekt nicht deutlich. Die Verschiebung des Übergangstrahlungsspektrums zu hohen Energien mit zunehmender Lagendicke ist bei den irregulären Fasern weniger ausgeprägt als bei Folien.

Zusammenfassend zeigte sich, daß mit dem einfachen Cluster-Zählen keine so effektive Teilchentrennung möglich ist wie mit den anderen vier Verfahren. Tendenziell liefern die Cluster-Integration und das Cluster-Zeit-Verfahren die beste Teilchentrennung, gefolgt von den beiden Methoden der Ladungsintegration. Die simulierte Ladungsintegration erbringt eine etwas schlechtere Teilchenseparation als die Ergebnisse aus den Vergleichsmessungen.

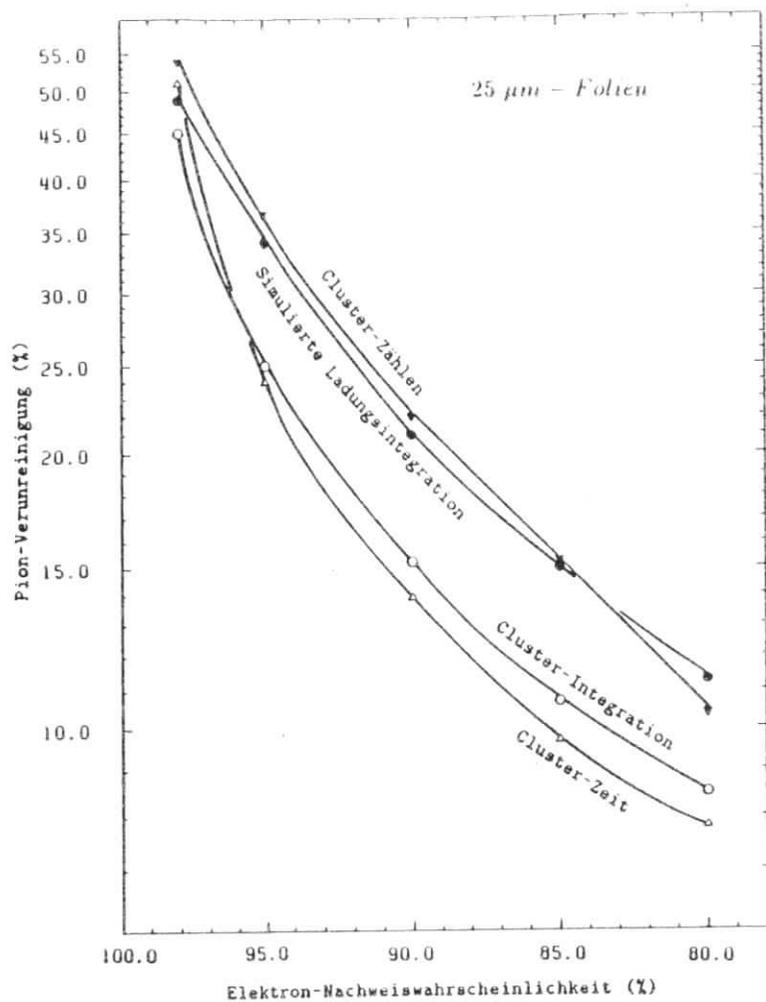


Bild 27: Teilchentrennung mit dem 25 µm-Folienradiator. Dargestellt sind Ergebnisse der Cluster-Zähl-Methode, der simulierten Ladungsintegration, dem Cluster-Zeit-Verfahren und der Cluster-Integration. (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie: 89 GeV.)

