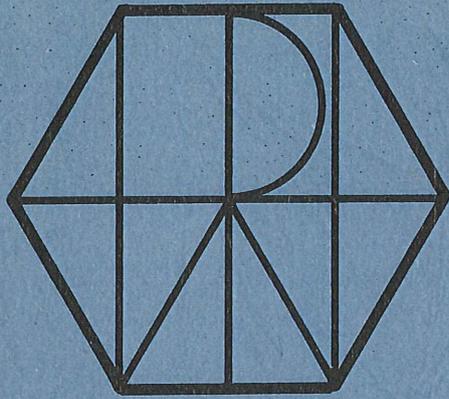


do not remove



PITHA 89 - 04

Januar 1989

Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung
in einem Testsegment der radialen H1-Driftkammer

Stephan Schulte

III. Physikalisches Institut, Technische Hochschule Aachen,

Aachen, Germany

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
51 AACHEN, FR GERMANY

Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung in einem Testsegment der radialen H1-Driftkammer

von
Stephan Schulte

ABSTRACT:

The forward Track Detector (FTD) in the H1 experiment at the HERA electron proton collider includes three large radial wire drift chambers for both accurate charge track reconstruction and particle identification by transition radiation (TR) detection.

In a test experiment the characteristics of a single wedge prototype filled with several gas mixtures (argon-ethane, xenon-ethane-helium) and the electron identification with several radiator materials (carbon fibres, polyethylene fibres) have been studied.

Results of the electron/pion discrimination by transition radiation detection with the method of pulse integral analysis are shown. For 90% electron acceptance the pion contamination is $\approx 8\%$ at high momentum (≈ 60 GeV/c). At lower momenta electron identification is further enhanced by the multiple sampling of pulse integral in this chamber, resulting in a pion contamination of $\approx 0.5\%$ at 5 GeV/c.

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen

im Januar 1989

angefertigt im
III. Physikalisches Institut B (Prof. Dr. G. Flügge)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Entstehung von Übergangsstrahlung	4
2.1.1	Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche	4
2.1.2	Übergangsstrahlung an vielen Schichten	5
2.2	Nachweisprozesse in einer Driftkammer	8
2.2.1	Ionisation	8
2.2.2	Photoabsorption	10
3	Aufbau und Durchführung des Experiments	13
3.1	Aufbau der Testkammer	13
3.2	Elektrische Beschaltung der Testkammer	16
3.3	Gasversorgung der Testkammer	20
3.4	Aufbau der Radiatoren	22
3.5	Testaufbau und Auslesesystem	23
4	Auswertung der Testdaten	25
4.1	Spurfit und Berechnung der Pulsintegrale	26
4.2	Kalibration der Daten	30
4.3	Berechnung der Pion / Elektron Trennung	33
4.4	Fehlerbetrachtung	38
5	Ergebnisse	40
5.1	Tabellen der gemessenen Trennungen	40
6	Zusammenfassung	43
7	Anhang: Untersuchung des Zusammenhangs zwischen angelegtem Potential und gemessenem Energieverlust	44

1 Einleitung

Zu Beginn der neunziger Jahre wird eine neue Generation von Teilchenbeschleunigern in Betrieb gehen: der LEP-Ring am CERN in Genf und das HERA-Projekt im DESY/Hamburg. Das Ziel beider Projekte ist die Suche nach den Grenzen des Standardmodells, die Untersuchung der Links-Rechts Asymmetrie der schwachen Wechselwirkung bei hohen Energien sowie die Erforschung der Quark-Gluon-Wechselwirkung im Rahmen der QCD, und, nicht zuletzt, die Suche nach der Bestätigung neuer Theorien.

Im HERA-Ring werden dazu Elektronen von 30 GeV auf Protonen mit einer Energie von 820 GeV geschossen. Der dominante Prozeß beim Aufeinandertreffen beider Teilchen ist die tiefinelastische Elektron-Quark Streuung. Aufgrund der stark unterschiedlichen Impulse der beiden Teilchen kommt es zu einer Bündelung der Quarkfragmente und leptonischen Anteile nach vorn (\cong Protonenrichtung). Simulationen [LUN82] haben ergeben, daß etwa 50% der erzeugten Teilchen vom Wechselwirkungspunkt aus in einem Winkel von weniger als 30° nach vorn fliegen. Vor allem bei NC-Ereignissen, in denen ein „single electron“ nach vorn fliegt, oder bei der Produktion schwerer Quarks und Leptonen, die in eine große Zahl in Vorwärtsrichtung gebündelter Teilchen zerfallen, ist in diesem Bereich daher sowohl eine präzise Spurbestimmung als auch eine gute Energiemessung und Identifizierung der Teilchen notwendig. Dazu ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut (siehe Abb. 1).

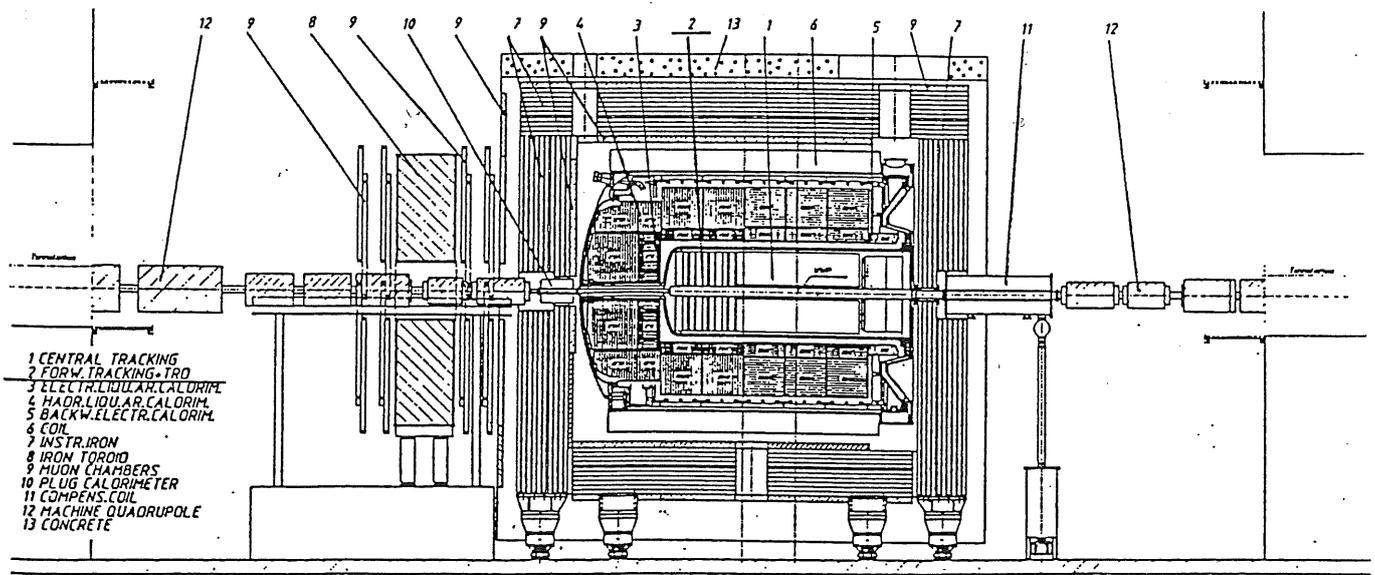


Abbildung 1: Schnitt durch den H1-Detektor

Der Vorwärtsbereich wird von insgesamt neun Spurdetektoren gebildet, die jeweils in Dreiergruppen zusammengefaßt sind (siehe Abbildung 2). Jede dieser Gruppen besteht (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) aus einer planaren Driftkammer, einer Vieldraht-Proportionalkammer sowie aus einem Radiator zur Erzeugung von Übergangsstrahlung mit anschließender radialer Driftkammer. Der von den Kammern abgedeckte Bereich reicht von etwa 5° bis 25° in Vorwärts- und vollen 2π in azimuthaler Richtung. Die genauen Anforderungen an die einzelnen Komponenten sowie Maße und Materialien sind an anderer Stelle ausführlich beschrieben [H1P86].

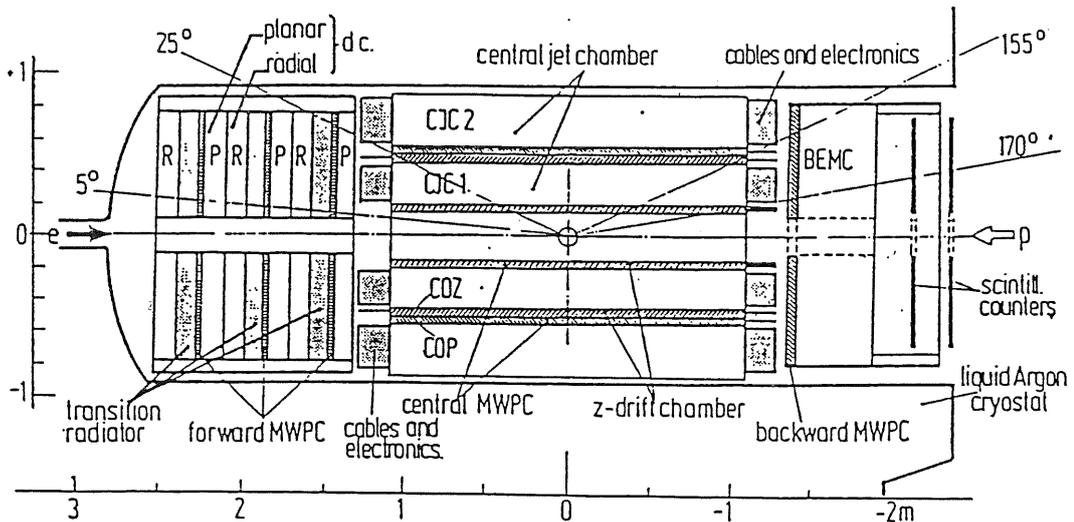


Abbildung 2: Schnitt durch den Spurbestimmungsbereich des H1-Detektors

Von den radialen Driftkammern sollen drei unterschiedliche Aufgaben erfüllt werden:

1. Die Kammer soll eine Ortsauflösung von $\sim 150\mu\text{m}$ in ϕ -Richtung (durch Driftzeitmessung) und von einigen Zentimetern in r -Richtung (durch Ladungsteilung) erreichen.
2. Durch Ladungsmessung soll eine Energiebestimmung der Teilchen ermöglicht werden.
3. Die in dem Radiator erzeugte Übergangsstrahlung soll in der Kammer nachgewiesen und so die Teilchenidentifizierung bzw. Elektron-Hadron Trennung verbessert werden.

Sie bestehen aus einem in 48 keilförmige Segmente unterteilten Rad, dessen Achse in Richtung der einlaufenden Protonen liegt (z -Achse). Jeder einzelne dieser Keile enthält in z -Richtung 12 Nachweis- und 11 Feldformungsdrähte, die radial nach außen gespannt sind. Die Trennfläche zwischen zwei benachbarten Kammern besteht aus einer G10-Platte mit aufgedruckten Kupferstreifen, die als Kathodenfläche dienen.

Die Vorderseite des Rades ist mit einer 50 μm dicken Mylarfolie abgedeckt. Davor ist außen eine 5 mm starke Rohacellplatte eingespannt, auf die eine zweite, 25 μm dicke Mylarfolie mit Feldformungsstreifen aus Aluminium geklebt ist. Auf der Rückseite der Kammern befinden sich ebenfalls zur Feldformung aufgeklebte Kupferstreifen.

Die Signaldrähte (50 μm dicke NiCr Drähte mit einem Widerstand von 530 Ω/m) von je zwei unter 90° versetzten Segmenten sind am Strahlrohr vorbei innen miteinander verbunden und werden an den beiden äußeren Enden ausgelesen.

Der Radiator zur Erzeugung von Übergangsstrahlung besteht aus 400 je 20 μm dicken Polypropylenfolien. Um den konstanten Abstand von 200 μm zwischen den Folien zu gewährleisten, wurden die Folien durch Tiefziehen über einem Drahtgitter wabenförmig strukturiert.

Zur Untersuchung der Eigenschaften der radialen Driftkammern wurde ein Testsegment gebaut, mit dem im DESY-Elektronenstrahl die Ortsauflösung von Teilchenbahnen sowie der Nachweis von Übergangsstrahlung gemessen wurden. Die Ergebnisse der Messungen zur Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung werden hier vorgestellt.

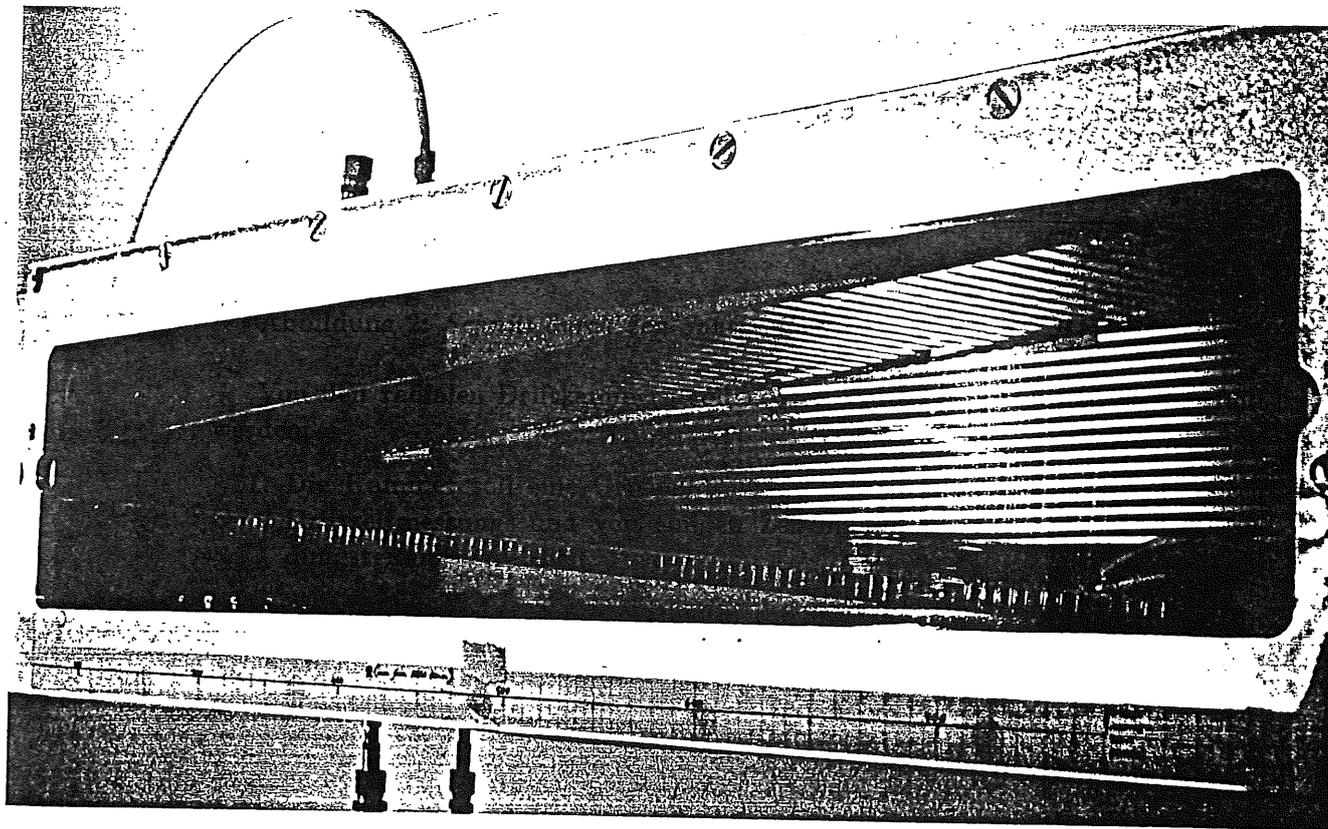


Abbildung 3: Photographie der Testkammer, in Strahlrichtung gesehen.

Die Rohacellplatte mit den Frontfeldformungsstreifen ist abgenommen.

2 Theoretische Grundlagen

Durchfliegt ein hochenergetisches, geladenes Teilchen mit Masse m und Energie E das Grenzgebiet zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ε , so strahlt es beim Übergang elektromagnetische Wellen aus, es entsteht die sogenannte Übergangsstrahlung [FRA46]. Die Gesamtenergie dieser Strahlung ist proportional zum Lorentzfaktor $\gamma = \frac{E}{m}$ des Teilchens. Durch den Nachweis der Strahlung, z.B. in einer Proportionalkammer, in der auch der Energieverlust durch Ionisation des primären Teilchens registriert wird, läßt sich daher eine Trennung unterschiedlich schwerer Teilchen mit gleicher Energie erzielen.

In diesem Kapitel werden zunächst die Prozesse erläutert, die zur Entstehung von Übergangsstrahlung führen. Danach folgt eine Beschreibung der beiden Nachweisprozesse — Photoabsorption und Energieverlust durch Ionisation —, die in der Kammer stattfinden.

2.1 Entstehung von Übergangsstrahlung

Ein elektrisch geladenes Teilchen, welches in einem Medium mit Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(\omega)$ fliegt, wird von einem elektromagnetischen Feld begleitet, das von der Bewegung \vec{v} des Teilchens sowie von $\varepsilon(\omega)$ abhängt. Beim Übergang in ein anderes Medium muß sich das Feld des Teilchens neu formieren, wobei ein Teil des Feldes als Übergangsstrahlung abgestrahlt wird. Dieses zusätzliche elektrische Feld ist notwendig, da sonst die Stetigkeitsbedingungen beim Übergang — die Tangentialkomponente des E-Feldes und die Normalkomponente des D-Feldes bleiben konstant — nicht erfüllt sind.

Im Folgenden sei immer $i=1,2$ mit $i=1$: Folie bzw. dichteres Medium im Radiator, $i=2$: Gas bzw. dünneres Medium im Radiator.

2.1.1 Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche

Die Grundlage für die Berechnung der in einem Radiator entstehenden Übergangsstrahlung ist der Durchgang eines Teilchens durch eine einzelne Grenzfläche zwischen zwei Medien.

Man kann nun die folgenden Annahmen machen:

$\gamma \gg 1$: es handelt sich um hochenergetische Teilchen,

$\omega \gg \omega_1, \omega_2$: die Frequenz des Übergangsstrahlungsphotons ist viel größer als die Plasmafrequenz der beiden Medien, wobei zusätzlich gilt $\omega_1 \gg \omega_2$,

$\theta \approx \frac{1}{\gamma} \ll 1$: die Abstrahlung ist auf einen schmalen Kegel im Vorwärtsbereich beschränkt, sowie

$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$: dies gilt im Röntgenbereich (einige keV), in dem die Übergangsstrahlung besonders gut nachgewiesen werden kann. ω_i ist dabei die

Plasmafrequenz des Mediums. Sie hängt über $\hbar\omega_i [eV] = 28,8 \cdot \sqrt{\rho Z/A}$ hauptsächlich von der Dichte ρ des Mediums in g/cm^3 ab, da bei den hier betrachteten Materialien für das Atomgewicht A und die Kernladungszahl Z etwa $Z/A = 1/2$ gilt.

Damit erhält man für die pro Raumwinkel- und Energieintervall abgestrahlte Energie in eV [STR86]:

$$\frac{d^2W}{d(\hbar\omega)d\Omega}|_{\text{Übergang}} = \frac{\alpha\theta^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + \theta^2} - \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \theta^2} \right)^2. \quad (2.1)$$

Die Gesamtenergie der Strahlung an einem einzelnen Übergang erhält man durch Integration von (2.1) über den ganzen Raum und alle Energien:

$$W = \gamma \frac{\alpha\hbar}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \quad (2.2)$$

Aus (2.2) ergeben sich mehrere Folgerungen: zum einen hängt die erzeugte Übergangsstrahlung von der Differenz der Plasmafrequenzen und damit den Dichten der beiden Medien ab. Weiter ergibt sich mit der typischen Übergangsstrahlungsenergie von $W_{TR} \approx \gamma \cdot \hbar\omega_1$, daß die Anzahl der pro Übergang erzeugten Photonen in der Größenordnung der Feinstrukturkonstanten $\frac{\alpha}{3} = \frac{1}{3 \cdot 137} \approx \frac{1}{400}$ liegt. Es sind also eine Vielzahl von Übergängen notwendig, um nachweisbare Übergangsstrahlung zu erzeugen. Drittens ist die Gesamtenergie proportional zu $\gamma = \frac{E}{m}$ des Teilchens, wodurch eine Unterscheidung verschieden schwerer Teilchen bei gleicher Energie möglich ist. Die Analyse von Übergangsstrahlung ist daher eine Möglichkeit der Teilchenidentifizierung bei hohen Energien.

2.1.2 Übergangsstrahlung an vielen Schichten

Wie oben gezeigt wurde, ist die Zahl der pro Übergang emittierten Photonen sehr gering ($\frac{1}{400}$). Daher werden zur Erzeugung meßbarer Übergangsstrahlung viele Übergänge zwischen zwei verschiedenen Medien hintereinander benötigt. Dies kann durch Stapelung von Folien oder Fasern realisiert werden. Durchfliegt das geladene Teilchen solch einen Folienstapel (Radiator), so wird an jedem einzelnen Übergang Strahlung erzeugt, wobei Interferenzeffekte der einzelnen Wellenzüge auftreten.