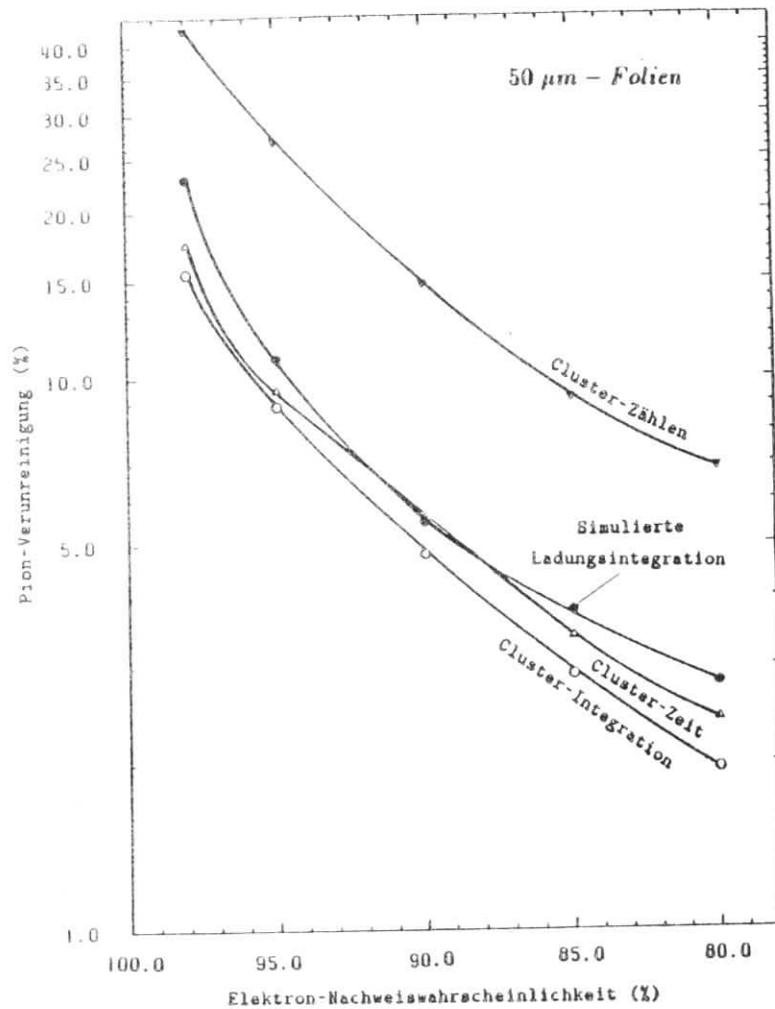


Bild 28: Teilchentrennung mit dem 50 µm-Folienradiator. Dargestellt sind Ergebnisse der Cluster-Zähl-Methode, der simulierten Ladungsintegration, dem Cluster-Zeit-Verfahren und der Cluster-Integration. (4 Kammern, truncated-mean-method, Einsatzenergie: 92 GeV.)

5.3 Die Interpretation der Ergebnisse

In diesem Abschnitt soll die Frage diskutiert werden, warum die Cluster-Integration und das Cluster-Zeit-Verfahren bessere Ergebnisse liefern als das einfache Cluster-Zählen.

Mit Hilfe der bereits erwähnten Messungen mit verschiedenen Röntgenquellen konnte gezeigt werden, daß die Clusterfläche bzw. -breite mit der Clusterenergie anwächst. In Abbildung 29 sind beide Größen gegen die Photonenenergie aufgetragen. Da zur Teilchentrennung die Fläche bzw. Breite aller Cluster genutzt wird, erhalten die Cluster bei beiden Verfahren ein Gewicht entsprechend ihrer Energie.

Es bleibt zu erläutern, warum sich eine Gewichtung der Cluster entsprechend ihrer Energie günstig auf die Teilchentrennung auswirkt. Dazu wurde mit Hilfe der Simulationsprogramme (s. Anhang) das in der Kammer absorbierte Übergangsstrahlungsspektrum für verschiedene Radiatoren berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 30 gezeigt. Zum Vergleich ist das Spektrum der in der Kammer entstehenden Primärelektronen gezeigt. Für kleine Energien übertrifft die Anzahl Primärelektronen aus dem Ionisationsverlust die Zahl der Übergangsstrahlungsphotonen. Dies ändert sich bei 4 bis 5 keV. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Cluster von einem Übergangsstrahlungsphoton stammt, wächst mit der Energie. Hochenergetische Cluster, die sehr wahrscheinlich von Übergangsstrahlungsphotonen stammen, erhalten bei der Cluster-Integration und beim Cluster-Zeit-Verfahren ein großes Gewicht. Durch diese Gewichtung verbessert sich die Teilchentrennung gegenüber dem einfachen Cluster-Zählen.

In diesem Zusammenhang läßt sich auch das schlechte Abschneiden der Cluster-Zähl-Methode mit differenziertem Signal erklären: Durch das Differenzieren wird die Korrelation zwischen Clusterhöhe und -energie schlechter. Die Energieabfrage mit der Schwelle erfolgt also ungenauer als beim Cluster-Zählen mit dem ursprünglichen Signal.

Abschließend noch eine Bemerkung zu Abbildung 30. Für das Cluster-Zeit-Verfahren und die Cluster-Integration lagen die Schwellen bei 5 keV - also etwa am Schnittpunkt von dE/dx - und Radiatorspektrum. Die Simulationsrechnungen bestätigen also die gewählte Schwellenlage.

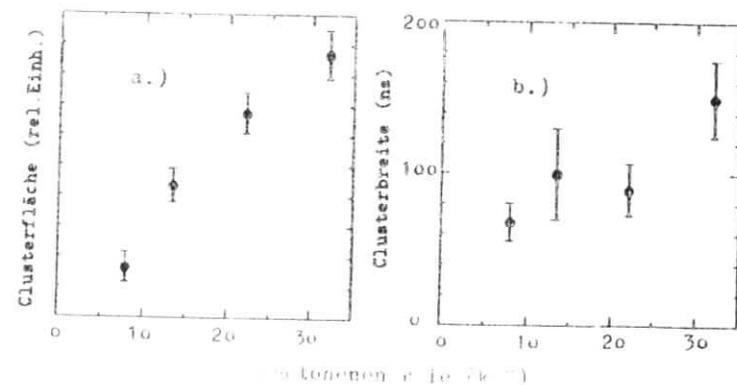


Bild 29: Abhängigkeit der Clusterfläche (a.) und der Zeit, die ein Cluster über die Schwelle steigt (b.), von der Clusterenergie. Die verwendeten Schwellen lagen wie zur Berechnung der Teilchentrennung bei 5 keV. Als Fehlerbalken sind die Halbwertsbreiten der Häufigkeitsverteilungen angegeben.

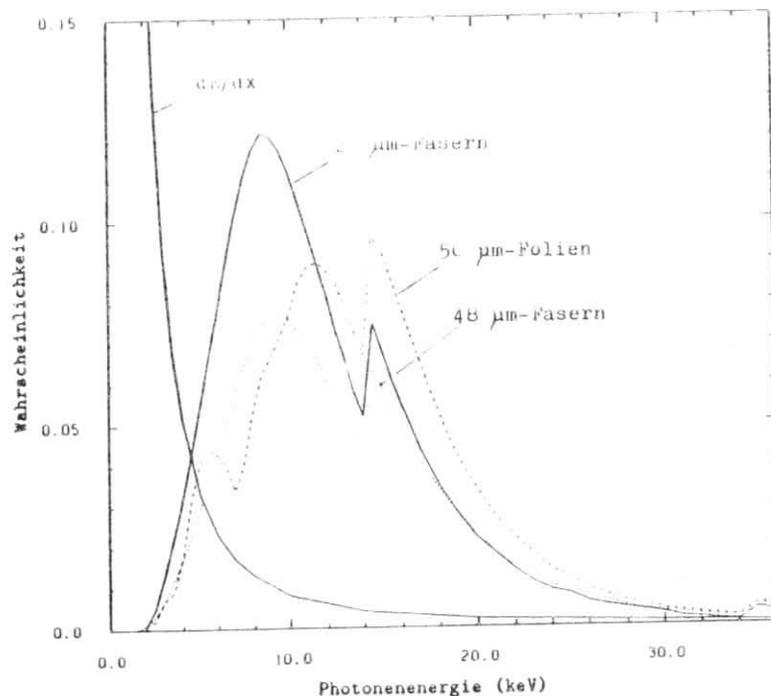


Bild 30: Berechnetes Spektrum der in 29 mm Kammerdicke absorbierten Übergangsstrahlung. Die Spektren wurden für Teilchen mit dem Lorentzfaktor 12900 berechnet, entsprechend einer Elektronenenergie von 6.6 GeV. Aufgetragen ist die Anzahl von Primäronisationen bzw. absorbierter Photonen pro keV gegen die Energie. Die Kurven wurden für den 20 µm- und 48 µm-Faserradiator sowie für den 50 µm-Folienradiator berechnet. Das Spektrum der Primärelektronen wurde mit Gleichung 7 gewonnen. Bei 14.9 und 34.6 keV sind die Wirkungen der Absorptionskanten von Krypton und Xenon zu erkennen. Im 50 µm-Folienradiatorspektrum erkennt man um 6 keV eine Spitze, die durch Interferenzeffekte im Radiator zustande kommt.