Die an jeder Grenzschicht erzeugte Strahlung überlagert sich dabei mit den an den nächsten Grenzen erzeugten Wellenzügen (Abbildung 4). Dabei interferieren nicht nur die beiden Wellen, die beim Durchgang durch die n -te Folie erzeugt werden, sondern auch die Wellenzüge, die beim Eintritt in Folie n bzw. in Folie $n+1$ entstehen. In der Formel für die Energieverteilung der Übergangsstrahlung muß daher noch ein Interferenzfaktor hinzugefügt werden:

$$\frac{dW}{d(\hbar\omega)d\Omega}|_{\text{Folie}} = \frac{dW}{d(\hbar\omega)d\Omega}|_{\text{Übergang}} \cdot 4 \sin^2 \frac{\phi_i}{2} \quad (2.3)$$

Für ein Medium der Dicke D_i gilt für den Phasenunterschied ϕ_i der beim Ein- und Austritt entstehenden Wellen

$$\phi_i = \omega \frac{D_i}{2c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \left(\frac{\omega_i}{\omega} \right)^2 \right) \quad (2.4)$$

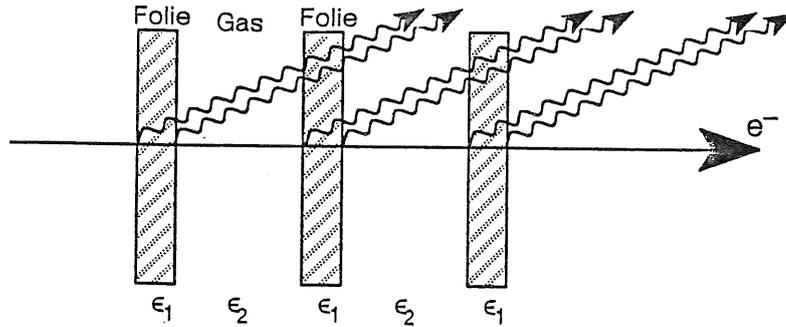


Abbildung 4: Skizze der entstehenden Wellenzüge und Interferenzen an einem Folienstapel

Es empfiehlt sich, hier die Formationszone z_i einzuführen. Sie ergibt sich aus Gleichung 2.4, indem man dort $\phi_i = 1$ setzt und nach D_i auflöst:

$$z_i = \frac{2c}{\omega} \left(\frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_i^2}{\omega^2}} \right) \quad (2.5)$$

Für hohe Teilchenenergien ($\gamma > 1000$) vereinfacht sich (2.5) zu

$$z_i = 2c \cdot \frac{\omega}{\omega_i^2}, \quad (2.6)$$

das heißt, die Länge der Formationszone wächst mit der Energie der Photonen. Mit der Formationszone läßt sich (2.3) umschreiben zu

$$\frac{dW}{d(\hbar\omega)d\Omega}|_{\text{Folie}} = \frac{dW}{d(\hbar\omega)d\Omega}|_{\text{Übergang}} \cdot 4 \sin^2 \left(\frac{D_i}{2z_i} \right) \quad (2.7)$$

Ist $\phi_i < 1$, d.h. $\sin^2 \frac{\phi_i}{2} < \frac{1}{4}$, so erhält man destruktive Interferenzen. Da ϕ gleich D/z ist, läßt sich der Begriff der Formationszone hiermit anschaulich erläutern: sie entspricht dem Abstand, den zwei Oberflächen voneinander mindestens haben müssen, damit es nicht zu destruktiver Interferenz beider an den Oberflächen erzeugten Wellenzüge kommt. Typische Werte für z liegen, bei $\gamma \approx 1000$, in der Größenordnung $10 \mu\text{m}$ in Festkörpern, in Gasen bei ca. $100 \mu\text{m}$.

Für sehr große Foliendicken D kommt es zu inkohärenter Addition der Intensitäten und es wird genau die doppelte Intensität eines Übergangs produziert.

Neben der Interferenz tritt im Radiator mit N Folienlagen auch noch Absorption der erzeugten Strahlung im Radiator selbst auf. Beide Prozesse lassen sich durch einen komplexen Faktor C_i beschreiben, bei dem der imaginäre Anteil die Interferenz, der Realteil die Absorption mit dem Absorptionskoeffizienten μ_i repräsentiert:

$$C_i = e^{i \frac{D_i}{2z_i} - \frac{\mu_i D_i}{2}}, \quad (2.8)$$

Zur Berechnung der Energieverteilung eines Radiators mit N Folien muß über alle Effekte und Folien summiert werden.

Bei der Summierung über alle Effekte an jeder einzelnen Folie erhält man eine geometrische Reihe. Als Endresultat ergibt sich [STR86]:

$$I^{(N)} = \frac{1 - C^N}{1 - C} \quad (2.9)$$

$$C = C_1 \cdot C_2,$$

Mit dem Absolutquadrat des Phasenfaktors aus Gl. (2.9) muß (2.1) noch multipliziert werden, um die Intensität der Strahlung zu berechnen:

$$\frac{dW}{d(\hbar\omega)d\Omega}_{|NFolien} = \frac{dW}{d(\hbar\omega)d\Omega}_{|\ddot{U}bergang} \cdot |I^{(N)}|^2 \quad (2.10)$$

Da der Interferenzterm vom Lorentzfaktor γ des durchfliegenden Teilchens abhängt (vgl. Gl. (2.3) und (2.4)), muß man Foliendicke und -abstand auf die zu erwartende Teilchenenergie optimieren. Dies hat zur Folge, daß bei einer bestimmten Wahl der Foliendicke für hohe γ -Werte die Energie der Übergangsstrahlung in eine Sättigung geht, statt weiter linear mit γ anzuwachsen, da es dann nach Gleichung 2.3 zu destruktiven Interferenzen kommt.

Zusammenfassend lassen sich also einige Forderungen für den Bau eines Radiators aufstellen:

- Das Material muß eine hohe Dichte haben, da die Plasmafrequenz $\omega_1 \sim \sqrt{\rho}$ ist.
- Da die Gesamtenergie nach (2.2) von der Differenz der Plasmafrequenzen der beiden Materialien abhängt, sollte diese möglichst groß sein.
- Um meßbar Übergangsstrahlung zu erhalten, muß der Radiator aus vielen (i.e. einigen hundert) Lagen bestehen. Dies können Folien oder auch Fasern sein. Bei Faserradiatoren ist zu beachten, daß sich die Fasern nur ungenau ausrichten lassen und auch die Formationszonen nur im Mittel eingehalten werden können.
- Das verwendete Material muß eine niedrige Kernladungszahl Z haben, da der Photoabsorptionsquerschnitt $\sigma_1 = \mu_1 D_1 \sim Z^n (\hbar\omega)^{-n}$ ist (siehe nächstes Kapitel). Lithium und Beryllium, die theoretisch am besten geeignet sind, scheiden aufgrund ihrer Gesundheitsschädlichkeit bzw. Brennbarkeit aus. Als nächstbeste Materialien bieten sich Kohlenstoff und Kohlenwasserstoffverbindungen an. Diese Verbindungen sind ungefährlich, preiswert und in verschiedenen Formen (Folien, Fasern) und Verbindungen (Polypropylen, Polyäthylen, Mylar) erhältlich.
- Das Gas im Radiator sollte ebenfalls einen niedrigen Absorptionsquerschnitt für Röntgenstrahlung haben (CO_2 , He, Luft).
- Folien- bzw. Faserdicke und -abstand sind auf den gewünschten γ -Bereich zu optimieren.

2.2 Nachweisprozesse in einer Driftkammer

Die in dem Radiator entstandene Übergangsstrahlung muß nun mit einem geeigneten Meßinstrument nachgewiesen werden. Im H1-Experiment ist dies eine dem Radiator nachgeschaltete Vieldrahtkammer, in der dann auch gleichzeitig noch eine Spurbestimmung der Primärteilchen stattfindet [H1P86],[PIL89]. Sowohl beim Bau der Kammer als auch bei der Wahl des Kammergases muß daher ein Kompromiß zwischen hoher Ortsauflösung und guter Teilchentrennung gefunden werden.

Die beiden entscheidenden Prozesse — zum einen der Ionisationsverlust geladener Teilchen, zum andern Photoeffekt der im Radiator erzeugten Photonen — überlagern sich, da sich, wie in Kapitel (2.1) vorausgesetzt, Elektron und Photon in der Kammer fast auf derselben Bahn bewegen.

2.2.1 Ionisation

Ein hochenergetisches geladenes Teilchen verliert beim Durchqueren einer Driftkammer einen Teil seiner Energie durch Stöße mit den Hüllenelektronen des Kammergases entlang seiner Flugbahn. Der mittlere Energieverlust des Teilchens durch Ionisation der Atome des Kammergases in Abhängigkeit von der Energie des Teilchens läßt sich durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben:

$$-\frac{dE}{dx} = K \cdot \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_0c^2\beta^2 E_M}{U^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right) \quad (2.11)$$

$$K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{m_0c^2}$$

mit N_A der Avogadrokonstanten, m_0 bzw. e sind Elektronenmasse bzw. -ladung, Z, A und ρ sind Kernladungszahl, Atommasse und Dichte des durchflogenen Mediums mit mittlerem Ionisationspotential $U = U_0 \cdot Z$, $U_0 = 13.5\text{eV}$. Das durchfliegende Teilchen hat die Ladung z und die Geschwindigkeit β in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c . $E_M = 2m_0c^2\beta^2\gamma^2$ beschreibt den maximalen Energieübertrag pro Stoß.

Der Verlauf des normierten Ionisationsverlustes I/I_0 , bezogen auf die minimale Ionisation I_0 , läßt sich, in Abhängigkeit vom Impuls p des ionisierenden Teilchens, in drei Bereiche unterteilen (siehe Abbildung 5). Für kleine Impulse fällt er mit $1/\beta^2$ bis zum Bereich der minimalen Ionisation ab. Diese liegt etwa bei $p \approx 3mc^2$, unabhängig von der Art der Teilchen. Von dort an überwiegt der logarithmische Term in Gleichung (2.11) und der Energieverlust steigt „relativistisch“ wieder an, bis er für hohe Impulse (etwa 150 GeV für Pionen und 500 MeV für Elektronen) konstant wird (Fermiplateau) und dort etwa das 1,5-fache der Minimalionisation beträgt.

Beim Durchflug werden im Mittel n_{prim} primäre Elektron-Ionen Paare erzeugt (siehe Tabelle 1). Bei einigen dieser Stöße kann der Energieübertrag so hoch sein, daß das ausgeschlagene Elektron genügend Energie bekommt, um weitere Gasatome zu ionisieren. Durch diese hochenergetischen Deltaelektronen vergrößert sich die Zahl der insgesamt pro cm erzeugten Paare, wobei die durch Deltaelektronen entstandenen Elektronen räumlich eng korrelierte Cluster entlang der Teilchenbahn bilden. Diese Cluster erzeugen auf dem Draht Pulse, die in Form und Höhe

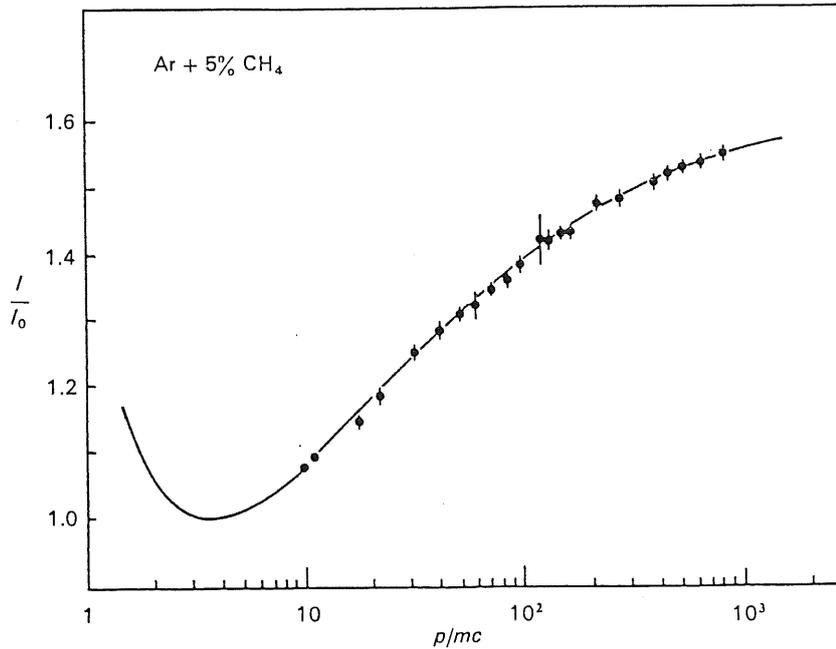


Abbildung 5: Verlauf des Energieverlusts geladener Teilchen der Masse m als Funktion ihres Impulses [PER87]

den durch Übergangsstrahlungsphotonen entstandenen Pulsen ähneln. Theoretisch kann die Energieverteilung durch eine Landau-Verteilung annähernd beschrieben werden. In Abbildung 6 ist eine gemessene Verteilung gezeigt.

In Tabelle 1 sind einige für die Messung relevante Eigenschaften der von uns verwendeten Gase zusammengestellt. Die Angaben zu den pro cm erzeugten primären und totalen Paaren sowie der mittlere Energieverlust beziehen sich auf minimal ionisierende Teilchen. Bei unseren Messungen lagen wir allerdings bereits im Plateau der Ionisation, daher müssen die Zahlen in den letzten drei Spalten mit etwa 1,5 multipliziert werden.

Gas	Z	A	Dichte [g/cm ³]	W_i [eV]	$\cdot U_0$ [eV]	dE/dx [keV/cm]	n_{prim} [1/cm]	n_{tot} [1/cm]
He	2	4	$1,66 \cdot 10^{-4}$	41	24,6	0,32	5,9	7,8
Ar	18	39,9	$1,66 \cdot 10^{-3}$	26	15,8	2,44	29,4	94
Xe	54	131,3	$5,49 \cdot 10^{-3}$	22	12,1	6,76	44	307
CH ₄	10	16	$6,7 \cdot 10^{-4}$	28	13,1	1,48	16	53
C ₂ H ₆	18	30	$1,34 \cdot 10^{-3}$	26,5	11,7	2,71	27	102

Tabelle 1: Eigenschaften der von uns verwendeten Gase.

W_i : Ionisationsenergie pro Paar, U_0 : mittleres Ionisationspotential,
 $n_{\text{prim}}, n_{\text{tot}}$: Anzahl der pro Zentimeter erzeugten primären bzw. totalen Paare.
 [SAU77], [CHR71]

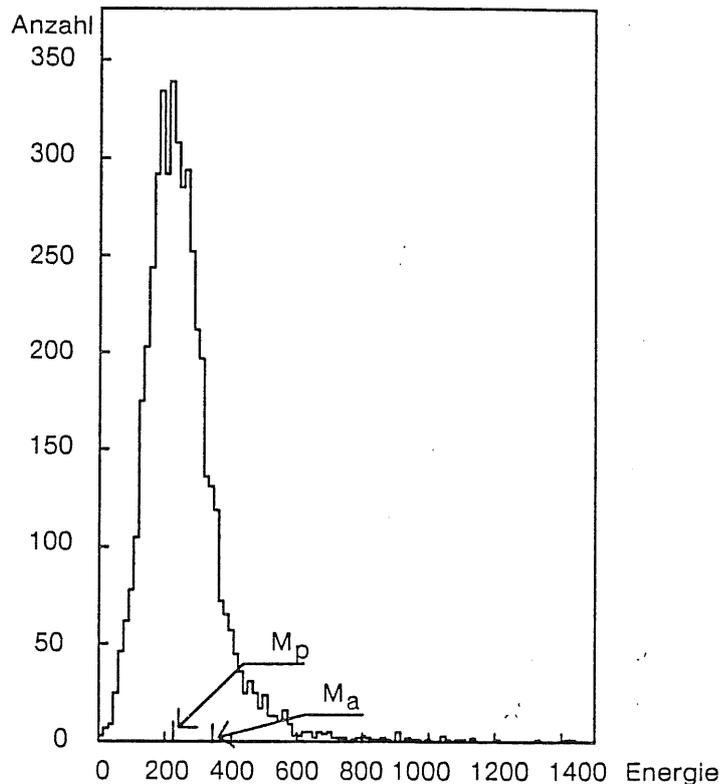


Abbildung 6: Gemessene Verteilung des Energieverlusts in Xenon
 M_p beschreibt den wahrscheinlichsten Energieverlust des Teilchens, M_a den mittleren Energieverlust, der sich mit der Bethe-Bloch-Formel (2.11) beschreiben läßt. Der lange Ausläufer zu hohen Energien hin stammt von den δ -Elektronen.

2.2.2 Photoabsorption

Ein Röntgenstrahl verliert beim Durchgang durch Materie an Intensität. Die Absorption der Photonen verläuft dabei exponentiell. Die Intensität I des Strahls nach Durchdringen der Schichtdicke x ist $I = I_0 e^{-\mu x}$, wenn I_0 die Intensität beim Eindringen ($x = 0$) ist. μ [$cm^2 g^{-1}$] bezeichnet dabei den energieabhängigen Absorptionskoeffizienten des durchflogenen Mediums (siehe Abb.7), x [gcm^{-2}] die reduzierte Dicke des Mediums. Die Art der Wechselwirkungen zwischen Photonen und dem Kammergas hängt von der Energie der Photonen ab. In dem Energiebereich der Übergangsstrahlungsphotonen (etwa 6 – 15 keV) überwiegt der Photoeffekt, der hier auch ausschließlich betrachtet werden soll.

Beim Photoeffekt schlägt das Photon ein Elektron aus einer inneren Schale des Gasatoms, das einen Teil des Impulses übernimmt. Das Elektron bekommt die Differenz zwischen E_γ und seiner Bindungsenergie als kinetische Energie. Im Gegensatz zum kontinuierlichen Energieverlust durch Ionisation ist der Photoeffekt ein eng lokalisierter Prozess, d.h. die Energie des Photons wird an einer Stelle in der Kammer abgegeben, wodurch ein Elektronencluster entsteht.

In dem Energiebereich von 6–15 keV hat von den möglichen Gasen Xenon den größten Absorptionsquerschnitt und damit die größte Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen (siehe Abbildung 7).

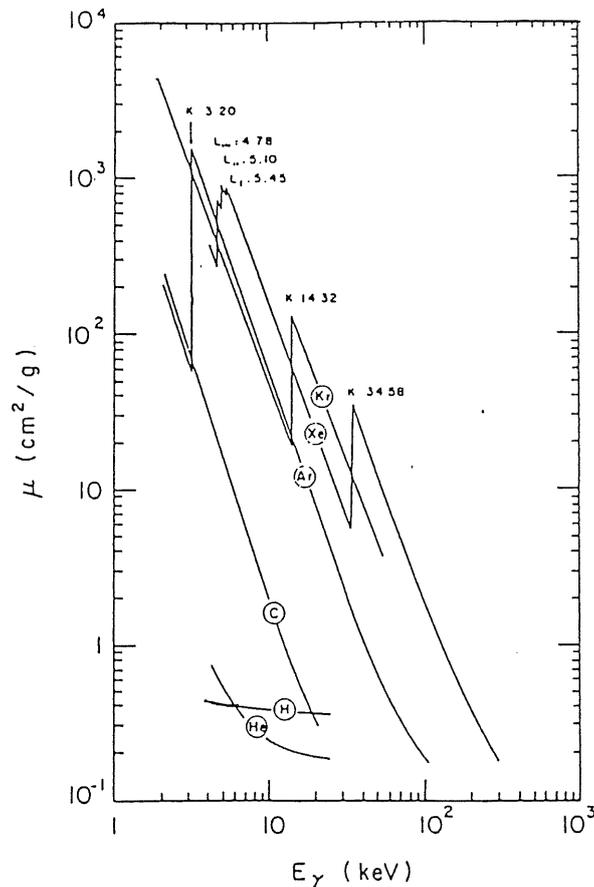


Abbildung 7: Absorptionskoeffizienten verschiedener Gase als Funktion der Photonenenergie

Es kommt dabei nur der Ausschlag eines Elektrons aus der L-Schale in Betracht, da nur dort die Bindungsenergie der Elektronen in der Größenordnung der Photonenenergie liegt (siehe Tabelle 2).

Kante	Energie
L_I	4,78 keV
L_{II}	5,09 keV
L_{III}	5,45 keV
K	34,82 keV

Tabelle 2: Bindungsenergie der inneren Schalen von Xenon

Als Folgeprozess zum Photoeffekt — das ionisierte und angeregte Restatom muß in den Grundzustand zurückkehren — findet bei Xenon in etwa 80% der Fälle Fluoreszenzstrahlung statt. Das heißt, ein Elektron aus einer äußeren Schale fällt in das entstandene Loch in der L-Schale und emittiert dabei ein Fluoreszenzquant, das wiederum Photoeffekt macht. In den restlichen 20 % der Fälle wird die Differenzenergie beim Sprung eines äußeren Elektrons nach innen direkt auf ein weiteres Außenelektron übertragen, das dadurch emittiert wird (Augereffekt).