5.4 Die Energieabhängigkeit der Teilchentrennung

Um das Sättigungsverhalten der Übergangsstrahlung in Abhängigkeit von der Elektronenenergie zu bestimmen, wurden mit dem 30 µm-Faserradiator Messungen bei verschiedenen Energien durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 31 zusammengefaßt. Gezeigt ist die Anzahl der Cluster, die über eine Schwelle fallen, in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Es handelt sich dabei nur um die Cluster, die von Übergangsstrahlungsphotonen stammen. Von der mittleren Clusterzahl aus Radiatormessungen wurde die Zahl der Cluster aus dE/dx-Messungen abgezogen. Dabei wurde nur der Signalteil aus den vorderen 29 mm Driftbereich ausgewertet. Man erkennt, daß bei 6.6 GeV oder einem Lorentzfaktor von 12900 der Ertrag an Übergangsstrahlung bereits gesättigt ist.

Energieabhängige Simulation von Pionen und Elektronen

Der größte Teil der Auswertung erfolgte am Einsatzpunkt der Übergangsstrahlung. Unter dem Einsatzpunkt wird hier die Pionenenergie verstanden, bei der die in der Kammer nachgewiesene Strahlungsenergie gerade 2.5% des mittleren Ionisationsverlustes beträgt. Bei dem benutzten Gas verliert ein geladenes Teilchen in der Sättigung im Mittel 7.4 keV/cm durch Ionisationen [50]. Die Einsatzpunkte wurden mit den Simulationsprogrammen (s. Anhang) für eine Kammerdicke von 29 mm berechnet. Sie sind in Tabelle 5 aufgeführt. Wie nach der Einführung (Kapitel 2.1) über die Energieabhängigkeit der Übergangsstrahlung erwartet, steigen sie mit der Faser- bzw. Foliendicke an. Bei den Faserradiatoren liegt dies jedoch zum Teil an der hohen Zahl von Übergängen für Radiatoren mit kleinen Faserdurchmessern.

Am Einsatzpunkt wurden die Pionen durch dE/dx-Messungen von 3 GeV-Elektronen simuliert. Dies ist dadurch gerechtfertigt, daß Pionen hier kaum Übergangsstrahlung produzieren.

Die von Elektronen produzierte Übergangsstrahlung hat bei 6.6 GeV die Sättigung erreicht. Da auch der Ionisationsverlust bereits bei 2 GeV vollständig sein Sättigungsplateau erreicht hat, verhalten sich 6.6 GeV-Elektronen annähernd wie höherenergetische Elektronen. Deshalb wurden Elektronen am Einsatzpunkt durch Radiatormessungen bei 6.6 GeV repräsentiert.

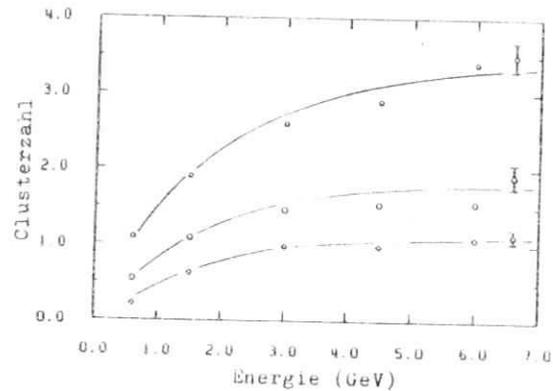


Bild 91: Mittlere Anzahl Cluster, die von Übergangsstrahlungsphotonen stammen, in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Die Schwellen lagen von oben nach unten bei 2.5 keV, 4 keV und 9 keV. Von der mittleren Clusterzahl aus Radiator-Messungen wurde die Anzahl Cluster aus dE/dr -Messungen subtrahiert. Letztere betragen 2.7, 0.8 und 0.4, wieder von oben nach unten. Die Fehler, exemplarisch bei 6.6 GeV eingezeichnet, resultieren aus statistischen Schwankungen und Änderungen in der Gasverstärkung. Die durchgezogenen Linien dienen nur der Übersichtlichkeit.

Typ	Lagen- dicke (μm)	Einsatz- energie (GeV)
Fasern	20	66
	30	79
Folien	48	95
	50	92

Tabelle 5: Einsatzenergien der verschiedenen Radiatoren.

Unterhalb des Einsatzpunktes konnte keine Teilchentrennung berechnet werden. Pionen befinden sich unterhalb der Einsatzenergie noch im Anstieg des Ionisationsverlustes. Während des relativistischen Anstiegs kann das Verhalten von Clustern unterschiedlicher Größe nicht einfach vorhergesagt werden. Dies hat zwei Gründe: Einmal ist die Verteilung der Stöße, und damit der Cluster, sehr kompliziert (s. Abb.3). Zweitens verhalten sich Cluster verschiedener Energie während des relativistischen Anstiegs ganz unterschiedlich, wie am Ende von Kapitel 2.3 betont wurde. Selbst wenn also die Anzahl Cluster in der Sättigung bekannt ist, kann daraus nicht die Clusterzahl während des Anstiegs errechnet werden. Ein Skalierungsfaktor hinge nicht nur vom Lorentzfaktor des Teilchens ab, sondern zusätzlich von der Clusterenergie.

Es läßt sich jedoch eine Grenze abschätzen. Die Teilchentrennung im unteren Energiebereich - von etwa 2 GeV bis zur Einsatzenergie - würde bessere Ergebnisse liefern als die Trennung am Einsatzpunkt. Bei den kleinen Energien produzieren Pionen keine Übergangsstrahlung. Außerdem befinden sie sich noch im relativistischen Anstieg des Ionisationsverlustes und deponieren weniger Energie in der Kammer als auf dem Sättigungsplateau des Ionisationsverlustes. Dieser positive Effekt wird erst bei kleinen Energien ($< 2 \text{ GeV}$) durch die verringerte Übergangsstrahlungsausbeute der Elektronen kompensiert.

Neben dem Einsatzpunkt wurde die Teilchentrennung auch bei 160 GeV be-

rechnet. Pionen bei 160 GeV können durch Messungen von Elektronen mit entsprechendem Lorentzfaktor (1170) simuliert werden, die Energie der verwendeten Elektronen betrug 0.6 GeV. 160 GeV-Elektronen wurden durch Elektronmessungen bei 6.6 GeV repräsentiert.

Ergebnisse bei 160 GeV sind für den 20 μm - und 30 μm -Faserradiator in Abbildungen 32 dargestellt. Die Pion-Verunreinigung in Abhängigkeit von der Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit der Cluster-Integration berechnet. Die Teilchentrennung ist deutlich schlechter als bei der Einsatzenergie, da die Pionen (repräsentiert durch 0.6 GeV-Elektronen) beginnen, Übergangsstrahlung zu produzieren.

Im Gegensatz zu den Einsatzenergien ergibt bei 160 GeV der 30 μm -Faserradiator eine geringere Verunreinigung als der 20 μm -Faserradiator. Durch ihren geringeren Durchmesser produzieren die 20 μm -Fasern bei einem Lorentzfaktor von 1170 mehr Übergangsstrahlung als die 30 μm -Fasern.