Der Winkel zur Flugbahn des Photons, unter dem das Photoelektron das Atom verläßt, ist abhängig von E_γ . Während bei sehr hohen Energien (MeV) das Pho-

toelektron in Vorwärtsrichtung (d.h., in der Flugrichtung des Photons) emittiert wird, liegt im zu betrachtenden Energiebereich der Winkel bevorzugt bei fast 90° .

Am Beispiel eines in eine mit Xenon gefüllte Kammer eindringenden 9 keV-Photons sollen im folgenden alle Prozesse vorgestellt werden. Das Photon kann seine Energie nur durch Photoeffekt mit Elektronen aus der L-Schale verlieren. Das dabei freigewordene Elektron hat danach eine kinetische Energie zwischen 3,55 keV und 4,22 keV. Diese Energie wird durch elastische und inelastische Stöße mit dem Xenon abgegeben. Dabei werden, je nach Energie, 160 bis 200 Elektron-Ionenpaare erzeugt. Die Reichweite des Elektrons liegt dabei zwischen $70\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$, senkrecht zur Photonenbahn. Das heißt aber, daß der Energieübertrag und damit die Zahl der erzeugten Elektron-Ionenpaare auf dieser Strecke viel höher liegt als beim Ionisationsverlust des ursprünglichen Elektrons: es entsteht ein lokaler Cluster, der zu einem hohen Puls an einer Stelle in der Kammer führt. Dieser liegt jedoch, wie auch die durch Deltaelektronen erzeugten Cluster, nicht auf der Teilchenbahn und hebt sich daher, je nach Driftgeschwindigkeit des Gases, relativ deutlich von dem Puls durch Ionisationsverlust des Primärteilchens ab. Das Fluoreszenzquant mit seiner Energie zwischen 5,4 keV und 4,8 keV kann sich etwa 7–9mm von seinem Entstehungsort fortbewegen, bevor es absorbiert wird. Auf dieser Strecke macht es wiederum Photoeffekt.

3 Aufbau und Durchführung des Experiments

Das Experiment wurde am DESY Elektronen-Teststrahl in Hamburg im Juni und Juli 1987 durchgeführt. An den Messungen waren Mitglieder der H1-Kollaboration aus Aachen und Liverpool beteiligt. Die Kammer wurde in Liverpool entworfen und gebaut, das System zu ihrer Gasversorgung sowie die verschiedenen Radiatoren zur Erzeugung von Übergangsstrahlung stammten aus Aachen. Gemessen wurde bei Strahlenergien von 1,2 GeV bis 5 GeV, wobei eine Reihe von Parametern (Gasmischung, Driftfeldspannung, verschiedene Radiatoren) variiert wurden, um die Eigenschaften der Kammer wie Ortsauflösung, Doppelspurtrennung und Übergangsstrahlungsnachweis zu untersuchen. Es stand uns jedoch nur eine begrenzte Strahlzeit zur Verfügung, so daß es nicht möglich war, alle Messungen mit hoher Statistik aufzunehmen.

Im Folgenden wird die Testkammer und deren Aufbau, das verwendete Gassystem sowie der mechanische und elektronische Testaufbau beschrieben.

3.1 Aufbau der Testkammer

Die Testkammer ist der Prototyp eines der 48 Keile eines „Rades“ der radialen Driftkammern (siehe Einleitung). Im Aussehen ähnelt sie einer Kuchenspitze mit abgeschnittener Spitze. Sie hat eine Länge von 61 cm und eine Höhe von 10 cm an der breiten und 1,8 cm an der schmalen Seite. Ihre Tiefe beträgt 12,3 cm (siehe Bild 3 und Abbildung 8).

Die mittlere Drahtebene wird durch die elf Feldformungsdrähte bestimmt. Diese bestehen aus CuBe mit einer Dicke von 125 μm . Die 50 μm dicken 12 Signaldrähte bestehen aus einer NiCr-Legierung und haben einen Widerstand von 380 Ω . Sie sind um $\pm 200 \mu\text{m}$ gegen die mittlere Drahtebene nach beiden Seiten versetzt. Diese Versetzung erleichtert die links/rechts Unterscheidung von Spuren in der Kammer. Der hohe Drahtwiderstand ermöglicht eine Ortsbestimmung längs des Drahtes durch Ladungsteilung. Der Abstand zwischen den Feldformungs- und Signaldrähten, projiziert auf die Drahtebene, beträgt je 5 mm. Der erste Draht, ein Signaldraht, ist 5 mm von der inneren Mylarfolie entfernt, der letzte 8 mm von der hinteren Folie.

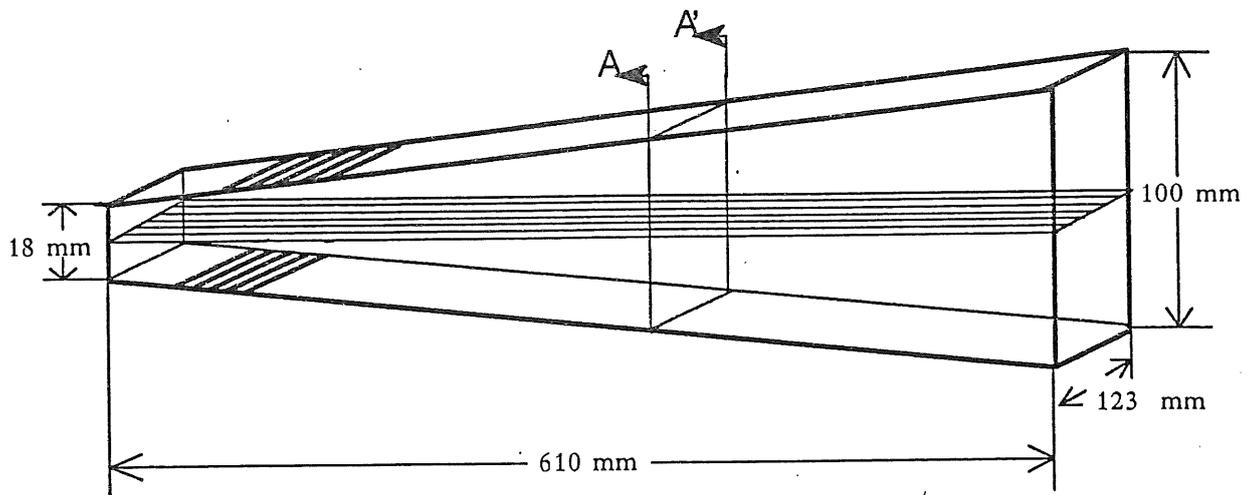


Abbildung 8 a) Skizze des Kammeraufbaus von der Strahlrichtung aus gesehen. Der Verlauf der Signal- und Feldformungsdrähte sowie der Kathodenstreifen ist angedeutet.

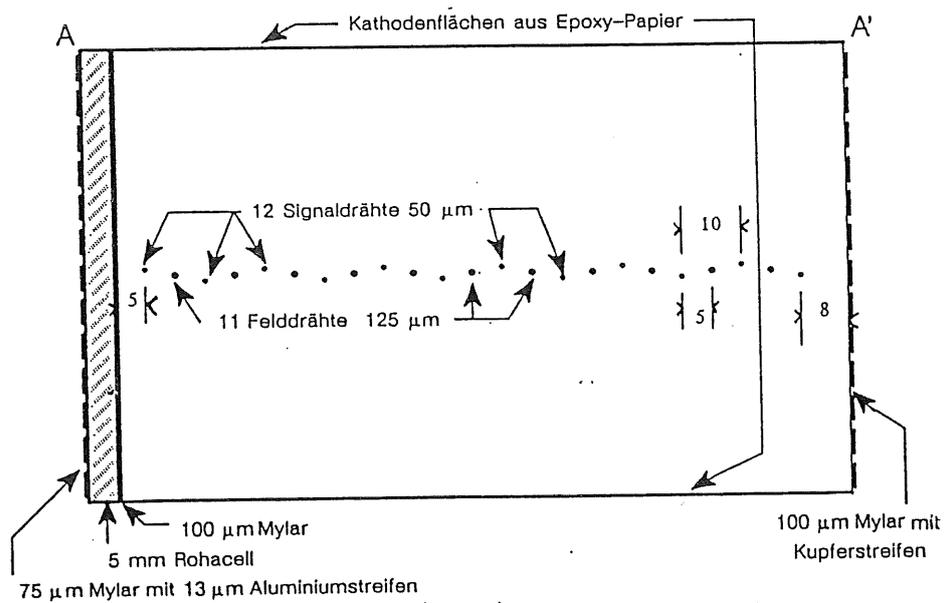


Abbildung 8 b) Schnitt quer durch die Kammer (Einheiten in mm)

Die beiden aufeinander zulaufenden Kammerwände bilden die Kathodenflächen. Sie bestehen aus Epoxy-Papier mit 61 Kupferstreifen, je 6 mm breit und in 4 mm Abstand voneinander, die elektrisch miteinander verbunden sind. Die Orientierung der Streifen ist senkrecht zum Drahtverlauf. Die Abstufung der angelegten Hochspannung an den Streifen ist so gewählt, daß die Linien gleicher Driftfeldspannung überall parallel zur Drahtebene verlaufen, das Driftfeld in der Kammer ist also überall homogen. Dies ist notwendig, um mit der Kammer eine genaue Ortsbestimmung durchfliegender Teilchen zu erzielen. In Abbildung 9 wurde dieser Feldverlauf mit WIRCHA simuliert. Die Signaldrähte, die in der Abbildung von links nach rechts verlaufen, wurden für WIRCHA durch eng nebeneinanderliegende Drähte senkrecht zum Schnitt ersetzt.

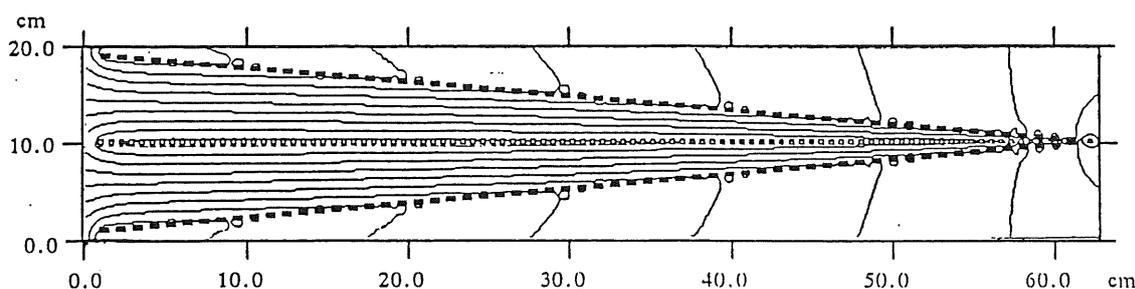


Abbildung 9: Verlauf der Aequipotentiallinien in der Kammer.

Die vordere, dem Strahl zugewandte Seite der Kammer besteht aus mehreren Schichten, wobei Aufbau und Auswahl der Materialien auf eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Übergangsstrahlung abgestimmt sind. Ganz innen schließt eine 100 μm Mylarfolie den Gasraum der Kammer nach außen ab. Davor befindet sich eine 5 mm starke Rohacell-Platte, die als Distanzhalter für die vorderen Feldformungsstreifen dient (siehe Abbildung 8 b). Im späteren H1-Experiment bildet sie zusätzlich einen festen Abschluß gegen den Radiator. Die Rohacell-Platte selbst verschlechtert die Nachweiswahrscheinlichkeit für Übergangsstrahlung nicht, da das Material einen sehr geringen Absorptionsquerschnitt besitzt und in anderen Experimenten schon als Radiator eingesetzt wurde [APP88].

Die Feldformungsstreifen, 3 mm breite und 13 μm starke Aluminium-Streifen (kleine Ordnungszahl $Z \cong$ kleiner Absorptionsquerschnitt) mit jeweils 2 mm Abstand voneinander, sind auf einer zweiten, 75 μm dicken Mylarfolie aufgeklebt, die wiederum auf der Rohacellplatte aufgespannt ist.

Auf der Rückseite der Kammer sind — ebenfalls zur Feldformung — wiederum Streifen aufgeklebt. Diese bestehen aus Kupfer mit einer Breite von 2 mm, der Abstand zwischen ihnen beträgt 3 mm.

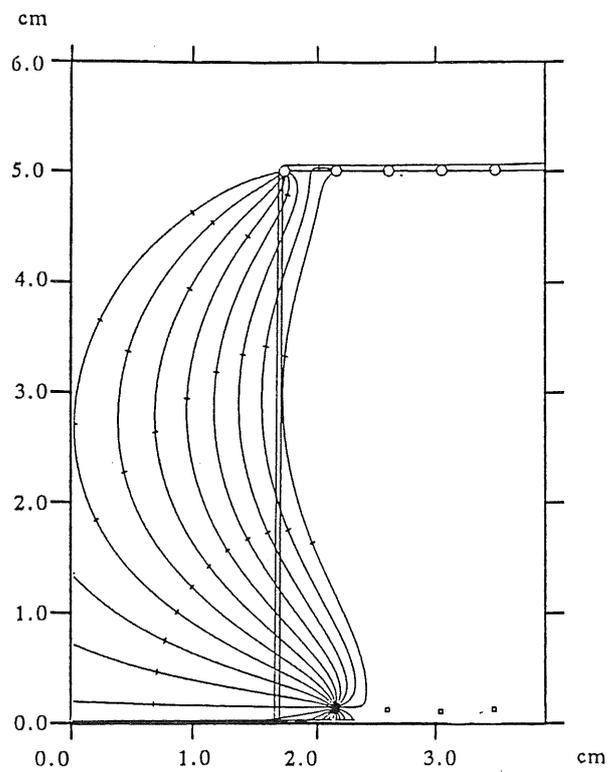
3.2 Elektrische Beschaltung der Testkammer

Neben der guten Ortsauflösung soll mit der Kammer auch Übergangsstrahlung gemessen werden. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen, wie oben gezeigt, mit wachsender Gasschicht in der Kammer abfällt, sollte das Driftfeld bis zur Kammerabschlußfolie möglichst homogen sein und die Feldlinien annähernd parallel verlaufen. Dies wird, wie eine Simulation [WIR83] zeigt, in der Kammer gut erreicht. In Abbildung 10 a-c ist der simulierte Feldverlauf in der Kammer ohne Feldformungsstreifen sowie mit und ohne zwischenliegender Rohacellplatte bei gleichbleibenden Streifenpotentialen gezeigt.

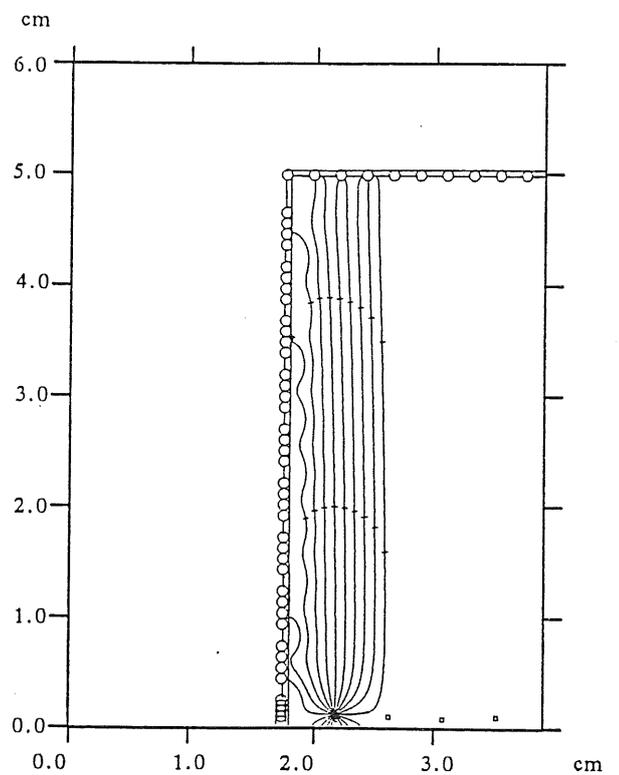
Ohne die Streifen entspricht der Feldverlauf in etwa dem, der am Rand eines Plattenkondensators herrscht; die Feldlinien werden in den Außenraum gedrängt (Abb.10 a). Die Streifen ohne zwischenliegendes Rohacell, also direkt auf der Kammervorderseite, verzerren das Feld des ersten Drahtes noch immer sehr stark. Dadurch, daß einige der Feldlinien auf den Feldformungsstreifen enden, wird der Einzugsbereich des ersten Drahtes verschmälert, was wiederum zu kleineren Pulsen bzw. geringer Photoabsorptionswahrscheinlichkeit führt. (Abb.10 b).

Aufgrund des Entwurfs der Kammer sind die Streifenpotentiale nicht beliebig variierbar (siehe unten). Daher bleibt zur Erlangung der gewünschten Feldhomogenität nur der Weg, die Streifen erst in einiger Entfernung vor der Kammer zu befestigen und so künstlich die Kammer elektrostatisch nach vorn zu verlängern. Dies wird, wie die Simulation zeigt, durch die Rohacellplatte erreicht. Der genaue Feldverlauf ist darüberhinaus natürlich noch von der Höhe der angelegten Spannungen an der Kathode, den Signaldrähten sowie den Streifen abhängig.

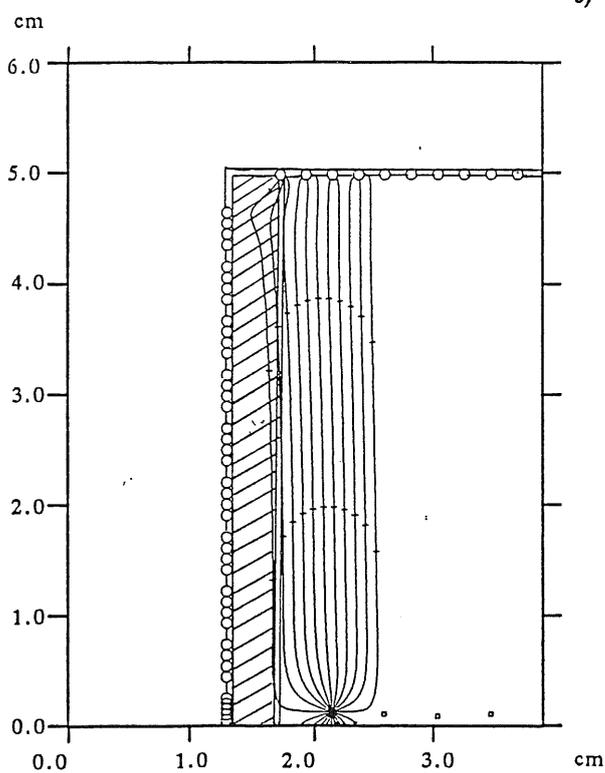
Da später im vollständigen H1-Experiment zu wenig Platz ist, um alle Kathoden- und Feldformungsstreifen einzeln anzusteuern, werden Spannungsteilerschaltungen zur Potentialabstufung benutzt. Dies reduziert gleichzeitig auch die Kosten für elektrische Anschlüsse um etwa eine Größenordnung (pro Kammersegment vier Anschlüsse an den Kathoden anstatt 120, 4 Anschlüsse an den Feldformungsstreifen anstatt 16). Die daraus resultierende Verschaltung der Kammer ist in Abbildung 11 dargestellt.



a)



b)



c)

Abbildung 10 : Simulierter Verlauf der Driftwege in einem Ausschnitt der Testkammer a) ohne Feldformungsstreifen, b) Streifen direkt am Kammeranfang und c) mit zwischenliegender Rohacellplatte. Isochronen, d.h. Linien gleicher Driftzeit, sind als kleine schwarze Querbalken an den Driftlinien eingezeichnet

Die beiden Kathodenflächen der Kammer sind parallel geschaltet. Die 61 Kathodenstreifen jeder Seite sind jeweils über 10 MΩ Widerstände untereinander verbunden, so daß der Gesamtwiderstand der beiden Kathodenflächen 300 MΩ beträgt. Um Potentialabweichungen aufgrund der Fehlertoleranzen der Widerstände möglichst auszuschließen, wurde eine gesamte Produktionsserie von 10 MΩ Widerständen aufgekauft und eingesetzt. Innerhalb dieser Serie sind die Unterschiede der einzelnen Widerstände sehr gering. Bei den vorderen bzw. hinteren Feldformungsstreifen sind die Streifen von innen nach außen auf beiden Seiten parallel verschaltet (siehe Abb.11). Das Potential des zentralen vorderen Feldformungsstreifens ist getrennt regelbar, was eine genauere Anpassung des Potentialverlaufs unmittelbar vor dem ersten Signaldraht erlaubt. Die Werte der einzelnen Widerstände sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Widerstand	R _H	R _{1F}	R _{2F}	R ₁	R ₂	R ₃	R _{2B}	R _{3B}
Anzahl	1	1	1	2 * 8	2 * 8	2 * 60	1	1
Wert	5.5 MΩ	4.8 MΩ	2.9 MΩ	10 MΩ	10 MΩ	10 MΩ	2.0 MΩ	41 MΩ

Tabelle 3: Werte der Widerstände, die bei der Schaltung verwendet wurden

An die Anschlüsse -EHV und -HV wird eine negative Hochspannung angelegt. Typische Werte dieser Potentiale lagen zwischen -248 V und -347 V für -HV und -5850 V bis -8180 V für -EHV. Daraus läßt sich dann das Potential an jedem Feldformungs- bzw. Kathodenstreifen berechnen. Das Potential des i-ten Kathodenstreifens (gezählt vom breiten Ende der Kammer) läßt sich wie folgt berechnen:

$$V_{Ci} = \left(\frac{(61 - i) \cdot 5M\Omega + 41M\Omega}{341M\Omega} \right) \left(\frac{21,0M\Omega}{26,5M\Omega} \right) (EHV - HV) + HV, \quad (3.12)$$

i läuft hier von 1 bis 60. Analog gilt für das Potential auf dem k-ten Feldformungsstreifen:

$$V_{Sk} = \left(\frac{(k) \cdot 5M\Omega + 2,0M\Omega}{44,9M\Omega} \right) \left(\frac{21,0M\Omega}{26,5M\Omega} \right) (EHV - HV) + HV, \quad (3.13)$$

wobei hier k von 1 bis 8 läuft (Bezeichnung der Streifen siehe Abbildung 11). Das Potential des mittleren vorderen Streifens lag zwischen 50 V und 220 V, das Potential der Signaldrähte zwischen 1,5 kV und 2,25 kV. Die Einflüsse einer bestimmten Potentialwahl auf die Nachweiswahrscheinlichkeit von Übergangsstrahlung sind sehr groß, da es durch die Feldformungsstreifen vorne leicht zu starken Feldverzerrungen in diesem Bereich kommt (siehe Anhang).

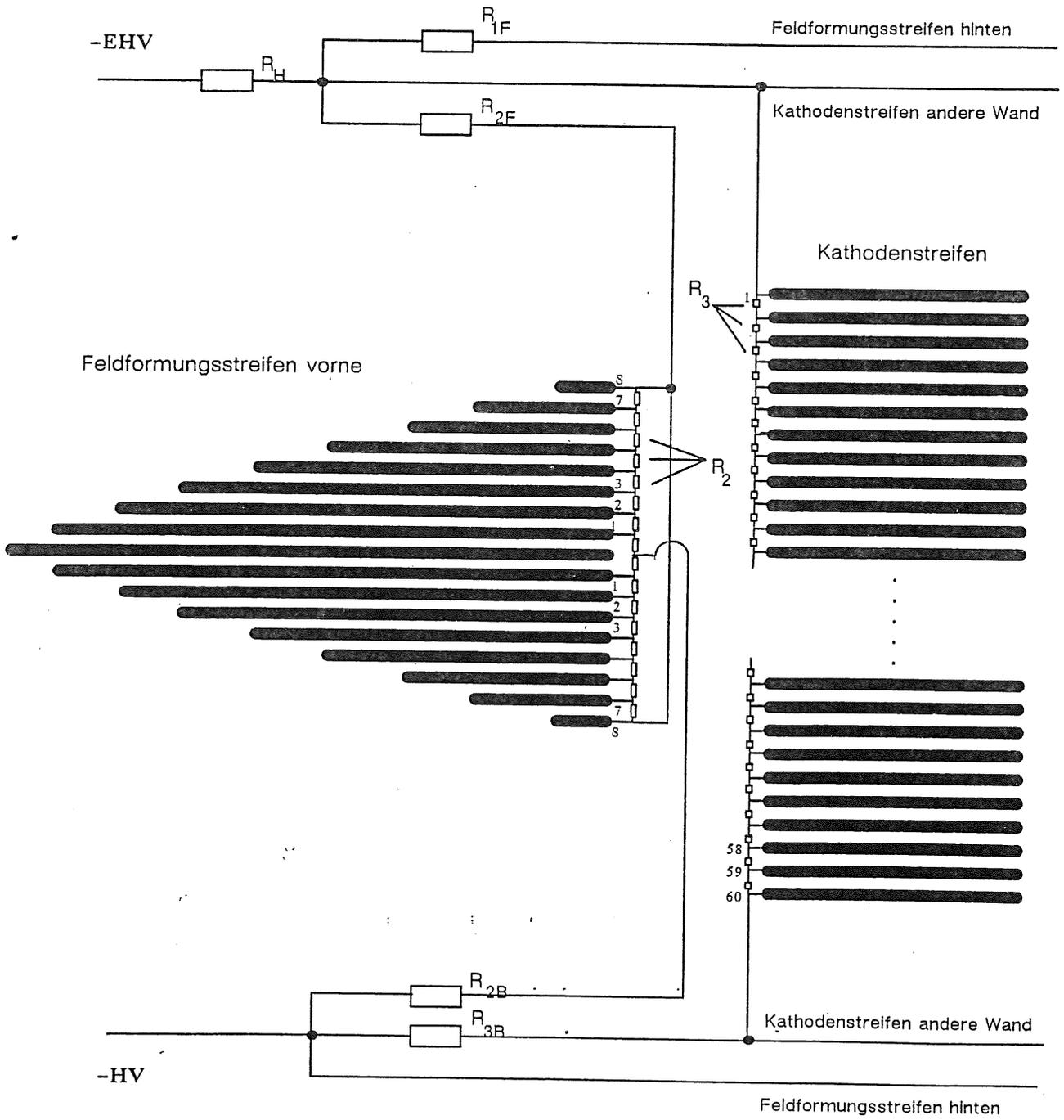


Abbildung 11 Skizze der Spannungsversorgung der Kathodenflächen und Feldformungsstreifen

3.3 Gasversorgung der Testkammer

Wie schon in der Einleitung erwähnt, soll mit der Kammer im H1-Experiment nicht nur der Nachweis von Übergangsstrahlung, sondern auch eine gute Spurbestimmung durchfliegender geladener Teilchen erzielt werden. Für eine Untersuchung dieser Eigenschaften wurden während des Runs unterschiedliche Gase in verschiedenen Mischungsverhältnissen in der Kammer getestet.

Frühere Untersuchungen mit verschiedenen Gasmischungen und Driftspannungen in Driftkammern haben gezeigt, daß Xenon-Mischungen im allgemeinen etwas schlechter in der Ortsauflösung sind als Argon-Mischungen [KRA87]. Will man jedoch gleichzeitig noch Übergangsstrahlung in der Kammer nachweisen, so ist Xenon dem Argon vorzuziehen, da die Absorptionswahrscheinlichkeit für Röntgenquanten in Argon zu klein ist (siehe Abbildung 7).

Bei unseren Messungen wurden die in Tabelle 1 aufgeführten Gase in verschiedenen Zusammensetzungen untersucht. Dabei dienten die mit Argon-Mischungen durchgeführten Messungen dazu, die Eigenschaften unserer Testkammer mit denen anderer Kammern vergleichen zu können (zum Beispiel mit den Messungen, die etwa zur gleichen Zeit mit einem Testmodul der CJC (central jet chamber) von einer Gruppe aus Hamburg durchgeführt wurden oder mit [KRA87]). Dagegen wurden die Xenon-Mischungen speziell für den Übergangsstrahlungsnachweis eingesetzt. Der Anteil des leichten Heliums in den verschiedenen Mischungen ist zur Verringerung der Dichte des Gasgemisches notwendig, damit sich die Kammerabdeckung bei Normaldruck nicht zu stark auswölbt. Aufgrund der hohen Dichte des Xenons käme es sonst zu einem „Ausbauchen“ der Folien.

Die gesamte Testkammer ist in einem Aluminiumgehäuse untergebracht, dessen Vorder- und Rückseite von den oben erwähnten Mylarfolien gebildet wird. Diese ganze Einheit ist gasdicht und wird von einem geschlossenen Gassystem versorgt. Dieses aufwendige System kommt zum Einsatz, da durch die ständige Überwachung und Reinigung sehr konstante Gasparameter erreicht werden. Außerdem ist Xenon relativ teuer, was ebenfalls für einen geschlossenen Kreislauf spricht. Es kam ein bestehendes System zum Einsatz. Eine Prinzipskizze dieses Systems ist in Abbildung 12 gezeigt.

Das Gas wird über die Partialdruckmethode in einem 50l Faß angemischt, die Mischungsverhältnisse werden mit einem Gaschromatographen überwacht [MAS87]. Aus dem Vorratsbehälter strömt das Gasgemisch durch DEOXO (BTS Katalysator auf CU-Basis) und Molsieb, wo ihm Sauerstoff und Wasserdampf entzogen werden. Zwei Flußmesser messen den Gasfluß durch die Kammer, zwei Drucksensoren im Ein- bzw. Auslaß der Kammer die Druckdifferenz. Ihre Signale werden von einem Mikroprozessor ausgewertet, der dementsprechend die Magnetventile im Ein- bzw. Auslaß der Kammer sowie die Pumpe steuert und so den Druck in der Kammer im Bereich von 100 μ bar konstant hält. Im Auslauf der Kammer ist der Gaschromatograph ins System geschaltet, außerdem befindet sich im Kreislauf ein Feuchtemesser. Der Methangehalt des Gases kann zusätzlich mit einem Infrarotgerät (BINOS der Fa. Leybold Heraeus, Hanau) gemessen werden.

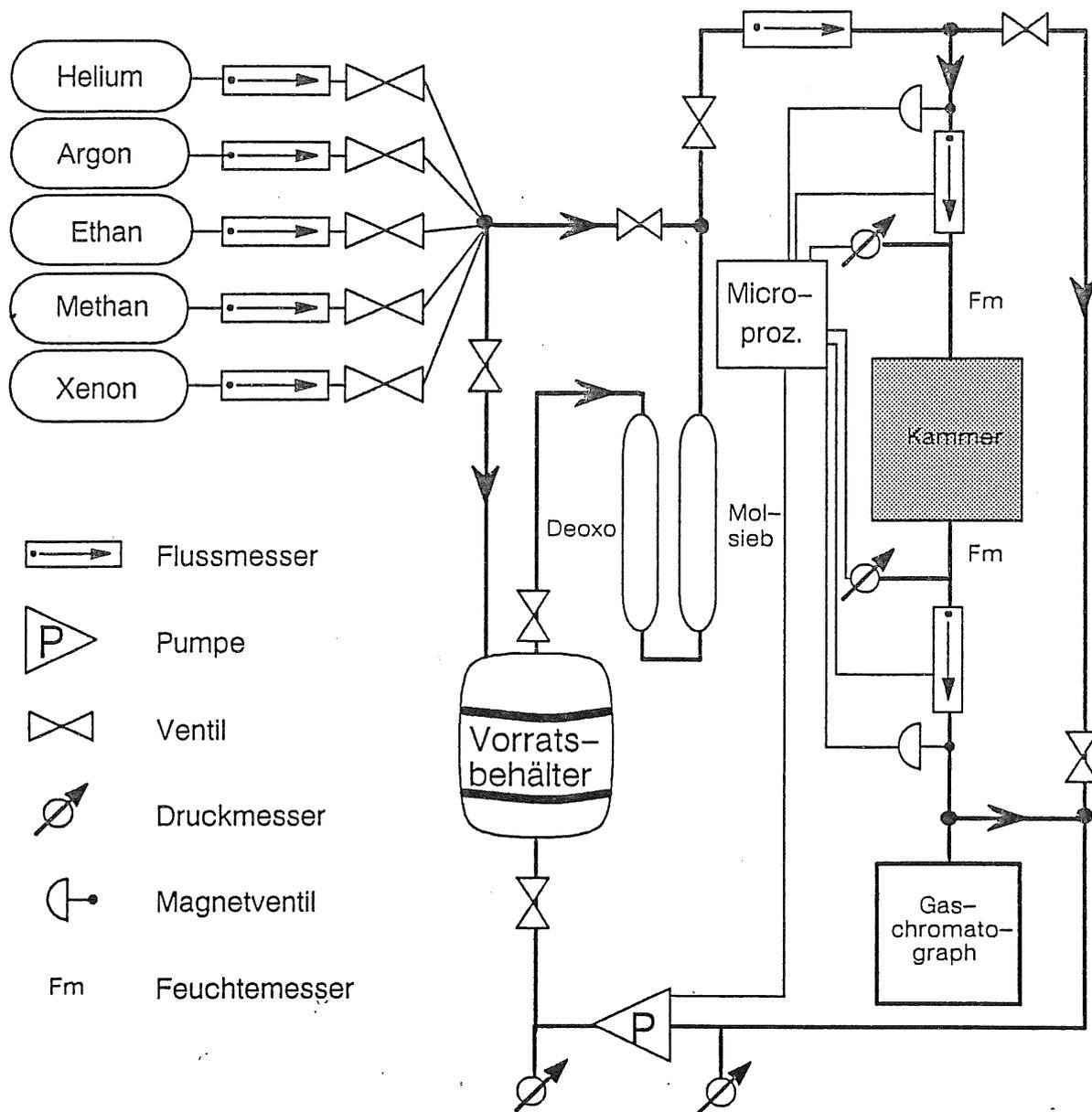


Abbildung 12: *Prinzipskizze des verwendeten Gassystems*

3.4 Aufbau der Radiatoren

Die von uns verwendeten Radiatoren bestehen, aufgrund der in Kapitel 2.1.2 gezeigten Überlegungen, aus Kohle- bzw. Polyäthylenfasern. Diese befinden sich jeweils in einem Kunststoffrohr der Länge 10 cm mit Durchmesser 10 cm und sind lagenweise durch Kämmen ausgerichtet. Zwischen den Fasern befindet sich Luft, die beiden Stirnseiten der Rohre sind mit einer dünnen Mylarfolie abgedeckt. In Tabelle 4 sind die Eigenschaften der verwendeten Radiatoren zusammengestellt. Die hier angegebene Anzahl der Lagen beschreibt die mittlere von einem Teilchen durchflogene Zahl von Fasern. Diese läßt sich aus der Faserdichte bzw. -dicke sowie der gemessenen Packungsdichte errechnen. Aufgrund der irregulären Lage der Fasern im Radiator muß man die Faserdicke durch eine „mittlere Faserdicke“ $\langle d \rangle$ ersetzen:

$$\langle d \rangle = \frac{\pi^2}{8} d \quad (3.14)$$

Die mittlere Zahl der durchflogenen Lagen $\langle N \rangle$ ergibt sich dann aus:

$$\langle N \rangle = \frac{\rho}{\rho_{Pd}} \cdot \frac{L}{\langle d \rangle} \quad (3.15)$$

Eine Herleitung der Berechnung irregulärer Faserradiatoren findet sich bei [STU81].

Material	Faserdichte [g/cm ³]	Packungsdichte [g/cm ³]	Anzahl der Lagen $\langle N \rangle$	Faserdicke [μm]
Polyäthylen	0,92	0,067	~ 350	20
Kohle	2,0	0,065	~ 450	7

Tabelle 4: Eigenschaften der verwendeten Radiatormaterialien

Die beiden Radiatoren wurden aus zuvor bereits getesteten Materialien so hergestellt, daß sich für beide in etwa die gleiche Packungsdichte ergab.

3.5 Testaufbau und Auslesesystem

Die Kammer war auf einem in der Ebene senkrecht zum Strahl frei verfahrbaren Tisch befestigt. Damit konnte, von der Meßhütte aus gesteuert und überwacht, die Kammer in jede Position im Strahl verfahren werden. Der Radiator, der in eine Halterung eingespannt war, wurde zeitweise auf den Tisch vor die Kammer gestellt. Die Strahlposition wurde mit Szintillatoren im Abstand von etwa 1,5 m vor bzw. hinter der Kammer bestimmt. Der Strahlquerschnitt wurde damit auf ca. 1 cm² begrenzt. Durch diese Anordnung wurde außerdem sichergestellt, daß die Strahldivergenz innerhalb der Kammer maximal 0,4 mm beträgt, gegenüber dem durch die Szintillatoren definierten Strahlquerschnitt also zu vernachlässigen ist. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 13 gezeigt.

Der Trigger für die Datennahme bestand aus drei Szintillatoren. In ihnen wurden von den durchfliegenden Elektronen Lichtblitze erzeugt, die in einem Photomultiplier verstärkt und in einen Spannungspuls umgewandelt wurden. Im einzelnen hatten wir

zwei gekreuzte Fingerzähler (Szintillatoren) S_1, S_2 vor der Kammer, die die Strahlposition bestimmen, sowie

hinter der Kammer eine Szintillatorplatte S_3 mit einem Loch von 1cm Durchmesser, durch das der Strahl geht; das Signal dieser Platte wurde als negative, bei Testruns mit Doppelspuren als positive Koinzidenz geschaltet.

Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn S_1, S_2 und $\overline{S_3}$ oder S_3 ein Signal gesendet hatten und der Datenaufnahmerechner (LSI-11) zur Datennahme bereit war. Die Triggerrate bei einer Elektronenenergie von 5-6 GeV betrug ca. 4Hz bei einer Strahlrate von ca. 200 Elektronen/s.

Die Kammersignale wurden dann mit 6 bit-FADCs (DL300) ausgelesen. Die direkt an der Kammer vorverstärkten Pulse werden dabei im 100-MHz Takt 256 mal ($\cong 2.56\mu s$) nicht linear digitalisiert. Dies bedeutet, daß die Abstufung der 64 Spannungsschritte (die Auflösung) für niedrige Pulse viel feiner ist als für hohe Pulse. Dadurch werden aber auch kleine Schwankungen in der Baseline überbewertet, wodurch in der Auswertung Probleme bei der Pulsfindung auftreten. Die Umrechnung zurück auf eine lineare Skala geschieht nach der Formel [MIL86]

$$A_{lin} = A_{n.lin} \frac{1}{1 - \frac{0.75}{64} \cdot A_{n.lin}} \quad (3.16)$$

A_{lin} und $A_{n.lin}$ bezeichnen die linearen bzw. nicht linearen Digitalisierungswerte. Die digitalisierten Daten wurden auf einer Platte des Datenaufnahmerechners zwischengespeichert, von wo sie zum DESY-Rechner (IBM 3081) überspielt und auf Bänder kopiert wurden.

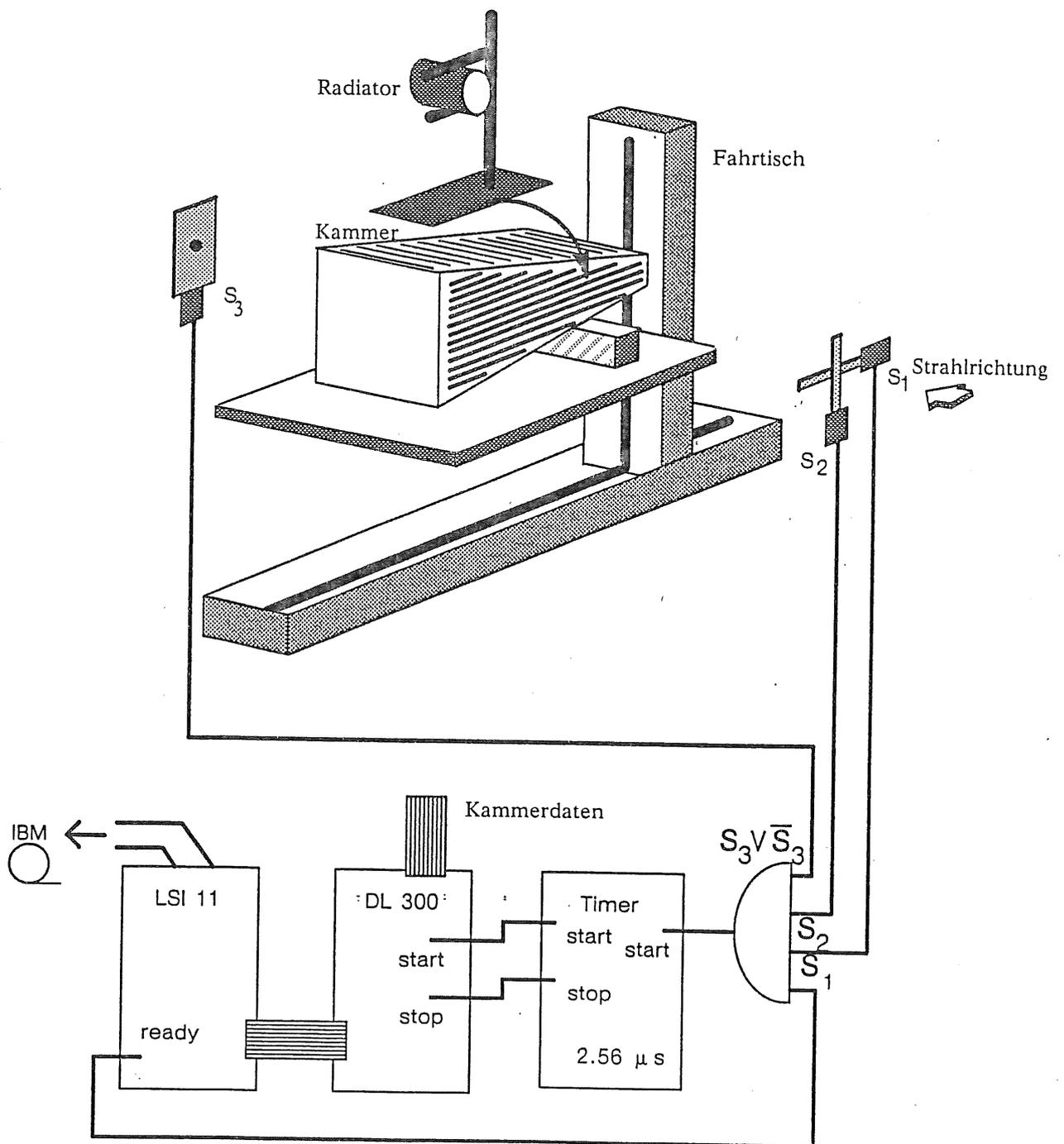


Abbildung 13: Skizze des mechanischen Testaufbaus und des Auslesesystems

4 Auswertung der Testdaten

Die zu jedem Ereignis aufgenommenen Meßdaten — jeder der 12 Drähte wurde auf beiden Seiten 256 mal abgetastet $\Rightarrow 12 * 2 * 256 = 6144$ Bytes — wurden in Form von BOS-Bänken [BLO86] abgespeichert. Durch dieses maschinenunabhängige Format ist es möglich, daß die Daten in Liverpool bzw. Aachen auf verschiedenen Rechnern ausgewertet werden können. In Aachen wurde zur Übergangsstrahlungsanalyse das Programm ANATRD verwendet, dessen Struktur in Abbildung 14 gezeigt ist. Die Funktionsweise des Programms wird im folgenden Kapitel beschrieben.