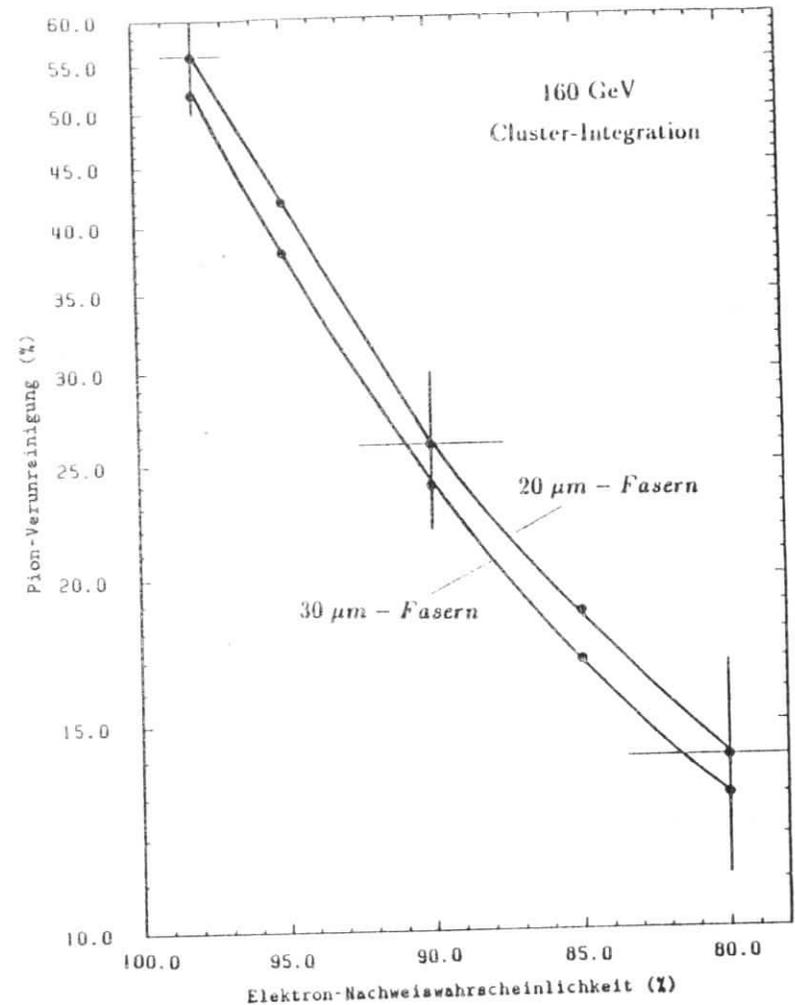


Bild 32: Pion-Verunreinigung gegen Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Faserdurchmesser bei 160 GeV. Die Teilchentrennung wurde mit dem Cluster-Integrations-Verfahren berechnet. (4 Kammern, truncated-mean-method.)

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird über Messungen mit verschiedenen Übergangsstrahlungs-Detektoranordnungen berichtet, die mit dem Ziel einer Pion-Elektron-Trennung zwischen 2 GeV und 100 GeV durchgeführt wurden. Die Messungen erfolgten mit dem Verfahren der Clusteranalyse.

Als Radiatoren wurden Polypropylenfaser- und Polyäthylenfolien-Radiatoren getestet. In einer speziellen Driftkammer (TEC) mit 32 mm tiefem Drift- und nachfolgendem Gasverstärkungsraum wurden die Übergangsstrahlungspotenten nachgewiesen. Das Kammergas bestand zu gleichen Teilen aus Xenon und Krypton mit 5% Methan. Die differenzierten Anodensignale wurden von einem Transientenrekorder mit einer Auflösung von 5 ns digitalisiert, so daß eine umfassende Analyse der Impulsstruktur möglich war.

Die Messungen wurden an einem DESY-Teststrahl bei Elektronenenergien zwischen 0.6 GeV und 6.6 GeV durchgeführt. Zur Berechnung der Teilchentrennung wurde zu Energien bis 160 GeV extrapoliert.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt im Vergleich unterschiedlicher Clusteranalyse-Verfahren mit der Methode der Ladungsintegration. Es zeigt sich, daß ein einfaches Cluster-Zählen der Ladungsintegration unterlegen ist. Ein gewichtetes Cluster-Zählen, bei dem die Clusterenergie als Gewicht eingeht, führt jedoch zu einer mindestens ebenso effektiven Teilchentrennung wie die Ladungsintegration.

A Anhang

A.1 Die Messungen anderer Arbeitsgruppen

Im Anhang soll eine Übersicht über Messungen anderer Autoren gegeben werden, die eine Pion-Elektron-Trennung mit Hilfe von Übergangsstrahlung und der Clusteranalyse durchgeführt haben.

Die Liste beginnt mit der Erfindung des Cluster-Zählens am CERN 1980 [1]. Zunächst wurde ein Radiator-Kammer-Modul getestet, der aus einem Lithiumfolien-Radiator und einer TEC bestand. Ausgewertet wurde mit der arithmetischen-mean-Methode.

Die Ergebnisse sahen vielversprechend aus: Mit der Cluster-Zähl-Methode war die Pion-Verunreinigung um einen Faktor Zwei kleiner als mit der Ladungsintegration. Daraufhin wurde im gleichen Jahr ein größerer Übergangsstrahlungsdetektor getestet [17]. Dieser Prototyp bestand aus 12 Proportionalkammern mit Lithiumfolien- und Kohlenstoffaserradiatoren. Wieder war mit dem Cluster-Zähl-Verfahren eine deutlich bessere Teilchentrennung möglich als mit der Ladungsintegration⁵.

Die nächsten Messungen wurden von einer Honner Gruppe am Fermilab 1982 [40] durchgeführt. Sie zeigten jedoch ein anderes Bild: Das Cluster-Zähl-Verfahren trennte Elektronen und Pionen schlechter als die Ladungsintegration. Die Messanordnung bestand aus einem Mylar-Folienradiator und nachfolgender TEC.

Später erfolgten weitere Messungen [41][42][43] mit verschiedenen Übergangsstrahlungsdetektor-Anordnungen. Alle ergaben, daß mit der Ladungsintegration eine bessere Teilchenseparation möglich ist. Hervorheben möchte ich eine japanische Gruppe, die 1984 am KEK mit einer TEC und Lithiumfolien- sowie Polypropylenfaser-Radiatoren gemessen hat. Neben der Ladungsintegration und dem Cluster-Zählen, wurde von der Gruppe in einem dritten Verfahren die Clusterbreite zur Auswertung verwendet. Diese dritte Methode brachte

⁵An der Ladungsmessung kamen jedoch später Zweifel auf [39]. Einer der verwendeten Radiatoren wurde später mit einer anderen Kammer nochmals getestet. Die Ergebnisse des Cluster-Zählens stimmten in beiden Messungen gut überein, die Ladungsintegration ergab jedoch 10 mal kleinere Verunreinigungen als bei [17].

gegenüber dem Cluster-Zählen eine Verbesserung, die Teilchenidentifikation war aber schlechter als mit der Ladungsintegration⁶.

In Tabelle 6 sind die genannten Messungen aufgeführt. Dabei ist in der letzten Spalte symbolisch angedeutet, welche Methode zur Pion-Elektron-Trennung geeigneter war. $N > Q$ bedeutet beispielsweise, daß mit dem Cluster-Zählen eine effektivere Separation möglich war als mit der Ladungsintegration.

Zur Zeit arbeitet ein großer Übergangsstrahlungsdetektor mit dem Cluster-Zähl-Verfahren. Der 3.6 m lange E715 am Fermilab [46] ist aus 12 Polyäthylenfaser-Radiatoren mit nachfolgender Proportionalkammer aufgebaut. Er dient zum Nachweis von Elektronen aus einem Pionen-Untergrund.

		Energie (GeV)	Kammer	Radiator (Lagendicke) (μm)	
Ludlani et al.[1]	1980	15	TEC	Li-Folien(30)	$N > Q$
Fabjan et al.[17]	1980	15	Prop.k.	Li-Folien(30-35)	$N > Q$
				C-Fasern(7)	$N > Q$
Paul [40]	1982	10	TEC	Mylar-Folien(50)	$N < Q$
Bauche [39]	1983	1-6	Prop.k.	C-Fasern(6-12)	$N < Q$
Büngener [41]	1983	2	Prop.k.	Poly.-Fasern(20)	$N < Q$
				Poly.-Folien(25)	$N < Q$
Artamonov et al.[42]	1984	1-5	TEC	Mylar-Folien(12)	$N < Q$
Watase et al. [45]	1984	2-7.5	TEC	Poly.-Fasern(17)	$N < Q$
				Li-Folien(40)	$N < Q$
Weidkamp [43]	1986	4	Prop.k.	C-Fasern(6)	$N < Q$

Tabelle 6: Messungen mit Übergangsstrahlungsdetektoren zum Vergleich der Cluster-Zähl-Methode mit der Ladungsintegration. Bei den Radiatoren ist in Klammern der Faserdurchmesser bzw. die Foliendicke angegeben.

⁶Die Ergebnisse dieser Messung führten zur Entscheidung, den Übergangsstrahlungsdetektor am VENUS bei TRISTAN mit der Ladungsintegration arbeiten zu lassen.

von Artru et al. basiert [3].

Zur Simulation der Absorption von Übergangsstrahlung in der Kammer wurden die Escape-Effekte von Krypton und Xenon berücksichtigt. Als Wahrscheinlichkeiten, daß Escape-Photonen den empfindlichen Kammerbereich verlassen, wurden 22% und 65% resp. errechnet. Der Escape-Effekt von Xenon spielt trotz der hohen Wahrscheinlichkeit eine geringe Rolle, da der Hauptteil des Übergangsstrahlungsspektrums unterhalb der K-Kante des Xenons liegt.

Eine detaillierte Beschreibung der Programme und ihre Verifikation findet sich in [48].

Zum Schluß möchte ich all jenen danken, die am Zustandekommen der vorliegenden Arbeit beteiligt gewesen sind:

Herrn Prof. Hartwig Spitzer für die Vermittlung und Ermöglichung dieser Arbeit

Dr. Rolf van Staa und Dr. Bernd Koppitz für die freundliche und umfassende Betreuung

der ganzen TEB-Gruppe für die nette Aufnahme und angenehme Atmosphäre

Heike Biskop und Hans Bock für ihre wertvolle technische Hilfe

Karl Geske für seine Elektronik-Tips

und Stefan Nann für die schöne Zeit, die wir zusammen gearbeitet haben.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Ludlum et al., Particle identification by electron cluster detection of transition radiation photons, CERN-EP/80-156, (1980)
- [2] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. Aufl., [Walter de Gruyter, 1983] 816-821, 748-752
- [3] X. Artru et al., *Phys. Rev.*, D 12 (1975) 1289
- [4] A. L. Aichanian, *Nucl. Instr. and Meth.*, 158 (1979) 137
- [5] M. Deutschmann et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 180 (1981) 409
- [6] M. L. Cherry et al., *Phys. Rev.*, D 10 (1974) 3594
- [7] C. W. Fabjan, W. Struczinski, *Physics Letters*, 57 B (1975) 483
- [8] M. L. Cherry, D. Müller, *Phys. Rev. Letters*, 38 (1977) 5
- [9] M. L. Cherry, *Phys. Rev.*, D 17 (1978) 2245
- [10] J. H. Cobb et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 140 (1977) 413
- [11] *Handbook of Chemistry and Physics*, 64th edition 1983-84, (CRC Press, 1983)
- [12] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, (1977)
- [13] C. Camps et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 131 (1975) 411
- [14] R. Bosshard et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 127 (1975) 141
- [15] B. Dolgoshein, Transition radiation detectors and particle identification, invited talk, *Wiener Wirechamber Conference*, (1986)
- [16] M. Baake, Diplomarbeit, (Bonn: 1984)
- [17] C. W. Fabjan et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 185 (1981) 119
- [18] T. A. Prince et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 123 (1975) 231
- [19] C. W. Fabjan, *Nucl. Instr. and Meth.*, 146 (1977) 341
- [20] W. W. M. Allison, J. H. Cobb, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 30 (1980) 253
- [21] J. H. Cobb et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 133 (1976) 315
- [22] A. H. Walenta, *Proc. 11th SLAC Summer Inst. on Part. Phys.*, SLAC Rep. 267 (Stanford: 1983) 275
- [23] V. K. Ermilova et al., *Sov. Phys. JETP*, 29 (1969) 861
- [24] L. Landau, *J. Exp. Phys. USSR*, 8 (1944) 201
- [25] P. V. Vavilov, *Zh. Exper. Teor. Fiz.*, 32 (1957) 320
- [26] R. D. Birkhoff, *Handbuch der Physik*, 34 (Springer, 1958) 87
- [27] S. T. Seltzer, M. J. Berger, *Nucl. Science Ser., Rep. Num.* 39 (Washington: 1964) 187
- [28] V. A. Davidenko et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 67 (1969) 325
- [29] P. Relak, A. H. Walenta, *IEEE Trans. Nucl. Science*, NS-27 (1980) 54
- [30] A. H. Walenta, *Physica Scripta*, 23 (1981) 354
- [31] W. W. M. Allison, P. R. S. Wright, CERN, 35 (Geneva: 1983)
- [32] W. Bandrynek et al., *Rev. of mod. Phys.*, 44 (1972) 758
- [33] E. J. Kolbetich, R. Katz, *Phys. Rev.*, 170 (1968) 391
- [34] A. Peisert, F. Saub, *Drift and diffusion of electrons in gases*, CERN 84-08, (1984)
- [35] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, (B.G. Teubner, 1984)
- [36] H. Kapitzka, Diplomarbeit, DESY F14-79/01, (1979)
- [37] G. M. Garibian et al., *Zh. Exper. Teor. Fiz.*, 66 (1974) 552
- [38] G. M. Garibian et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 125 (1975) 133
- [39] B. Bauche, Diplomarbeit, (Aachen: 1983)
- [40] S. Paul, Diplomarbeit, (Bonn: 1982)
- [41] A. Büngener, Diplomarbeit, (Hamburg: 1983)
- [42] A. Artamonov et al., Pion and electron separation in mixed e/π beams at 1-5 GeV by means of transition radiation, *Conf. Novosibirsk*, (1984)
- [43] H. Weidkamp, Diplomarbeit, (Aachen: 1986)
- [44] Y. Watase et al., Design study of a transition radiation detector for VENUS at TRISTAN, *subm. to Wirechamber Conference Vienna*, (1986)
- [45] Y. Kurihara, Y. Suzuki, Y. Watase, Electron identification between 2 and 6 GeV/c by using a transition radiation detector, (1985)
- [46] A. Denisov et al., Performance of the E715 transition radiation detector, *Fermilab-Conf-84/134-E*, (1984)
- [47] A. Büngener, M. Holder, B. Koppitz, R. van Staa, P. Stähelin, *Nucl. Instr. and Meth.*, 214 (1983) 261
- [48] S. Nann, Diplomarbeit, (Hamburg: 1986)
- [49] S. Nann, mündliche Mitteilungen, (1985-86)
- [50] H. J. Butt, B. Koppitz, S. Nann, R. van Staa, Electron identification up to 100 GeV by means of transition radiation, *DESY 86-042*, (1986)