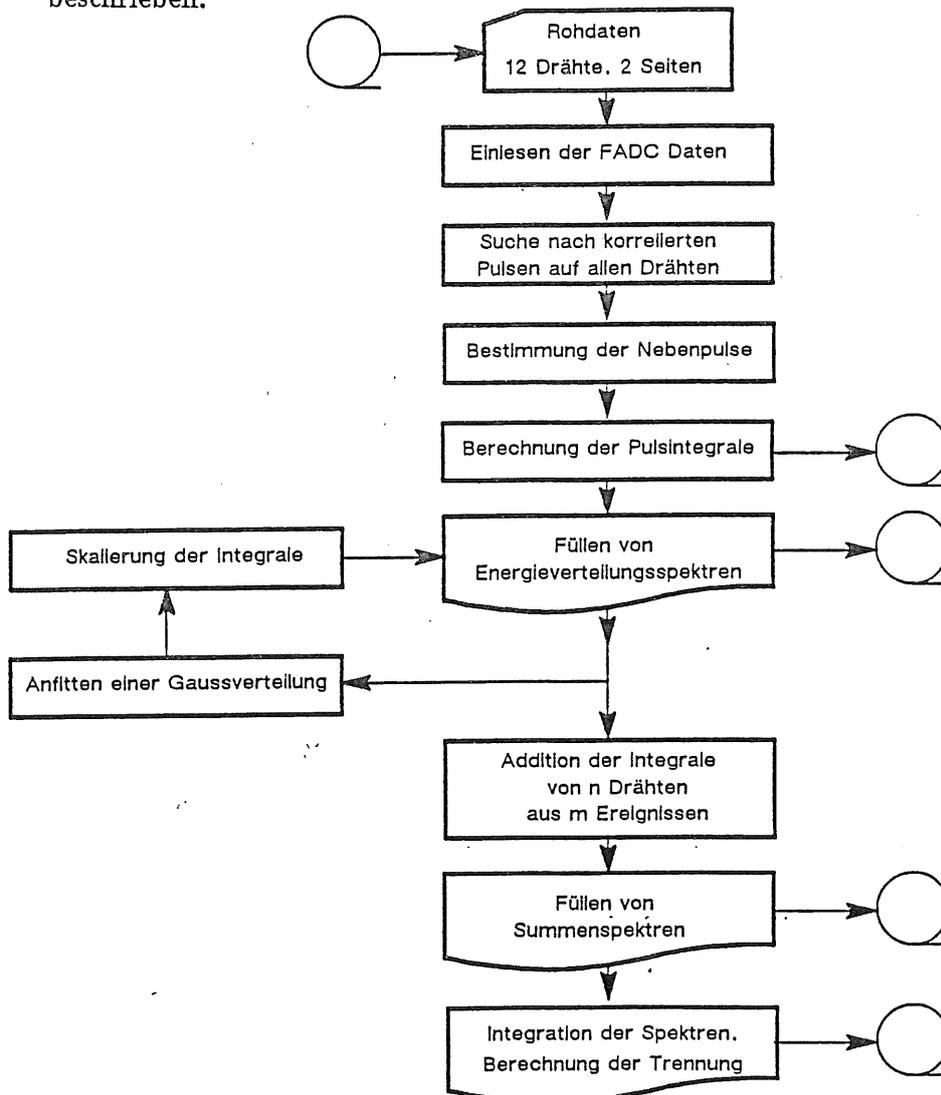


Abbildung 14: Programmstruktur ANATRD

4.1 Spurfit und Berechnung der Pulsintegrale

Zur groben Bestimmung der Pulslage („region of interest“) innerhalb des gesamten FADC-Bereichs werden zunächst einzelne Pulse direkt auf dem Bildschirm untersucht. Schon hier zeigt sich, daß Pulse mit Übergangsstrahlung nicht nur vermehrt Strukturen aufweisen, sondern auch die Lage des Pulsmaximums variiert. Als Beispiel der gemessenen Pulse ist in Abbildung 15 ein Ereignis aus einem Run ohne Übergangsstrahlung gezeigt. Man erkennt deutlich die unruhige Baseline aufgrund der Nichtlinearität der FADCs, des weiteren die vielen vorhandenen Strukturen auf den Pulsen.

Die Daten außerhalb der Pulsregion werden zur Baselinebestimmung herangezogen, die als Mittelwert aller Pulsdaten in diesem Bereich definiert wird. Aufgrund des Strahlquerschnitts von etwa 1cm^2 variiert jedoch die Pulslage, so daß zur Sicherheit die Pulsregion relativ breit gewählt ist. (Bei dem in Abb. 15 gezeigten Ereignis werden die Daten von Zeitbin 5–40 und von Zeitbin 150–200 benutzt.)

Als erster Schritt wird dann versucht, für jedes Ereignis eine Spur über alle Drähte zu fitten. Jeder Datensatz (1 Draht, 1 Seite) wird dazu nach folgenden Kriterien untersucht:

- Als Pulsbeginn wird das Zeitbin definiert, in dem der Puls zum erstenmal höher als drei Bins über die Baseline steigt.
- Das Pulsende ist erreicht, falls entweder der Pulswert unter drei Bins über die hintere Baseline fällt, oder nach längerem Abfallen eines Pulses ein neuer, deutlicher Anstieg erfolgt.
- Im letzten Fall werden alle pulsbestimmenden Daten wie Pulsbeginn und -ende sowie Lage und Höhe des Maximums abgespeichert und die Pulssuche beginnt erneut.

Aufgrund der Strukturen werden bei Daten mit Übergangsstrahlung fast immer mehrere Pulse gefunden. Diese können zwar teilweise in der Analyse genutzt werden, machen jedoch einen Spurfit über alle Drähte notwendig. Dazu wird für jeden gefundenen Puls die Lage des Pulsmaximums gespeichert. Ein Problem stellen dabei die Pulse dar, bei denen der Dynamikumfang des FADC nicht ausreichte und der zu hohe Pulswert (Overflow) als „0“ abgespeichert wurde. Diese falschen Werte müssen daher bei der Auswertung als Overflows erkannt und mit dem höchsten Wert „63“ aufgefüllt werden. Als Peak dieser Pulse wird der erste Overflow definiert.

Die zeitliche Lage aller gefundenen Pulsmaxima einer Seite wird in eine zweidimensionale Matrix eingetragen (siehe Abb. 16; hier ist der in Abbildung 15 gezeigte Puls ausgewertet). Die Summation über alle Elemente einer Spalte ergibt die Anzahl der auf allen Drähten in diesem Zeitbin gefundenen Pulse, der Wert wird in die dreizehnte Zeile (Summenzeile) eingetragen. Daß die Lage der Maxima um einen Wert variiert, hat mehrere Ursachen. Zum einen taucht durch die Versetzung der Drähte von $\pm 200\mu\text{m}$ bei einer Driftgeschwindigkeit von etwa $36\mu\text{m}/\text{ns}$ (für Xe/He/C₂H₆: 30/30/40) ein Laufzeitunterschied der driftenden Elektronen von ca. $11.1\text{ ns} \cong$ maximal 2 Zeitbins zwischen zwei benachbarten Drähten auf.

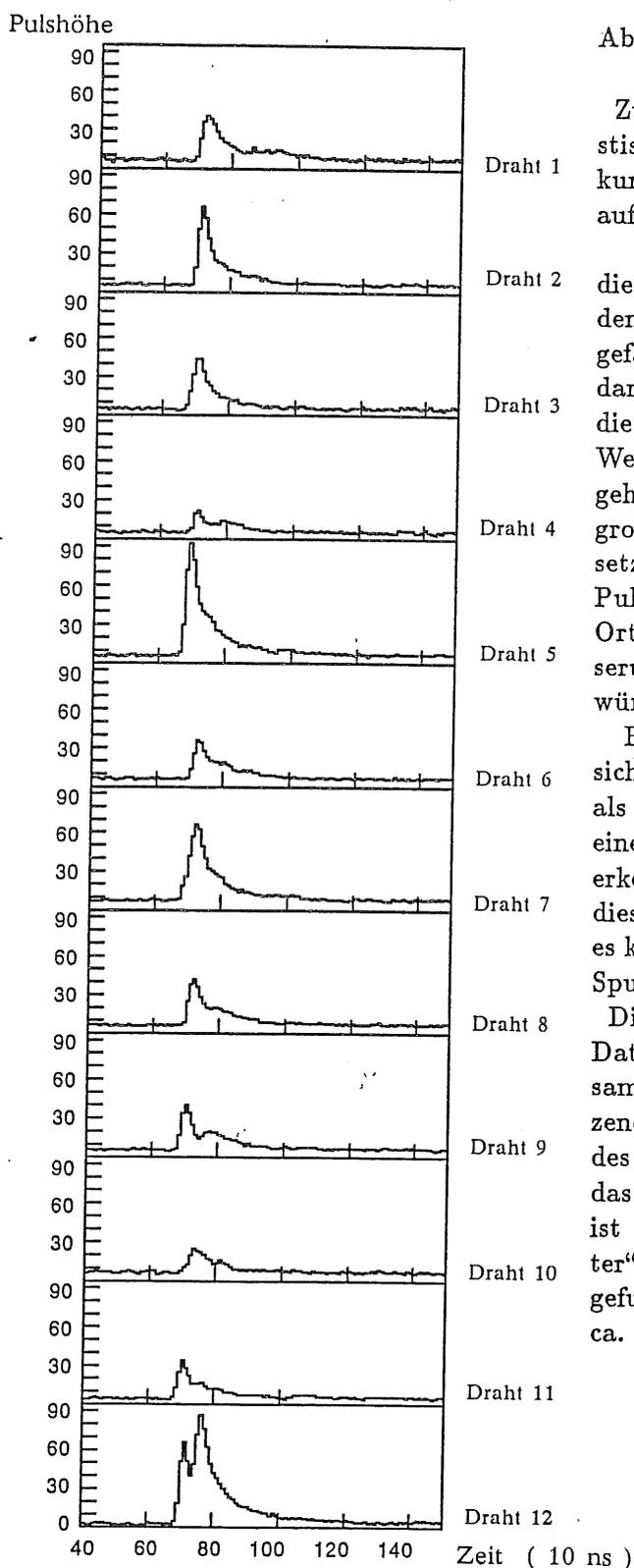


Abbildung 15 Puls ohne Übergangsstrahlung

Zum anderen liegen der Pulsentstehung statistische Prozesse zugrunde, so daß hier Schwankungen von 1-5 Zeitbins in der Anstiegszeit auftauchen [PIL88].

In der Summenzeile werden nun jeweils die Einträge von $2n + 1$ nebeneinanderliegenden Zeitbins ($\cong t_0 \pm n \cdot 10 \text{ ns}$) zusammengefaßt. Von den entstehenden Summen wird dann das Maximum bestimmt. Dessen t_0 gibt die Zeitmarke der so gefitteten Spur an, der Wert des Maximums die Anzahl der zur Spur gehörigen Pulse auf den 12 Drähten. Diese grobe Zeitmarkenbestimmung kann hier eingesetzt werden, da eine genauere Kenntnis der Pulslage, wie sie z.B. bei der Berechnung der Ortsauflösung benötigt wird, nicht zur Verbesserung der Trennwahrscheinlichkeit beitragen würde.

Bei Daten ohne Übergangsstrahlung stellt sich eine Zeitvariation von $\pm 20 \text{ ns} \cong n = 2$ als genügend heraus, um bei 2400 Ereignissen eines Runs eine Spur auf 90% der Drähte zu erkennen. Bei Übergangsstrahlungsdaten ist diese erlaubte Zeitschwankung jedoch zu klein, es kann nur noch über ca. 84% der Drähte eine Spur gefittet werden (siehe Tabelle 5).

Dies hängt mit der veränderten Pulsform von Daten mit und ohne Übergangsstrahlung zusammen. Der auf dem normalen Puls aufsitzende zweite Peak, der durch die Absorption des Röntgenquants erzeugt wird, verschiebt das Pulsmaximum auf diesem Draht. Daher ist allgemein die erlaubte Schwankung („Jitter“) auf $n = 4$ gesetzt, wodurch der Anteil gefundener Pulse bei Übergangsstrahlung auf ca. 94%, sonst auf ca. 97% steigt.

m	ohne Übergangsstrahlung	mit Übergangsstrahlung
0	11,74	11,25
10	14,28	14,50
20	15,31	16,70
40	15,70	21,94

Tabelle 6: Anzahl gefundener Pulse auf zwölf Drähten in Abhängigkeit von der Breite des Bereiches für Nebenpulse ($m \cdot 10$ ns)

140 ns \cong 14 Zeitbins führt. Über die Driftgeschwindigkeit ist daher m abhängig von Gasmischung und angelegter Spannung.

Aufgrund der aufsitzenden Photonenpulse bei Übergangsstrahlungsdaten treten diese Nebenpulse dort häufig auf (siehe Tab. 6). Um einen möglichst großen Anteil davon mitzuberücksichtigen, wurden Zeitbereiche bis zu $m = 40$ Zeitbins (400 ns) untersucht. Dabei zeigt sich, daß mit steigenden m zwar mehr Pulse gefunden werden, die Trennung dadurch aber keineswegs verbessert wird. Sowohl bei Daten mit als auch ohne Übergangsstrahlung steigt die Zahl der Pulse, sie liegt bei Übergangsstrahlungsdaten jedoch wesentlich höher.

Bei der Untersuchung der Nebenpulse zeigte sich, daß bei fast jedem Puls ca. 30 bins (300 ns) nach dem Pulsmaximum ein weiterer, erkennbarer kleiner Puls auftritt, der durch elektrische Eigenschwingungen des Systems Kammerdraht plus Vorverstärker entsteht und dessen Höhe von der Höhe des Hauptpulses abhängt [NIE88], [SCH88]. Dieser „bauartbedingte“ Puls, der nichts mit der eigentlichen Messung zu tun hat, sich aber negativ auf die Trennwahrscheinlichkeit auswirken würde, begrenzt den Zeitbereich für Nebenpulse. Zur Sicherheit ist daher allgemein m auf maximal 25 Zeitbins begrenzt.

Ist nun eine Spur durch zusammengehörige Pulse auf den Drähten gefittet worden, so wird für alle Pulse im Intervall $t_0 \pm 40$ ns sowie für alle Nebenpulse das Integral berechnet. Es ist definiert als Summe aller FADC-Werte zwischen Pulsanfang und -ende, jeweils vermindert um die Baseline in diesem Bereich.

Bei Pulsen mit Overflow ist das so berechnete Pulsintegral trotz Auffüllung immer noch zu klein, kommt dem tatsächlichen Wert im Einzelfall aber schon recht nahe.

Die berechneten Integrale, die Baseline sowie die Pulslage und -höhe werden dann abgespeichert, um später schneller Verteilungen und Trennung berechnen zu können (sog. Integraldaten).

4.2 Kalibration der Daten

Mit den Integraldaten können dann Energieverteilungsspektren für jeden einzelnen Draht sowie Mittelwertsverteilungen für eine bestimmte Anzahl von Drähten erstellt werden. Bevor die Daten bei der weiteren Auswertung miteinander verglichen werden können, müssen die Pulse verschiedener Drähte aufgrund unterschiedlicher Drahtparameter wie z.B. Gasverstärkung oder Elektronik untereinander skaliert werden.

Eine quantitative Eichung z.B. mit Hilfe einer Fe^{55} -Quelle während des Testruns konnte wegen fehlender Möglichkeiten im Testaufbau nicht durchgeführt werden. Die Reichweite der Quanten mit einer Energie von 5,9 keV beträgt in einer 30 prozentigen Xe-Mischung etwa 9 mm, sie hätten also bei einer außen auf der Kammer angebrachten Quelle nur auf den äußersten Drähten registriert werden können. Zur Kalibration auch der inneren Drähte wären daher innen in der Kammer angebrachte Quellen notwendig gewesen. Die Energieskalen in den verschiedenen Abbildungen sind daher nicht quantitativ bestimmten Energiewerten zuzuordnen. Die Skalierung für die unterschiedlichen Verteilungen ist jedoch immer gleich.

Bei der Auswertung zeigte sich, daß eine quantitative Eichung anhand der aufgenommenen Daten zwar denkbar gewesen wäre, diese Methode jedoch aufgrund der zu geringen Statistik nicht mit ausreichender Aussagekraft eingesetzt werden konnte: unter den Daten befanden sich einige Ereignisse mit eindeutig identifizierbarem Fluoreszenzquant. Bei diesen wenigen gefundenen Fällen fliegt das Quant direkt auf den Draht zu, so daß sein Puls erheblich früher registriert wird und vom Spurpuls gut zu trennen ist. Da die feste Energie des Quants genau bekannt ist, ließe sich so durch die Bestimmung des zugehörigen Integrals im Prinzip eine Energieeichung vornehmen.

Zur qualitativen Energieeichung aus den aufgenommenen Daten kann die Tatsache genutzt werden, daß theoretisch die Maxima der Energieverteilungen auf allen Drähten aufgrund ihrer gleichen Energie im selben Kanal liegen müßten. Daß dies bei den gemessenen Verteilungen nicht zutrifft, zeigt Abb. 17.

Dies liegt zum einen an der Versetzung der Signaldrähte. Der Einzugsbereich eines spurfernen Drahtes wird durch die beiden benachbarten, näher an der Teilchenbahn liegenden Drähte eingeschränkt (vgl. Abb. 10 c). In dem verschmälerten Einzugsbereich können weniger Primärelektronen gesammelt werden, was zu kleineren Pulshöhen auf diesen Drähten führt. Unterschiede in den Vorverstärkern und der Gasverstärkung der einzelnen Drähte spielen ebenfalls eine Rolle. So sind die auf Draht zwei und zehn gemessenen Pulse immer deutlich kleiner als erwartet, während auf Draht elf und zwölf überdurchschnittlich hohe Pulse registriert wurden.

Zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren wurden mehrere Wege getestet: Zunächst wurde eine Bestimmung des Maximums jeder Energieverteilung per Auge versucht. Die Lage des Maximums dient als Skalierungsfaktor. Diese Methode liefert zwar einen guten Abgleich der Daten, ist aber sehr subjektiv und zeitaufwendig.

Ein weiterer Versuch war die Berechnung des Schwerpunkts der Verteilung bis zu einem bestimmten Kanal (Prozentsatz der Verteilung). Die Lage des Schwerpunkts wird dann als Faktor genommen. Hierbei treten Probleme auf, wenn die

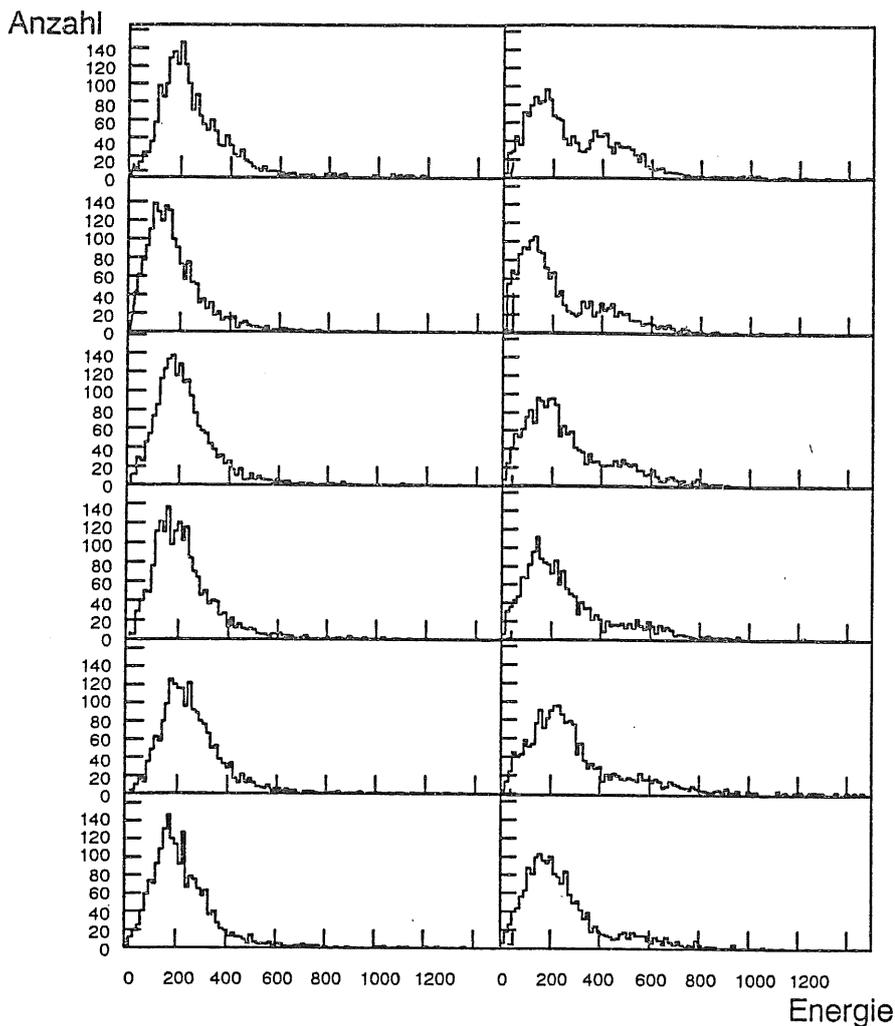


Abbildung 17: *Gemessene Energieverteilungsspektren der ersten sechs Drähte links ohne, rechts mit Übergangsstrahlung.*

Spektren sehr eng sind oder Strukturen in der Verteilung aufgrund der Einsortierung in Kanäle (sog. „Binningeffekte“) auftauchen, da dann die Lage des errechneten Schwerpunkts stark schwankt, wenn ein Kanal mehr oder weniger bei der Integration mitbetrachtet wird.

Als beste Methode hat sich dann das Anfitzen einer Gaußkurve an die Energieverteilungen herausgestellt (Abb.18). Die Ergebnisse der Kalibration sind im Gegensatz zur ersten Methode objektiv und reproduzierbar. Als Kalibrationsfaktor für den k -ten Draht dient dabei der Schwerpunkt $S(k)$ der angefitzten Gaußkurve. Bei Daten mit Übergangsstrahlung wird dabei auf den vorderen Drähten nur der Teil bis zum deutlichen Wiederanstieg des Energiespektrums berücksichtigt (siehe Abbildung 19), ansonsten wird an das gesamte Spektrum eine Gaußverteilung gefittet.

Dadurch liegt der Kalibrationsfaktor für diese Spektren systematisch etwa einen Kanal höher als bei Spektren mit Übergangsstrahlung, was bei der Berechnung der Fehler der Messung berücksichtigt werden muß.

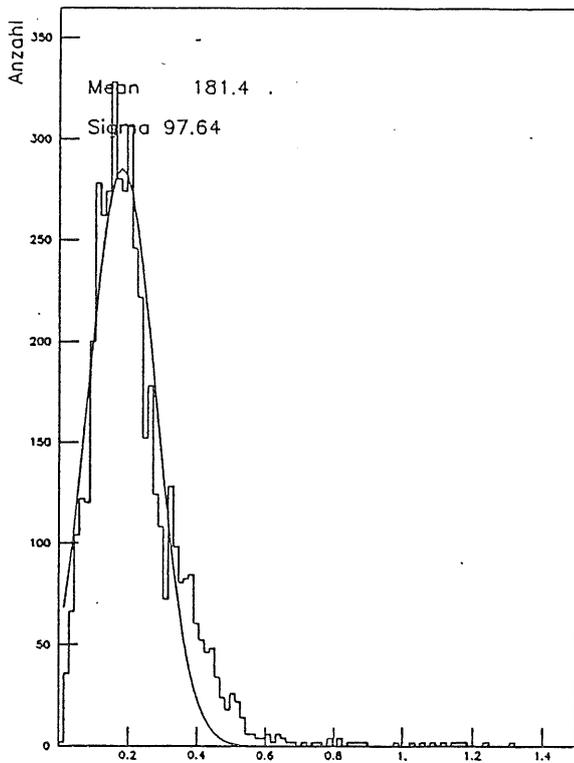


Abbildung 18: Gemessene Energieverteilung des ersten Drahtes mit angefitzter Gaußkurve

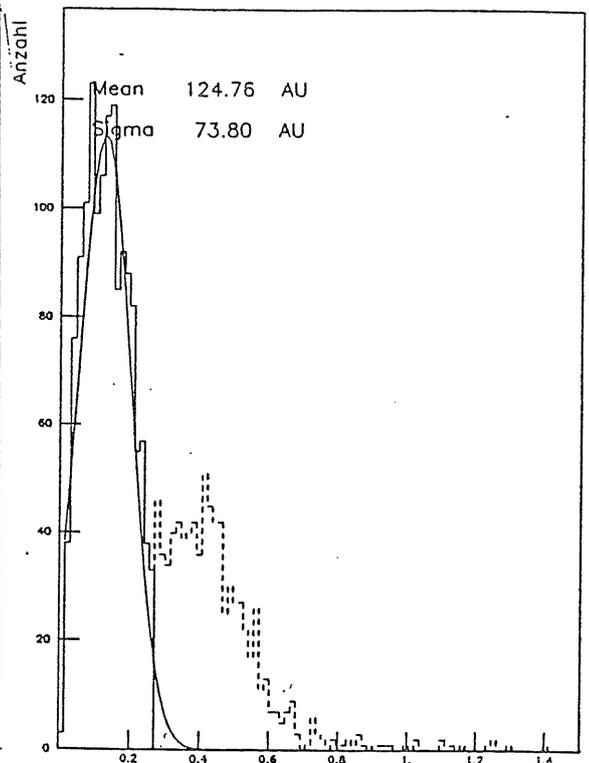


Abbildung 19: Gemessene Energieverteilung mit Übergangsstrahlung und angefitzter Gaußkurve. Der abgeschnittene Bereich ist gestrichelt.

Ein Draht (hier wurde Draht Nr.7 gewählt, da dieser sich als besonders stabil erwies) wird als Referenz genommen, die Integrale des k-ten Drahtes werden entsprechend umskaliert:

$$I'(k) = I(k) \frac{S(7)}{S(k)}. \quad (4.17)$$

Berechnet man wiederum eine Energieverteilung, nun jedoch mit den skalierten Integralen, so liegen die Maxima der einzelnen Kurven jetzt beinahe im selben Kanal. In Abb. 20 sind die Energieverteilungen der ersten 6 Drähte nach der Skalierung zu sehen.

Der Effekt der Kalibration wird im Vergleich mit Abbildung 17 deutlich erkennbar. Vergleicht man die Standardabweichungen der Schwerpunkte aller 12 Drähte vor und nach der Kalibration, so verringert sich der Wert von vorher $\sigma = 14\%$ auf $\sigma = 5,5\%$ nach der Kalibration, d.h., die Lage der Schwerpunkte schwankt weniger stark als vor der Kalibration.

Bei Daten mit Übergangsstrahlung hebt sich nach der Kalibration der hochenergetische Anteil ebenfalls wesentlich klarer vom restlichen Spektrum ab. Auf den ersten Drähten zerfällt hier die Kurve klar in zwei Teile. Das linke, höhere Maximum gehört zu dem Energieverlust des Elektrons durch Ionisation, der rechte, höherenergetische Teil rührt von der Übergangsstrahlungsenergie her. Man erkennt

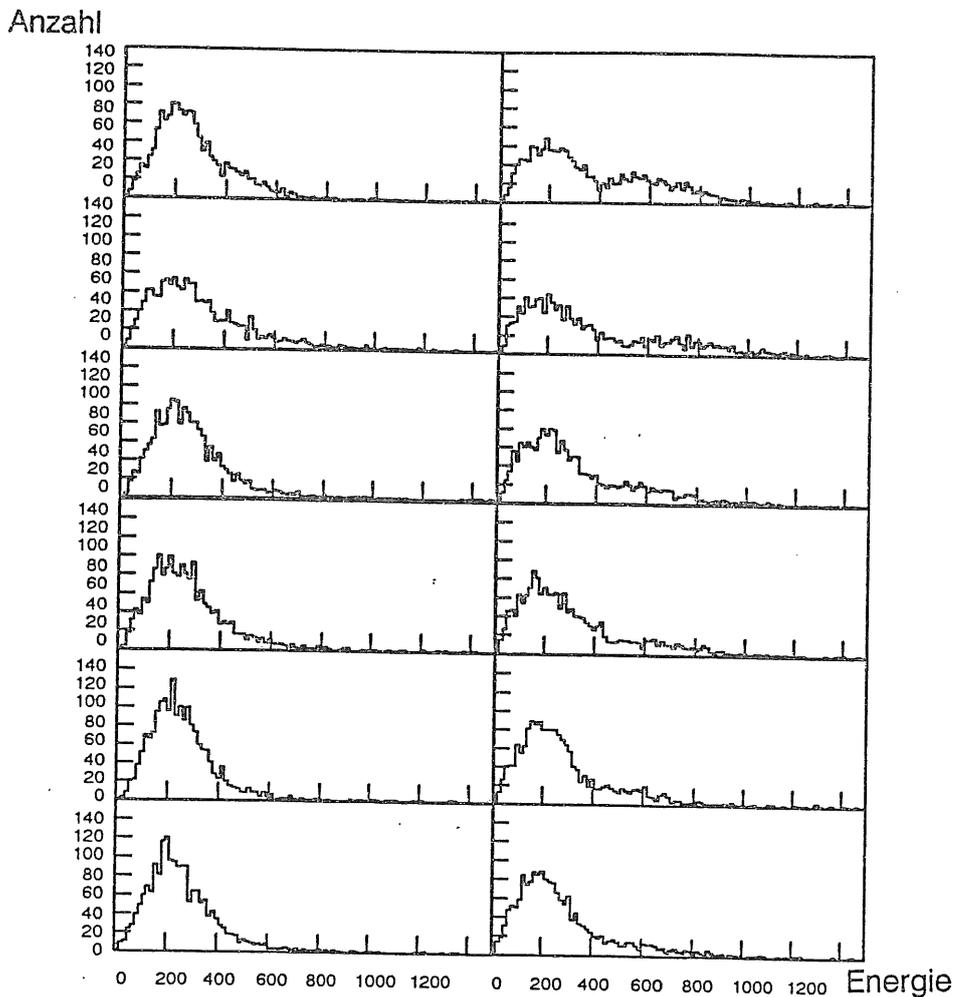


Abbildung 20: *Gemessene Energieverteilungsspektren der ersten sechs Drähte kalibriert; links ohne, rechts mit Übergangsstrahlung.*

auch, daß dieser Anteil von Draht eins bis sechs kleiner wird (Draht 1: vorne). Auf den weiteren Drähten ist der Unterschied zwischen Daten mit und ohne Übergangsstrahlung kaum mehr erkennbar.

Auf diese Weise erfolgt die Kalibration jedes einzelnen Runs in sich. Werden die Daten verschiedener Runs untereinander verglichen — was zur Bestimmung der Elektron-Pion Trennung notwendig ist (siehe nächstes Kapitel) — so wird ein weiterer Skalierungsfaktor eingeführt, der die Faktoren der Referenzdrähte der beiden Runs aufeinander abgleicht.

4.3 Berechnung der Pion / Elektron Trennung

Da am Teststrahl in Hamburg nur Elektronen zur Verfügung stehen, müssen die Pionen bei der Auswertung simuliert werden. In früheren Arbeiten [WAL79], [APP88] ist gezeigt worden, daß sich der Energieverlust von Pionen in einer Driftkammer aus dem von Elektronen gleicher Energie berechnen läßt, indem der Ionisationsverlust der Elektronen mit einem energieabhängigen Faktor skaliert wird (siehe Tab.7). Die Skalierungsfaktoren für verschiedene Energien lassen sich aus

Abbildung 5 ablesen. Elektronen mit einer Energie von 5-6 GeV (Lorentzfaktor $\gamma=10000-12000$) befinden sich bereits im Fermiplateau des Ionisationsverlusts, Pionen mit ihrer ca.270 mal größeren Masse bei gleicher Energie dagegen erst im Bereich des relativistischen Anstiegs.

Teilchenenergie	Lorentzfaktor		Skalierungsfaktor
	π	e^-	
60 GeV	431	117400	0,95
40 GeV	287	78300	0,91
20 GeV	143	39100	0,86
10 GeV	72	19600	0,82
5 GeV	36	9800	0,74

Tabelle 7: Skalierungsfaktoren des Energieverlusts von Pionen bei verschiedenen Teilchenenergien [WAL79]

Dabei wird davon ausgegangen, daß sowohl die Pulsstruktur als auch der Verlauf des Energieverlusts in etwa identisch sind. Diese beiden Annahmen sind in früheren Experimenten für einige Gasgemische jedoch bestätigt worden.

Weiter wird in der Berechnung der Trennwahrscheinlichkeit berücksichtigt, daß die Intensität der Übergangsstrahlung von Elektronen ab etwa 3 GeV Teilchenenergie (dies entspricht einem Lorentzfaktor von etwa 6000) in eine Sättigung geht und auch der Ionisationsverlust bei diesen Energien konstant bleibt (Plateau) [STR86]. Würde er weiter ansteigen, so wäre die Absenkung der Pionenspektren zu gering, d.h., die hier angegebenen Trennwahrscheinlichkeiten sind als eine untere Grenze anzusehen.

Weiter ist die von Pionen erzeugte Übergangsstrahlung bei den hier eingesetzten Radiatormaterialien (20 μm dicke Fasern) und Energien von etwa 5 GeV zu vernachlässigen [APP88].

Im folgenden werden Ereignisse ohne Radiator, bei denen die Integrale gemäß Tabelle 7 skaliert wurden, als „Pionen“ bezeichnet. „Elektronen“ sind demnach Ereignisse mit Übergangsstrahlung, bei denen die Integrale unskaliert sind.

Zur Bestimmung der Trennwahrscheinlichkeit wird die „Arithmetic-Mean“-Methode angewandt, das heißt, es wird der mittlere Energieverlust beider Teilchensorten bestimmt und aus dem Überschneidungsbereich beider Verteilungen der jeweilige Pionenuntergrund bei einer bestimmten Elektronenakzeptanz abgelesen.

Zur Berechnung des mittleren Energieverlusts werden die Pulsintegrale von jeweils 6-10 Drähten aus drei Ereignissen gemittelt. Dadurch kann in etwa ein Aufbau simuliert werden, wie er im H1-Experiment zum Einsatz kommt. Dort befinden sich drei Radiator/Kammer-Module hintereinander, die jeweils statistisch unabhängig voneinander messen. Die Anzahl der Drähte, über die der Mittelwert gebildet wird, wird abhängig vom Gasgemisch gewählt. Da bei 20% Xenongehalt die Reichweite der Übergangsstrahlungsphotonen in der Kammer ca. 5 cm beträgt, müssen hier mehr, auch weiter hinten liegende Drähte mitbetrachtet werden, bei höherem Xe-Anteil entsprechend weniger.

Die Verteilung der Elektronen wird aus den Daten der ersten 6-10 Drähte eines

Runs mit Radiator berechnet, die der Pionen aus den Daten der entsprechenden Anzahl von hinten in der Kammer befindlichen Drähten eines Runs mit oder ohne Radiator. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der Trennwahrscheinlichkeiten zwischen Daten, bei denen ein geringer Anteil an Übergangsstrahlung auch auf den hinteren Drähten gemessen wird (indem auch hier Daten aus einem Run mit Radiator genommen werden) und „reinen Pionendaten“ (Daten eines Runs ohne Radiator bei sonst gleichen Bedingungen). Systematische Einflüsse auf die Daten der einzelnen Drähte, bedingt z.B. durch die unterschiedlichen Vorverstärker, die die Trennung beeinflussen könnten, werden dadurch ausgeschaltet. In Abbildung 21 sind einige der gemessenen Verteilungen gezeigt. Die Daten der Pionen stammen hier aus Runs ohne Radiator.

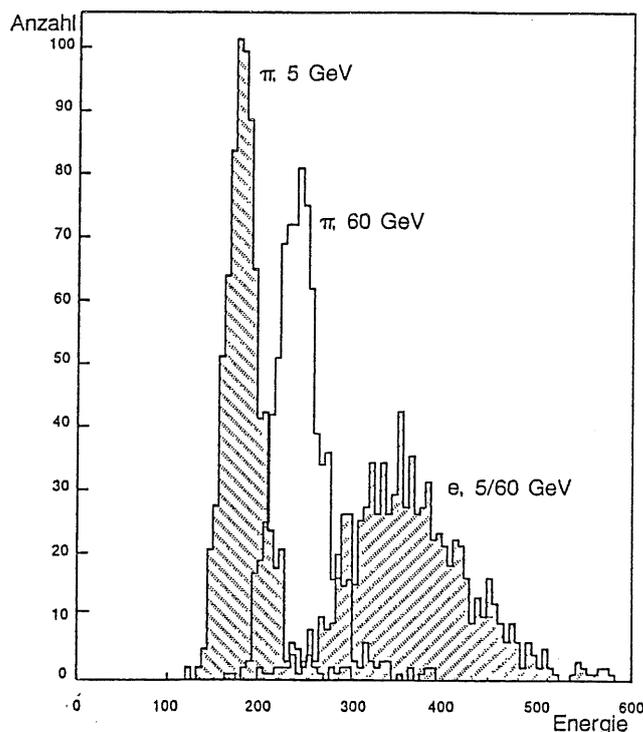


Abbildung 21: Spektren des mittleren Energieverlusts.

Die Verteilung für 5/60 GeV Elektronen wurden gemessen, die Pionenverteilung bei 5 GeV bzw. 60 GeV durch Skalierung berechnet.

Hat man die Verteilungen der mittleren Energien für Pionen bzw. Elektronen bestimmt, so läßt sich der Anteil der Überschneidung beider Kurven berechnen. Zieht man bei einer bestimmten Energie eine Grenze, so gibt die Anzahl der Pionen-Ereignisse rechts der Grenze den Untergrund bei einer bestimmten Anzahl von akzeptierten Elektronen-Ereignissen rechts der Grenze an. Für jede Akzeptanz läßt sich so der Prozentsatz nicht eindeutig identifizierbarer Teilchen angeben.

Der Pionenuntergrund in Abhängigkeit von der Elektronenakzeptanz für die in Abbildung 21 gezeigten Verteilungen ist in Abbildung 22 und 23 zu sehen.

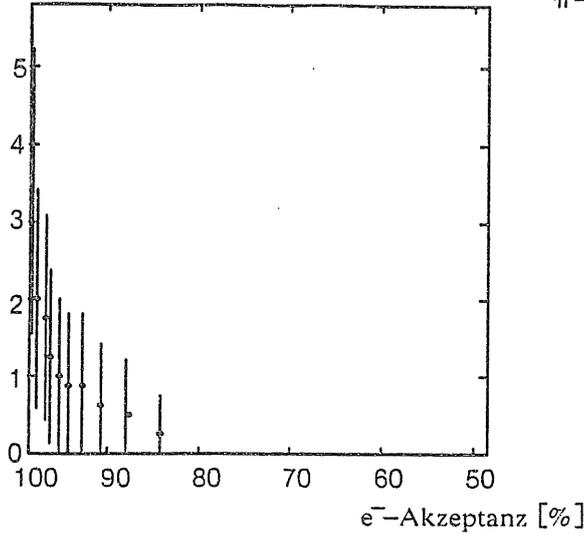
π -Untergrund [%]

Abbildung 22: Pionenuntergrund in Abhängigkeit von der Elektronenakzeptanz bei einer Teilchenenergie von 5 GeV

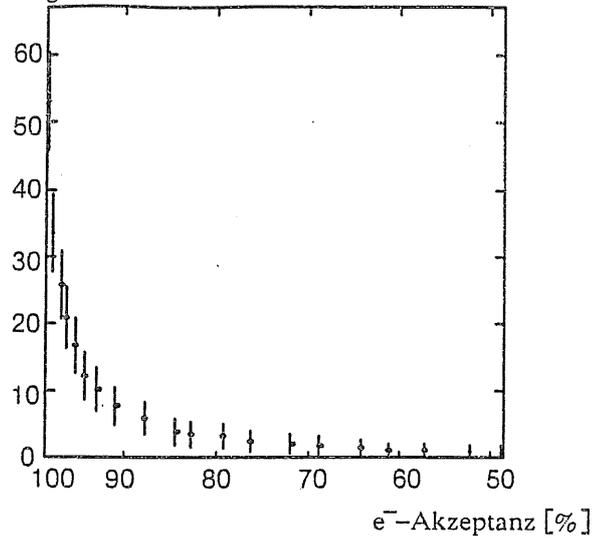
 π -Untergrund [%]

Abbildung 23: Pionenuntergrund in Abhängigkeit von der Elektronenakzeptanz bei einer Teilchenenergie von 60 GeV

Daß die Trennung bei 5 GeV erheblich besser ist als bei 60 GeV, obwohl sich oberhalb einer Energie von einigen GeV die erzeugte Übergangsstrahlung im Bereich der Sättigung befindet, ist nicht verwunderlich: zusätzlich zur Übergangsstrahlung fließt auch noch der stark unterschiedliche Ionisationsverlust beider Teilchen bei 5 GeV mit in die Berechnung ein. Nach Tabelle 7 entfällt diese Zusatzinformation bei hohen Energien.

Vergleicht man die bei dieser Testmessung erzielten Trennwahrscheinlichkeiten mit Messungen anderer Gruppen, so fällt die deutliche Verringerung des Pionenuntergrundes vor allem bei niedrigen Energien auf (siehe Abbildung 24).

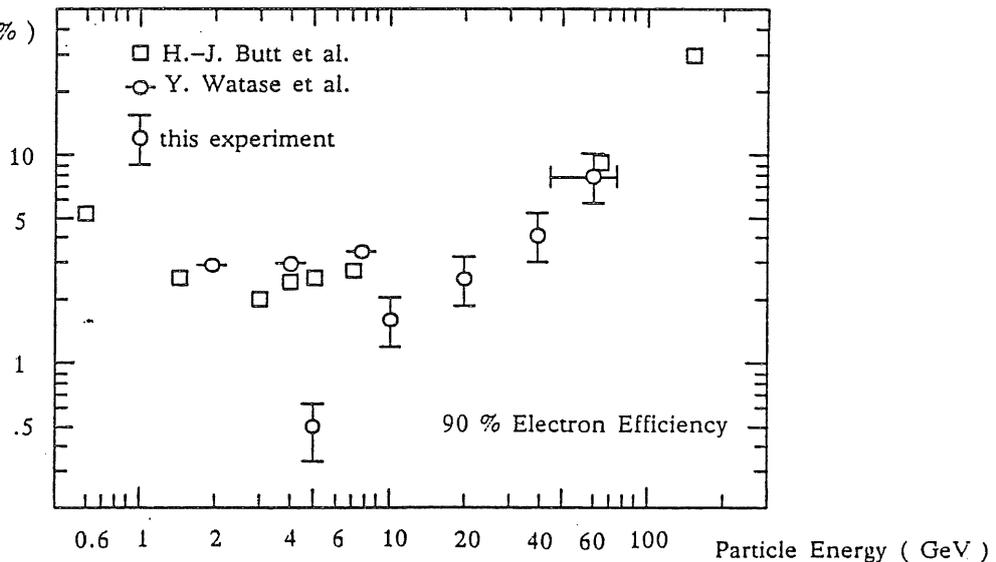
 π -Contamination (%)

Abbildung 24: Pionenuntergrund in Abhängigkeit von der Teilchenenergie bei 90% Elektronenakzeptanz [H1P86],[GRA89]

Dieser Effekt läßt sich durch die große Anzahl von Drähten (und damit Meßwerten) begründen, die bei der Mittelwertbildung zugrunde gelegt werden. Bei dieser Berechnung werden die Daten von 18–30 Integralen gemittelt. Mit 3 Kammern und 6–10 Drähten in jeder Kammer wird also der Energieverlust eines Elektrons mit 5 GeV Energie entsprechend häufig gemessen. Die Schwankung dieses Mittelwerts verglichen mit der Schwankung des Einzelwertes verringert sich daher um

$$\frac{\sigma_{18}}{\sigma_1} = \frac{1}{\sqrt{18}} = 0,236 \quad \frac{\sigma_{30}}{\sigma_1} = \frac{1}{\sqrt{30}} = 0,183. \quad (4.18)$$

So wird auch der FWHM-Wert (full width at half maximum) in den Summenspektren durch die Mittelung („sampling“) deutlich kleiner (siehe Tabelle 8):

Drähte	mit Übergangsstrahlung		ohne Übergangsstrahlung	
	gemessen	erwartet	gemessen	erwartet
1	73 %		67 %	
6	33 %	29 %	25 %	27 %
12	24 %	21 %	15 %	19 %

Tabelle 8: Gemessene und erwartete FWHM-Werte

Dadurch, daß beide Verteilungen bei gleichbleibender Lage des Schwerpunkts erheblich schmaler werden, verringert sich auch der Überschneidungsbereich beider Kurven. Ein Effekt, der besonders dann sehr deutlich wird, wenn beide Kurven ohnehin weit auseinanderliegen (wie es bei den Verteilungen für 5 GeV der Fall ist).

Bei der Mittelung der Integrale über 6–10 Drähte in jeder Kammer tritt jedoch neben der Verringerung der mittleren Schwankung ein weiterer, konträr laufender Prozess auf. Die Energie eines Übergangsstrahlungsphotons wird in der Regel in einer eng lokalisierten Wechselwirkung mit dem Kammergas abgegeben und somit nur auf einem Draht nachgewiesen, d.h., von den Integralen weist nur eins einen signifikant höheren Wert auf. Je größer die Zahl der gemittelten Integrale ist, desto geringer wiegt dieses eine, wodurch sich das Verhältnis von absorbierte Photonenenergie zu Ionisationsverlust verschlechtert.

Dieser Effekt ist bei der Auswertung deutlich zu erkennen. Wie aus den Tabellen in Kapitel 5 zu entnehmen ist, wird eine optimale Trennwahrscheinlichkeit bei 30% Xe Anteil bei der Mittelung über 7-8 Drähte erreicht, obwohl die Verteilungen mit 12 Drähten noch schmaler würden. Bei 20% Xe Anteil liegt das Optimum zwischen 8-10 Drähten, entsprechend der höheren Nachweiswahrscheinlichkeit von Übergangsstrahlung auch noch auf den hinteren Drähten.

Um die angewandte Kalibrationsmethode zu überprüfen, wurde versucht, eine Trennung zwischen den Mittelwertverteilungen der ersten bzw. letzten n Drähte eines Runs ohne Übergangsstrahlung zu berechnen. Das Ergebnis dieser Trennung ist in Abbildung 25 gezeigt. Im Rahmen der Fehlerbalken sind, wie erwartet, Akzeptanz und Untergrund an jeder Stelle gleich groß.

Im allgemeinen ist die gemessene Trennung mit den Daten der rechten Seite (\cong schmales Ende der Kammer) schlechter als die der linken Seite. Dies könnte

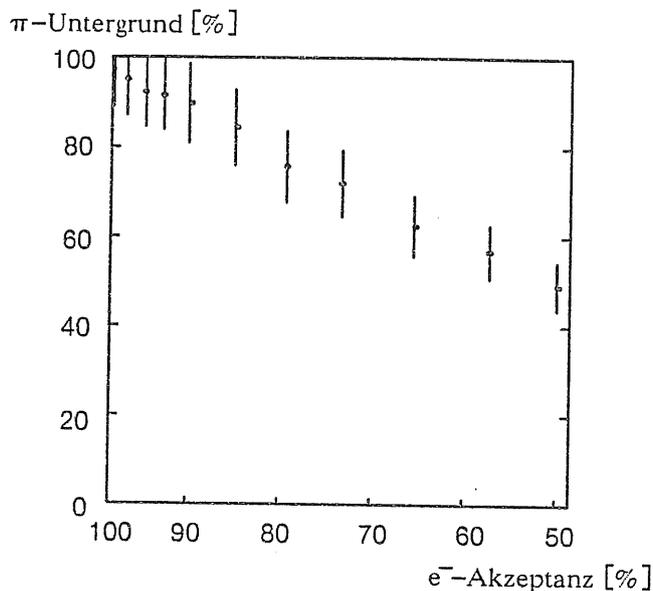


Abbildung 25: *Simulierter „Pionenuntergrund“ in Abhängigkeit von der „Elektronenakzeptanz“ bei einer Teilchenenergie von 60 GeV*

darin liegen, daß die Messungen zur Elektron/Pion-Trennung nicht genau in der Kammer- bzw. Drahtmitte, sondern etwas zur linken Kammerwand hin versetzt aufgenommen wurden. Daher werden, aufgrund des hohen Drahtwiderstands, auf der rechten Seite kleinere Pulse registriert als links (dieser Umstand wird bei der Bestimmung der Ortsauflösung entlang des Drahtes ja gerade ausgenutzt). Diese kleineren Pulse bereiten bei der Auswertung (z.B. Spurfindung und Integralbestimmung) jedoch mehr Probleme. Ob diese Unterschiede in den Trennwahrscheinlichkeiten der beiden Seiten darüberhinaus noch andere Ursachen haben (wie zum Beispiel Abhängigkeit der Signaldrahtimpedanz vom Ort in der Kammer aufgrund der Kammergeometrie), wird zur Zeit noch untersucht [WEN89], [PIL89].

4.4 Fehlerbetrachtung

Der Gesamtfehler der Messung setzt sich aus apparativen, statistischen und systematischen Fehlern zusammen.

Zu den apparativen Fehlern zählen z.B. Unsicherheiten in der Gaszusammensetzung und, daraus resultierend, in der Gasverstärkung sowie Fehler in den Spannungssettings. Diese Fehler fließen in die unten beschriebenen systematischen Fehler mit ein.

Die statistischen Fehler sind abhängig von der Zahl der in einer Meßreihe aufgenommenen Daten. Je nach Run liegen der Berechnung zwischen 1600 und 3200 Ereignisse zugrunde. Tabelle 9 gibt einen Überblick über typische Größen der statistischen Fehler.

Um den statistischen Fehler bei 1% Untergrund auf 10% zu senken, wären 10000 Ereignisse notwendig gewesen. Eine Zahl, die bei der bei dem Testrun zur Verfügung stehenden Zeit nicht zu realisieren war. Im Vergleich mit den systematischen Fehlern sind die statistische Schwankungen jedoch im allgemeinen vernachlässigbar.

Die systematischen Fehler beinhalten Fehler in der Kalibration sowie Unsicherheiten in den Skalierungsfaktoren zur Simulation der Pionen. Beide können in ihrer Größe und Auswirkung nur abgeschätzt werden.

Akzeptanz/ Untergrund	Anzahl der Ereignisse			
	1600	2000	2400	3200
90%	2,64	2,36	2,15	1,87
10%	7,91	7,07	6,45	5,59
5%	11,18	10,00	9,13	7,91
1%	25,00	22,36	20,41	17,68
0,5%	35,36	31,62	28,87	25,00

Tabelle 9: Statistischer Fehler in Prozent bei verschiedenen Akzeptanz- bzw. Untergrundwerten

Der Fehler der Skalierungsfaktoren wird auf etwa 5% abgeschätzt. Dieser Wert wird auch in anderen Arbeiten, die mit den gleichen Faktoren skalieren, als realistisch angenommen [NAN86]. Eine Fehlabschätzung der Faktoren nach unten führt dazu, daß der Ionisationsverlust der Pionen zu stark abgesenkt wird und die Trennung sich dadurch verbessert. Umgekehrt verschlechtert ein zu groß angesetzter Skalierungsfaktor die Trennwahrscheinlichkeit.

Zur Abschätzung des Kalibrationsfehlers kann man annehmen, daß systematisch z.B. alle Spektren mit Übergangsstrahlung um 5% zu hoch, alle reinen Ionisationsspektren um 5% zu niedrig liegen. Dieser Fehler umfaßt dann auch die apparativen Unsicherheiten. Aufgrund dieses Fehlers liegen entsprechend die Summenspektren ebenfalls um 5% zu hoch bzw. zu niedrig, was die gleichen Auswirkungen für die Trennung hat wie der Fehler in der Skalierung. Zusätzlich tritt bei den Spektren mit Übergangsstrahlung noch ein weiterer Fehler dadurch auf, daß die Spektren vor dem Gaußfit abgeschnitten werden. Eine Variation des Endkanals um ± 1 Kanal führt aber lediglich zu einer Änderung des Kalibrationsfaktors um etwa 0,5%, läßt sich also mit dem Kalibrationsfehler zusammenfassen.

Der Gesamtfehler setzt sich also hauptsächlich aus dem Skalierungs- und dem Kalibrationsfehler zusammen und liegt damit immer in der Größenordnung des Untergrunds selbst. Das heißt, bei 1 % Untergrund: Fehler = $\pm 1/2$ Prozentpunkt, bei 10 % Untergrund: Fehler = ± 5 Prozentpunkte.

5 Ergebnisse

5.1 Tabellen der gemessenen Trennungen

Die in den folgenden Tabellen aufgeführten Zahlen geben den gemessenen bzw. durch Skalierung berechneten Pionenuntergrund bei etwa 90% Elektronenakzeptanz in drei Kammern an. Die relevanten Testparameter wie Radiatormaterial, Gasgemisch sowie Driftfeldspannung sind jeweils mit angegeben.

Der Vergleich der Tabellen 10 und 11 zeigt, daß es — bei stabilen Feldverhältnissen — praktisch keine Abhängigkeit der gemessenen Trennwahrscheinlichkeit vom hier verwendeten Radiatormaterial gibt. Mit beiden Radiatortypen wird eine Trennwahrscheinlichkeit von ca. 8% bei 60 GeV Teilchenenergie und von ca. 0,5% bei 5 GeV Teilchenenergie erreicht.

Bei niedrigerem Xenonanteil (Tabelle 12) wird die größte Trennwahrscheinlichkeit mit einer geringfügig höheren Anzahl von betrachteten Drähten erreicht. Sie liegt jedoch in der selben Größenordnung wie bei einer Mischung mit 30% Xenon-Anteil.

Im Vergleich der mit Ethan-Mischungen aufgenommenen Daten zu den in Tabelle 13 aufgeführten Ergebnissen mit Methan zeigt sich eine leichte Verschlechterung der erzielten Trennwahrscheinlichkeiten. Dies erstaunt, da aufgrund der etwa halb so großen Zahl von zu erwarteten δ -Elektronen in Methan [GRA89] die Trennung bei sonst gleichen Bedingungen besser sein müßte. Diese gleichen Bedingungen waren jedoch bei dem Testrun nicht gegeben. Dadurch, daß das Spannungssetting während der Datennahme mit Methan nicht optimal gewählt war, verschmälerte sich bei fast gleichem Driftfeld der Einzugsbereich auf dem ersten Draht ein wenig.

Teilchenenergie Kammerseite	60 GeV		40 GeV		20 GeV		10 GeV		5 GeV	
	li	re	li	re	li	re	li	re	li	re
Drahtzahl										
1	54.8	66	46.2	59	36.9	51	31.7	42	18.0	29
4	9.2	11.9	5.7	8.3	4.1	5.0	2.6	3.1	0.9	1.3
5	10.0	14	6.6	9	3.8	6	1.9	3	0.9	1.0
6	9.2	16.0	4.8	10.5	2.4	5.0	1.8	2.6	0.5	0.6
7	7	17	3.6	10.7	2.3	5.6	1.4	2.8	0.6	0.8
8	7.8	18	4.5	11.7	2.5	6	1.2	3.5	0.5	0.8
10	10	24.6	6.4	15.9	2.4	7.8	1.5	5.3	0.5	1.1
Radiatormaterial Polyäthylenfasern	Gasgemisch Xe/He/C₂H₆: 30/30/40						Driftfeldspannung 1.3 kV/cm			

Tabelle 10: Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz

Teilchenenergie Kammerseite	60 GeV		40 GeV		20 GeV		10 GeV		5 GeV	
	li	re	li	re	li	re	li	re	li	re
Drahtzahl										
4	8	13.8	5.6	9.0	3.9	5.3	2.3	3.4	0.8	1.2
5	9	14	5.6	8.5	3.3	5.2	1.6	3.2	0.7	0.9
6	7	13	4	7	2.2	3.8	1.5	1.8	0.4	0.5
7	7.6	13	3.8	7.4	2.4	3.9	1.4	2.1	0.6	0.6
8	7.6	14	4.3	8.9	2.4	5.1	1.1	2.8	0.4	0.4
10	10.7	21	6.6	13	2.5	6.8	1.7	4.7	0.4	0.8
12	15	31	8	20	2.8	11	1.9	6	0.4	1.2
Radiatormaterial Kohlefasern	Gasgemisch Xe/He/C₂H₆: 30/30/40						Driftfeldspannung 1.3 kV/cm			

Tabelle 11: Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz

Teilchenenergie Kammerseite	60 GeV		40 GeV		20 GeV		10 GeV		5 GeV	
	li	re	li	re	li	re	li	re	li	re
Drahtzahl										
4	13.5	17	9	12	6	3	4.1	4.5	2.1	2.0
5	16	14	12	10	8.8	5	5	3.8	2.4	1.8
6	12	12	8.5	8	5.2	5	3	2	1.3	1.4
7	10.7	12.5	7.3	7.9	3.4	4.3	2.4	3.1	0.9	0.7
8	8.3	14	5.5	8.5	3.1	4.7	1.7	2.7	0.5	0.8
10	13	16.9	6.2	9.7	3.0	5.0	1.7	2.5	0.7	0.8
Radiatormaterial Polyäthylenfasern	Gasgemisch Xe/He/C ₂ H ₆ : 20/50/30						Driftfeldspannung 1.2 kV/cm			

Tabelle 12: Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz

Teilchenenergie Kammerseite	60 GeV		40 GeV		20 GeV		10 GeV		5 GeV	
	li	re	li	re	li	re	li	re	li	re
Drahtzahl										
4	21	37	17.0	30	13	23	10	18	6.0	11
5	19	30	15	24	11	18	9	12	5.5	8
6	14.4	23	12.0	18	9.2	14	7.0	10	4.0	5.5
7	14.0	19	10.5	16	7.8	12.0	5.8	8.1	3.3	3.9
8	12.9	16	9.9	12	7.0	8.9	5.4	6.5	2.8	3.3
10	12.5	16	9.6	13	5.9	10	4.1	6	1.9	3
Radiatormaterial Polyäthylenfasern	Gasgemisch Xe/He/CH ₄ : 20/72/8						Driftfeldspannung 1.2 kV/cm			

Tabelle 13: Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz

6 Zusammenfassung

Im Sommer 1987 wurden am DESY Hamburg mit einem Testsegment der radialen Driftkammern, die im Vorwärtsbereich des H1-Detektors eingesetzt werden sollen, Messungen durchgeführt. Dabei wurden im Hinblick auf den späteren Einsatz sowohl verschiedene Gasmischungen als auch unterschiedliche Kammerpotentiale untersucht. Da die Kammer gleichzeitig auch als Detektor für Übergangsstrahlung dienen soll, wurden zusätzlich verschiedene Radiatormaterialien auf ihre Verwendbarkeit hin geprüft. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt, die sich mit dem Nachweis von Übergangsstrahlung beschäftigen.

Die mit diesem Testsegment erzielten Trennwahrscheinlichkeiten zwischen Elektronen und Pionen liegen bei 90% Elektronenakzeptanz und einer Teilchenenergie von 60 GeV bei etwa 9-10% Pionenuntergrund und im Prozentbereich bei einer Teilchenenergie von 5 GeV. Der Fehler auf diese Werte beträgt ca. $\pm 50\%$, wobei der Hauptanteil mit den Skalierungsunsicherheiten bei der Simulation von Pionen zu begründen ist.

Es zeigt sich, daß zwischen den beiden eingesetzten Radiatormaterialien (Polyäthylenfasern bzw. Kohlefasern) keine signifikanten Unterschiede in der erreichten Trennwahrscheinlichkeit zwischen Pionen und Elektronen festzustellen sind. Ebenso gibt es nur leichte Unterschiede in den Trennwahrscheinlichkeiten bei Verwendung von Gasmischungen mit höherem Xenonanteil (30% gegenüber 20 %).

Simulationen mit WIRCHA haben gezeigt, daß die elektrostatischen Felder in der Kammer schon bei kleinen Potentialänderungen teilweise stark verzerrt werden können (dies besonders im Frontbereich), was zu einem rapiden Absinken der Trennwahrscheinlichkeit zwischen Pionen und Elektronen führen kann. Auf eine genaue Anpassung der Potentiale und damit auf korrekte Feldverhältnisse sollte daher ein besonderes Augenmerk gelegt werden.

7 Anhang: Untersuchung des Zusammenhangs zwischen angelegtem Potential und gemessenem Energieverlust

Wie in Kapitel 3 erwähnt, hängt der genaue Feldverlauf in der Kammer von den an den Kathodenflächen und am Signaldraht angelegten Spannungen ab. An einigen Beispielen soll gezeigt werden, wie sich durch verschiedene Wahl der Potentiale die Nachweiswahrscheinlichkeit vor allem auf den ersten Drähten ändert.

Um einen linearen Zusammenhang zwischen Driftzeit und Abstand der Spur zur Drahtebene zu erhalten, ist ein möglichst homogener Feldverlauf in der Kammer notwendig. Sollen darüberhinaus auch noch niederenergetische Photonen (im keV Bereich) registriert werden, so müssen die Felder bis unmittelbar an den vorderen Kammerabschluß homogen verlaufen. Ein fast idealer Feldverlauf ist im ersten Bild (26) dargestellt. Die Aequipotentialflächen verlaufen annähernd parallel bis zur Kammerabschlußfolie, auch in Drahtnähe unterscheiden sich die Potentiale der ersten beiden Drähte nicht von denen der hinteren Drähte.

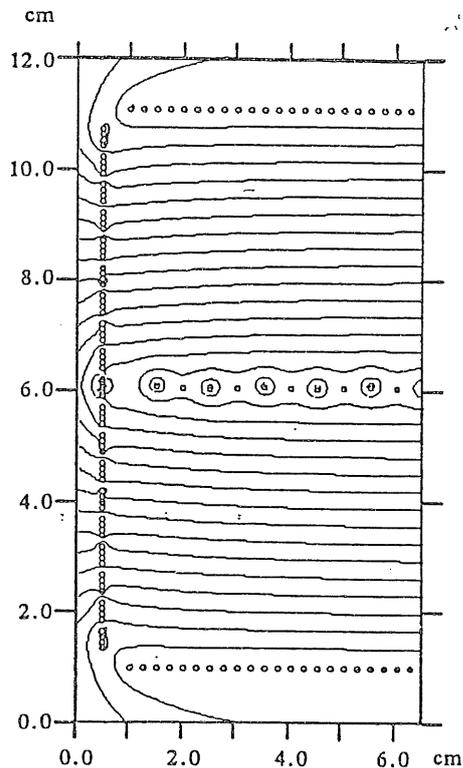


Abbildung 26: *Simulierter Verlauf der Aequipotentialflächen*

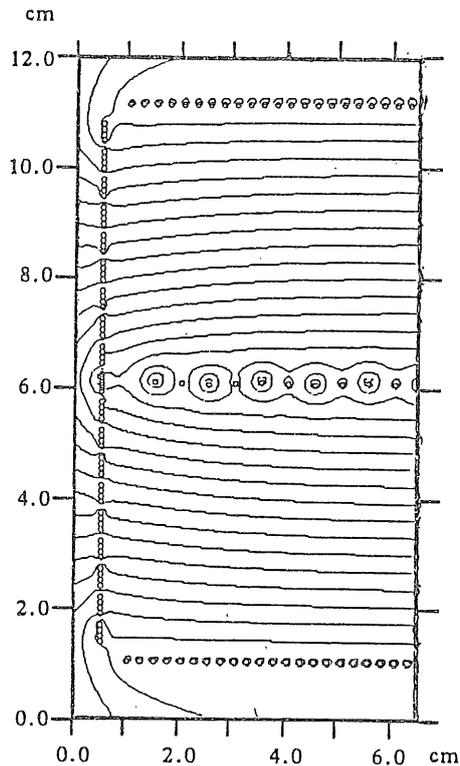


Abbildung 27: *Simulierter Verlauf der Äquipotentialflächen bei ungünstiger Potentialwahl*

Der bei diesen Bedingungen gemessene Ionisationsverlust bzw. die registrierte Übergangsstrahlung ist in Abbildung 17 gezeigt, die bei diesen Potentialen gemessenen bzw. berechneten Pionenuntergründe bei 90% Elektronenakzeptanz sind in Tabelle (10) bzw. (11) angegeben.

Aufgrund des Aufbaus der Kammer mit ihren Feldformungsstreifen auf der Vorderseite sind bei einer falschen Wahl der Potentiale starke Feldverzerrungen in diesem Bereich bei sonst gleichem Driftfeld möglich. Senkt man die Potentiale auf Kathode und Anodendrähten zu stark ab, so werden die Äquipotentialflächen im vorderen Bereich stark verzerrt (Abbildung 27).

Dies bedeutet gleichzeitig, daß die auf den Potentialflächen senkrecht stehenden Driftlinien entlang des E-Feldes nicht mehr parallel und gradlinig zur Kathode verlaufen, sondern gekrümmt auf den Feldformungsstreifen vor der Kammer enden. Dadurch wird der Einzugsbereich der beiden vorderen Drähte verengt. Das wiederum bedeutet, daß weniger Primärelektronen auf den Draht zudriften können und somit die registrierten Pulse klein sind. In den gemessenen Energieverteilungen (Abbildung 28) spiegelt sich der Potentialverlauf deutlich wieder. Da gerade auf den ersten Drähten der größte Anteil der Übergangsstrahlung nachgewiesen wird, wundert es nicht, daß die Pion/Elektron Trennung mit diesen Daten besonders

schlecht ist. Sie liegt (hier nicht gezeigt) im Bereich von knapp 60% Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz und einer Teilchenenergie von 60 GeV.

Bei der Simulation stellte sich heraus, daß die Widerstände R_{1F} bzw. R_{3F} mit eine Ursache für Feldverzerrungen im Frontbereich sind. Die an ihnen abfallende Spannung ist erheblich größer als es bei den geometrischen Verhältnissen sinnvoll ist. Vergleicht man die Simulation ohne diese Widerstände bei gleichen angelegten Spannungen (Abbildung 29) mit der Simulation mit diesen Widerständen (Abbildung 30), so ist der homogenere Feldverlauf deutlich sichtbar.

Am Anfang einer Meßreihe traten darüberhinaus Probleme dadurch auf, daß sich der Radiator auflud und dies zu Feldveränderungen auf den ersten Drähten führte. Nach kurzer Zeit (i.e. wenige Minuten) stellten sich wieder stabile Verhältnisse ein. Die Absenkung der Integralwerte auf den ersten beiden Drähten in dieser Zeit betrug um die 20%, was sich auch in den gemessenen Trennwahrscheinlichkeiten bei diesem Run widerspiegelt (hier nicht angegeben). Das Problem ließ sich durch eine bessere Erdung des Radiators vermeiden.

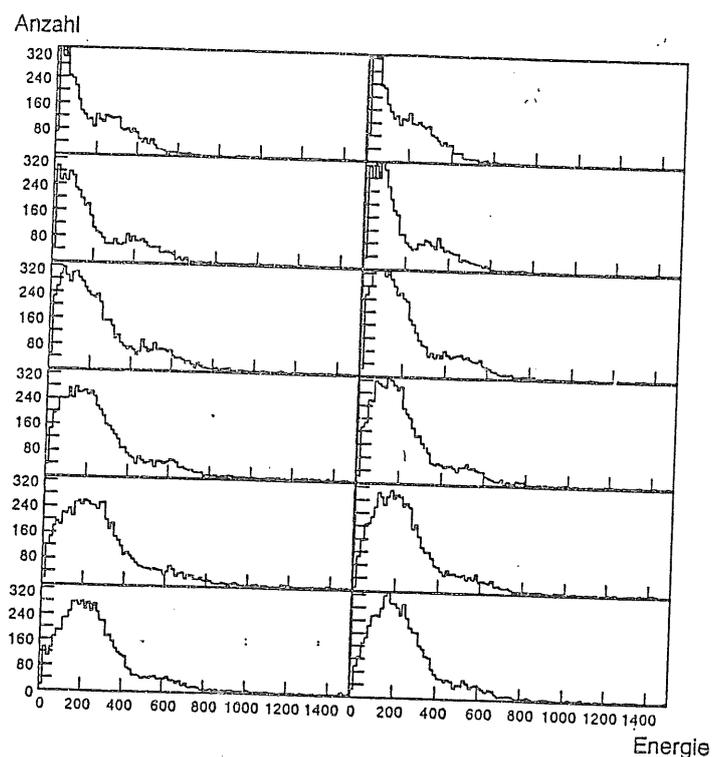


Abbildung 28: Gemessene Energieverteilung auf den ersten 6 Drähten, links und rechts

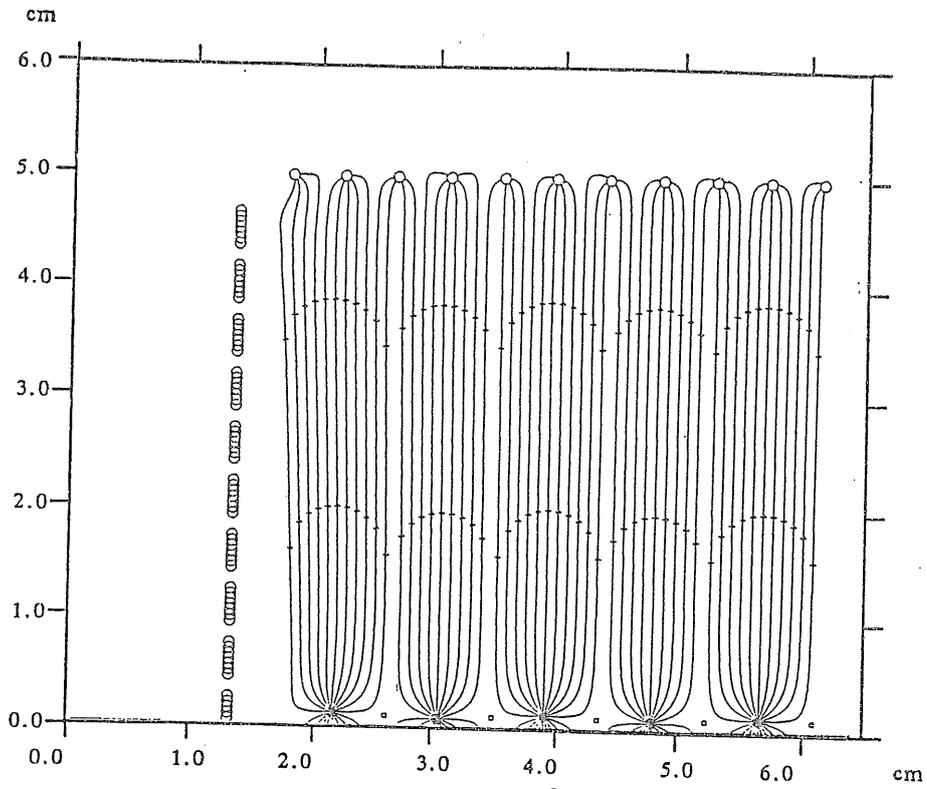


Abbildung 29: *Simulierter Verlauf der Driftlinien ohne die Widerstände R_{1F} und R_{2F}*

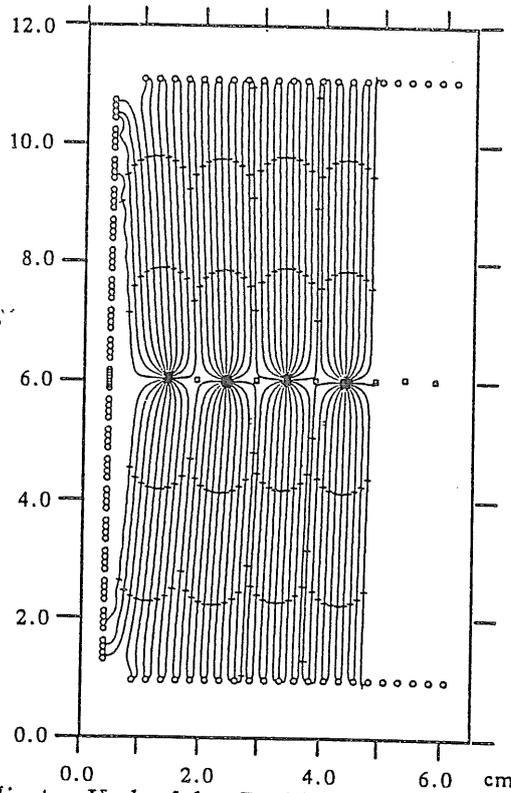


Abbildung 30: *Simulierter Verlauf der Driftlinien mit den Widerständen R_{1F} bzw. R_{2F}*

Abbildungsverzeichnis

1	<i>Schnitt durch den H1-Detektor</i>	1
2	<i>Schnitt durch den Vorwärtsbereich des H1-Detektors</i>	2
3	<i>Photographie der Testkammer, in Strahlrichtung gesehen.</i>	3
4	<i>Skizze der entstehenden Wellenzüge und Interferenzen an einem Fo- lienstapel</i>	6
5	<i>Verlauf des Energieverlusts geladener Teilchen der Masse m als Funk- tion ihres Impulses [PER87]</i>	9
6	<i>Gemessene Verteilung des Energieverlusts in Xenon</i>	10
7	<i>Absorptionskoeffizienten verschiedener Gase als Funktion der Pho- tonenenergie</i>	11
8	<i>Ansicht und Schnitt durch die Testkammer.</i>	14
9	<i>Idealisierter Feldverlauf in der Kammer.</i>	15
10	<i>Simulierter Verlauf der Driftwege in einem Ausschnitt der Testkammer</i>	18
11	<i>Skizze der Spannungsversorgung der Kathodenflächen und Feldfor- mungsstreifen</i>	19
12	<i>Prinzipiskizze des verwendeten Gassystems</i>	21
13	<i>Skizze des mechanischen Testaufbaus und des Auslesesystems</i>	24
14	<i>Programmstruktur ANATRD</i>	25
15	<i>Puls ohne Übergangsstrahlung</i>	27
16	<i>Spurtabelle zum Ereignis aus Bild 15</i>	28
17	<i>Gemessene Energieverteilungsspektren der ersten sechs Drähte</i>	31
18	<i>Gemessene Energieverteilung mit angefiteter Gaußkurve</i>	32
19	<i>Gemessene Energieverteilung mit Übergangsstrahlung und Gaußkurve.</i>	32
20	<i>Gemessene Energieverteilungsspektren der ersten sechs Drähte</i>	33
21	<i>Spektren des mittleren Energieverlusts.</i>	35
22	<i>Pionenuntergrund bei 5 GeV</i>	36
23	<i>Pionenuntergrund bei 60 GeV</i>	36
24	<i>Pionenuntergrund in Abhängigkeit von der Teilchenenergie bei 90% Elektronenakzeptanz [H1P86],[GRA89]</i>	36
25	<i>Simulierter „Pionenuntergrund“ in Abhängigkeit von der „Elektro- nenakzeptanz“ bei einer Teilchenenergie von 60 GeV</i>	38
26	<i>Simulierter Verlauf der Aequipotentialflächen</i>	44
27	<i>Simulierter Verlauf der Aequipotentialflächen bei ungünstiger Poten- tialwahl</i>	45
28	<i>Gemessene Energieverteilung auf den ersten 6 Drähten, links und rechts</i>	46
29	<i>Simulierter Verlauf der Driftlinien ohne die Widerstände R_{1F} und R_{2F}</i>	47
30	<i>Simulierter Verlauf der Driftlinien mit den Widerständen R_{1F} bzw. R_{2F}</i>	47

Tabellenverzeichnis

1	Eigenschaften der von uns verwendeten Gase.	9
2	Bindungsenergie der inneren Schalen von Xenon	11
3	Werte der Widerstände, die bei der Schaltung verwendet wurden . .	19
4	Eigenschaften der verwendeten Radiatormaterialien	23
5	Anzahl der zu einer Spur gehörenden und gefundenen Pulse	29
6	Anzahl gefundener Pulse auf zwölf Drähten in Abhängigkeit von der Breite des Bereiches für Nebenpulse (m. 10 ns)	30
7	Skalierungsfaktoren des Energieverlusts von Pionen bei verschie- denen Teilchenenergien [WAL79]	35
8	Gemessene und erwartete FWHM-Werte	38
9	Statistischer Fehler in Prozent bei verschiedenen Akzeptanz- bzw. Untergrundwerten	39
10	Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz	42
11	Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz	42
12	Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz	43
13	Pionenuntergrund bei 90% Elektronenakzeptanz	43

Literatur

- [APP88] R. D. Appuhn, K. Heinloh, E. Lange, R. Oedingen, A. Schlösser. *Transition Radiation Detectors for Electron Identification beyond 1 GeV/c*, NIM A263 (1988), 309-318
- [BEC87] G.D. Beck. *Department of Physics, University of Liverpool*, private Mitteilung
- [BLO86] V. Blobel. *The BOS System, Dynamic Memory Management*, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1986)
- [CHR71] L.G. Christoprou. *Atomic and Molecular Radiation Physics*, Wiley-Interscience (1971)
- [ERS72] G. A. Erskine. *Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers*, NIM 105 (1972) 565-572
- [FRA46] L. M. Frank and I. M. Ginzburg. *Sov. Phys. JETP* 16 (1946) 15
- [GRA89] Dr. H. Gräßler. *III. Phys. Institut, RWTH Aachen*, private Mitteilung
- [H1P86] *H1-Detektor HERA, Technical Proposal, (1986)*
- [KRA87] B. Krause, S. Masson. *Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen* Aachen PITHA 87/06 (1987)
- [LUN82] Torbjörn Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation*, LU TP 82-3, Lund (1982)
- [MAS87] S. Masson. *Herstellung und Analyse von Gasgemischungen*, interner Bericht, Aachen (1987)
- [MIL86] G. Mildner. *Messung an 100 MHz-Flash-Analog/Digital-Konvertern*, Physikalisches Institut Universität Heidelberg HD-PY86/08
- [MOR87] J.M. Morton. *Department of Physics, University of Liverpool*, private Mitteilung
- [NAN86] S. Nann. *Pion-Elektron-Trennung bis 100 GeV mit Übergangsstrahlung* Interner Bericht, DESY F14-86-04, September 86
- [NIE88] H. Nierobisch. *III. Phys. Institut, RWTH Aachen*, private Mitteilung
- [PER87] D. H. Perkins *Introduction to High Energy Physics, 3rd edition*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987)
- [PIL88] W. Pilgram. *III. Phys. Institut, RWTH Aachen*, private Mitteilung
- [PIL89] W. Pilgram. *Untersuchung der Ortsauflösung der radialen H1-Driftkammer, Diplomarbeit, unveröffentlicht*, III. Phys. Institut B, RWTH Aachen, (1989)

- [SAU77] F. Sauli. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09, (1977)
- [SCH88] E. Schenuit *DESY Hamburg*, private Mitteilung
- [STR86] W. Struczinski. *Identifizierung hochenergetischer Teilchen durch Übergangsstrahlung*, Habilitationsschrift Aachen, (1986)
- [STU81] A. Stulgies. *Diplomarbeit*, RWTH Aachen, (1981)
- [WAL79] A.H. Walenta, J. Fischer, H. Okuno, C.L. Wang. *Measurement of the ionization loss in the region of relativistic rise for noble and molecular gases*, NIM 161, (1979) 45-59
- [WEN88] H. J. Wenzel. *III. Phys. Institut, RWTH Aachen*, private Mitteilung
- [WEN89] H. J. Wenzel. *Testergebnisse zur Ortsauflösung und Teilchenidentifikation der radialen Driftkammern für den H1-Detektor, Diplomarbeit, unveröffentlicht, III. Phys. Institut B, RWTH Aachen*, (1989)
- [WIR83] J. Fehlmann, J.A. Paradiso und G. Viertel. "*WIRCHA*", *Ein Programm zur Simulation von Driftkammern*, ETH Zürich, (1983)

Eine theoretische Herleitung der Übergangsstrahlung oder Artikel, die sich speziell mit Übergangsstrahlung befassen, findet sich zum Beispiel in

- [JAC83] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik, 2. Auflage*, Walther de Gruyter, Berlin, New York (1983); hier sind auch weitere Literaturhinweise angegeben (S. 829)
- [FAB80] C. W. Fabjan, H. G. Fischer. *Reports on Progress in Physics, Particle Detectors*. Rep.Prog.Phys. 1980, 43, 1003-1063; auch hier gibt es eine umfangreiche Literaturliste zur Übergangsstrahlung.

Ursprungsartikel zur Übergangsstrahlung sind z.B.

- [GAR58] G. M. Garibian. *Contribution to the Theory of Transition Radiation*. Soviet Physics JETP, Volume 6 (33), Nr. 6, June 1958
- [GAR60] G. M. Garibian. Soviet Physics JETP, Volume 10, 1960
- [TER61] M. L. Ter-Mikaelian. Nucl. Phys. 24 (1961)

Eine andere Herleitung findet sich bei

- [LAN85] L. D. Landau, E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der theoretischen Physik VIII: Elektrodynamik der Kontinua*. Akademie Verlag Berlin (1985), Kap. 14, S. 506ff

Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. Flügge verdanke ich die Möglichkeit, dieses interessante Thema zu bearbeiten. Er ermöglichte es auch, daß ich für Untersuchungen und Diskussionen mehrmals nach Liverpool reisen konnte.

Dr.W. Struczinski und Dr.H. Gräßler sei für ihre Unterstützung und das Interesse an meiner Arbeit gedankt. Die zahlreichen Diskussionen und Hinweise brachten mich an vielen Stellen während der Auswertung weiter.

H. Nierobisch danke ich für die Beantwortung vieler Fragen und für die vielen Tips und Anregungen, die er mir gab. Die Diskussionen mit ihm sowie mit B. Krause und S. Masson halfen mir bei vielen auftauchenden Problemen .

Bei W. Pilgram und H. J. Wenzel möchte ich mich außer für ihre Mitarbeit darüberhinaus auch für die im voraus zur Verfügung gestellten Ergebnisse ihrer Auswertung bedanken.

E. Bock, K. Boffin und den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt sei für die Hilfe bei der Überarbeitung des Gassystems gedankt.

R. Steinberg und vor allem U. Bellgardt danke ich für viele Tips in Softwarefragen und die Überlassung manch nützlicher Routine.

Nicht zuletzt sei natürlich auch J.B. Dainton, G.A. Beck, S.J. Maxfield, J.M. Morton, G.D. Patel und D.P.S. Sankey sowie allen Mitarbeitern der University of Liverpool gedankt, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben.

Der letzte Dank gilt allen Mitarbeitern hier am Institut, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben.