



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Streamerammern für den H1-Detektor
am Elektron-Proton-Speicherring HERA**

Jürgen Martens

**WUB-DIS 94-5
Wuppertal, Juni 1994**

Streamerammern für den H1 - Detektor am Elektron - Proton - Speicherring HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

Vorgelegt von
Jürgen Martens ✓

WUB - DIS 94 - 5

Wuppertal, Juni 1994

Abstract

The use of a new type of limited streamer tubes in the iron yoke of the H1 detector requires an accurate knowledge of the chamber operating characteristics both for the detector operation and the data analysis. Various parameters act upon the signal of the streamer tubes. Up to now the influence of these parameters on the streamer tubes used in the H1 detector has not been completely investigated.

The choice of the chamber gas essentially determines the streamer tube performance. Therefore the chamber operating characteristics have been investigated using different gases and gas mixtures. The experience with the self-quenching streamer discharge was extended to new gas mixtures with several portion of dimethyl ether ($(\text{CH}_3)_2\text{O}$). It turned out that especially the mixture 2,5%Ar + 15% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 82,5% CO_2 is a proper nonflammable chamber gas for the operation of limited streamer tubes in a hadronic gas sampling calorimeter.

For three of the used gas mixtures (25% Ar + 75% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$, 2,5% Ar + 9,5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 88% CO_2 and 2,5%Ar + 15% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 82,5% CO_2) additional to the high voltage variation the dependence of the signal on pressure, temperature, incident angle and distance between particle track and wire was explored. The influence of these parameters on the chamber signal is different in the investigated mixtures and varies with the operation voltage.

For inclined particles an increasing incident angle ϑ in wire direction results in a higher chamber signal. From this angular dependence of the streamer charge the dead zone around the streamer formation could be derived. The obtained values vary between $\sim 4,5$ mm and ~ 7 mm corresponding to the gas mixture and the high voltage.

Both the wire pulses and the signals of external capacitive pick-up electrodes (pads) were studied. For the pad signals a positive crosstalk in wire direction was found. The size of the crosstalk varies with the position of the particle track relative to the pad geometry and depends on the surface resistivity of the profiles and covers of the streamer tubes coated with resistive graphite paint. A reduction of the resistivity value results in an increase of the crosstalk.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Einleitung | 1 |
| 1 ep - Physik mit HERA | 3 |
| 1.1 Der Speicherring HERA | 3 |
| 1.2 Elektron - Proton Streuung | 4 |
| 1.2.1 Die Kinematik der tief-unelastischen ep - Streuung..... | 4 |
| 1.2.2 Strukturfunktionen des Protons..... | 5 |
| 1.2.3 Rekonstruktion der Kinematik und inklusive Messung des Wirkungsquerschnitts..... | 8 |
| 1.3 Der H1-Detektor..... | 10 |
| 2 Kalorimetrie | 13 |
| 2.1 Energieverlust in Materie..... | 13 |
| 2.1.1 Der elektromagnetische Energieverlust..... | 13 |
| 2.1.2 Die Ausbildung des elektromagnetischen Schauers..... | 15 |
| 2.1.3 Der hadronische Schauer | 16 |
| 2.2 Kalorimetrische Energiemessung | 18 |
| 2.2.1 Sampling-Kalorimeter | 18 |
| 2.2.2 Elektromagnetische Kalorimeter | 19 |
| 2.2.3 Hadron-Kalorimeter | 19 |
| 2.2.4 Gas-Sampling-Kalorimeter | 21 |
| 3 Das instrumentierte Eisen bei H1 | 27 |
| 3.1 Gasdetektoren und der selbstlöschende Streamermodus | 27 |
| 3.2 Die H1-Streamerammern | 34 |
| 3.3 Der Aufbau des Eisenjochs | 36 |
| 3.4 Die Funktion des instrumentierten Eisens im H1-Detektor..... | 38 |
| 3.5 Anforderungen an die Eigenschaften von Streamerammern für ihren Einsatz in einem Gas-Sampling-Kalorimeter..... | 43 |
| 4 Untersuchungen zur Padauslese | 46 |
| 4.1 Die Meßapparatur..... | 46 |
| 4.1.1 Der Meßaufbau am Teststrahl..... | 46 |
| 4.1.2 Triggerlogik und Auslese | 49 |
| 4.1.3 Die Hochspannungsversorgung | 52 |
| 4.1.4 Die Gasmischanlage | 52 |
| 4.2 Ergebnisse der Drahtauslese..... | 54 |
| 4.2.1 Die Hochspannungsabhängigkeit des Drahtsignals | 54 |
| 4.2.2 Der Einfluß des Drahtalters auf das Streamersignal..... | 61 |
| 4.2.3 Die Abhängigkeit der Signalladung vom Teilchendurchgangsort | 62 |
| 4.3 Ergebnisse der Padauslese | 66 |
| 4.3.1 Das Padsignal | 66 |
| 4.3.2 Die Beziehung zwischen Pad- und Drahtladung | 72 |
| 4.3.3 Hochspannungsabhängigkeit des Padsignals | 77 |
| 4.3.4 Das Übersprechen bei den Padsignalen | 80 |
| 4.3.5 Die Abhängigkeit der Padladung von der Integrationszeit | 88 |
| 4.4 Der Einfluß des Spurwinkels ϕ auf das Signal der Streamerkammer..... | 91 |

| | |
|---|------------|
| 5 Untersuchungen der Betriebseigenschaften der H1-Streamerammern für verschiedene Gasmischungen | 98 |
| 5.1 Der Meßaufbau für die Gasuntersuchungen..... | 98 |
| 5.2 Vergleichende Darstellung der Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals bei Verwendung der drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan-Anteil und bei Verwendung des Standardgases | 99 |
| 5.3 Die Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals bei Verwendung von drei-komponentigen Gasmischungen mit Dimethylether | 107 |
| 5.4 Die Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals bei Verwendung von Kammergasen ohne Argon-Komponente..... | 115 |
| 5.5 Der Einfluß von Druck und Temperatur auf die Streamerladung..... | 124 |
| 5.6 Die Driftzeitverteilungen | 126 |
| 5.7 Die Mehrfachpulse in den Drahtsignalen..... | 128 |
| 5.8 Die Abhängigkeit des Drahtsignals vom Spurwinkel ϑ | 134 |
| 5.8.1 Der Meßaufbau für die Winkelmessungen..... | 134 |
| 5.8.2 Die Winkelabhängigkeit der Streamerladung | 136 |
| 5.8.3 Die Breite der "toten Zone" um den Streamer..... | 138 |
| 5.9 Abhängigkeit der Streamerladung vom Abstand der Teilchenspur zum Draht | 144 |
| 5.10 Einfluß des Gasflusses auf das Drahtsignal | 146 |
| 5.11 Verwendung der untersuchten Gase für das Gas-Sampling-Kalorimeter..... | 149 |
| Zusammenfassung | 153 |
| Abbildungsverzeichnis | 155 |
| Tabellenverzeichnis | 161 |
| Literaturverzeichnis | 162 |

Einleitung

Aus Streuexperimenten von Leptonen an einem festen Target und durch Experimente an Speicherringen konnten in den vergangenen Jahrzehnten wesentliche Erkenntnisse über die Struktur der Materie gewonnen werden. In den bisherigen Speicherringen wurde immer ein Teilchentyp mit seinem Antiteilchen zur Kollision gebracht (e^+e^- bzw. $p\bar{p}$). Am Deutschen Elektron Synchrotron (DESY) in Hamburg werden mit der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA erstmalig in einem Speicherring Kollisionen von Elektronen (Leptonen) und Protonen (Hadronen) erzeugt. Mit einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV und einem maximalen Impulsübertrag von $\sim 10^5$ GeV² eignet sich HERA hervorragend zur Untersuchung der Struktur des Protons in einem vorher nicht zugänglichen kinematischen Bereich.

An zwei Wechselwirkungspunkten von HERA befinden sich die beiden Experimente H1 und ZEUS. Diese Detektoren sollen die Reaktionsprodukte der Elektron-Proton-Kollisionen nachweisen. Die meßbaren Reaktionsprodukte sind dabei vorwiegend die leichteren Leptonen (Elektronen und Myonen) sowie hochenergetische Teilchenjets aus Hadronen. Für die Analyse der HERA-Ereignisse kommt daher der genauen Messung des Energieflusses mit elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern eine besondere Bedeutung zu.

Im Rahmen des Kalorimeterkonzepts für den H1-Detektor ist das Rückflußisenjoch der Magnetspule als Gas-Sampling-Kalorimeter ausgelegt. Die Nachweisebenen des instrumentierten Eisens dienen der Messung der aus dem zentralen Hadron-Kalorimeter austretenden Restenergie sowie der Identifikation von Myonen. Die Gasdetektoren der Nachweisschicht werden im selbstlöschenden Streamermodus betrieben. Das Signal solcher Streamerkammern wird durch viele Parameter beeinflusst (z.B. Gasmischung, angelegte Hochspannung, Luftdruck, Temperatur, Einfallswinkel der Teilchenspur usw.). Zur Streamerentladung wurden in den letzten Jahren bereits eine Reihe von Arbeiten veröffentlicht (z.B. [BAT83], [BEN89], [KAM87]). Die bei H1 eingesetzten Streamerkammern unterscheiden sich aber in ihrem Material und im Aufbau von den bereits bekannten Kammertypen. Bei der Energiekalibration und der Interkalibration der analogen Auslesekanäle des instrumentierten Eisens wird das Myonsignal der Streamerkammern genutzt. Variationen der Betriebsparameter können zu Änderungen des Myonsignals führen, die bei der Kalibration durch eine entsprechende Korrektur berücksichtigt werden müssen. Für die Kalibration und für ein genaues Verständnis der Betriebseigenschaften des instrumentierten Eisens ist es darum notwendig, den Einfluß der aufgeführten Größen auf das Ausgangssignal der H1-Streamerammern zu studieren.

In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse zu Untersuchungen über die Abhängigkeit der Streamerentwicklung von den oben erwähnten Parametern für den am H1-Detektor verwendeten neuen Kammertyp vorgestellt. Unter anderem sollen dabei die Erfahrungen mit der Betriebsart der selbstlöschenden Streamerentladung auf neue Gasmischungen mit Dimethylether (DME, $(CH_3)_2O$) erweitert werden.

Da bei Teilchenschauern das Ausgangssignal der Kammern eine Überlagerung der Signale von mehreren Teilchenspuren ist, kann die Einwirkung von einigen Parametern, wie z.B. der Einfluß des Spurwinkels, auf das Kammerverhalten nicht eindeutig aus Schauermessungen bestimmt werden. Deshalb wurde das Kammersignal für den Durchgang einzelner Teilchen (Elektronen und kosmische Myonen) untersucht.

Im ersten Kapitel der Arbeit erfolgt eine kurze Beschreibung des HERA-Speicherringes und des H1-Detektors, und es werden die Wirkungsquerschnitte des neutralen und geladenen

Stroms in der tief-unelastischen Lepton-Nukleon-Streuung und die damit verbundenen Strukturfunktionen diskutiert.

Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Grundlagen der kalorimetrischen Energiemessung unter besonderer Berücksichtigung der speziellen Eigenschaften von Gas-Sampling-Kalorimetern. In Kapitel 3 werden die Funktionsweise von Streamerkammern und der Aufbau des instrumentierten Eisens des H1-Detektors beschrieben. Daran schließt sich eine Darstellung der Aufgaben an, die das instrumentierte Eisen im Experiment erfüllen soll.

Die im Eisenjoch deponierte Energie wird aus dem Ladungssignal der äußeren Streamerkammerelektroden (Pads) ermittelt. Die Ergebnisse der Messungen zur Padauslese werden in Kapitel 4 vorgestellt. Diese Messungen wurden mit dem sog. Standardgas (25%Ar + 75% iC_4H_{10}) durchgeführt, da bereits aus früheren Messungen mit anderen Kammerkonstruktionen bekannt ist, daß sich dieses Gasgemisch durch ein besonders stabiles Kammerverhalten auszeichnet. Diese guten Eigenschaften des Standardgases zeigen sich auch beim Einsatz in den H1-Streamerkammern. Schwerpunkte bei den Untersuchungen der Padsignale sind der Einfluß der Graphitbeschichtung von Profil und Deckel der Streamerkammern und geometrische Abhängigkeiten (z.B. Größe der Padfläche und Abstand zwischen Pad und Draht). Diese Faktoren wirken zusätzlich zu den Parametern, die die Streamerentladung beeinflussen, auf das Padsignal ein. Außerdem wird die Abhängigkeit vom Spurwinkel φ sowohl für die Drahtpulse als auch für die Padpulse, die ab einem Winkel von $\varphi > 6,4^\circ$ eine Überlagerung der Streamerentladung in zwei benachbarten Streamerzellen sind, analysiert¹.

In Kapitel 5 erfolgt dann ein Vergleich der Betriebseigenschaften der H1-Streamerkammern bei der Verwendung von verschiedenen Gasen und Gasmischungen. Die Eignung der gemessenen Kammergase für den Betrieb von Streamerkammern in einem Hadron-Gas-Sampling-Kalorimeter wird untersucht. Bei den Messungen mit den unterschiedlichen Kammergasen ist ein wesentlicher Punkt die Suche nach einer Alternative für die nichtbrennbare, drei-komponentige Gasmischung (2,5%Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2), die aus Sicherheitsgründen in den H1-Streamerkammern zur Zeit Anwendung findet, aber im Vergleich zu sonst häufig verwendeten Gasgemischen mit großem Anteil an organischen Gasen (z.B. das Standardgas) einige Nachteile aufweist. Für drei Kammergase wird der Einfluß des zweiten Spurwinkels ϑ auf das Kammersignal studiert. Aus der Variation der Streamerladung mit dem Winkel ϑ läßt sich die Ausdehnung der "toten Zone" um den Entladungsort ableiten. Die Größe dieser Zone wirkt sich auf die Energieauflösung von Gas-Sampling-Kalorimetern aus.

¹ Die Spurwinkel φ und ϑ werden in Abb. 3.7 definiert.

1 ep - Physik mit HERA

1.1 Der Speicherring HERA

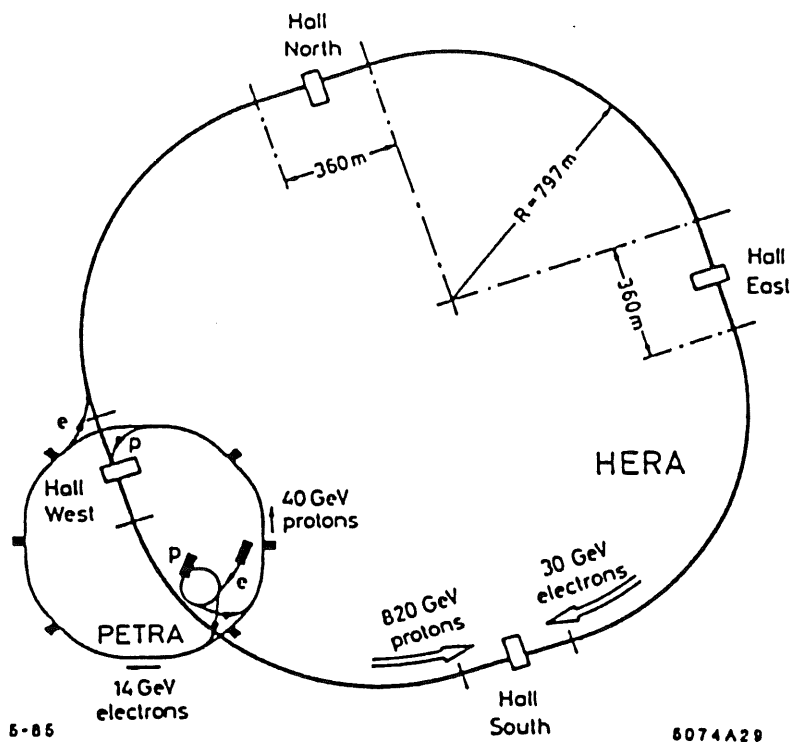


Abb. 1.1: Der Speicherring HERA mit den Vorbeschleunigern.

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA (Abb. 1.1) ist der erste Elektron-Proton-Speicherring. HERA besteht aus zwei unabhängigen Speicherringen für Elektronen (Positronen) und Protonen, die in einem unterirdischen Tunnel mit einem Umfang von 6,3 km installiert sind. Vor dem Einschub der Teilchen in HERA durchlaufen sie zunächst eine Reihe von Vorbeschleunigern. Nach der Erzeugung der Elektronen und Protonen in Linearbeschleunigern werden sie in den Speicherringen DESY und PETRA auf ihre Einschubenergien von 14 GeV (Elektronen) bzw. 40 GeV (Protonen) vorbeschleunigt und in Form von Teilchenbündeln zu $\approx 10^{11}$ Teilchen in HERA eingefüllt. In den HERA-Speicherringen erfolgt dann die Beschleunigung der Elektronen auf ihre Endenergie von 30 GeV und der Protonen auf eine Energie von 820 GeV.

In HERA sollen jeweils 210 Teilchenbündel eingefüllt werden mit einer Länge der einzelnen Bündel von $\sigma_z = 0,8$ cm für Elektronen und $\sigma_z = 11$ cm für Protonen. Getrennte Magnetsysteme zwingen die Teilchenbündel auf gegenläufige Kreisbahnen. Die Magnete des Elektronenrings sind normalleitend mit einem maximalen Magnetfeld von 0,27 Tesla. Für den Protonenring sind dagegen supraleitende Magnete mit einem Magnetfeld von 4,65 Tesla notwendig, um die Protonen bei ihrer Endenergie von 820 GeV auf einer Kreisbahn zu halten.

In zwei Wechselwirkungszone werden der Elektronen- und der Protonenstrahl zusammengeführt, so daß die Kollisionen unter einem Winkel von 0° stattfinden können. Die Teilchenbündel durchdringen sich dort mit einer Frequenz von 10,4 MHz, d.h. die Zeitdauer zwischen zwei Kollisionen beträgt bei HERA nur 96 ns. Mit dieser hohen Kollisionsrate wird eine Luminosität von $1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angestrebt. Damit läßt sich pro Jahr eine integrierte Luminosität von 100 pb^{-1} erreichen.

Mit den oben angegebenen Endenergien erhält man unter Vernachlässigung der Teilchenmassen eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ und einen maximalen Impulsübertrag Q^2 von annähernd 10^5 GeV^2 . Damit ist es mit HERA möglich, die inneren Strukturen des Protons bis hinab zu etwa 10^{-17} cm zu untersuchen.

1.2 Elektron - Proton Streuung

Lepton-Nukleon-Streuexperimente geben einen Einblick in die Struktur der Nukleonen. Für diese Untersuchungen standen aber bisher nur Ergebnisse der eN-, μ N- und ν N-Streuung mit festem Target zur Verfügung. Mit HERA ist es möglich, den meßbaren kinematischen Bereich deutlich zu erweitern.

1.2.1 Die Kinematik der tief-unelastischen ep - Streuung

Die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Proton kann in niedrigster Ordnung als elastische Streuung des Elektrons an einem Quark gedeutet werden. Sie erfolgt durch den Austausch neutraler (γ, Z^0) oder geladener (W^\pm) Bosonen. Abb. 1.2 zeigt die Basisdiagramme dieser Prozesse des neutralen und geladenen Stroms in Anlehnung an das Quark-Parton-Modell. Beim neutralen Strom bleibt das Elektron nach der Streuung erhalten, während im Falle des geladenen Stroms das gestreute Lepton ein Neutrino ist, das nicht im Detektor nachgewiesen werden kann.

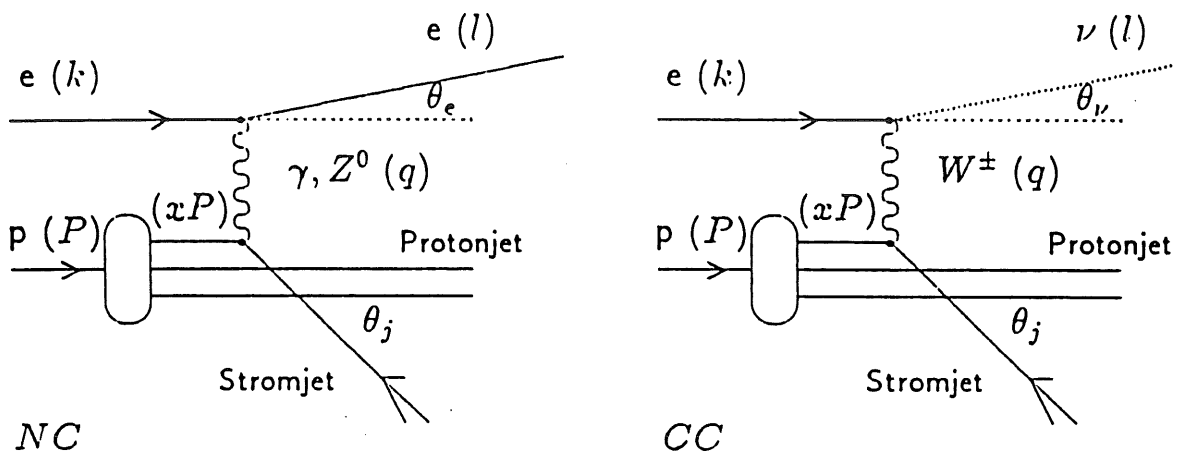


Abb. 1.2: Basisdiagramme zur unelastischen Elektron-Proton-Streuung für den Prozeß des neutralen (links) und geladenen Stroms (rechts).

In dieser niedrigsten Ordnung wird der hadronische Endzustand durch zwei Jets charakterisiert. Das an der Reaktion beteiligte Quark wird aus dem Proton herausgestreut und fragmentiert in Hadronen, die als Teilchenbündel (Stromjet) im Endzustand beobachtbar sind. Auch der Protonrest fragmentiert in Hadronen, die den sog. Protonjet bilden. Da der Transversalimpuls dieser Hadronen jedoch sehr gering ist, entwickelt sich der Protonjet vornehmlich in Richtung des einlaufenden Protons und verbleibt im Strahlrohr.

Zur Beschreibung der Kinematik der Lepton-Nukleon-Streuung können verschiedene Variablen verwendet werden:

$$s = (p + k)^2$$

$$q^2 = (k - l)^2 = -Q^2, \quad (0 < Q^2 \leq s)$$

$$v = \frac{p \cdot q}{M}$$

$$W^2 = p_H^2 = M^2 + q^2 + 2 M v, \quad (M^2 \leq W^2 \leq s)$$

Hierbei sind:

| | |
|----------|--|
| k, l | die Viererimpulse des einlaufenden und gestreuten Leptons |
| p, p_H | der Viererimpuls des Nukleons vor der Streuung und der Gesamtviererimpuls des hadronischen Endzustands |
| s | das Quadrat der Schwerpunktsenergie |
| q^2 | das Quadrat des Viererimpulsübertrags |
| W^2 | das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustands |
| v | der Energieübertrag |
| M | die Nukleonenmasse |

Neben diesen Größen werden auch die dimensionslosen Bjorkenschen Skalenvariablen x und y verwendet. Sie werden definiert durch ($0 \leq (x, y) \leq 1$):

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2 M v}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{2 M v}{s}$$

Im Quark-Parton-Modell bezeichnet x den Anteil am Gesamtimpuls des Nukleons, der von dem mit dem Lepton wechselwirkenden Parton getragen wird, und y ist der relative Energieübertrag im Ruhesystem des Nukleons.

Bei fester Schwerpunktsenergie \sqrt{s} wird die Kinematik der tief-unelastischen Lepton-Nukleon-Streuung durch zwei unabhängige Variablen vollständig bestimmt, z.B. durch x und Q^2 .

1.2.2 Strukturfunktionen des Protons

Ein wichtiges Ziel der Experimente bei HERA ist die Untersuchung der Partonstruktur des Protons, d.h. die Verteilung der Valenz- und Seequarks und der Gluonen im Proton. Voraussetzung für die Bestimmung der entsprechenden Strukturfunktionen des Protons ist die genaue Messung der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(dx dQ^2)$ für die Prozesse des neutralen (NC) und geladenen (CC) Stroms.

Für den neutralen Strom in der tief-unelastischen ep -Streuung bei nicht polarisierten Teilchen ist dieser Wirkungsquerschnitt in der führenden Ordnung der elektroschwachen Theorie gegeben durch [ING88]:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}(e^{\mp}p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (1.1)$$

Dabei sind F_1, F_2 und F_3 die Strukturfunktionen des Protons. Unter Vernachlässigung der Quarkmassen und der intrinsischen Transversalimpulse sind zwei dieser Strukturfunktionen für Teilchen mit Spin 1/2 über die Callan-Cross-Beziehung

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad (1.2)$$

miteinander verknüpft. Diese Beziehung ist jedoch nur näherungsweise gültig und gilt nicht für sehr kleine Werte von x , da dann Effekte der Quantenchromodynamik berücksichtigt werden müssen, die zu einer nichtverschwindenden longitudinalen Strukturfunktion

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \quad (1.3)$$

führen.

Im Quark-Parton-Modell (QPM) sind die Strukturfunktionen gegeben durch:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f A_f(Q^2) \{ xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2) \}$$

$$xF_3(x, Q^2) = \sum_f B_f(Q^2) \{ xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2) \}$$

Die Summe erstreckt sich dabei über alle Quarkflavor f im Proton. q_f (\bar{q}_f) geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark (Antiquark) der Sorte f mit einem Impulsbruchteil x im Proton zu finden. Die beiden Koeffizienten A_f und B_f sind neben der Quarkflavor von der Stärke der Kopplung an das Photon und das Z^0 -Boson und von dem Verhältnis des Photon- und des Z^0 -Propagators

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}$$

abhängig. Mit zunehmendem Q^2 wächst zuerst der Beitrag des γ/Z^0 -Interferenzterms der Koeffizienten A_f , B_f (linear in P_Z), für sehr große Q^2 -Werte dominiert schließlich der Term des Z^0 -Austausches (quadratisch in P_Z) die Strukturfunktionen.

Bei kleinem Impulsübertrag ($Q^2 \ll M_Z^2$) geht xF_3 gegen Null, und die Beiträge vom Z^0 -Austausch zu F_2 verschwinden. Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 werden dann durch den rein elektromagnetischen Photonenaustausch dominiert. Mit der Callan-Gross-Beziehung Gl. 1.2 ergibt sich in diesem Fall für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\left. \frac{d^2\sigma_{NC}(e^-p)}{dx dQ^2} \right|_{em} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 + (1-y)^2) F_2^{em}(x, Q^2)$$

Für hohe Werte des Impulsübertrags ($Q^2 > M_W^2 \approx 6400 \text{ GeV}^2$) trägt der Prozeß des geladenen Stroms wesentlich zum totalen Wirkungsquerschnitt bei. Der differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms für die Elektron-Proton-Streuung ist gegeben durch [ING88]:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{(1-\lambda)\pi\alpha^2}{4 \sin^4 \theta_W (Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} \left\{ |V_{u_i d_j}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y^2) |V_{u_j d_i}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right\}$$

Hierbei sind $V_{u_i d_j}$ die Elemente der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Übergangsmatrix mit den Indizes i und j für die Teilchenfamilie, und u_i und \bar{d}_i sind die Dichteverteilungen der entsprechenden Quarks ($u_i = u, c, t$; $d_i = d, s, b$). M_W ist die Masse des W-Bosons und θ_W der Weinbergwinkel. Die Polarisation der Elektronen wird durch λ angegeben (± 1 für den rechts/links-händigen Zustand).

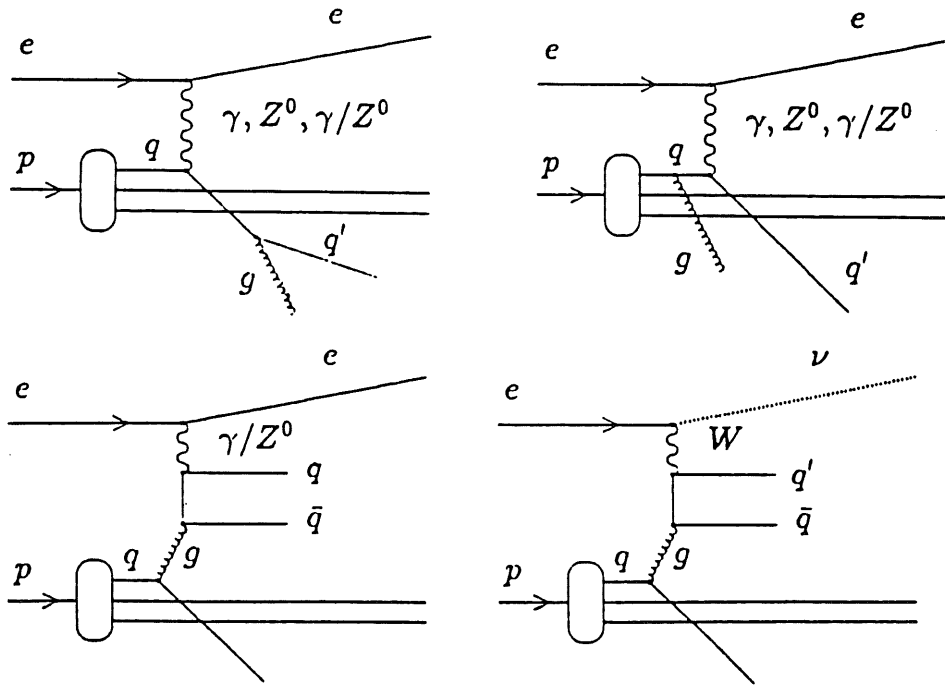


Abb. 1.3: Diagramme zur Gluonbremsstrahlung im End- und Anfangszustand (oben) und zur Boson-Gluon-Fusion für neutrale und geladene Stromereignisse (unten). Im Falle des geladenen Stroms sind unterschiedliche Flavour-Quantenzahlen für die erzeugten Quarks erlaubt. Beide Prozesse führen dazu, daß mehrere Teilchenjets im hadronischen Endzustand auftreten.

Betrachtet man die unelastische ep-Streuung als elastische Streuung des Elektrons an einem punktförmigen, quasi-freien Parton (QPM), so sollten im asymptotischen Gebiet der Variablen, d.h. für $Q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$ bei endlichem Verhältnis Q^2/ν die Grenzwerte der Strukturfunktionen existieren und nur von der dimensionslosen Variablen x abhängen [BJO69]. Dieses theoretisch geforderte Skalenverhalten wurde prinzipiell in Streuexperimenten bestätigt. Spätere Messungen bei höheren Werten der kinematischen Variablen zeigten jedoch eine Verletzung der Skaleninvarianz. Das reine Quark-Parton-Modell ist deshalb nicht ausreichend, um die komplexe Struktur der Protonen zu beschreiben. Im Rahmen der QCD wird bei größerer Auflösung eine Wolke von Partonen um die Quarks sichtbar. Mit wachsendem Q^2 nimmt die Anzahl der aufgelösten Partonen zu. Die Dichteverteilungen der Partonen sind somit auch von dem Impulsübertrag abhängig. Mit steigender Anzahl aufgelöster Partonen erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für die Streuung an einem Parton mit kleinem Impulsanteil x im Nukleon. Da Quarks mit großem Impuls durch den Prozeß der Gluonbremsstrahlung (Abb. 1.3 oben) an Impuls verlieren, sinkt dagegen die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Photon an einem Quark mit hohem x streut. Neben der Gluonbremsstrahlung trägt auch der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (Abb. 1.3 unten), der von der Gluondichteverteilung abhängt, in erster Ordnung QCD zur Strukturfunktion bei. Das Basisdiagramm in Abb. 1.2 gibt die niedrigste Ordnung der störungstheoretischen QCD wider, während die Gluonbremsstrahlung und die Boson-Gluon-Fusion die Prozesse der nächsthöheren Ordnung der Störungsrechnung sind. Ihr Beitrag führt zu einer Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen und damit zu der Verletzung der Skaleninvarianz.

Die Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells zu den Strukturfunktionen erstreckte sich bei den bisherigen Experimenten auf den Bereich $Q^2 < 300 \text{ GeV}^2$ und $x > 10^{-2}$.

Mit HERA ist es möglich, diesen Bereich auf $Q^2 \approx 40000 \text{ GeV}^2$ und auf x -Werte bis hinab zu etwa 10^{-4} zu erweitern.

Die longitudinale Strukturfunktion F_L in Gl. 1.3 verschwindet bei kleinen x -Werten nicht ($F_L \neq 0$). Dieses Verhalten ist ein Hinweis auf einen intrinsischen Transversalimpuls der Partonen im Nukleon, der durch die Wechselwirkung mit den Gluonen hervorgerufen wird. In dem Bereich sehr kleiner x , der mit HERA zugänglich ist, ist F_L ein Maß für die Verteilung der Gluonen im Nukleon, so daß aus der Messung von F_L indirekt die Gluonstrukturfunktion bestimmt werden kann. Eine weitere Methode zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion ist die Analyse von Ereignissen der Boson-Gluon-Fusion, speziell die Produktion von $c\bar{c}$ -Paaren bzw. der J/ψ -Resonanz.

Für große Werte von x und Q^2 dominiert der Austausch der schwachen Vektorbosonen die Wirkungsquerschnitte. In diesem Bereich ist es deshalb möglich, Parameter des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung zu untersuchen.

1.2.3 Rekonstruktion der Kinematik und inklusive Messung des Wirkungsquerschnitts

Bei HERA ist für viele Analysen eine genaue Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(dx dQ^2)$ notwendig. Zur Bestimmung dieser Wirkungsquerschnitte werden die Ereignisse gezählt, die in einem (x, Q^2) -Intervall liegen. Die Größe der Intervalle wird dabei unter Berücksichtigung der Ereignisstatistik festgelegt. Der Fehler der Wirkungsquerschnitte wird deshalb wesentlich von der Genauigkeit beeinflusst, mit der die kinematischen Variablen bestimmt werden können.

Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten der Lepton-Nukleon-Streuung überdecken die Detektoren bei HERA den gesamten Raumwinkel. Die kinematischen Variablen können deshalb sowohl aus dem Endzustand des Elektrons als auch aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden.

Für die Ereignisse des neutralen Stroms kann die Kinematik allein aus der Energie des einlaufenden (E_e) und des gestreuten Elektrons (E'_e) sowie dem Streuwinkel θ_e festgelegt werden. Unter Vernachlässigung der Ruhemassen gilt im Laborsystem:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}$$

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left(E_e - E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right)}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}$$

Der Polarwinkel θ_e wird dabei relativ zur Protonstrahlrichtung gemessen. E_p ist die Energie des Protons.

Im Falle des geladenen Stroms ist das auslaufende Lepton ein Neutrino, so daß zur Rekonstruktion der Kinematik nur der hadronische Endzustand verwendet werden kann. Dabei ist es sinnvoll, die Methode von Jacquet und Blondel [JAC79] zu verwenden, da sie die Bestimmung der kinematischen Variablen erlaubt, ohne von der Definition eines Teilchenjets abhängig zu sein. Danach gilt für die Variablen:

$$Q^2 = \frac{1}{1-y} \left(\sum_i p_{T,i} \right)^2$$

$$y = \frac{1}{2E_e} \sum_i (E_{h,i} - p_{z,i})$$

$$x = \frac{Q^2}{s y}$$

mit

- $E_{h,i}$ Energie des i-ten Hadrons
- $p_{z,i}$ Impulskomponente parallel zur Protonrichtung (Longitudinalimpuls)
- $p_{T,i}$ Impulskomponente senkrecht zur Protonrichtung (Transversalimpuls)

Die kinematischen Variablen werden also aus den direkt meßbaren Größen $\sum_i E_{h,i}$, $\sum_i p_{z,i}$ und $\sum_i p_{T,i}$ ermittelt. Dabei beeinflussen Teilchen mit geringem Transversalimpuls ($p_{z,i} \cong E_{h,i}$), die im wesentlichen im Strahlrohr verbleiben und somit nicht gemessen werden können, nur schwach die Bestimmung der Variablen.

Auch für die Ereignisse des neutralen Stroms kann die Hadronmessung verwendet werden, um in bestimmten kinematischen Bereichen eine höhere Genauigkeit zu erzielen.

Der Fehler der kinematischen Variablen x und Q^2 , der aus der Unsicherheit der Energie- und Winkelmessung resultiert, ist für die Messung des gestreuten Elektrons gegeben durch:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \sqrt{\left(\frac{dE'_e}{E'_e}\right)^2 + \left(-\tan\frac{\theta_e}{2} d\theta_e\right)^2}$$

$$\frac{dx}{x} = \sqrt{\left(\frac{1}{y} \frac{dE'_e}{E'_e}\right)^2 + \left[\tan\frac{\theta_e}{2} \left(x \frac{E_p}{E_e} - 1\right) d\theta_e\right]^2}$$

Außer bei sehr geringen Ablenkungen des gestreuten Elektrons (großes θ_e) wird der Fehler von Q^2 durch die Ungenauigkeit der Energiemessung dominiert, so daß ein Fehler von nur 1 - 2% erreicht werden kann. Auch bei einer guten Auflösung für die Elektronenenergie wird jedoch der Fehler von x durch den Faktor $1/y$ bei kleinen Werten von y sehr groß. Die Winkelauflösung wirkt sich nur bei großem x und kleinen Winkeln (kleinem Q^2) signifikant auf die Genauigkeit von x aus.

Bei der Bestimmung der Variablen aus dem hadronischen Endzustand gilt für die Fehler:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \sqrt{\left(\frac{2-y}{1-y} \frac{dE_h}{E_h}\right)^2 + \left[\left(2 \cot\theta_h + \frac{y}{1-y} \cot\frac{\theta_h}{2}\right) d\theta_h\right]^2}$$

$$\frac{dx}{x} = \sqrt{\left(\frac{1}{1-y} \frac{dE_h}{E_h}\right)^2 + \left[\left(-2 \cot\theta_h + \frac{1-2y}{1-y} \cot\frac{\theta_h}{2}\right) d\theta_h\right]^2}$$

Hierbei ist θ_h der Winkel des Stromjets. Im Gegensatz zur Messung des Elektrons verbessert sich der Fehler von x bei sinkendem y . Obwohl die hadronische Energieauflösung schlechter ist, ist deshalb für kleine y ($y < 0,4$) die Genauigkeit von x höher als bei der Bestimmung aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons.

Die Güte der Kalibration und die mögliche Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten wirkt sich auf den Fehler der Messung der inklusiven Wirkungsquerschnitte aus. Abhängig von der geforderten Genauigkeit für die Messung wird das Gebiet in der x, Q^2 -Ebene, das eigentlich von der HERA-Maschine her zugänglich ist, eingeschränkt. Für den H1-Detektor sind in Abb. 1.4 die kinematischen Bereiche in der x, Q^2 -Ebene dargestellt, in denen die systematischen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei den verschiedenen

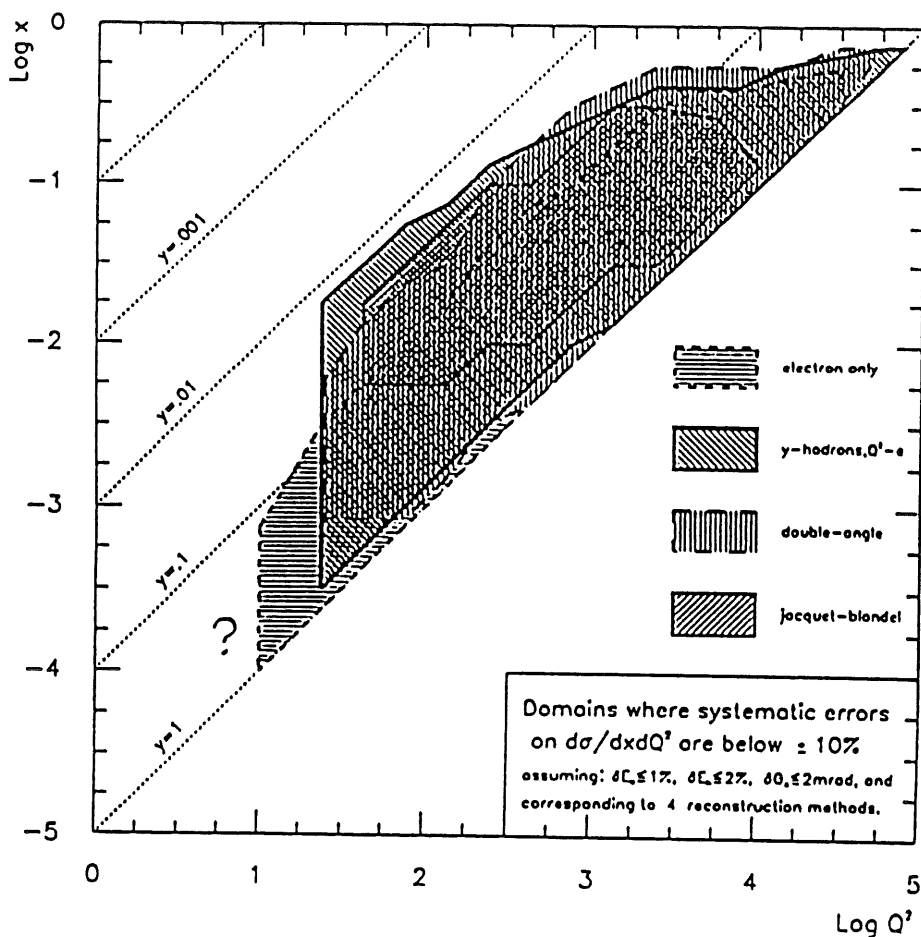


Abb. 1.4: Bereiche in der x, Q^2 -Ebene in denen die systematischen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte kleiner als 10% sind [BER92].

Rekonstruktionsmethoden kleiner als 10% sind. Über einen weiten Bereich in x und Q^2 ist die Rekonstruktion der Kinematik allein mit Hilfe des gestreuten Elektrons sinnvoll. Diese Methode ist jedoch bei der geforderten Genauigkeit auf $y \geq 0,1$ beschränkt. Durch eine Kombination von Hadron- (y) und Elektron- (Q^2) Messung kann eine deutliche Erweiterung zu kleinen y -Werten erreicht werden.

1.3 Der H1-Detektor

Die Untersuchung der physikalischen Prozesse am HERA-Speicherring erfordert Detektoren, die im gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt eine Messung ermöglichen. Damit können auch Neutrinos und andere nur schwach mit der Materie wechselwirkende Teilchen aufgrund der fehlenden Energie im Detektor rekonstruiert werden. Weitere Anforderungen, die ein HERA-Detektor erfüllen muß, sind neben einer hohen Impuls- und Zweisporaufösung des Spurkammersystems zur Bestimmung von Jet-Topologien eine gute Energieauflösung sowohl für die elektromagnetische als auch für die hadronische Komponente des Endzustandes. Dabei ist eine möglichst feine Granularität der Kalorimeter zur genauen Messung des Energieflusses notwendig. Weiterhin wird eine gute Myonidentifikation und Energiemessung über den gesamten Raumwinkel benötigt, insbesondere zum Nachweis von Zerfällen schwerer Quarks.

HERA Experiment H1

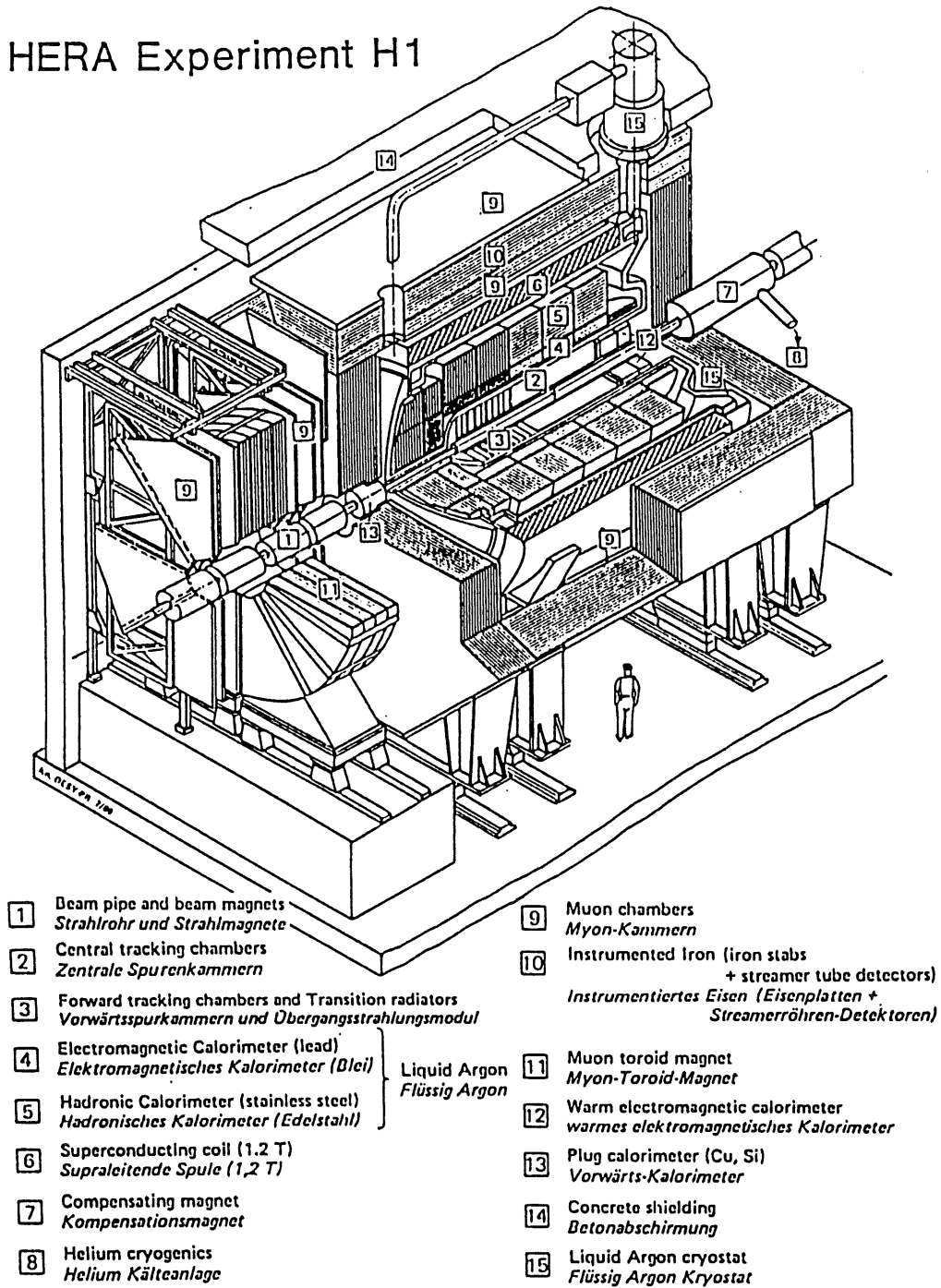


Abb. 1.5: Perspektivische Ansicht des H1 - Detektors [H1T89].

Abb. 1.5 zeigt den schematischen Aufbau des H1-Detektors. Eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [H1T86], [H1T87], [H1T89]. Wegen des resultierenden Laborimpulses von 790 GeV in Vorwärtsrichtung (Protonrichtung) ist der Detektor asymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angelegt. Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten kurz beschrieben werden:

Das innere Spurkammersystem ist in einen zentralen Bereich (2) und einen Vorwärtsbereich (3) unterteilt. Zusammen überdecken sie einen Winkelbereich von $7^\circ < \theta < 155^\circ$ ². Sie bestehen aus verschiedenen Drift- und Vieldrahtproportionalkammern und dienen zur Messung der Spuren der geladenen Teilchen aus der Wechselwirkungszone. Der Vorwärtsbereich enthält zusätzlich Übergangsstrahlungsdetektoren zur Elektron-Pion-Separierung. In Rückwärtsrichtung ($155^\circ < \theta < 175^\circ$) wird das Spurkammersystem durch eine weitere Proportionalkammer ergänzt. Die Kammern befinden sich einem homogenen Magnetfeld (1,2 Tesla), so daß aus der Krümmung der Flugbahn der Impuls der Teilchen bestimmt werden kann.

Die Spurkammern werden im Vorwärts- und im Zentralbereich ($4^\circ < \theta < 153^\circ$) von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter umschlossen. Damit vor dem Kalorimeter möglichst wenig passives Material liegt, befindet es sich innerhalb der supraleitenden Spule (6). Das Kalorimeter ist ein nichtkompensierendes Sampling-Kalorimeter, dessen aktive Schichten aus Flüssig-Argon-Ionisationskammern (2,4 mm) bestehen. Es gliedert sich in einen elektromagnetischen Teil (4) mit Bleiplatten als Absorberschichten (2,4 mm) und in einen hadronischen Teil (5) mit Eisenplatten als Absorbermaterial (16 mm). Zur genauen Messung des Energieflusses besitzt das Kalorimeter mit einer Anzahl von etwa 45000 elektronischen Kanälen eine sehr feine Granularität. Die laterale Ausdehnung der Zellen variiert im elektromagnetischen Teil von 13 cm² in Vorwärtsrichtung bis 108 cm² in Rückwärtsrichtung und für den hadronischen Teil von 52 cm² bis 2360 cm². Die Energieauflösung beträgt für Elektronen $\sigma(E)/E = 0,12/\sqrt{E}$ und für Hadronen $\sigma(E)/E = 0,5/\sqrt{E}$ mit E in GeV.

In extremer Vorwärtsrichtung ($0,7^\circ < \theta < 3,3^\circ$) wird die Kalorimetrie durch ein kleines Silizium-Kupfer-Kalorimeter (13) ergänzt, das eine Energieauflösung für Hadronen von $\sigma(E)/E = 1,5/\sqrt{E}$ besitzt. Zur Messung von Elektronen mit kleinen Streuwinkeln befindet sich im Rückwärtsbereich des H1-Detektors ($151^\circ < \theta < 177^\circ$) ein elektromagnetisches Blei-Szintillator-Kalorimeter (12). Die Energieauflösung dieses Kalorimeters für Elektronen wurde zu $\sigma(E)/E = 0,10/\sqrt{E} \oplus 0,02$ ermittelt. Hinter diesem Rückwärtskalorimeter sind zwei Flugzeitähler angeordnet, die zur Unterdrückung des Proton-Restgas- und des Proton-Strahlrohr-Untergrundes verwendet werden.

Zur Rückführung des von der supraleitenden Spule erzeugten magnetischen Flusses dient ein Eisenjoch (10), das alle vorher beschriebenen Detektorkomponenten umschließt. Das Eisenjoch ist mit Streamerkammern instrumentiert. Diese werden zur Identifikation von Myonen und deren Impulsbestimmung sowie zur Messung der aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckenden Energie eingesetzt. Die Energieauflösung des instrumentierten Eisens für Hadronen beträgt $\sigma(E)/E = 1,0/\sqrt{E}$. Das instrumentierte Eisen wird noch in Kapitel 3 genauer beschrieben.

Die Myonmessung wird durch ein Myonspektrometer in Protonrichtung ($3^\circ < \theta < 17^\circ$) vervollständigt, das aus einem Toroidmagneten (11) und aus Driftkammern besteht. Mit ihm soll der Impuls der in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Myonen bestimmt werden, die im Magnetfeld der Spule nur schwach abgelenkt werden.

Die Luminosität wird bei H1 über die Reaktion $e + p \rightarrow e + \gamma + p$ bestimmt. Zur Messung des Elektrons und des Photons werden zwei TlCl/TlBr-Kristall Kalorimeter verwendet, die in extremer Rückwärtsrichtung außerhalb des H1-Detektors bei $z = -33$ m (Elektron) und $z = -103$ m (Photon) installiert sind. Der Elektron-Luminositätszähler wird außerdem noch zur Identifizierung des Elektrons bei Reaktionen der Photoproduktion mit sehr kleinem Q^2 eingesetzt.

² Der Polarwinkel θ wird relativ zur Protonstrahlrichtung angegeben.

2 Kalorimetrie

Zur Rekonstruktion der Kinematik eines Ereignisses bei den HERA-Experimenten ist die Bestimmung der Energie und des Streuwinkels des Leptons und des hadronischen Endzustandes wesentlich. Dabei treten Elektronen und Jets mit Energien von bis zu einigen hundert GeV auf. Deshalb ist bei HERA die Bestimmung der Energie allein über eine Impulsmessung im Magnetfeld nicht mehr ausreichend, da ihr Fehler linear mit dem Impuls anwächst [KLE87]:

$$\frac{\sigma(P)}{P} \sim P$$

Zudem läßt sich damit die Energie der neutralen Teilchen im Jet nicht bestimmen.

Sehr gut geeignet für die Energiebestimmung bei den Verhältnissen, wie sie bei HERA vorliegen, sind dagegen Kalorimeter. In einem Kalorimeter wird ausgenutzt, daß hochenergetische Teilchen bei der Wechselwirkung mit Materie eine Teilchenkaskade ausbilden. Die dabei erzeugten sekundären Teilchen werden gemessen. Ihre Anzahl ist ein Maß für die primäre Energie. Die Kalorimeter zeichnen sich durch eine Energieauflösung aus, die sich mit wachsender Energie verbessert. Bei einer genügend feinen räumlichen Unterteilung (Granularität) der Auslesekanäle kann man bereits allein mit der kalorimetrischen Messung die Ereigniskinematik mit einem relativ kleinen Fehler rekonstruieren.

In diesem Kapitel sollen zunächst die grundlegenden physikalischen Prozesse erläutert werden, um danach die wesentlichen Eigenschaften von Kalorimetern darzustellen.

2.1 Energieverlust in Materie

Teilchen, die Materie durchqueren, wechselwirken mit den Atomen und Molekülen und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie. Die zugrunde liegenden Kräfte sind elektromagnetischer oder starker Natur. Die schwache Wechselwirkung trägt erst bei Energien im TeV-Bereich zum Energieverlust bei [FAB89]. Welcher spezielle Prozeß dabei jeweils eine Rolle spielt ist abhängig von der Art des Teilchens und seiner Energie.

2.1.1 Der elektromagnetische Energieverlust

Alle geladenen Teilchen wechselwirken mit den Hüllenelektronen der Atome des Materials. Dies führt zu Anregung oder Ionisation der Atome. Abb. 2.1 zeigt den Energieverlust für Protonen in einer Gasmischung bei verschiedenen Druckwerten. Für schwere geladene Teilchen kann der Energieverlust pro Wegstrecke durch die bekannte Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden. Als Funktion von $\beta = v/c$ fällt der Energieverlust zunächst mit β^{-2} ab, durchläuft ein Minimum bei ca. $\beta \cdot \gamma \sim 3$ bis 4 und steigt bei relativistischer Teilchenenergie wieder an, bis ein Plateau erreicht ist. In der Abbildung ist auch deutlich der Dichteeffekt bei dem relativistischen Anstieg zu erkennen. Das Verhältnis des relativistischen Fermi-Plateaus zum minimalen Energieverlust beträgt bei Gasen unter Normalbedingungen ca. 1,5. Bei dichteren Medien wie Flüssigkeiten und Festkörpern ist der Anstieg wesentlich geringer (etwa 10% bei Festkörpern).

Die Ionisationsverluste sind statistischer Natur und unterliegen Schwankungen, die sich ergeben aus

- (i) Variationen in der Anzahl der primären Ionisationen n_p . Die Zahl der primären Elektron-Ion-Paare pro Wegstrecke ist poissonverteilt mit $\sigma = \sqrt{n_p}$.

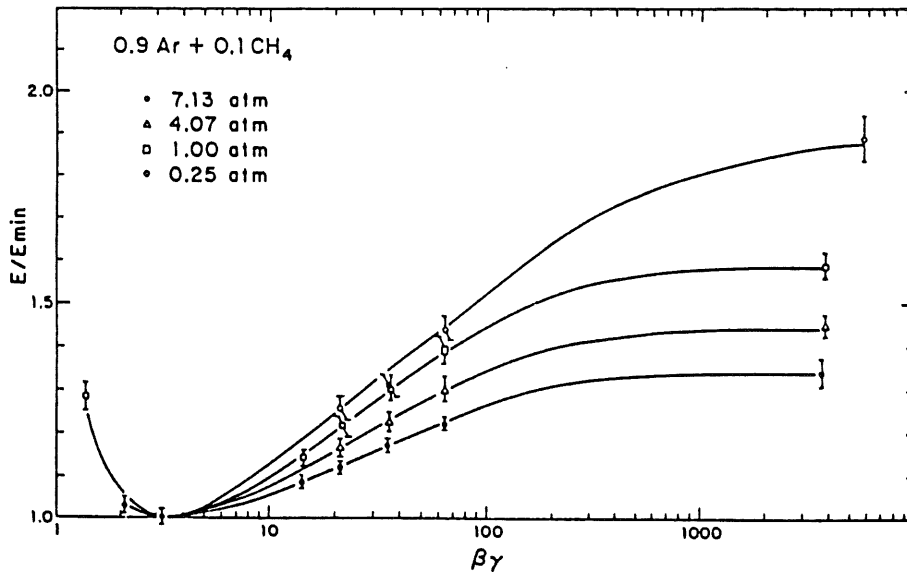


Abb. 2.1: Gemessener Energieverlust für Protonen in einer Gasmischung aus 90% Ar + 10% CH₄ für verschiedene Druckwerte [WAL79].

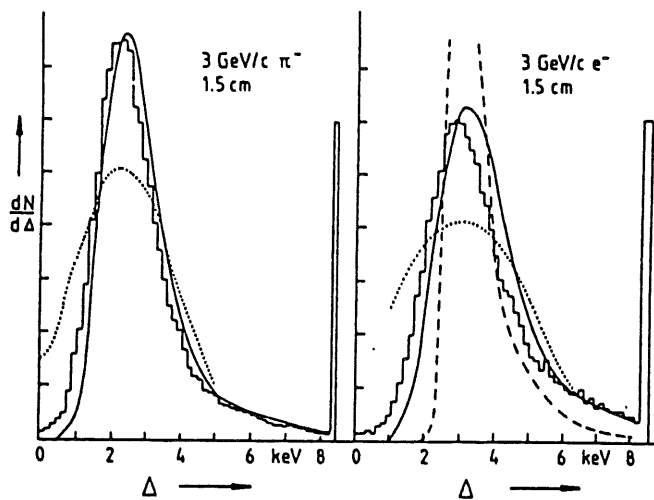


Abb. 2.2: Energieverlust-Verteilung für π -Mesonen und Elektronen in einer 1,5 cm dicken Gasschicht aus 95% Ar + 5% CH₄ bei Normalbedingungen. Modellrechnungen: Landau-Verteilung (—), Blunck-Leizegang-Verteilung (····) und Monte-Carlo-Rechnung nach dem Photo-Absorptions-Ionisations-Modell (—) [KLE87].

(ii) Schwankungen in der Größe des Energieübertrags bei jedem einzelnen Stoß.

Die Form der Energieverlust-Verteilung ist asymmetrisch mit einem Schwanz bei hohen Werten, der durch Stöße mit sehr hohem Energieübertrag verursacht wird. Die dabei freigesetzten Elektronen hoher Energie (> 1 keV) werden δ -Elektronen genannt. Sie werden nahezu senkrecht zur Teilchenspur emittiert und können in dünnen Medien (Gasen) große Wegstrecken zurücklegen. Die Energieverlust-Verteilungen für Pionen und Elektronen in einer Gasschicht sind in Abb. 2.2 zusammen mit den Ergebnissen verschiedener Modellrechnungen dargestellt. Nur die Rechnungen mit Berücksichtigung der Schalenstruktur der Atomhülle (Photo-Absorptions-Ionisations-Modell) liefern eine befriedigende Beschreibung der in dünnen Gasschichten gemessenen Energieverlust-Verteilungen.

Die Anzahl der primären Ionisationen und damit der Energieverlust wächst mit der Dichte des Materials. Wegen der bei Flüssigkeiten gegenüber Gasen etwa 1000 mal größeren Dichte wird deshalb die Energieverlust-Verteilung für dichte Medien (Flüssigkeiten, Festkörper) gaußförmig. Dies folgt direkt aus dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik, wonach die Summe von K Zufallsvariablen, die alle einer willkürlichen aber gleichen statistischen Verteilung folgen, sich im Grenzwert $K \rightarrow \infty$ einer normalverteilten Variablen annähert.

Hochenergetische Elektronen und Positronen können noch auf eine zweite Art Energie in Materie verlieren. Sie werden im Coulombfeld des Kernes abgebremst und emittieren dabei Photonen. Der mittlere relative Energieverlust pro Wegstrecke durch diese Bremsstrahlung wächst in guter Näherung linear mit der Energie an [KLE87]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brem}} = \frac{E}{X_0}$$

Die Strahlungslänge $X_0 \cong 180 \cdot A/Z^2$ [g/cm²] ist eine materialabhängige Konstante und entspricht der Strecke, auf der ein Elektron im Mittel $(1 - 1/e)$ seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert.

Unterhalb eines materialabhängigen Energiewertes überwiegt aber der Energieverlust durch Ionisation. Der Energiewert, bei dem die Strahlungsverluste und die Ionisationsverluste gleich werden, heißt kritische Energie E_C . Näherungsweise besitzt E_C den Wert [AMA81]:

$$E_C \cong \frac{550}{Z} \text{ [MeV]}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des einfallenden Teilchens. Deshalb ist die Bremsstrahlung bereits für die nächstschwereren Myonen um einen Faktor $(m_\mu/m_e)^2 \sim 40\,000$ unterdrückt. Bis zu Energien von 100 GeV dominiert bei Myonen deshalb der Energieverlust durch Ionisation.

Je nach Energie der emittierten Photonen wird ihr Energieverlust in Materie dominiert vom Photoeffekt ($E_\gamma < 100$ keV), von der Comptonstreuung ($E_\gamma \sim 1$ MeV) oder von der Paarbildung ($E_\gamma > 2$ MeV). Die Größe der einzelnen Wirkungsquerschnitte ist dabei auch abhängig von der Ordnungszahl Z des Materials ($\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5$, $\sigma_C \sim Z$, $\sigma_{\text{paar}} \sim Z^2$) [KLE87].

2.1.2 Die Ausbildung des elektromagnetischen Schauers

Hochenergetische Elektronen, Positronen oder Photonen erzeugen in Materie eine Teilchenkaskade in Richtung des einfallenden Teilchens. Dabei wirken die im vorherigen Abschnitt besprochenen Prozesse zusammen. Z.B. wird ein Elektron zunächst Bremsstrahlungspotonen emittieren, die bei genügender Energie in Elektron-Positron-Paare konvertieren. Diese sekundären Teilchen können wieder Photonen emittieren, die weitere Paare erzeugen. Die Kaskade bricht ab, und die Anzahl der Schauerteilchen erreicht ihr Maximum, sobald die Elektronen im Schauer auf die kritische Energie E_C abgebremst worden sind. Bei einer Primärenergie E_0 ist die integrierte Spurlänge T aller Elektronen und Positronen im Schauer unter Berücksichtigung einer Ansprechschwelle des Detektors E_S gegeben durch [AMA81]:

$$T = F(z) \cdot \frac{E_0}{E_C} \cdot X_0 \tag{2.1}$$

mit

$$F(z) = e^z \cdot \left[1 + z \cdot \ln\left(\frac{z}{1,526}\right) \right], \quad z = 4,58 \frac{Z \cdot E_S}{A \cdot E_C}$$

Die Ansprechschwelle E_S ist dabei die minimale kinetische Energie eines Elektrons (Positrons), ab der es im Kalorimeter nachgewiesen werden kann. Für jeden gegebenen Wert der Schwellenenergie ist die totale Spurlänge T proportional zur Primärenergie. Die Länge eines Detektors, die notwendig ist, um einen festen Anteil der Energie vollständig zu absorbieren, wächst nur logarithmisch mit der Energie an [AMA81]:

$$L(98\%) \cong 3 \cdot \left\{ \ln \left(\frac{E_0}{E_C} \right) + b \right\} [X_0], \quad b = \begin{cases} 0,4 & \text{für Elektronen} \\ 1,2 & \text{für Photonen} \end{cases}$$

Als Einheit für die laterale Schauerbreite wird der Moliere-Radius R_m benutzt [AMA81]:

$$R_m \cong \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_C} X_0 \cong 7 \frac{\text{A}}{Z} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

In einem Zylinder mit Radius $2 R_m$ sind 95% der Gesamtenergie enthalten. Für Blei beträgt der Moliere-Radius $R_m \sim 1,7 \text{ cm}$, d.h. die elektromagnetischen Schauer sind sehr schmal.

2.1.3 Der hadronische Schauer

Die Entstehung einer hadronischen Teilchenkaskade in Materie erfolgt durch die starke Wechselwirkung der primären und sekundären Hadronen mit den Nukleonen der Atomkerne. Im einzelnen sind die möglichen Reaktionen sehr vielfältig. Das einfallende Hadron wechselwirkt im Kern durch quasi-freie Stöße mit den Nukleonen. Dabei können bei ausreichend hohem Energietransfer Pionen und andere Hadronen erzeugt werden, die energiemäßig in der Lage sind, das Kernpotential zu verlassen. Diese verlieren ihre Energie in weiteren inelastischen Hadron-Kern-Reaktionen. Der verbleibende Zwischenkern gibt seine Anregungsenergie durch Abdampfen (Evaporation) von Nukleonen (meist Neutronen) und Kernfragmenten solange ab, bis die Anregungsenergie kleiner als die Bindungsenergie eines Nukleons ist. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt dann durch Emission von Gamma-Strahlung. Für schwerere Elemente ist auch eine Spaltung mit anschließender Evaporation möglich.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern besteht darin, daß ein großer Teil (20 - 30%) der primären Energie nicht zum sichtbaren Signal beiträgt. Hauptsächlich wird dieser Verlust durch die Energie verursacht, die bei der Freisetzung der Nukleonen aufgebracht werden muß, um die Bindungsenergie zu überwinden (ca. 8 MeV pro Nukleon). Weitere Verluste ergeben sich aus der Rückstoßenergie des Restkerns sowie durch Neutrinos und Myonen, die bei Zerfällen der geladenen Pionen entstehen. Da die Neutrinos nur schwach mit Materie wechselwirken, werden sie im Detektor nicht nachgewiesen. Auch Myonen mit einer hohen Energie können den Detektor verlassen, da die Materialtiefe aus Kostengründen immer beschränkt ist.

Von den erzeugten Pionen sind im Mittel ein Drittel neutral. Wegen ihrer relativ langen Lebensdauer verlieren die geladenen Pionen ihre Energie häufig in weiteren Hadron-Nukleon-Reaktionen. Die neutralen Pionen zerfallen jedoch in zwei Photonen ($\sim 98,8\%$) oder zu einem Photon und einem Elektron-Positron-Paar ($\sim 1,2\%$). Diese bewirken die Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade innerhalb des hadronischen Schauers. Die primäre Energie E_0 eines einfallenden Hadrons läßt sich deshalb aufteilen in einen elektromagnetischen Anteil f_{em} , einen nicht sichtbaren Anteil f_{loss} und eine rein hadronische Komponente f_{had} .

$$1 = \frac{E_{em} + E_{had} + E_{loss}}{E_0} = f_{em} + f_{had} + f_{loss} \quad (2.2)$$

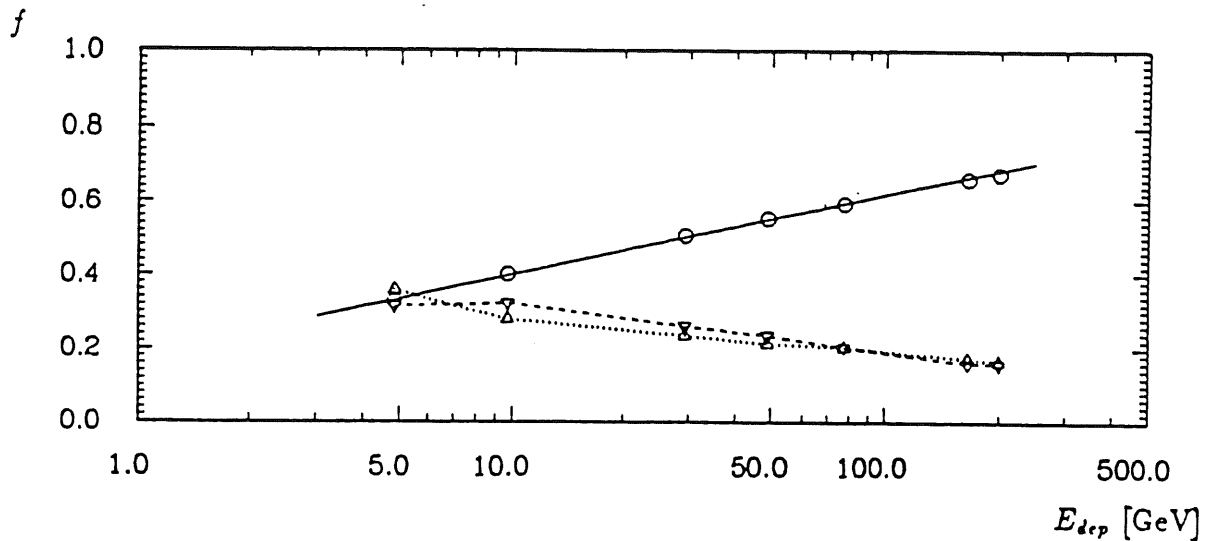


Abb. 2.3: Die Energieabhängigkeit der Anteile f_{em} (o, —), f_{had} (Δ , - -) und f_{loss} (∇ , ···) eines Hadron-Schauers. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung der Gl. 2.3 [LOC92].

Der hadronische Anteil setzt sich wiederum zusammen aus einem Beitrag f_{ion} , der durch schwere geladene Teilchen in Form von Ionisation im Kalorimeter deponiert wird, einer Neutronenkomponente f_n und einem Anteil f_γ von den erzeugten Photonen.

$$f_{had} = f_{ion} + f_\gamma + f_n$$

Der Beitrag der einzelnen Anteile ist materialabhängig. [WIG87].

Die Abb. 2.3 zeigt die Energieabhängigkeit der einzelnen Terme der Gl. 2.2 im H1-Kalorimeter für simulierte Pionen. Mit wachsender Energie nimmt die Bedeutung des elektromagnetischen Anteils zu. Der Anstieg läßt sich parametrisieren durch [LOC92]:

$$f_{em} = (0,095 \pm 0,002) \ln E[\text{GeV}] + (0,181 \pm 0,005) \quad (2.3)$$

Die beiden anderen Beiträge f_{had} und f_{loss} fallen ungefähr logarithmisch mit zunehmender Energie ab und sind in etwa gleich groß. Die Hälfte der rein hadronisch deponierten Energie ist also nicht in ein Signal konvertierbar.

Aufgrund von Schwankungen in der Anzahl der erzeugten neutralen Pionen und der Vielzahl von möglichen Prozessen bei der Hadron-Nukleon-Wechselwirkung variiert die Größe der Komponenten sehr stark bei konstanter Energie. Diese sogenannten intrinsischen Fluktuationen führen zu einer erheblichen Verschlechterung der Energieauflösung von Hadron-Kalorimetern gegenüber elektromagnetischen.

Auch für Hadronen läßt sich eine räumliche Ausbreitungsskala, die Kernabsorptionslänge λ , angeben. Sie ist definiert als mittlere freie Weglänge hochenergetischer Neutronen zwischen zwei inelastischen Wechselwirkungen. In Ihrer Bedeutung entspricht sie der Strahlungslänge X_0 bei elektromagnetischen Schauern. In Tabelle 1 sind die Werte dieser Größen für einige Materialien aufgeführt.

Die Länge und die laterale Breite, bei der 95% der Energie im Kalorimeter enthalten sind, können angegeben werden durch [KLE87], [AMA81]:

$$L(95\%) = (9,4 \ln E[\text{GeV}] + 39) \text{ cm Fe}$$

$$R(95\%) \cong 1 \lambda$$

Für alle Materialien ist $\lambda \gg X_0$, so daß die räumlichen Ausdehnungen von hadronischen Schauern viel größer sind als die von elektromagnetischen Schauern. Da aber in beiden

Fällen die longitudinale Schauerlänge nur logarithmisch mit der Energie anwächst und die transversale Ausdehnung beschränkt ist, ist der Bau relativ kompakter Kalorimeter möglich.

| | X_0 [cm] | λ [cm] | R_m [cm] | E_C [MeV] |
|------|------------|----------------|------------|-------------|
| L Ar | 14,0 | 83,7 | 13,7 | 21,5 |
| Fe | 1,76 | 16,8 | 1,8 | 20,5 |
| Pb | 0,56 | 17,1 | 1,6 | 7,2 |
| U | 0,32 | 10,5 | 1,0 | 6,5 |

Tab. 1: Kenngrößen elektromagnetischer und hadronischer Schauer für Flüssig-Argon, Eisen, Blei und Uran.

2.2 Kalorimetrische Energiemessung

Das Prinzip der kalorimetrischen Energiemessung besteht in der Messung der in der Schauerentwicklung erzeugten Teilchen. Ihre Anzahl bzw. ihre integrierte Spurlänge T ist ein sinnvolles Maß für die einfallende Primärenergie. In einem Nachweismedium erzeugen diese Teilchen ein meßbares Signal, das sich aus den freigesetzten Elektronen oder Photonen entlang der Spuren aller Schauerteilchen zusammensetzt und somit seinerseits zur Spurlänge T proportional ist.

2.2.1 Sampling-Kalorimeter

Ein homogenes Kalorimeter besteht nur aus einem sensitiven Material, in dem neben der Absorption der eindringenden Energie auch zugleich das meßbare Signal der Schauerteilchen erzeugt wird. Die dafür geeigneten Materialien (z.B. Natriumjodid oder Bleiglas) haben aber den Nachteil, daß sie eine große Absorptionslänge λ und Strahlungslänge X_0 besitzen. Zur vollständigen Absorption hochenergetischer Schauer wären deshalb sehr große Abmessungen für die Kalorimeter notwendig. Aus diesem Grund verwendet man für die Kalorimeter eine Bauweise, bei der sich schwere Absorberschichten (Fe, Pb, U) mit Schichten aus leichten Nachweismedien (Gas, LAr, Szintillatoren) abwechseln. Dies hat zur Folge, daß die Messung der Schauerteilchen nur stichprobenartig in den Nachweisschichten erfolgt. Solche Kalorimeter werden als Sampling-Kalorimeter bezeichnet. Die Größe der Stichprobe wird durch das Verhältnis der sichtbaren, d.h. der in der aktiven Nachweisschicht deponierten Energie zur gesamten deponierten Energie angegeben. Um von der Teilchenenergie unabhängig zu sein, wird diese Sampling Fraction f_{samp} häufig auf den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens (mip) normiert.

$$f_{\text{samp}} = \frac{d_{\text{aktiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}}}{d_{\text{aktiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}} + d_{\text{passiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{passiv}}^{\text{mip}}}$$

Hierbei ist d_{aktiv} und d_{passiv} die Dicke einer aktiven bzw. passiven Kalorimeterschicht. In Sampling-Kalorimetern wird die Energieauflösung häufig von den Sampling-Fluktuationen dominiert. Dies sind die Schwankungen in der Anzahl der Schauerteilchen, die zum Kalorimetersignal beitragen, d.h. die entweder in der Nachweisschicht selbst erzeugt werden oder aus dem Absorbermaterial stammen und die aktive Schicht durchqueren.

2.2.2 Elektromagnetische Kalorimeter

In einem elektromagnetischen Sampling-Kalorimeter wird das Signal nicht mehr durch die Ionisation entlang der integrierten Spurlänge T gebildet, vielmehr setzt es sich nur aus den Spurantteilen der geladenen Teilchen in den aktiven Nachweisschichten zusammen. Die mittlere Anzahl N_S der Kreuzungen der aktiven Schichten durch die geladenen Schauer-Teilchen hängt mit der integrierten Spurlänge T und der Dicke $d = d_{\text{aktiv}} [X_0] + d_{\text{passiv}} [X_0]$ einer aktiven und passiven Schicht zusammen. Mit Gl. 2.1 gilt:

$$N_S = \frac{T}{d} = \frac{E \cdot F(z)}{E_C \cdot d[X_0]}$$

Wird bei jeder Kreuzung einer Nachweisschicht die Energie

$$\Delta E = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}} \cdot d_{\text{aktiv}} \approx \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}} \cdot d_{\text{aktiv}} = \text{const.}$$

durch Ionisation abgegeben, dann besteht eine direkte Proportionalität zwischen dem Kalorimetersignal S und der deponierten Energie.

$$S \sim N_S \Delta E = f_{\text{samp}} E$$

Wenn die Kreuzungen voneinander statistisch unabhängig sind, und die Größe N_S normalverteilt ist, gilt für ihre relative Streuung:

$$\frac{\sigma(N_S)}{N_S} = \frac{1}{\sqrt{N_S}} \Rightarrow \frac{\sigma(S)}{S} \sim \frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Die seitliche Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers ist bei Materialien mit hoher Ordnungszahl Z wesentlich größer als bei niedrigem Z . Die Vielfachstreuung führt dazu, daß der Weg eines geladenen Teilchens durch eine Schicht um einen materialabhängigen Faktor $1/\langle \cos \vartheta \rangle \cong 1/\cos(21,2\text{MeV}/\pi E_C)$ zunimmt. Unter Berücksichtigung dieser Vielfachstreuung gilt für die Energieauflösung, die aus den statistischen Schwankungen der Teilchenzahl (Sampling-Fluktuationen) folgt [AMA81]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{samp}} = 3,2\% \sqrt{\frac{E_C[\text{MeV}] d[X_0]}{F(z) \langle \cos \vartheta \rangle E[\text{GeV}]}}$$

Gegenüber diesen Sampling-Fluktuationen kann bei elektromagnetischen Kalorimetern der Beitrag durch intrinsische Schwankungen vernachlässigt werden.

2.2.3 Hadron-Kalorimeter

In einem hadronischen Schauer wird nur ein bestimmter Anteil der primären Energie von ionisierenden Teilchen getragen. Wegen der großen Anzahl von Kernreaktionen, die während der Schauerentwicklung auftreten können, unterliegt dieser Anteil großen Schwankungen. Bei Hadron-Sampling-Kalorimetern treten die intrinsischen Schwankungen zusätzlich zu den Sampling-Fluktuationen auf. In elektromagnetischen Schauern gibt es aber kein Äquivalent zu den intrinsischen Fluktuationen. Dies hat zur Folge, daß in einem gegebenen Kalorimeter die Signalverteilung für monoenergetische Pionen breiter ist als bei Elektronen der gleichen Energie. Da bei hadronischen Schauern ein großer Teil der primären

Energie nicht zum sichtbaren Signal beiträgt¹, ist im allgemeinen das mittlere Kalorimeter-signal für Hadronen (π) kleiner als für Elektronen (e), d.h. es gilt für das Signalverhältnis $e/\pi > 1$. Abb. 2.4 verdeutlicht diesen Unterschied für Elektronen und negative Pionen mit einer Strahlenergie von jeweils 50 GeV im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors.

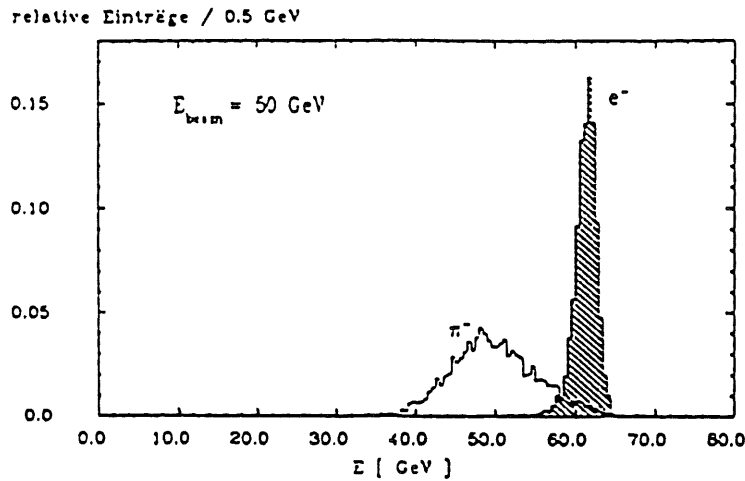


Abb. 2.4 Ladungsspektrum des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen (schraffiert) und negativ geladene Pionen von jeweils 50 GeV. Das e/π -Verhältnis beträgt 1,22 [JUS91].

Hadronische Schauer enthalten immer einen elektromagnetischen Anteil f_{em} und einen rein hadronischen Anteil f_{had} . Das Kalorimetersignal für diese beiden Komponenten ist aber häufig sehr unterschiedlich. Da der elektromagnetische Anteil f_{em} große Schwankungen aufweist, die zudem nicht gaußförmig sind, und sein Beitrag zum Gesamtsignal energieabhängig ist², werden die Kalorimeteigenschaften nachhaltig beeinflusst, falls das meßbare Signalverhältnis $e/\pi \neq 1$ ist. Die Auswirkungen auf das Kalorimetersignal sind [FAB89]:

1. Die Schwankungen in der Komponente f_{em} bewirken eine Verschlechterung der Energieauflösung.
2. Die Energieauflösung σ / E verbessert sich nicht entsprechend $E^{-1/2}$ mit der Energie.
3. Das Signal ist nicht proportional zur Energie (Nichtlinearität).
4. Die Signalverteilung für monoenergetische Hadronen ist nicht gaußförmig.
5. Das gemessene e/π -Verhältnis ist energieabhängig.

Anstelle des energieabhängigen meßbaren e/π -Verhältnisses wird ein intrinsisches Signalverhältnis $(e/h)^{intr}$ eingeführt. $(e/h)^{intr}$ vergleicht den sichtbaren Anteil der elektromagnetischen Komponente mit dem sichtbaren Anteil des rein hadronischen Teils der Schauerenergie. Unter Vernachlässigung von Leckverlusten durch das endliche Detektorvolumen läßt sich damit die Energieauflösung beschreiben als [WIG87],[FAB89]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a_{samp} + a_{intr}}{\sqrt{E}} + \chi \cdot \left[\left(\frac{e}{h} \right)^{intr} - 1 \right]$$

Die Sampling und die intrinsischen Fluktuationen sind in der gleichen Weise von der Energie abhängig. Die Abweichung der Energieauflösung von dem $E^{-1/2}$ -Verhalten wird in dieser Darstellung von $(e/h)^{intr}$ beeinflusst. Für ein intrinsisch kompensierendes Kalorimeter mit $(e/h)^{intr} = 1$ kann also die Auflösung mit wachsender Energie beliebig genau werden.

¹ s. Kap. 2.1.3

² s. Abb. 2.3. Die Energieabhängigkeit des Anteils f_{em} wird durch Gl. 2.3 beschrieben.

Die Größe des $(e/h)^{\text{intr}}$ - Verhältnisses ist abhängig von den Materialien der Absorber- und Nachweisschichten und von der Sampling Fraction.

Die Selbstkompensation läßt sich bei einem Kalorimeter durch eine bessere Signalausbeute des hadronischen Anteils und/oder eine Reduzierung der elektromagnetischen Komponente erreichen. In wasserstoffhaltigen Nachweismedien, wie z.B. organische Szintillatoren, trägt die Neutronenkomponente f_n über die Rückstoßprotonen aus der elastischen Neutron-Proton-Streuung zum sichtbaren hadronischen Signal bei. Verwendet man zusätzlich zu solchen Nachweismedien Uran als Absorber, so wird das hadronische Signal noch durch die bei der Spaltung freigesetzten Neutronen verstärkt. Gleichzeitig wird das elektromagnetische Signal wegen der hohen Ordnungszahl Z des Urans reduziert, da die niederenergetischen Photonen ($E_\gamma \leq 1 \text{ MeV}$) der elektromagnetischen Schauerkomponente im Absorber durch den Photoeffekt eingefangen werden und nicht die Nachweisschicht erreichen. Die dabei erzeugten Photoelektronen besitzen nur eine kleine Reichweite und verbleiben meist auch im Absorbermaterial. Dieser Anteil am Signal geht also verloren. Wegen der Abhängigkeit des Photowirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl ($\sigma \sim Z^5$) wird bei einer großen Differenz der Ordnungszahlen des Absorbermaterials und der aktiven Schicht der sichtbare Anteil der elektromagnetischen Komponente unterdrückt. Für ein Uran/Szintillator-Kalorimeter kann deshalb Selbstkompensation erreicht werden, wenn für die Schichtdicken ein Verhältnis von $d_{\text{passiv}}/d_{\text{aktiv}}$ nahe bei 1 gewählt wird [WIG87].

Da die Neutronenkomponente f_n mit der Kernbindungsenergie und dadurch mit dem nicht sichtbaren Energieanteil f_{loss} stark korreliert ist, erreicht man bei gutem Neutronennachweis auch eine Reduzierung der intrinsischen Fluktuationen a_{intr} und damit eine verbesserte Energieauflösung.

Beim ZEUS-Experiment wird ein solches selbstkompensierendes Kalorimeter aus Uranplatten und Szintillatorauslese mit $d_{\text{passiv}} = 3,3 \text{ mm}$ und $d_{\text{aktiv}} = 2,6 \text{ mm}$ verwendet.

Auch für ein nicht selbstkompensierendes Kalorimeter wie das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors kann man durch ein Wichtungsverfahren Kompensation erreichen. Die von den neutralen Pionen induzierten elektromagnetischen Schauer in der Hadron-Kaskade führen zu einer relativ hohen Energiedeposition in einem kleinen Kammervolumen. Bei genügend feiner Granularität der Auslesekanäle des Kalorimeters können diese hohen Signale bei der Energieerkennung erkannt und entsprechend gewichtet werden³.

2.2.4 Gas-Sampling-Kalorimeter

Kalorimeter mit Gasdetektoren als Nachweisschicht besitzen eine sehr kleine Sampling Fraction⁴. Dies bedeutet, daß hauptsächlich nur Schauerteilchen zum Kalorimetersignal beitragen, die im Absorbermaterial erzeugt wurden. Da sehr viele Schauerteilchen niederenergetisch ($E < 2 \text{ MeV}$) sind, ist ihre Reichweite nur gering, und sie werden meist bereits in der passiven Schicht wieder absorbiert. Das hat zur Folge, daß in Gas-Sampling-Kalorimetern die Anzahl der nachgewiesenen Schauerteilchen pro GeV sehr viel kleiner ist als in Kalorimetern, die Festkörper oder Flüssigkeiten als Nachweismedium besitzen. Damit sind auch die auftretenden Schwankungen entsprechend größer. Deshalb ist die Energieauflösung bei Gas-Sampling-Kalorimetern immer schlechter als bei Kalorimetern mit aktiven Schichten z.B. aus Szintillatormaterial oder Flüssig-Argon.

³ Die bei H1 verwendete Kompensationsmethode wird z.B. in [BIN90] und [LOC92] beschrieben.

⁴ Für Gasdetektoren beträgt der Wert etwa $f_{\text{samp}} \sim 10^{-4}$, während er für Festkörper oder Flüssigkeiten im Bereich von 1% - 10% liegt [WIG87].

Die Energieauflösung von Gas-Sampling-Kalorimetern wird zusätzlich durch zwei Effekte beeinflusst, die bisher noch nicht besprochen wurden, da sie nur bei dünnen Nachweismedien wie Flüssigkeiten mit $d_{\text{aktiv}} < 2 \text{ mm}$ und Gasen einen wesentlichen Beitrag liefern.

1. Spurlängen-Fluktuation:

Niederenergetische Elektronen im Schauer besitzen eine breite Winkelverteilung, die zu großen Schwankungen ihrer Spurlängen in der Nachweisschicht führt. In dichten Nachweismedien werden diese Elektronen durch Vielfachstreuung relativ schnell in die Absorberebenen zurückgestreut. Da die Vielfachstreuung in Gasen aber viel geringer ist als in Festkörpern oder in Flüssigkeiten, können diese Teilchen lange Wege in der Nachweisschicht zurücklegen und deponieren dabei sehr viel mehr Energie als Teilchen, die die aktive Schicht senkrecht durchqueren. Außerdem ist auch die Ansprechschwelle E_S in Gasen sehr viel niedriger, so daß auch Elektronen mit kleiner kinetischen Energie zum Signal der Nachweisschicht beitragen.

2. Landau-Fluktuation:

Bei Gasen macht sich die bereits in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Asymmetrie des Energieverlustes durch Ionisation bemerkbar. Der Schwanz in der Verteilung (Abb. 2.2) bewirkt, daß die gesamte Energieauflösung für die N_S Kreuzungen einer Schicht nicht mehr genau proportional zu $N_S^{-1/2}$ ist. Unter der Annahme einer Landau-Verteilung für den Energieverlust kann für den zusätzlichen Beitrag zur Auflösung folgende Abschätzung angegeben werden [AMA81]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Landau}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_S}} \cdot \frac{2}{\ln(10^4 d_{\text{aktiv}} [\text{g cm}^{-2}])}$$

Für Gasschichten mit $d_{\text{aktiv}} \sim 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$ ergibt sich daraus eine Verbreiterung der Sampling-Fluktuation um einen Faktor $\sim \sqrt{2}$. Diese Beziehung ist aber nur eine untere Abschätzung, da die Landau-Verteilung die Asymmetrie zu schwach wiedergibt.

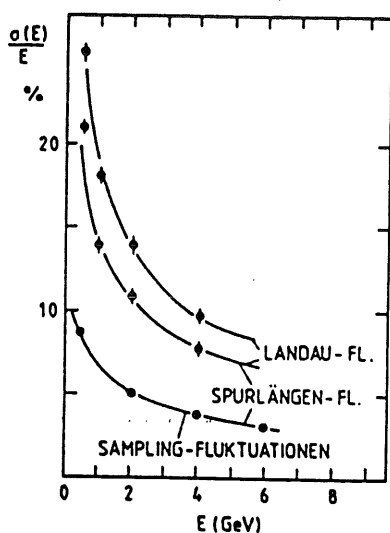


Abb. 2.5: Berechnete Beiträge der Sampling-, Spurlängen- und Landau-Fluktuationen zur relativen Energieauflösung für ein elektromagnetisches Gas-Sampling-Kalorimeter aus Bleiplatten und Argon-Proportionalzählern [FIS78] (entnommen aus [KLE87]).

In proportionalen Gas-Sampling-Kalorimetern ist das Ausgangssignal der in den Nachweisschichten verwendeten Gasetektoren proportional zum Energieverlust. Die Schwankungen der Spurlänge und die Asymmetrie der Energieverlustverteilung bewirken dann eine Verschlechterung der Energieauflösung, wie in Abb. 2.5 zu sehen ist. Dargestellt ist der berechnete Einfluß der Spurlängen- und Landau-Fluktuationen auf die Auflösung eines elektromagnetischen Blei-Gas-Kalorimeters. Die Gesamtauflösung ist mit $\sim 18\%/\sqrt{E}$ mehr

als doppelt so groß wie der Anteil der Sampling-Fluktuation von $\sim 7\%/\sqrt{E}$ [FIS78]. Für eine gute Energieauflösung von Gas-Sampling-Kalorimetern wäre eine vom Energieverlust der Teilchen unabhängige, uniforme Signalhöhe pro Teilchen wünschenswert. Die Energieauflösung wird dann von den Sampling-Fluktuationen dominiert.

Der Beitrag der Spurlängenfluktuation kann etwas verringert werden, wenn man in den Nachweisebenen Drahtzellen anstelle von Drahtebenen verwendet. In der Richtung senkrecht zum Draht werden die niederenergetischen Elektronen des Schauers dann in den Zellwänden absorbiert.

Der Einfluß von beiden beschriebenen Effekten läßt sich reduzieren, wenn die Gasdetektoren in einer Betriebsart arbeiten, bei der das Ausgangssignal nur noch gering oder sogar gar nicht mehr vom Energieverlust der einzelnen Teilchen im Gas abhängig ist. Solche nicht-proportionalen Betriebsarten sind z.B. der Geigermodus oder der selbstlöschende Streamermodus. An dieser Stelle sollen nur die Auswirkungen auf ein Gas-Sampling-Kalorimeter dargestellt werden, ohne genauer auf die einzelnen Betriebsarten einzugehen. Sie werden im nachfolgenden Kapitel 3.1 beschrieben.

Verläßt man durch Erhöhung der angelegten Hochspannung den Bereich, in dem das Ausgangssignal der Gasdetektoren proportional zum Energieverlust durch Ionisation ist, so verliert die Asymmetrie in der Energieverlust-Verteilung immer mehr an Bedeutung, und die Energieauflösung verbessert sich. Dies ist in Abb. 2.6 deutlich zu erkennen. Dargestellt ist die Auflösung in Abhängigkeit von der Hochspannung bei drei verschiedenen Pionenergien für ein Eisen-Gas-Kalorimeter. Die Nachweisschicht besteht aus mehreren Aluminiumzellen von $12,7 \times 17,5 \text{ mm}^2$, gefüllt mit einer Gasmischung von 49.3% Ar + 49.3% C_2H_6 + 1.4% $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ [ATA83]. Der in der Mitte der Zelle gespannte Draht besitzt einen Durchmesser von $50 \mu\text{m}$. Die Abbildung zeigt aber auch, daß sich die Auflösung oberhalb eines energieabhängigen Spannungswertes wieder verschlechtert. Die gleiche Abhängigkeit der Energieauflösung von der Hochspannung wurde von den Autoren auch für elektromagnetische Schauer bei Einschluß von Elektronen einer primären Energie von 17 GeV beobachtet.

Auch wenn das ausgelöste Detektorsignal weitgehend ionisationsunabhängig ist, handelt es sich nicht um reine Teilchenzählung, da ein Sättigungseffekt auftreten kann. Diese Sättigung ist in Abb. 2.7 zu sehen, in der das Kalorimetersignal in Abhängigkeit von der Primärenergie der einfallenden Pionen für einen Hochspannungswert von $U = 2,6 \text{ kV}$ aufgetragen ist. Es zeigt sich eine Abweichung von der Linearität für Pionenergien oberhalb von 50 GeV. Mit zunehmender Betriebsspannung tritt die Differenz bei immer niedrigeren Energiewerten auf [ATA83]. Der Sättigungseffekt wird dadurch verursacht, daß nach einem Teilchendurchgang ein bestimmter Bereich ("tote Zone") des Signaldrahtes für eine Zeit von mehreren μs nicht mehr vollständig sensitiv für die Registrierung eines weiteren Teilchens ist, d.h. dieses Teilchen wird entweder überhaupt nicht nachgewiesen, oder sein Detektorsignal ist reduziert. Die Größe der "toten Zone" ist abhängig von der Hochspannung und von anderen Betriebsparametern des verwendeten Gasdetektors, wie z.B. der Gasmischung. Sie kann sich bis über die gesamte Länge des Drahtes erstrecken (Geiger-Bereich). Sind die Abstände der Teilchenspuren kleiner als die "tote Zone", so entspricht das Ausgangssignal der Nachweisschicht nicht mehr der Anzahl der Teilchenkreuzungen. Je nach Spurdichte im Schauer werden also zu wenige Teilchendurchgänge "gezählt". Da die Spurdichte mit der primären Energie des Schauers zunimmt, ist das Auftreten der Sättigung energieabhängig.

Der Sättigungseffekt kann sich negativ auf die Energieauflösung auswirken, da für die Sampling-Fluktuationen gilt:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{samp}} \sim \frac{1}{\sqrt{N_s}}$$

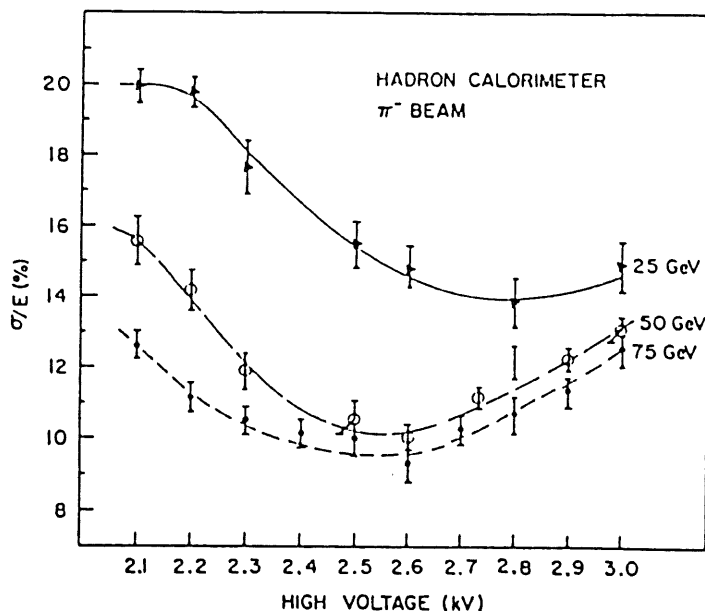


Abb. 2.6: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Betriebsspannung der Gasetektoren eines Hadron - Gas - Sampling - Kalorimeters für Pionen einer Energie von 25, 50 und 75 GeV. Die Absorberschichten bestehen aus 2,7 cm dicken Eisenplatten [ATA83].

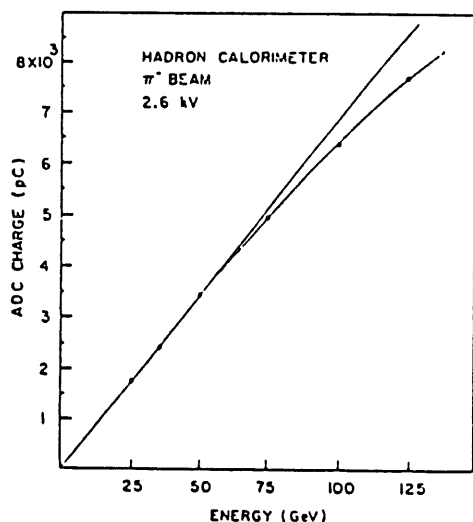


Abb. 2.7: Pulshöhe der Gasetektoren als Funktion der Pion-Energie bei einer Betriebsspannung von 2,6 kV für das Kalorimeter aus Abb. 2.6 [ATA83].

Die Abnahme in der Anzahl der nachgewiesenen Schauerteilchen erhöht somit den Beitrag der Sampling-Fluktuationen zur Energieauflösung und kann dadurch die erzielte Reduzierung der Spürlängen- und Ländau-Fluktuationen kompensieren. Aufgrund des relativ großen Zellenquerschnitts des Detektors, dessen Ergebnisse in Abb. 2.6 und Abb. 2.7 dargestellt sind, macht sich bei ihm der Sättigungseffekt besonders stark bemerkbar, so daß sich die Auflösung für die höheren Energien bereits bei relativ niedrigen Spannungen wieder verschlechtert (Abb. 2.6).

Bei Hadron-Gas-Sampling-Kalorimetern kann sich der "tote" Bereich aber auch günstig auf die Energieauflösung auswirken, solange seine Ausdehnung nicht zu groß ist. Werden die Gasetektoren z.B. im selbstlöschenden Streamermodus betrieben, so beträgt die Breite der "toten Zone" nur einige wenige mm. Der Einfluß der Ausdehnung dieses Bereichs auf die

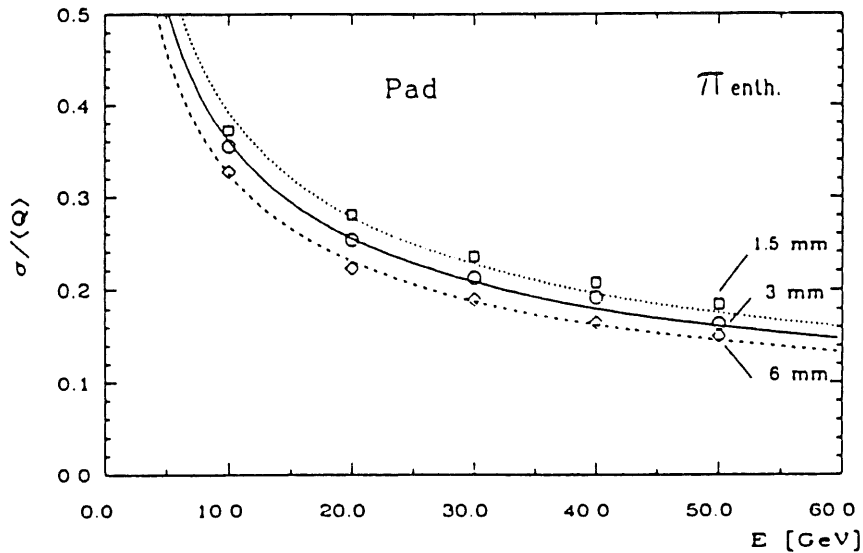


Abb. 2.8: Energieauflösung des Analogsignals der Padtürme bei verschiedenen Ausdehnungen der "toten Zone" für enthaltene Pionschauer [STE91].

Energieauflösung wurde für das mit Streamerkammern ausgestattet Eisenjoch⁵ des H1-Detektors in Monte-Carlo-Studien untersucht [STE91]. Simuliert wurde der direkte Einschuß von geladenen Pionen in das instrumentierte Eisen und das während der Schauerentwicklung erzeugte Ladungssignal der Padtürme. Die Abhängigkeit der Auflösung von der Pion-Energie ist in Abb. 2.8 für drei Abmessungen der "toten Zone" dargestellt. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen der folgenden Parametrisierung für die Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + c^2}$$

Die Energieauflösung verbessert sich deutlich mit zunehmender Breite des Bereichs. Dieses Verhalten läßt sich folgendermaßen erklären:

In elektromagnetischen Schauern ist die Teilchendichte wesentlich höher als in hadronischen Schauern. Innerhalb eines Hadron-Schauers wirkt sich die "tote Zone" deshalb besonders stark auf seine elektromagnetische Komponente f_{em} aus, deren Schwankungen erheblich zur Energieauflösung beitragen. Größere Abmessungen der Zone führen zu einer effektiveren Unterdrückung des Anteils f_{em} . Dadurch wird das e/π -Verhältnis reduziert, wie in Abb. 2.9 zu sehen ist. Für die größte Breite von 6 mm ergibt sich bei höheren Energien zwar $e/\pi < 1$, bei niedrigen Energien liegt das Verhältnis aber deutlich näher bei 1. Nach Gl. 2.2 beträgt bei Energien von $E \leq 50$ GeV der Anteil des elektromagnetischen Teilschauers $f_{em} \leq 55\%$. Für die Energieauflösung ist deshalb das e/π -Verhältnis im unteren Energiebereich besonders wichtig. Insgesamt ergibt sich also für eine größere "tote Zone" ein günstigeres e/π -Verhältnis und dadurch eine bessere Auflösung.

Der "tote" Bereich darf natürlich nicht beliebige Ausmaße annehmen, da sonst auch der hadronische Anteil des Schauers erheblich beeinflußt wird und nicht mehr linear mit der Energie ansteigt. Die Zunahme in den Sampling-Fluktuationen überwiegt dann die erreichbare Verbesserung durch die Reduzierung der elektromagnetischen Komponente. Für die in der Simulation untersuchten Ausdehnungen wirkt sich der Sättigungseffekt aber

⁵ Die verwendeten Streamerkammern und der Aufbau des instrumentierten Eisens werden in den Abschnitten 3.2 und 3.3 beschrieben.

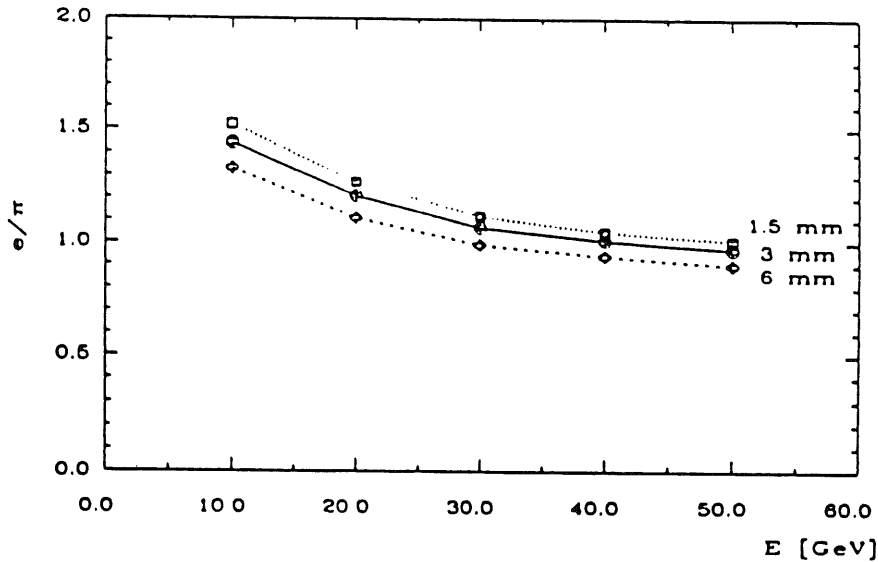


Abb. 2.9: e/π -Verhältnis des Analogsignals der Padtürme in Abhängigkeit von der Energie bei unterschiedlichen Breiten der "toten Zone" für enthaltene Pionschauer [STE91].

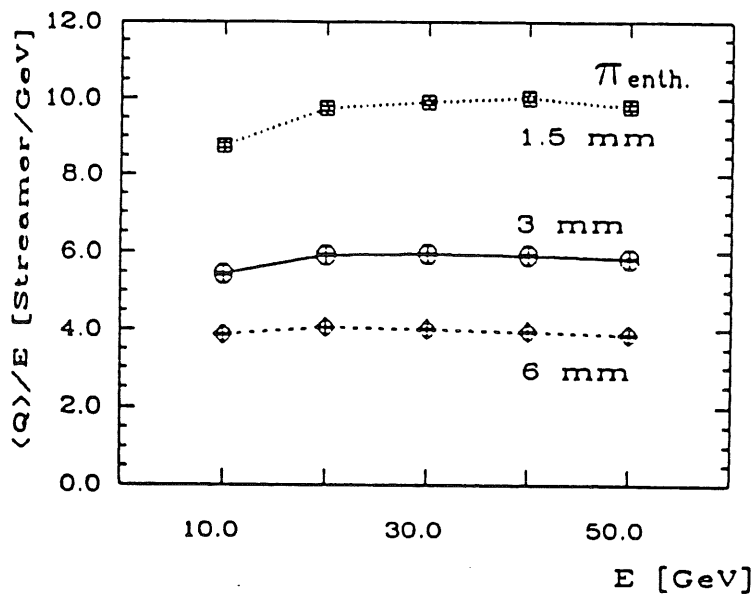


Abb. 2.10: Mittlere Ladung der Padtürme pro GeV als Funktion der Energie bei verschiedenen Ausdehnungen der "toten Zone" für enthaltene Pionschauer [STE91].

noch nicht stark aus. Die Abweichungen vom linearen Verlauf sind oberhalb von 20 GeV gering (Abb. 2.10).

Die erreichbare Verbesserung der Energieauflösung von Gas-Sampling-Kalorimetern, deren Detektoren in einem nicht-proportionalen Betriebsmodus arbeiten, ist aber von der Uniformität der Einzelpulse abhängig. Bei einer großen relativen Streuung $\sigma(Q)/Q$ des Ausgangssignals für einen Teilchendurchgang können die durch den Wegfall der Spurlängen- und Landau-Fluktuationen erreichten Verbesserungen sogar überkompensiert werden.

3 Das instrumentierte Eisen bei H1

Zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule wird ein Eisenjoch benötigt. Zugleich sollen die Experimente bei HERA in der Lage sein, im gesamten 4π -Raumwinkelbereich hochenergetische Myonen zu identifizieren, die sich gerade dadurch auszeichnen, daß sie dicke Materieschichten durchdringen können. Herausleckende Energie aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter bewirkt eine Verschlechterung der Energiebestimmung für Hadronen. Diese Restenergie muß ebenfalls gemessen werden. Zu diesem Zweck ist das Eisen mit Nachweiskammern ausgerüstet. Diese Kammern müssen eine sehr große Fläche überdecken. Eine relativ preiswerte und dennoch effiziente Lösung ist die Instrumentierung des Eisens mit Streamerkammern. Die beim H1-Detektor verwendeten Streamerkammern sollen in diesem Kapitel ausführlich vorgestellt werden.

3.1 Gasetektoren und der selbstlöschende Streamermodus

Ein Gasetektor besteht aus einem Gasvolumen mit einem oder mehreren Anodendrähten, eingeschlossen von Kathodenflächen oder Kathodendrähten. Durch Anlegen einer Hochspannung im Bereich von einigen kV wird zwischen den Elektroden ein elektrisches Feld aufgebaut. Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen, so werden entlang der Teilchenspur Atome und Moleküle des Gases angeregt oder ionisiert (s. Abschnitt 2.1.1). Die Anzahl der dabei erzeugten primären Elektron-Ion-Paare n_p ist gasartabhängig. Diese primären Elektronen besitzen unterschiedliche kinetische Energie, die sie durch inelastische Stöße mit den Gasmolekülen verlieren. Da ihre Energie vielfach größer ist als das erste Ionisationspotential, kommt es zu sekundären Ionisationsprozessen, so daß räumlich eng begrenzte Elektronenpakete (Cluster) entstehen. Z.B. ist für CO_2 die Clustergröße 1 mit 72,5 % am häufigsten, aber es treten auch noch 6 Elektronen mit einer Wahrscheinlichkeit von 1,0 % auf [FIS90]. Bei einem Energieverlust ΔE im Gas gilt für die Gesamtzahl der freigesetzten Elektronen n_T :

$$n_T = \frac{\Delta E}{w_i}$$

Der Energieverlust w_i pro Ionpaar ist zusammen mit einigen anderen Größen für verschiedene Gase in Tabelle 2 aufgeführt.

| Gas | Z | A | ρ [g / l] | E_{ex} [eV] | E_i [eV] | I_0 [eV] | w_i [eV] | $(dE/dx)_0$ [keV/cm] | n_p [I.P./cm] | n_T [I.P./cm] |
|---------------------------|-----------------|-----------------|-------------------|------------------|---------------|-------------------|---------------|-------------------------|--------------------|--------------------|
| Ar | 18 | 39,9 | 1,66 | 11,6 | 15,7 | 15,8 | 26 | 2,44 | 29,4 | 94 |
| CO_2 | 22 | 44 | 1,86 | 5,2 | 13,7 | 13,7 | 33 | 3,01 | 34 | 91 |
| C_4H_{10} | 34 | 58 | 2,42 | | 10,6 | 10,8 | 23 | 4,5 | 46 | 195 |
| $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ | 26 ^a | 46 ^a | 1,92 ^a | | | 9,98 ^b | | | 55 ^c | 160 ^c |

Tab. 2: Eigenschaften von Gasen. Dichte ρ , minimale Anregungsenergie E_{ex} , minimale Ionisationsenergie E_i , Energieverlust w_i pro produziertem Ionpaar, mittleres effektives Ionisationspotential pro Hüllen-Elektron I_0 , minimaler Energieverlust $(dE/dx)_0$, Anzahl der primären Ionenpaare n_p und Gesamtzahl der Ionenpaare n_T pro cm Wegstrecke für minimal ionisierende Teilchen. Werte aus [SAU77] und a=[ZAR89], b=[VAV86], c=[BOY92]

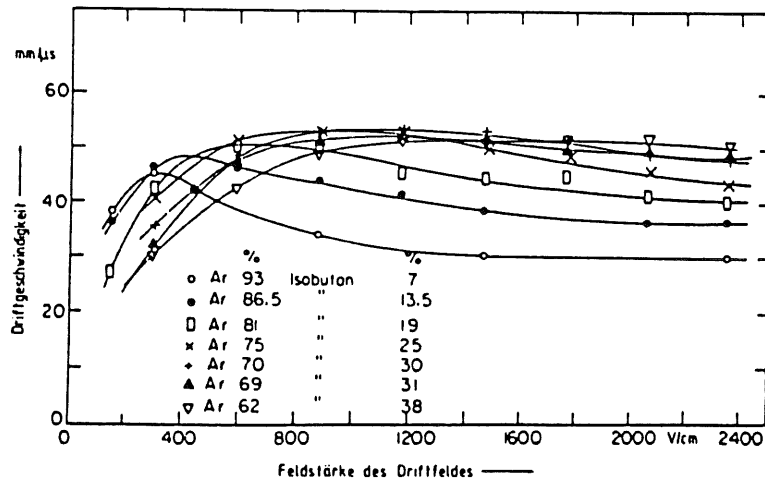


Abb. 3.1: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon-Isobutan-Mischungen [BRE75] (entnommen aus [KLE87]).

In dem elektrischen Feld werden die erzeugten Elektronen beschleunigt. Da sie aber durch elastische und inelastische Stöße mit den Gasmolekülen wieder Energie verlieren, entsteht ein Gleichgewicht zwischen der Energieaufnahme aus dem Feld und dem Energieverlust. Die Elektronen driften deshalb im elektrischen Feld entlang der Feldlinien mit einer von der Gasmischung und der örtlichen Feldstärke abhängigen Driftgeschwindigkeit v_d zum Anodendraht. Die Feldstärkeabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit ist in Abb. 3.1 für unterschiedliche Argon-Isobutan-Mischungen dargestellt. Dieser Driftbewegung der Elektronen ist die Diffusion überlagert. Sie bewirkt eine Verbreiterung der Elektronenverteilung eines Clusters nach einer Wegstrecke x um

$$\sigma_d = \sqrt{\frac{2 \cdot D \cdot x}{v_d}} \quad (3.1)$$

Da die Diffusion in Feldrichtung nicht unbedingt gleich ist der Diffusion senkrecht zur Feldrichtung, muß zwischen einem longitudinalen (D_L) und einem transversalen (D_T) Diffusionskoeffizienten unterschieden werden. Dabei gilt häufig $D_L < D_T$.

In der Nähe des Anodendrahtes mit Potential V_0 steigt die elektrische Feldstärke stark an. Das Feld ist dort radialsymmetrisch, und es gilt näherungsweise:

$$E(r) = \frac{C V_0}{2\pi \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

Über die Kammerkapazität C ist die Feldstärke dabei auch vom Drahtradius und vom Abstand zwischen Anodendraht und Kathode abhängig.

Erreichen die erzeugten Elektronen diese Region hoher Feldstärke (10 - 100 kV/cm), so können sie zwischen zwei Stößen genügend kinetische Energie gewinnen, um Gasmoleküle zu ionisieren. Die dabei freigesetzten Elektronen können nun ihrerseits nach entsprechender Beschleunigung weitere Moleküle und Atome ionisieren. Es kommt zu einem sprunghaften Anstieg der Elektron-Ion-Paare am Draht: eine sog. Lawine bildet sich aus. Die stattfindende Ladungsträgermultiplikation läßt sich mit dem 1. Townsend-Koeffizienten $\alpha(r)$ beschreiben. Er gibt die Anzahl der von einem Elektron erzeugten Ionenpaare pro Einheitslänge an. Die Zunahme der Ladungsträgerpaare ergibt sich damit zu:

$$dn = n \cdot \alpha(r) \cdot dr$$

Der Townsend-Koeffizient ist eine Funktion der Feldstärke, und es gilt:

$$\alpha(r) = A e^{-\frac{B}{E(r)}}$$

Hierbei sind A und B Parameter, die von der Gasmischung und der Dichte abhängig sind. Bei n_0 anfänglichen Elektronen erhält man für die Gesamtzahl der Elektron-Ion-Paare in der Lawine:

$$n = n_0 e^{\int \alpha(r) dr} = M \cdot n_0$$

Über einen großen Feldstärkebereich ist die in der Lawine gebildete Ladung proportional zur Primärisation (Proportionalmodus).

Entscheidend für die Größe der Gasverstärkung M ist die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen im Gas. Größere freie Weglängen führen zu einer höheren kinetischen Energie der Elektronen und erhöhen dadurch die Wahrscheinlichkeit für die Stoßionisation. λ ist verknüpft mit dem Koeffizienten α und dem Wirkungsquerschnitt für Ionisation σ_i durch

$$\lambda = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{N \cdot \sigma_i} \quad (3.2)$$

wobei N die Atom(Molekül)dichte ist.

Während der Lawinenausbildung werden auch Atome oder Moleküle des Gases angeregt, und es finden Rekombinationsprozesse statt. Die beim Übergang in den Grundzustand oder bei der Rekombination emittierten Photonen besitzen genügend Energie, um durch Photoionisation im Gas oder durch Photoeffekt an den Kammermaterialien Elektronen freizusetzen, die wiederum neue Lawinen auslösen können. Diese Prozesse lassen sich durch Beimengungen von sogenannten Löschgasen zum Kammergas unterdrücken. Dazu werden meist mehratomige organische Gase verwendet, die einen hohen Absorptionskoeffizienten für die emittierten Photonen im Ultraviolett- bis Vakuum-Ultraviolett-Bereich haben. Abb. 3.2 zeigt die Photoabsorption verschiedener Gase mit einer Schichtdicke von 2 mm. Die komplexen Moleküle können die aufgenommene Energie durch elastische Stöße strahlungslos an die Umgebung weitergeben oder zur Dissoziation in einfachere Radikale verwenden.

Ein weiterer Vorteil der Löschgase liegt in ihrem geringen Ionisationspotential. Durch den Prozeß des Ladungsaustausches $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ mit Ionisationspotentialen $I_B < I_A$ gelangen nur noch positive Ionen der polyatomischen Moleküle, die das geringste Ionisationspotential besitzen, zur Kathode. Deren Neutralisation führt meist nicht zur Emission von sekundären Elektronen, sondern bewirkt eine Dissoziation der Moleküle.

Wird die angelegte Spannung weiter erhöht, so vergrößert sich mit dem Gasverstärkungsfaktor M auch die Anzahl der Photonen, und damit wächst auch die Wahrscheinlichkeit, daß einige von ihnen das Gebiet außerhalb der Lawine erreichen und Atome oder Moleküle des Gases ionisieren. Die freigesetzten Elektronen lösen weitere Lawinen aus. Die Kammer kann dann in ihrem Arbeitsverhalten in den sog. Geiger - Bereich gelangen. Die Lawine breitet sich dann aufgrund von Photoionisation entlang des Drahtes aus. Die Raumladung der positiven Ionen aus der Lawine reduziert das elektrische Feld am Draht. Die Ionen driften nur langsam zur Kathode. Das führt zu langen Totzeiten der Kammer bis zu einigen ms, in denen der gesamte Draht nicht mehr sensitiv für einen erneuten Teilchendurchgang ist. Die freigesetzte Ladungsmenge ist in diesem Fall unabhängig von der Primärisation.

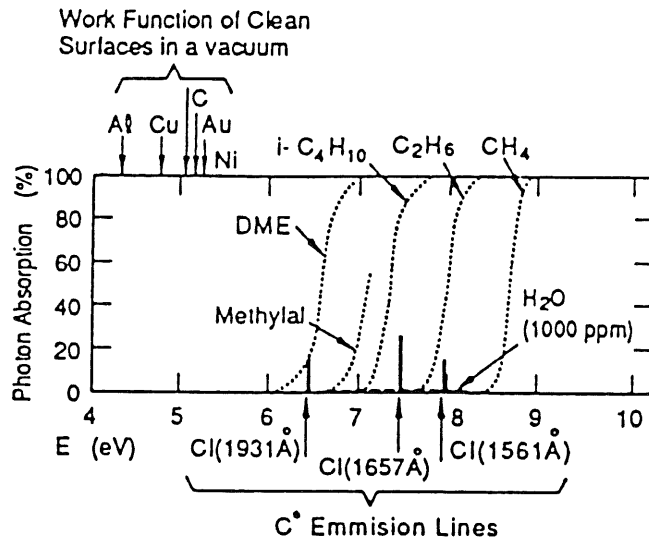


Abb. 3.2: Photoabsorption einiger Gase einer Schichtdicke von 2 mm, Austrittsarbeit mehrerer Metalle und Emissionslinien von Kohlenstoff [VAV90].

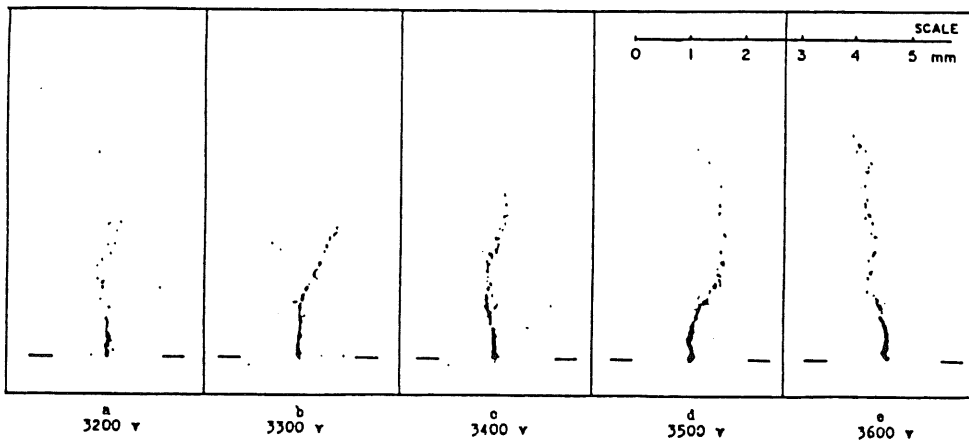


Abb. 3.3: Einzelstreamer bei verschiedenen Spannungen in einem 12x12 mm² großen Aluminiumrohr, 100 µm Drahtdurchmesser und einer Gasmischung von 49,3% Ar + 49,3% C₂H₆ + 1,4% CH₃CH₂OH [ATA82].

Bei höherem Löschgasanteil in der Gasmischung kann alternativ zum Geigermodus der sog. selbstlöschende Streamermodus auftreten. Abb. 3.3 zeigt Fotografien von solchen Streamerentladungen für verschiedene Hochspannungswerte. In den Fotografien ist gut zu erkennen, daß es sich bei den Streamern um einen Entladungsschlauch handelt, der sich vom Draht aus in Richtung auf die Kathode entwickelt. Mit wachsendem Abstand vom Draht dünnt sich die Entladung aber aus und erreicht nicht die Kathode. Der Streamer kann eine Länge von mehreren mm erreichen, während seine Ausbreitung entlang des Drahtes nur im Bereich von etwa 10 - 200 µm liegt [LIM88]. Der große Vorteil des Streamermodus besteht darin, daß man relativ hohe Pulsamplituden von mehreren 100 mV erreichen kann und somit für die Signalauslese keine aufwendige Verstärkerelektronik benötigt wird. Außerdem ist der Radius der Streamerentladung klein, so daß durch die Raumladung der positiven Ionen nur ein schmaler Bereich von wenigen mm des Drahtes für weitere Teilchendurchgänge unempfindlich ist.

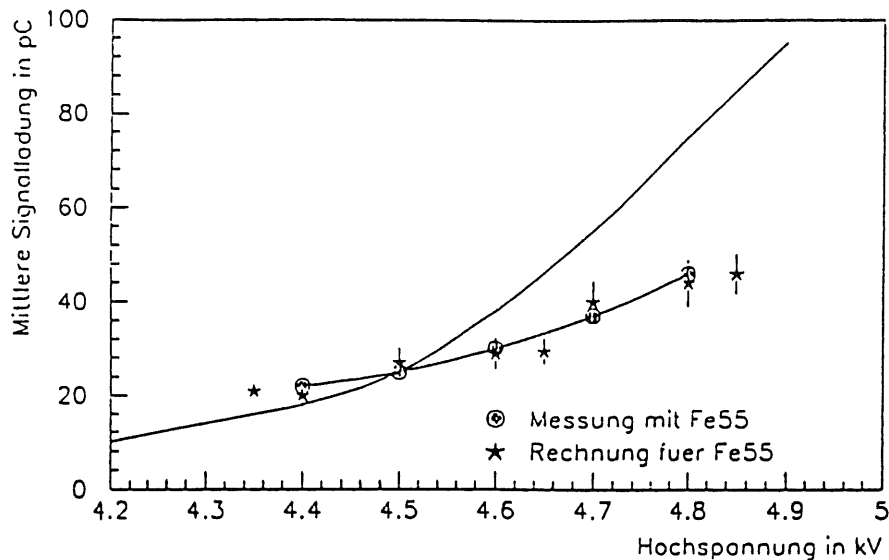


Abb. 3.4: Berechnete mittlere Signalladung (durchgezogene Kurve) für Photonen des ^{55}Fe bei einer Gasmischung aus 25% Ar + 75% iC_4H_{10} als Funktion der angelegten Spannung. Die zweite Kurve gibt die berechnete mittlere Ladung für Myonen wieder [ZIT92].

Für den Streamermechanismus gibt es zur Zeit noch kein eindeutiges Modell. Die folgende Beschreibung lehnt sich im Wesentlichen an das von M. Atac et al. in [ATA82] dargestellte qualitative Modell an.

Die ersten primären Elektronen, die den Draht erreichen, bilden eine Lawine aus. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der Lawine ist um einen Faktor $10^2 - 10^3$ größer als die der positiven Ionen, so daß sich die Elektronen sehr schnell zum Draht, die Ionen aber währenddessen nur langsam zur Kathode bewegen. Durch diese Ladungstrennung entsteht im Lawinenbereich eine Raumladung. Für die Entwicklung eines Streamers ist es nun notwendig, daß die Raumladungsdichte dieser Anfangslawine hinreichend groß ist. Die Raumladung bewirkt eine Verzerrung des statischen elektrischen Feldes. Es kommt zu einer Abschwächung im Bereich der Lawine und zu einer Verstärkung des Feldes zwischen der positiven Raumladung und der Kathode. Dabei ist nur an der Spitze der Lawine die Feldstärke hoch genug, um weitere Multiplikationsprozesse zu ermöglichen. Besitzen die aus der Lawine emittierten Photonen nur eine kleine Reichweite, so können sie Atome oder Moleküle in der Nähe der Raumladung ionisieren. Die dabei freigesetzten Elektronen bewegen sich auf die Raumladung zu. Dazu kommen noch Elektronen der Primärionisation, die aufgrund längerer Driftstrecken und durch den Einfluß der Diffusion den Lawinenbereich zeitlich verzögert erreichen. Im Bereich der Feldvergrößerung setzt die Gasverstärkung nun bereits bei einem größerem Abstand zum Anodendraht ein. Elektronen, die in diesen Bereich gelangen, bewirken die Ausbildung einer weiteren Lawine. Diese sekundäre Lawine erzeugt wieder eine positive Raumladung. Der Prozeß setzt sich so lange fort, bis die resultierende Feldstärke zu klein wird, um weitere Stoßionisationen zu ermöglichen.

Die Folgelawinen werden zusätzlich reduziert durch die Wechselwirkung ihrer Elektronen mit den bereits erzeugten positiven Ionen. Dadurch werden die Elektronen häufiger von ihrer Bahn abgelenkt, und ihre mittlere kinetische Energie nimmt deshalb ab. Mit der Elektronenenergie verringert sich dann auch die Wahrscheinlichkeit für Stoßionisationen. Die Coulombfelder der positiven Ionen werden aber teilweise abgeschirmt durch die Elektronen der vorhergehenden Lawine, die beim Beginn der Folgelawine noch nicht den Draht erreicht haben. Dieser Abschirmeffekt kann durch eine Modifikation des Coulomb-Potentials Φ_C eines Ions beschrieben werden [HOL65].

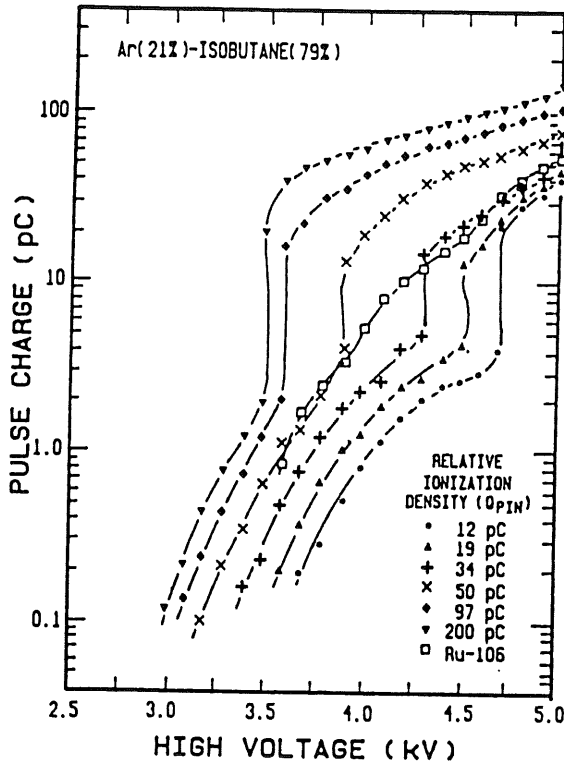


Abb. 3.5: Signalladung als Funktion der Hochspannung für verschiedene Ionisationsdichten. Gasmischung 21% Ar + 79% iC_4H_{10} , Drahtdurchmesser 76 μm , Anoden-Kathodenabstand 10 mm [AN88].

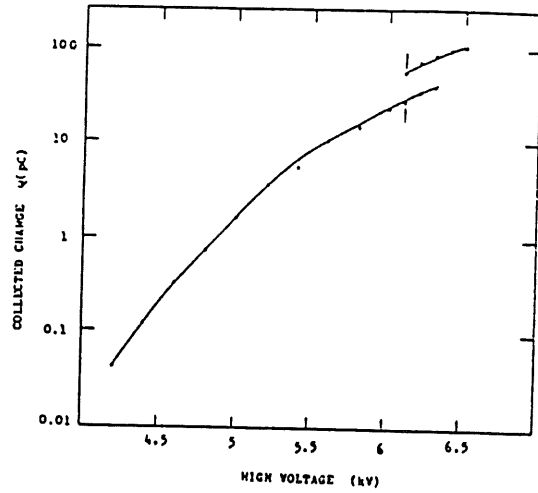


Abb. 3.6: Übergang vom Proportional- zum Streamermodus in reinem Methan. Primärionisation durch ^{55}Fe , Drahtdurchmesser 76 μm , Anoden-Kathodenabstand 8 mm [YOU86].

$$\Phi_{Ion}(r) = \frac{q_{Ion}}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot e^{-(r/\lambda_D)} = \Phi_C \cdot e^{-(r/\lambda_D)}$$

Für die Debye-Länge λ_D gilt:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{\eta^- e^2}}$$

Entscheidend für den Einfluß der Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen ist die jeweils vorliegende Elektronendichte η^- . Während der Ausbildung der Anfangslawine wirkt sich die Wechselwirkung kaum aus, da die Elektronendichte noch sehr hoch ist. Sie kann aber die Entwicklung der Folgelawinen beeinträchtigen, je nachdem wieviel Elektronen bereits am Draht gesammelt wurden, d.h. die Beeinflussung wächst mit der Zeit an.

Die erzeugte Streamerladung ist nicht mehr proportional zur Primärionisation. Im Gegensatz zum Geigermodus ist sie aber trotzdem nicht unabhängig von der Primärionisationsdichte. Dies zeigt sich bereits bei einem Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit für Messungen mit ^{55}Fe -Präparaten und minimal ionisierenden Teilchen (mip) z.B. in [ATA82], [DAU86]. Für mip's wird das Plateau erst bei höheren Spannungswerten erreicht. Die Photonen von ^{55}Fe deponieren ihre Energie von 5.9 keV in einem kleinen Raumbereich und erzeugen damit ein großes Elektronencluster, während mip's in den meisten Gasen wesentlich weniger Energie verlieren und die freigesetzten Elektronen entlang der Teilchenspur verteilt sind. So ergibt sich z.B. für eine Gasmischung von 25% Ar + 75% iC_4H_{10} aus den Werten in Tabelle 2 ein Energieverlust von

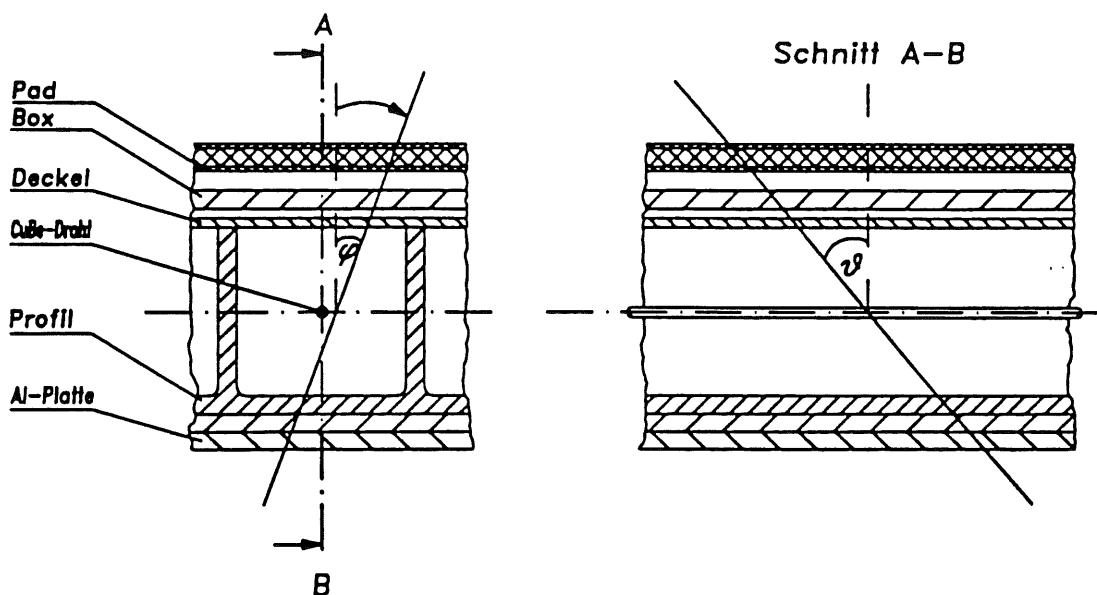


Abb. 3.7: Definition der Winkel φ und ϑ einer Teilchenspur relativ zum Draht.

$dE/dx \cong 4 \text{ keV/cm}$ mit $n_T = 170 \text{ Paare/cm}$ für mip 's gegenüber 250 Elektron-Ion-Paaren bei ^{55}Fe . Das relativ kompakte Elektronencluster bei ^{55}Fe wird nur durch die Diffusion aufgeweitet, so daß viele primäre Elektronen nahezu zeitgleich den Draht erreichen und die Anfangslawine starten. Die Streamerentwicklung beginnt deshalb bereits bei niedrigeren Spannungen. Jedoch ist der Anstieg der Streamerladung mit der Hochspannung gegenüber minimal ionisierenden Myonen wesentlich geringer (Abb. 3.4).

Besonders deutlich sichtbar wird die Abhängigkeit des Streamermodus von der Primärisationsdichte in den Messungen von An Ji Gang et al. [AN88] mit einem Stickstoff-Laser (Abb. 3.5). Mit der Intensität des Laserstrahls kann die Dichte der erzeugten Elektron-Ion-Paare variiert werden. Je größer die Ionisationsdichte ist, um so niedriger ist die Spannung, bei der der Übergang vom Proportional- zum Streamermodus auftritt.

Für die Entstehung von Streamerpulsen ist es nicht unbedingt notwendig, daß die Gasmischung Edelgase enthält. Auch in reinem Methan wurde der sprunghafte Übergang zwischen Proportional- und Streamermodus beobachtet (Abb. 3.6). Der Übergang erfolgt aber erst bei einem sehr hohen Spannungswert.

Die Entwicklung des Streamers ist neben der Gasmischung und der Primärisationsdichte noch von weiteren Parametern abhängig. So beeinflusst die Kammergeometrie, d.h. der Drahtdurchmesser und der Abstand zwischen Draht und Kathode, die Höhe der elektrischen Feldstärke am Draht. Kleinere Drahtdurchmesser und geringere Abstände führen zu niedrigeren Spannungen für das Auftreten von Streamerpulsen [KAM87]. Die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen während der Ausbildung der Lawinen ist umgekehrt proportional zur Gasdichte. Deshalb ändert sich die Größe der erzeugten Streamerladung mit den äußeren Parametern Druck und Temperatur.

Der Winkel, unter dem die Teilchen die Kammer durchdringen, beeinflusst ebenfalls die Streamerausbildung. Dabei muß zwischen den beiden Winkeln φ und ϑ unterschieden werden (Abb. 3.7).

Für den am H1-Detektor verwendeten neuen Kammertyp wurde im Rahmen dieser Arbeit die Abhängigkeit der Streamerentwicklung von mehreren der erwähnten Parametern untersucht. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellt.

3.2 Die H1-Streamerammern

Die Grundeinheit der H1-Streamerammern ist ein Profil mit 8 Zellen, das nach oben offen ist. Abb. 3.8 zeigt den Schnitt durch eine Detektorlage. Die Wandstärke¹ des Profils ist 1 mm, und der Innenquerschnitt einer Zelle beträgt 9x9 mm². Nach oben ist das Profil mit einem 0,5 mm dicken Deckel (Cover) abgeschlossen. In der Mitte der Zellen ist ein 100 µm dicker Kupfer-Beryllium Draht gespannt, der entlang des Profils im Abstand von ca. 50 cm durch einen 5 mm breiten Steg (Drahhalter) in seiner Lage fixiert wird. An den Enden des Profils sind die Drähte an G10-Platinen angelötet. Je zwei Profile werden in einer gasdichten Doppelbox zusammengefaßt. Die Box hat eine Wandstärke von $1_{-0,2}^{+0}$ mm und Innenmaße von 81,9 x 11,4 mm². Aus Sicherheitsgründen wurde bei den HERA-Experimenten auf die Verwendung von PVC-Kammern, wie sie bei den meisten anderen Detektoren benutzt werden, verzichtet. Die Profile, Deckel und Boxen sind deshalb aus Luranyl² gefertigt.

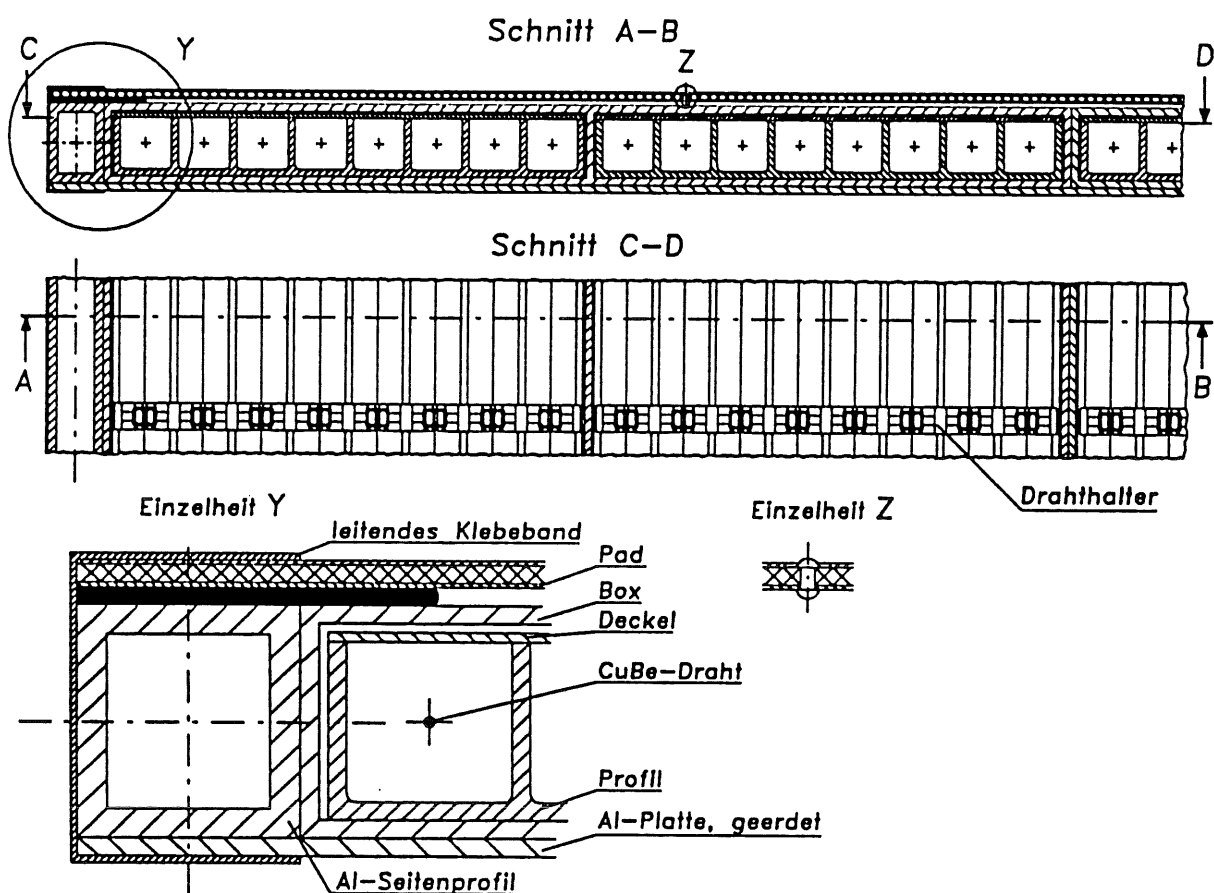


Abb. 3.8: Querschnitt durch eine Detektorlage der H1-Streamerammern.

Profil und Deckel sind auf der Innenseite mit Graphit beschichtet und leitend miteinander verbunden. Über einen 10 MΩ Widerstand wird an diese Graphitbeschichtung die negative Hochspannung angelegt. Die Drähte werden einzeln aus der Box herausgeführt und ausgelesen. Sie liegen über einem Auslesewiderstand von 270 Ω auf Massepotential.

¹ Die hier angegebenen Maße wurden aus [H1T87] entnommen.

² Luranyl KR 2470 ist ein von der Firma BASF entwickelter Kunststoff. Es handelt sich um eine unverstärkte Mischung aus Polyphenylenether (PPE) und schlagfestem Polystyrol (SB) mit halogenfreier Brandschutzausrüstung.

Der Aufbau der in den H1-Streamerammern verwendeten Profile entspricht der Profilkonstruktion, die auch in den Streamerammern früherer Detektoren eingesetzt wurde (Innenquerschnitt der Zellen $9 \times 9 \text{ mm}^2$, Drahtdurchmesser $100 \mu\text{m}$, Graphitbeschichtung der Profile). Für diese Streamerammern wurde aber PVC als Material benutzt. In einigen Experimenten werden die Profile ebenfalls oben durch einen Deckel abgeschlossen (NUSEX, CHARM II, DELPHI und 25% der Kammern von UA1). In anderen Detektoren werden die Profile ohne Deckel betrieben (ALEPH, OPAL, LVD, SLD und 75% der Kammern von UA1). In den meisten Streamerammern der aufgeführten Detektoren werden aber die Drähte in der gasdichten Box zusammengefaßt und an positiver Hochspannung angeschlossen. Die Auslese der Kammern erfolgt dann ausschließlich über äußere Elektroden (Streifen oder Pads). Nur bei den Kammern von CHARM II werden die Drähte wie bei den H1-Streamerammern einzeln herausgeführt und ausgelesen.

Mit Ausnahme der Kammern des UA1-Detektors werden in allen anderen Experimenten Profile und Deckel mit einer hochohmigen Graphitbeschichtung verwendet ($R_{\text{Deckel}} > 200 \text{ k}\Omega/\square$, $50 \text{ k}\Omega/\square < R_{\text{Profil}} < 20 \text{ M}\Omega/\square$). Die Erfahrungen dieser Experimente haben gezeigt, daß bei hochohmiger Profilbeschichtung die Gefahr lokaler elektrostatischer Aufladung besteht [FIL86]. Schon einige mikroskopische unbeschichtete Punkte können zu einer Ansammlung positiver Ionen führen, die ein hohes elektrisches Feld erzeugen. Dadurch können Elektronen aus der Kathode herausgelöst werden (Malter-Effekt) und eine spontane Funkenentladungen verursachen. Deshalb wurde für die H1-Streamerammern eine niederohmige Graphitbeschichtung der Profile gewählt mit einem Oberflächenwiderstand von ca. $10 \text{ k}\Omega/\square$. Um aber zumindestens auf einer Seite der Kammern eine Auslese mit äußeren Elektroden zu ermöglichen, sind die Deckel hochohmig mit Widerstandswerten von $1 - 10 \text{ M}\Omega/\square$ ausgelegt. Der Deckel selbst ist notwendig, damit sich bei dem gewählten Hochspannungsanschluß (negative Hochspannung an Profil) ein symmetrisches Feld aufbauen kann. Untersuchungen ergaben, daß bei einem Betrieb der Kammern ohne Deckel die auftretenden Feldverformungen das Kammerverhalten stark negativ beeinflussen [BER87], [WIL89].

Welche Auswirkungen die Größe des Oberflächenwiderstandes des Deckels und der Profile auf das analoge Signal der äußeren Elektroden hat, war mit ein Punkt der Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 4.3.4 dargestellt.

Mehrere Boxen (2 bis 15) werden auf ein 1 mm starkes Aluminiumblech geklebt und bilden eine Detektorlage ("Ebene"). Auf der Deckelseite werden $1,5 \text{ mm}$ dicke, beidseitig kupferkaschierte Phenolpapierplatten aufgebracht. Der Abstand zwischen diesen Platten und den Boxen beträgt etwa $0,8 \text{ mm}$. Die Kupfereauflagen haben eine Stärke von $35 \mu\text{m}$. Die Außenseite ist durch ein leitfähiges Kleband mit dem Aluminiumbodenblech verbunden und liegt auf Massepotential. Sie dient der Abschirmung. In die Kaschierung auf der Innenseite sind Influenzelektroden gefräst. Das Signal der Influenzelektroden wird mit Hohlknoten aus Kupfer nach außen geführt. An diese Hohlknoten wird dann das Signalkabel angelötet. Aufgrund der vorliegenden Trennung von Kathode und Ausleselektroden kann für die Elektroden eine beliebige Form gewählt werden, ohne daß es zu einer Störung des elektrischen Feldes kommt.

Nach der Form der Elektroden wird zwischen zwei Kammertypen unterschieden:

- Striplagen

Striplagen sind mit 17 mm breiten Kupferstreifen ausgestattet, die in einem Abstand von 3 mm zueinander senkrecht zu den Drähten verlaufen. Sie werden zur Bestimmung der Position des Teilchendurchgangs entlang des Drahtes benutzt.

- Padlagen

Padlagen besitzen rechteckige Elektroden, sogenannte Pads, also Flächen von unterschiedlichen Größen. In der vorderen und hinteren Endkappe des instrumentierten

Eisens sind alle Ebenen mit $277 \times 277 \text{ mm}^2$ großen Pads ausgerüstet. Im Mittelteil (Barrel) variiert die Padgröße von $309 \times 517 \text{ mm}^2$ für die innere Ebene bis zu $434 \times 517 \text{ mm}^2$ für die äußere. Der Fräsabstand der Pads gegeneinander beträgt ebenfalls 3 mm.

3.3 Der Aufbau des Eisenjochs

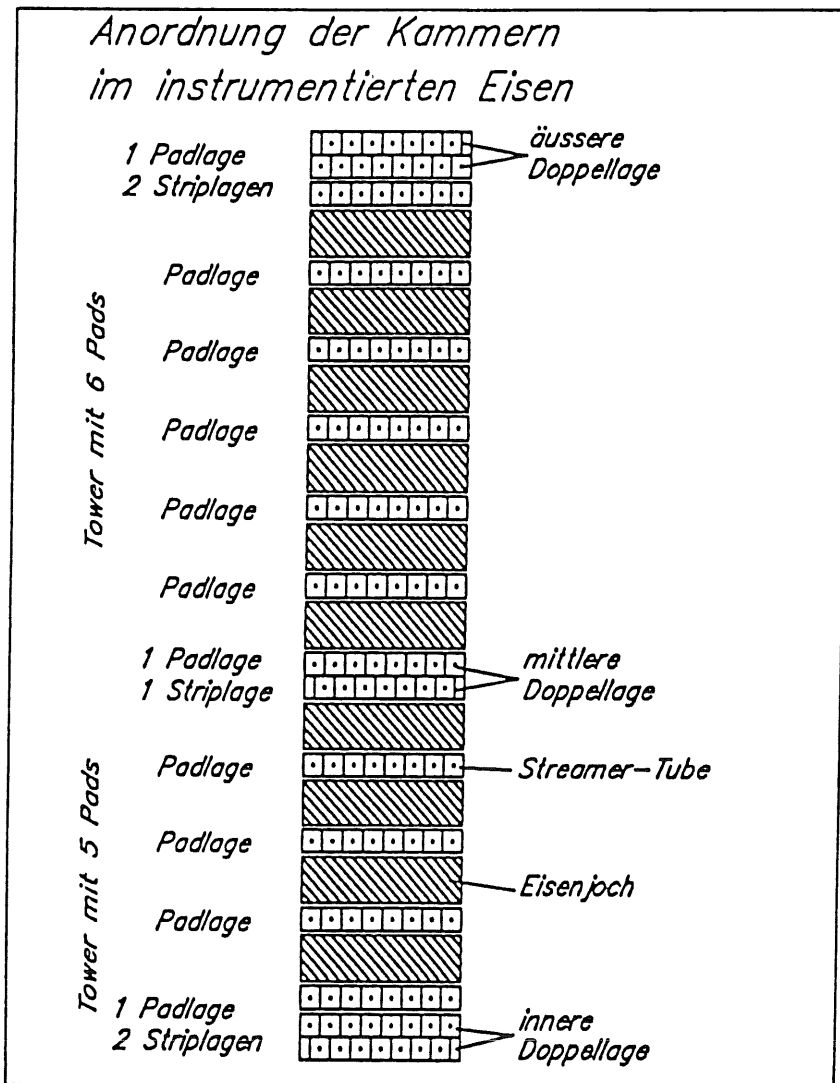


Abb. 3.9: Anordnung der Kammerebenen im Eisenjoch [EBE90].

Das instrumentierte Eisen besteht aus zehn Eisenplatten mit einer Stärke von 7,5 cm. Die Platten sind in einem Abstand von 2,5 cm montiert, bis auf den Bereich zwischen der vierten und fünften Eisenschicht, der 5 cm groß ist. Die so entstandenen Schlitze im Eisen sind mit den oben beschriebenen Ebenen aus Streamerkammern ausgerüstet. Da die Breite der Eisenschlitze kein ganzzahliges Vielfaches der Streamerkammerboxen ist, befinden sich auf den Kammerebenen Abstandshalter mit unterschiedlichen Abmessungen von 6 - 157 mm. Sie werden auf den einzelnen Ebenen an verschiedenen Positionen angebracht, damit sich keine durchgehenden inaktiven Bereiche ergeben. Die Anordnung der Kammerebenen ist in Abb. 3.9 zu sehen. In der Mitte des Eisens befindet sich eine Doppellage aus zwei aufeinander liegenden Ebenen. In der vorderen Endkappe und im Mittelteil sind vor und

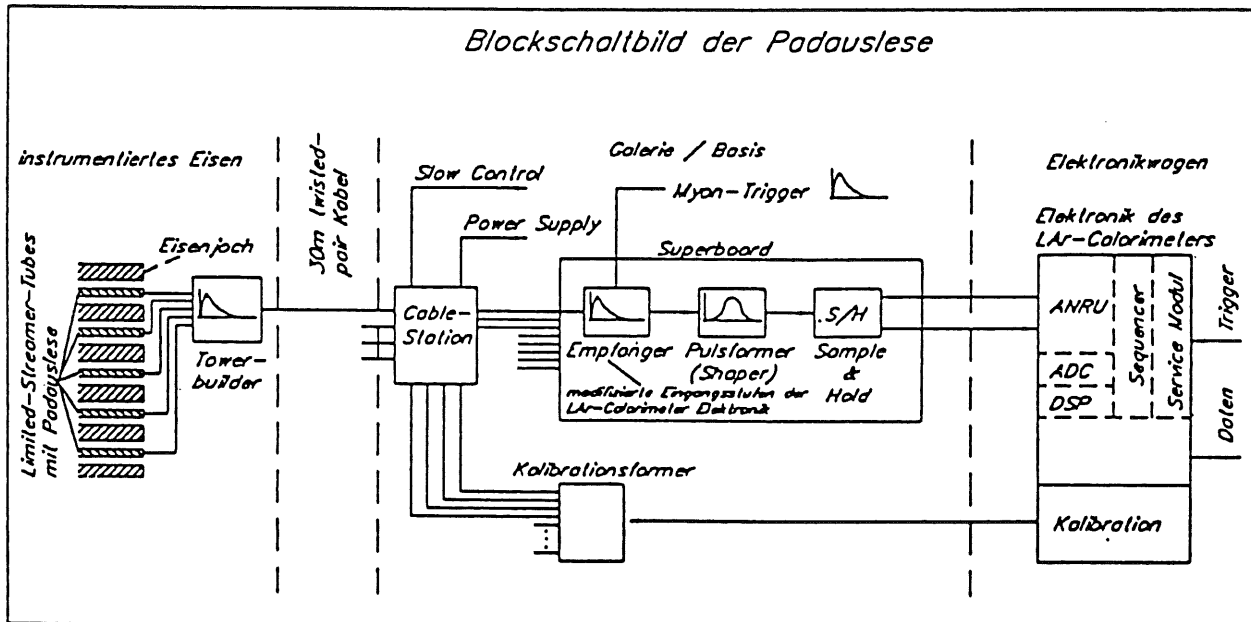


Abb. 3.10: Blockschaltbild der analogen Ausleseketten des instrumentierten Eisens.

hinter dem Eisen jeweils Boxen mit 3 weiteren Ebenen angebracht. Die rückwärtige Endkappe ist nur mit äußeren Boxen versehen.

Von den insgesamt 16 Kammerebenen sind 11 mit Pads ausgerüstet und 5 mit Streifen, wobei in den inneren und äußeren Doppellagen die hintereinanderliegenden Streifen verodert sind.

Die Gesamtfläche der Kammerebenen beträgt ca. 4000 m² und besteht aus 13 000 Profilen. Alle 103 700 Drähte und 28 700 Streifen werden einzeln digital ausgelesen³, d.h. die Draht- und Streifen-Signale werden mit eingestellten Schwellenwerten verglichen, und das Überschreiten der Schwelle wird registriert. Aufgrund der relativ großen Amplitude der Streamerpulse lassen sich dabei die Drahtsignale ohne aufwendige Verstärkung nachweisen. Die Streifensignale müssen jedoch vor dem Vergleich mit dem Schwellenwert verstärkt werden.

Die Auslese der Pads erfolgt analog. Um die Anzahl der elektronischen Kanäle der Analogauslese zu reduzieren, werden die Signale von den übereinanderliegenden Pads der 5 inneren und der nachfolgenden 6 äußeren Padebenen in einem Verstärker, dem sog. Towerbuilder⁴, addiert. Diese longitudinale Segmentierung in zwei Türme (Tower) ist für die Messung des Energieflusses im Eisen ausreichend. Simulationsrechnungen haben zudem gezeigt, daß eine projektive Geometrie der Padaufteilung in Richtung auf den Wechselwirkungspunkt keine Vorteile für die Messung des Energieflusses hat gegenüber einer mechanisch wesentlich einfacher zu realisierenden Unterteilung in Pads mit gleicher Länge in Drahrichtung [H1T87]. Die Türme sind deshalb in den Endkappen parallel und im Barrel senkrecht zur Strahlachse orientiert. Im instrumentierten Eisen gibt es insgesamt 3888 solcher Türme.

Die Schichtdicke des inaktiven Materials zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem instrumentierten Eisen variiert innerhalb des H1-Detektors von 0,5 Kernabsorptionslängen λ in Vorwärtsrichtung bis zu 2,4 λ im Mittelteil. Eine separate Auslese der ersten Padlage vor dem Eisen ist aber nicht notwendig. Es ist günstiger, die Auswirkung des

³ Die Digitalauslese wird in [TUT91] erläutert.

⁴ Eine ausführliche Beschreibung des Towerbuilders findet sich in [EBE90].

inaktiven Materials auf die Energiemessung durch eine Wichtung der Signale aus dem letzten Segment des Flüssig-Argon-Kalorimeters und dem inneren Padturm zu korrigieren.

Abb. 3.10 zeigt ein Blockschaltbild der analogen Padauslese. Die Pads der einzelnen Ebenen sind über 1 bis 8 m Flachbandkabel an den Towerbuilder angeschlossen. Die Addition der Padsignale zu einem Towersignal erfolgt unmittelbar am Eisen. Dieses analoge Summensignal wird dann über 30 m abgeschirmtes twisted-pair Kabel aus dem Detektor herausgeführt. In der nachfolgenden Elektronik erfolgt die Bestimmung der Ladung, die auf die Pads eines Turms influenziert wurde, durch Integration des Summensignals. Die Integrationszeit beträgt dabei $2,2 \mu\text{s}$. Dieser Ladungswert wird digitalisiert, und die Digitalinformationen werden an das H1-Datennahme-System übergeben.

3.4 Die Funktion des instrumentierten Eisens im H1-Detektor

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, haben die Streamerkammern im Eisen zwei Aufgaben zu erfüllen, die hier genauer beschrieben werden sollen. Auf die Anforderungen, die zur Verwirklichung dieser Aufgaben an die Betriebseigenschaften der Streamerkammern zu stellen sind, wird im anschließenden Abschnitt eingegangen. Die Analyseergebnisse, auf die in diesem Abschnitt Bezug genommen wird, stammen aus Eichmessungen mit Originalmodulen des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des instrumentierten Eisens, die von der H1-Kollaboration in den Jahren 1989 und 1990 am SPS (Super Proton Synchrotron) im europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführt wurden.

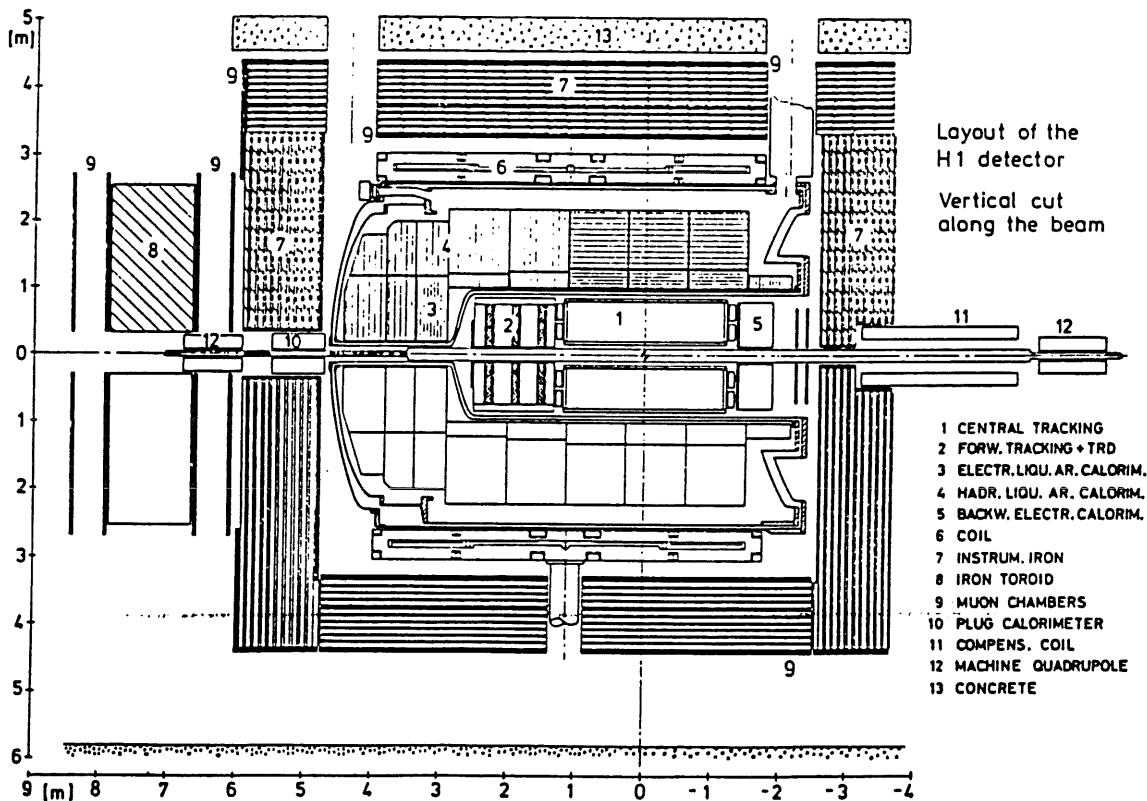


Abb.3.11: Längsschnitt durch den H1-Detektor. Bei den Streamerkammern des instrumentierten Eisens verläuft die Drahrichtung im Mittelteil (Barrel) des Detektors parallel zur Strahlachse und in den Endkappen senkrecht zur Zeichenebene [H1T86].

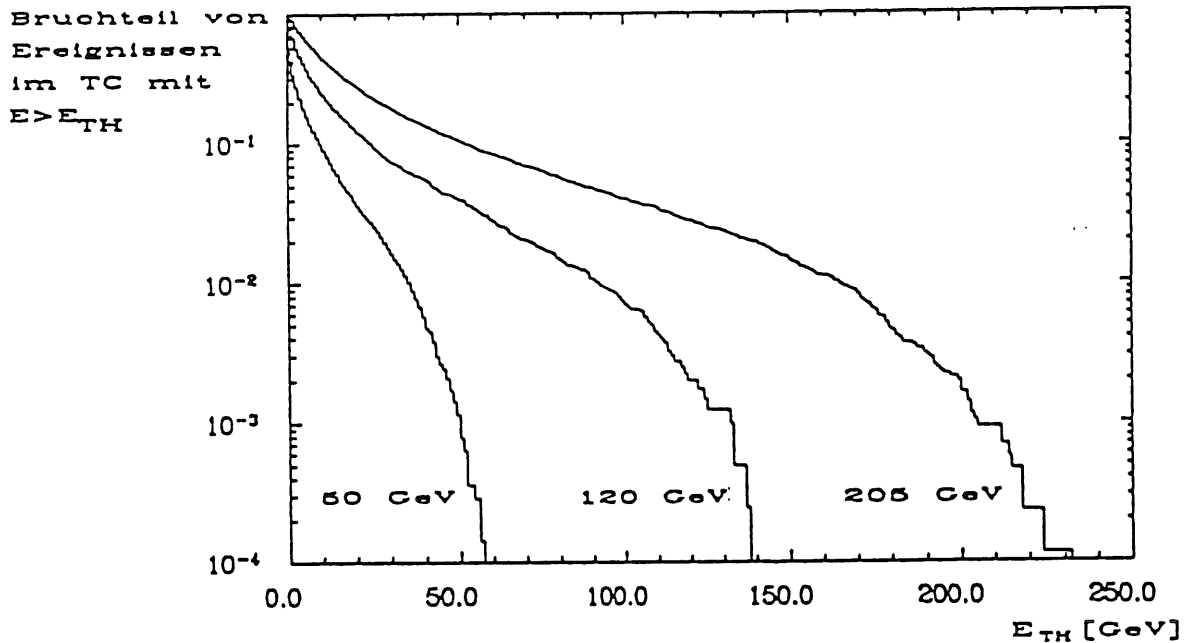


Abb. 3.12: Mit dem instrumentierten Eisen gemessenes Leckspektrum des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters für den Einschuss einzelner geladener Pionen einer Energie von 50, 120 und 205 GeV [JUS91].

Mit seiner Schichtung aus Eisenplatten und Streamerkammerlagen ist das instrumentierte Eisen ein Gas-Sampling-Kalorimeter mit einer Gesamttiefe von 4,5 Kernabsorptionslängen λ . Es ist ein Bestandteil des kalorimetrischen Entwurfs für den H1-Detektor und befindet sich vom Wechselwirkungspunkt betrachtet hinter dem zentralen Flüssig-Argon-Kalorimeter (Abb. 3.11), dessen Gesamttiefe zwischen 5λ im zentralen Bereich und 8λ in Vorwärtsrichtung variiert. In dieser Konzeption dienen die Streamerkammern des instrumentierten Eisens zur Bestimmung der Restenergie, die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckt. Abhängig von der Energie der Hadronen aus der Wechselwirkungszone wird dort nämlich nur ein bestimmter Anteil von ihnen vollständig absorbiert. Für den Einschuss geladener Pionen ist in Abb. 3.12 der Bruchteil der Ereignisse dargestellt, für die eine Energie größer als eine Schwellenenergie E_{TH} im Eisen hinter einem ca. 6λ tiefen Modul des Flüssig-Argon-Kalorimeters deponiert wird. Diese Leckverluste verschlechtern die Energieauflösung und können auch fehlenden Transversalimpuls vortäuschen. Die Dicke der inaktiven Schicht zwischen den Kalorimetern betrug bei diesen Messungen $d \approx 0,25\lambda$.

In Abschnitt 2.2 wurde der Zusammenhang zwischen der Teilchenanzahl in einem elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauer und der deponierten Energie erläutert. Die Anzahl dieser Teilchen im instrumentierten Eisen und damit die Leckenergie läßt sich dabei prinzipiell mit zwei Methoden bestimmen:

1. Digitale Auslese der Drähte.

Da die Streamerkammern im Eisen so ausgelegt sind, daß alle Drähte einzeln digital ausgelesen werden, können die Teilchen über die Summe der angesprochenen Drähte (Drahtmultiplizität) gezählt werden. Hierbei treten aber starke Sättigungseffekte auf, weil pro Draht nur ein Teilchendurchgang nachweisbar ist. Dies führt zu einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Drahtmultiplizität N_W und der Energie, wie er in Abb. 3.13 ereignisweise für eine Messung hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter dargestellt ist. Die durchgezogene Kurve in der Abbildung gibt die Verhältnisse bei direktem Einschuss von

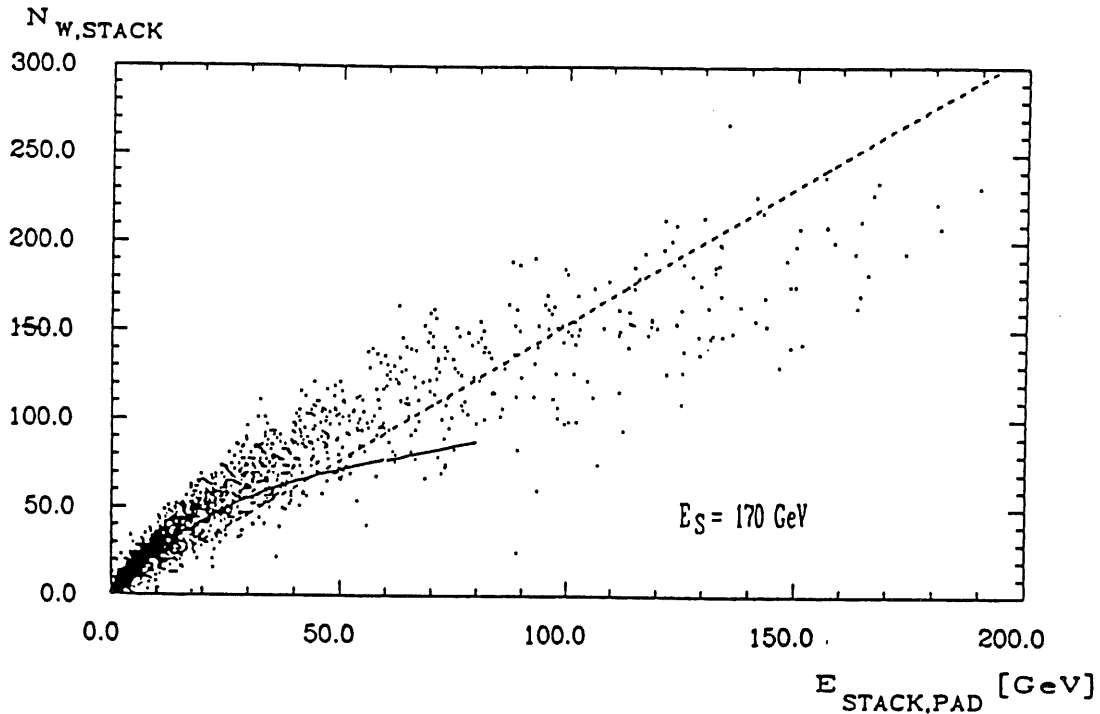


Abb. 3.13: Drahtmultiplizität N_w im instrumentierten Eisen hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, aufgetragen gegen die mit den Padtürmen bestimmte Energie bei einer Strahlenergie $E_S = 170$ GeV. Die durchgezogene Kurve zeigt die Abhängigkeit bei direktem Einschuss von Pionen [JUS91].

geladenen Pionen in das Eisen wieder. Die Nichtlinearität ist in diesem Fall wesentlich stärker ausgeprägt als Folge der höheren Teilchendichte am Anfang einer Schauerentwicklung. Dies bedeutet, daß die Drahtmultiplizität erheblich von der Ereignistopologie beeinflusst wird. Die Sättigung wächst mit der Energie an, und deshalb weicht die Energieauflösung von dem $1/\sqrt{E}$ -Verhalten ab.

Da die Drähte mit einer fest eingestellten Schwelle digital ausgelesen werden, ist darüber hinaus die Drahtmultiplizität von Parametern, die sich auf die Höhe der Streamerpulse auswirken, wie Druck, Temperatur, Gasmischung und HV in einer Weise abhängig, auf die nachträglich nicht mehr korrigiert werden kann.

2. Analogauslese der Padtürme.

Mit der Auslese der Pad-Türme verfügt das instrumentierte Eisen noch über eine zweite Möglichkeit, die Teilchenanzahl zu bestimmen. Die Unterteilung der Kammerebenen in Pads und die longitudinale Segmentierung des Eisens in zwei Türme ermöglicht die Messung des Energieflusses. Da die Padauslese analog ist, ist ihr Ladungssignal nahezu proportional zur Anzahl der durchgehenden Teilchen. Abweichungen von der Linearität können durch die inaktive Zone um einen Streamer verursacht werden. Dieser Bereich ist aber nur wenige mm breit, so daß sich in der Analogauslese Sättigungseffekte erst bei wesentlich höheren Energien bemerkbar machen als bei der digitalen Drahtinformation. Abb. 3.14 und Abb. 3.15 zeigen die Linearitätskurven und die Energieauflösung bei direktem Einschuss der Pionen in das instrumentierte Eisen. Erst oberhalb einer Strahlenergie von 40 GeV treten Nichtlinearitäten auf.

Die Energiekalibration für das Ladungssignal eines Padturms i wird wie folgt vorgenommen [NIE91]:

$$E_i = c \cdot q_{\pi,i} = c_E \cdot c_{I,i} \cdot c_N \cdot q_{\pi,i} = c_E \cdot c_{I,i} \cdot \frac{q_{\pi,i}}{q_\mu} \quad (3.3)$$

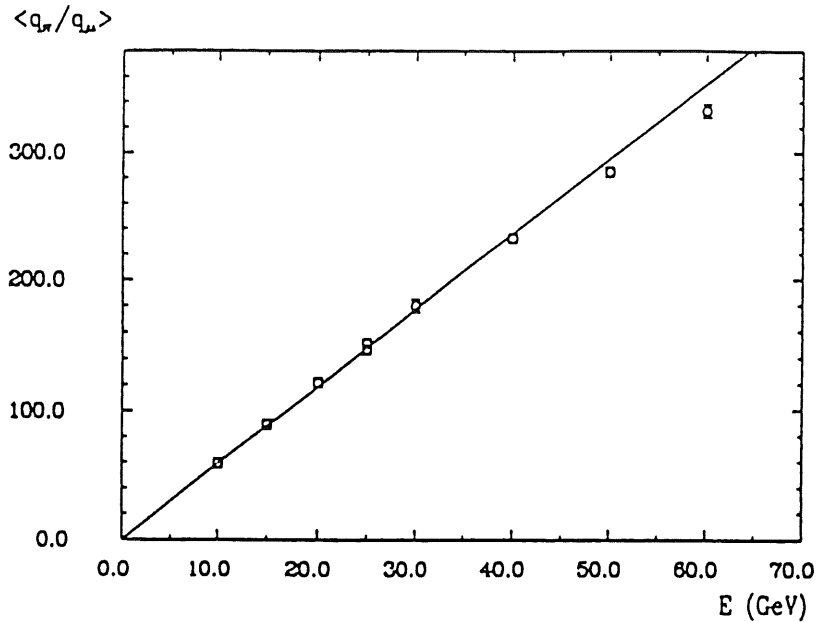


Abb.3.14: Normiertes Analogsignal des instrumentierten Eisens in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Pionen für eine Gasmischung aus 25% Ar + 75% iC_4H_{10} , Einfallswinkel der Pionen $\phi = 0$ und HV = 4,6 kV [BER91].

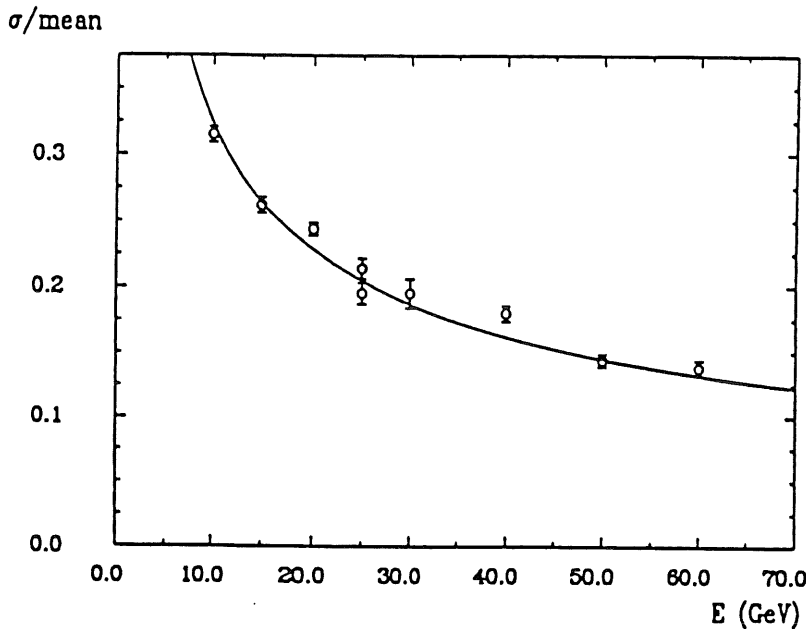


Abb. 3.15: Energieauflösung $\sigma/\langle q_\pi/q_\mu \rangle$ des instrumentierten Eisens als Funktion der Pionenergie. Gas 25% Ar + 75% iC_4H_{10} , Einfallswinkel der Pionen $\phi = 0$ und HV = 4,6 kV [BER91].

Dabei ist q_π die Ladung, die von einem Pion deponiert wird, und q_μ das mittlere Myonsignal einer Ebene für Myonen mit einem Einfallswinkel von 0° bezüglich der Kammernormalen. Die Kalibrationskonstante wird aufgeteilt in einen Anteil c_E , der die zeitunabhängigen Detektoreigenschaften wie etwa die Sampling-Fraction beschreibt, einen Faktor $c_{1,1}$ für die Interkalibration der Padtürme, und eine Größe $c_N = 1/q_\mu$, die die Änderungen des Analogsignals mit den äußeren Parametern wie Druck, Temperatur, HV usw. enthält.

Die Messungen haben bestätigt, daß das Verhältnis q_π/q_μ unabhängig von der angelegten Hochspannung ist. Dies bedeutet, daß die Abhängigkeit des Hadronsignals von den äußeren Parametern mit Hilfe des Myonsignals bestimmt und korrigiert werden kann.

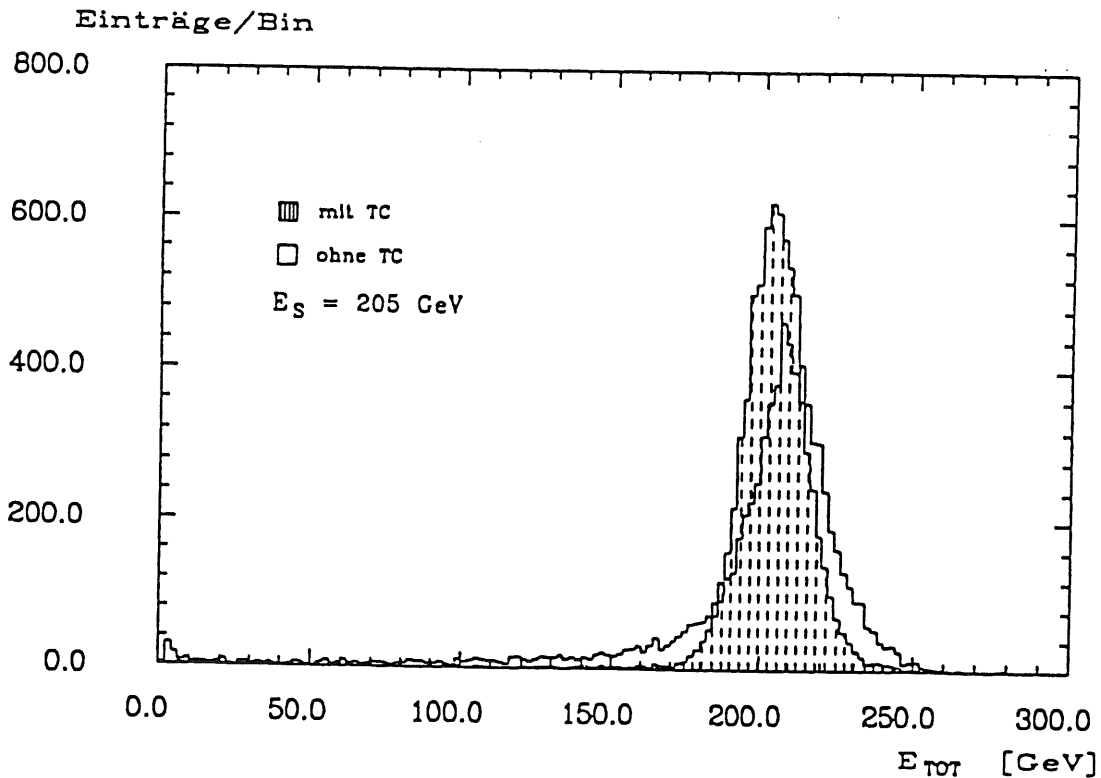


Abb. 3.16: Verteilung der gemessenen Energie E_{tot} nur mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und mit Berücksichtigung der Tailcatcher - Information (schraffiert) für eine Pionenergie von 205 GeV [JUS91].

Die Kalibrationskonstante c_E wird aus den CERN-Eichmessungen über die lineare Beziehung zwischen der Energie der einfallenden Pionen und dem Verhältnis q_π/q_μ bestimmt (Abb. 3.14).

Der Winkel ϕ , unter dem die Teilchen relativ zu den Kammerebenen in das instrumentierte Eisen eindringen, variiert im H1-Detektor über einen weiten Bereich und kann im Barrel (Endkappen) bis zu etwa 55° (45°) betragen (Abb. 3.11). Die Konstante c_E ist jedoch nicht abhängig vom Einfallswinkel der Pionen (Tabelle 3). Sie ist im wesentlichen gegeben durch die Sampling Fraction des Kalorimeters und der Gasmischung der Streamerkammern.

Die beiden Konstanten c_I und c_N werden am H1-Detektor durch spezielle Kalibrationsmessungen mit kosmischen Myonen ermittelt. Die Höhe des Myonsignals wird aber vom Spurwinkel beeinflusst⁵. Da der Winkel der Myonspur bezüglich der Kammernormalen zwischen 0° und 55° variieren kann, ist für die Kalibration eine Korrektur des Ladungswertes auf den Einfallswinkel von 0° notwendig.

Die Energieauflösung wurde parametrisiert durch:

$$\frac{\sigma}{\langle q_\pi/q_\mu \rangle} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + b^2}$$

Die Anpassung an die Daten ist als durchgezogene Linie in Abb. 3.15 zu sehen. Die Ergebnisse für den Parameter a und für die Linearitätskurve sind in Tabelle 3 aufgeführt. In allen untersuchten Fällen ergab sich für den konstanten Term $b \sim 0$. Die angestrebte

⁵ Die Abhängigkeit des Kammersignals vom Einfallswinkel der Teilchenspur wird in Kap. 4.4 und Kap. 5.8 untersucht.

Auflösung von $100\%/\sqrt{E}$ wird bei diesen Messungen für beide untersuchten Gasmischungen erreicht.

Die Verbesserung in der Energiebestimmung durch den Einsatz des instrumentierten Eisens hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter ist aus Abb. 3.16 für eine Energie der einfallenden Pionen von $E_s = 205 \text{ GeV}$ zu ersehen. Speziell die Ausläufer in der Verteilung bei kleinen Energiewerten werden stark reduziert. Deshalb wird das Eisenjoch auch häufig als Tailcatcher (TC) bezeichnet.

| Gas | HV [kV] | Winkel ϕ | $C_E^{-1} [\text{GeV}^{-1}]$ | a |
|--|---------|---------------|------------------------------|-------------------|
| 25% Ar + 75% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ | 4,6 | 0° | $5,90 \pm 0,03$ | $1,023 \pm 0,012$ |
| | 4,6 | 30° | $5,90 \pm 0,04$ | $0,972 \pm 0,011$ |
| 2,5% Ar + 9,5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 88% CO_2 | 4,35 | 0° | $4,73 \pm 0,03$ | $0,985 \pm 0,012$ |
| | 4,4 | 0° | $4,78 \pm 0,04$ | $0,986 \pm 0,014$ |

Tab. 3: Kalibration und Energieauflösung der Analogauslese des instrumentierten Eisens für Pionen [BER91].

Die zweite Aufgabe, die das instrumentierte Eisen erfüllen soll, ist der Nachweis von Myonen. Bis zu Energien von 100 GeV dominiert bei Myonen der Energieverlust durch Ionisation. Sie bewirken in Materie also keine Schauerentwicklung, und ihre Energie kann deshalb nicht über eine kalorimetrische Messung bestimmt werden. Die digitalen Draht- und Streifeninformationen ermöglichen es, die Spur geladener Teilchen im Eisen zu rekonstruieren. Dabei beträgt die Ortsauflösung für die Drähte 3 - 4 mm und für die Streifen 10 - 15 mm. Durch das Magnetfeld im Eisenjoch ist es möglich, aus der rekonstruierten Spur das Ladungsvorzeichen der Myonen bis zu Impulsen von etwa 20 GeV/c festzulegen, und in beschränktem Maße läßt sich auch der Impuls dieser Myonen bestimmen. Wesentlich besser läßt sich der Myonimpuls zusammen mit den Informationen der zentralen Drahtkammern des H1-Detektors ermitteln. Dazu ist eine genaue Anpassung der Myonspuren in den Drahtkammern an die Spuren im Eisen notwendig.

3.5 Anforderungen an die Eigenschaften der Streamerkammern für ihren Einsatz in einem Gas-Sampling-Kalorimeter

Im vorhergehenden Abschnitt wurden die beiden Aufgaben vorgestellt, die an das instrumentierte Eisen innerhalb des H1-Experimentes gestellt werden. Damit das instrumentierte Eisen diesen Aufgaben möglichst gut nachkommen kann, sollten die Betriebseigenschaften der Streamerkammern die folgenden Anforderungen erfüllen.

1. Ausgedehntes Nachweisplateau.

Die Kammern sollten im Plateaubereich der Nachweiswahrscheinlichkeit betrieben werden, da sonst die Schwankungen in der Anzahl der Teilchenkreuzungen der Kammer-ebenen im Eisen, die einen Signalbeitrag liefern, die Energieauflösung verschlechtern können. Außerdem ist ein Arbeitspunkt innerhalb des Plateaus für den Nachweis von Myonen wünschenswert. Für eine gute Rekonstruktion der Myonspur im Eisenjoch des H1-Detektors sollten alle getroffenen Streamerzellen ein Signal erzeugen, das zur Spurrekonstruktion beitragen kann. Deshalb muß die Nachweiswahrscheinlichkeit der

Streamerammern möglichst hoch sein. Bei mehr als 100 000 Drähten in einem Detektor gibt es aber immer mehrere Streamerzellen, die Instabilitäten im Hochspannungsverhalten aufweisen und z.B. beim Überschreiten einer bestimmten Spannung zu Funkenbildung neigen. Diese definieren aber den Arbeitspunkt des gesamten Detektors, da man ein gleichmäßiges Analogsignal in allen Detektorbereichen benötigt. Um den Arbeitspunkt im Plateaubereich festlegen zu können, ist darum ein breites Hochspannungsplateau für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerammern notwendig.

2. Gute Auflösung $\sigma(Q)/Q$ für das Ladungssignal.

Werden die Detektorebenen eines Gas-Sampling-Kalorimeters im selbstlöschenden Streamermodus betrieben, so wird damit der zusätzliche Beitrag der Spurlängen- und Landau-Fluktuationen zur Energieauflösung in einem solchen Kalorimeter reduziert⁶. Die Verbesserung der Auflösung hängt aber von der Uniformität der Einzelpulse ab, d.h. die statistischen Schwankungen der Streamerladung müssen gering sein. Eine große relative Breite der Ladungsverteilung $\sigma(Q)/Q$ hat nämlich entsprechend große Fluktuationen des Kalorimetersignals für die Teilchenschauer zur Folge. Dazu kommt noch, daß im instrumentierten Eisen das Analogsignal der kosmischen Myonen als Referenzpunkt bei der Energiekalibration und für die Interkalibration der einzelnen Padtürme verwendet wird (Gl. 3.3). Um den Fehler der Kalibration gering zu halten, sollte die relative Breite des Myonsignals möglichst klein sein. Es ist deshalb wünschenswert, die Streamerammern unter solchen Bedingungen zu betreiben, bei denen eine gute Ladungsauflösung $\sigma(Q)/Q$ erreicht wird.

3. Große Signalhöhe.

Eine große Pulsamplitude ermöglicht den Nachweis der Drahtsignale ohne aufwendige Verstärker. Gegenüber den Drahtpulsen sind die Signale auf den äußeren Elektroden (Pads und Streifen) wesentlich kleiner, so daß eine Verstärkung dieser Pulse notwendig ist. Sowohl in der Analogauslese der Pads als auch bei der digitalen Streifenauslese soll aber auch das Signal eines Myons in einer einzelnen Pad(Strip)lage vom Rauschen getrennt werden können. Das Signal/Rausch-Verhältnis muß deshalb groß sein. Bei einer großen Signalhöhe können für die Pulse der äußeren Elektroden relativ einfache Verstärker verwendet werden. Außerdem ist dadurch der Einfluß der Nachweisschwelle bei der Digitalauslese der Drähte und Streifen gering.

4. Schwache Abhängigkeit der Ladung von der Betriebsspannung.

Bei der Fertigung der über 100 000 Streamerzellen der Kammerebenen im instrumentierten Eisen können Variationen in den mechanischen Größen der einzelnen Zellen (Zellenquerschnitt, Drahtposition, Drahtdurchmesser) auftreten. Diese bewirken eine Modifikation der elektrischen Feldstärke in Drahtnähe und entsprechen in ihrer Auswirkung auf das Ausgangssignal einer Änderung der Betriebsspannung. Um ein möglichst gleichmäßiges Kammersignal im gesamten Detektor zu erreichen, ist darum eine relativ schwache Abhängigkeit der Streamerladung von der angelegten Spannung im Bereich des gewählten Arbeitspunktes günstig. Zudem wird damit der Einfluß der Teilchenrate auf das Kammersignal reduziert. Die große Strahlintensität, die am H1-Detektor besonders in Vorwärtsrichtung in der Nähe des Strahlrohrs auftreten kann, hat einen Kammerstrom von mehreren μA zur Folge. Dieser hohe Kammerstrom führt zu einem Spannungsabfall an der Widerstandsbeschichtung der Kammerprofile und am Vorwiderstand, der in der HV-Zuleitung enthalten ist.

⁶ s. Kap. 2.2.4

5. Gleichförmiges Signal über den gesamten Zellenquerschnitt.

Das Kammersignal sollte unabhängig vom Abstand der Teilchenspur zum Draht sein, da sonst zusätzliche Schwankungen des Detektorsignals auftreten und die Auflösung verschlechtern.

6. Mittlere Ausdehnung der "toten Zone".

In einem Hadron-Gas-Sampling-Kalorimeter verbessert sich die Energieauflösung mit zunehmender Breite der "toten Zone" um den Entladungsort, solange ihre Ausdehnung in der Größenordnung von einigen mm verbleibt (Abb. 2.8). Die "tote Zone" darf aber nicht beliebig groß sein, da sonst eine starke Sättigung des Kalorimetersignals auftritt, die sich negativ auf die Energieauflösung auswirkt⁷.

Inwieweit sich diese aufgeführten Anforderungen an die Kammereigenschaften bei den H1-Streamerammern realisieren lassen, wird in den nachfolgenden Kapiteln für mehrere Gasmischungen dargelegt.

⁷ s. Kap. 2.2.4 auf S. 24f.

4 Untersuchungen zur analogen Padauslese

Die H1-Streamerammern unterscheiden sich in ihrem Material und im Aufbau von den bereits bekannten Kammertypen. Deshalb wurden zur Untersuchung des prinzipiellen Arbeitsverhaltens dieser Kammern Messungen mit analoger Draht- und Padauslese an einem Teststrahl beim Deutschen Elektron Synchrotron (DESY) in Hamburg vorgenommen. Im instrumentierten Eisen des H1-Detektors werden die hintereinander liegenden Pads von 5 bzw. 6 Ebenen in einem Verstärker (Tower Builder) addiert. Um aber den Einfluß der Widerstandswerte der Graphitbeschichtungen auf das Padsignal zu studieren, wurden bei den Testmessungen hauptsächlich die Pulse einzelner Padebenen analysiert. Als Gasmischung wurde das sogenannte Standardgas aus 25% Ar + 75% iC_4H_{10} verwendet, da bereits aus früheren Messungen mit anderen Kammerkonstruktionen bekannt ist, daß sich diese Gasmischung durch ein breites Hochspannungsplateau und ein stabiles Kammerverhalten auszeichnet [BAT83].

4.1 Die Meßapparatur

4.1.1 Der Meßaufbau am Teststrahl

Die Messungen wurden am Teststrahl 24 des Elektron Synchrotrons DESY II durchgeführt. In DESY II werden Elektronen auf eine maximale Energie von 5,56 GeV beschleunigt. In einem Kohlefadentarget im Ring können Elektronen durch Bremsstrahlung in Photonen konvertieren, die aus dem Ring gelangen. Diese Photonen erzeugen in einem Kupfertarget Elektron - Positron - Paare. Zwei Magnete lenken dann die Elektronen in das Testgebiet. Durch Änderung der Magnetströme läßt sich die Elektronenenergie zwischen 1 und 5 GeV variieren. Für die Messungen wurde eine Energie von 3 GeV eingestellt, da bei diesem Wert die Strahlintensität am günstigsten war.

Der Testaufbau ist in Abb. 4.1 skizziert. Der Aufbau befand sich im hinteren Gebiet des Teststrahls 24. Der Elektronenstrahl verläßt ca. 7 m vor der eingezeichneten Betonwand das Strahlrohr. Um die Strahlaufweitung zu reduzieren, ist in die Betonwand ein Bleikollimator mit einem Lochdurchmesser von 1,5 cm eingelassen. Zum Nachweis des Elektronendurchgangs (Trigger) wurde das Koinzidenzsignal von vier Szintillatoren benutzt. Szintillator 1 (Fläche $2 \times 2 \text{ cm}^2$) befand sich direkt beim Kollimator, während Szintillator 4 (Fläche $10 \times 5 \text{ cm}^2$) hinter den Testkammern positioniert war. Die Szintillatoren 2 und 3 waren als Kreuz mit einer aktiven Fläche von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ auf einem fahrbaren Tisch montiert. Damit ließ sich das Strahlprofil in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung bestimmen. Dazu wurden die Zählraten der Koinzidenz von den Zählern 1 und 4 (N_0) und der Koinzidenz aus den Szintillatoren 1 bis 4 (N) an verschiedenen Positionen gemessen. Das Verhältnis der Zählraten

$$R(x_i) = \frac{N(x_i)}{N_0(x_i)}$$

ist in Abb. 4.2 für die verschiedenen x- bzw. y-Positionen des Szintillatorkreuzes aufgetragen. Diese Größe ist das Integral der Verteilungsfunktion Φ_e des Elektronenstrahls über die Breite B des verschobenen Szintillatorkreuzes. Unter der Annahme einer Normalverteilung für Φ_e ergibt sich bei der Variation der x-Position :

$$R(x_i) = a \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_2}{\sqrt{2}\sigma_x}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{u_1}{\sqrt{2}\sigma_x}\right) \right\}$$

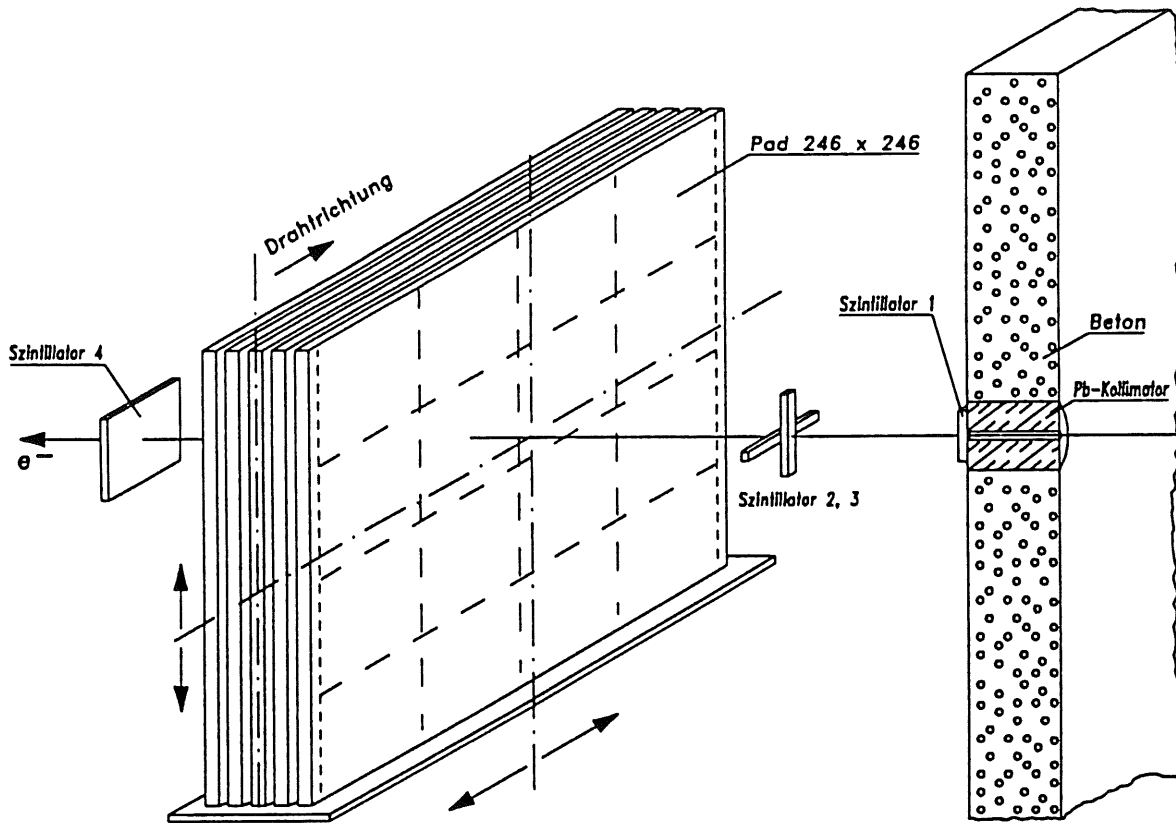


Abb. 4.1: Der Meßaufbau am Teststrahl.

mit

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$$

$$u_1 = (x_1 - \bar{x}) - \frac{B}{2}$$

$$u_2 = (x_1 - \bar{x}) + \frac{B}{2}$$

Diese Beziehungen gelten analog für die y-Richtung. Bei einer Anpassung dieser Parametrisierung an die Daten erhält man die eingezeichneten Kurven in Abb. 4.2. Die Anpassung ergibt für die Position des Intensitätsmaximums und der Standardabweichung des in x- und y-Richtung gaußförmigen Strahlprofils:

$$\bar{x} = 0,7 \pm 0,1 \text{ mm} \quad \sigma_x = 3,19 \pm 0,13 \text{ mm}$$

$$\bar{y} = 0,8 \pm 0,1 \text{ mm} \quad \sigma_y = 3,44 \pm 0,14 \text{ mm}$$

Das Szintillatorkreuz wurde auf die entsprechenden Positionen des Maximums mit einer Genauigkeit von ca. 0,2 mm eingestellt. Die Werte für σ_x und σ_y bestimmen die Unsicherheit für den Teilchendurchgangsort bei den Streamerkammern in den beiden Richtungen.

Für die Testmessungen wurden fünf Ebenen benutzt. Sie bestehen aus 6 Boxen mit je zwei Profilen, wie sie in Abschnitt 3.2 beschrieben wurden. Die Ebenenkonstruktion entspricht dem Aufbau für das instrumentierte Eisen beim H1-Detektor. Die Länge der Boxen beträgt 1,2 m mit einer aktiven Drahtlänge von ca. 1 m. Die Drähte werden von zwei Drahtaltern in ihrer Position fixiert, die einen Abstand von etwa 40 cm zueinander haben. Die Ebenen sind mit Padflächen ausgestattet. Vier der Ebenen besitzen in Drahttrichtung je vier Pads mit

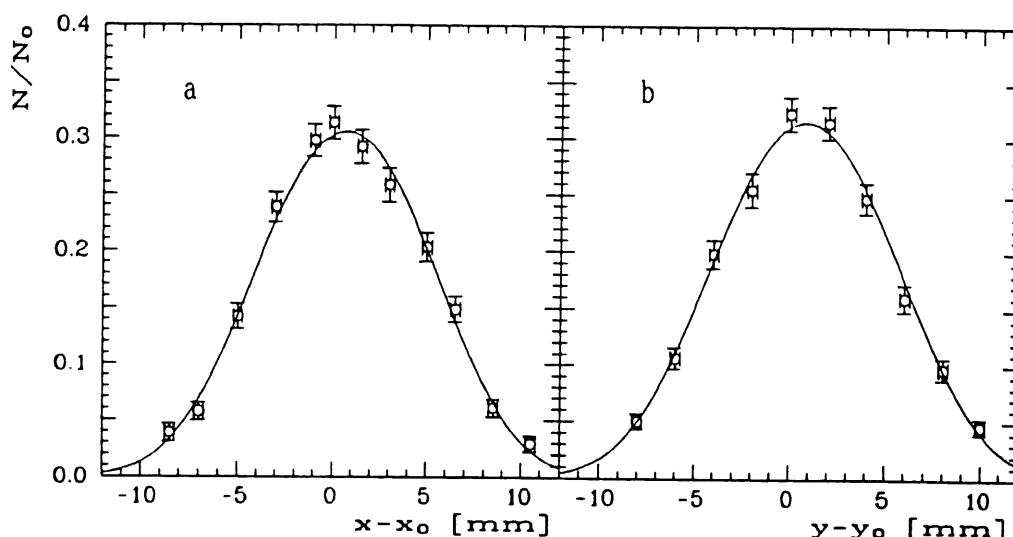


Abb. 4.2: Zählratenverhältnis für das Strahlprofil in horizontaler (a) und vertikaler (b) Richtung.

einer Größe von $246 \times 246 \text{ mm}^2$, eine Ebene hat zwei Pads entlang des Drahtes von $495 \times 495 \text{ mm}^2$. Die Kammerebenen sind in einem Gestell auf einem Tisch montiert, der in horizontaler und vertikaler Richtung bewegt werden kann, so daß es möglich ist, die Einschußposition des Elektronenstrahls zu variieren.

Um den Einfluß des Widerstandswertes der Graphitbeschichtung des Profils und des Deckels auf das Padsignal zu untersuchen, wurden hauptsächlich Messungen mit Einzelebenen durchgeführt. Da geometrische Abhängigkeiten des Padsignals sich bei der Turmstruktur überlagern können, wurden auch die Signale von Padtürmen aus vier Ebenen analysiert.

Die Messungen an den Einzelebenen wurden in den Ebenen an jeweils einem Profil vorgenommen. Um die Gleichmäßigkeit der Graphitbeschichtung dieser Profile zu überprüfen, wurden sie nach Abschluß der Untersuchungen geöffnet und die Oberflächenwiderstände der Profile und der Deckel im Abstand von 5 cm entlang der Drähte gemessen. Für die Deckel wurden an diesen Positionen vertikal je drei Meßpunkte genommen, für die Profile wurde der Oberflächenwiderstand in jeder der acht Zellen bestimmt. Die erhaltenen Mittelwerte für die Positionen entlang der Drähte sind in Abb. 4.3 dargestellt. Die miteingezeichneten Linien entsprechen dem jeweiligen Mittelwert über das Profil bzw. den Deckel. Diese Werte sind in Tabelle 4 aufgeführt. Die Tabelle enthält auch die Kapazitätswerte der untersuchten Pads, die sich aus der Betrachtung der Pads als Plattenkondensatoren mit $\epsilon_{\text{Pertinax}} = 5,2$ und $d = 1,5 \text{ mm}$ ergeben. Die Padsignale werden über ein Flachbandkabel mit einem Wellenwiderstand von 105Ω an einen Verstärker angeschlossen. Die daraus resultierende RC-Konstante ist ebenfalls in Tabelle 4 eingetragen.

| Ebene | Padgröße [mm ²] | Padkapazität [nF] | RC [ns] | R _{Profil} [kΩ/□] | R _{Deckel} [kΩ/□] |
|-------|---------------------------------|------------------------|--------------|---------------------------------|---------------------------------|
| 1 | 246 x 246 | 1,9 | 200 | 4,1 ± 0,1 | 407 ± 6 |
| 2 | 246 x 246 | 1,9 | 200 | 3,0 ± 0,07 | 2534 ± 84 |
| 3 | 495 x 495 | 7,5 | 790 | 1,3 ± 0,05 | 214 ± 6 |

Tab. 4 : Kenngrößen der für die Messungen benutzten Einzelebenen.

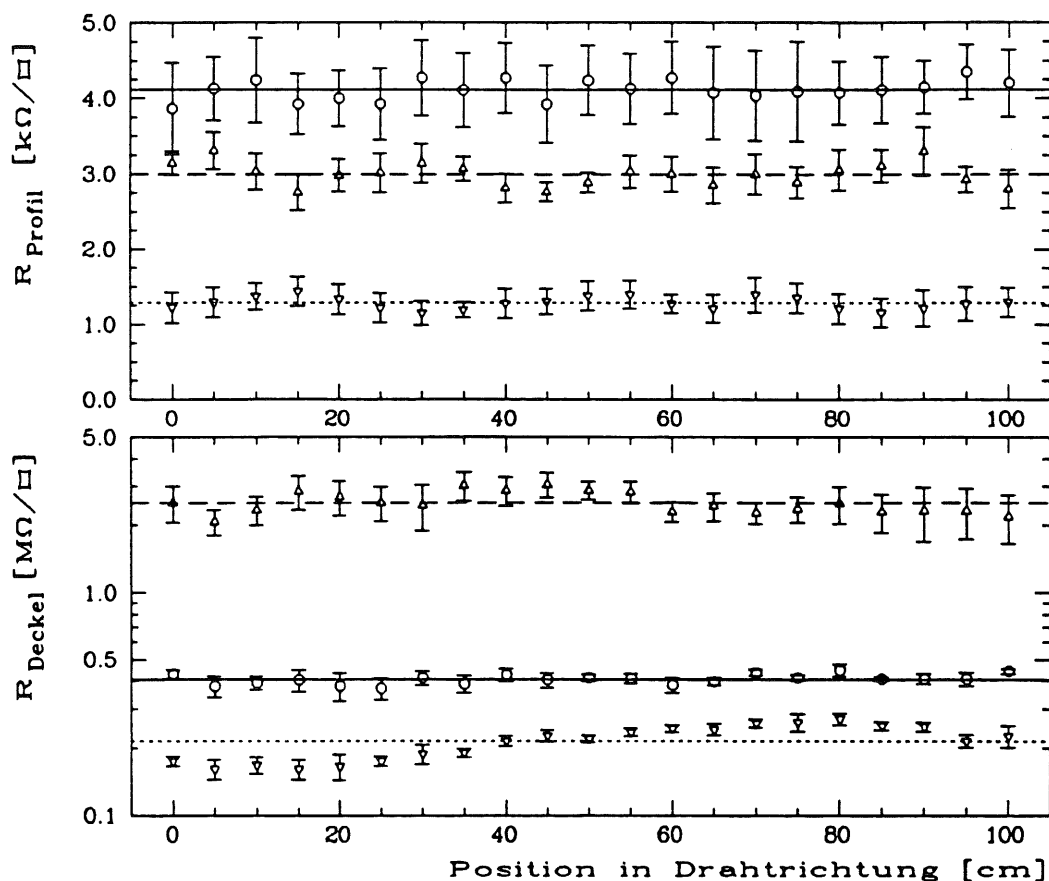


Abb. 4.3: Mittelwerte der Oberflächenwiderstände an verschiedenen Positionen in Drahrichtung für die Profile (oben) und die Deckel (unten) der bei den Messungen benutzten Profile aus der Ebene 1 (o, —), Ebene 2 (Δ , —) und Ebene 3 (∇ , ...).

4.1.2 Triggerlogik und Auslese

Für die Datennahme werden schnelle Analog-zu-Digital-Wandler (Flash-ADC's) benutzt, die über einen CAMAC-Bus mit einem Macintosh II-Rechner verbunden sind. Die verwendeten FADC's DL101 sind eine Entwicklung für das JADE-Experiment [FAR83]. Auf einen CAMAC-Befehl hin können sie einen Puls ausgeben. Wenn die Verarbeitung eines Ereignisses abgeschlossen ist, aktiviert dieses Signal über einen Gategenerator die Triggerschaltung (Abb. 4.4). Nach Durchgang eines Elektrons liegt ein Koinzidenzsignal aus den Pulsen der Szintillatoren 1 bis 4 vor. Bei aktivierter Schaltung liefert dann ein zweiter Gategenerator einen $3 \mu\text{s}$ langen Puls, der mit einem Logic-Fan-In-Fan-Out verteilt wird und die FADC's startet. Gleichzeitig setzt dieses Signal den aktivierenden Gategenerator zurück. Dadurch wird verhindert, daß ein weiterer Teilchendurchgang eine neue Auslese veranlaßt, bevor der Rechner alle Daten verarbeitet hat.

Die FADC's haben eine Abtastrate von 100 MHz und eine Auflösung von 6 bit linear. Zur Unterdrückung von Störeinflüssen besteht die Eingangsstufe der FADC's aus einem Differenzverstärker. Die Eingangssignale müssen deshalb bipolar sein. Der Eingangswiderstand ist an den Wellenwiderstand des twisted-pair Kabels von 100Ω angepaßt. Bei einer Eingangsempfindlichkeit von 1 mV pro Digitalisierungsstufe beträgt die maximale bipolare Signalspannung 64 mV. Die angeschlossenen Speicher besitzen eine Tiefe von 256 Bytes, so daß eine Zeitdauer von $2,56 \mu\text{s}$ abgetastet werden kann. Jeweils vier FADC's befinden sich in einem CAMAC-Modul.

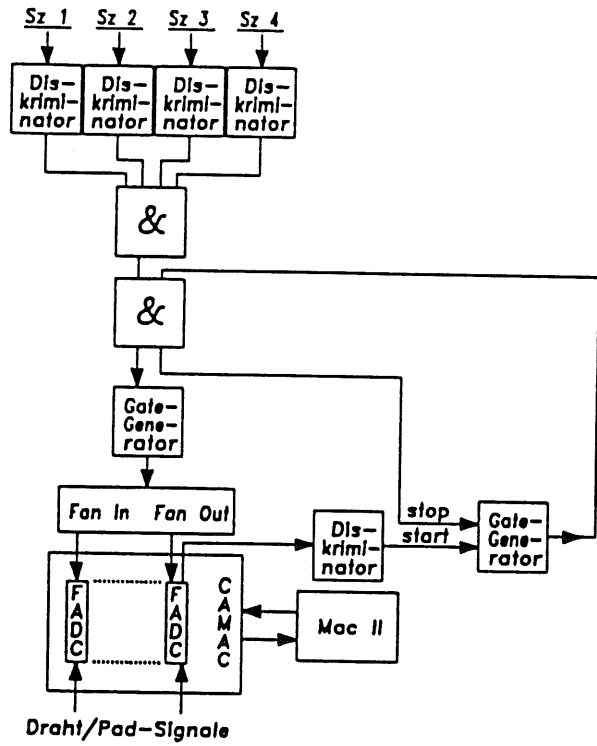


Abb. 4.4: Die Triggerschaltung für die Messungen am Teststrahl.

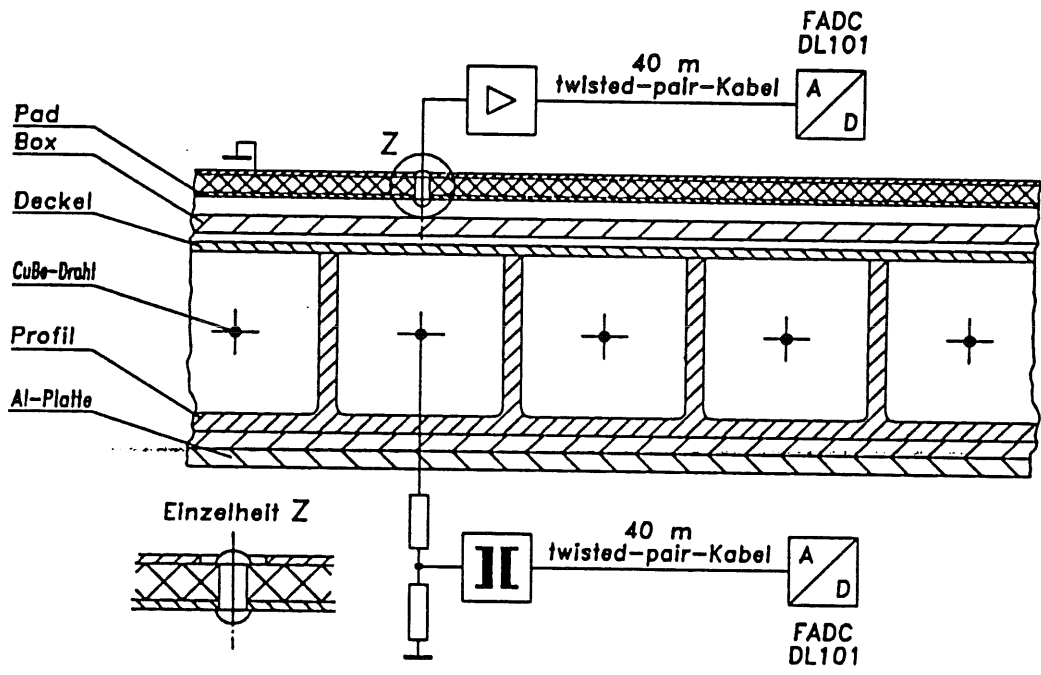


Abb. 4.5: Schaltbild für die Draht- und Padauslese.

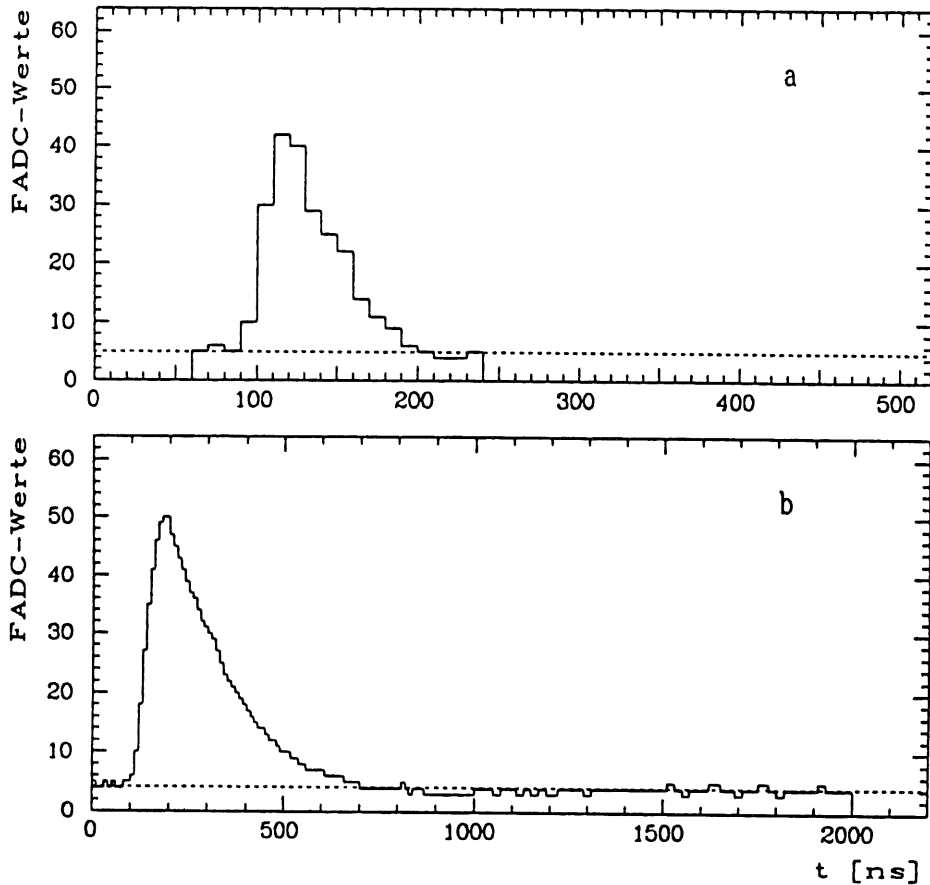


Abb. 4.6: Beispiel für einen abgespeicherten invertierten Drahtpuls (a) und einen Padpuls (b). Die punktierten Linien zeigen das Pedestal der FADC's.

Das Schema der Draht- und Padauslese ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Pulsamplituden der Padsignale betragen nur wenige mV und werden deshalb verstärkt. Die Zuleitung zum Verstärker erfolgt mit 5 m Flachbandkabel (Wellenwiderstand 105Ω). Hinter dem Verstärker mit bipolarem Ausgang sind die Padsignale über twisted-pair Kabel an die FADC's angeschlossen. Für die Messungen an den Einzelebenen wird ein Testverstärker¹ und 40 m twisted-pair Flachbandkabel verwendet. Die Untersuchungen mit der Turmstruktur von vier Ebenen werden dagegen mit dem für die Analogauslese des instrumentierten Eisens entwickelten Verstärker² durchgeführt. Die Übertragung der Summensignale zu den FADC's erfolgt mit 30 m abgeschirmtem twisted-pair Kabel.

Durch den eingeschränkten dynamischen Bereich der FADC's ist es notwendig, die Drahtpulse mit austauschbaren Spannungsteilern zu dämpfen. Ein Transformator³ wandelt die negativen Drahtpulse in ein bipolares Signal um. Über 40 m twisted-pair Kabel sind die Drähte mit den FADC's verbunden. Die gesamte Auslekette für alle Pads und alle Drähte wurde kalibriert. Die daraus resultierenden Kalibrationskonstanten ermöglichen bei der Analyse die Umrechnung der Abtastwerte der Pulse in einen Amplitudenwert.

Die Draht- und Padpulse werden in den FADC's in Zeitabständen von 10 ns abgetastet und digitalisiert. Der Macintosh II - Rechner liest diese Daten über den CAMAC-Bus aus, und

¹ Operationsverstärker Valvo 5539, Verstärkungsfaktor 8

² Operationsverstärker ELANTEC EL2020, Verstärkungsfaktor 2,2
Beide Verstärker werden ausführlich in [EBE90] beschrieben.

³ Transformator ESAN 16T-511E mit einem Übersetzungsverhältnis von $1 : 1 \pm 5 \%$

führt eine erste Online-Analyse durch. Zur Reduktion der Datenmenge wird bei den Drahtpulsen ein Pulsfindalgorithmus angewandt. Dieser bestimmt das Pedestal der FADC's und sucht den Anfang und das Ende des Drahtpulses. Der Bereich zwischen diesen Zeitmarken sowie einige weitere Zeitscheiben vorher und nachher werden abgespeichert. In Abb. 4.6a ist dieser abgespeicherte Teil des Drahtpulses dargestellt und der ermittelte Pedestalwert als punktierte Linie angedeutet. Die Suchkriterien des Algorithmus bewirken eine Ausleseschwelle von 3 Stufenwerten entsprechend einer Drahtamplitudenschwelle von etwa 25 mV bei den meisten der nachfolgenden Messungen. Bei den Padsignalen wird der Pulsfindalgorithmus nicht benutzt, sondern nur der Pedestalwert bestimmt. Die Pulse aller angeschlossenen Pads werden abgespeichert, wenn in der zugehörigen Ebene ein Drahtpuls vorliegt. Der Zeitbereich für die Padpulse ist aus Gründen des Speicherplatzes auf 2 μ s beschränkt. Zusammen mit der Zeitverzögerung gegenüber dem FADC-Startzeitpunkt ergibt sich deshalb eine maximale Integrationszeit von 1,9 μ s. Ein Beispiel für einen Padpuls ist in Abb. 4.6b zu sehen.

Nach Abschluß einer Meßreihe wurden die abgespeicherten Daten über eine Ethernet-Transferleitung zur IBM - Rechneranlage von DESY übertragen und dort anschließend analysiert.

4.1.3 Die Hochspannungsversorgung

Für die Versorgung der Profile mit Hochspannung wurde das Gerät SY127 der Firma C.A.E.N. benutzt. Es besteht aus einem Überrahmen mit bis zu 10 Einschüben von jeweils 4 HV-Kanälen. Mit einem eingebauten Mikroprozessor wird jeder Kanal einzeln gesteuert und überwacht. Das System besitzt eine einstellbare Strombegrenzung und verfügt über eine automatische Abschaltung für Kanäle, deren Stromwert länger als eine definierbare Zeitdauer diesen Begrenzungswert erreicht. Bei den Messungen wurde der Einschub A432 verwendet. Dieser Einschub ermöglicht negative Spannungen von bis zu 6000 V und einen maximalen Strom von 200 μ A. Die Genauigkeit der Angaben beträgt für die Spannungswerte $\pm 0,3 \% \pm 2$ V und für die Stromwerte $\pm 3 \% \pm 0,1$ μ A.

Die bei den Messungen verwendeten Profile wurden über einen Widerstand von 10 M Ω jeweils an einen separaten HV-Kanal angeschlossen. Die Masse des HV-Systems wurde mit der Abschirmung der Kammerebenen verbunden. Die Strombegrenzung war, mit einer automatischen Abschaltung nach 60 s, auf 0,3 μ A eingestellt.

4.1.4 Die Gasmischanlage

Die Messungen wurden mit Standardgas, einer Mischung aus Argon und Isobutan im Verhältnis von 1 : 3, durchgeführt. Die Reinheitsgrade der verwendeten Gase betragen 99,998 % für Argon und 99,5 % für Isobutan.

Abb. 4.7 zeigt eine schematische Darstellung der eingesetzten Gasmischanlage. Das Mischungsverhältnis wurde über den Fluß der beiden Gase eingestellt. Dabei wurde der Gasfluß mit Schwebekörperflußmessern und Nadelventilen geregelt. Die Flußmesser wurden mit einem Film-Flowmeter (STEC SF-11) geeicht. Die Höhe des Streamersignals ist auf Variationen des Mischungsverhältnisses sensitiv. Bei Verwendung des Standardgases bewirkt eine Änderung des Argonanteils A eine Ladungsänderung von [BEN90]:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 4,5 \frac{\Delta A}{A}$$

Die Ablesegenauigkeit der Schwebekörperflußmesser beträgt etwa 0,5 %. Zusammen mit dem Kalibrationsfehler folgt daraus eine maximale Unsicherheit für den Argonanteil von $\Delta A < 1 \%$. Während der Messungen wurde die einmal gewählte Einstellung der Flußmesser nicht mehr verändert und war über die gesamte Meßzeit stabil. Hinter dem Mischer und einem Pufferbehälter wird der Gasfluß über regelbare Flußmesser auf die Kammerebenen verteilt. Der Gasfluß war so eingestellt, daß alle 2 Stunden das komplette Kammervolumen ausgetauscht wurde.

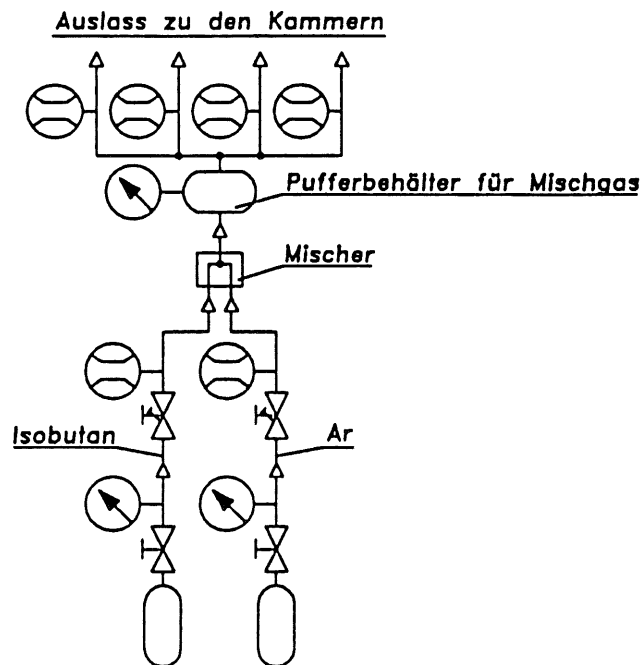


Abb. 4.7: Schematische Darstellung der Gasmischanlage.

4.2 Ergebnisse der Drahtauslese

4.2.1 Die Hochspannungsabhängigkeit des Drahtsignals

Die Messung, deren Ergebnisse in diesem Abschnitt dargestellt werden, wurde bei einem Luftdruck von 1000 hPa und einer Temperatur von 294 K durchgeführt. Die Teilchenspuren verlaufen gerade durch die Streamerzellen mit Einfallswinkeln⁴ $\varphi, \vartheta < 3^\circ$.

Eine grundlegende Forderung an alle Detektoren ist, daß möglichst alle Teilchen, die das aktive Volumen kreuzen, nachgewiesen werden können. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerkammern wächst mit steigender Betriebsspannung. Ab einer bestimmten Spannung wird ein Plateauwert erreicht. Durch das Auftreten von Funkenbildung in den Streamerzellen ist das Plateau zu höheren Spannungswerten hin beschränkt. Dieses äußert sich darin, daß die Profile beginnen, einen Strom von $I > 0,3 \mu\text{A}$ zu ziehen. Der Plateaubeginn ist unter anderem von der Höhe der Nachweisschwelle der verwendeten Ausleseelektronik abhängig. Außerdem wird der Anfang und die Breite des Plateaus von allen Parametern bestimmt, die die Größe der erzeugten Streamerladung beeinflussen, d.h. es besteht eine Abhängigkeit von Gasmischung, Kammergeometrie, Druck, Temperatur, Einfallswinkel der Teilchen, Teilchenanzahl und auch, über die Primärisationsdichte, von der Teilchenart.

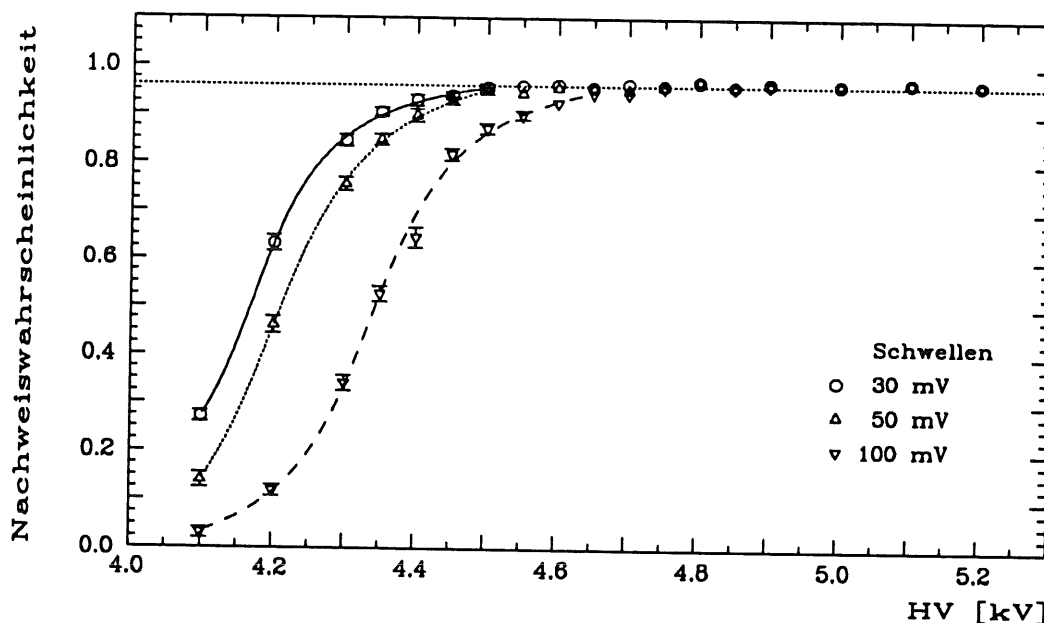


Abb. 4.8: Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für das Standardgas (25% Ar + 75% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$).

Für die H1-Streamerkammern, betrieben mit Standardgas (25% Ar + 75% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$), ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Hochspannung in Abb. 4.8 für drei Schwellenwerte dargestellt. Die angegebenen Schwellenwerte beziehen sich dabei auf einen Abschlußwiderstand der Drähte von 270 Ω . Es handelt sich nur um eine Meßreihe, da die Messungen mit den FADC's es ermöglichen, in der Auswertung eine beliebige Amplitudenschwelle oberhalb der Datennahmeschwelle zu definieren. Innerhalb der Meßreihe wurden zwei verschiedene Spannungsteiler für die Drahtsignale benutzt. Deshalb

⁴ Zur Definition der Winkel s. Abb. 3.7

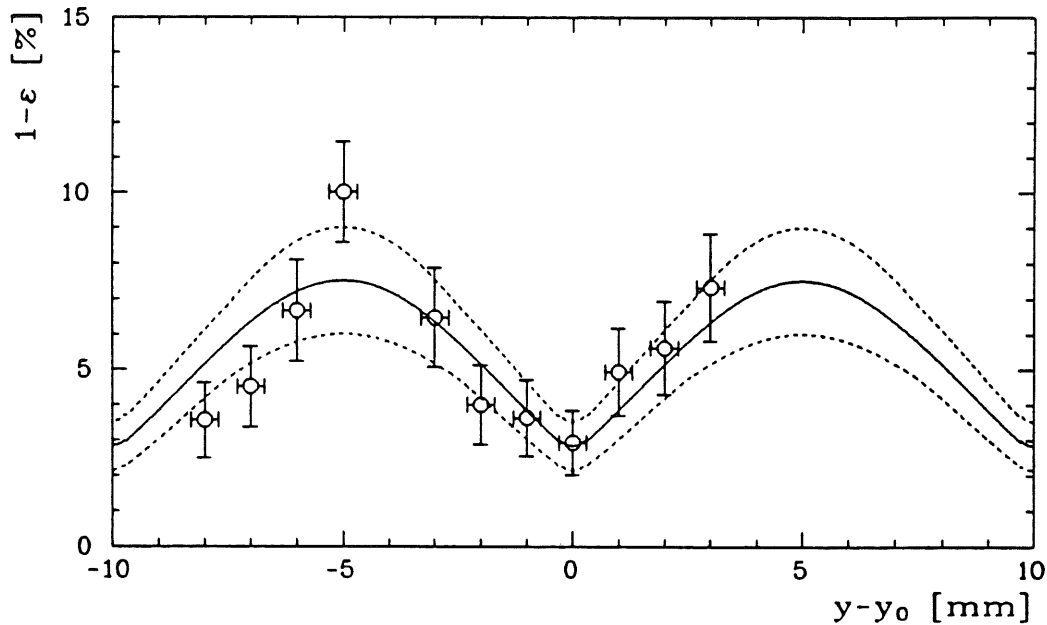


Abb. 4.9: Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% ($1 - \epsilon$) an verschiedenen Positionen vertikal zur Drahtrichtung für eine Betriebsspannung von 4,7 kV und einer Schwelle von 25 mV.

betrug die Datennahmeschwelle für Spannungen kleiner 4,4 kV etwa 10 mV, während sie für die höheren Spannungswerte bei ca. 25 mV lag. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ und ihre Standardabweichung σ ergeben sich aus der Anzahl N_p der Ereignisse mit mindestens einem Drahtpuls oberhalb der Schwelle und der Zahl N_T der ausgelesenen Szintillatortrigger zu:

$$\epsilon = \frac{N_p}{N_T}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1 - \epsilon)}{N_T}}$$

Aus Abb. 4.8 ist zu ersehen, daß die H1-Streamerammern das beim Standardgas erwartete mehrere hundert Volt breite Plateau aufweisen. Deutlich zu erkennen ist auch die Schwellenabhängigkeit des Plateauanfangs. Der erreichte Plateauwert beträgt aber nur 96%. Die auftretende Differenz von ca. 4% kann durch die folgende Betrachtung erklärt werden:

Der Bereich des Drahtprofils, der von den Elektronen getroffen wird, ist durch die Triggerszintillatoren in y -Richtung (vertikal zu den Drähten) auf etwa 10 mm beschränkt. Da aber der aktive Zellenbereich nur 9 mm beträgt, wird immer ein Anteil der Teilchenspuren durch die Profilwand mit einer Breite von $1 \pm 0,1$ mm verlaufen, der somit nicht nachgewiesen werden kann. Da das Strahlprofil gaußförmig ist⁵, ist dieser Anteil von dem Abstand des Verteilungsmaximums zur Drahtposition abhängig. Die Kammerebenen befanden sich auf einem fahrbaren Tisch, so daß in einer Messung die y -Position (vertikal zu den Drähten) variiert werden konnte. Die dabei auftretenden Abweichungen der Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% ($1 - \epsilon$) sind in Abb. 4.9 für eine Spannung von 4,7 kV und eine Schwelle von 25 mV dargestellt. Die y -Position ist als Differenz zu der Position mit minimaler Abweichung aufgetragen, da die genaue Lage des Drahtes relativ

⁵ s. Kap. 4.1.1

zum Maximum des Strahlprofils nicht bekannt ist. Mit den Parametern der Strahlverteilung wird der Elektronenanteil im Bereich der Profilwände an verschiedenen y-Positionen des Maximums berechnet. Dieser Anteil ist für eine Wandstärke von 1 mm als mittlere Kurve in Abb. 4.9 eingezeichnet. Dabei ergibt sich für die Differenz bei der Nachweiswahrscheinlichkeit ein minimaler Wert von 2,9%. Die obere und untere gestrichelte Kurve zeigt die Ergebnisse der Rechnung unter Berücksichtigung der Fertigungstoleranzen der Profilwände von $\pm 0,1$ mm. Es zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der aus der Berechnung erwarteten Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Profilwände. Bei der Meßreihe zur Plateaukurve war das Maximum des Strahlprofils gegenüber der Drahtposition etwas verschoben. Dies ist aus Abb. 4.10 zu ersehen, in der die Anzahl der pro Draht registrierten Teilchendurchgänge dargestellt ist. Somit kann also die beobachtete Abweichung von ca. 4% allein durch geometrische Einflüsse erklärt werden. Andere mögliche Ursachen, wie etwa die Beimengung von elektronegativen Komponenten (z.B. O_2) zur Gasmischung, können also weitgehend ausgeschlossen werden.

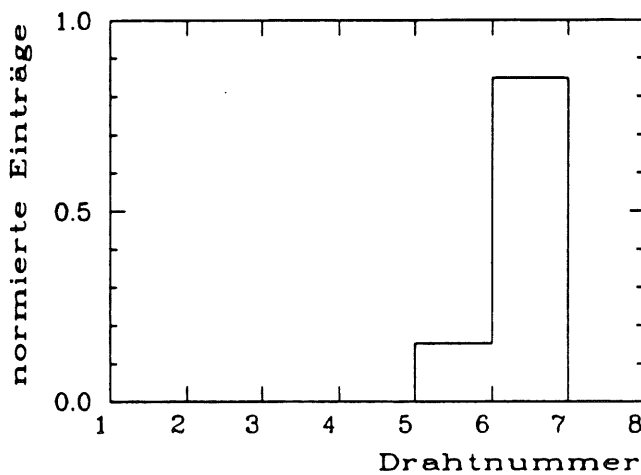


Abb. 4.10: Verteilung der registrierten Drahttreffer für die Meßreihe zur Plateaukurve in Abb. 4.8. Die Einträge pro Draht wurden auf die Gesamtzahl der registrierten Treffer normiert.

Für die kalorimetrischen Messungen mit den H1-Streamerammern sind die Höhe der Ladung und die relative Breite der Ladungsverteilung wichtige Größen, da die relative Breite die erreichbare Energieauflösung beeinflusst. Die Ladung ergibt sich aus der zeitlichen Integration der abgetasteten und digitalisierten Pulse. Sie läßt sich aus den FADC-Daten nach folgender Beziehung berechnen:

$$Q = \frac{\Delta t \cdot K}{R_{ab}} \sum_i (h_i - h_{ped}) \quad (4.1)$$

mit

- h_i : Wert der i-ten Digitalisierung
- h_{ped} : Höhe des FADC-Pedestals
- Δt : Zeit zwischen zwei Abtastungen (10 ns)
- K : Kalibrationskonstante des FADC's
- R_{ab} : Abschlußwiderstand

Die Summe erstreckt sich über alle abgespeicherten Abtastwerte der FADC-Digitalisierung. Die Verteilungen der Drahtladungen sind in Abb. 4.11 für verschiedene Betriebsspannungen dargestellt. In den Ladungsverteilungen zeigen sich nicht zwei getrennte Maxima, d.h. der Übergang vom Proportional- zum Streamermodus ist nicht klar zu erkennen. Es treten aber in den Pulshöhenverteilungen (Abb. 4.12) für Spannungen von 4,2 kV und 4,3 kV zwei überlappende Maxima auf, wobei das erste Maximum jeweils durch

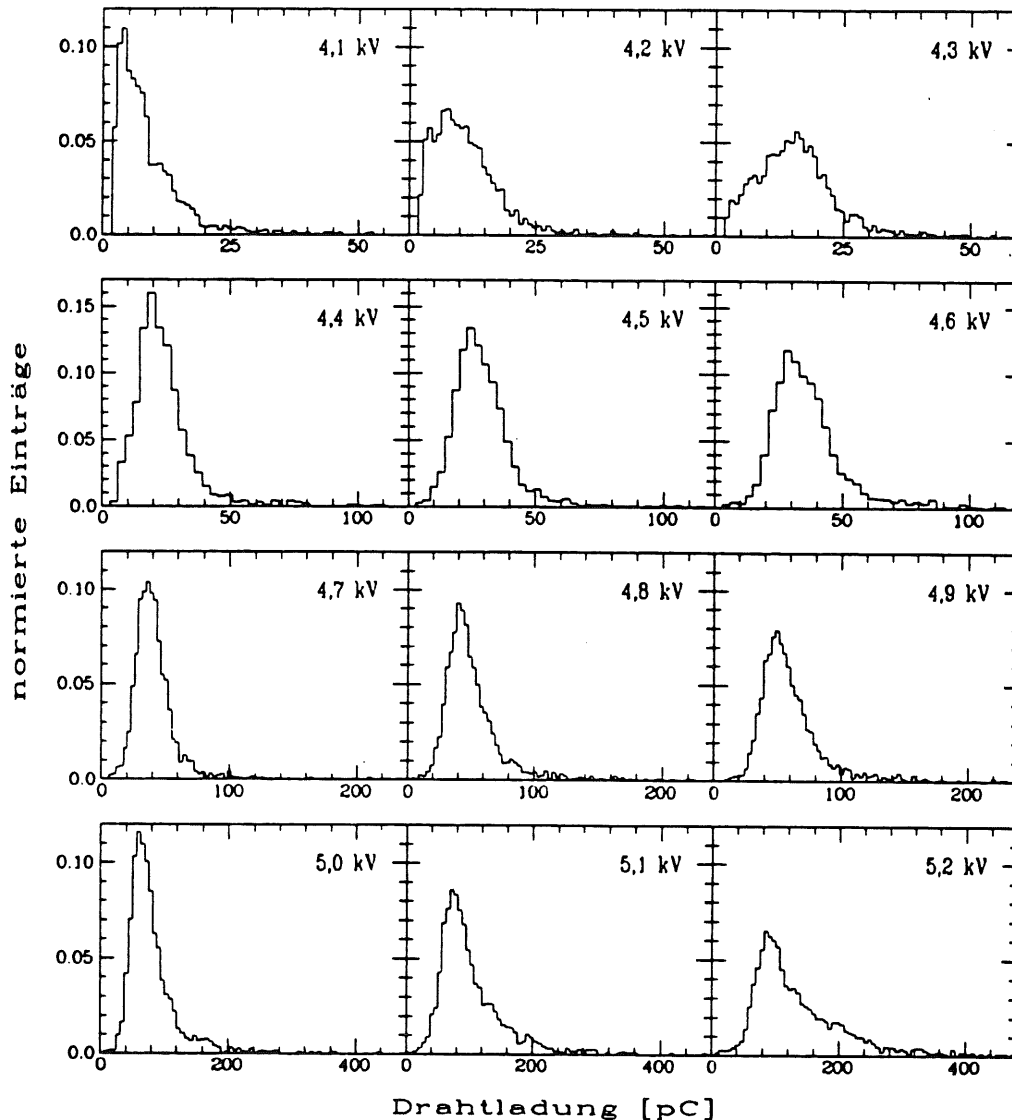


Abb. 4.11: Häufigkeitsverteilungen der Drahtladung für Betriebsspannungen von 4,1 kV bis 5,2 kV. Die Verteilungen sind so normiert, daß die Summe der Einträge jeweils 1 ergibt. Die Breite der Intervalleinteilung ist jedoch unterschiedlich groß. Nur innerhalb einer Zeile ist die Intervallbreite gleich.

die Datennahmeschwelle zu kleinen Amplitudenwerten hin abgeschnitten ist. Diese Amplitudenschwelle bei der Datennahme wirkt sich besonders auf die kleinen Proportionalpulse aus und beeinflusst für die niedrigen Spannungswerte unterhalb von 4,4 kV die Ladungsverteilungen. Zusammen zeigen die beiden Abbildungen 4.11 und 4.12, daß bei der Spannung von 4,1 kV die Proportionalpulse überwiegen, während ab 4,4 kV nur noch Streamerpulse vorliegen. In dem Übergangsbereich liegen beide Signalformen vor. Sie können aber nicht eindeutig voneinander getrennt werden.

Die Ladungsverteilungen sind asymmetrisch mit zum Teil sehr langen Ausläufern bei großen Ladungswerten. Um den Einfluß der extrem großen Ladungswerte bei der Mittelwertbildung zu reduzieren, wurde ein Ladungsschnitt bei $Q_{\text{cut}} = \langle Q \rangle_0 + 3 \sigma_0$ benutzt. Hierbei sind $\langle Q \rangle_0$ und σ_0 der Mittelwert und die Standardabweichung der gesamten Verteilung.

Die Abhängigkeit der Ladung von der angelegten Hochspannung ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die Meßwerte sind die Mittelwerte der Ladungen $\langle Q \rangle$ aller abgespeicherten

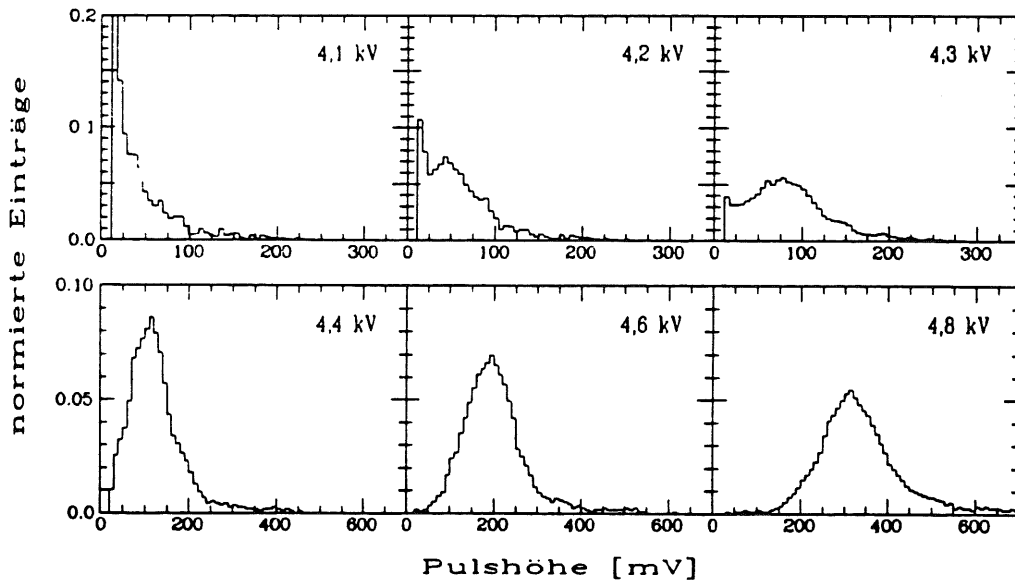


Abb. 4.12: Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen für die Drähte bei verschiedenen Spannungswerten. Zur Normierung der Verteilungen s. Abb. 4.11.

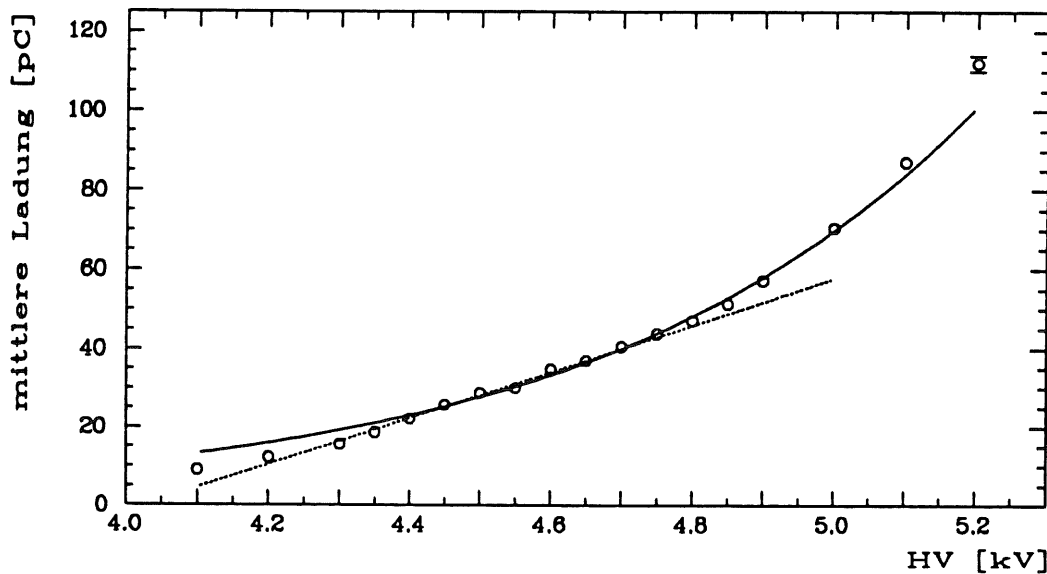


Abb. 4.13: Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit von der Hochspannung. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen der Gl. 4.2 (—) und der Beziehung 4.3 (.....).

Pulse eines Drahtes mit $Q \leq Q_{\text{cut}}$. Die eingezeichnete Kurve ist das Ergebnis der Anpassung einer Exponentialfunktion an die Daten mit Spannungswerten $4,5 \leq U \leq 5,1$ kV in der Form:

$$Q = Q_0 \cdot e^{k_U \cdot (U - U_0)} \quad (4.2)$$

Der Parameter k_U beschreibt dabei die relative Änderung der Ladung mit der Spannung:

$$\frac{dQ}{Q \cdot dU} = k_U$$

Mit $U_0 = 4,6$ kV ergeben sich die Parameter zu:

$$k_U = 1,85 \pm 0,02 \text{ kV}^{-1}$$

$$Q_0 = 33,34 \pm 0,16 \text{ pC}$$

Für Spannungen unterhalb von 4,4 kV entspricht der Mittelwert der Ladung nicht dem Streamersignal, da die Proportionalpulse, die bei der Datennahme mit abgespeichert wurden, nicht von den Streamerpulsen getrennt werden können. Sie werden deshalb bei der Bestimmung der mittleren Ladung mitberücksichtigt und führen zu der in Abb. 4.13 auftretende Abweichung von der angepaßten Kurve. Zum Vergleich ist in der Abbildung auch eine Gerade

$$Q = Q_0 \cdot \{ 1 + k_{U, \text{Lin}} \cdot (U - U_0) \} \quad (4.3)$$

als punktierte Linie eingezeichnet. Aus der Anpassung dieser Geraden an die Meßwerte im Bereich $4,5 \text{ kV} \leq U \leq 4,8 \text{ kV}$ folgt bei $U_0 = 4,6 \text{ kV}$:

$$k_{U, \text{Lin}} = 1,74 \pm 0,04 \text{ kV}^{-1}$$

$$Q_0 = 34,11 \pm 0,18 \text{ pC}$$

Es zeigt sich aber eine deutliche Abweichung der Meßwerte von diesem linearen Verlauf für Spannungen $U > 4,8 \text{ kV}$.

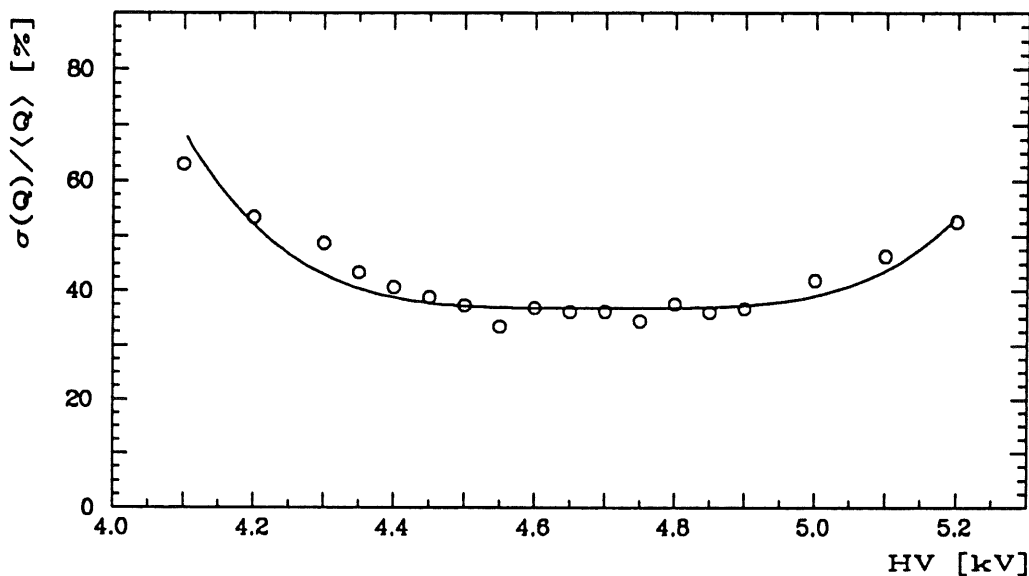


Abb. 4.14: Relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung.

Die relative Breite der Ladungsverteilungen wird aus dem Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert $\sigma/\langle Q \rangle$ bestimmt. Die Abhängigkeit dieser Auflösung von der Hochspannung ist in Abb. 4.14 zu sehen. Die Auflösung verbessert sich mit wachsender Spannung und erreicht für $U > 4,5 \text{ kV}$ zunächst einen nahezu konstanten Wert von

$$\frac{\sigma}{\langle Q \rangle} \cong 36,5 \pm 0,8 \%$$

Ab einer Spannung von 4,9 kV steigt die relative Breite wieder an. Diese Verschlechterung der Auflösung wird durch das Auftreten von sog. Nachpulsen verursacht. Photonen, die während der Entwicklung des Streamers entstehen, können zur Kathode gelangen und dort Elektronen freisetzen. Diese Elektronen driften dann wieder zum Draht und initiieren die Entwicklung eines weiteren Streamers. Dadurch erhöht sich die Drahtladung. Da aber nicht bei jedem Ereignis genau ein Nachpuls erzeugt wird, kommt es insgesamt zu einer

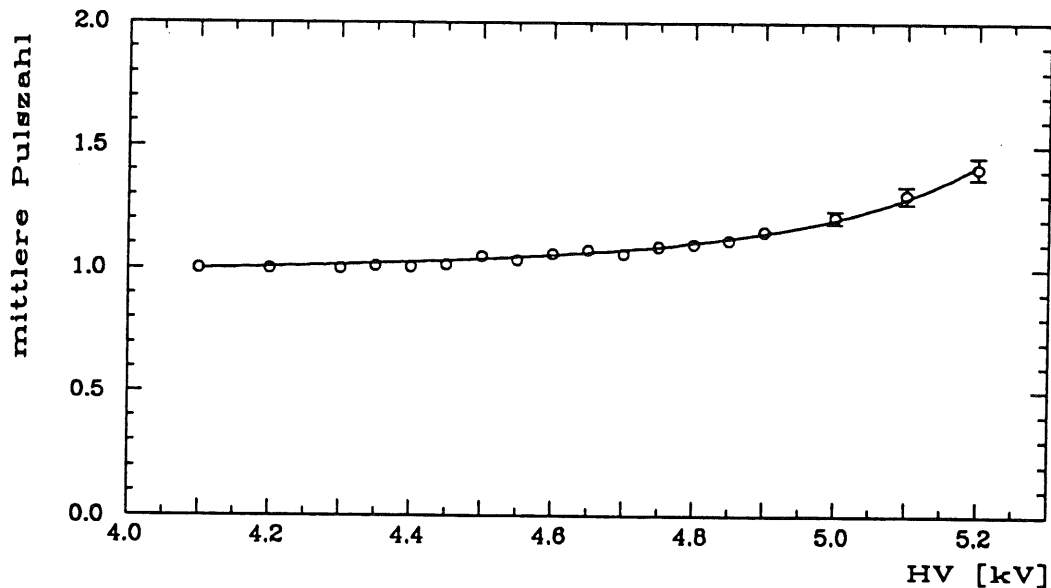


Abb. 4.15: Mittlere Anzahl der Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Hochspannung.

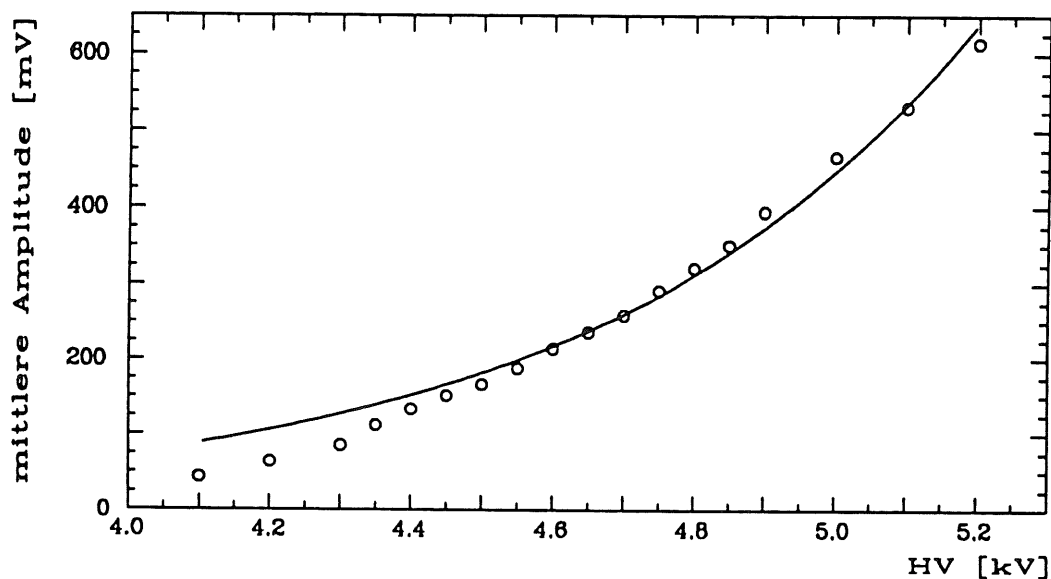


Abb. 4.16: Mittlere Pulsamplitude der Drähte in Abhängigkeit von der Spannung.

Verbreiterung der Ladungsverteilung (s. Abb. 4.11). Mit einem Suchalgorithmus kann man bei den abgetasteten Drahtsignalen die Anzahl der Pulse bestimmen⁶. Die mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal ist in Abb. 4.15 in Abhängigkeit von der Hochspannung aufgetragen. Der Vergleich mit Abb. 4.14 macht deutlich, daß die Verschlechterung der Auflösung mit der Zunahme der mittleren Pulsanzahl verbunden ist. In Kap. 5.7 werden die Nachpulse für verschiedene Gasmischungen noch ausführlich analysiert.

Bei den H1-Streamerammern im instrumentierten Eisen werden alle Drähte digital ausgelesen. Die dabei verwendete Ausleseschwelle muß deutlich über dem Rauschen und den Störsignalen liegen. Auf den Auslesekarten selbst beträgt die Größe der Störsignale ca.

⁶ Beispiele von Mehrfachentladungen sind in Abb. 5.29 zu sehen.

20 mV. Deshalb ist die Höhe der Pulsamplitude eine wichtige Eigenschaft für die H1-Streamerammern. Abb. 4.16 zeigt die mittlere Amplitude bei den verschiedenen Spannungswerten an einem Drahtabschlußwiderstand von 270 Ω . Die mittlere Amplitude der Streamerpulse erreicht Werte von einigen 100 mV und liegt damit weit oberhalb der erwarteten Störsignale. Deshalb ist eine Auslese der Drahtsignale mit einer kostengünstigen Digitalelektronik möglich.

4.2.2 Der Einfluß des Drahtalters auf das Streamersignal

In den H1-Streamerammern wird der Draht in Abständen von ca. 50 cm mit einem 5 mm breiten Drahtalter in seiner Lage fixiert. Dieser Drahtalter beeinflusst die Ausbildung des elektrischen Feldes in seiner unmittelbaren Umgebung. Um diesen Einfluß zu untersuchen, wurde der Teilchendurchgangsort entlang eines Drahtes verändert. Diese Messung wurde bei einer Spannung von 4,7 kV durchgeführt. Luftdruck und Temperatur betragen $p = 1005 \text{ hPa}$ und $T = 294 \text{ K}$.

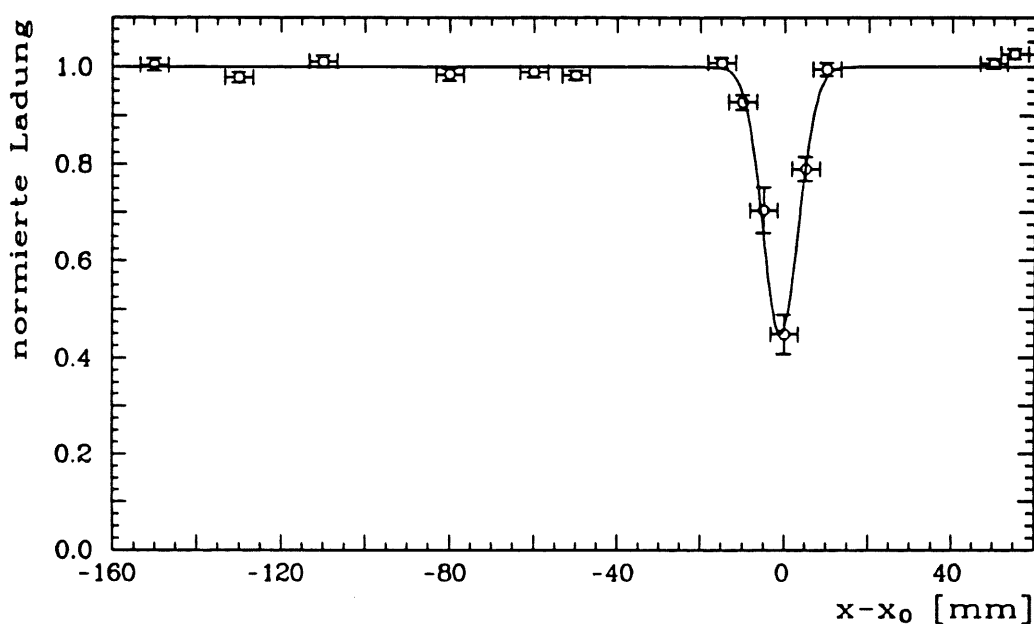


Abb. 4.17: Normierte Drahtladung im Bereich des Drahtalters.

Die normierte mittlere Drahtladung an den verschiedenen Positionen $x' = x - x_0$ ist in Abb. 4.17 aufgetragen. Dabei ist x_0 die Position mit dem kleinsten Ladungswert. Zur Normierung wurde der Mittelwert der Ladungen mit $|x - x_0| > 20 \text{ mm}$ benutzt. In der Abbildung ist deutlich der Abfall der mittleren Ladung im Bereich des Drahtalters zu sehen. Um ein Maß für die Abweichung der Ladung zu erhalten, wird die folgende Funktion an die Daten angepaßt:

$$f(x) = a_0 - a_1 \cdot e^{-(x - \bar{x})^2 / 2 \cdot \sigma_f^2} \quad (4.4)$$

Für die Parameter ergeben sich die folgenden Werte:

$$a_0 = 0,998 \pm 3,6 \cdot 10^{-3}, \quad a_1 = 0,552 \pm 4,0 \cdot 10^{-3}$$

$$\bar{x} = -0,97 \pm 0,27 \text{ mm}, \quad \sigma_f = 4,23 \pm 0,21 \text{ mm}$$

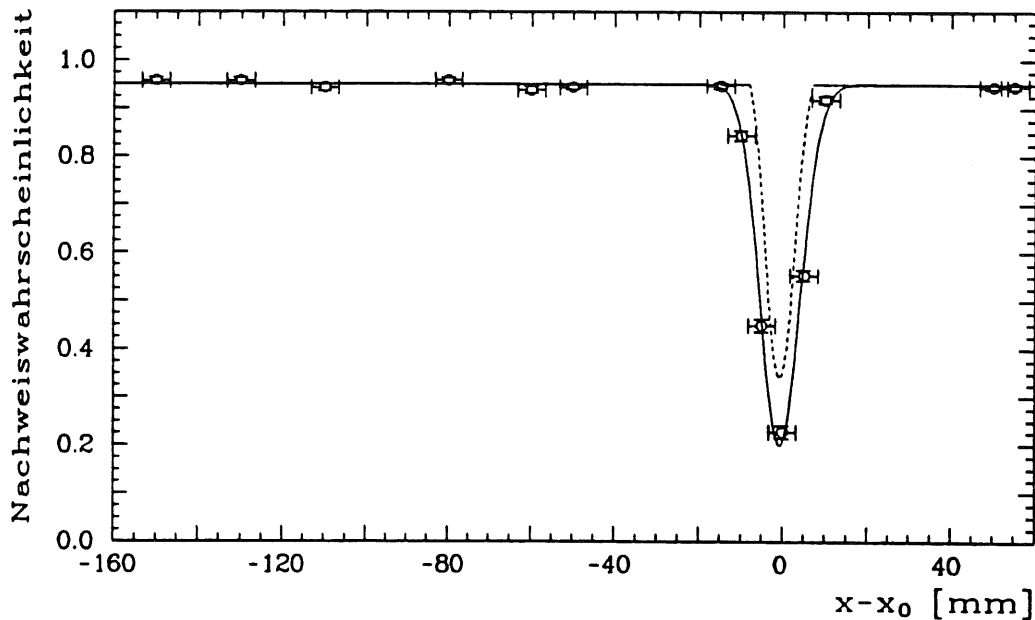


Abb. 4.18: Nachweiswahrscheinlichkeit an verschiedenen Positionen in Drahrichtung im Bereich des Draalthalters bei einer Spannung von 4,7 kV und einer Schwelle von 25 mV. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung von Gl. 4.4 an die Daten, und die punktierte Linie zeigt den geometrischen Einfluß des Draalthalters.

In der Nähe des Draalthalters fällt die mittlere Ladung auf 45% ihres sonstigen Wertes ab. Die Gl. 4.4 beschreibt aber eine Überlagerung des Einflußbereichs des Halters mit der Verteilung des Strahlprofils ($\sigma_x = 3,19 \text{ mm}$). Für den Drathalter allein erhält man:

$$\sigma_H = \sqrt{\sigma_f^2 - \sigma_x^2} = 2,78 \pm 0,35 \text{ mm}$$

Die Streamerladung wird also nur in einem Bereich von $\pm 3 \sigma_H = \pm 8,3 \text{ mm}$ um die Mitte des Draalthalters beeinflusst.

Der Abfall in der Ladung wirkt sich bereits bei einer kleinen Ausleseschwelle von 25 mV auf die Nachweiswahrscheinlichkeit aus, wie in Abb. 4.18 zu sehen ist. Die durchgezogene Kurve ist wieder eine Anpassung mit der Beziehung 4.4. Die Veränderung der Nachweiswahrscheinlichkeit, die dadurch verursacht wird, daß Teilchendurchgänge im Drathalter natürlich nicht registriert werden, wurde berechnet und ist als punktierte Linie eingezeichnet. Die zusätzliche Verringerung durch die reduzierte Signalhöhe ist gut zu erkennen.

4.2.3 Die Abhängigkeit der Signalladung vom Teilchendurchgangsort

Die Elektronen des Strahls durchqueren das Gasvolumen einer Streamerzelle in unterschiedlichen Abständen zum Draht. Wie in Kapitel 3.1 beschrieben wurde, werden entlang der Spur des einfallenden, geladenen Teilchens primäre Elektronencluster erzeugt. Diese Cluster driften in Richtung der elektrischen Feldlinien zum Draht. Die Zeit zwischen dem Teilchendurchgang und dem Auftreten des Drahtsignals wird als Driftzeit bezeichnet. Bei den Drahtsignalen wurde der Zeitpunkt des Pulsanfangs bestimmt. In Abb. 4.19 ist die Verteilung dieser Anfangszeiten t_A zu sehen. Es ergibt sich eine beinahe rechteckige Verteilung, die bei $t_0 \cong 110 \text{ ns}$ beginnt. t_0 ist die Zeitverzögerung zwischen dem Start der FADC's durch das Triggersignal und den ersten Drahtsignalen für Teilchenspuren in

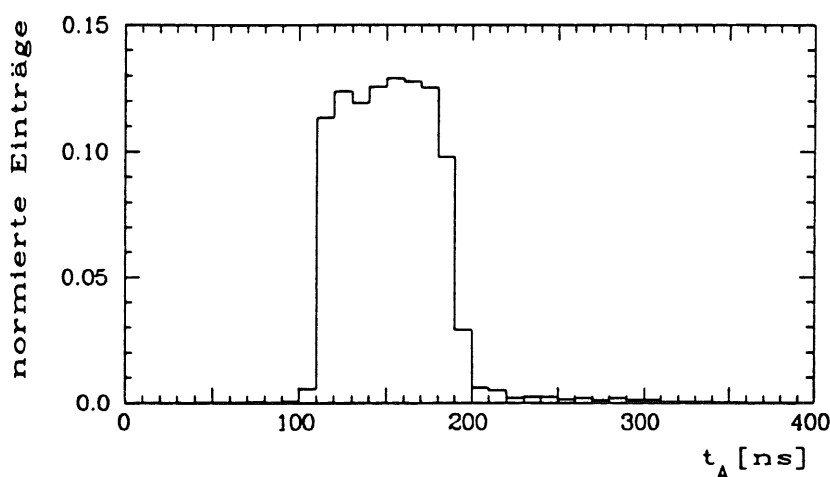


Abb. 4.19: Häufigkeitsverteilung der Anfangszeiten t_A für die Drahtpulse.

unmittelbarer Drahtnähe. Sie wird durch unterschiedliche Kabelllaufzeiten verursacht. Die Driftzeit kann dann aus der Differenz $t_d = t_A - t_0$ bestimmt werden. 95% aller Drahtpulse besitzen Anfangszeiten $t_A \leq t_{A,95\%} = 200$ ns. Für die maximale Driftzeit $t_{d,max}$ gilt dann:

$$t_{d,max} = t_{A,95\%} - t_0 \cong 90 \text{ ns}$$

Diese maximale Driftzeit entspricht bei den hier untersuchten geraden Teilchenspuren mit Einfallswinkeln $\varphi, \vartheta < 30^\circ$ einem Teilchendurchgang in der Nähe der Kathode mit einem Abstand von 4,5 mm zum Draht. Der Umstand, daß die Anfangszeitverteilung in Abb. 4.19 fast eine rechteckige Form besitzt, zeigt bereits, daß die Driftgeschwindigkeit beim Standardgas ungefähr konstant ist und eine nahezu lineare Driftzeit-Orts-Beziehung vorliegt [GAS88]. Die mittlere Driftgeschwindigkeit beträgt dann etwa $v_d \cong 50 \mu\text{m/ns}$. Dies entspricht dem Wert, der nach Abb. 3.1 für das Standardgas bei hohen Feldstärken erwartet werden kann.

Die Driftzeit wurde in mehrere Intervalle unterteilt. Für jedes Driftzeitintervall wurde die mittlere Ladung der zugehörigen Drahtpulse bestimmt und die mittlere Driftzeit ermittelt. Diese Ladungen wurden auf den Ladungswert des ersten Intervalls, das Teilchendurchgängen in Drahtnähe entspricht, normiert und sind in Abb. 4.20 für verschiedene Hochspannungswerte gegen die mittlere Driftzeit aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Höhe der Drahtladung vom Teilchendurchgangsort abhängig ist, und daß diese Abhängigkeit stark mit der Betriebsspannung variiert. Bei niedrigen Spannungen ist die Ladung für Teilchenspuren in Drahtnähe klein. Mit zunehmendem Abstand wächst die Ladung zunächst an und wird bei Annäherung an die Kathode wieder geringer. Bei hohen Spannungen fällt die mittlere Ladung mit wachsendem Abstand des Teilchendurchgangsortes ab; in der Nähe der Kathode ist sie um etwa 30 -40% reduziert.

Um die Abhängigkeit der Signalladung vom Abstand der Teilchenspur zum Draht zu verstehen, muß das elektrostatische Feld in der Streamerzelle betrachtet werden. Abb. 4.21 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldlinien in einer Kammer mit quadratischem Querschnitt. In einem weiten Bereich um den Draht ist das Feld radialsymmetrisch. In Abb. 4.22 sind die Linien gleicher Feldstärke für eine Betriebsspannung von 4,6 kV dargestellt. In den Eckbereichen der Zelle ist die Feldstärke stark reduziert. Zunächst werden die Verhältnisse bei niedrigen Spannungen dargestellt, um danach die Veränderung mit wachsender Betriebsspannung zu erläutern.

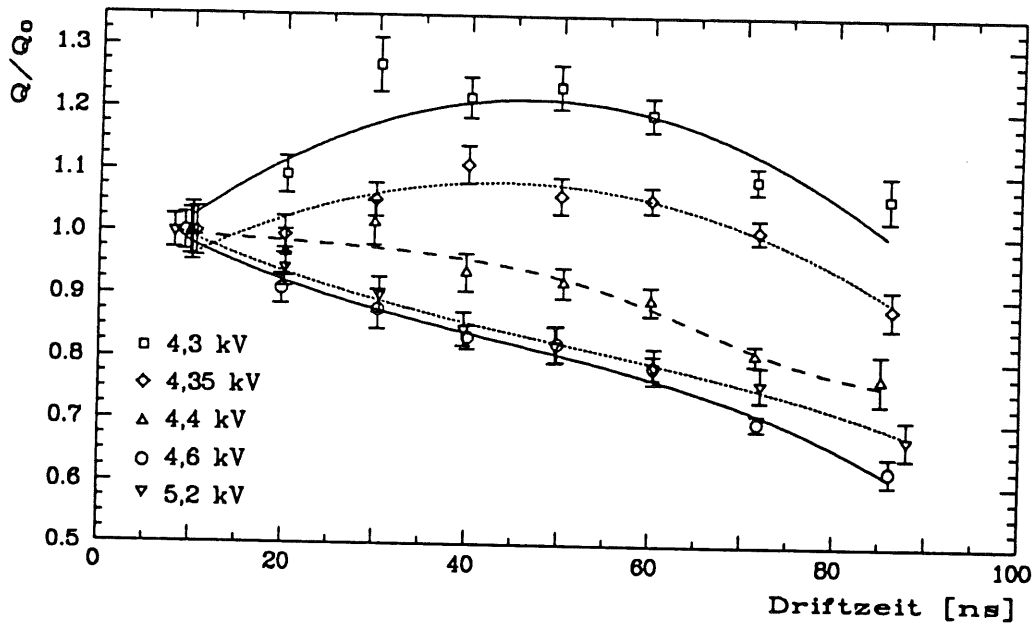


Abb. 4.20: Normierte Drahtladung in Abhängigkeit von der Driftzeit für mehrere Spannungswerte.

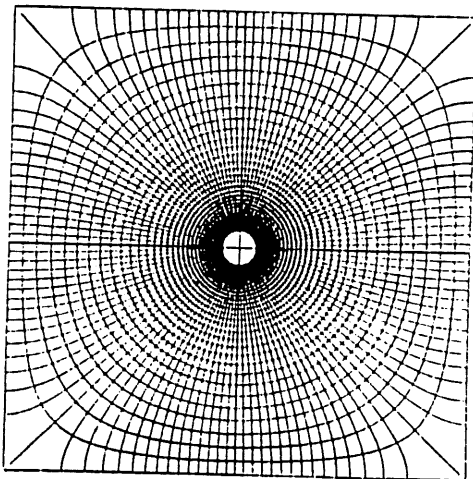


Abb. 4.21: Elektrische Feldlinien und Äquipotentiallinien in einer Kammer mit quadratischer Geometrie [TOM72].

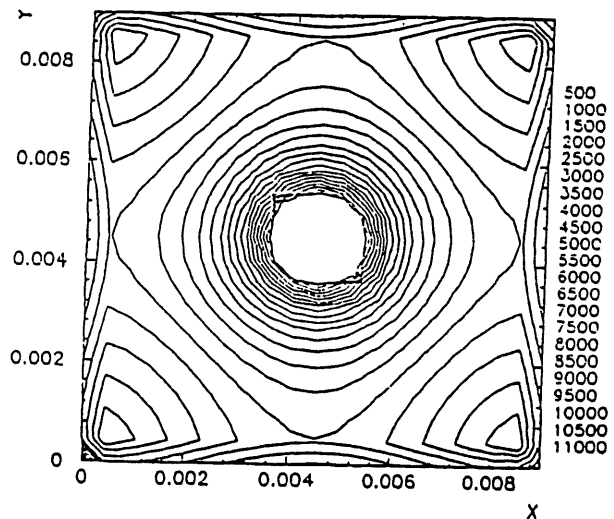


Abb. 4.22: Linien gleicher Feldstärke in V/cm für eine Zelle der H1-Streamer-kammern bei einer Spannung von 4,6 kV [HÜB90].

Die primären Elektronencluster sind auf der Teilchenspur verteilt. Die Radialsymmetrie des Feldes führt dazu, daß für Spuren in Drahtnähe die primären Elektronen den Draht mit relativ großen Zeitdifferenzen erreichen und zudem über einen weiten Bereich des Drahtumfangs verteilt werden. Es erreichen nur wenige Elektronen nahezu zeitgleich den gleichen Drahtbereich, so daß sich bei niedrigen Spannungen nur eine kleine Anfangslawine ausbildet. Von den nachfolgenden primären Elektronen gelangen nur wenige in den Lawinenbereich, in dem eine weitere Ladungsträger-Multiplikation möglich ist. Die meisten tragen nicht zur Streamerentwicklung bei. Insgesamt ergibt sich nur eine kleine Signalladung für Teilchenspuren in Drahtnähe.

Bei einem größeren Abstand zum Draht bewirkt der Verlauf der Feldlinien eine Konzentration der primären Elektronen auf einen kleineren Bereich des Drahtumfangs.

Dadurch wird der Unterschied in der Länge der Driftstrecken reduziert, und es erreichen mehr primäre Elektronencluster fast zeitgleich den Draht. Die Anfangslawine wird deshalb von mehr Elektronen gestartet und bildet sich stärker aus. Außerdem gelangen viele der nachfolgenden Primärelektronen zur Spitze der Lawine. Ist ihre Zeitverzögerung relativ gering, so können sie noch erheblich zur Streamerentwicklung beitragen. Für niedrige Spannungen wächst deshalb die Signalladung mit dem Abstand zunächst an.

Mit wachsendem Abstand wird die Feldstärke aber immer kleiner, besonders in den Eckbereichen der Zelle. Die Driftgeschwindigkeit verringert sich mit der Feldstärke, sobald die Feldstärke einen Wert von ca. 1,5 kV/cm unterschreitet (Abb. 3.1). Gleichzeitig erhöht sich nach Gl. 3.1 der Einfluß der Diffusion mit zunehmendem Abstand und reduzierter Driftgeschwindigkeit. Beides bewirkt eine Vergrößerung der Zeitdifferenz zwischen den einzelnen primären Elektronen. Dadurch entsteht eine kleinere Anfangslawine. Weiterhin erreichen die nachfolgenden Primärelektronen die Spitze der Lawine erst, wenn bereits ein großer Teil der Elektronen der Anfangslawine am Draht gesammelt worden ist. Die Wechselwirkung mit den nun schwächer abgeschirmten positiven Ionen reduziert die Ausbildung der Folgelawinen dieser Primärelektronen, und es entsteht insgesamt wieder eine kleinere Signalladung.

Eine Erhöhung der Betriebsspannung führt zu größeren Anfangslawinen, und damit wächst auch die Dichte der positiven Ionen. Sie üben deshalb einen stärkeren Einfluß auf die Ausbildung der Folgelawinen aus. Nur mit sehr kleiner Zeitdifferenz nachfolgende primäre Elektronen tragen noch wesentlich zur Streamerausbildung bei. Die Zeitverzögerung aufgrund der Diffusion und der reduzierten Driftgeschwindigkeit wirkt sich deshalb stärker aus, und die resultierende Streamerladung nimmt mit dem Abstand der Teilchenspur vom Draht ab. Bei höheren Spannungen werden aber auch weniger primäre Elektronen benötigt, um eine Lawine auszubilden. Da durch die Anfangslawine das statische Feld am Draht zunächst nur auf einem kleinen Teil des Drahtumfangs stark reduziert wird, können bei einem Teilchendurchgang in Drahtnähe die nachfolgenden Primärelektronen, die ja auf einen größeren Bereich des Drahtumfangs verteilt werden, am Draht eigene Lawinen ausbilden. Dadurch wird die Ladung für solche Spuren überproportional erhöht. Insgesamt ergibt sich für höhere Spannungen die in Abb. 4.20 dargestellte Reduzierung der Signalladung mit dem Abstand der Spur. In der Nähe der Kathode ist der Ladungsabfall für eine Spannung von 4,6 kV am stärksten. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt zu etwas größeren Ladungswerten. Dies kann auf die Zunahme der Feldstärke zurückgeführt werden, da die Driftgeschwindigkeit dann weniger stark abfällt.

Die Abhängigkeit der Signalladung vom Teilchendurchgangsort wirkt sich auf die relative Auflösung einer Einzelebene aus. Werden nur Teilchen mit einem mittleren Abstand zum Draht betrachtet, so beträgt die relative Breite der Ladungsverteilung bei einer Spannung von $U = 4,7$ kV:

$$\frac{\sigma(Q)}{\langle Q \rangle} = 33,5 \pm 0,9 \%$$

Wenn die Teilchenspuren in der gesamten Streamerzelle einbezogen werden, so führt die Abhängigkeit der Signalladung vom Ort zu einer Verbreiterung der Ladungsverteilung, und die Auflösung verschlechtert sich auf einen Wert von

$$\frac{\sigma(Q)}{\langle Q \rangle} = 36,7 \pm 0,7 \%$$

4.3 Ergebnisse der Padauslese

Im instrumentierten Eisen des H1-Detektors wird die Restenergie, die aus dem zentralen Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckt, mit Hilfe des analogen Ladungssignals der äußeren Streamerkammerelektroden (Pads) bestimmt. Das Signal der Pads besitzt zusätzlich zu den Parametern, die auf die Größe der Streamerentladung einwirken, noch geometrische Abhängigkeiten und wird zudem von dem Widerstandswert der Graphitbeschichtung des Profils und des Deckels der Kammer beeinflusst. In diesem Kapitel werden Ergebnisse von Untersuchungen zu den Padsignalen unter besonderer Berücksichtigung dieser Einflüsse vorgestellt.

4.3.1 Das Padsignal

Im Verlauf der Streamerentwicklung werden durch Stoßionisation sehr viele Elektronen und positive Ionen gebildet. Da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen um einen Faktor $10^2 - 10^3$ größer ist als die der Ionen, bewegen sich die Elektronen relativ schnell zum Draht, während die positiven Ionen langsam zur Kathode driften. Diese Bewegung der Ladungsträger erzeugt ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld, das sich dem zeitunabhängigen äußeren Feld überlagert. Dies führt nicht nur zu einer Beeinflussung der Ladungsträgerbewegung, sondern bewirkt auch, daß auf den umgebenden Elektroden eine Ladung influenziert wird. Diese direkte Influenzwirkung ist aber auf einen räumlichen Bereich von wenigen mm^2 beschränkt [BAT82]. Die resultierende Potentialänderung an den Elektroden führt zu einem Strom durch ihre Abschlußwiderstände und damit zu einem Spannungsimpuls, der über dem jeweiligen Widerstand abgegriffen werden kann. Für den Draht ergibt sich durch die Ladungsträgerbewegung ein negativer Spannungspuls, während an den äußeren Elektroden ein positives Signal erzeugt wird.

Im Proportionalmodus ist die Lawinenentwicklung auf einen kleinen Bereich von ca. 20 - 50 μm um den Anodendraht beschränkt, so daß die Sammelzeit der Elektronen nur 1 - 2 ns beträgt [SAU77]. Die Signalentwicklung wird daher im wesentlichen durch die Drift der Ionen bestimmt. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen ist proportional zur elektrischen Feldstärke⁷, die mit wachsendem Abstand vom Draht stark abfällt ($E \sim 1/r$). Nach der Sammlung der Elektronen am Draht verlangsamt sich deshalb der weitere Pulsanstieg. Die Signalentwicklung ist aber erst abgeschlossen, wenn die Ionen die Kathode erreichen. Die Driftzeit der Ionen liegt dabei in der Größenordnung von 100 μs . Der Ladungsträgertransport in der Kammer entspricht einem Stromfluß durch die Kapazität, die von der Anode und Kathode der Kammer gebildet wird. Durch den endlichen Abschlußwiderstand der Elektroden werden die Signale mit einer Zeitkonstanten $\tau = R_{\text{ab}} C_{\text{Kammer}}$ differenziert. Die Form der Pulse wird also von der Größe der Kapazität und des Widerstands beeinflusst [SAU77]. Damit bei hohen Teilchenraten noch Einzelpulse aufgelöst werden können, sollte die Zeitkonstante möglichst klein sein. Durch die Differentiation der Signale wird bei den Proportionalpulsen im wesentlichen nur der Anteil der Elektronenbewegung am

⁷ Für die Driftgeschwindigkeit der Ionen im elektrischen Feld E gilt [MCD73]:

$$v_{\text{Ion}} = \mu^+ \cdot E \quad \text{für } \frac{E}{p} < 2 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$$

$$v_{\text{Ion}} = c \cdot \sqrt{E} \quad \text{für } \frac{E}{p} > 100 \frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$$

Hierbei ist c eine gasartabhängige Konstante und p der Druck in Torr. Für den Zwischenbereich gilt für die Ionenmobilität $\mu^+ = \mu^+(E)$.

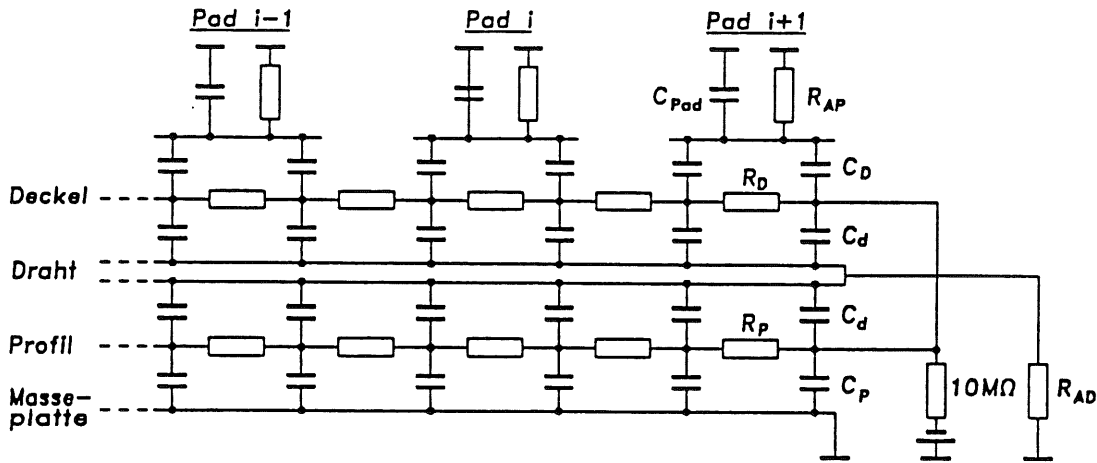


Abb. 4.23: Ersatzschaltbild für eine Streamerzelle.

R_{AD} , R_{AP} : Abschlußwiderstände der Drähte und Pads

C_d , C_{Pad} : Drahtkapazität und Kapazität der Padfläche

R_P , R_D : Widerstände für das Profil und den Deckel

C_P , C_D : Kapazitäten zur Masseplatte und zu den Auslesepads

Kammersignal registriert, so daß die Gesamtladung, die bei einer Pulshöhenmessung berücksichtigt wird, reduziert ist. Dies führt zu einer schlechteren Meßgenauigkeit.

Die Streamer stellen dagegen eine ausgedehnte Ladungsverteilung in Richtung der Kathode dar, die eine Länge bis zu einigen mm erreichen kann. Deshalb ist die Sammelzeit der Elektronen bei Streamerpulsen erheblich höher als bei Proportionalpulsen. Die Elektronenbewegung hat somit auf die Ausbildung des Streamerpulses einen sehr großen Einfluß, und die Pulsdauer hängt hauptsächlich von der Driftgeschwindigkeit der Elektronen ab. Die schnelle Bewegung der Elektronen zusammen mit der entgegengesetzten Drift der positiven Ionen führt zu einem steilen Pulsanstieg, der bereits einen großen Teil der Gesamtladung enthält.

Mit Hilfe des in Abb.4.23 dargestellten vereinfachten Ersatzschaltbildes für eine Streamerzelle soll nun die Entstehung der Signale auf den äußeren Elektroden beschrieben werden. Die Widerstände R_P und R_D stehen für die Oberflächenwiderstände des Profils und des Deckels. Diese sind kapazitiv mit der Masseplatte und den Padflächen verbunden.

Die H1-Streamerammern besitzen einen Deckel mit geringer Oberflächenleitfähigkeit. Dieser Deckel kann von den influenzierenden Feldlinien des elektrischen Feldes der Ladungsträgerbewegung durchquert werden. Sie gelangen dann direkt auf die äußere Elektrode, also die Padfläche über dem Entladungsort. Die Padfläche ist zunächst ungeladen und über einen Widerstand R_{AP} mit dem Massepotential verbunden. Die influenzierenden Feldlinien bewirken eine Ladungstrennung auf der Padfläche. Die überschüssige positive Ladung erzeugt an der Padkapazität C_{Pad} eine Potentialdifferenz, die zu einem Strom durch den Abschlußwiderstand R_{AP} und damit zu einem Spannungsimpuls führt. Ist die schnelle Sammlung der Lawinenelektronen abgeschlossen, so entlädt sich die Padkapazität wieder über den Widerstand R_{AP} mit einer Zeitkonstanten $\tau = R_{AP} C_{Pad}$.

Die Feldlinien müssen senkrecht in die äußeren metallischen Elektroden eintreten und durchstoßen deshalb den Deckel in einem Winkel, der von der Deckelnormalen abweicht, was zu einer Verschiebung von Ladungsträgern auf dem Deckel führt. Die Elektronen bewegen sich zum Ort der Streamerentladung und sammeln sich dort an. Die Profilwände besitzen gegenüber dem Deckel nur einen relativ niedrigen Oberflächenwiderstand von einigen wenigen $k\Omega/\square$. Auf sie wirkt deshalb die Influenz direkt ein. Die Bewegung der

Ladungsträger des Streamers führt zu einer mit der Zeit anwachsenden Elektronenkonzentration auf der Kathode (Profil und Deckel) an der Stelle der Streamerentladung. Die positive Ladung ist zuerst auch an dieser Stelle konzentriert, verteilt sich aber im Laufe der Zeit über die gesamte Kathode. Über die kapazitive Kopplung der Kathode mit den äußeren Elektroden wird dabei auch auf benachbarten Padflächen, die nicht im Bereich der Streamerentwicklung liegen, ein positives Signal erzeugt. Dieser Effekt wird als Übersprechen ("Crosstalk") bezeichnet.

Die Elektronen bewegen sich auf der Kathode so lange zum Entladungsort hin, bis das Influenzfeld durch sie vollständig abgeschirmt wird. Zugleich entladen sich auch die Kapazitäten (C_D , C_P) in diesem Bereich wieder über die Kathodenwiderstände (R_D , R_P). Dieser Rückfluß erzeugt am Abschlußwiderstand des entsprechenden Pads einen langsamen negativen Spannungsabfall, so daß bei sehr großer Integrationszeit die Nettoladung dieses Pads gegen Null geht. Eine ungestörte Übertragung des Pulses durch den Deckel auf das Pad tritt nur dann auf, wenn die Entladezeit $R_D \cdot C_D$ sehr viel größer ist als die gewählte Integrationszeit. Der aus dieser Entladung resultierende Ladungstransport auf der Kathode koppelt kapazitiv auf die benachbarten Padflächen, so daß sich insgesamt eine zeitabhängige Verbreiterung der Ladungsverteilung entlang der Kathode ergibt. In Kapitel 4.3.4 wird das Übersprechen bei den Padsignalen noch ausführlich untersucht.

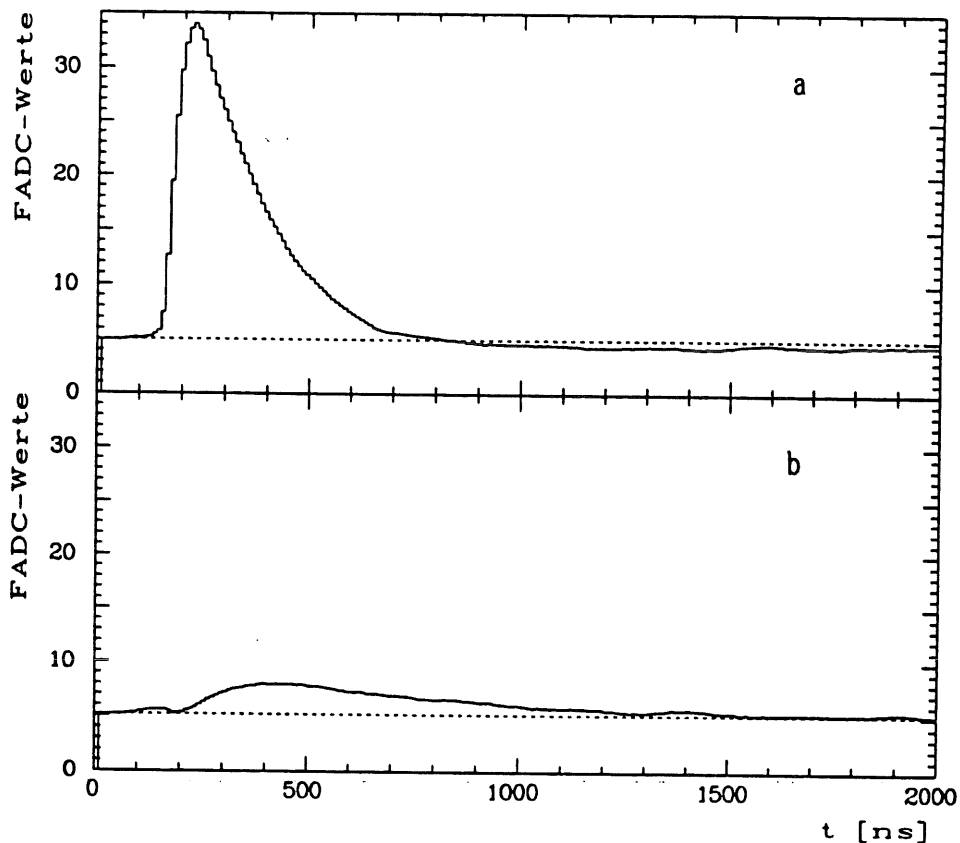


Abb. 4.24: Mittlerer Puls (a) eines getroffenen Pads und (b) seines nächsten Nachbarpads für das untersuchte Profil der Ebene 1 bei einer Spannung von 4,6 kV. Die Größe der Pads beträgt $246 \times 246 \text{ mm}^2$.

Die Padfläche, in deren Bereich der Teilchendurchgangsort und damit die Streamerentladung liegt, wird in den nachfolgenden Betrachtungen als getroffenes Pad bezeichnet. In Abb. 4.24a ist ein durchschnittlicher Puls des getroffenen Pads einer Ebene und des Nachbarpads (Abb. 4.24b) für eine Padgröße von $246 \times 246 \text{ mm}^2$ zu sehen. Das Pedestal der FADC's ist als punktierte Linie miteingezeichnet. Bei diesen Pulsen handelt es sich um den

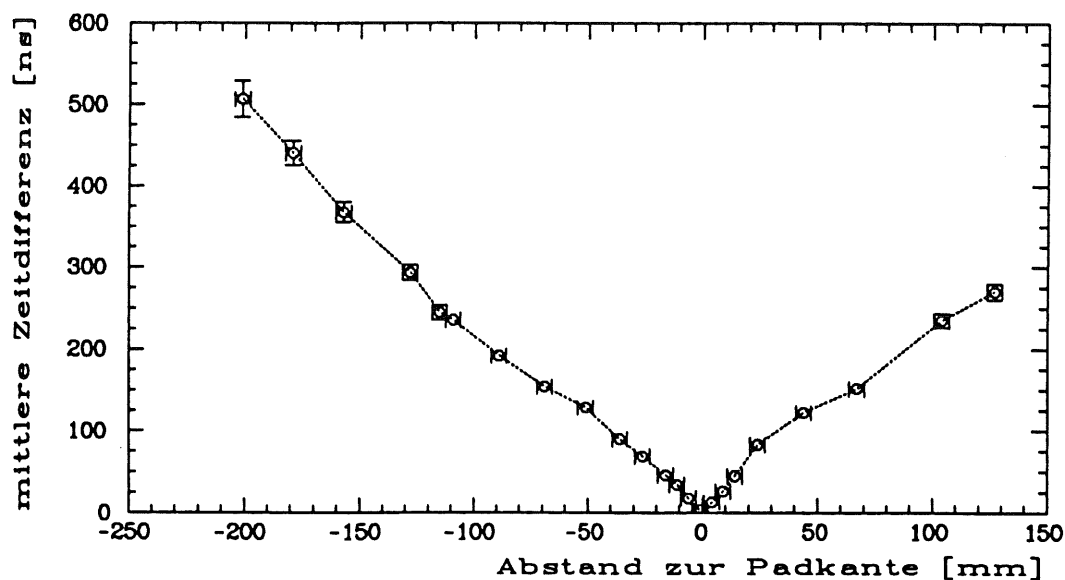


Abb. 4.25: Mittlere Zeitdifferenz der Pulsmaxima des getroffenen Pads und eines Nachbarpads als Funktion des Abstands von der Kante zwischen diesen beiden Pads.

Mittelwert von ungefähr 1000 Einzelpulsen. Durch die Driftzeiten für die verschiedenen Abstände der Teilchenspur vom Draht schwankt der Zeitpunkt des Pulsanfangs entsprechend der jeweiligen Driftzeit. Deshalb wurde an den Drahtpulsen die Driftzeit bestimmt, und die Padsignale wurden mit diesen Zeiten verschoben und danach überlagert. Der Teilchendurchgangsort befand sich in einem Abstand von 9,0 cm von der Kante zwischen den beiden Pads. Der kleine Einbruch in der Anstiegsflanke beim Nachbarpad stimmt zeitlich mit dem steilen Pulsanstieg am getroffenen Pad überein und wird durch elektronisches Übersprechen auf den Leiterbahnen am Eingang des verwendeten Verstärkers verursacht.

Bei dem getroffenen Pad zeigt sich für Zeiten $t > 800$ ns der oben beschriebene negative Verlauf des Signals. Die Pulse des getroffenen Pads und des Nachbarpads beginnen zur gleichen Zeit. Es ist aber in den Abbildungen deutlich zu erkennen, daß das Pulsmaximum beim Nachbarpad später erreicht wird. Das Stromsignal auf der Kathode durchläuft nach dem Ersatzschaltbild in Abb. 4.23 eine RC-Kette, die als Tiefpaß wirkt. Das Signal auf der Kathode wird dadurch verbreitert, und das Pulsmaximum auf den Nachbarpads tritt somit verzögert auf. Diese Verzögerung ist abhängig von der Position des Teilchendurchgangs. In Abb. 4.25 ist die Zeitdifferenz der Pulsmaxima eines Nachbarpads und des getroffenen Pads gegen den Abstand der Streamerentladung von der Kante zwischen den beiden Pads für mehrere Strahlpositionen entlang der Drahttrichtung aufgetragen. Bei einer Streamerentladung im Bereich der Padkante wird auf beide Pads eine Ladung influenziert, und ihre Pulse erreichen nahezu zeitgleich ihr Maximum. Mit wachsendem Abstand von der Kante nimmt die zeitliche Verzögerung des Maximums für das Signal des Nachbarpads zu.

Dieses Verhalten wird auch sichtbar, wenn man die mittlere Anstiegszeit der Pulse eines Pads für die beiden untersuchten Padgrößen gegen die Strahlposition entlang des Drahtes aufträgt (Abb. 4.26). Die Anstiegszeit ist hierbei die Zeit, die benötigt wird, um von 10% bis 90% des Pulsmaximums zu gelangen. Solange die Strahlposition im Bereich des betrachteten Pads verbleibt, ist die Anstiegszeit konstant. Sobald der Teilchendurchgangsort aber außerhalb der Fläche dieses Pads liegt, vergrößert sich die Anstiegszeit mit zunehmendem Abstand, da der Padpuls nun nicht mehr durch die direkte Influenzwirkung verursacht wird, sondern eine Folge des verzögerten Ladungstransports auf der Kathode ist.

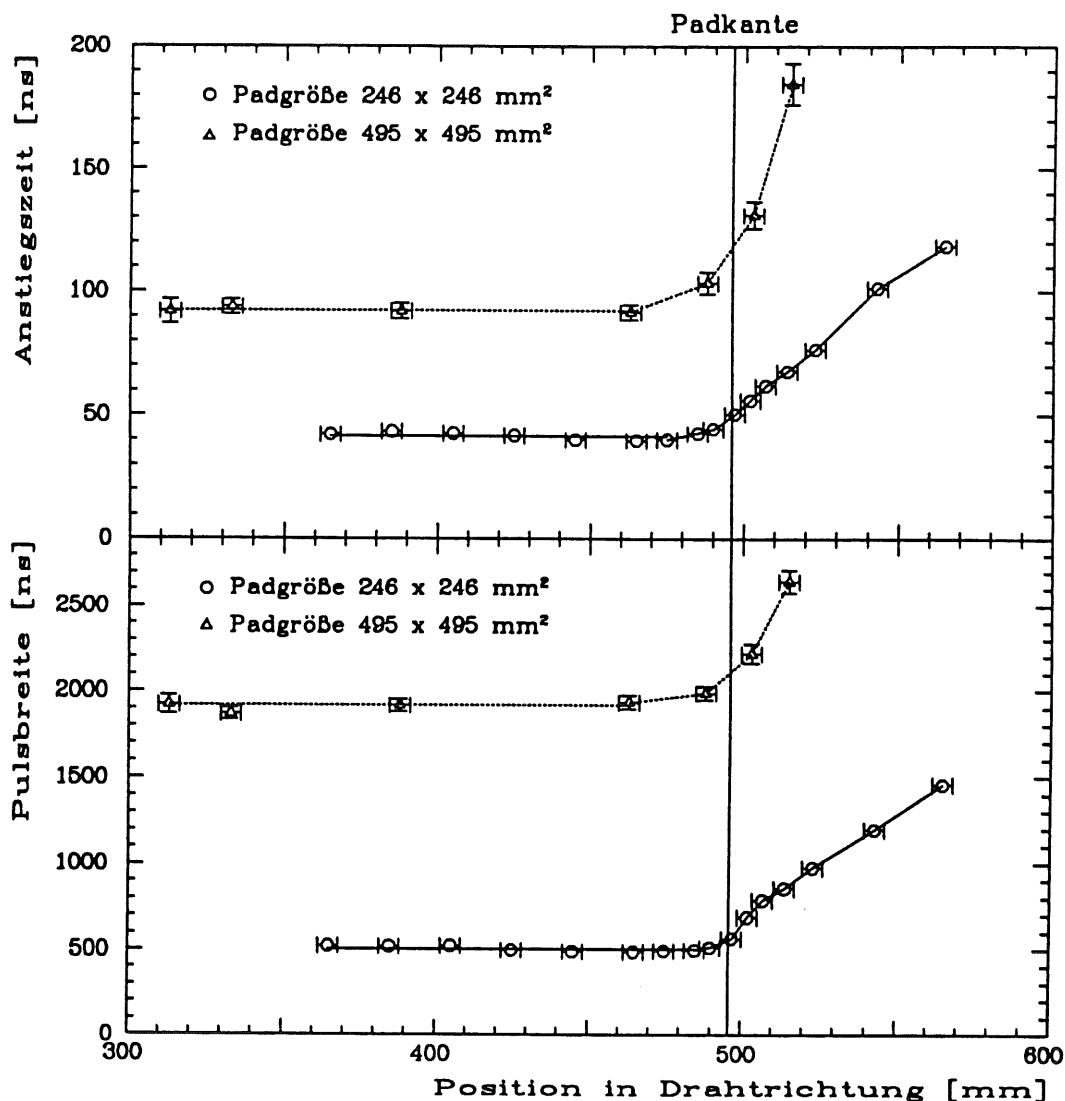


Abb. 4.26: Anstiegszeit (oben) und Breite (unten) der Padpulse für eine einzelne Ebene in Abhängigkeit von der Position der Streamerentladung in Drahtrichtung.

Dieselbe Abhängigkeit von der Strahlposition zeigt sich für die mittlere Breite des Pulses bei 10% des Pulsmaximums (Abb. 4.26). Die Anstiegszeit und die Pulsbreite des getroffenen Pads sind unabhängig von der Höhe der Pulsamplitude. Dies ist aus den Korrelationsdiagrammen in Abb. 4.27 zu ersehen.

In Tabelle 5 sind die Mittelwerte der charakteristischen Größen zur Pulsform des getroffenen Pads für die untersuchten Einzelebenen aufgeführt sowie die Werte für das addierte Signal von vier Ebenen (Padturm). Die Drahtpositionen in den vier Ebenen stimmen nicht genau überein, so daß der Abstand zwischen Teilchendurchgangsort und Draht etwas variiert. Dies führt zu unterschiedlichen Anfangszeiten der Pulse in den einzelnen Ebenen und bewirkt für das Summensignal des Turms eine Vergrößerung der Anstiegszeit und der Pulsbreite. Zum Vergleich enthält die Tabelle auch die Werte der Drahtpulse.

Die Streamerkammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors sind mit Padflächen ausgestattet, die eine Größe von 277 x 277 mm² bis zu 434 x 517 mm² besitzen. Da der Abschlußwiderstand der Padsignale in der Analogauslese am Detektor die gleiche Größe hat wie bei den hier vorgestellten Messungen, ergeben sich für die Anstiegszeit und die

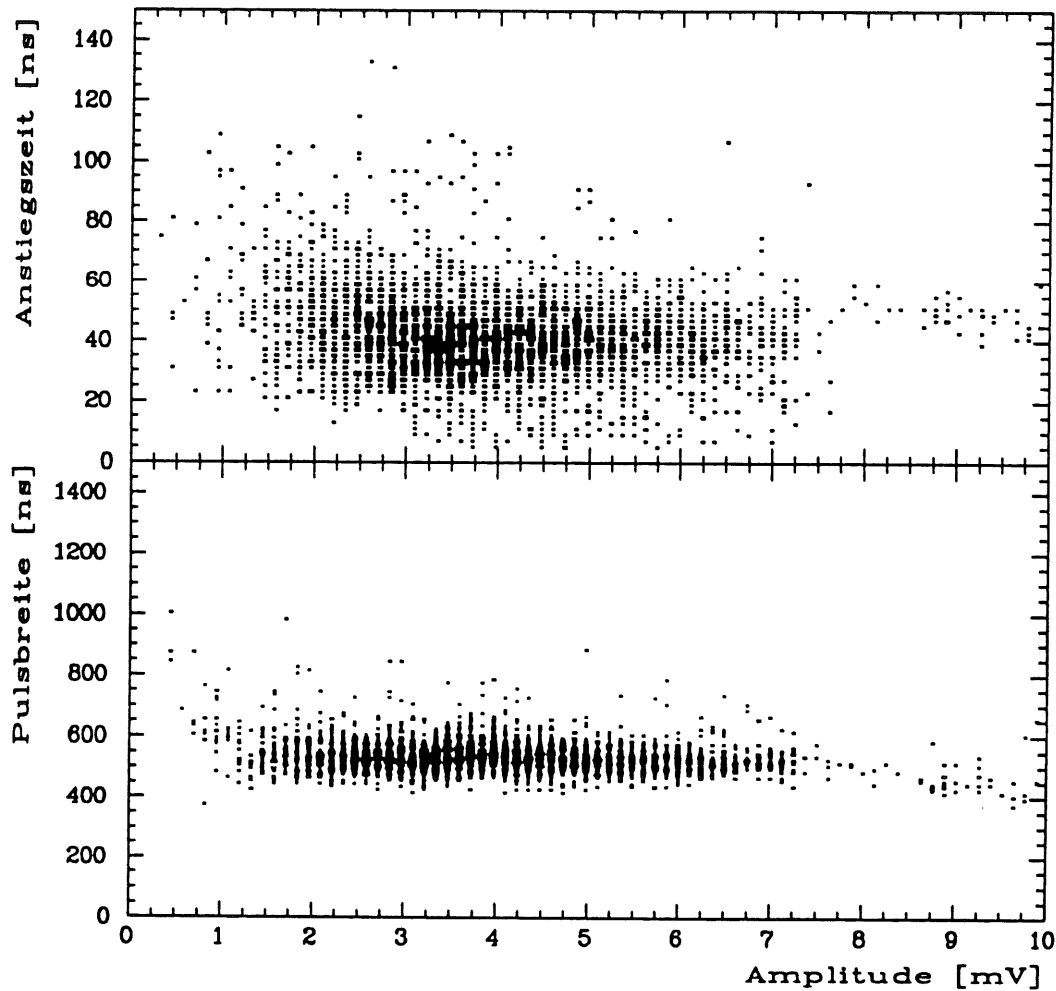


Abb. 4.27: Korrelation zwischen Pulsanstiegszeit (oben) bzw. Pulsbreite (unten) und der Pulsamplitude für das getroffene Pad mit einer Größe von $246 \times 246 \text{ mm}^2$ der Ebene 1. Der Ort der Streamerentladung liegt in der Mitte des Pads.

Pulsbreite der Signale einzelner Ebenen Werte, die zwischen den angegebenen Werten der Ebenen 2 und 3 liegen. Für das Summensignal des Padturms können unterschiedliche Durchgangsorte des Teilchens in den Ebenen noch zu einer Erhöhung dieser Werte führen.

| Ebene | Padgröße [mm^2] | Amplitude [mV] | Anstiegszeit [ns] | Pulsbreite [ns] |
|-----------|-------------------------------|---------------------|------------------------|----------------------|
| 1 | 246×246 | $4,2 \pm 0,1$ | $41,5 \pm 0,5$ | 510 ± 5^8 |
| 2 | 246×246 | $4,3 \pm 0,1$ | $42,6 \pm 0,5$ | 560 ± 7 |
| 3 | 495×495 | $1,2 \pm 0,1$ | $91,0 \pm 1,5$ | 1880 ± 20 |
| Turm | 246×246 | $15,5 \pm 0,3$ | $61,6 \pm 0,8$ | 585 ± 7 |
| Drahtpuls | - | $216,0 \pm 2,5$ | $21,0 \pm 0,3$ | $80 \pm 0,5$ |

Tab. 5: Werte zur Form der Pad- und Drahtpulse bei Streamerentladungen. Die Amplitudenwerte werden für eine Spannung von 4,6 kV angegeben.

⁸ Die unterschiedlichen Pulsbreiten für die Ebenen 1 und 2 mit gleicher Padgröße können auf ihre Werte für den Oberflächenwiderstand des Deckels zurückgeführt werden. S. Kap. 4.3.5

4.3.2 Die Beziehung zwischen Pad- und Drahtladung

Zur Untersuchung der Beziehung zwischen Pad- und Drahtladung wurden Messungen an Einzelebenen mit einer Padgröße von $246 \times 246 \text{ mm}^2$ benutzt. Die Position der Streamerentladung lag bei den meisten Messungen etwa in der Mitte des getroffenen Pads. Die Padladung ergibt sich aus der zeitlichen Integration der Padpulse nach Gl. 4.1 mit einer Integrationszeit von $1,9 \mu\text{s}$.

Die Bewegung der Ladungsträger, die bei der Streamerentwicklung freigesetzt wurden, verursacht eine Influenzwirkung auf allen Elektroden. Die Gesamtladung, die auf den umgebenden Elektroden influenziert wird, ist dem Betrag nach gleich der Drahtladung Q_D und besitzt die umgekehrte Polarität. Bei den Padflächen wird nicht nur auf dem getroffenen Pad eine Ladung influenziert, vielmehr wird durch das Übersprechen auch auf benachbarten Pads ein Signal erzeugt. Deshalb muß die Summe

$$Q_R = \sum_i Q_{\text{Pad}i}$$

der Ladungen aller Pads in Drahrichtung, die oberhalb des getroffenen Profils liegen, betrachtet werden.

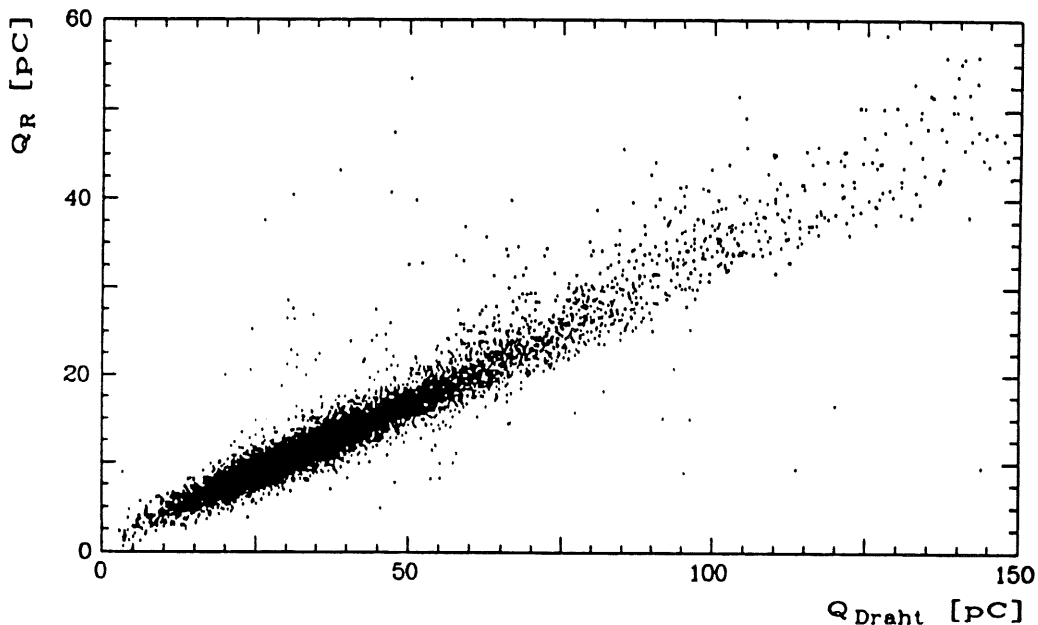


Abb. 4.28: Korrelation zwischen der Ladungssumme der Padreihe Q_R einer Ebene und der Drahtladung für eine Integrationszeit von $1,9 \mu\text{s}$. Die Größe der Pads beträgt $246 \times 246 \text{ mm}^2$.

In Abb. 4.28 ist die Summenladung Q_R ereignisweise gegen die Drahtladung Q_D aufgetragen. Zwischen der Pad- und der Drahtladung besteht ein linearer Zusammenhang, wie Abb. 4.28 zeigt. Für die Beträge der Ladungen gilt:

$$Q_D = Q_R + Q_E \quad (4.5)$$

Dabei ist Q_E die influenzierte Ladung auf den anderen Elektroden. Diese anderen Elektroden sind bei den H1-Streamerammern die Profilwände, da ihr Oberflächenwiderstand mit nur wenigen $\text{k}\Omega/\square$ relativ gering ist. Im Falle einer hochohmigen Widerstandsbeschichtung der Profilwände können auch auf der Unterseite der Kammern

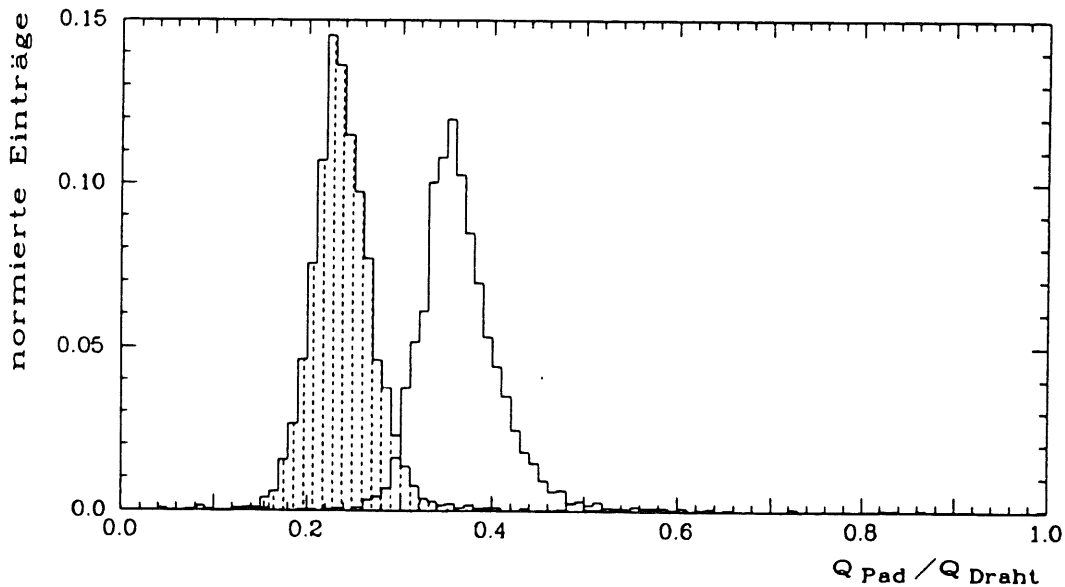


Abb. 4.29: Häufigkeitsverteilung für das Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads (schraffiert) und der Padreihe der Ebene 1 zur Drahtladung bei einer Spannung von 4,6 kV. Der Teilchendurchgangsort liegt in der Mitte des getroffenen Pads.

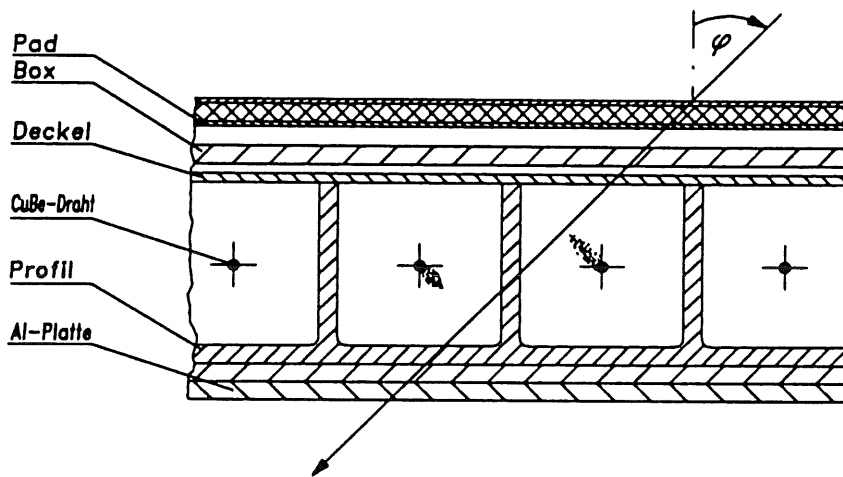


Abb. 4.30: Darstellung von zwei getroffenen Drähten bei Teilchenspuren unter einem Winkel φ .

zusätzliche Ausleseelektroden (Streifen oder Pads) angebracht werden, auf die eine Ladung influenziert wird. Es ist dann eine beidseitige Auslese möglich.

Die Verteilungen für das Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads und der Padreihe zur Drahtladung sind in Abb. 4.29 dargestellt. Die Teilchenspuren verlaufen dabei gerade, d.h. in Richtung der Padnormalen. Die relativ große Breite der Verteilungen lässt sich aus dem Richtungscharakter der Streamerentwicklung erklären. Die Streamer entwickeln sich bevorzugt in die Richtung, aus der die auslösenden primären Elektronen zum Draht driften [LIM88],[ZIT92]. Gleich große Streamerentladungen führen zu unterschiedlichen Padladungen, je nachdem, ob sich der Streamer mehr in Richtung zur Padfläche oder mehr in Richtung zum Profilboden entwickelt. Dies tritt auch bei geraden Teilchenspuren auf. Bei ihnen wird sich der Streamer im Mittel zur linken oder rechten Profilwand hin ausbreiten. Da aber die primären Elektronencluster entlang der Spur statistisch verteilt sind, erreichen die ersten Cluster den Draht auch aus leicht variierenden Richtungen.

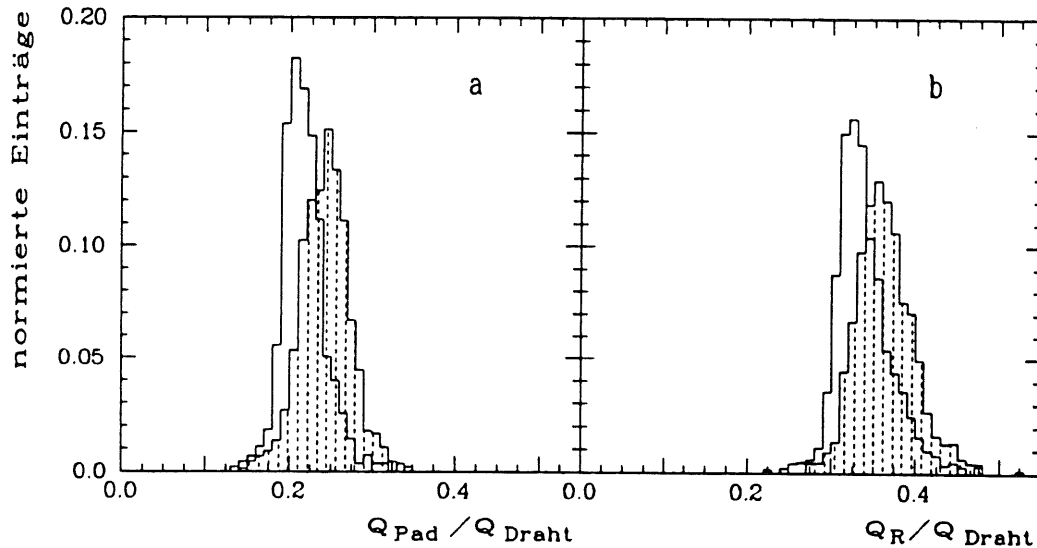


Abb. 4.31: Häufigkeitsverteilung für das Ladungsverhältnis des getroffenen Pads (a) und der Padreihe (b) zur Summe der Drahtladungen bei einer Vorzugsrichtung der Streamerentwicklung zum Profilboden und zur Padfläche (schraffiert).

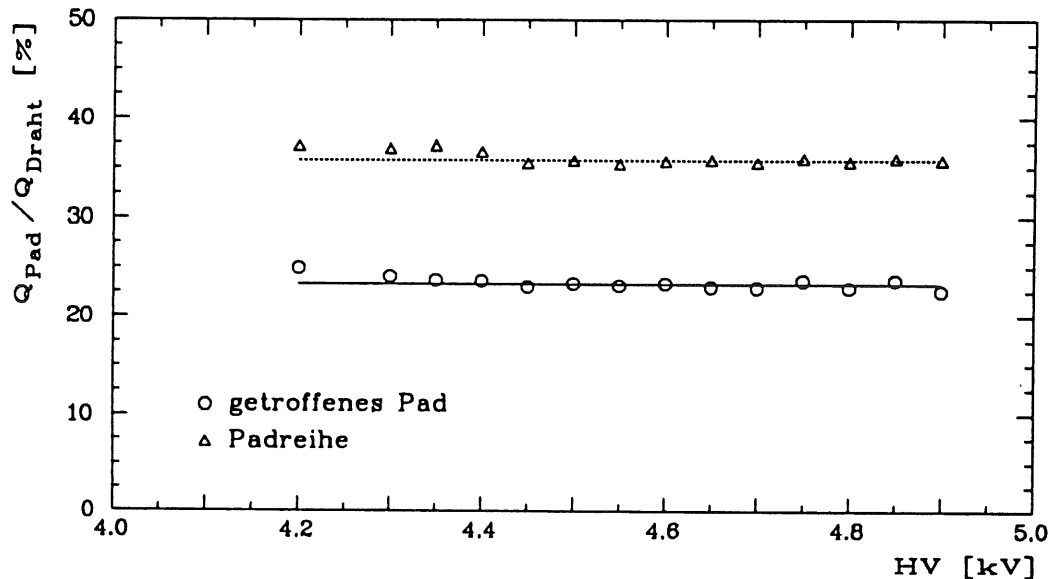


Abb. 4.32: Verhältnis der Padladung zur Drahtladung in Abhängigkeit von der Spannung.

Bei den Messungen mit geraden Teilchenspuren kann nicht zwischen den verschiedenen Streamerrichtungen unterschieden werden. Um den Einfluß der Streamerrichtung auf die Padladung aufzuzeigen, können aber Untersuchungen mit gedrehten Kammerebenen verwendet werden. Für große Winkel φ verläuft die Teilchenspur häufig durch zwei benachbarte Streamerzellen (Abb. 4.30). Für den einen Draht entwickelt sich der Streamer bevorzugt in Richtung zur Padfläche, und beim zweiten zum Profilboden. Abhängig davon, an welchem Draht die Ladung dominiert, ergibt sich für das Verhältnis der Padladung zur Summe der Drahtladungen insgesamt eine Vorzugsrichtung der Streamerentwicklung. Zur Trennung der beiden Vorzugsrichtungen wurden aus den Daten Ereignisse ausgewählt, bei denen sich die Ladungen auf den benachbarten Drähten um mehr als einen Faktor 2 unterscheiden. Abb. 4.31 zeigt die resultierenden Verteilungen der Ladungsverhältnisse für die beiden Richtungen. Es ergeben sich zwei zueinander

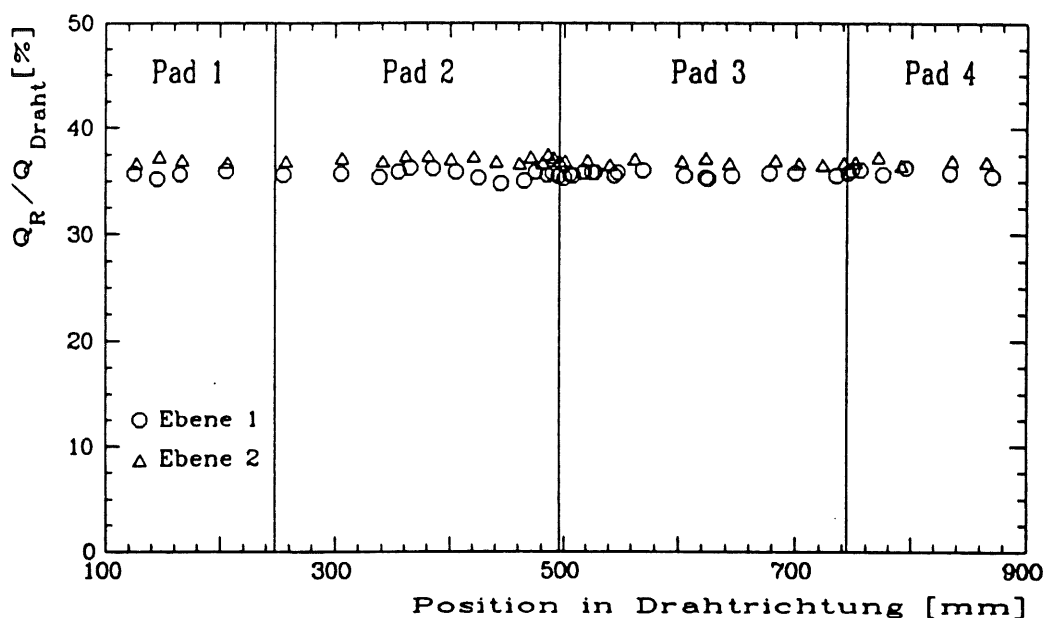


Abb. 4.33: Verhältnis der Ladungssumme der Padreihe zur Drahtladung an verschiedenen Positionen der Streamerentladung in Drahtrichtung bei einer Spannung von 4,6 kV.

verschobene Maxima. Obwohl bei dieser Methode immer eine Mischung aus beiden Fällen vorliegt, ist also dennoch der Einfluß der Streamerrichtung sowohl auf die Ladung des getroffenen Pads als auch auf die Ladungssumme der Padreihe deutlich zu erkennen.

In Abb. 4.32 ist für das getroffene Pad und für die Padreihe der Mittelwert ihrer Ladungsverhältnisse gegen die Hochspannung aufgetragen. Es zeigt sich, daß das Verhältnis unabhängig von der Betriebsspannung der Streamerkammer ist. Außerdem ist die Ladungssumme entlang der Kammer konstant. Das Ladungsverhältnis Q_R/Q_D weist keine Abhängigkeit von der Position der Streamerentladung in Drahtrichtung auf (Abb. 4.33). Für die beiden untersuchten Einzelebenen mit einer Padgröße von $246 \times 246 \text{ mm}^2$ betragen die Mittelwerte der Ladungsverhältnisse bei geraden Teilchenspuren:

$$\left(\frac{Q_{\text{Pad}}}{Q_D} \right)_{\text{Eb.1}} = 23,3 \pm 0,3 \%, \quad \left(\frac{Q_R}{Q_D} \right)_{\text{Eb.1}} = 35,8 \pm 0,3 \%$$

$$\left(\frac{Q_{\text{Pad}}}{Q_D} \right)_{\text{Eb.2}} = 24,5 \pm 0,3 \%, \quad \left(\frac{Q_R}{Q_D} \right)_{\text{Eb.2}} = 36,6 \pm 0,3 \%$$

Die angegebenen Werte für die getroffenen Pads gelten für Teilchendurchgänge im Bereich der Mitte dieser Pads. Der Unterschied zwischen den beiden Ebenen kann auf ihre verschiedenen Oberflächenwiderstände zurückgeführt werden⁹.

Wenn die äußeren Influenzelektroden der Streamerkammer den gleichen Abstand zu den Ladungsträgern der Streamerentladung haben und die Streamerentwicklung im Mittel keine ausgezeichnete Richtung besitzt, erwartet man für die Ladungssumme der oberen Padflächen durchschnittlich einen Anteil von 50% der Drahtladung. Das gemessene Ladungsverhältnis liegt mit 36% - 37% weit unterhalb dieses Wertes. Die Padflächen der bei den Messungen benutzten Ebenen sind aber in einer Entfernung von 1,2 mm zu den Kammerboxen montiert. In Abb. 4.34 ist der Ladungsanteil des getroffenen Pads gegen den Abstand des Pads zur Kammer aufgetragen. Die Messungen wurden zwar mit einem anderen Kammertyp und einer Padgröße von $160 \times 160 \text{ mm}^2$ durchgeführt, sie sind aber

⁹ s. Kap. 4.3.5

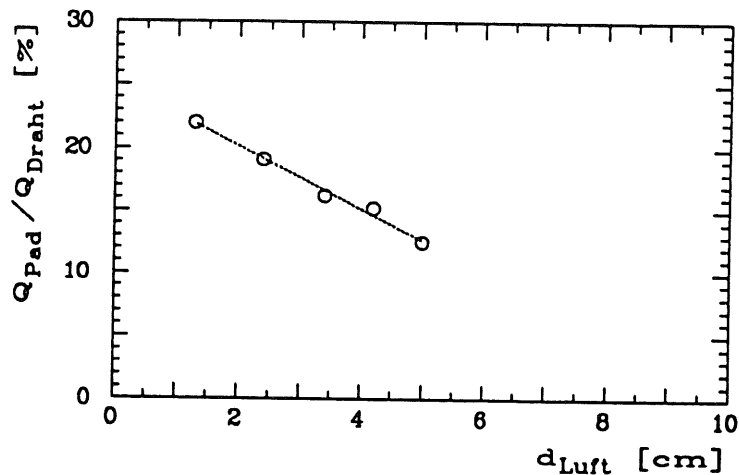


Abb. 4.34: Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads zur Drahtladung in Abhängigkeit von dem Abstand des Pads zur Streamerkammerbox bei einer Padgröße von $160 \times 160 \text{ mm}^2$. Für diese Messungen wurde eine Streamerkammer aus PVC-Material benutzt mit einem Zellenquerschnitt von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ und einem Drahtdurchmesser von $100 \mu\text{m}$. Die Oberflächenwiderstände waren $R_{\text{Profil}} \approx 650 \text{ k}\Omega/\square$ und $R_{\text{Deckel}} = 1 \text{ M}\Omega/\square$ [WIL89].

durchaus geeignet, das prinzipielle Verhalten zu zeigen. Mit zunehmendem Abstand der Padflächen verringert sich der gemessene Ladungsanteil. Der zusätzliche Luftspalt von 1,2 mm bewirkt also eine Reduzierung des Ladungsverhältnisses Q_R/Q_D der untersuchten Kammerebenen.

Wirkt die Bodenplatte der Kammerebenen als äußere Influenzelektrode, so reicht der Luftspalt allerdings nicht aus, um den gemessenen kleinen Wert zu erklären. Der in diesem Fall erwartete Ladungsanteil der Pads $(Q_R/Q_D)_B$ kann wie folgt bestimmt werden: Die Gesamtladung teilt sich auf die Padflächen und die Bodenplatte im umgekehrten Verhältnis ihrer Abstände zur influenzierenden Ladung auf. Aus einer Umformung der Gl. 4.5 folgt:

$$\left(\frac{Q_R}{Q_D}\right)_B = \frac{1}{1 + \frac{Q_E}{Q_R}} = \frac{1}{1 + \frac{d_R}{d_E}}$$

Dabei ist Q_E die influenzierte Ladung auf der Bodenplatte und d_E ihr Abstand zur influenzierenden Ladung im Kammervolumen. Bei den Abständen müssen die unterschiedlichen Dielektrika berücksichtigt werden. Die Dielektizitätszahlen von Luranyl, Gas und Luft sind: $\epsilon_r \text{Luranyl} = 2,7$ und $\epsilon_r \text{Gas} \cong \epsilon_r \text{Luft} \cong 1$. Für die Abstände gilt dann:

$$d_R = d_{\text{Gas, R}} + \frac{d_{\text{Deckel}} + d_{\text{Box}}}{\epsilon_r \text{Luranyl}} + d_{\text{Luft}} \approx 7,1 \text{ mm}$$

$$d_E = d_{\text{Gas, E}} + \frac{d_{\text{Profil}} + d_{\text{Box}}}{\epsilon_r \text{Luranyl}} \approx 5,4 \text{ mm}$$

Damit ergibt sich ein Wert von $(Q_R/Q_D)_B \approx 43,2\%$, der viel größer ist als das gemessene Verhältnis.

Die Meßwerte sind nur dann zu verstehen, wenn neben den Padflächen die Profilwände als weitere Influenzelektroden wirken. Die influenzierende Ladung im Kammervolumen bewegt sich auf eine der Profilwände zu, so daß der Abstand zu den Profilwänden wesentlich kleiner ist als die Entfernung zur Padfläche. Dadurch wird der Ladungsanteil der Pads stark reduziert.

4.3.3 Hochspannungsabhängigkeit des Padsignals

Im instrumentierten Eisen des H1-Detektors kann eine Teilchenspur im Bereich eines Padturms eine unterschiedliche Anzahl von Streamerkammerebenen durchqueren. Deshalb wurden die in diesem Kapitel dargestellten Untersuchungen zur Spannungsabhängigkeit für eine Einzelebene (Ebene 1) und für das Summensignal von vier Ebenen (Turm) durchgeführt. Die Größe der Pads beträgt $246 \times 246 \text{ mm}^2$. Die Integrationszeit für die nachfolgenden Meßergebnisse ist $1,9 \mu\text{s}$.

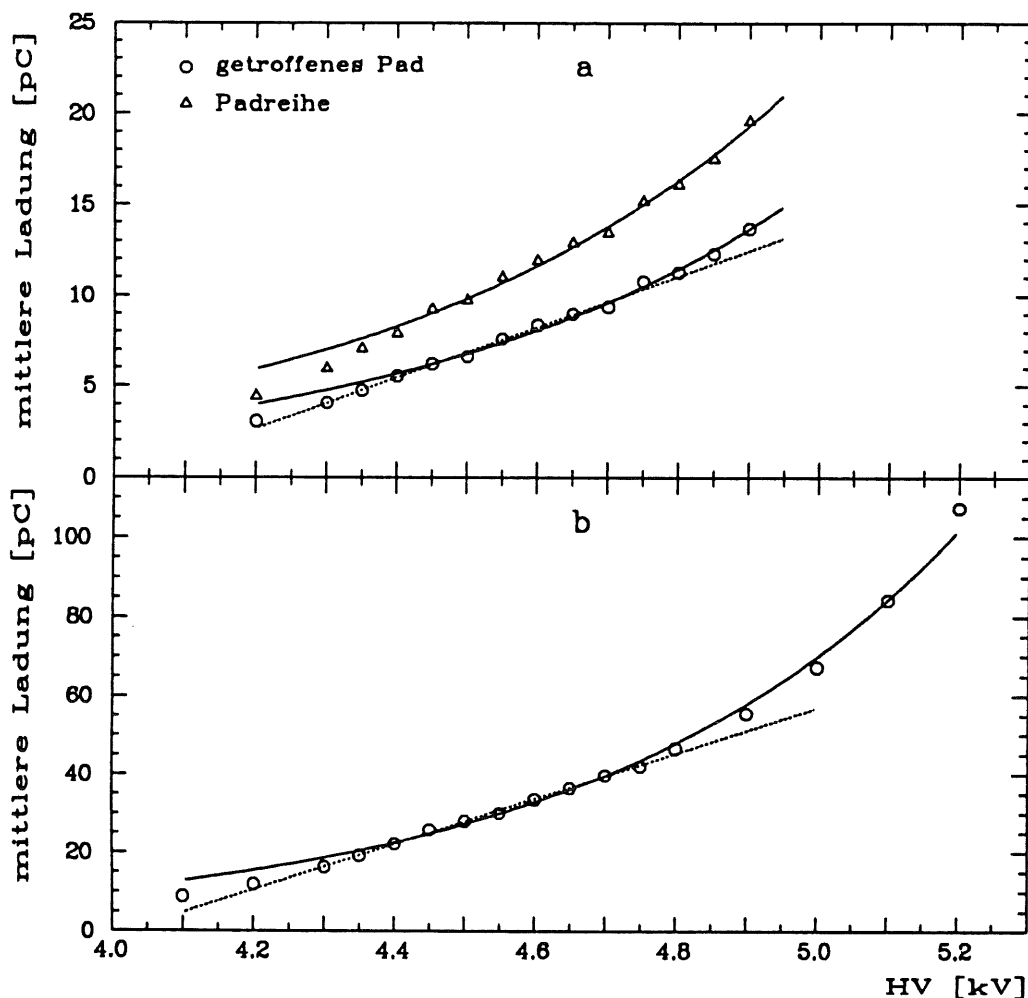


Abb. 4.35: Mittlere Ladung der Pads einer Einzelebene (a) und des getroffenen Padturms (b) als Funktion der Spannung. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen der Exponentialfunktion aus Gl. 4.2, und die punktierten Linien sind Anpassungen der linearen Beziehung 4.3.

Im vorhergehenden Kap. 4.3.2 wurde aufgezeigt, daß eine lineare Beziehung zwischen der Pad- und der Drahtladung besteht. Die Padladung sollte deshalb die gleiche Spannungsabhängigkeit aufweisen wie die Drahtladung. In Abb. 4.35 ist die Variation der mittleren Ladung des getroffenen Pads und des Turms mit der angelegten Hochspannung bei einem Druck von 1000 hPa und einer Temperatur von 294 K dargestellt. Der Durchgangsort der geraden Teilchenspuren lag in der Mitte der getroffenen Pads. Die durchgezogene Kurve ist jeweils eine Anpassung der Exponentialfunktion aus Gl. 4.2 mit $U_0 = 4,6 \text{ kV}$. Die Parameter der Funktion sind für die Einzelebene

$$k_U = 1,79 \pm 0,03 \text{ kV}^{-1}$$

$$Q_0 = 8,07 \pm 0,04 \text{ pC}$$

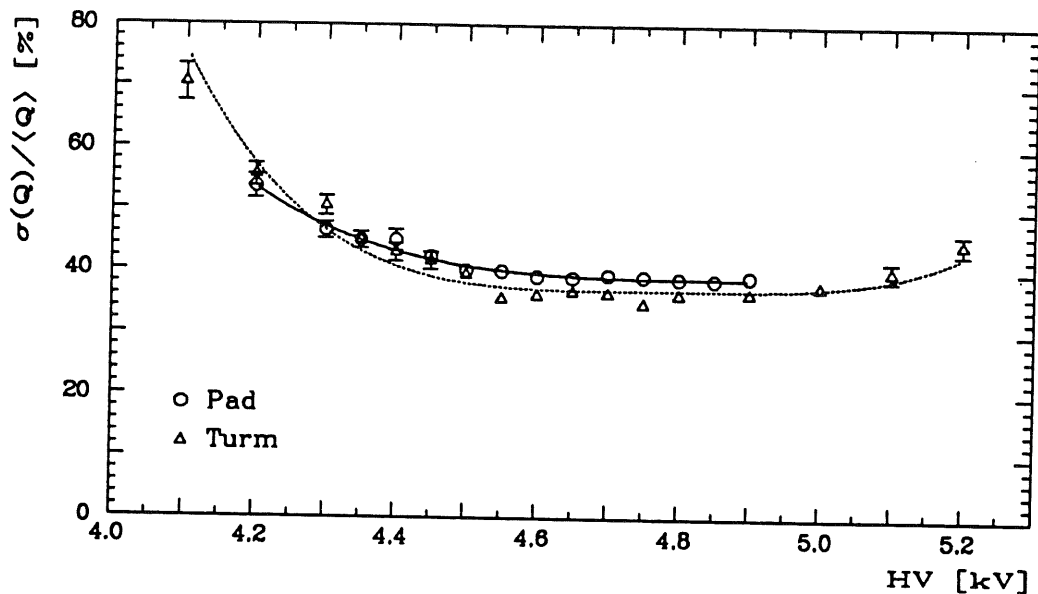


Abb. 4.36: Relative Breite der Ladungsverteilung des getroffenen Pads und des Padturms in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

und für den Padturm

$$k_U = 1,88 \pm 0,03 \text{ kV}^{-1}$$

$$Q_0 = 32,83 \pm 0,19 \text{ pC}$$

Wie erwartet ergibt sich für die relative Änderung k_U der Ladung mit der Spannung bei den Padsignalen der gleiche Wert, der auch für die Drahtpulse gefunden wurde¹⁰. Bei der Datennahme wurde für die Padpulse keine Amplitudenschwelle verwendet. Voraussetzung zur Abspeicherung der Padpulse war aber, daß in dem zugehörigen Profil mindestens ein Drahtpuls vorlag, so daß sich die Amplitudenschwelle für die Drahtpulse auch auf die Pads auswirken mußte. Eine Folge ist, daß die meisten Proportionalpulse nicht abgespeichert werden. Wie in Kap. 4.2.1 beschrieben, können die verbleibenden Proportionalpulse nicht von den Streamerpulsen getrennt werden. Da sie aber in die Bestimmung der mittleren Ladung miteingehen, ergibt sich ein scheinbar zu kleiner Wert der Streamerladung bei niedrigen Spannungen. Dieser Umstand liefert eine Erklärung für die Abweichung der mittleren Ladung von dem exponentiellen Verlauf, der in den Abb. 4.35 a und b für $U < 4,4$ kV zu sehen ist.

Zum Vergleich ist in den Abbildungen ebenfalls eine lineare Anpassung nach Gl. 4.3 als punktierte Linie miteingezeichnet. Wie bei der Drahtladung zeigt sich eine Abweichung von dem linearen Verlauf für Spannungen $U > 4,8$ kV. In Abb. 4.35a ist auch die Ladung Q_R der Padreihe in Drahtrichtung für die Einzelebene aufgetragen. Die Ladungssumme ist stets größer als die Ladung des getroffenen Pads. Der Beitrag der anderen Pads wird durch das in Kapitel 4.3.1 bereits erwähnte Übersprechen verursacht.

Auch die relative Breite der Ladungsverteilung $\sigma(Q)/\langle Q \rangle$ für das getroffene Pad und den getroffenen Turm zeigt eine Spannungsabhängigkeit, die in ihrem Verlauf dem der Drahtladung entspricht (Abb. 4.36). Die Auflösung verbessert sich schnell mit wachsender Spannung und bleibt für $U \geq 4,6$ kV zunächst nahezu konstant bei einem Wert von

¹⁰ Vgl. Kap. 4.2.1

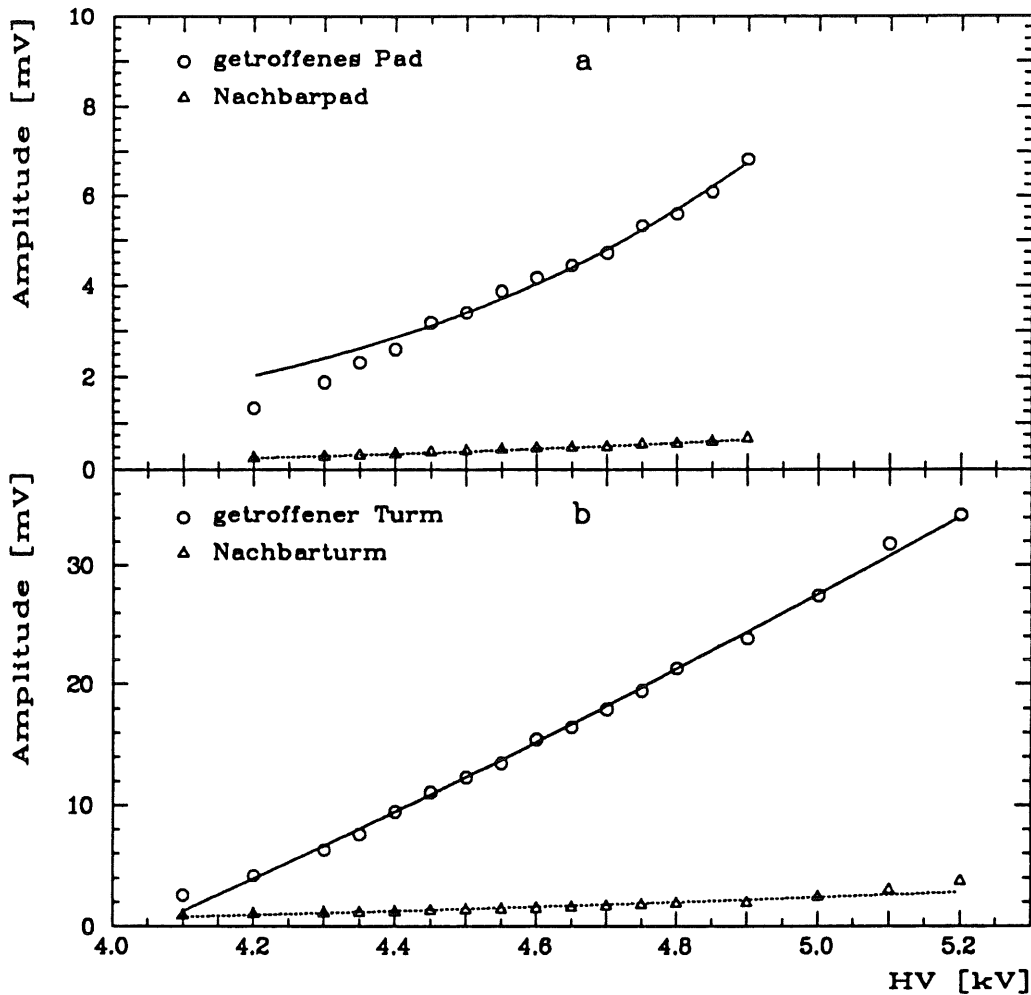


Abb. 4.37: Mittlere Pulsamplitude der Pads als Funktion der Spannung (a) für eine Einzelebene und (b) für das Summensignal von vier Ebenen (Padturm)

$$\frac{\sigma(Q)}{\langle Q \rangle} \cong 39,0 \pm 1,2 \% \quad \text{für die Einzelebene}$$

$$\frac{\sigma(Q)}{\langle Q \rangle} \cong 36,0 \pm 1,2 \% \quad \text{für den Turm}$$

Die Verschlechterung der Auflösung bei hohen Spannungen ist wieder auf die Verbreiterung der Ladungsverteilung durch die Nachpulse zurückzuführen (s. Abb. 4.15). Mit den Padtürmen läßt sich naturgemäß für mittlere Spannungen die gleiche gute Auflösung wie bei der Drahtladung erreichen.

Die Abb. 4.37 zeigt die Veränderung der mittleren Pulsamplitude mit der Betriebsspannung für das getroffene Pad und für ein Nachbarpad bzw. für die entsprechenden Türme. Der Abschlußwiderstand beträgt dabei 100 Ω. Bis zu einer Spannung von etwa 4,9 kV entspricht der Anstieg der Amplitude des getroffenen Turms der Vergrößerung seiner mittleren Ladung. Oberhalb dieser Spannung führt das Auftreten von Nachpulsen zu einem wesentlich stärkeren Anstieg der Ladung.

Die Amplitude des getroffenen Pads einer Einzelebene besitzt auch bei nur einem Teilchendurchgang eine Höhe von über 4 mV für $U \geq 4,6$ kV. Damit ergibt sich ein relativ gutes Signal/Rausch-Verhältnis, da das Rauschen des für die Padtürme verwendeten Verstärkers einschließlich Kabel nur etwa 0,5 mV beträgt [EBE90]. Mit einer Pulshöhe im

Bereich von einigen mV sind die Padsignale aber sehr empfindlich gegenüber äußeren Störsignalen¹¹. Aus diesem Grund wird am H1-Detektor zum Herausführen des analogen Turmsignals abgeschirmtes twisted-pair Kabel verwendet.

4.3.4 Das Übersprechen bei den Padsignalen

In einer Streamerentladung wird nur in einem Bereich von wenigen mm² eine Ladung auf die Padflächen direkt influenziert. Wie in Kapitel 4.3.1 bereits beschrieben wurde, bewirkt ein Ladungstransport auf der Kathode der Streamerkammer aber, daß durch kapazitive Kopplung auch auf benachbarten Padflächen ein Signal entsteht. Dieser Effekt wird als Übersprechen bezeichnet. Seine Größe und der Einfluß der Kammerparameter sollen in diesem Kapitel untersucht werden.

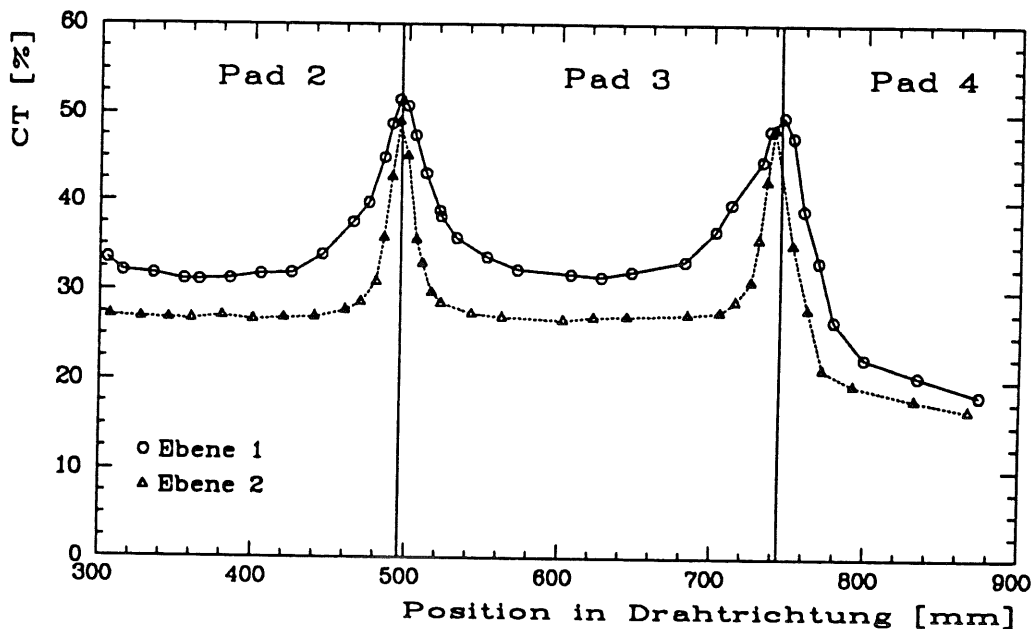


Abb. 4.38: Die Abhängigkeit des Übersprechen von der Strahlposition in Drahrichtung.

Die Größe des Übersprechens läßt sich beschreiben durch das Ladungsverhältnis

$$CT = \frac{Q_{-1} + Q_{+1}}{Q_{-1} + Q_0 + Q_{+1}}$$

mit

Q_0 : Ladung des getroffenen Pads

$Q_{\pm 1}$: Ladung des linken bzw. rechten Nachbarpads

Dieses Ladungsverhältnis CT ist abhängig von der Positionen der Streamerentladung in Drahrichtung (horizontales Übersprechen). In Abb. 4.38 ist der Mittelwert dieser Größe bei einer Integrationszeit von 1,9 μ s an verschiedenen Strahlpositionen entlang des Drahtes aufgetragen. Die Abbildung enthält Meßergebnisse für die beiden in Tabelle 4 mit Ebene 1 und 2 bezeichneten Profile mit einer Padgröße von 246 x 246 mm². Im Bereich der Kante zwischen zwei Pads wirken die direkte Influenz und das Übersprechen zusammen. Das Ladungsverhältnis erreicht dort einen Wert von ca. 50%, der durch den Beitrag des dritten

¹¹ Eine starke Störquelle sind z.B. die Buskabel der digitalen Draht- und Streifenanalyse mit 10 MHz Taktfrequenz und TTL-Pegel, die am H1-Detektor in unmittelbarer Nachbarschaft zu den Kabeln der Padsignale verlegt werden müssen.

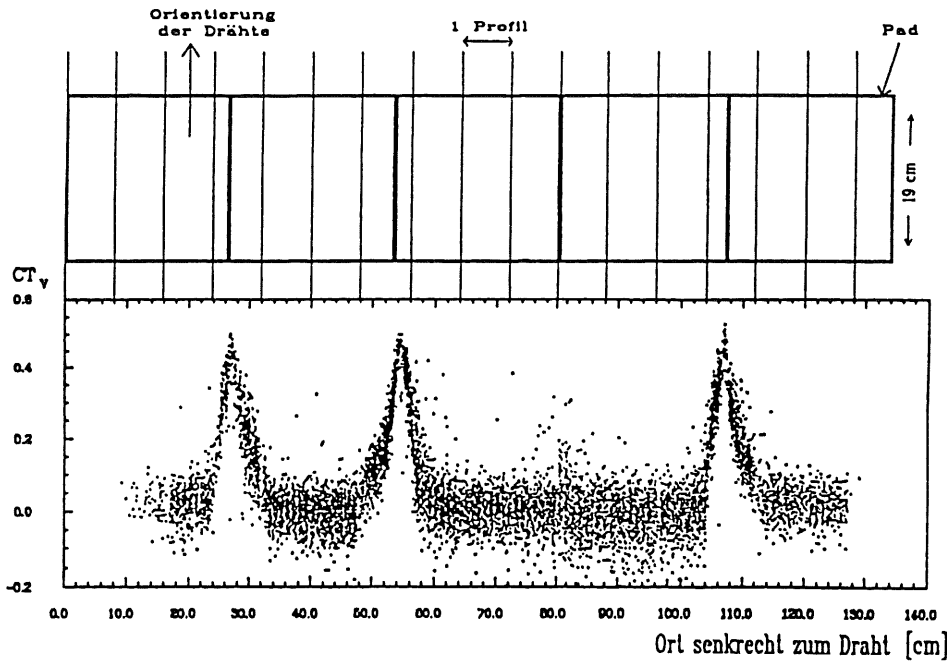


Abb. 4.39: Vertikales Übersprechen als Funktion der Ortskoordinate senkrecht zum Draht. Zur Veranschaulichung der Profilpositionen ist oben ein vertikaler Ausschnitt einer Streamerkammerebene dargestellt [JUS91].

Pads auch überschritten werden kann. Zur Mitte des getroffenen Pads hin verringert sich die Größe von CT. In der Abbildung ist ein Unterschied zwischen den beiden Ebenen erkennbar. Für Ebene 2 wird das Übersprechen mit zunehmendem Abstand von der Padkante sehr schnell kleiner und erreicht einen niedrigeren Wert als bei der Ebene 1. Auf dieses unterschiedliche Verhalten wird weiter unten noch ausführlich eingegangen. In der Umgebung der Mitte des getroffenen Pads erreicht das Übersprechen Werte von

$$\begin{aligned} \langle CT_1 \rangle &= 31,5 \pm 0,3 \% \\ \langle CT_2 \rangle &= 27,0 \pm 0,3 \% \end{aligned}$$

Für Strahlpositionen im Bereich von Pad 4 ist das Übersprechen reduziert, da sich dieses Pad am Ende der Kammer befindet, und somit nur das linke Nachbarpad einen Signalbeitrag liefert.

Ein Übersprechen in der Richtung vertikal zu den Drähten tritt nur dann auf, wenn der Teilchendurchgangsort in einem Profil liegt, über dem zwei vertikale Pads zusammenstoßen. Aufgrund der geometrischen Abmessungen der Padflächen und ihrer Lage auf den Kammerebenen konnte dieses vertikale Übersprechen bei den verwendeten Testebenen nicht untersucht werden. Es wurde aber bei Kalibrationsmessungen für die H1-Streamerkammerebenen beobachtet, die am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf durchgeführt wurden. Die bei diesen Messungen benutzten Padebenen besaßen $277 \times 277 \text{ mm}^2$ große Pads. Für einfallende Myonen des Teststrahls ist in Abb. 4.39 das vertikale Übersprechen CT_v ereignisweise gegen die Ortskoordinate aufgetragen. $Q_{\pm 1}$ ist hier die Ladung des oberen bzw. unteren Pads. In der Abbildung ist gut zu erkennen, daß nur in dem schmalen Bereich eines Profils, über dem zwei Pads zusammentreffen, das Ladungsverhältnis CT_v größer als Null ist.

Die Betriebsspannung der Streamerkammer beeinflusst die Größe des Übersprechens nicht (Abb. 4.40). Damit ist das Übersprechen auch unabhängig von den anderen Parametern, die auf die Höhe der Streamerladung einwirken, wie etwa die Gasmischung, Druck und

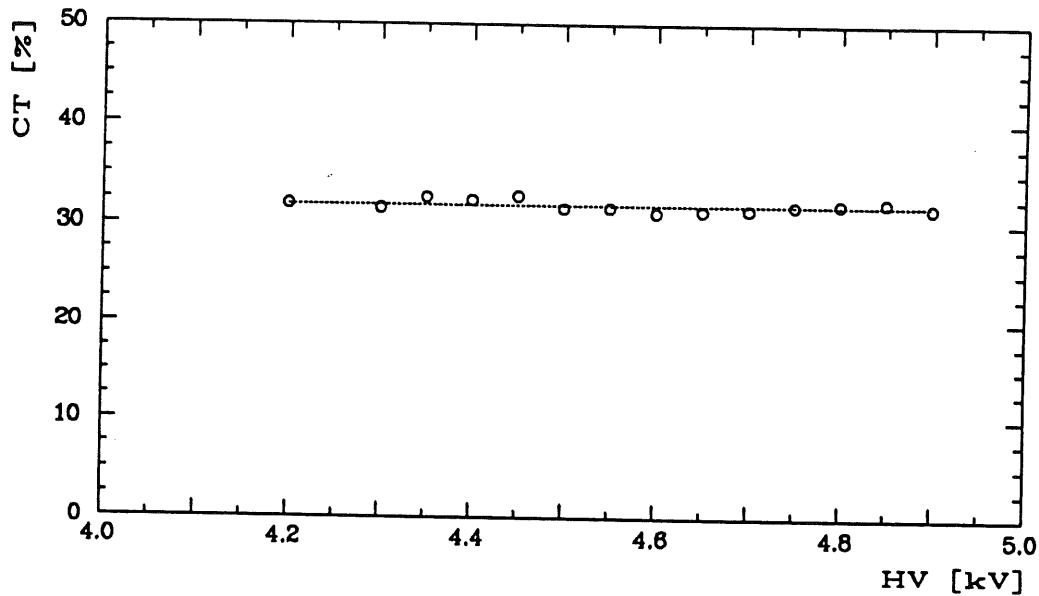


Abb. 4.40: Höhe des Übersprechens in der Mitte des getroffenen Pads der Ebene 1 in Abhängigkeit von der Spannung.

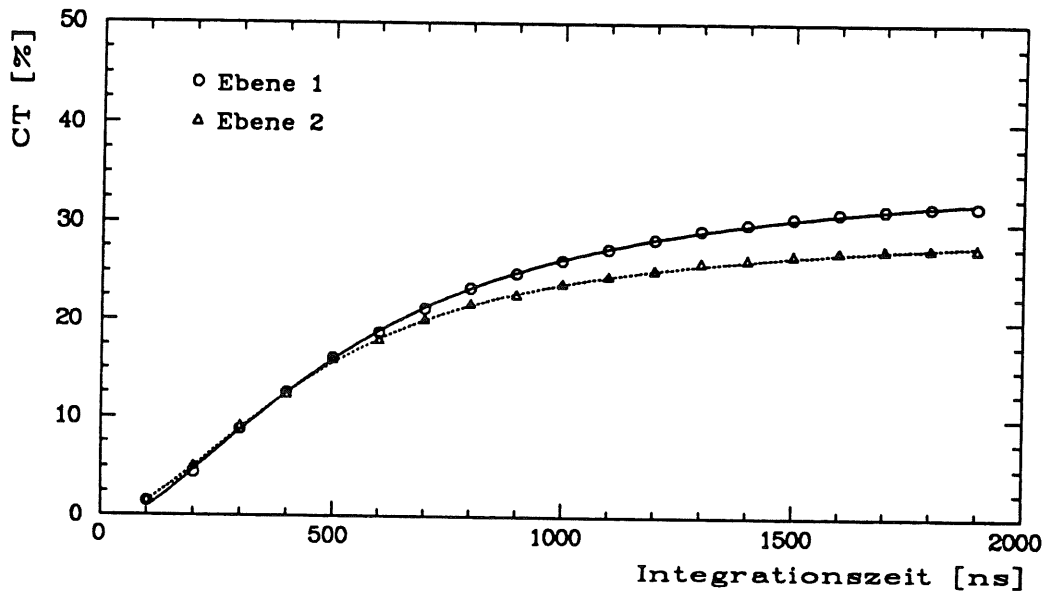


Abb. 4.41: Abhängigkeit des Übersprechens CT von der Integrationszeit bei einer Strahlposition in der Mitte des getroffenen Pads.

Temperatur: Es besteht aber eine Abhängigkeit von der Integrationszeit (Abb. 4.41). Mit zunehmender Integrationszeit wächst das Ladungsverhältnis CT zunächst relativ schnell an. Für Integrationszeiten über 1000 ns wird die weitere Zunahme aber schwächer. Auch in dieser Abbildung ist der Unterschied zwischen den beiden untersuchten Kammerprofilen mit gleicher Padgröße sichtbar.

Die Höhe des Übersprechens ist also sowohl vom Ort der Streamerentladung als auch von der Integrationszeit abhängig. Außerdem zeigen sich Abweichungen beim Übersprechen für die bei den Messungen benutzten Profile. Diese Profile unterscheiden sich in ihren Werten für die Oberflächenwiderstände des Deckels und der Profilwand (Tab. 4).

Eine Parametrisierung des Übersprechens in Drahrichtung, die diese Abhängigkeiten berücksichtigt, läßt sich aus einem einfachen eindimensionalen Modell ableiten. Dazu wird

noch einmal auf das Ersatzschaltbild für eine Streamerzelle in Abb. 4.23 zurückgegriffen. Der Ladungstransport auf der Kathode führt auf einem Wegelement dx zu einem Spannungsabfall von

$$dU = I \cdot R \cdot dx \quad (4.5)$$

und für den Strom, der in die Kapazitäten C_p bzw. C_D fließt, gilt:

$$dI = C \cdot \frac{dU}{dt} \cdot dx \quad (4.6)$$

Dabei sind R und C der Widerstand bzw. die Kapazität pro Längeneinheit. Aus den beiden Beziehungen 4.5 und 4.6 folgt die eindimensionale Diffusionsgleichung:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{R \cdot C} \cdot \frac{d^2 I}{dx^2}$$

Die Lösung dieser Gleichung führt zu einer Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Zeit und dem Ort der Streamerentladung [GYG83]:

$$Q(x, t) = \frac{Q_S}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (4.7)$$

mit

$$\begin{aligned} Q_S &= \text{Streamerladung} \\ \sigma &= \sqrt{\frac{t}{R \cdot C}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Da die Breite der Profile mit 8,1 cm wesentlich kleiner ist als die Kantenlänge der Padflächen, breitet sich die Ladung relativ schnell vertikal zur Drahrichtung über das Profil aus und verteilt sich dann in longitudinaler Richtung. Deshalb kann diese eindimensionale Lösung für die Untersuchung des Übersprechens in Drahrichtung benutzt werden.

Die Oberflächenwiderstände von Deckel und Profilwand sind unterschiedlich groß. Außerdem ergeben sich verschiedene Werte für die Kapazitäten. Aufgrund dieser abweichenden Werte der Parameter R und C für den Deckel und die Profilwand müssen zwei verschiedene Breiten σ_D und σ_P eingeführt werden. Die gemessene Ladung $Q_{\text{Pad } i}$ eines Pads ist das Integral der Ladungsverteilung über die Abmessung des Pads in Drahrichtung. Die Integration der Gl. 4.7 über die Breite des Pads zu einer festen Zeit t ergibt für das Verhältnis der Ladung eines Pads $Q_{\text{Pad } i}$ zur Summenladung der Padreihe Q_R die folgende Funktion des Ortes:

$$\frac{Q_{\text{Pad } i}}{Q_R} = a_P \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x_1}{\sqrt{2} \sigma_P}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x_2}{\sqrt{2} \sigma_P}\right) \right\} + a_D \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x_1}{\sqrt{2} \sigma_D}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x_2}{\sqrt{2} \sigma_D}\right) \right\} \quad (4.9)$$

mit

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$$

$$x_1 = x - x_{\text{Mitte}} + \frac{B}{2}, \quad x_2 = x - x_{\text{Mitte}} - \frac{B}{2}$$

x_{Mitte} : Position der Padmitte

B : Breite des Pads in Drahrichtung

x : Position des Teilchendurchgangs

Diese Beziehung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der erste beschreibt die Diffusion der Ladung auf der Profilwand mit einer Breite der Ladungsverteilung σ_P . Die Ladungsdiffusion auf dem Deckel wird durch den zweiten Anteil wiedergegeben mit der zugehörigen Breite σ_D . Die Parameter a_P und a_D beschreiben den Beitrag des Profils bzw. Deckels zur Ladung des Pads. In Abb. 4.42 ist der Mittelwert des Ladungsverhältnisses Q_{Pad}/Q_R eines Pads für die untersuchten Einzelebenen gegen die Position in Drahtrichtung aufgetragen. Die Abbildungen enthalten die Werte für zwei verschiedene Integrationszeiten von $t = 0,9 \mu\text{s}$ und $t = 1,9 \mu\text{s}$. Deutlich zu erkennen ist die nach Gl. 4.8 erwartete Verbreiterung der Ladungsverteilung mit zunehmender Zeit. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen der Beziehung 4.9 an die Meßwerte. Die entsprechenden Werte der Parameter für die Integrationszeit von $1,9 \mu\text{s}$ sind in Tabelle 6 aufgelistet. Für alle drei Ebenen gilt, daß die Breite der Ladungsverteilung auf dem Profil wesentlich größer als auf dem Deckel ist. Dies bedeutet, daß die Diffusion auf der Profilwand den entscheidenden Beitrag zum Übersprechen liefert. Um das Übersprechen möglichst klein zu halten, darf also der Widerstandswert des Profils nicht zu niedrig sein. Für sehr niederohmige Profile ($R_{\text{Profil}} < 100 \Omega/\square$ [ZIT92]) beeinflusst die Art des Hochspannungsanschlusses die Höhe des Übersprechens. Wird die Hochspannung wie bei den H1-Streamerammern hochohmig an das Profil angeschlossen, so ist das Übersprechen groß. Liegt die Hochspannung jedoch niederohmig an, so kann die Influenzladung der Streamerentladung von der Spannungsquelle geliefert werden. Sie muß dann nicht durch eine Ladungstrennung auf dem Profil erzeugt werden, und die Bereiche des Profils unterhalb entfernter Pads bleiben elektrisch neutral. Dadurch ist das Übersprechen klein.

Die Tabelle 6 enthält auch die Widerstandswerte pro Längeneinheit von Deckel und Profil, die sich aus den gemessenen Oberflächenwiderständen ergeben. Bereits der Vergleich dieser Widerstandswerte mit den Ergebnissen für die Breite der Ladungsverteilung zeigt die in diesem Modell erwartete Abhängigkeit der Verteilung vom Oberflächenwiderstand: Je kleiner der Widerstand, um so größer ist die Ladungsdiffusion und damit das Übersprechen.

Aus Gl. 4.8 folgt für das Verhältnis der Widerstandswerte von zwei Ebenen für die Profile (P) bzw. die Deckel (D):

$$\frac{R_{P(D)k}}{R_{P(D)l}} = \frac{C_{P(D)l}}{C_{P(D)k}} \cdot \frac{\sigma_{P(D)l}^2}{\sigma_{P(D)k}^2} \approx \frac{\sigma_{P(D)l}^2}{\sigma_{P(D)k}^2} \quad k, l = \text{Ebenennummer}$$

Die Kammerebenen haben den gleichen mechanischen Aufbau, und damit sind die entsprechenden Kapazitäten der Ebenen gleich. Unter dieser Voraussetzung sollten die Verhältnisse für die gemessenen Widerstandswerte und für die Parameter der Anpassung identisch sein. In Tabelle 7 werden diese Verhältnisse gegenübergestellt. Der Vergleich der Werte zeigt eine relativ gute Übereinstimmung. Besonders wenn man berücksichtigt, daß noch eine gewisse Unsicherheit in den Kapazitätswerten liegt¹², folgt daraus, daß das hier beschriebene eindimensionale Modell die Abhängigkeit des Übersprechens von den Widerstandswerten recht gut wiedergibt.

¹² Die Abstände, die die Kapazitätswerte bestimmen, betragen nur wenige mm. Deshalb reichen schon kleine Unterschiede im Abstand von der Streamerkammerbox zur Padfläche und die Toleranzen der Kammergeometrie aus, um relativ große Änderungen der Kapazitätswerte zu verursachen.

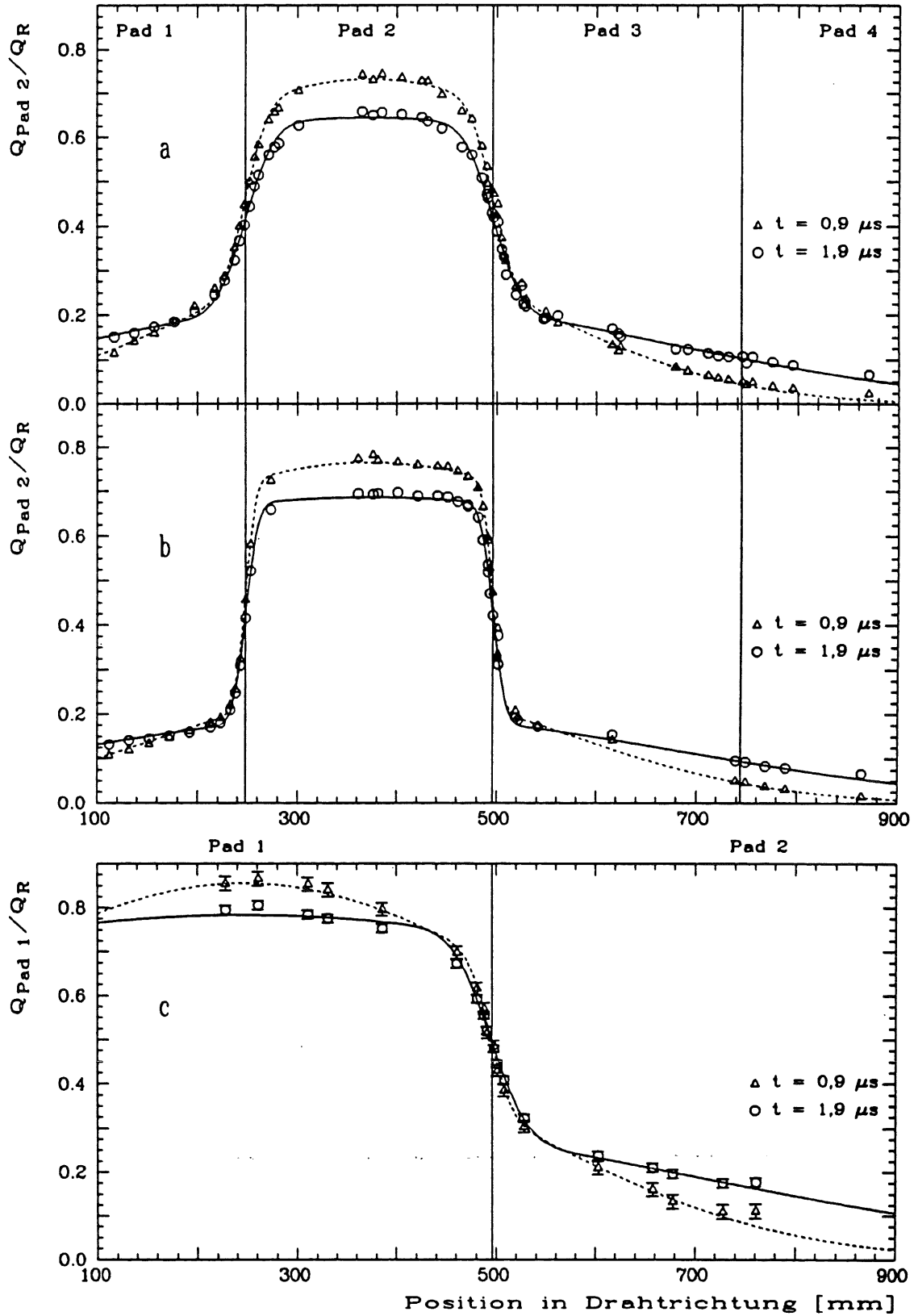


Abb. 4.42: Verhältnis der Ladung eines Pads zur Summenladung Q_R der Padreihe in Abhängigkeit von der Strahlposition für zwei Integrationszeiten. (a) $Q_{\text{Pad}2}/Q_R$ für Ebene 1, (b) $Q_{\text{Pad}2}/Q_R$ für Ebene 2 und (c) $Q_{\text{Pad}1}/Q_R$ für Ebene 3.

| Ebene | R_{Profil} [kΩ/cm] | R_{Deckel} [kΩ/cm] | a_p | a_D | σ_p [cm] | σ_D [cm] |
|-------|--------------------------------|--------------------------------|-------------|-------------|--------------------|--------------------|
| 1 | 0,507±0,014 | 50,3± 0,9 | 0,338±0,005 | 0,209±0,004 | 28,5±0,9 | 2,38±0,11 |
| 2 | 0,371±0,01 | 312,8±11,1 | 0,303±0,008 | 0,246±0,003 | 30,4±1,2 | 1,01±0,04 |
| 3 | 0,160±0,007 | 26,5± 0,8 | 0,344±0,009 | 0,231±0,013 | 41,5±4,3 | 3,0 ±0,23 |

Tab. 6: Werte der Parameter für das Modell zum Übersprechen bei den Padsignalen (Gl. 4.9) für eine Integrationszeit von 1,9 μs.

| | R_{p2} / R_{p1} | R_{p2} / R_{p3} | R_{D2} / R_{D1} | R_{D2} / R_{D3} |
|---------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| R_k / R_1 | 0,732 ± 0,028 | 2,32 ± 0,12 | 6,22 ± 0,25 | 11,8 ± 0,55 |
| σ_1^2 / σ_k^2 | 0,879 ± 0,089 | 1,87 ± 0,41 | 5,55 ± 0,68 | 8,83 ± 1,52 |

Tab. 7: Vergleich der Verhältnisse der gemessenen Widerstandswerte R_k / R_1 für die Ebenen mit den Ergebnissen des Modells zum Übersprechen bei den Padsignalen ($\sigma_1^2 / \sigma_k^2 = R_k / R_1$). Die Indizes Pk und Dk stehen für das Profil und den Deckel der Ebene k.

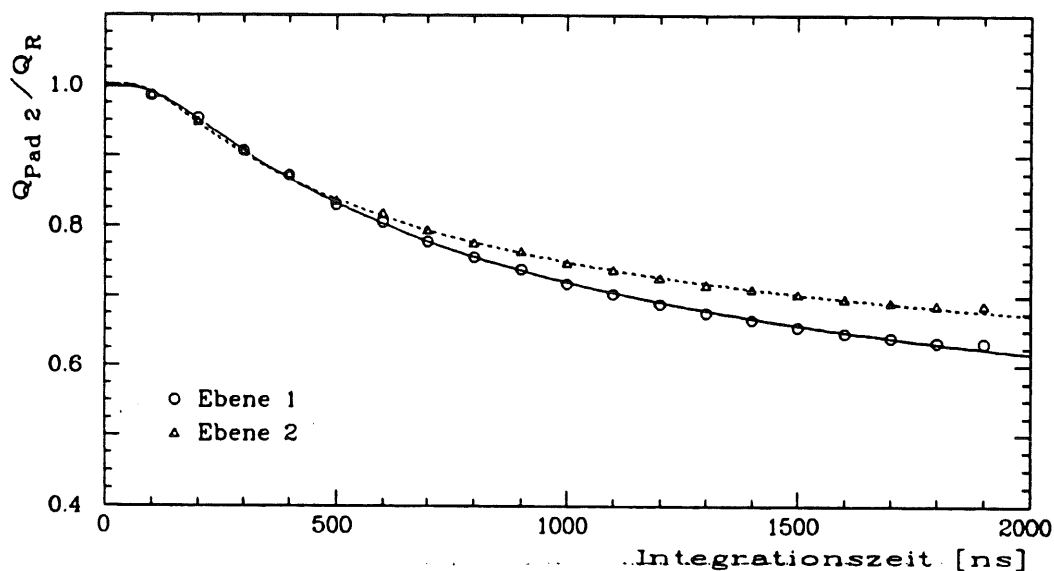


Abb. 4.43: Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads zur Ladungssumme der Padreihe als Funktion der Integrationszeit bei einer Strahlposition etwa in der Mitte des Pads.

Die Gl. 4.9 kann auch an einem festgelegten Ort als Funktion der Zeit betrachtet werden. In Abb. 4.43 ist die Variation des Ladungsverhältnisses Q_{Pad} / Q_R mit der Integrationszeit für eine Strahlposition in der Mitte des betrachteten Pads dargestellt. Das zeitliche Verhalten läßt sich mit der Beziehung 4.9 beschreiben, wie die eingezeichneten Kurven zeigen.

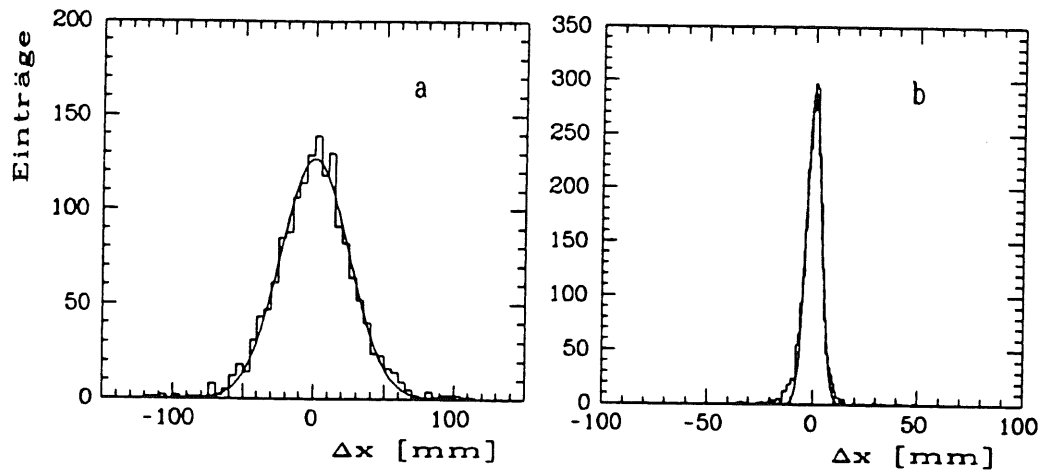


Abb. 4.44: Verteilung der Differenz Δx von Strahlposition und rekonstruiertem Ort (a) für eine Strahlposition in der Padmitte und (b) für eine Position im Abstand von 1 cm zur Padkante bei der Ebene 1. Die eingezeichneten Kurven sind die Anpassungen von Normalverteilungen an die Daten.

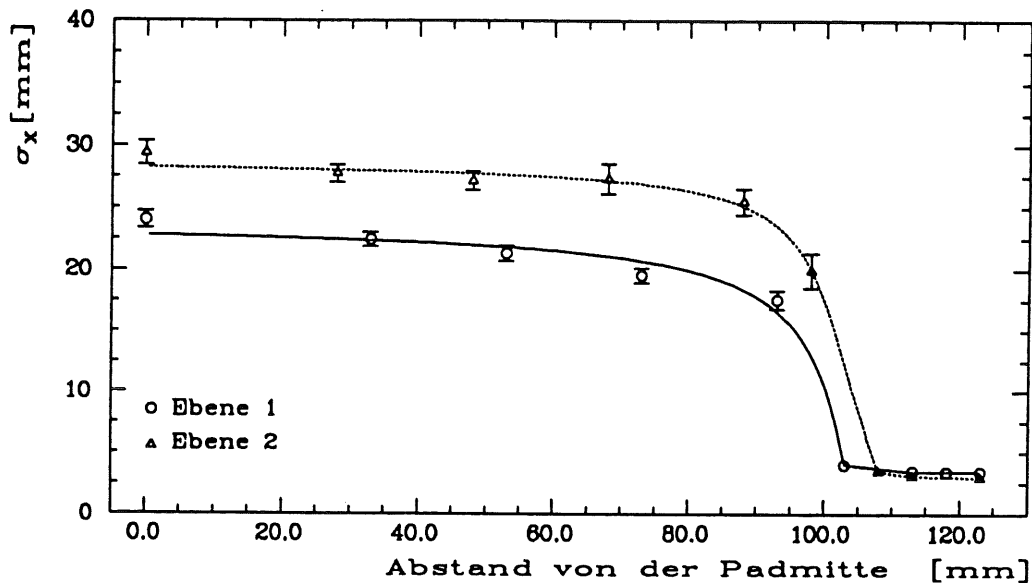


Abb. 4.45: Genauigkeit der Ortsrekonstruktion in Abhängigkeit vom Abstand der Strahlposition zur Mitte des getroffenen Pads.

Die Höhe des Übersprechens ist, wie mit Abb. 4.38 gezeigt, vom Ort der Streamerentladung abhängig. Damit wird es möglich, aus der Größe der Ladung, die auf den Nachbarpads gemessen wird, den Teilchendurchgangsort zu rekonstruieren, wenn ein entsprechender Zusammenhang zwischen Ort und Padladung einmal bestimmt wurde. Zur Bestimmung der Position wurde Gl. 4.9 mit den zugehörigen Parametern aus Tabelle 6 benutzt. In einem iterativen Verfahren wurde die Ortsposition so lange variiert, bis die Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Ladungsverhältnis $Q_{\text{Nachbarpad}}/Q_R$ minimal wird.

Abb. 4.44 zeigt als Beispiel die Verteilung der Differenz Δx von Strahlposition und rekonstruiertem Ort für zwei Positionen. An die Verteilungen wurde eine Normalverteilung angepaßt. Die Standardabweichung σ_x dieser Anpassung ist in Abb. 4.45 gegen den Abstand der Strahlposition von der Mitte des getroffenen Pads aufgetragen. Sie ist ein Maß für die erreichbare Ortsauflösung. Über einen weiten Bereich

ändert sich das Ladungsverhältnis nur schwach mit dem Ort (s. Abb. 4.42), so daß dann die Ungenauigkeit der Positionsbestimmung relativ groß ist. Für Teilchendurchgänge in der Mitte des Pads beträgt sie bei den beiden Ebenen etwa 25 mm bzw. 30 mm. In der Nähe der Padkante ist dagegen die Abhängigkeit des Ladungsverhältnisses vom Ort groß, und die Ortsauflösung verbessert sich sprunghaft.

Im instrumentierten Eisen kann also das Analogsignal der inneren und äußeren Padtürme im Prinzip je einen Wert zur Positionsbestimmung der Teilchenspur in Drahrichtung mit einer Genauigkeit beitragen, die wesentlich besser ist als die Abmessung der Padflächen. Diese können zusätzlich zu den drei Informationen von den mit Streifen ausgestatteten Kammerebenen bei der Myonidentifikation für die Rekonstruktion des Spurverlaufs im Eisen benutzt werden.

4.3.5 Die Abhängigkeit der Padladung von der Integrationszeit

Die Auslese der Padpulse mit den FADC's ermöglicht es, beim gleichen Datensatz die Bestimmung der Ladung nach zwei Verfahren durchzuführen. Zum einen startet die Integration jeweils bei einem festen Zeitnullpunkt, der von der Zeitdifferenz zwischen dem Startzeitpunkt der FADC's und dem Auftreten der ersten Pulse für Teilchendurchgänge am Signaldraht bestimmt wird. Dieses entspricht einer Datennahme, bei der die Ladungsbestimmung durch einen äußeren Trigger (z.B. Szintillatoren) gestartet wird. Die Zeitbereiche dieser Integration enthalten noch die Driftzeiten der primären Elektronen vom Ort des Teilchendurchgangs durch die Streamerzelle zum Draht. Die maximale Driftzeit beträgt beim Standardgas etwa 90 ns. Die Variation der Driftzeit mit dem Ort der Teilchenspur führt zu unterschiedlichen Anfangszeiten der Padpulse.

Bei dem zweiten Verfahren wird für jedes Ereignis der Anfangszeitpunkt der Pulse für das getroffene Pad bestimmt. Die Integration beginnt dann für alle Pads der zugehörigen Reihe bei diesem Zeitpunkt; die noch enthaltenen Schwankungen der Driftzeit liegen im Bereich der Zeitauflösung der FADC's von 10 ns.

Die Abhängigkeit der Ladung des getroffenen Pads von der Integrationszeit ist in Abb. 4.46 zu sehen. Die Position der Streamerentladung lag dabei im Bereich der Padmitte. Für die Integration wurde das zweite Verfahren benutzt, und die Padladung wurde auf die Drahtladung normiert. Dadurch wird das zeitliche Verhalten und der Unterschied zwischen den beiden untersuchten Ebenen gleicher Padgröße gut erkennbar. Solange die Integrationszeit kleiner ist als die Breite der Padpulse, nimmt die Ladung mit wachsender Integrationszeit zu. Für Zeiten über 600 ns ist besonders bei der Ebene 1 der in Kap. 4.3.1 beschriebene Rückfluß der Ladung deutlich zu erkennen. Der Ladungsrückfluß wird verursacht durch die Entladung der Pads über den Oberflächenwiderstand des Deckels und durch die Kapazität zwischen Padfläche und Deckel. Diese Entladung der Pads trägt zu dem Übersprechen bei, das im vorherigen Kapitel behandelt wurde. Der Deckel des in der Ebene 1 verwendeten Profils besitzt einen geringeren Oberflächenwiderstand R_D als das Profil der Ebene 2. Deshalb ist die entsprechende Zeitkonstante $R_D \cdot C_D$ kleiner, und die Entladung des Pads der Ebene 1 verläuft schneller. Aufgrund dieser schnelleren Entladung ist auch die gemessene Pulsbreite kleiner¹³.

In Abb. 4.47 ist die normierte Ladungssumme der Padreihe gegen die Integrationszeit aufgetragen. Die Maxima der Pulse auf den Nachbarpads sind gegenüber dem getroffenen Pad zeitlich verzögert, und die Pulsbreite ist größer¹⁴. Deshalb nimmt die Ladungssumme auch für Zeiten über 600 ns mit der Integrationszeit langsam weiter zu. Die Entladung des

¹³ s. Tabelle 5

¹⁴ s. Kap. 4.3.1 Abb. 4.25 und 4.26

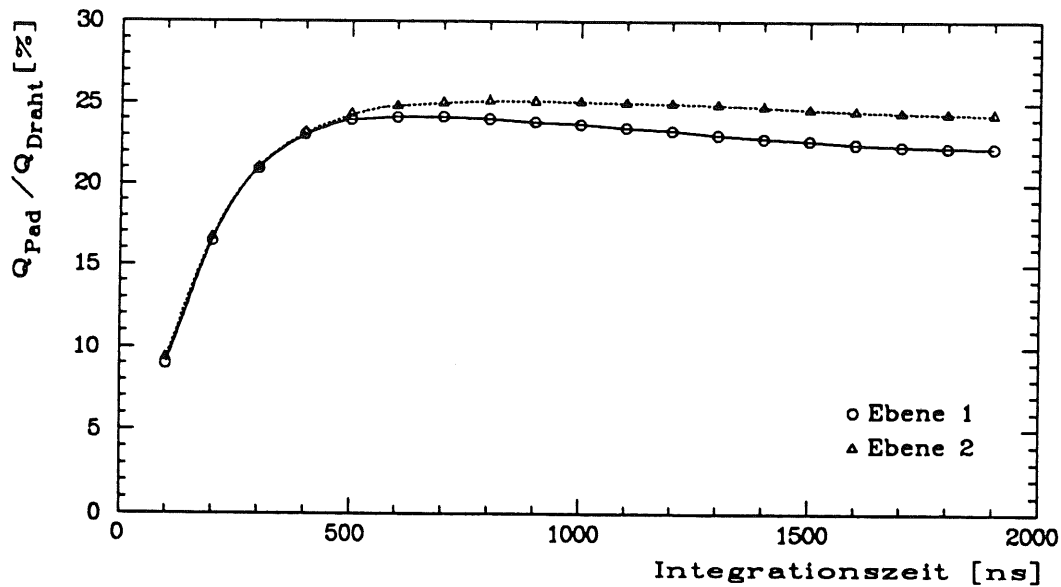


Abb. 4.46: Ladung des getroffenen Pads normiert auf die Drahtladung in Abhängigkeit von der Integrationszeit bei einer Spannung von 4,7 kV. Padgröße 246 x 246 mm².

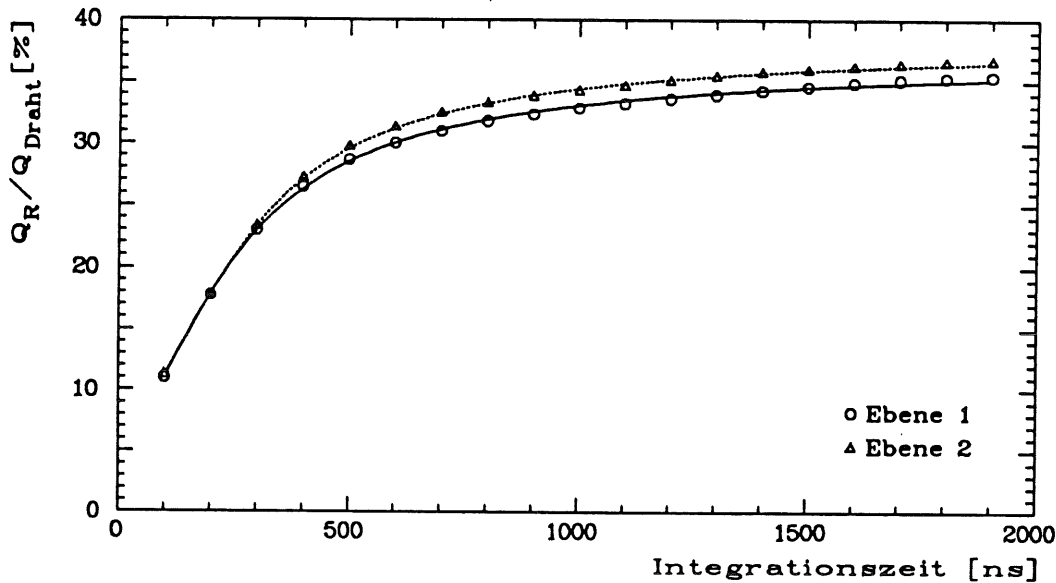


Abb. 4.47: Ladungssumme der Padreihe normiert auf die Drahtladung als Funktion der Integrationszeit bei einer Spannung von 4,7 kV. Padgröße 246 x 246 mm².

getroffenen Pads verläuft bei der Ebene 1 schneller. Da dieser Ladungsanteil erst verzögert zum Signal der Nachbarpads beiträgt, ist die Ladungssumme der Ebene 1 kleiner.

Die sehr große Pulsbreite für die Pads mit einer Fläche von 495 x 495 mm² führt dazu, daß bei der Beschränkung der Integration auf 1,9 µs nicht die gesamte Ladung erfaßt wird. Diesen Sachverhalt illustriert Abb. 4.48, in der der mittlere Puls¹⁵ des getroffenen Pads dargestellt ist. Das Pedestal des FADC's ist als punktierte Linie miteingezeichnet. Die durchgezogene Kurve ist die Anpassung einer Exponentialfunktion

¹⁵ Zur Bildung des mittleren Pulses siehe die Erläuterung zu Abb. 4.24 in Kap. 4.3.1

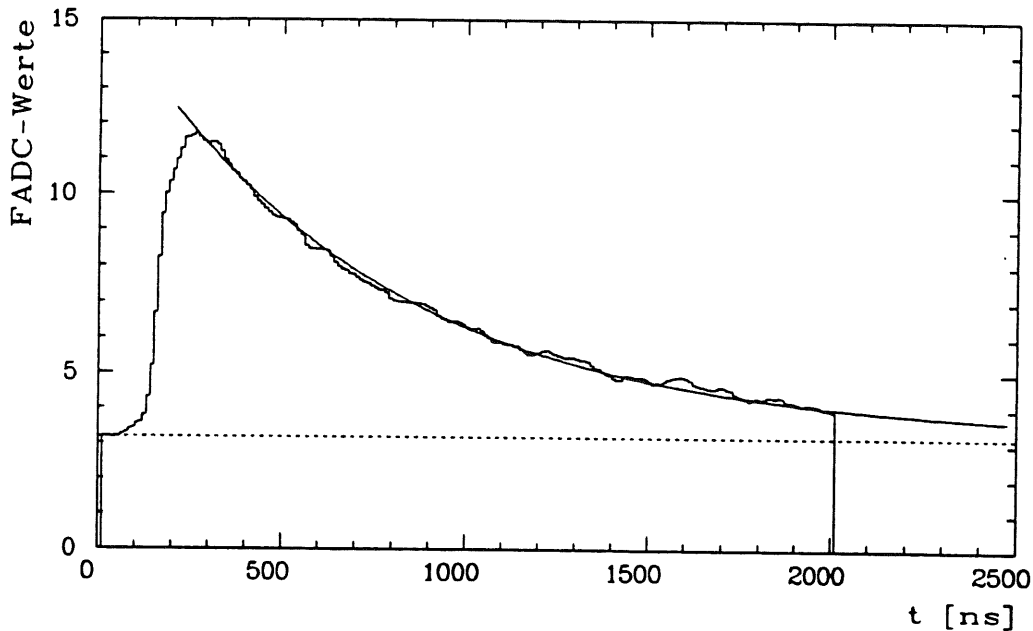


Abb. 4.48: Mittlerer Puls des getroffenen Pads mit einer Größe von $495 \times 495 \text{ mm}^2$ für Streamerentladungen in der Mitte des Pads. Die Hochspannung beträgt 4,7 kV.

$$U(t) = U_{\max} e^{-\frac{(t-t_{\max})}{\tau}}$$

an die Abfallflanke des Pulses. Dabei sind U_{\max} und t_{\max} das Pulsmaximum und seine zugehörige Zeit. Die Abfallflanke geht noch weit über den abgespeicherten Zeitbereich hinaus. Eine Abschätzung mit Hilfe der angepaßten Exponentialfunktion ergibt, daß etwa 10% der Ladung bei einer Integrationszeit von $1,9 \mu\text{s}$ nicht erfaßt werden.

Die größten Padflächen der Streamerkammern im instrumentierten Eisen sind mit $434 \times 517 \text{ mm}^2$ nur etwas kleiner als das hier untersuchte Pad, so daß auch beim Analogsignal der Padtürme große Pulsbreiten auftreten. Trotz der größeren Integrationszeit von $2,2 \mu\text{s}$ ergeben sich Ladungsverluste. Diese Ladungsverluste sind zwar gering, sie verursachen aber einen systematischen Unterschied in den Kalibrationskonstanten der Padtürme, da es bei den Padtürmen drei verschiedene mittlere Padgrößen¹⁶ gibt [EBE93].

Bei der Analogauslese des instrumentierten Eisens im H1-Detektor werden die Padpulse von 5 bzw. 6 hintereinander liegenden Ebenen addiert. Da in den einzelnen Ebenen der Abstand der Teilchenspür zum jeweiligen Draht nicht konstant ist, besitzen die addierten Padpulse Anfangszeiten, die relativ zueinander Schwankungen bis zur maximalen Driftzeit aufweisen können. Diese Driftzeitschwankungen können die relative Auflösung beeinflussen. Abb. 4.49 zeigt die Veränderung der Auflösung für die Summenladung Q_R der Padreihe mit der Integrationszeit für die beiden untersuchten Padgrößen. Dabei werden die beiden am Anfang dieses Abschnitts beschriebenen Verfahren für die Integration einander gegenübergestellt. Für beide Verfahren ist in Abb. 4.49 zu erkennen, daß die relative Breite der Ladungsverteilung für Integrationszeiten über 300 ns sehr schwach mit der weiteren Erhöhung der Integrationszeit abnimmt. Ein Vergleich der beiden Methoden zeigt die Verschlechterung der Auflösung durch die Schwankungen der Driftzeit. Der Einfluß der Driftzeit nimmt aber sehr schnell mit wachsender Integrationszeit ab und ist bei der Padgröße von $246 \times 246 \text{ mm}^2$ für Zeiten größer 200 ns

¹⁶ s. Kap. 3.2

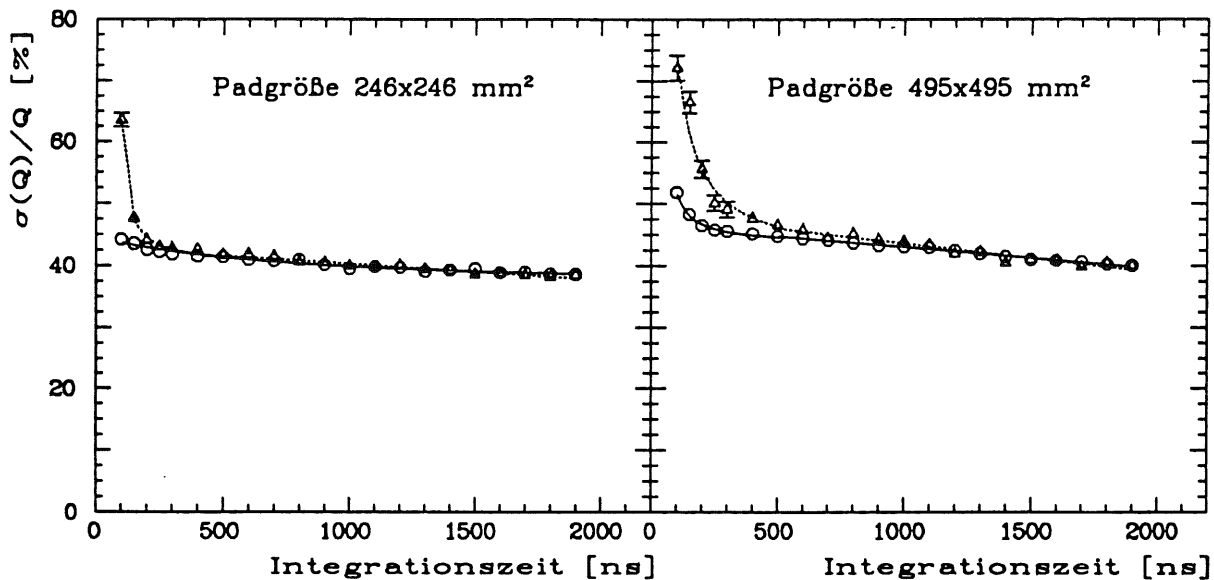


Abb. 4.49: Relative Breite der Ladungsverteilung für die Summenladung Q_R der Padreihe als Funktion der Integrationszeit mit Driftzeitschwankungen (Δ) und bei Ausschluß der Driftzeitschwankungen (\circ) für eine Spannung von 4,7 kV.

nicht mehr spürbar. Für die größere Padfläche ist die Auflösung etwas schlechter. Ihre Veränderung mit der Integrationszeit zeigt aber den gleichen Verlauf. Die Driftzeitschwankungen machen sich bei dieser Padgröße bis zu Integrationszeiten von ca. 500 ns bemerkbar.

Bei der gewählten Integrationszeit von 2,2 μ s haben diese Schwankungen aber entsprechend den vorhergehenden Ausführungen keine Auswirkungen auf die erreichbare Auflösung des Myonsignals beim H1-Detektor.

4.4 Der Einfluß des Spurwinkels φ auf das Signal der Streamerkammer

In den vorhergehenden Kapiteln wurde das Signal der Streamerkammern für gerade Teilchenspuren mit Einfallswinkeln¹⁷ $\varphi < 3^\circ$ und $\vartheta < 3^\circ$ untersucht. In diesem Abschnitt soll nun die Abhängigkeit des Streamerkammersignals vom Spurwinkel φ senkrecht zum Draht dargestellt werden. Der Einfluß des zweiten Winkels ϑ wird in Kap. 5.8 für mehrere Gasmischungen analysiert.

Die Messungen wurden an der Ebene 1 mit einer Padgröße von 246 x 246 mm² bei einer Betriebsspannung von 4,6 kV durchgeführt. Die Kammerebene wurde in Schritten von 5° gegen den Elektronenstrahl verdreht. Die Integrationszeit für die Padsignale beträgt 1,9 μ s.

Bei geradem Teilchendurchgang verläuft für einen Teil der Teilchen die gesamte Spur durch die Wände des Profils. Diese Teilchen können deshalb nicht nachgewiesen werden und bewirken eine Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit¹⁸. Für ionisierende Teilchen, die unter einem Winkel

¹⁷ Die beiden Spurwinkel werden in Abb. 3.7 definiert.

¹⁸ Die Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist bei den vorgestellten Messungen kleiner als der Wert von rund 10%, der aus dem Verhältnis von Breite der Profilverwand zur Gesamtbreite der Streamerkammer erwartet werden kann, da die Teilchenspuren nicht gleichmäßig verteilt sind, sondern ein gaußförmiges Strahlprofil vorliegt. Vgl. Kap. 4.2.1

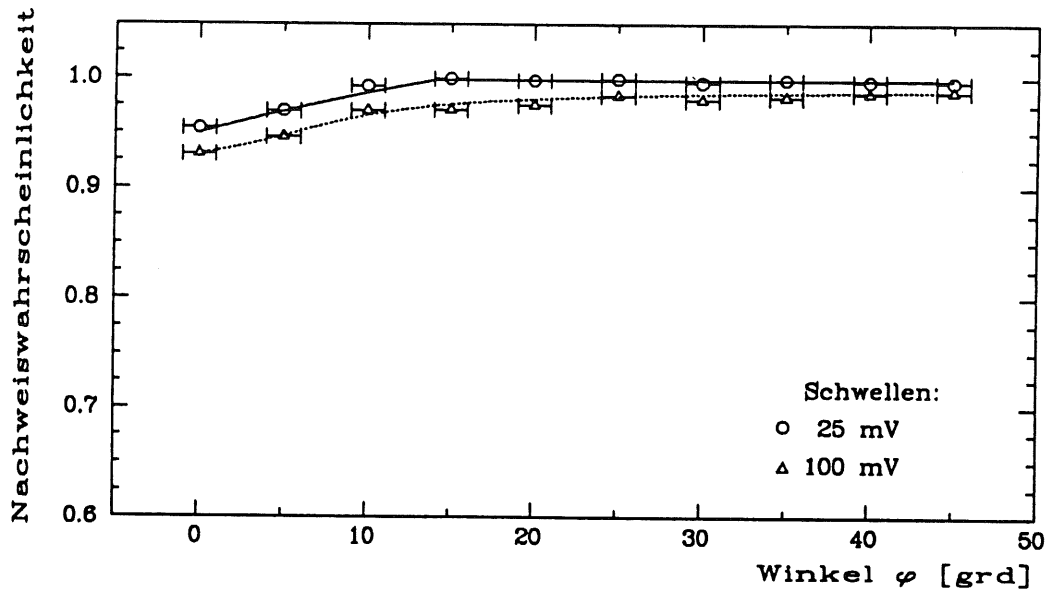


Abb. 4.50: Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Spurwinkels φ bei einer Spannung von 4,6 kV.

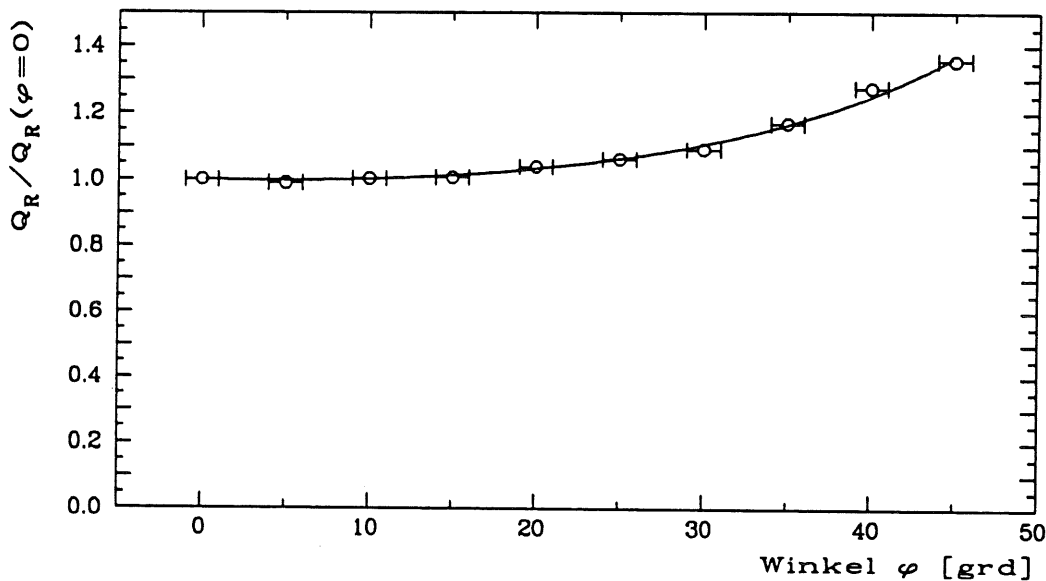


Abb. 4.51: Summenladung der Padreihe Q_R in Abhängigkeit vom Winkel φ . Die Ladung wurde auf ihren Wert bei $\varphi = 0^\circ$ normiert. Die Kurve ist die Anpassung der Gl. 4.10 an die Daten.

$$\varphi > \arctan\left(\frac{\text{Breite der Profilwand}}{\text{Höhe der Profilwand}}\right) \approx 6,4^\circ$$

einfallen, verläuft immer ein Stück der Spur durch das Gasvolumen der Streamerzelle. Wenn dieses Spurstück ausreichend groß ist, können auf ihm genügend primäre Ionisationen stattfinden, um ein Signal am Draht zu erzeugen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt dann nur noch von der verwendeten Schwelle ab. In Abb. 4.50 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für zwei Schwellenwerte gegen den Winkel φ aufgetragen. Bei einer Schwelle von 25 mV wird für Winkel $\varphi > 10^\circ$ eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 100% erreicht.

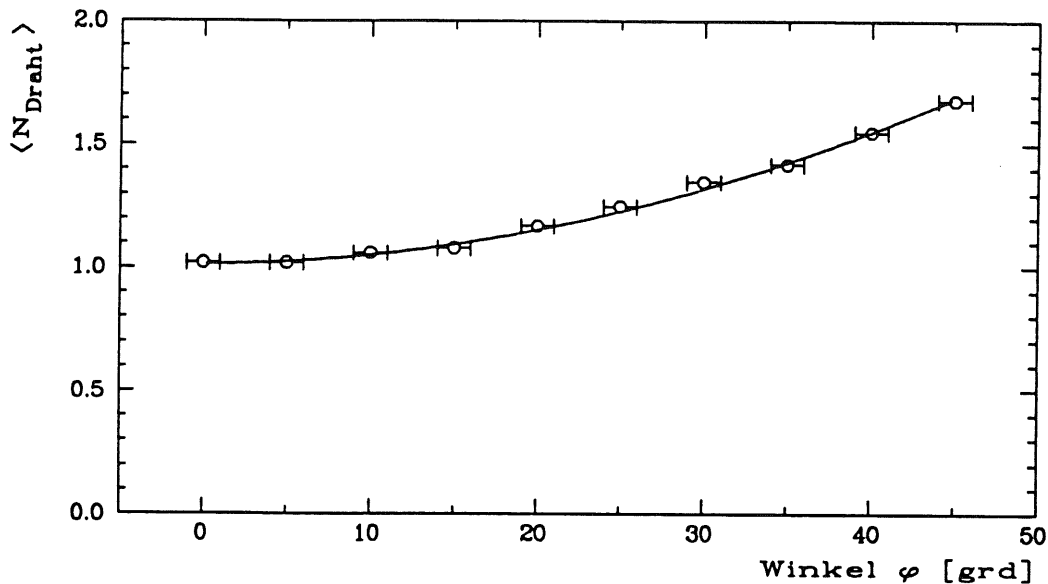


Abb. 4.52: Mittlere Anzahl der registrierten Drähte in Abhängigkeit vom Spurwinkel φ bei einer Schwelle von 25 mV.

Die mittlere Ladung der Pads wächst mit dem Winkel φ an, wie in Abb. 4.51 zu sehen ist. Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der mittleren Summenladung der Padreihe Q_R vom Einfallswinkel. Die eingezeichnete Kurve ist eine Anpassung der Funktion

$$\frac{Q_R(\varphi)}{Q_R(\varphi=0)} = 1 + a_1 \tan \varphi + a_2 \tan^2 \varphi \quad (4.10)$$

mit den Parametern $a_1 = -0,067 \pm 0,019$ und $a_2 = 0,436 \pm 0,024$.

Bei kleinen Winkeln verläuft die Spur nur für Teilchendurchgänge in der Nähe der Profilwand gleichzeitig durch zwei benachbarte Streamerzellen. Mit wachsendem Winkel nimmt aber der Bereich, in dem zwei Zellen getroffen werden, zu. Der Anstieg der Padladung ist also verknüpft mit einer Zunahme der mittleren Anzahl der Drähte, die bei einem Teilchendurchgang registriert werden (Abb. 4.52).

Im instrumentierten Eisen des H1-Detektors wird das Analogsignal der Myonen als Referenzpunkt für die Energiebestimmung und zur Ermittlung der Kalibrationskonstanten der einzelnen Padtürme verwendet. Diese Padtürme bestehen aus den hintereinander liegenden Pads von 5 bzw. 6 Streamerkammerebenen, deren Signale addiert werden. Eine Teilchenspur kann in einer oder mehreren dieser Ebenen vollständig durch inaktives Material verlaufen, so daß in diesen Ebenen kein Draht zum Turmsignal beiträgt. Bei schrägen Spuren können ebenfalls in den Ebenen eine unterschiedlich Anzahl von Drähten getroffen werden. Die statistischen Schwankungen in der Zahl der Drähte, aus deren Beiträgen sich die Turmladung zusammensetzt, führt zu einer Verbreiterung der Ladungsverteilung und damit zu einer Verschlechterung der Auflösung. Die Auflösung kann durch eine geeignete Normierung der Turmladung wieder verbessert werden. Eine mögliche Wahl ist die Normierung der Turmladung auf die Zahl der Drähte im Bereich des Turms, die von der Digitalauslese registriert werden. Dabei muß aber beachtet werden, daß die Anzahl registrierter Drähte unter Umständen kleiner ist als die Zahl der tatsächlich getroffenen Streamerzellen, an deren Drähten ein Signal erzeugt wird, denn durch die verwendete Amplitudenschwelle können Drahttreffer verlorengehen. Der Schwellenwert muß darum entsprechend niedrig gewählt werden. Außerdem kann die Zahl der registrierten Drahttreffer von einer Besonderheit der digitalen Drahtauslese

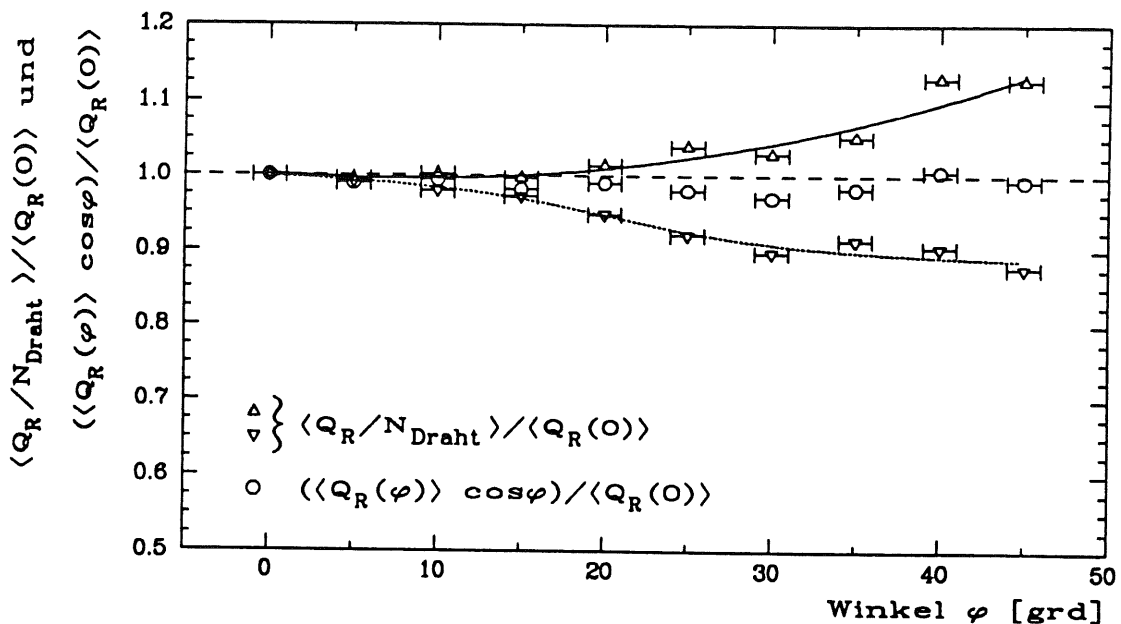


Abb. 4.53: Mittlere Summenladung der Padreihe pro Draht $\langle Q_R / N_{\text{Draht}} \rangle$ und Summenladung der Padreihe mit Spurlängen-Korrektur ($\langle Q_R \rangle \cos \varphi$) in Abhängigkeit vom Winkel φ . Die Größen wurden auf den Ladungswert bei $\varphi = 0^\circ$ normiert. Die Amplitudenschwelle für die Drahtpulse betrug 25 mV.

(∇) $\langle Q_R / N_{\text{Draht}} \rangle / \langle Q_R(0) \rangle$, wenn alle angesprochenen Drähte gezählt werden.

(Δ) $\langle Q_R / N_{\text{Draht}} \rangle / \langle Q_R(0) \rangle$, wenn nur Drähte mit Driftzeiten bis zur maximalen Driftzeit für gerade Spuren (90 ns) berücksichtigt werden.

(\circ) $(\langle Q_R \rangle \cos \varphi) / \langle Q_R(0) \rangle$

beeinflusst werden. Um beim Strahlbetrieb in HERA eine eindeutige Zuordnung der Drahtsignale zu einem Ereignis zu gewährleisten, wird für die Digitalauslese nur ein kurzes Zeitfenster von 200 ns (2 Zeitscheiben von je 100 ns) gesetzt. Da der Startzeitpunkt von einem Triggersignal bestimmt wird, wird das effektive Zeitfenster kürzer sein. Nur Drahtsignale, die innerhalb dieses Zeitfensters auftreten, werden registriert.

Für die Spurwinkel φ ergibt sich aber bei einer Normierung der Padladung auf die Drahtanzahl kein konstanter Wert, da die Anzahl der im Durchschnitt getroffenen Drähte stärker mit dem Winkel anwächst als die Größe der Padladung. Die Zahl der registrierten Drahttreffer und damit die Padladung pro Draht wird natürlich von der verwendeten Amplitudenschwelle beeinflusst. Für eine Drahtamplitudenschwelle von 25 mV ist die Abhängigkeit der mittleren Padladung pro Draht $\langle Q_R / N_{\text{Draht}} \rangle$ vom Spurwinkel in Abb. 4.53 zu sehen. Werden alle angesprochenen Drähte berücksichtigt, so zeigt sich bis zu Winkeln von 30° ein Abfall der Padladung pro Draht um ca. 10%. Für größere Winkel bleibt sie nahezu konstant bei diesem reduzierten Wert.

Die Abbildung zeigt ebenfalls die Variation der mittleren Padladung pro Draht mit dem Winkel, wenn nur Drähte mitgezählt werden, deren Signale innerhalb eines definierten Zeitfensters auftreten. Für dieses Zeitintervall wurde die maximale Driftzeit für gerade Teilchenspuren benutzt. Es werden also nur Drähte mit Driftzeiten $t_d \leq t_{d, \max}(\varphi=0) \cong 90$ ns als registrierte Drahttreffer berücksichtigt. Diese Einschränkung bei den Drähten wirkt sich für Winkel $\varphi > 15^\circ$ sehr stark auf die Padladung pro Draht aus. Für diese Winkel verläuft häufig die gesamte Teilchenspur in einer oder sogar in beiden getroffenen Streamerzellen durch die Eckbereiche der Zelle. Dadurch ist der Abstand der Spur zum Draht größer als die Strecke zwischen Draht und Profilwand. Außerdem liegt dann die gesamte Spurlänge in einem Gebiet mit niedriger elektrischer Feldstärke, so daß zusätzlich die

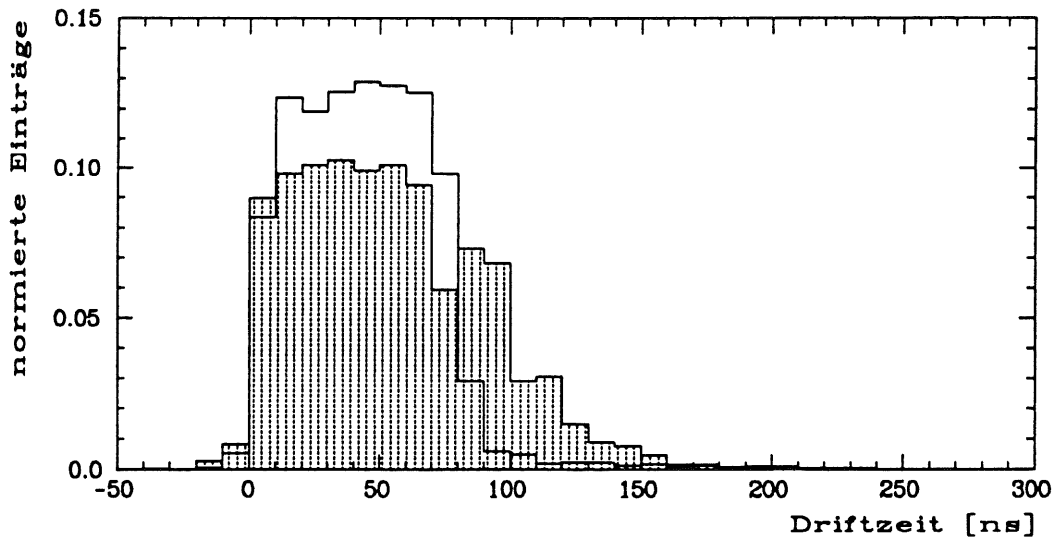


Abb. 4.54: Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten für gerade Teilchenspuren und für Spurwinkel von $\varphi = 45^\circ$ (schraffiert).

Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich reduziert ist. Deshalb erhöht sich die Driftzeit für solche Teilchenspuren auf Werte bis zu $t_{d, \max} \approx 150 \text{ ns}$ (Abb. 4.54).

Das hier gezeigte Beispiel für den Einfluß des beschränkten Zeitintervalls bei der Registrierung der Drahtsignale ist natürlich ein Extremfall. Für die Teilchenspuren in den Zellenecken erreichen die Driftzeiten aber so große Werte, daß durchaus Drahtsignale außerhalb des zulässigen Zeitintervalls ($< 200 \text{ ns}$) auftreten können. Diese Drähte werden dann bei der Digitalauslese am H1-Detektor nicht registriert. Es ist darum notwendig, das Zeitfenster der Digitalauslese auf 3 Zeitscheiben von je 100 ns zu erweitern.

Eine andere Möglichkeit für die Normierung der Padladung ist eine Korrektur auf die Spurlänge in der Ebene. Die Spurlänge S wächst mit dem Winkel φ an:

$$S = \frac{S_0}{\cos \varphi} \quad \text{mit } S_0 = 9 \text{ mm}$$

Die Summenladung der Pads muß deshalb mit einem Faktor $\cos \varphi$ korrigiert werden. Die so korrigierten Werte sind ebenfalls in Abb. 4.53 gegen den Winkel aufgetragen. Es ergibt sich ein nahezu konstanter Wert bei 1. Diese Normierung ist aber nur dann sinnvoll, wenn für alle Spurstücke in einer Streamerzelle ein Drahtsignal erzeugt wird, d.h. man muß sich mit der Betriebsspannung möglichst im Plateau der Nachweiswahrscheinlichkeit befinden. Zudem müssen die Positionen aller inaktiven Bereiche der Kammerebenen genau bekannt sein.

Der Abfall der Padladung pro Draht in Abb. 4.53 wird durch eine entsprechende Abhängigkeit der mittleren Drahtladung vom Spurwinkel verursacht (Abb. 4.55). Wie bei den Pads fällt die Drahtladung zunächst mit dem Winkel φ ab und bleibt für $\varphi \geq 30^\circ$ konstant bei einem um etwa 17% reduzierten Wert. Um dieses Verhalten zu verstehen, muß noch einmal auf die in Kap. 4.2.3 beschriebene Abhängigkeit der Signalladung vom Teilchendurchgangsort eingegangen werden. Dort wurde beschrieben, daß die Höhe der Streamerladung beeinflußt wird durch die Differenz in den Driftzeiten der entlang der Teilchenspur freigesetzten primären Elektronen. Die ersten primären Elektronen, die den Draht erreichen, starten eine Anfangslawine. Je größer die Zeitdifferenz der nachfolgenden Primärelektronen ist, um so geringer ist ihr Beitrag zur Streamerentladung. Dies wirkt sich für gerade Spuren besonders bei Teilchendurchgängen in der Nähe der Kathode aus. Mit

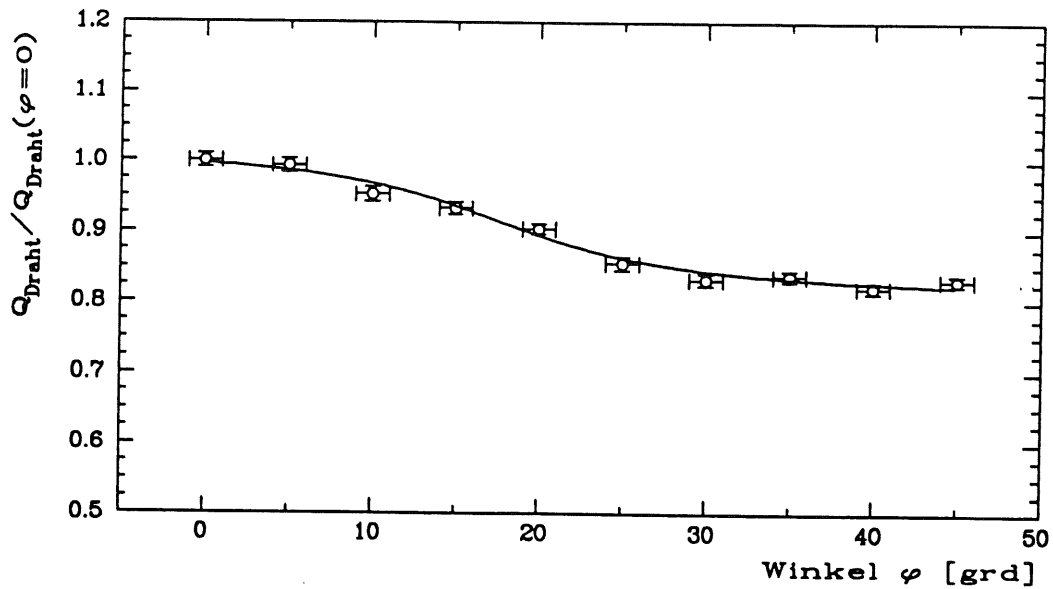


Abb. 4.55: Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit vom Spurwinkel φ . Die Ladung wurde auf ihren Wert bei $\varphi = 0^\circ$ normiert.

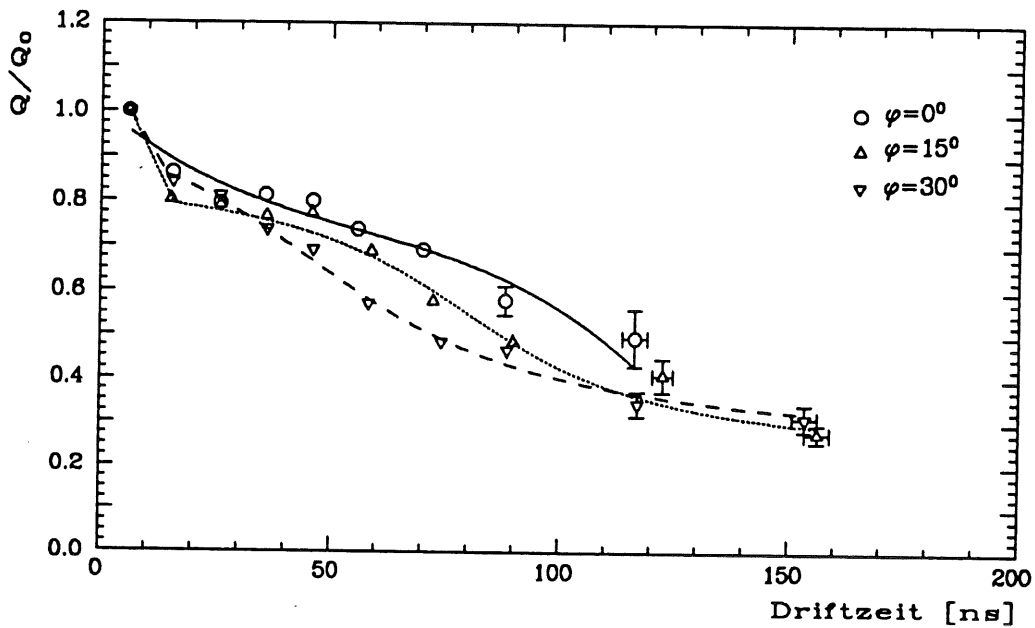


Abb. 4.56: Mittlere Drahtladung als Funktion der Driftzeit für mehrere Spurwinkel φ . Die Drahtladung wurde jeweils auf ihrem Wert im ersten Driftzeitintervall normiert.

zunehmendem Winkel φ macht sich dieser Einfluß aber auch bei kleineren Abständen zwischen Draht und Teilchenspur bemerkbar (Abb. 4.56).

Für die Spuren in den Ecken der Streamerzelle verringert sich die Drahtladung um bis zu 70%. Diese sehr große Verminderung der Drahtladung ist auf die reduzierte Länge der Teilchenspur in diesen Bereichen zurückzuführen. Mit der Spurlänge verringert sich die Zahl der im Gasvolumen freigesetzten Primärelektronen. Außerdem müssen diese wenigen primären Elektronen lange Driftstrecken zurücklegen, wobei auch noch die Driftgeschwindigkeit in den Eckbereichen niedriger ist. Dadurch erhöht sich nach Gl. 3.1 der Einfluß der Diffusion auf die Driftzeiten der primären Elektronen, so daß große Zeitdifferenzen auftreten. Reduzierte Spurlänge und Erhöhung der Zeitdifferenz zwischen

den Primärelektronen bewirken zusammen die für schräge Spuren beobachtete starke Abnahme der Drahtladung mit der Driftzeit.

Der Abfall der Padladung pro Draht mit dem Winkel ist mit ca. 10% geringer als die entsprechende Abnahme für die Drahtladung von rund 17%. Die Verringerung der Drahtladung wird besonders durch die Spuren in den Zellenecken verursacht. In diesen Fällen verläuft die gesamte Teilchenspur aber durch zwei benachbarte Streamerzellen, wobei die einzelnen Spurstücke unterschiedliche Abstände zu ihren Drähten besitzen. Je größer der Abstand in der einen Zelle ist, um so geringer ist er in der Nachbarzelle. Das Padsignal setzt sich aber aus den Beiträgen von beiden Drahtladungen zusammen, so daß die Padladung nicht so extrem beeinflusst wird wie die Ladung des einzelnen Drahtes.

5 Untersuchungen der Betriebseigenschaften der H1-Streamerammern für verschiedene Gasmischungen

Bei den Untersuchungen in den vorherigen Kapiteln wurde als Gasmischung das sog. Standardgas aus 25% Ar + 75% iC_4H_{10} verwendet. Diese Gasmischung ist jedoch brennbar. Das gesamte Gasvolumen der Streamerammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors beträgt 36 m^3 . Wenn das Standardgas benutzt wird, enthält das Gassystem rund 70 kg brennbare Kohlenwasserstoffe. Aus Sicherheitsgründen ist es erstrebenswert, den Anteil der Kohlenwasserstoffe in dem Gas der Streamerammern zu reduzieren. Für den Betrieb der Streamerammern im H1-Detektor wird deshalb eine drei-komponentige Gasmischung aus 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 benutzt, die nicht brennbar ist [MOR89]. Die Eigenschaften der H1-Streamerammern mit dieser Gaszusammensetzung und mit einigen anderen brennbaren und nichtbrennbaren Kammerngasen werden in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellt und mit dem Standardgas verglichen.

5.1 Der Meßaufbau für die Gasuntersuchungen

Die Eigenschaften der H1-Streamerammern mit den verschiedenen Gasmischungen wurden mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung untersucht. In Abb. 5.1 ist der verwendete Testaufbau skizziert. Unter den untersuchten Kammern lag eine Schicht 5 cm dicker Bleiziegel. Zusammen mit den weiteren Materialien im Meßaufbau ergibt sich dadurch ein unterer Schnitt im Myonimpuls von $P_\mu > 0,2\text{ GeV}/c$. Da außerdem das differentielle Impulsspektrum für Myonen der kosmischen Strahlung auf Meeresebene für Impulse größer als etwa $1\text{ GeV}/c$ stark abfällt, werden mit dem Meßaufbau hauptsächlich minimal ionisierende Teilchen registriert.

Zum Nachweis des Myondurchgangs diente das Koinzidenzsignal von drei Szintillatoren. Die Triggerlogik entspricht der in Kap. 4.1.2 beschriebenen Schaltung (Abb. 4.4). Durch die Größe und Anordnung der eingesetzten Szintillatoren ergeben sich für die Spürwinkel der Myonen Bereiche von $\varphi \leq 15^\circ$ und $\vartheta \leq 46^\circ$.

Die Messungen wurden an jeweils einem Profil (8 Drähte) von zwei Ebenen durchgeführt, die in einem Abstand von 4 cm übereinander lagen. Die beiden Ebenen bestanden aus zwei Streamerkammerboxen und entsprachen in ihrem Aufbau den Kammerebenen, die am H1-Detektor verwendet werden. Die Länge der Streamerkammerboxen betrug 1,2 m mit einer aktiven Drahtlänge von ca. 1 m. Ihre Profile und Deckel stammten aus der Serienproduktion der H1-Streamerammern.

Für die Gasuntersuchungen wurden nur die Drahtsignale ausgelesen. Da aber eine lineare Beziehung zwischen Pad- und Drahtsignal besteht, sind die Ergebnisse der Drahtauslese auf die Analogauslese der Padtürme des instrumentierten Eisens übertragbar¹. Die Datennahme erfolgte wieder mit schnellen Analog-zu-Digital-Wandlern (Flash-ADC's). Die Drahtauslese wurde bereits in Kap. 4.1.2 beschrieben (Abb. 4.5). Der zur Reduktion der Datenmenge bei den Drahtpulsen angewandte Pulsfindalgorithmus bewirkt bei den meisten der nachfolgenden Messungen eine Datennahmeschwelle von etwa 30 mV.

Die untersuchten drei-komponentigen Mischgase wurden in vorgemischten Druckflaschen von der DESY-Gasgruppe bezogen. Die zwei-komponentigen Gasmischungen, wie etwa das Standardgas, wurden am Meßaufbau gemischt². Während der Messungen war der Gasfluß so eingestellt, daß alle 1,5 Stunden ein Austausch des gesamten Kammervolumens der

¹ s. Kap. 4.3.2 und Kap. 4.3.3

² Die Gasmischanlage wird in Kap. 4.1.4 vorgestellt. Für die zwei-komponentigen Gasmischungen aus CO_2 und DME wurden die Schwebekörperflußmesser neu geeicht.

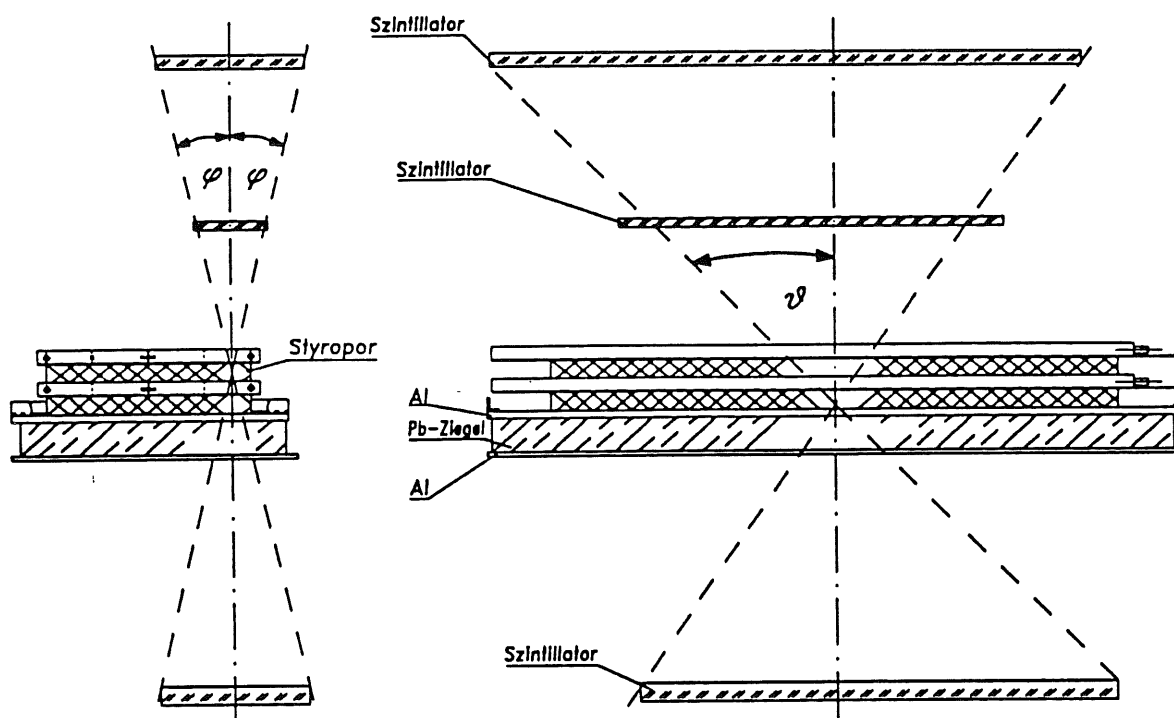


Abb. 5.1: Der Meßaufbau für die Gasuntersuchungen.

beiden Ebenen stattfand. Nach einem Wechsel der Gasmischung wurden die Kammern ausreichend gespült. Dabei wurden etwa 50 bis 60 Volumenaustausche vor Beginn einer neuen Messung abgewartet.

5.2 Vergleichende Darstellung der Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals bei Verwendung der drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan-Anteil und bei Verwendung des Standardgases

In diesem Abschnitt soll das Hochspannungsverhalten der H1-Streamerammern mit der nicht brennbaren drei-komponentigen Gasmischung aus 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 vorgestellt werden. Die Eigenschaften dieser Gasmischung werden mit den Kammer-eigenschaften bei der Verwendung des Standardgases (25% Ar + 75% iC_4H_{10}) verglichen. Da für die Gasuntersuchungen ein anderer Testaufbau verwendet wurde, wurden auch für das Standardgas neue Messungen durchgeführt. Dabei ergeben sich gegenüber den in Kap. 4.2.1 aufgeführten Ergebnissen einige Abweichungen, auf die an den entsprechenden Stellen eingegangen wird. Bei der hier vorgestellten Messung mit dem Standardgas betrug der Luftdruck $p = 1009$ hPa und die Temperatur $T = 299$ K. Die entsprechenden Werte während der Messung mit dem drei-komponentigen Gasgemisch waren $p = 1008$ hPa und $T = 298$ K, so daß der Unterschied in den äußeren Bedingungen gegenüber der Standardgas-Messung nur gering ist. Dies ist deshalb von Bedeutung, da die Höhe der Streamerladung von den äußeren Parametern Luftdruck und Temperatur beeinflusst wird³.

Die im Testaufbau eingesetzten Szintillatoren sind breiter als die ausgelesenen Profile. Deshalb wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerkammern nicht relativ zur Anzahl der registrierten Szintillator-Koinzidenzsignale bestimmt, vielmehr wird als

³ s. Kap. 5.5

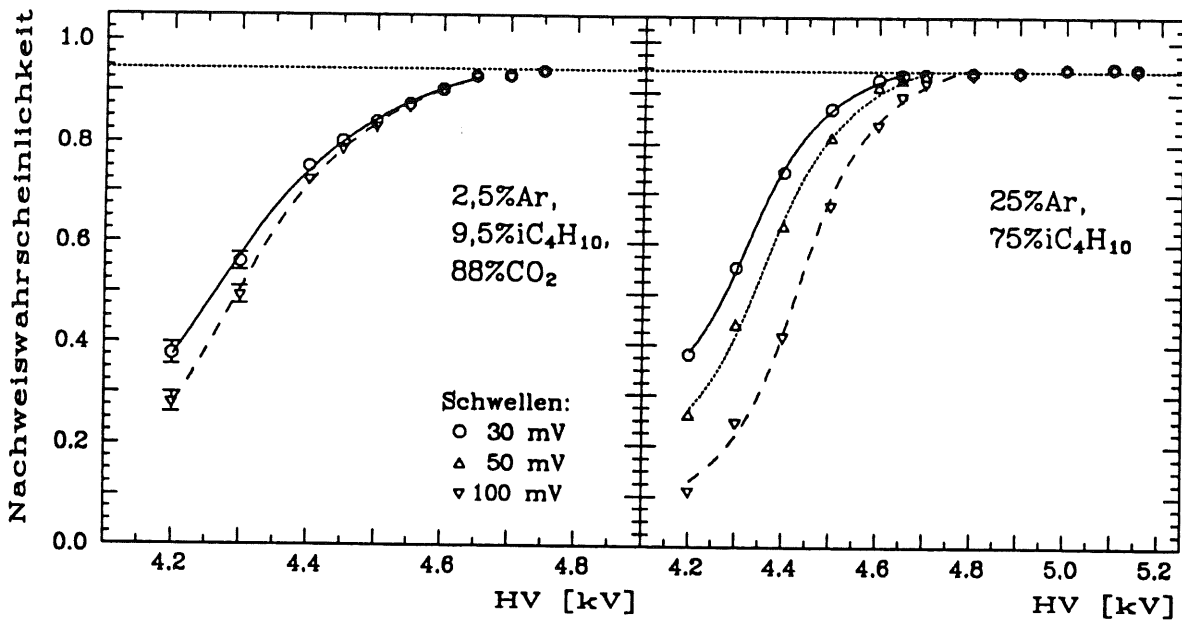


Abb. 5.2: Die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Betriebsspannung. Die angegebenen Schwellenwerte beziehen sich auf einen Drahtabschlußwiderstand von 270 Ω .

Bezugswert die Zahl der nachgewiesenen Teilchendurchgänge in dem Profil der jeweils anderen Ebene benutzt. Dabei werden die Randdrähte 1 und 8 in dem Profil der Bezugsebene ausgeschlossen. Zusammen mit den Abmessungen und der Anordnung der Szintillatoren ist auf diese Weise gewährleistet, daß die Teilchenspur immer durch das untersuchte Profil verläuft. Die Triggeranzahl N_{Tk} ist dann die Summe der Ereignisse mit mindestens einem Puls oberhalb der Datennahmeschwelle bei den Drähten 2 bis 7 in dem Profil der Ebene k. Mit der Anzahl N_{Pl} der Ereignisse, bei denen in der Ebene l mindestens ein Drahtpuls oberhalb der definierten Schwelle gefunden wird, ergibt sich für die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_l der Ebene l:

$$\epsilon_l = \frac{N_{Pl}}{N_{Tk}} \quad l, k = \text{Ebenennummer}$$

Für die beiden Gasmischungen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Hochspannung in Abb. 5.2 für drei Schwellenwerte dargestellt. Das Ende des Plateaus ergibt sich durch das Auftreten von Funkenbildung in den Streamerzellen. Dadurch beginnen die Kammern, einen Strom von $I \geq 0,3 \mu A$ pro Profil zu ziehen. Das Standardgas zeigt das erwartete ausgeprägte Plateau, das bei etwa $U = 4,65 \text{ kV}$ beginnt und eine Breite von rund 500 V besitzt. Der Einfluß des Schwellenwertes auf den Plateauanfang ist gut zu erkennen. Der erreichte Plateauwert liegt bei etwa 94,5%. Die beiden ausgelesenen Profile können nicht so zueinander ausgerichtet werden, daß ihre Profilwände exakt übereinander liegen. Deshalb wird für einen Teil der Teilchendurchgänge, die in der Referenzebene nachgewiesen werden, die Spur in der untersuchten Ebene durch eine der Profilwände verlaufen. In Kap. 4.2.1 konnte für das Standardgas gezeigt werden, daß die auftretende Abweichung des Plateauwertes der Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% allein durch den geometrischen Einfluß der Profilwände erklärt werden kann. Dies wird auch bei den hier dargestellten Messungen der Fall sein. Für die drei-komponentige Gasmischung beginnt das Plateau der Nachweiswahrscheinlichkeit bei ca. $U = 4,65 \text{ kV}$ und hat eine Breite von nur 100 V. Diese sehr geringe Ausdehnung des Plateaus ist ein wesentlicher Nachteil des drei-komponentigen Gasmischungs.

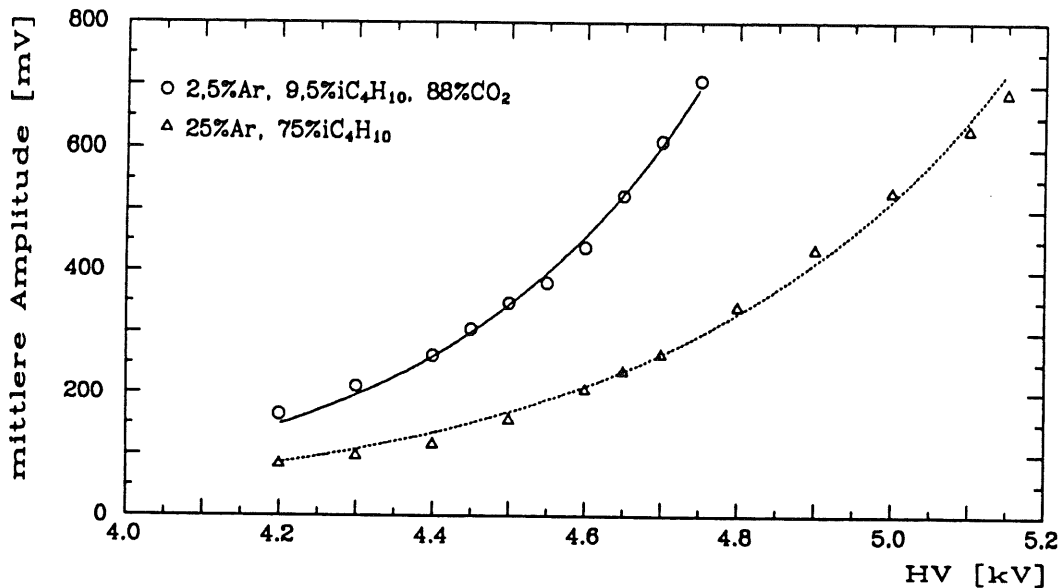


Abb. 5.3: Mittlere Pulsamplitude der Drähte als Funktion der Spannung.

Bei einem Vergleich der beiden Gasmischungen in Abb. 5.2 ist zu sehen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des drei-komponentigen Gasmisches eine geringere Schwellenabhängigkeit besitzt. Dies ist eine Folge der höheren Pulsamplitude, wie Abb. 5.3 zeigt. In der Abbildung ist die mittlere Pulsamplitude an einem Drahtabschlußwiderstand von 270 Ω als Funktion der angelegten Hochspannung aufgetragen. Für das Standardgas wächst die Pulsamplitude langsamer mit der Spannung an, erreicht aber am Plateauende nahezu den gleichen Wert wie für das drei-komponentige Kammergas.

Die Bestimmung der Ladung erfolgt mit Gl. 4.1 durch Summation aller abgespeicherten Abtastwerte der FADC-Digitalisierung. Die maximale Integrationszeit beträgt 2,3 μs. Trotz der auftretenden Nachpulse liegt die Breite der Drahtsignale für die untersuchten Gasmischungen noch weit unterhalb dieser Zeit.

In Abb. 5.4 sind die Verteilungen der Drahtladung für das drei-komponentige Gasmisch dargestellt. Bei den niedrigen Spannungen von 4,2 kV bis 4,4 kV sind schwach zwei überlappende Maxima zu erkennen. Es handelt sich um den Übergangsbereich vom Proportional- zum Streamermodus. Der Beitrag der Proportionalpulse zeigt sich deutlicher in den Pulshöhenverteilungen (Abb. 5.5). Aufgrund der Datennahmeschwelle von 30 mV werden aber die meisten Proportionalpulse nicht registriert, und die Amplitudenverteilungen sind deshalb zu kleinen Werten hin abgeschnitten. Ab einer Spannung von rund 4,5 kV liegen nur noch Streamerpulse vor. Für das Standardgas ergeben sich Verteilungen der Ladung und der Pulshöhe, die eine ähnliche Form besitzen wie die bereits in Abb. 4.11 und 4.12 vorgestellten Verteilungen für die Messungen am Elektronen-Teststrahl. Die Spannung ist jedoch um etwa 100 V zu höheren Werten verschoben. Für Spannungen $U \geq 4,6$ kV treten auch beim Standardgas nur noch Streamerpulse auf.

Abb. 5.6 zeigt die Abhängigkeit der Ladung von der Hochspannung für die beiden Gaszusammensetzungen. Die Meßwerte sind die Mittelwerte der Ladungen der abgespeicherten Pulse von allen ausgelesenen 16 Drähte. Die Ladungswerte müssen dabei die folgende Bedingung erfüllen:

$$Q \leq Q_{\text{Cut}} = \langle Q \rangle_0 + 3 \sigma_0 \quad (5.1)$$

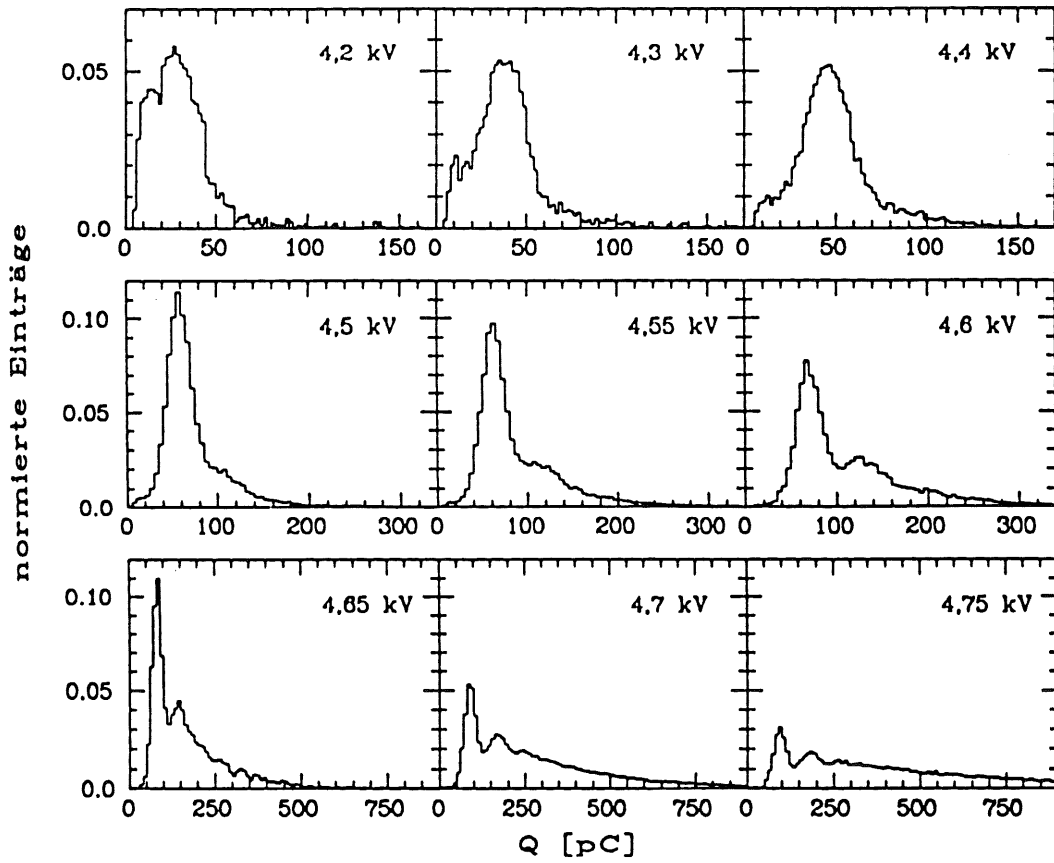


Abb. 5.4: Häufigkeitsverteilung der Drahtladung für die Gasmischung 2,5%Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 bei Betriebsspannungen von 4,2 kV bis 4,75 kV. Die Breite der Intervalleinteilung ist nur innerhalb einer Reihe der Histogramme gleich groß. Übereinanderliegende Histogramme besitzen eine unterschiedliche Intervalleinteilung.

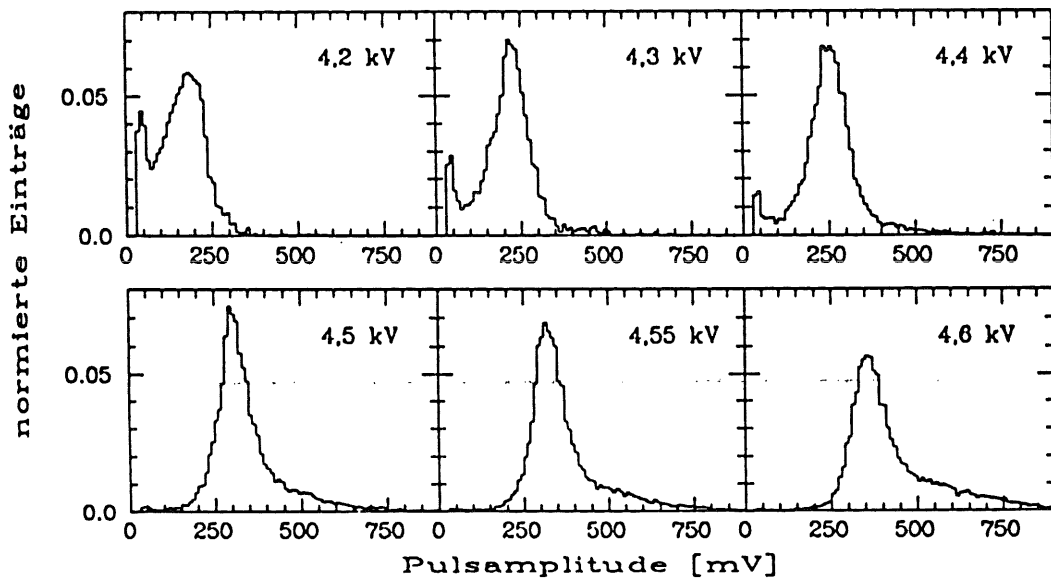


Abb. 5.5: Häufigkeitsverteilung der Pulsamplitude für das Kammergas 2,5%Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 bei verschiedenen Spannungswerten.

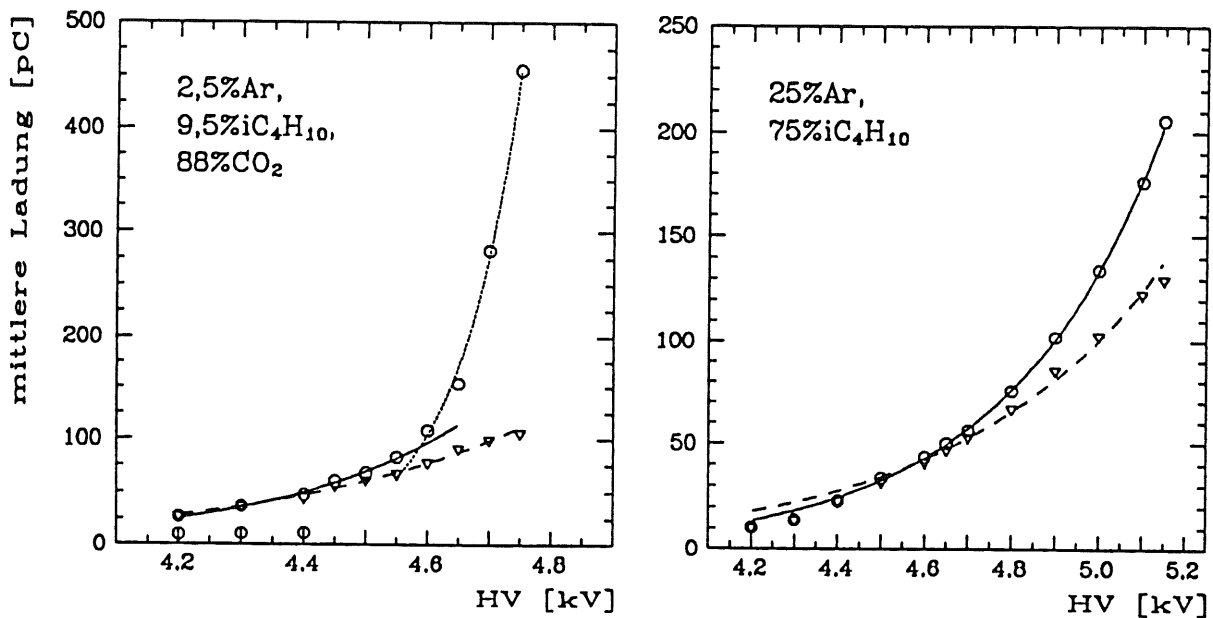


Abb. 5.6: Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für alle Ereignisse (o, —) und für Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal (v, —). Die Kurven sind Anpassungen der Exponentialfunktion nach Gl. 4.2.

$\langle Q \rangle_0$ und σ_0 sind der Mittelwert und die Standardabweichung der gesamten Ladungsverteilung. Durch diesen Ladungsschnitt wird in den asymmetrischen Verteilungen der Einfluß der extrem großen Ladungswerte bei der Mittelwertbildung reduziert.

An die Ladungsverteilungen der drei-komponentigen Gasmischung wurde für die Spannungen von 4,2 kV bis 4,4 kV die Summe von zwei Normalverteilungen angepaßt. Die Ladungswerte der Proportionalpulse, die sich aus dieser Anpassung ergeben, sind ebenfalls in Abb. 5.6 aufgetragen. Da durch die Datennahmeschwelle nur Proportionalpulse mit einer Pulsamplitude ab 30 mV registriert werden, werden diese Werte größer sein als der Mittelwert der Proportionalladung.

An die Mittelwerte der Streamerladung wurden Exponentialfunktionen nach Gl. 4.2⁴ angepaßt, die als Kurven in Abb. 5.6 eingezeichnet sind. Die Werte der Parameter aller Anpassungen sind in Tabelle 8 aufgeführt. Für das Standardgas wird die Spannungsabhängigkeit der Ladung ab einer Spannung von $U \geq 4,4$ kV gut durch die Exponentialfunktion beschrieben. Bei den niedrigeren Spannungswerten weichen die Ladungswerte von dem Verlauf der Funktion ab, da die Proportionalpulse bei der Bestimmung des Ladungsmittelwertes mitberücksichtigt werden. Deshalb entspricht der Mittelwert nicht dem Streamersignal. Gegenüber dem Standardgas ergibt sich für die drei-komponentige Gasmischung eine größere relative Änderung der Ladung dQ/QdU . Besonders im Bereich des Nachweisplateaus steigt der Ladungsmittelwert so stark an, daß die Spannungsabhängigkeit der Ladung nicht durch eine einzelne Anpassung beschrieben werden kann. Die Spannungen wurden in zwei Bereiche von $U \leq 4,55$ kV und $U \geq 4,6$ kV unterteilt. In diesen beiden Bereichen erfolgte eine separate Anpassung der Exponentialfunktion an die Meßwerte.

Der große Ladungszuwachs beim drei-komponentigen Kammergas wird durch das verstärkte Auftreten von Nachpulsen verursacht. Dies ist deutlich in Abb. 5.7 zu erkennen, in der die mittlere Anzahl der Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Betriebsspannung aufgetragen ist. Für Spannungen $U > 4,5$ kV steigt die mittlere Pulsanzahl schnell an. Die

⁴ s. Kap. 4.2.1, S. 58

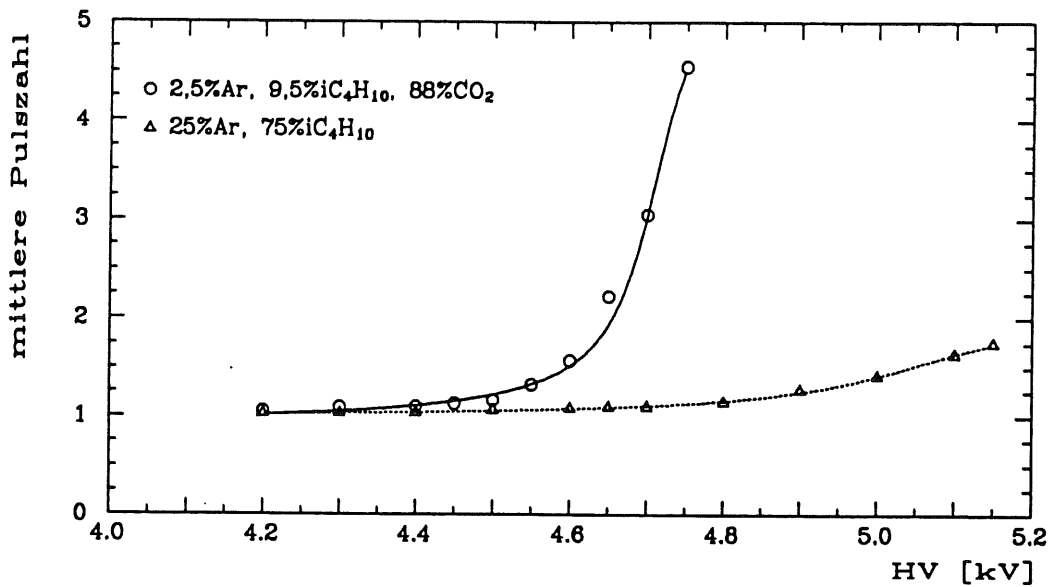


Abb. 5.7: Mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Hochspannung.

häufigen Nachpulse sind auch die Ursache für die geringe Ausdehnung des Nachweisplateaus bei diesem Kammergas. Im Vergleich zu der drei-komponentigen Gas Mischung treten beim Standardgas wesentlich weniger Nachpulse auf. Die Nachpulse haben keinen erneuten Teilchendurchgang durch die Kammer als Ursache, sondern treten als Folge der ersten Streamerentladung auf. Sie werden in Kap. 5.7 noch genauer analysiert. Beispiele für Mehrfachpulse werden in Abb. 5.29 gezeigt.

In den Daten können auch alle die Ereignisse selektiert werden, bei denen nur ein Puls in dem Drahtsignal gefunden wird. Die Ladungsmittelwerte für diese Ereignisse sind ebenfalls in Abb. 5.6 zu sehen. Die eingezeichneten Kurven sind wieder eine Anpassung der Exponentialfunktion von Gl. 4.2. Da die Nachpulse ausgeschlossen werden, läßt sich die Spannungsabhängigkeit der Ladung auch für das drei-komponentige Gasgemisch durch eine einzelne Anpassung im gesamten untersuchten Spannungsbereich beschreiben. Die relative Ladungsänderung ist nun für beide Gaszusammensetzungen schwächer, und der Unterschied zwischen ihnen wird geringer.

Die Tabelle 8 enthält auch die Ergebnisse der Untersuchungen zur Hochspannungsabhängigkeit der Drahtsignale, die am Elektronen-Teststrahl mit dem Standardgas durchgeführt wurden⁵. Gegenüber der hier vorgestellten Messung mit kosmischen Myonen ist die relative Ladungsänderung mit der Spannung bei der Messung mit Elektronen wesentlich geringer. Dies gilt sowohl für alle Ereignisse, als auch bei der Einschränkung auf Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal.

Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Messungen zeigt sich bei einem Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit...als...Funktion...der...Betriebsspannung... (Abb. 4.8 und Abb. 5.2). Für die Messung mit den Elektronen beginnt das Nachweisplateau bereits bei einer um rund 150 V niedrigeren Spannung. Die Messungen wurden zwar bei verschiedenen Werten für den Luftdruck und die Temperatur durchgeführt, der höhere Luftdruck während der Myonen-Messung wird aber durch die ebenfalls größere Temperatur überkompensiert⁶. Die mit dem Testaufbau registrierten Myonen sind

⁵ s. Kap. 4.2.1

⁶ Die Streamerentladung ist von den äußeren Parametern Luftdruck und Temperatur abhängig. Diese Abhängigkeit wird in Kap. 5.5 noch analysiert. Für das Standardgas wurde gefunden:

$$\frac{dQ}{Q dp} \approx -0,9 \frac{\%}{\text{hPa}} \quad \text{und} \quad \frac{dQ}{Q dT} \approx +3 \frac{\%}{\text{K}}$$

hauptsächlich minimal ionisierend, während der Energieverlust der Elektronen mit einer Energie $E_e = 3 \text{ GeV}$ bereits im relativistischen Fermi-Plateau liegt. Der Energieverlust der Elektronen im Gas ist deshalb um etwa einen Faktor 1,5 höher⁷. Damit erhöht sich auch die Primärionisationsdichte um diesen Faktor. Der frühere Beginn des Nachweisplateaus und der geringere Anstieg der Streamerladung mit der Spannung für die Elektronen kann also als Hinweis auf die Abhängigkeit der Streamerentladung von der Primärionisationsdichte aufgefaßt werden. Die gleichen Unterschiede in der Spannungsabhängigkeit wurden auch in früheren Untersuchungen für die Streamerentladung von minimal ionisierenden Teilchen und Photonen eines ^{55}Fe -Präparates beobachtet⁸ und können ebenfalls durch die höhere Primärionisationsdichte, die die Photonen im Gas erzeugen, erklärt werden.

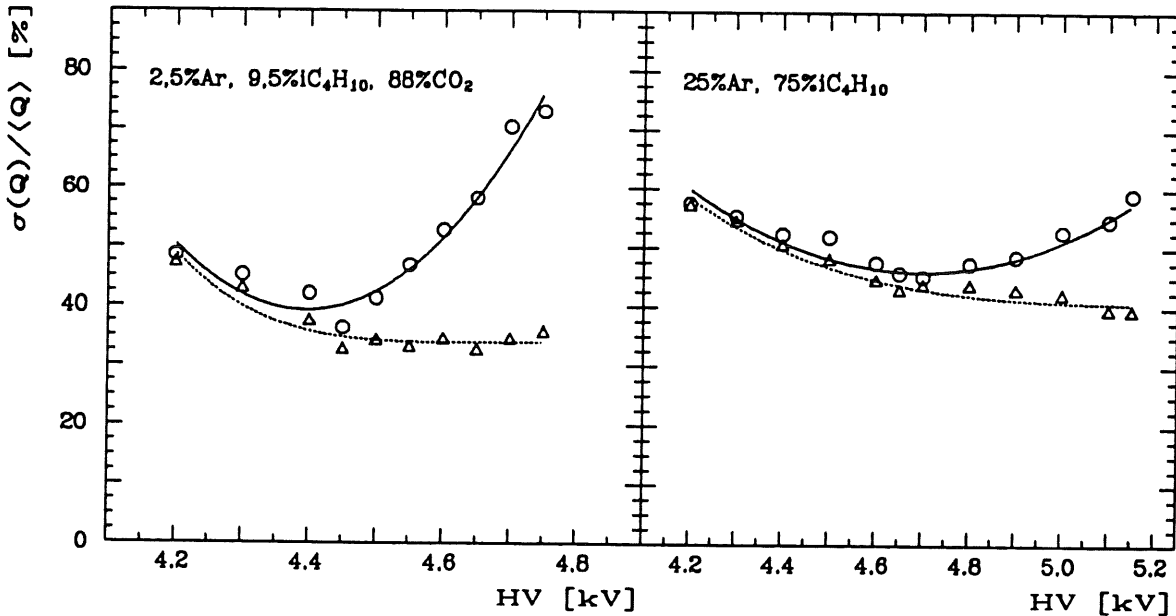


Abb. 5.8: Relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Spannung für alle Ereignisse (o, —) und für Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal (Δ , ---).

Ein Maß für die statistischen Schwankungen der Streamerladung ist die relative Breite der Ladungsverteilung, die aus dem Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert $\sigma(Q)/\langle Q \rangle$ bestimmt wird. Abb. 5.8 zeigt die Abhängigkeit dieser Auflösung von der Betriebsspannung. Für beide Gasmischungen reduziert sich die Auflösung zunächst mit wachsender Spannung und erreicht einen minimalen Wert bei einer Spannung von $U = 4,45 \text{ kV}$ bzw. $U = 4,7 \text{ kV}$. Wird die Spannung weiter erhöht, so bewirkt das Auftreten der Nachpulse eine Verschlechterung der Auflösung, da die Häufigkeit und die Anzahl der Nachpulse variiert. Der Einfluß der Nachpulse auf die Auflösung ist gut zu erkennen, wenn man zum Vergleich die relative Breite der Ladungsverteilung für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal betrachtet. Diese Meßwerte sind ebenfalls in Abb. 5.8 aufgetragen. Für die niedrigen Spannungswerte $U \leq 4,5 \text{ kV}$ besitzt das dreikomponentige Gasmisch eine bessere Auflösung als das Standardgas. Die Nachpulse führen aber dazu, daß sich im Bereich des Nachweisplateaus die Verhältnisse umkehren. Die Werte der Auflösung am Anfang des Plateaus sind in Tabelle 8 aufgelistet.

In der Tabelle ist auch der entsprechende Wert der Auflösung für die Messung am Elektronenstrahl aufgeführt. Bei der Myonen-Messung ist die relative Breite der

⁷ s. Abb. 2.1

⁸ s. Kap. 3.1 S.32f und Abb. 3.4

Ladungsverteilung größer. Dies wird durch die unterschiedlichen Meßbedingungen verursacht. Zum einen wirkt sich die unterschiedliche Ionisationsdichte aus, da sich die Auflösung bei einem festen Spannungswert mit ansteigender Ionisationsdichte verbessert [AN88]. Außerdem sind im Testaufbau für die Gasuntersuchungen (Abb. 5.1) Spurwinkel⁹ von $\vartheta \leq 46^\circ$ und $\varphi \leq 15^\circ$ zulässig, während am Elektronenstrahl die Teilchenspur nahezu senkrecht zum Draht verlief ($\varphi, \vartheta < 3^\circ$). In Kap. 4.4 wurde gezeigt, daß die Höhe der Streamerladung von dem Spurwinkel φ beeinflusst wird. Ebenso besteht eine Abhängigkeit der Ladung vom Winkel ϑ ¹⁰. Die Variationen der Einfallswinkel der Teilchenspur führen deshalb zu zusätzlichen Schwankungen der Streamerladung und damit zu einer Verschlechterung der Auflösung. Dies wirkt sich aber für alle mit diesem Testaufbau untersuchten Kammergase gleichermaßen aus, so daß die ermittelten Werte der Auflösung miteinander vergleichbar sind.

| | | 2,5% Ar + 9,5% iC ₄ H ₁₀ | 25% Ar + 75% iC ₄ H ₁₀ | |
|---|---|--|--|---------------------|
| | | + 88% CO ₂ | Myonen | Elektronen (E=3GeV) |
| Plateauanfang [kV] | | 4,65 | 4,65 | 4,5 |
| Plateaulänge [V] | | 100 | 500 | 700 |
| $k_U = \frac{dQ}{Q dU} \left[\frac{1}{kV} \right]$ | a | 3,32 ± 0,05 | - | - |
| | b | 9,84 ± 0,07 | 2,83 ± 0,02 | 1,85 ± 0,02 |
| | a | 69,28 ± 0,25 | - | - |
| | b | 170,64 ± 0,75 | 43,08 ± 0,17 | 33,34 ± 0,16 |
| Q_0 [pC] | | | | |
| | | | | |
| $k_U = \frac{dQ_1}{Q_1 dU} \left[\frac{1}{kV} \right]$ | | 2,46 ± 0,02 | 2,15 ± 0,02 | 1,50 ± 0,02 |
| | | 60,36 ± 0,17 | 42,47 ± 0,22 | 33,24 ± 0,13 |
| $\frac{\sigma(Q)}{Q}$ [%] | | 58,2 ± 0,8 | 45,3 ± 0,5 | 36,5 ± 0,8 |
| | | 13,0 ± 0,3 | 2,8 ± 0,3 | |
| $\frac{\Delta(\sigma/Q)}{\Delta U} \left[\frac{\%}{100 V} \right]$ | | | | |

Tab. 8: Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit für das Standardgas und die dreikomponentige Gasmischung mit Isobutan.

Die Tabelle enthält den Beginn und die Länge des Nachweisplateaus bei einer Schwelle von 30 mV und die Spannungsabhängigkeit der Drahtladung. Q_0 und k_U sind die Parameter der Funktion $Q = Q_0 \cdot \exp\{k_U \cdot (U - U_0)\}$ mit $U_0 = 4,6$ kV für das Standardgas und $U_0 = 4,5$ kV (a) bzw. 4,65 kV (b) für die drei-komponentige Mischung. Die unter Punkt (a) aufgeführten Werte sind die Ergebnisse der Anpassung bei niedrigen Spannungen $U \leq 4,55$ kV und unter (b) für die Anpassung der Funktion im Plateaubereich ($U \geq 4,6$ kV). Q ist die mittlere Ladung für alle Ereignisse und Q_1 die Ladung für Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal. Für die Auflösung $\sigma(Q)/Q$ ist der Wert am Plateauanfang und seine Änderung bei weiterer Spannungserhöhung aufgeführt.

⁹ Zur Definition der Spurwinkel siehe auch Abb. 3.7 auf S.33.

¹⁰ s. Kap. 5.8

5.3 Die Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals bei Verwendung von drei-komponentigen Gasmischungen mit Dimethylether

In diesem Kapitel sollen die Betriebseigenschaften der H1-Streamerammern mit drei-komponentigen Gasmischungen vorgestellt werden, in denen das Löschgas Isobutan durch Dimethylether (DME, $(\text{CH}_3)_2\text{O}$) ersetzt wurde.

Dimethylether besitzt gegenüber Isobutan einige Vorteile. Zum einen ist DME ein sehr gutes Löschgas mit einer Absorptionskante bei 192 nm. Gemessen an dem Wert von 170 nm für Isobutan verfügt DME also über einen größeren Wellenlängenbereich für die Absorption der Photonen, die während der Streamerentladung emittiert werden¹¹. Außerdem kann für eine nichtbrennbare Gasmischung mit Argon und CO_2 die Beimengung der brennbaren Komponente erhöht werden, da die untere Zündgrenze von DME in Luft mit 3,4% wesentlich höher liegt als für Isobutan mit nur 1,8% [HOM87]. Die Grenzwerte werden in Volumenprozent angegeben. Sie sind die niedrigsten Konzentrationen des brennbaren Gases, ab denen das Gas-Luft-Gemisch entzündbar wird. Ein weiterer Vorteil von DME besteht darin, daß es wegen seiner Sauerstoff-Kohlenstoff-Molekularbindung in geringerem Maße zur Polymerisation neigt als andere Kohlenwasserstoffe, z.B. Isobutan. Die Ablagerungen an den Kammerelektroden und der damit verbundene Alterungseffekt (Verlust an Gasverstärkung) werden deshalb reduziert [VAV86].

Untersuchungen an Gasmischungen aus Argon, CO_2 und Isobutan haben ergeben, daß diese Gasgemische bis zu einem Isobutananteil von 10% nicht brennbar sind, wenn der Argonanteil einen Wert von 5% nicht überschreitet [MOR89]. Die untere Zündgrenze von DME in Luft ist aber um einen Faktor 1,9 größer als bei Isobutan. Deshalb werden Gasmischungen mit DME-Beimengungen von 10% und 15% ebenfalls nicht brennbar sein. Zum Vergleich wurde auch eine brennbare Gasmischung mit einem höheren DME-Anteil studiert.

Es wurden die folgenden drei Gaszusammensetzungen von Argon und CO_2 mit unterschiedlichen Anteilen von DME untersucht. Die Messungen erfolgten bei verschiedenen Werten für Luftdruck und Temperatur.

- | | |
|---|-------------------------|
| (1) 2,5% Ar + 10% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 87,5% CO_2 | p = 1005 hPa, T = 297 K |
| (2) 2,5% Ar + 15% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 82,5% CO_2 | p = 1002 hPa, T = 299 K |
| (3) 2,0% Ar + 30% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 68,0% CO_2 | p = 1015 hPa, T = 298 K |

Abb. 5.9 zeigt die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit¹² von der Hochspannung. Das Ende des Plateaus wird mit der auftretenden Funkenbildung in den Streamerzellen erreicht, die zu einem Strom von $I \geq 0,3 \mu\text{A}$ pro Profil führt. Für alle drei Gasgemische beträgt die Höhe der Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau rund 94,6% und entspricht dem Wert, der auch für das Standardgas in Kap. 5.2 gemessen wurde. Das Nachweisplateau der Gasmischung mit 10% DME hat eine Breite von etwa 150 V und ist damit nur wenig größer als das Plateau der drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan ($\cong 100 \text{ V}$). Das Nachweisplateau wird also nicht wesentlich verbessert, wenn das Isobutan in der Gasmischung mit Argon und CO_2 durch den nahezu gleichen prozentualen Anteil von DME ersetzt wird. Mit zunehmendem Anteil von DME in der Gasmischung wird das Nachweisplateau aber breiter und beträgt für das Gasgemisch mit 15% DME bereits 350 V.

In den Ladungsverteilungen (Abb. 5.10) und in den Verteilungen der Pulshöhe (Abb. 5.11) für die Gasmischung mit 15% DME sind bei kleinen Spannungen zwei getrennte Maxima zu erkennen. Sie zeigen den Übergangsbereich zwischen Proportional-

¹¹ s. Abb. 3.2

¹² Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit s. Kap. 5.2

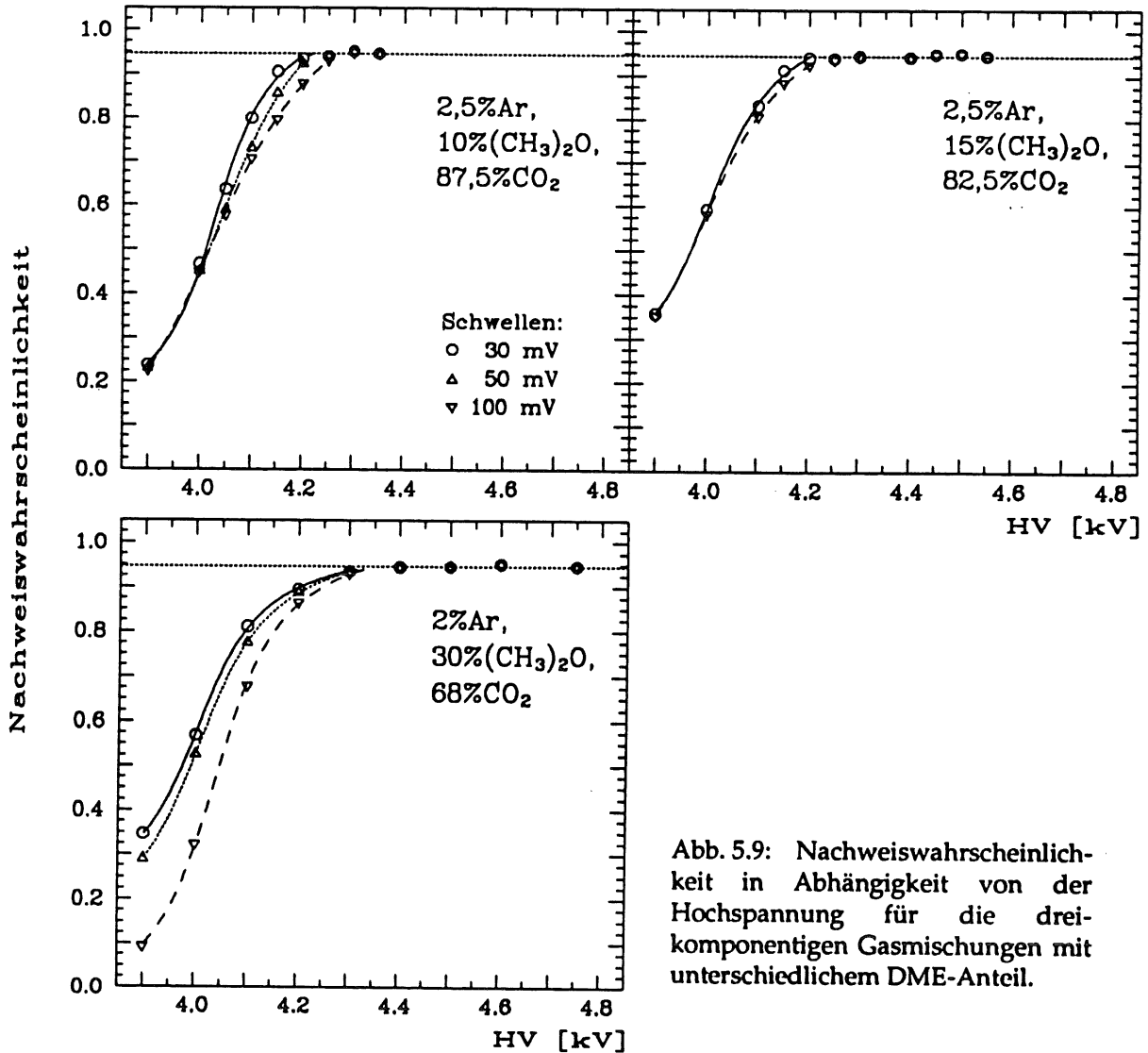


Abb. 5.9: Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Hochspannung für die dreikomponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil.

und Streamermodus an. Das gleiche gilt auch für die hier nicht gezeigten Verteilungen des Gasmisches mit 10% DME. Vor allem in den Pulshöhenverteilungen sind die beiden Maxima so weit voneinander getrennt, daß durch einen spannungsabhängigen Schnitt in der Pulshöhe Proportional- und Streamerpulse separiert werden können. Damit kann die Häufigkeit H_{Prop} der registrierten Proportionalpulse bestimmt werden aus:

$$H_{Prop} = \frac{N_{Prop}}{N_{alle}} = \frac{\text{Anzahl der Drahtsignale mit Amplituden } 30 \text{ mV} \leq A \leq A_{Cut}(V)}{\text{Gesamtzahl der registrierten Drahtsignale}} \quad (5.2)$$

Der Anteil H_{Prop} ist in Abb. 5.12 für die beiden Gasmischungen gegen die Hochspannung aufgetragen. Aufgrund der Datennahmeschwelle von rund 30 mV werden bei niedrigen Spannungen die meisten Proportionalpulse nicht registriert. Mit wachsender Spannung werden auch die Proportionalpulse größer, und ihr Anteil in den abgespeicherten Drahtsignalen nimmt zu. Gleichzeitig entstehen aber immer häufiger Streamerpulse anstelle der Proportionalpulse, so daß die Häufigkeit der Proportionalpulse bei weiterer Erhöhung der Betriebsspannung wieder abfällt. Ab einer Spannung von $U > 4,2 \text{ kV}$ liegen nur noch Streamersignale vor.

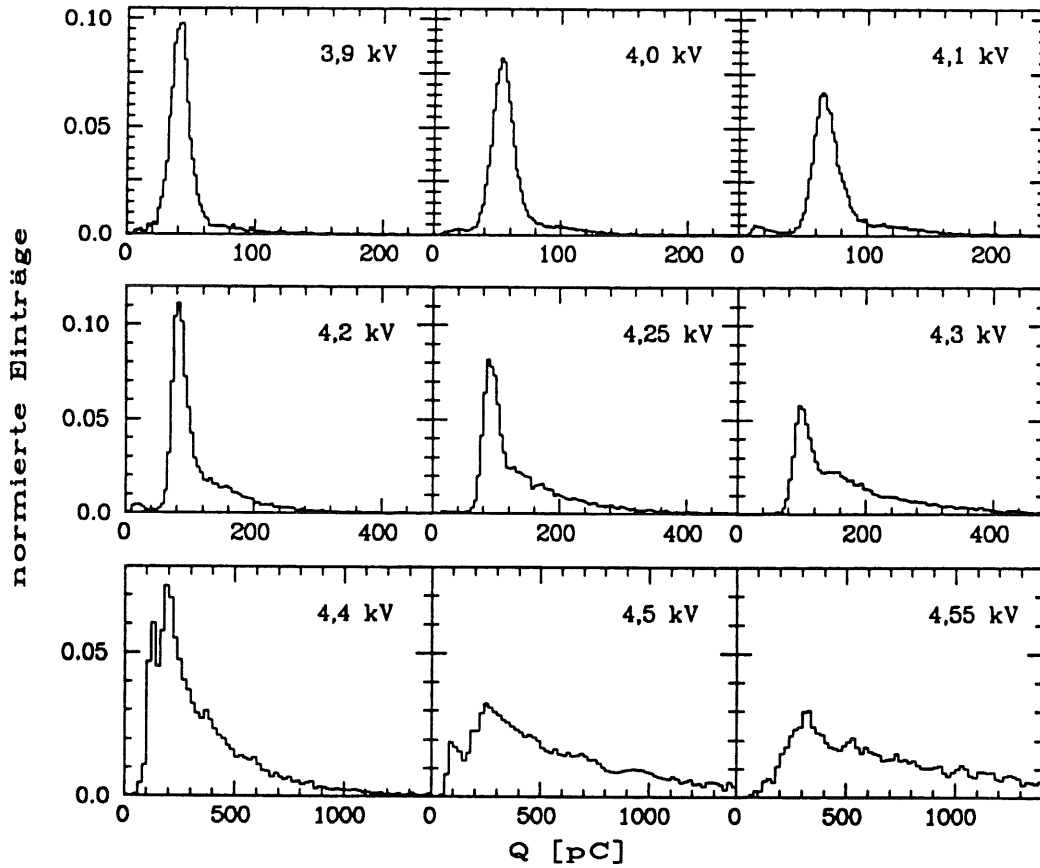


Abb. 5.10: Häufigkeitsverteilungen der Drahtladung für die Gasmischung 2,5% Ar + 15% (CH₃)₂O + 82,5% CO₂. Die Breite der Intervalleinteilung ist nur innerhalb einer Reihe der Histogramme gleich groß. Übereinanderliegende Histogramme besitzen unterschiedliche Intervalleinteilungen.

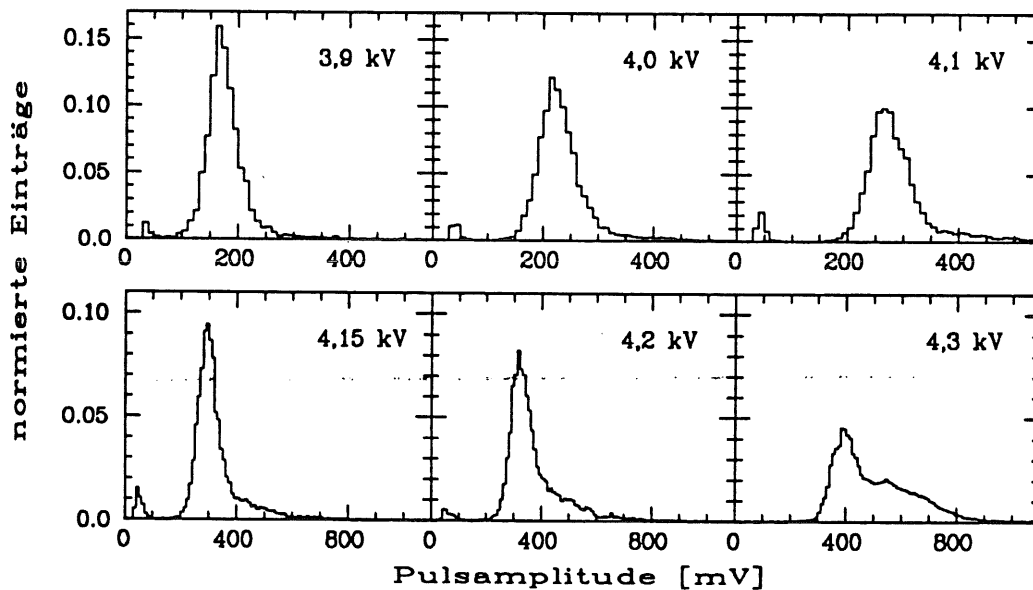


Abb. 5.11: Häufigkeitsverteilungen der Pulsamplitude der Drähte für die Gaszusammensetzung 2,5% Ar + 15% (CH₃)₂O + 82,5% CO₂ bei verschiedenen Spannungswerten.

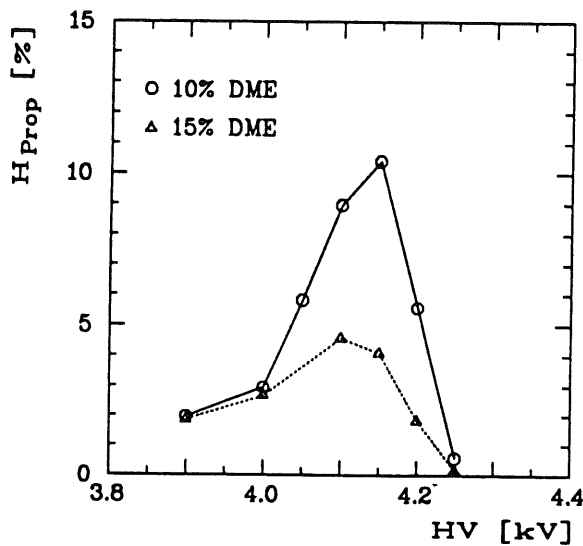


Abb. 5.12: Häufigkeit H_{Prop} der registrierten Proportionalpulse in Abhängigkeit von der Spannung für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil.

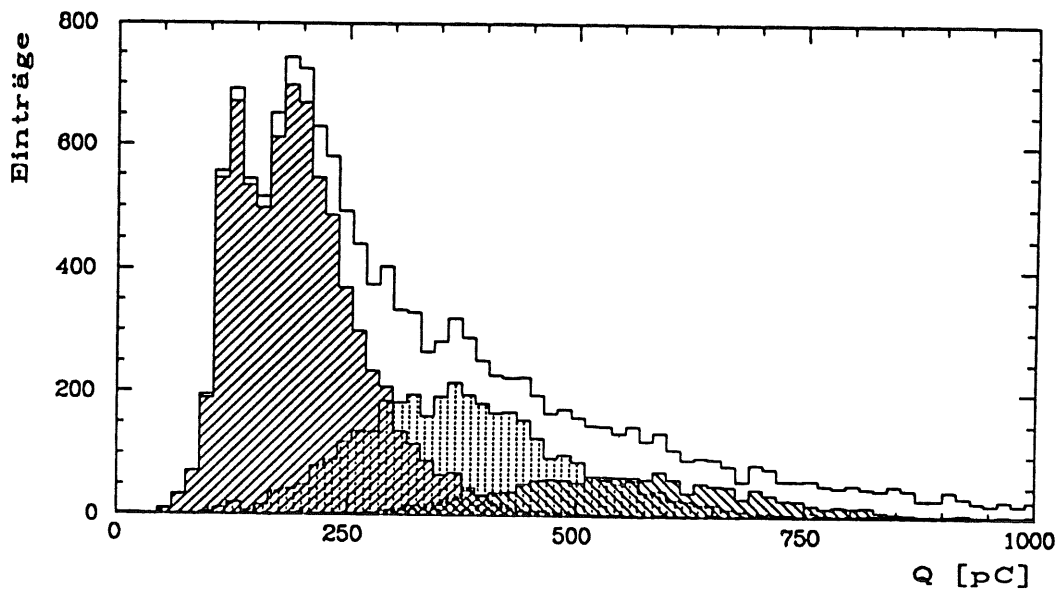


Abb. 5.13: Häufigkeitsverteilung der Drahtladung für das Kammergas 2,5%Ar + 15%(CH₃)₂O + 82,5%CO₂ bei einer Spannung von 4,4 kV für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit nur einem (schraffiert), zwei (punktiert) und drei (schraffiert) Pulsen pro Drahtsignal.

In der Abb. 5.12 ist auch zu erkennen, daß bei einem größeren DME-Anteil in der Gasmischung die Häufigkeit der Proportionalpulse geringer ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist aber bei gleicher Spannung in diesem Gasgemisch (15% DME) sogar etwas höher als beim Kammergas mit nur 10% DME. Der Unterschied wird also nicht durch einen stärkeren Einfluß der Datennahmeschwelle hervorgerufen. Auch sind die Abweichungen in den Werten für den Luftdruck und die Temperatur während der beiden Messungen zu gering, um das Verhalten zu erklären. Der Übergang vom Proportional- zum Streamermodus vollzieht sich bei dem höheren DME-Anteil schneller.

Für die dritte Gasmischung mit einer Beimengung von 30% DME zeigen sich ähnliche Verteilungen der Ladung und der Pulsamplitude wie beim Standardgas¹³. Es ist keine Trennung zwischen den beiden Betriebsarten möglich, da sich die beiden Maxima in den Pulshöhenverteilungen zu stark überlappen. Es zeigte sich aber in den Verteilungen, daß für Spannungen $U \geq 4,2$ kV nur noch Streamerpulse entstehen.

¹³ s. Abb. 4.11 und Abb. 4.12

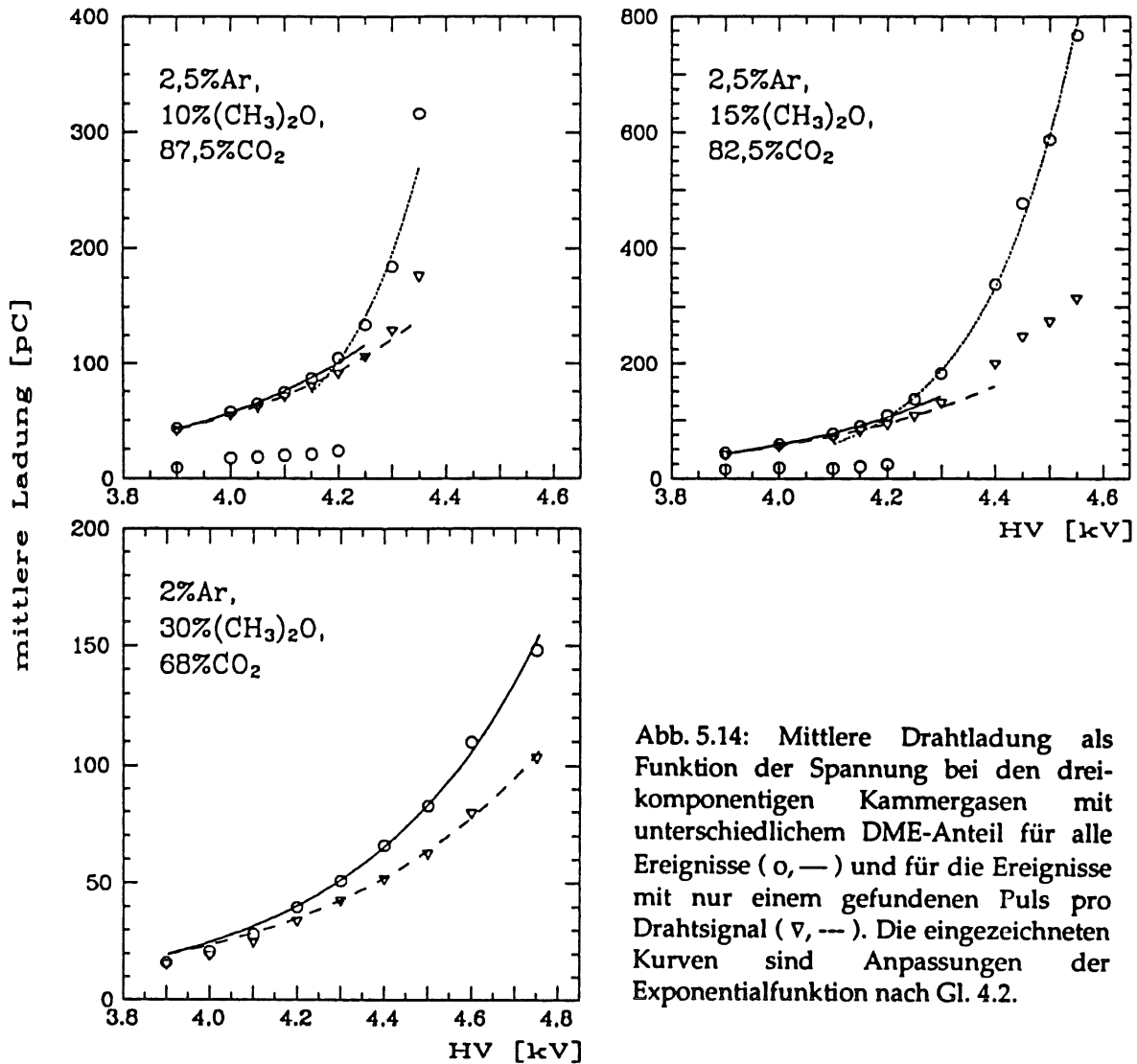


Abb. 5.14: Mittlere Drahtladung als Funktion der Spannung bei den drei-komponentigen Kammergasen mit unterschiedlichem DME-Anteil für alle Ereignisse (o, —) und für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal (▽, ---). Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen der Exponentialfunktion nach Gl. 4.2.

Die Ladungsverteilungen der Gasmischungen mit 10% und 15% DME weisen noch eine Besonderheit auf. In Abb. 5.10 ist ab einer Spannung von 4,3 kV ein zweites Maximum bei höheren Ladungswerten zu erkennen. Im Gegensatz zur drei-komponentigen Mischung mit Isobutan¹⁴ wird dieses Maximum aber nicht allein durch Nachpulse hervorgerufen. Um dies zu zeigen, sind in Abb. 5.13 für einen Spannungswert neben der Ladungsverteilung für alle Ereignisse jeweils die Verteilungen für die Ereignisse mit einer definierten Anzahl von Pulsen pro Drahtsignal dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß die Ladungsverteilung für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal selbst zwei Maxima aufweist. Dieses zweite Maximum ...bedeutet...eine...sprunghafte...Erhöhung...der...Ladung. Ein solcher sprunghafter Ladungsübergang im Streamermodus wurde bereits früher in einer Vieldrahtkammer mit einem kleinen Anodendrahtdurchmesser von 50 µm für eine Gasmischung von 50% Ar + 33% CH₄ + 17% (OCH₃)₂CH₂ beobachtet [ALE80]. In dieser Veröffentlichung konnte das Verhalten durch folgenden Effekt erklärt werden¹⁵:

¹⁴ Vgl. Abb. 5.4

¹⁵ Die für die Untersuchung in [ALE80] benutzte Vieldrahtkammer bestand aus einer Anodendrahtebene mit einem Drahtabstand von 10 mm, die sich zwischen zwei Kathodendrahtebenen befand (Anoden-Kathodenabstand 8 mm). Aus der Differenz der influenzierten Ladungen auf dem linken und rechten Nachbar-Anodendraht konnte die Richtung der Streamerentladung bestimmt werden.

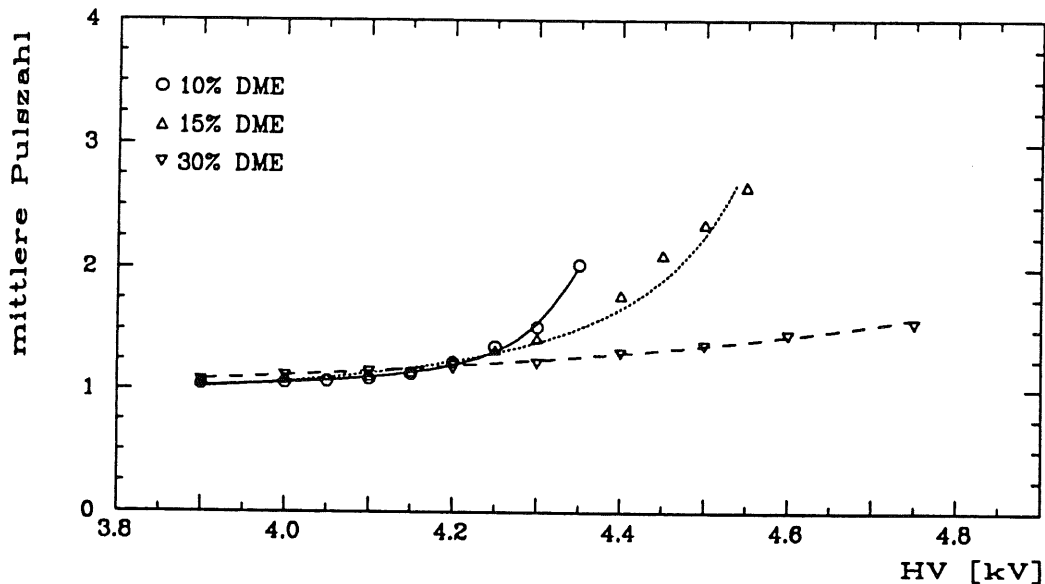


Abb. 5.15: Mittlere Anzahl der Pulse pro Drahtsignal für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil.

Normalerweise entwickelt sich der Streamer bevorzugt in die Richtung, aus der die auslösenden primären Elektronencluster den Signaldraht erreichen, d.h. die Streamerentladung ist auf die entsprechende Seite des Drahtes beschränkt. Es ist aber auch möglich, daß sich die Entladung zusätzlich um den Draht herum ausbreitet und sich sogar noch in Richtung auf die Kathode weiterentwickelt. Daraus ergibt sich eine starke Vergrößerung der Ladung.

Obwohl der Drahtdurchmesser in den H1-Streamerammern mit $100\ \mu\text{m}$ wesentlich größer ist, kann diese zweite Entladungsart eine mögliche Erklärung für die Struktur in den Ladungsverteilungen der Gaszusammensetzungen mit 10% und 15% DME sein. Mit wachsender Spannung tritt diese Entladungsart immer häufiger auf, bis schließlich das erste Maximum in der Ladungsverteilung verschwindet (Abb. 5.10). Durch eine Erhöhung des DME-Anteils in der Gasmischung auf 30% wird diese zweite Entladungsart unterdrückt.

Die Spannungsabhängigkeit der mittleren Drahtladung ist in Abb. 5.14 zu sehen. Bei der Bestimmung des Mittelwertes für die Streamerladung wurden wieder nur Ladungswerte berücksichtigt, die die Schnittbedingung von Gl. 5.1 erfüllen. Außerdem wurden die Streamerpulse durch den oben besprochenen Schnitt in der Pulshöhe von den Proportionalpulsen getrennt. Zur Bestimmung der Proportionalladung wurden für diese Pulse separate Ladungsverteilungen erzeugt, an deren Abfallflanke eine Normalverteilung angepaßt wurde. Die Mittelwerte dieser Normalverteilungen sind ebenfalls in Abb. 5.14 aufgetragen.

Die eingezeichneten Kurven in Abb. 5.14 sind Anpassungen der Exponentialfunktion von Gl. 4.2 an die mittlere Streamerladung. Die entsprechenden Werte für die Parameter der Anpassungen sind in Tabelle 9 aufgelistet. Bei den Gasmischungen mit 10% und 15% DME steigt die Ladung im Nachweisplateau so stark an, daß die untersuchten Spannungswerte in zwei Bereiche unterteilt wurden, in denen eine getrennte Anpassung erfolgte. Die größere Spannungsabhängigkeit der mittleren Drahtladung für $U \geq 4,2\ \text{kV}$ wird zum einen durch die Nachpulse hervorgerufen, deren mittlere Anzahl mit der Spannung zunimmt (Abb. 5.15). Außerdem wächst mit der Spannung auch die Wahrscheinlichkeit für den Übergang der Streamerentwicklung in die oben beschriebene zweite Entladungsart, so daß die mittlere Ladung zusätzlich erhöht wird. Für das Kammergas mit 30% DME wurde die Exponentialfunktion an die Meßwerte im Plateaubereich angepaßt. Da für diese Gasmischung die Trennung der beiden Betriebsarten nicht möglich ist, werden die

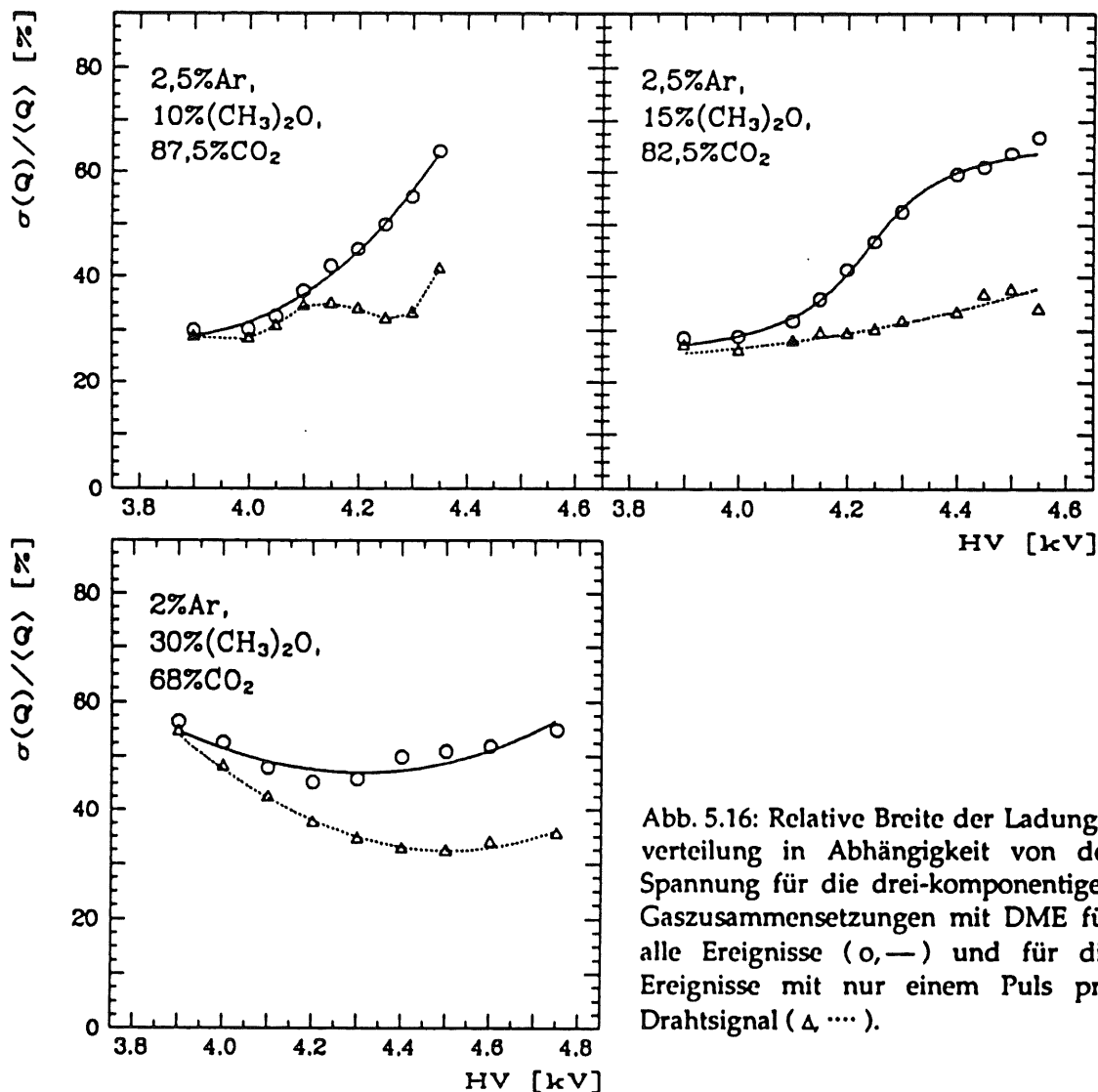


Abb. 5.16: Relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Spannung für die drei-komponentigen Gaszusammensetzungen mit DME für alle Ereignisse (o,—) und für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal (Δ, ···).

registrierten Proportionalpulse in der Mittelwertbildung mitberücksichtigt. Dadurch ergibt sich für Spannungen $U < 4,2$ kV ein zu kleiner Ladungswert, und die Meßwerte weichen von der angepaßten Kurve ab.

In Abb. 5.14 ist auch die mittlere Streamerladung für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal aufgetragen. Das Auftreten der zweiten Entladungsart führt dazu, daß sich bei den beiden ersten Gasmischungen die Spannungsabhängigkeit der Ladung für Einzelstreamer ebenfalls nicht durch eine einzige Exponentialfunktion beschreiben läßt und die Meßwerte für $U > 4,25$ kV von der eingezeichneten Kurve abweichen.

In Abb. 5.16 ist die relative Breite der Ladungsverteilung $\sigma(Q)/\langle Q \rangle$ als Funktion der Hochspannung aufgetragen. Hierbei wurden auch für die ersten beiden Gasmischungen die registrierten Proportionalpulse bei der Bestimmung des Mittelwertes und der Standardabweichung mitberücksichtigt. Abb. 5.16 enthält auch die Werte der Auflösung für die Ereignisse, bei denen nur ein Puls pro Drahtsignal gefunden wurde. Der Einfluß der Mehrfachpulse auf die Auflösung ist bei allen drei Kammergasen deutlich zu erkennen. Die Auflösung für das Gasgemisch mit 30% DME zeigt eine ähnliche Spannungsabhängigkeit wie das Standardgas (Abb. 5.8). Zunächst verbessert sich die Auflösung mit wachsender Spannung. Die statistischen Schwankungen in der Anzahl der Nachpulse bewirken aber, daß sich die Auflösung bei weiterer Spannungserhöhung wieder verschlechtert. Die beiden

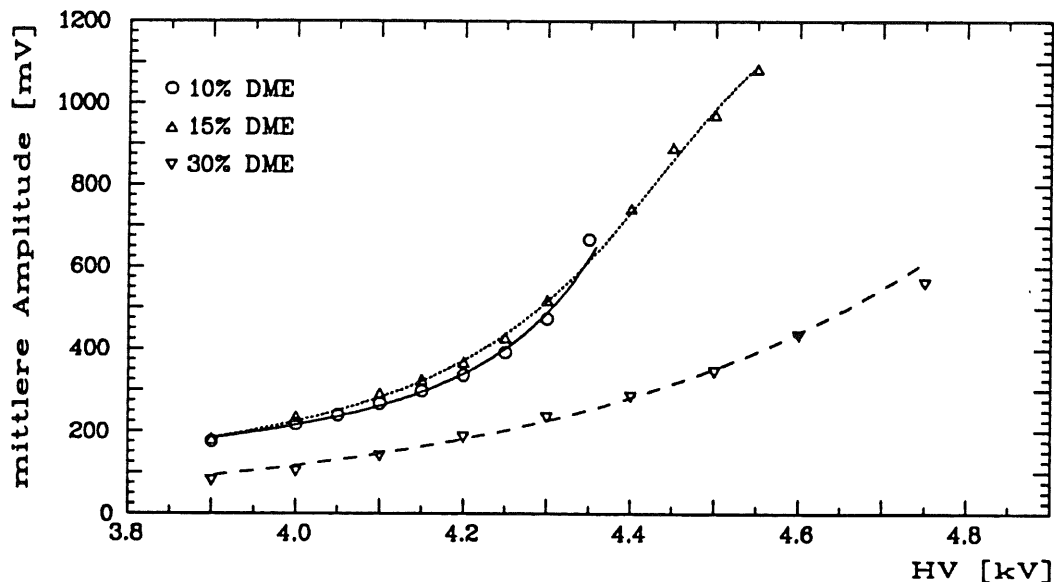


Abb. 5.17: Mittlere Amplitude der Drahtpulse für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil.

anderen Gasmischungen besitzen bei niedrigen Spannungen eine wesentlich bessere Auflösung. Aufgrund des geringeren DME-Anteils bilden sich aber häufiger Nachpulse (Abb. 5.15), so daß die relative Breite der Ladungsverteilung schneller mit der Spannung anwächst. Zusätzlich bewirkt die bei den höheren Spannungen auftretende zweite Entladungsart eine Verbreiterung der Ladungsverteilung und damit eine Verschlechterung der Auflösung. Die Größe der Auflösung am Beginn des Nachweisplateaus und ihre Änderung bei einer Variation der Spannung um 100 V sind in Tabelle 9 aufgeführt.

Auch bei den Gasmischungen mit Dimethylether besitzen die Streamersignale Pulsamplituden von mehreren 100 mV. Dies ist in Abb. 5.17 zu sehen, in der die mittlere Amplitude der Streamerpulse als Funktion der Betriebsspannung aufgetragen ist. Bei der Gasmischung mit 15% DME erscheinen am Plateauende besonders große Pulshöhen. Diese hohen Amplitudenwerte sind wahrscheinlich auch auf das Auftreten der zweiten Entladungsart zurückzuführen. Die Erhöhung des DME-Anteils auf 30% führt zu einer starken Abnahme der mittleren Pulshöhe.

Die Drahtsignale der H1-Streamerkammern zeigen mit einer Mischung aus 2% Ar + 30% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 68% CO_2 eine Spannungsabhängigkeit, die mit den Eigenschaften des Standardgases vergleichbar ist. Dieses Gasgemisch ist aber auch entzündbar. Die Reduzierung der brennbaren Komponente in der Zusammensetzung der Kammergase führt zu einem schmalen Nachweisplateau, und es zeigt sich eine stärkere Abhängigkeit der Ladung und der Auflösung von Variationen der Betriebsspannung im Plateaubereich. Gegenüber der drei-komponentigen Mischung mit Isobutan (2,5% Ar + 9,5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 88% CO_2) besitzt das ebenfalls nicht brennbare Gasgemisch mit 15% DME wesentliche Vorteile. Dies betrifft nicht nur die Ausdehnung des Nachweisplateaus, sondern auch die relative Breite der Ladungsverteilung¹⁶. In den nachfolgenden Kapiteln werden noch weitere Eigenschaften dieser beiden Gaszusammensetzungen vorgestellt und mit dem Standardgas verglichen.

¹⁶ Vgl. die Werte in den Tabellen 8 und 9

| | | 2,5% Ar + 87,5% CO ₂ + 10% (CH ₃) ₂ O | 2,5% Ar + 82,5% CO ₂ + 15% (CH ₃) ₂ O | 2,0% Ar + 68,0% CO ₂ + 30% (CH ₃) ₂ O |
|--|---|--|--|--|
| Plateauanfang [kV] | | 4,2 | 4,2 | 4,3 |
| Plateaulänge [V] | | 150 | 350 | 450 |
| $k_U = \frac{dQ}{Q dU} \left[\frac{1}{kV} \right]$ | a | 2,89 ± 0,02 | 2,98 ± 0,03 | - |
| | b | 6,49 ± 0,07 | 5,78 ± 0,02 | 2,41 ± 0,02 |
| Q ₀ [pC] | a | 101,04 ± 0,32 | 102,58 ± 0,51 | - |
| | b | 102,06 ± 0,47 | 105,49 ± 0,33 | 51,40 ± 0,21 |
| $k_U = \frac{dQ_1}{Q_1 dU} \left[\frac{1}{kV} \right]$ | a | 2,67 ± 0,02 | 2,63 ± 0,02 | - |
| | b | 3,93 ± 0,06 | 3,86 ± 0,02 | 1,98 ± 0,02 |
| Q _{1,0} [pC] | a | 93,23 ± 0,19 | 95,04 ± 0,17 | - |
| | b | 90,04 ± 0,38 | 90,31 ± 0,29 | 42,88 ± 0,16 |
| $\frac{\sigma(Q)}{Q} [\%]$ | | 45,2 ± 0,5 | 41,4 ± 0,4 | 45,7 ± 0,5 |
| $\frac{\Delta(\sigma/Q)}{\Delta U} \left[\frac{\%}{100V} \right]$ | | 8,6 ± 0,2 | 10,2 ± 0,3 | 2,1 ± 0,2 |

Tab. 9: Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil.

Die Tabelle enthält den Beginn und die Länge des Nachweisplateaus bei einer Schwelle von 30 mV und die Spannungsabhängigkeit der Drahtladung. k_U und Q_0 sind die Parameter der Funktion $Q = Q_0 \cdot \exp\{k_U \cdot (U - U_0)\}$. Für U_0 wurde der Spannungswert des Plateauanfangs gewählt. Die Funktion wurde an die Meßwerte bei niedrigen Spannungen $U \leq 4,2$ kV (a) und im Spannungsbereich des Nachweisplateaus (b) angepaßt. Q ist die mittlere Ladung für alle Ereignisse und Q_1 die mittlere Ladung für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal. Für die Auflösung $\sigma(Q)/Q$ werden ihr Wert am Plateauanfang und ihre Änderung mit der Spannung im Plateaubereich angegeben.

5.4 Die Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals bei Verwendung von Kammergasen ohne Argon-Komponente

Mit den H1-Streamerammern wurden auch Gase und Gasmischungen ohne Argonzusatz untersucht. In den Messungen sollte studiert werden, ob bei der Verwendung dieser Kammergase ein Betrieb der Streamerammern im Streamermodus möglich ist.

Die untersuchten Kammergase und die während der Messungen vorliegenden Bedingungen sind in Tabelle 10 aufgelistet. Da sich bei einigen Gasen nur Pulse mit sehr kleinen Amplituden ausbilden, wurde eine unterschiedlich starke Dämpfung für die Drahtsignale benutzt. Daraus folgen auch die verschiedenen Datennahmeschwellen, die in Tabelle 10 aufgeführt sind¹⁷. Die Schwellenwerte beziehen sich auf einen Abschlußwiderstand der Drähte von 270 Ω.

¹⁷ Die Dämpfung der Drahtsignale kann durch den Austausch des Spannungsteilers in der Ausleseketten variiert werden (s. Abb. 4.5). Dadurch verändert sich die Umrechnung der FADC-Abtastwerte der Pulse in einen Amplitudenwert. Da die Suchkriterien des verwendeten Puls-findealgorithmus eine feste Ausleseschwelle von 3 FADC-Stufenwerten bewirken, führt dies auch zu unterschiedlichen Datennahmeschwellen.

| Gas | p [hPa] | T [K] | Datennahme- schwelle [mV] | I _{max} [μA] |
|--|------------|----------|------------------------------|--------------------------|
| 100% CO ₂ | 1017 | 296 | 9 | 0,3 |
| 8,2% (CH ₃) ₂ O + 91,8% CO ₂ | 1025 | 298 | 29 | 0,2 |
| 15% (CH ₃) ₂ O + 85% CO ₂ | 1016 | 297 | 29 | 0,2 |
| 100% (CH ₃) ₂ O | 1005 | 296 | 14 | 0 |
| 100% iC ₄ H ₁₀ | 1000 | 298 | 14 | 0 |

Tab. 10: Die untersuchten Kammergase ohne Argonzusatz und die Meßbedingungen. I_{max} ist der Strom pro Profil am Ende des Nachweisplateaus.

In Abb. 5.18 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für die einzelnen Gase als Funktion der Betriebsspannung aufgetragen. Bei der Verwendung von 100% CO₂ als Kammergas ist auch bei einer niedrigen Schwelle von nur 10 mV kein Plateau für die Nachweiswahrscheinlichkeit erkennbar. Eine weitere Erhöhung der Spannung um nur 50 V bewirkt schon eine starke Zunahme des Kammerstroms auf $I > 2 \mu\text{A}$ pro Profil durch die Funkenbildung in den Streamerzellen. Bereits der Zusatz von 8,2% DME führt aber zur Ausbildung eines Plateaus, das allerdings mit etwa 100 V relativ schmal ist. Mit einem höheren DME-Anteil wächst die Ausdehnung des Plateaus. Sehr breite Nachweisplateaus von mehreren 100 V entstehen, wenn die Streamerkammern mit 100% DME oder 100% Isobutan als Kammergas betrieben werden. Für diese beiden Gase wird das Plateauende nicht durch einen erhöhten Kammerstrom verursacht. Da die maximale Spannungsbelastbarkeit der am Experiment verwendeten Hochspannungskabel 6,0 kV beträgt, ist für die H1-Streamerammern das Verhalten bei höheren Spannungswerten nicht von Bedeutung. Deshalb wurden die Betriebseigenschaften für diese Gase nur bis zu diesem maximalen Spannungswert untersucht. Die Höhe der Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt im Plateau für alle Kammergase rund 94,5%. Die Abweichung des Plateauwertes von 100% kann wieder auf den Einfluß der Profilwände zurückgeführt werden.

Mit den reinen Gasen CO₂, DME oder Isobutan als Kammergas weist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerkammern eine sehr große Schwellenabhängigkeit auf. Diese Schwellenabhängigkeit ist eine Folge der niedrigen Pulsamplituden, wie Abb. 5.19 zeigt. Besonders für das CO₂-Gas ist die Pulshöhe sehr klein. Auch bei der höchsten Spannung von $U = 4,7 \text{ kV}$, mit der die Streamerkammern bei diesem Gas noch betrieben werden konnten, liegt die mittlere Amplitude unterhalb von 100 mV. Trotz dieser kleinen Pulshöhe bilden sich sehr häufig Mehrfachpulse aus. Dies ist in Abb. 5.20 deutlich zu sehen, in der die mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal in Abhängigkeit von der Betriebsspannung aufgetragen ist. In diesem Gas entstehen keine Streamerpulse, sondern es erfolgt ein Übergang vom Proportional- zum Geigermodus. So treten bei der Spannung von $U = 4,7 \text{ kV}$ nebeneinander kleine, aber sehr breite Einzelpulse, Mehrfachentladungen und Geigerpulse auf (Abb. 5.21). Die Geigerpulse überschreiten den abgespeicherten Zeitbereich von 2,3 μs, d.h. sie besitzen eine Pulsbreite, die größer als 2 μs ist.

In den Gasmischungen aus DME und CO₂ zeigt sich dagegen eindeutig ein Übergang vom Proportional- zum Streamermodus. In Abb. 5.22 sind die Verteilungen der Pulshöhe und der Ladung im Übergangsbereich für das Gasgemisch mit einem DME-Anteil von 8,2 % zu sehen. Besonders in den Pulshöhenverteilungen sind deutlich zwei getrennte Maxima zu erkennen. Dadurch ist es möglich, die Proportional- und Streamerpulse durch einen

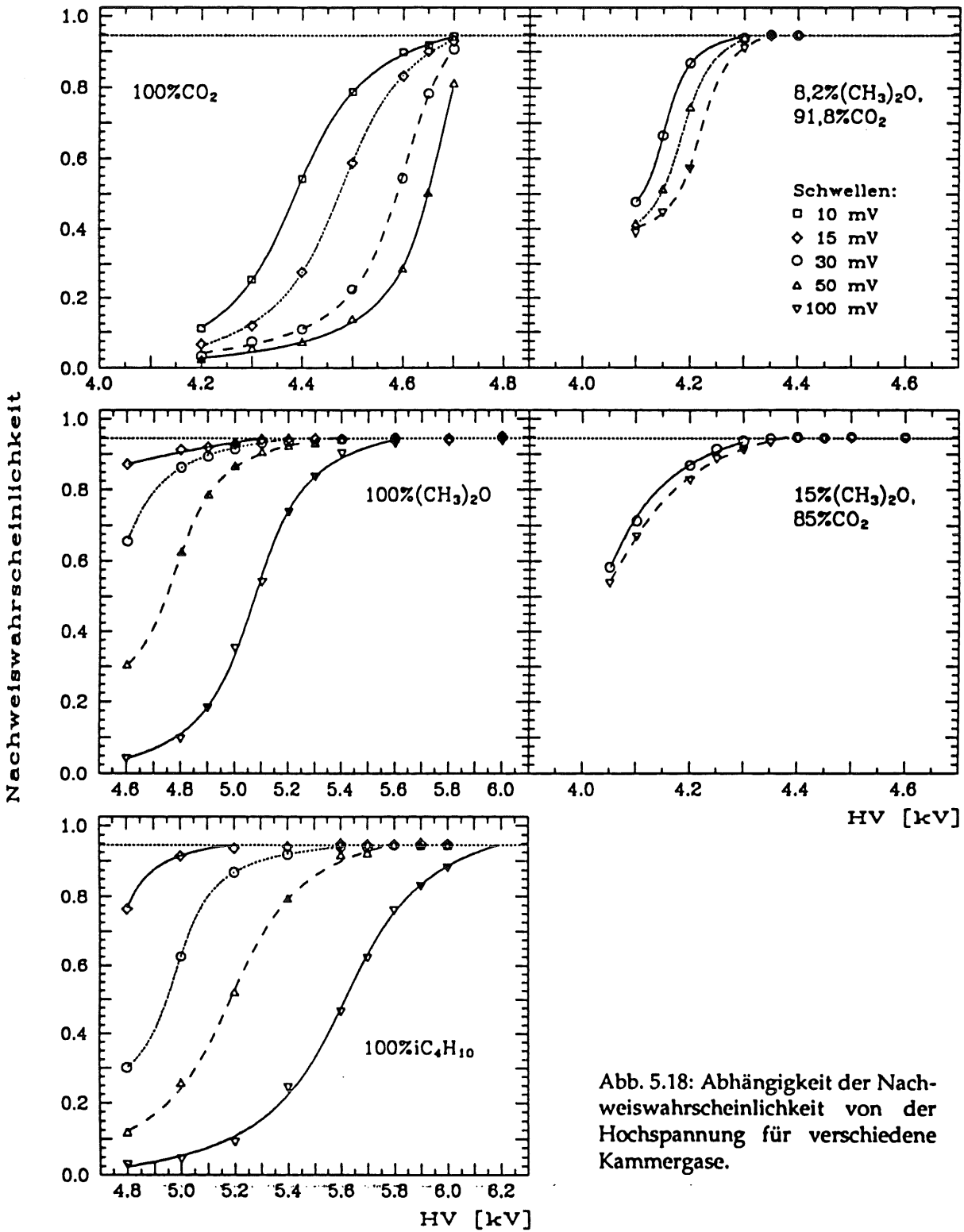


Abb. 5.18: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Hochspannung für verschiedene Kammergase.

spannungsabhängigen Schnitt in der Pulshöhe zu trennen. Abb. 5.19 zeigt die Spannungsabhängigkeit der mittleren Amplitude für die Streamerpulse. Besonders bei der Gasmischung mit dem geringeren DME-Anteil nimmt die Pulshöhe sehr stark mit der Spannung zu. Die Abbildung enthält auch die Pulshöhe der Proportionalpulse für die Spannungen $U > 4,1$ kV. Bei den kleineren Spannungswerten wirkt sich die Datennahmeschwelle zu stark aus, so daß kein Maximum in den Verteilungen der Pulshöhe erkennbar ist.

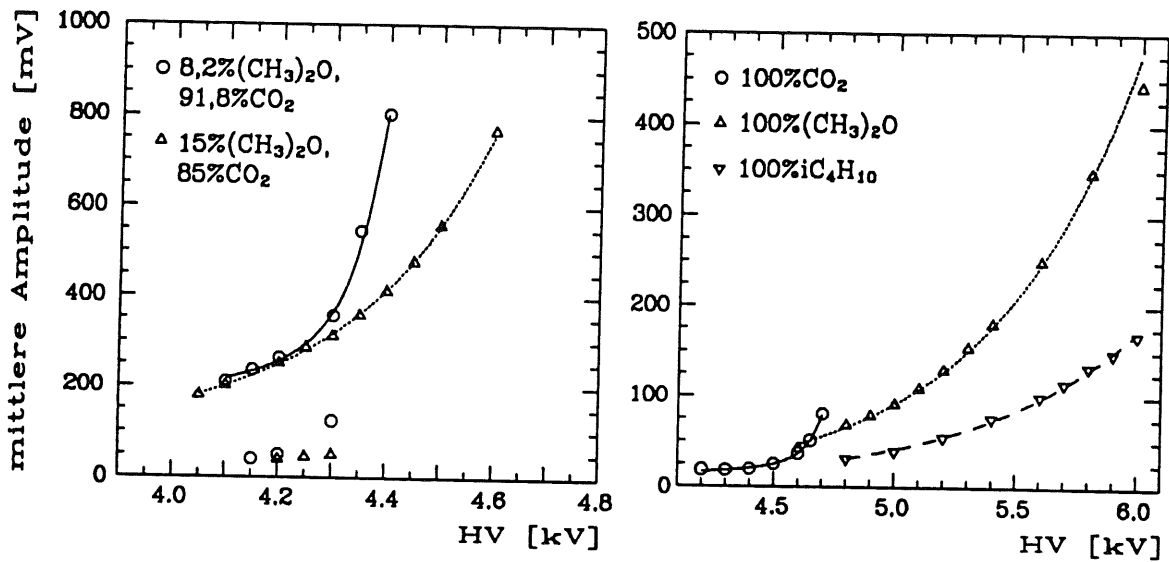


Abb. 5.19: Mittlere Amplitude der Drähte in Abhängigkeit von der Spannung für die Kammergase ohne Argonzusatz.

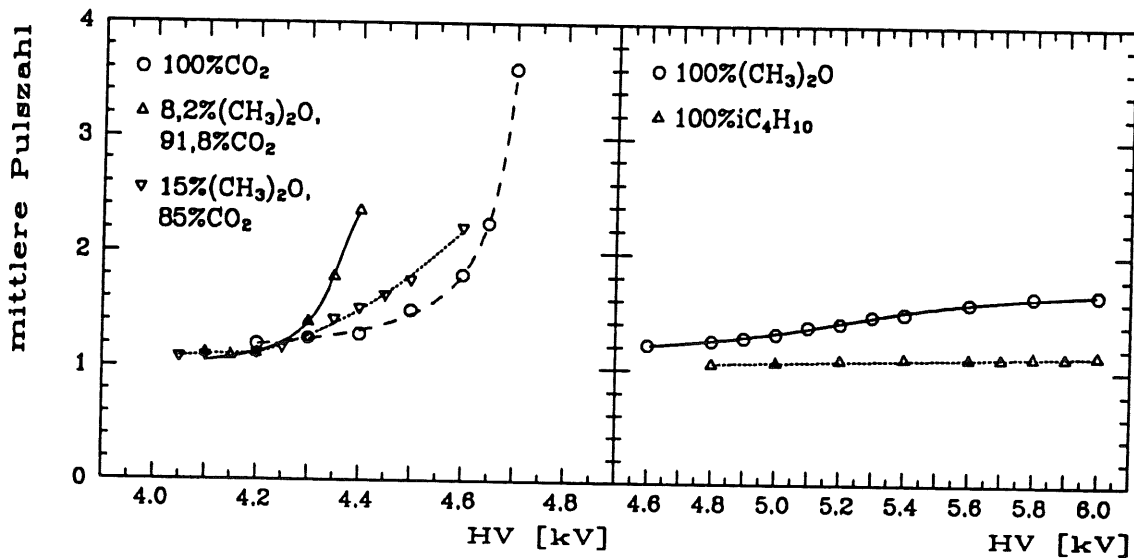


Abb. 5.20: Mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Hochspannung für die Kammergase ohne Argonzusatz.

Der Anteil H_{prop} der registrierten Proportionalpulse wird nach der Beziehung 5.2 bestimmt und ist in Abb. 5.23 in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. In der Gasmischung mit 15% DME ist die Häufigkeit der Proportionalpulse wesentlich geringer als in dem Kammergas mit nur 8,2% DME. Ebenso wie bei den drei-komponentigen Gaszusammensetzungen aus Argon, DME und CO₂ vollzieht sich also auch hier der Übergang zwischen den beiden Betriebsarten bei dem höheren DME-Anteil schneller¹⁸. Ab einer Spannung von $U > 4,3$ kV bilden sich in beiden Gasmischungen fast nur noch Streamerpulse aus.

Für die beiden Kammergase 100% DME und 100% Isobutan zeigten sich in den Verteilungen der Pulshöhe und der Ladung für die untersuchten Spannungswerte nicht zwei getrennte oder überlappende Maxima, d.h. der Übergang zwischen Proportional- und Streamermodus konnte nicht direkt beobachtet werden. Die Pulsamplitude ist jedoch bei

¹⁸ Vgl. Abb. 5.12

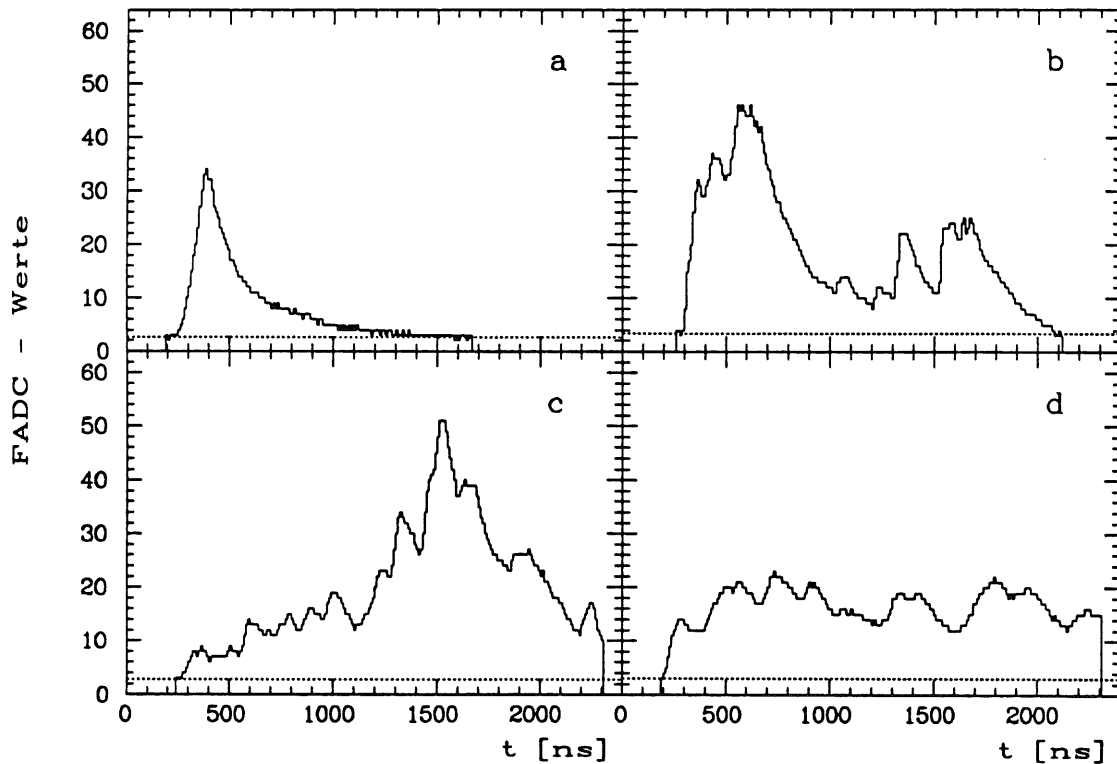


Abb. 5.21: Beispiele von invertierten Drahtpulsen für das Kammergas 100% CO₂ bei einer Spannung von 4,7 kV. (a) Einzelpuls, (b) Mehrfachentladung und (c,d) Geigerpulse. Die punktierte Linie zeigt das Pedestal des FADC's an.

dem DME-Gas mit einigen 100 mV relativ groß (Abb. 5.19), so daß vermutlich zumindest bei höheren Spannungen in diesem Gas Streamerpulse entstehen. Dagegen ist die mittlere Amplitude beim Isobutan-Gas auch bei den höchsten untersuchten Spannungswerten verhältnismäßig klein. Dies gilt ebenso für die Signalladung (Abb. 5.24). Deshalb ist es fraglich, ob bei diesem Gas für Spannungen $U \leq 6,0$ kV ein Übergang zwischen den beiden Betriebsarten erfolgt.

In Abb. 5.24 ist die mittlere Ladung als Funktion der Betriebsspannung aufgetragen. Für alle Kammergase wurde bei der Ermittlung des Mittelwertes die Schnittbedingung von Gl. 5.1 berücksichtigt. Bei den Gasmischungen mit DME wurden zusätzlich die Proportional- und Streamerpulse durch den Schnitt in der Pulshöhe getrennt und die Ladung für die beiden Betriebsarten separat bestimmt. Die Abbildungen enthalten auch die Ladungswerte für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal.

An die Meßwerte wurde jeweils die Exponentialfunktion von Gl. 4.2 angepaßt. Die Ergebnisse dieser Anpassungen sind in Tabelle 11 aufgeführt. Für die Gase 100% DME und 100% Isobutan läßt sich die Spannungsabhängigkeit der Ladung über den gesamten untersuchten Spannungsbereich mit der Exponentialfunktion gut beschreiben. Dagegen treten bei den anderen Kammergasen Abweichungen von dem Verlauf der Funktion auf. Bei dem CO₂-Gas zeigten die Pulshöhenverteilungen für Spannungen $U < 4,4$ kV, daß aufgrund der Datennahmeschwelle viele Proportionalpulse nicht registriert werden. Nur die relativ großen Pulse mit einer Amplitude oberhalb dieser Schwelle werden abgespeichert und tragen zum Mittelwert bei, so daß sich für diese Spannungswerte ein zu großer Wert der mittleren Ladung ergibt. Für die Spannung von $U = 4,7$ kV bewirken die entstehenden Geigerpulse eine starke Ladungserhöhung, die nicht mehr durch die Exponentialfunktion erfaßt wird.

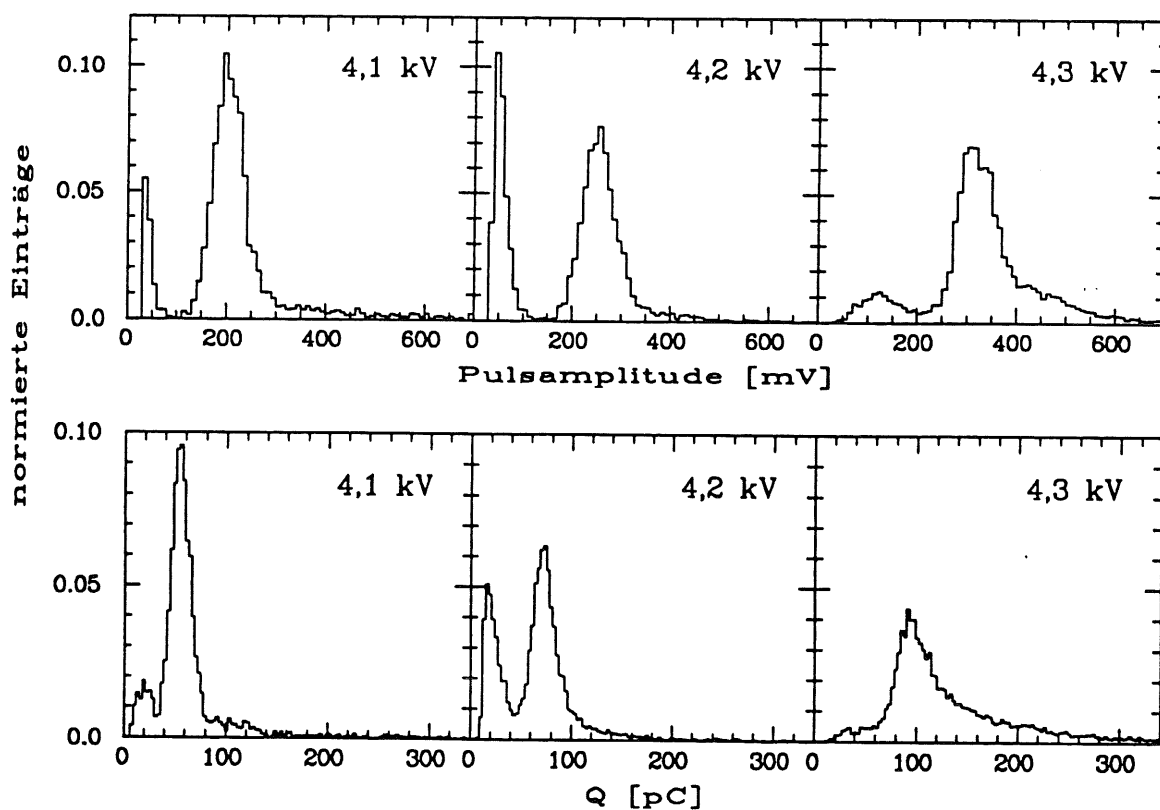


Abb. 5.22: Häufigkeitsverteilungen der Pulsamplitude und der Drahtladung für die Gasmischung 8,2% (CH₃)₂O + 91,8% CO₂ im Übergangsbereich zwischen Proportional- und Streamermodus.

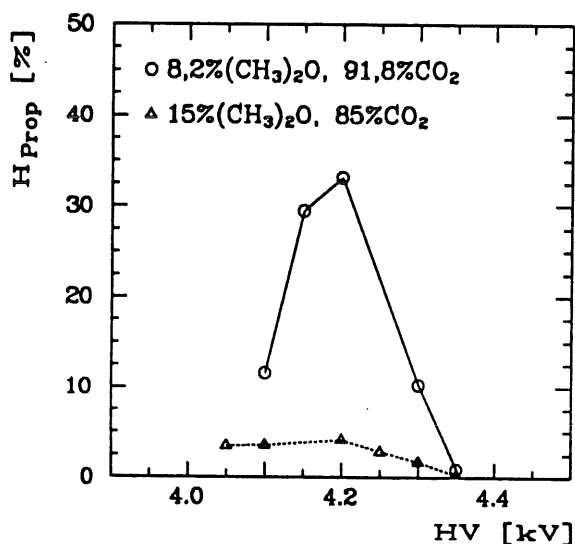


Abb. 5.23: Häufigkeit H_{Prop} der registrierten Proportionalpulse in Abhängigkeit von der Hochspannung für die zwei-komponentigen Gaszusammensetzungen mit DME.

Im Falle der beiden Gasmischungen mit DME-Anteilen von 8,2% und 15% kann die große Ladungszunahme für die Spannungen $U > 4,3$ kV bzw. $U > 4,4$ kV auf zwei Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen bilden sich ab diesen Spannungswerten vermehrt Nachpulse (Abb. 5.20), die bei der Bestimmung des Ladungsmittelwertes mitberücksichtigt werden. Außerdem tritt auch bei diesen Gasgemischen mit DME die zweite Entladungsart auf, die bereits in Kap. 5.3 für die drei-komponentigen Gaszusammensetzungen mit DME beobachtet wurde. Sie äußert sich in einem zweiten Maximum in den Ladungsverteilungen der Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal¹⁹ und bewirkt eine

¹⁹ s. Abb. 5.13

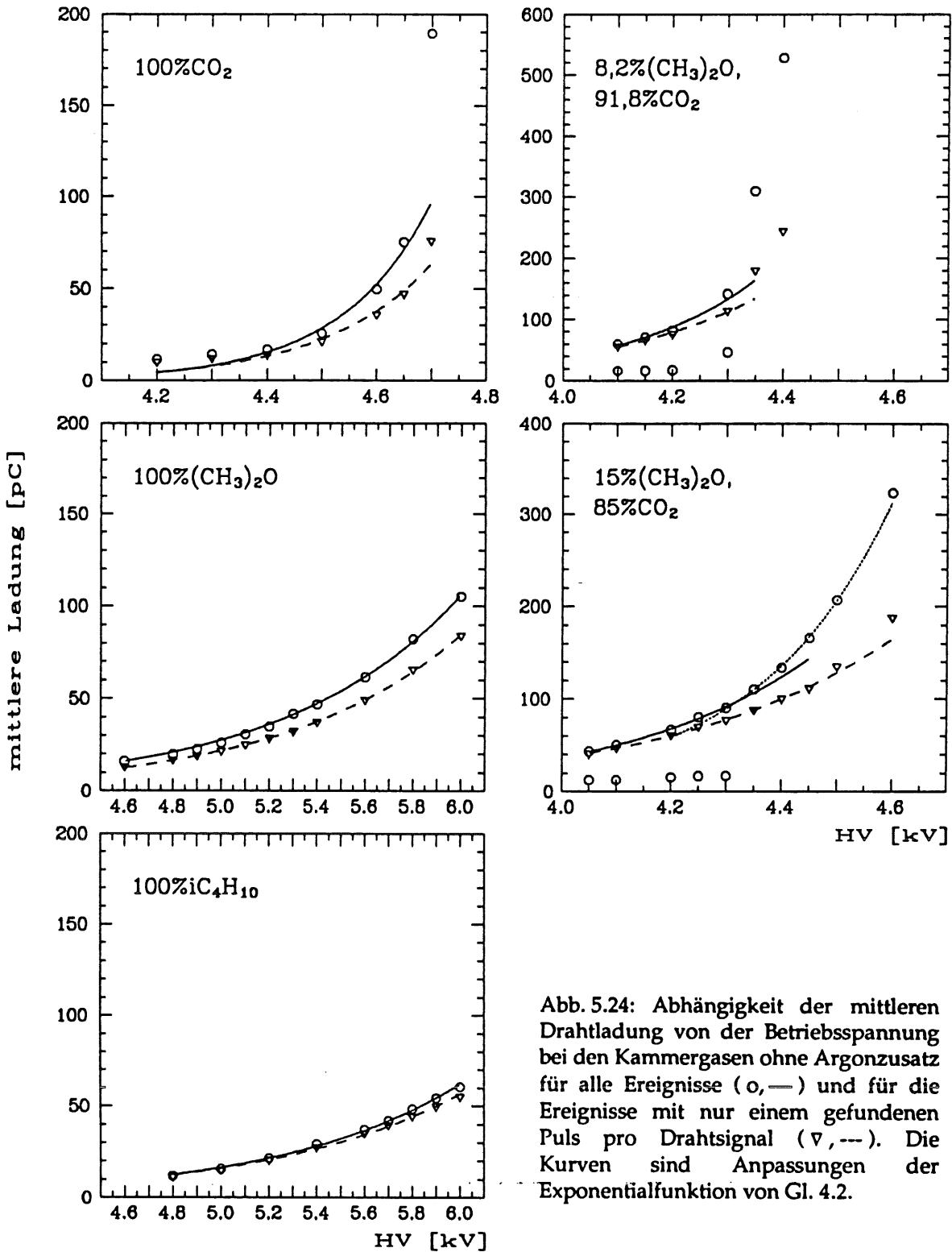


Abb. 5.24: Abhängigkeit der mittleren Drahtladung von der Betriebsspannung bei den Kammergasen ohne Argonzusatz für alle Ereignisse (o,—) und für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal (▽,---). Die Kurven sind Anpassungen der Exponentialfunktion von Gl. 4.2.

zusätzliche Erhöhung der mittleren Ladung. Deshalb läßt sich die Spannungsabhängigkeit der Ladung auch bei der Einschränkung auf diese Ereignisse mit nur einem Puls nicht durch eine einzelne durchgehende Exponentialfunktion beschreiben. Für die Gasmischung mit 15% DME wurde die Betriebsspannung in zwei Bereiche unterteilt, in denen eine separate Anpassung der Exponentialfunktion an die Meßwerte der Gesamtladung erfolgte. Die Ergebnisse beider Anpassungen sind in Tabelle 11 enthalten.

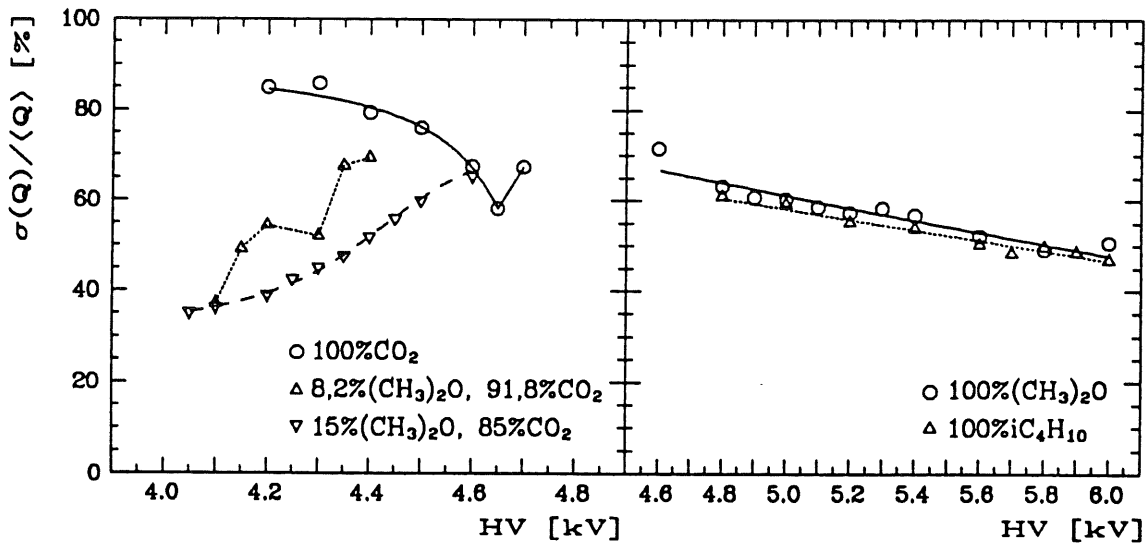


Abb. 5.25: Relative Breite der Ladungsverteilung als Funktion der Spannung für die Kammergase ohne Argonzusatz.

Die Variation der Ladungsauflösung $\sigma(Q)/\langle Q \rangle$ mit der Betriebsspannung ist in Abb. 5.25 für die verschiedenen Kammergase aufgetragen. Die Größe der Auflösung am Anfang des Nachweisplateaus und ihre Änderung mit der Spannung im Plateaubereich sind in Tabelle 11 aufgeführt. Für die beiden Gasmischungen mit DME wurden die registrierten Proportionalpulse bei der Ermittlung des Mittelwertes und der Standardabweichung einbezogen. Bei dem Gasmisch mit einem DME-Anteil von 8,2% führt diese Berücksichtigung der Proportionalpulse in der Ladungsauflösung dazu, daß sich die Auflösung schnell mit ansteigender Spannung verschlechtert. Da für Spannungen $U > 4,2$ kV die Häufigkeit der Proportionalpulse wieder abfällt (Abb. 5.23), nimmt die relative Breite der Ladungsverteilung zunächst etwas ab. Durch den Einfluß der auftretenden Nachpulse (Abb. 5.20) verschlechtert sich jedoch die Auflösung bei weiterer Erhöhung der Spannung wieder. Bei Verwendung der Gasmischung mit 15% DME ist der Anteil der Proportionalpulse wesentlich geringer, so daß sie die Auflösung bei niedrigen Spannungen nur gering beeinflussen. Aber auch bei diesem Kammergas bewirken die statistischen Schwankungen in der Anzahl der Nachpulse und die auftretende zweite Entladungsart eine Verschlechterung der Auflösung mit der Betriebsspannung. Die Änderung der Auflösung ist jedoch schwächer als bei dem Gasmisch mit dem niedrigeren DME-Anteil. Von den Kammergasen, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, besitzt diese Gasmischung am Plateauanfang die beste Auflösung. Werden die Streamerkammern nur mit CO_2 -Gas ohne Zusatz einer weiteren Gaskomponente betrieben, so verbessert sich die Ladungsauflösung zwar mit ansteigender Spannung, es ergeben sich aber im gesamten Spannungsbereich relativ schlechte Werte für die Auflösung. Für die beiden Kammergase 100% DME und 100% Isobutan nimmt die relative Breite der Ladungsverteilung langsam mit ansteigender Betriebsspannung ab. Die Auflösung ist aber zunächst am Plateauanfang schlechter als bei den Gasmischungen mit DME. Für die beiden Gasen zeigt die Auflösung nicht nur die gleiche Spannungsabhängigkeit, sondern auch ihre Höhe ist nahezu gleich groß.

Die Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit des Drahtsignals für die Gasmischung 15% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 85% CO_2 ohne Argon-Komponente weichen von den Werten für die dreikomponentige Gaszusammensetzung 2,5% Ar + 15% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 82,5% CO_2 ab, wie der Vergleich der Angaben in den Tabellen 9 und 11 und der entsprechenden Abbildungen zeigt. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß sich die Werte für den Luftdruck und die

Temperatur während der beiden Messungen etwas unterscheiden. Diese Unterschiede entsprechen für die Streamerladung der drei-komponentigen Gasmischung einer Spannungsänderung von etwa $\Delta U \approx -50 \text{ V}^{20}$. Der Zusatz von Argon zur Gasmischung mit dem gleichen DME-Anteil führt zu einer Erhöhung der Amplitude und der Ladung für die Streamerpulse und einer geringen Vergrößerung des Nachweisplateaus. Auch die relative Änderung der Ladung mit der Spannung ist im Plateaubereich stärker.

| | 100% CO ₂ | 8,2% (CH ₃) ₂ O + 91,8% CO ₂ | 15% (CH ₃) ₂ O + 85% CO ₂ | 100% (CH ₃) ₂ O | 100% iC ₄ H ₁₀ |
|--|----------------------|---|--|--|--------------------------------------|
| Schwelle [mV] | 10 | 30 | 30 | 15 | 15 |
| Plateauanfang [kV] | 4,7 | 4,3 | 4,3 | 5,1 | 5,2 |
| Plateaulänge [V] | 0 | 100 | 300 | ≥ 900 | ≥ 800 |
| U ₀ [kV] | 4,5 | 4,3 | 4,3 | 5,2 | 5,2 |
| $k_U = \frac{dQ}{Q dU} \left[\frac{1}{kV} \right]$ | 6,15 ± 0,07 | 4,23 ± 0,06 | 3,02 ± 0,02 ^a 4,19 ± 0,04 ^b | 1,35 ± 0,02 | 1,32 ± 0,01 |
| Q ₀ [pC] | 28,36 ± 0,22 | 133,32 ± 0,87 | 91,63 ± 0,29 ^a 89,39 ± 0,37 ^b | 36,10 ± 0,11 | 21,60 ± 0,09 |
| $k_U = \frac{dQ_1}{Q_1 dU} \left[\frac{1}{kV} \right]$ | 5,22 ± 0,08 | 3,57 ± 0,04 | 2,52 ± 0,01 ^a 3,02 ± 0,03 ^b | 1,35 ± 0,01 | 1,26 ± 0,01 |
| Q _{1,0} [pC] | 22,38 ± 0,21 | 112,71 ± 0,43 | 77,52 ± 0,12 ^a 74,19 ± 0,31 ^b | 28,62 ± 0,06 | 20,69 ± 0,09 |
| $\frac{\sigma(Q)}{Q} [\%]$ | 67,4 ± 1,2 | 51,9 ± 0,5 | 45,1 ± 0,59 | 58,6 ± 0,5 | 55,3 ± 0,6 |
| $\frac{\Delta(\sigma/Q)}{\Delta U} \left[\frac{\%}{100V} \right]$ | - | 20,7 ± 2,1 | 7,4 ± 0,4 | -1,2 ± 0,2 | -1,0 ± 0,2 |

Tab. 11: Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit für Gase und Gasmischungen ohne Argonanteil. Die Tabelle enthält den Beginn und die Länge des Nachweisplateaus bei den angegebenen Schwellenwerten und die Spannungsabhängigkeit der Drahtladung. Q₀ und k_U sind die Parameter der Funktion $Q = Q_0 \cdot \exp\{k_U \cdot (U - U_0)\}$ mit den in der Tabelle aufgeführten Werten für die Spannung U₀. Q ist die mittlere Ladung für alle Ereignisse und Q₁ die Ladung für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal. Für die Gasmischung mit 15% DME erfolgte eine separate Anpassung der Funktion bei niedrigen Spannungswerten $U \leq 4,3 \text{ kV}$ (a) und im Plateaubereich (b). Für die Auflösung $\sigma(Q)/Q$ werden ihr Wert am Plateauanfang und ihre Änderung mit der Spannung im Plateaubereich angegeben.

²⁰ Die äquivalente Spannungsänderung kann aus den in Tab. 12 angegebenen Werten der Druck- und Temperaturkoeffizienten für die drei-komponentige Gasmischung mit DME bestimmt werden.

5.5 Der Einfluß von Druck und Temperatur auf die Streamerladung

Die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen und Molekülen beeinflusst in starkem Maße die Entwicklung einer Gasentladung. Da λ umgekehrt proportional zur Teilchendichte des Gases ist²¹, wirken sich Veränderungen des Luftdrucks und der Temperatur auf die Höhe der Streamerladung aus. Die Abhängigkeit der Streamerladung von diesen beiden Parametern soll in diesem Abschnitt beschrieben werden.

Mit den drei Gasmischungen, die in Tabelle 12 aufgeführt sind, wurden an mehreren Tagen Untersuchungen durchgeführt. In dieser Zeit variierten Luftdruck und Temperatur. Zur Analyse der Druck- und Temperaturabhängigkeit der Streamerladung wurden Messungen ausgewählt, bei denen der jeweils andere Parameter konstant war und gleiche Versuchsbedingungen vorlagen. Diese Voraussetzungen waren aber für die drei Gasgemische nur bei einem bzw. zwei Spannungswerten erfüllt. Für die drei-komponentigen Gaszusammensetzungen wurde der Meßaufbau aus Kap. 5.1 verwendet, während die Werte für das Standardgas aus den Untersuchungen am Elektronen-Teststrahl stammen. Bei den Untersuchungen mit den anderen Kammergasen waren die Variationen von Luftdruck und Temperatur zu gering, um daraus eine Aussage über die Ladungsänderung ableiten zu können.

| Gas | U [kV] | k_p [% / hPa] | k_T [% / K] | dU/dP [V / hPa] | dU/dT [V / K] | Quelle |
|---|-----------|--------------------|------------------|---|---|---|
| 25% Ar + 75% iC ₄ H ₁₀ | 4,6 | - (0,86 ± 0,09) | | - (3,04 ± 0,33) | | vorliegende Daten [ZIT92] [BEN89] [BEN89] |
| | 4,75 | - (0,8 ± 0,15) | 3,0 ± 0,35 | | 9,48 ± 0,67 | |
| | 4,65 | - (0,9 ± 0,1) | 3,53 ± 0,17 | - (2,42 ± 0,29) | | |
| 2,5% Ar + 9,5% iC ₄ H ₁₀ + 88% CO ₂ | 4,55 | - (1,2 ± 0,05) | 3,39 ± 0,19 | - (3,62 ± 0,19) | 10,23 ± 0,58 | vorliegende Daten [BÜN92] [NOR92] |
| | 4,5 | - (1,27 ± 0,35) | | - (4,77 ± 1,35) | | |
| | 4,5 | - (1,19 ± 0,01) | 3,99 ± 0,03 | - (2,72 ± 0,04) | 9,15 ± 0,07 | |
| 2,5% Ar + 15% (CH ₃) ₂ O + 82,5% CO ₂ | 4,2 | - (1,15 ± 0,06) | 4,2 ± 0,39 | - (3,85 ± 0,17) ^a - (2,0 ± 0,08) ^b | 14,01 ± 1,31 ^a 7,27 ± 0,67 ^b | vorliegende Daten " |
| | 4,3 | - (1,26 ± 0,06) | 4,0 ± 0,33 | - (2,19 ± 0,08) ^b | 6,92 ± 0,57 ^b | |

Tab. 12: Druck- und Temperaturkoeffizienten der Signalladung in Streamerkammern. Bei der Bestimmung der äquivalenten Spannungsänderungen dQ/dp und dQ/dT wurde für die drei-komponentige Gasmischung mit DME der Wert für die relative Ladungsänderung $dQ/Q dU$ bei niedrigen Spannungen (a) und im Plateaubereich (b) verwendet (s. Tab. 9).

²¹ s. Gl. 3.2 auf S. 29

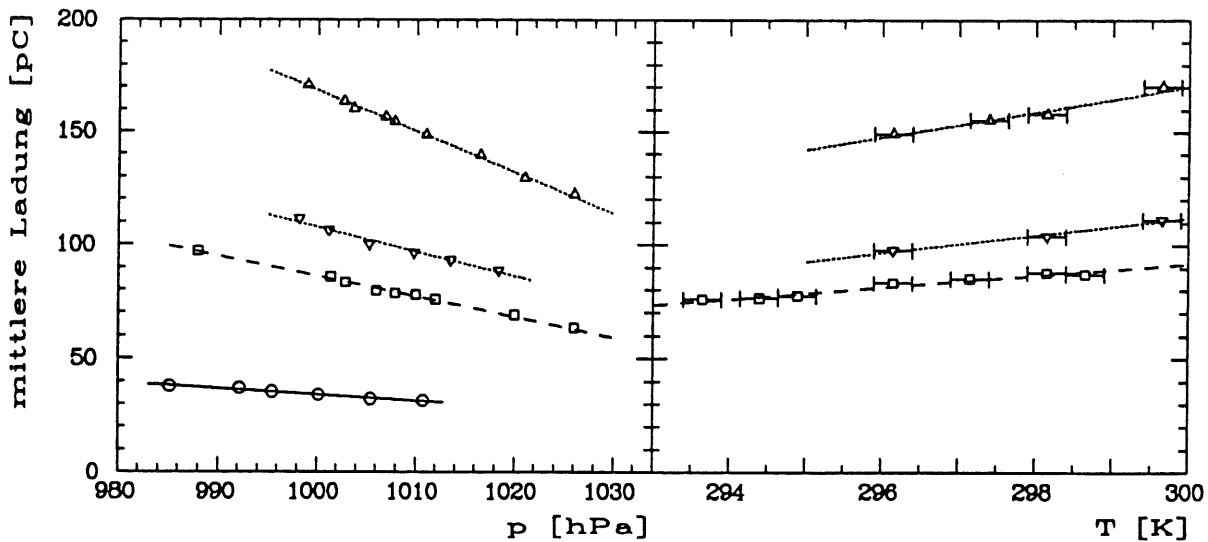


Abb. 5.26: Mittlere Drahtladung als Funktion des Luftdrucks und der Temperatur für drei Gasmischungen. Mit T_c (p_c) wird die konstante Temperatur (Luftdruck) während der Messung zur Luftdruck(Temperatur)-Abhängigkeit der Drahtladung angegeben.

- (o, —) : 25% Ar + 75% iC_4H_{10} , $U = 4,6$ kV, $T_c = 295$ K
- (□, ---) : 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 , $U = 4,55$ kV, $T_c = 295,2$ K, $p_c = 1010$ hPa
- (∇,) : 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 , $U = 4,2$ kV, $T_c = 297,7$ K, $p_c = 1005$ hPa
- (Δ,) : 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 , $U = 4,3$ kV, $T_c = 298,2$ K, $p_c = 1003$ hPa.

In Abb. 5.26 ist die mittlere Drahtladung gegen den Luftdruck bzw. die Temperatur aufgetragen. Die Bedingungen, unter denen die jeweiligen Messungen durchgeführt wurden, sind in den Abbildungstexten aufgeführt. Die Beeinflussung des Drahtsignals durch die beiden Parameter ist in den Abbildungen deutlich zu erkennen. An die Meßwerte wurden die folgenden Geraden angepaßt:

$$Q = Q_0 \cdot [1 + k_p \cdot (p - p_0)]$$

$$Q = Q_0 \cdot [1 + k_T \cdot (T - T_0)]$$

mit $p_0 = 1013$ hPa und $T_0 = 295$ K. Ein quantitatives Maß für die Druck- und Temperaturabhängigkeit sind die relativen Ladungsänderungen

$$k_p = \frac{dQ}{Q_0 \cdot dp} \quad \text{und} \quad k_T = \frac{dQ}{Q_0 \cdot dT}$$

Diese Koeffizienten sind in Tabelle 12 aufgelistet; zum Vergleich sind Literaturwerte angefügt. Es zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung der Koeffizienten aus den unabhängigen Untersuchungen. Im Falle des Gasmisches mit 15% DME ($(CH_3)_2O$) weichen die Koeffizienten für die beiden Hochspannungswerte nur im Rahmen ihrer Fehler voneinander ab. Die Spannungswerte besitzen aber nur eine Differenz von 100 V, so daß sich daraus noch keine Aussage über die Spannungsabhängigkeit der Druck- und Temperaturkoeffizienten dieser Gasmischung ableiten läßt.

In Hamburg können Druckänderungen von ca. 6 hPa/h auftreten; die Gesamtvariation umfaßt einen Bereich von 80 hPa. Diese großen Druckschwankungen wirken sich auf das Ladungssignal der Padtürme im instrumentierten Eisen des H1-Detektors aus. Die Veränderung des Luftdrucks entspricht in ihrer Auswirkung auf das Kammersignal einer äquivalenten Spannungsänderung dU/dp , die sich aus dem Druckkoeffizienten und der Spannungsabhängigkeit der Ladung dQ/QdU ergibt. Diese Werte sind in Tabelle 12

aufgeführt. Um ein druckunabhängiges Ausgangssignal zu erhalten, muß am H1-Detektor der Luftdruck kontinuierlich gemessen und die Hochspannung entsprechend der daraus ermittelten Druckänderung automatisch nachgeregelt werden.

Zusätzlich zu den Luftdruckschwankungen tritt am H1-Detektor ein Temperaturgefälle auf. Die Höhe des H1-Detektors beträgt ca. 10 m. Zwischen dem Boden des Detektors und seiner Oberseite besteht eine Temperaturdifferenz von 4,5 °C. Wegen der Klimaanlage des Gebäudes ist diese Temperaturdifferenz zeitlich konstant und wird nicht durch unterschiedliche Betriebsspannungen kompensiert. Sie führt deshalb zu einem systematischen Unterschied in den Kammersignalen, der in die Kalibrationskonstanten der zugehörigen Padtürme eingeht. Wenn der Arbeitspunkt der Streamerkammern nicht innerhalb des Nachweisplateaus liegt, kann die Temperaturdifferenz auch eine unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit in einzelnen Detektorbereichen bewirken.

5.6 Die Driftzeitverteilungen

Beispiele für die Verteilung der Driftzeiten sind in Abb. 5.27 zu sehen. Dazu wurde in den Drahtsignalen der Zeitpunkt t_A des Pulsanfangs bestimmt. Mit diesen Anfangszeiten wird die Driftzeit aus der Differenz $t_d = t_A - t_0$ ermittelt. Hierbei ist t_0 die konstante Zeitverzögerung zwischen dem Triggersignal der Szintillatoren und den ersten Drahtsignalen für Teilchenspuren in unmittelbarer Nähe des Drahtes. Die Verteilungen für die verschiedenen Gasmischungen weichen erheblich voneinander ab. Die nahezu rechteckige Form der Verteilung des Standardgases weist auf eine konstante Driftgeschwindigkeit hin, da der minimale Abstand der Teilchenspuren zum Draht annähernd gleichverteilt ist. Dagegen zeigen die beiden anderen Verteilungen in Abb. 5.27 ausgeprägte Maxima bei kleinen Driftzeiten. Für diese Kammergase ist die Driftgeschwindigkeit also sehr stark von der elektrischen Feldstärke abhängig²². In allen drei Verteilungen sind auch Ausläufer zu hohen Driftzeiten zu erkennen. Sie stammen von Teilchenspuren in den Eckbereichen der Streamerzellen. Die reduzierte Feldstärke in diesen Bereichen hat eine geringere Driftgeschwindigkeit zur Folge und damit eine Zunahme der Driftzeit. Die Ausläufer in den Verteilungen sind jedoch noch relativ schwach, da der

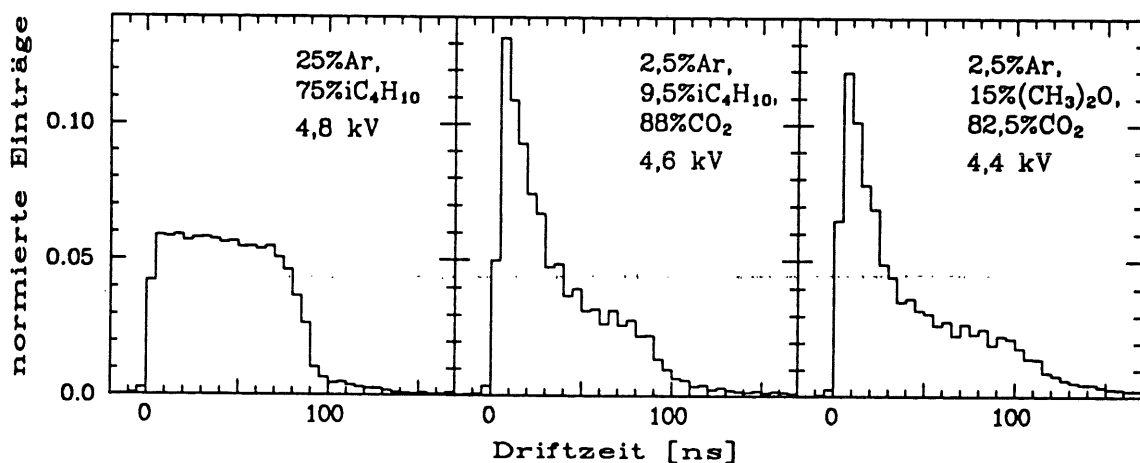


Abb. 5.27: Beispiele für Häufigkeitsverteilungen der Driftzeit.

²² Z.B. erhöht sich in einer Gasmischung aus 85% CO₂ + 15% iC₄H₁₀ die Driftgeschwindigkeit im Feldstärkebereich E = 1 kV/cm bis 8 kV/cm von $v_d = 9 \mu\text{m/ns}$ auf $v_d = 80 \mu\text{m/ns}$ [HAW87].

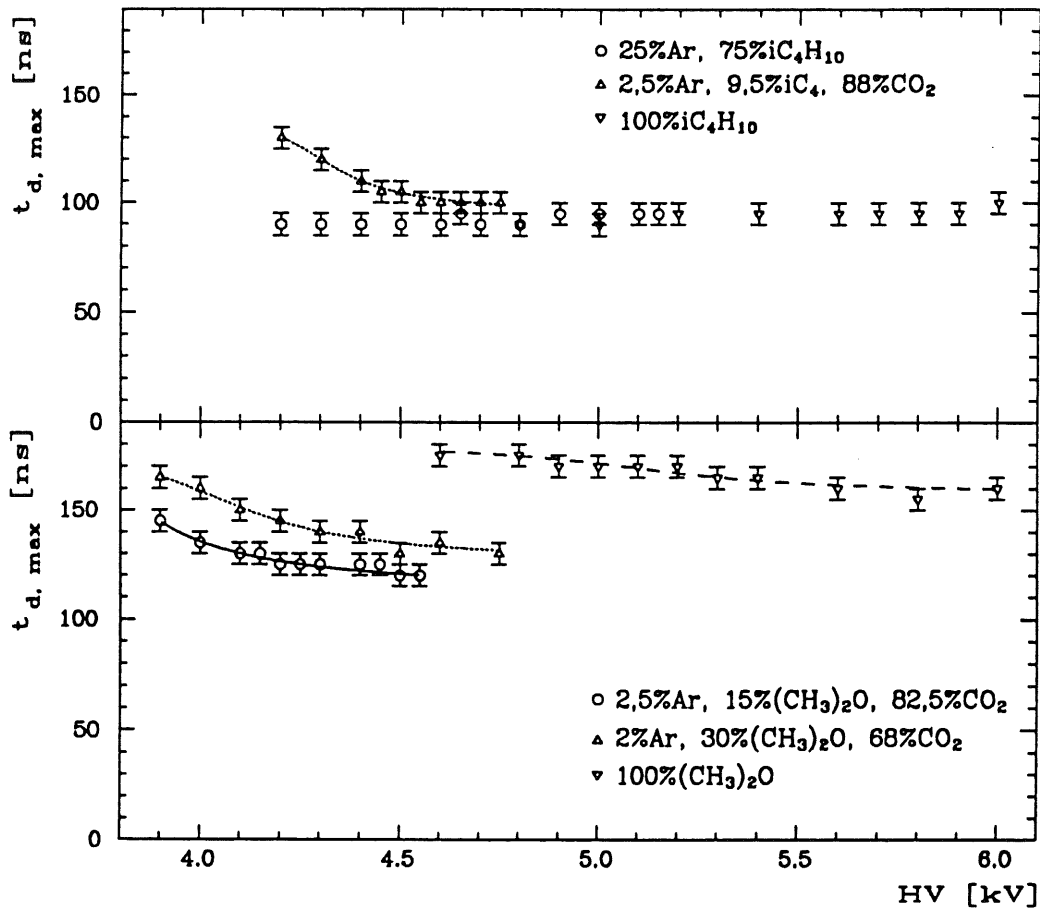


Abb. 5.28: Maximale Driftzeit $t_{d, \max}$ in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene Kammergase bei einem Spurwinkel $\varphi \leq 15^\circ$.

Spurwinkel φ auf einen Wert von $\varphi \leq 15^\circ$ beschränkt ist. Für größere Spurwinkel treten wesentlich häufiger hohe Driftzeiten auf²³.

Aus den Driftzeitverteilungen kann die maximale Driftzeit ermittelt werden. Sie entspricht einem Teilchendurchgang in der Nähe der Kathode. Um die extrem langen Driftzeiten von Teilchenspuren in den Eckbereichen der Streamerzelle auszublenden, wird die maximale Driftzeit hier als die Zeitdauer festgelegt, innerhalb der 95% aller Drahtpulse registriert werden. In Abb. 5.28 ist für einige der untersuchten Kammergase die maximale Driftzeit als Funktion der Hochspannung aufgetragen. Die maximale Driftzeit zeigt für die Gase und Gasmischungen ein uneinheitliches Verhalten bei der Variation der Spannung. Dies spiegelt die unterschiedliche Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke wieder. Für das Standardgas und für reines Isobutan ergibt sich ein konstanter Wert von $t_{d, \max} \cong 90$ bis 95 ns. Bei den anderen Kammergasen führt die Erhöhung der Spannung zu einer Zunahme der Driftgeschwindigkeit und somit zu einem Abfall der maximalen Driftzeit. Die Gasmischungen mit DME - und besonders das reine DME - besitzen dabei die größten Werte für die maximale Driftzeit. Dies stimmt mit Untersuchungen in [VIL83] und [JIB88] überein, in denen festgestellt wurde, daß Dimethylether ein Gas mit einer relativ geringen Driftgeschwindigkeit ist.

²³ s. Abb. 4.55

5.7 Die Mehrfachpulse in den Drahtsignalen

In den vorhergehenden Kapiteln wurde bereits auf die Nachpulse verwiesen, die in den Drahtsignalen auftreten. In diesem Abschnitt sollen diese Nachpulse eingehender behandelt werden. Die Mehrfachpulse können aus den folgenden Gründen entstehen:

1. Einfluß des Spurwinkels ϑ :

Teilchen, die in einem Winkel in Drahrichtung von $\vartheta > 0^\circ$ die Streamerkammer durchqueren, führen mit wachsendem Winkel ϑ zur Ausbildung von Mehrfachpulsen, wenn die Projektion der Teilchenspur auf den Draht größer ist als die "tote Zone" der Streamerentladung. Dann können primäre Elektronencluster, die entlang der Teilchenspur freigesetzt wurden, den Draht außerhalb der "toten Zone" erreichen und dort eine weitere Entladung bewirken. Die Auswirkung dieser Mehrfachpulse auf die Signalladung wird im nachfolgenden Kapitel untersucht.

2. Photoionisation im Gasraum:

Während der Lawinenausbildung werden beim Übergang von angeregten Atomen oder Molekülen in den Grundzustand und bei Rekombinationsprozessen Photonen emittiert. Wenn diese Photonen im Gas eine relativ große mittlere freie Weglänge besitzen, so können sie Atome oder Moleküle des Gases außerhalb der ersten Lawinenentwicklung ionisieren. Dadurch kann eine zweite Entladung erzeugt werden, die sich parallel zur ersten entwickelt oder wieder in sie hineinläuft [ATA82].

3. Photoionisation an der Kathode:

Gelangen die Photonen, die während der Lawinenausbildung emittiert werden, zur Kathode, so werden durch den Photoeffekt Elektronen aus dem Kathodenmaterial herausgelöst, da die Photonenenergie häufig größer ist als die Austrittsarbeit des Materials. Die freigesetzten Elektronen driften dann wieder zum Draht und führen zur Ausbildung einer neuen Streamerentladung. Die Abschwächungslänge λ für die Photonen aus der Entladung kann relativ groß sein. So beträgt sie z. B. in einer Gasmischung aus 50% Ar + 50% C₂H₆ etwa $\lambda = 480 \mu\text{m}$. Durch den Zusatz von 1,4 % CH₃CH₂OH wird der Wert aber auf $\lambda = 160 \mu\text{m}$ reduziert [ATA86]. Die Reichweite der Photonen ist also stark von der Gaszusammensetzung abhängig.

4. Neutralisation der positiven Ionen:

Die positiven Ionen der Entladung driften zur Kathode und werden dort neutralisiert. Wenn nach der Neutralisation die verbleibende Energie (= Ionisationsenergie – Austrittsarbeit) des Moleküls noch größer ist als die Austrittsarbeit, so kann ein weiteres Elektron freigesetzt werden und am Draht eine Folgeentladung auslösen. Da die Driftgeschwindigkeit der Ionen gering ist, treten diese Pulse mit einer relativ großen Zeitverzögerung von einigen μs auf. Es gelangen aber nur positive Ionen der Moleküle mit dem geringsten Ionisationspotential zur Kathode. In den vorgestellten Gasmischungen sind dies die Ionen von Isobutan und Dimethylether. Die Neutralisation dieser polyatomischen Moleküle führt nicht zur Emission eines weiteren Elektrons, sondern die verbleibende Energie wird zur Dissoziation der Moleküle verwendet. Deshalb werden diese Nachpulse stark unterdrückt.

Beispiele von Mehrfachpulsen sind in Abb. 5.29 zu sehen. Die Beispiele wurden einer einzelnen Messung entnommen. Bei der gleichen Betriebsspannung kann die Anzahl der Pulse variieren. Obwohl sich auch mehr als vier aufeinanderfolgende Pulse ausbilden können, entwickelt sich dennoch keine Dauerentladung. Auch bei den höchsten Spannungswerten, die dem Ende des jeweiligen Nachweisplateaus entsprechen, wurde nur für das Kammergas aus 100% CO₂ ein Übergang der Entladung in den Geigermodus beobachtet.

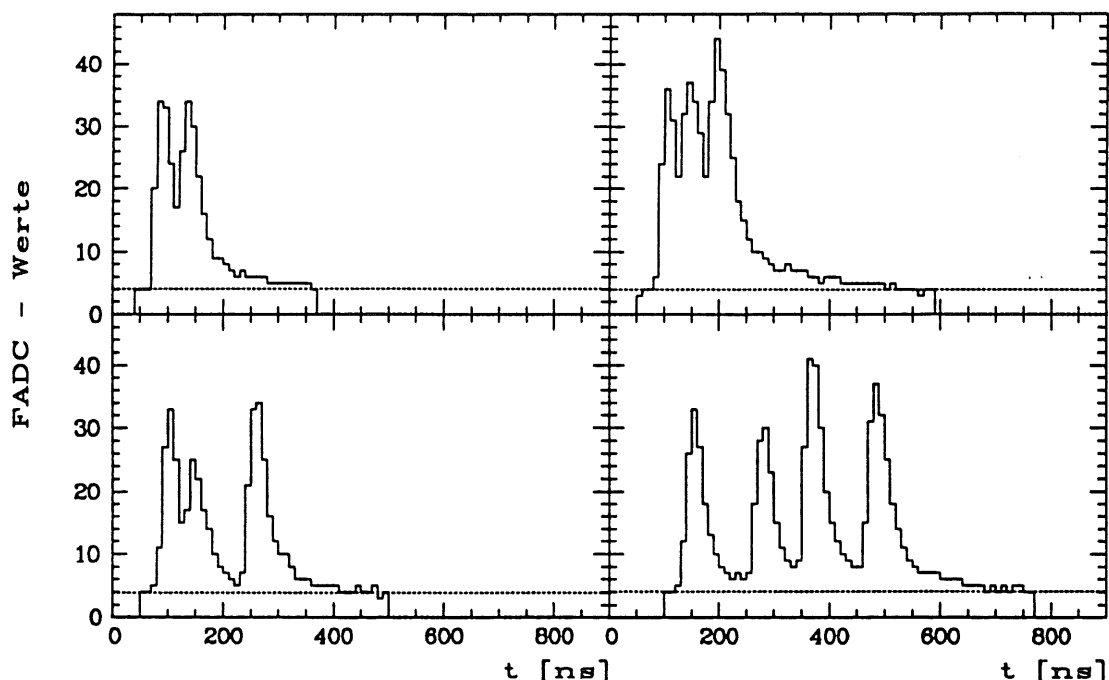


Abb. 5.29: Beispiele von Mehrfachentladung (invertierte Drahtpulse) für die Gasmischung 2,5%Ar + 9,5%iC₄H₁₀ + 88%CO₂ bei einer Spannung von 4,65 kV. Die punktierte Linie zeigt das FADC-Pedestal an.

Bereits an den Beispieldpulsen in Abb. 5.29 ist zu erkennen, daß die nachfolgenden Pulse eine unterschiedliche Zeitdifferenz zu der ersten Entladung aufweisen. Die Verteilungen der Zeitdifferenzen sind in Abb. 5.30 für drei Gaszusammensetzungen dargestellt. Aufgetragen ist die Differenz $t_{\max 2} - t_{\max 1}$ der Maxima des ersten und zweiten Pulses bei jeweils zwei Spannungswerten. Die untere Grenze der Zeitdifferenz ist durch die Zeitauflösung der FADC's und des Pulsfindalgorithmus gegeben und beträgt 20 ns. Bei den niedrigen Betriebsspannungen treten in den drei Gasgemischen hauptsächlich nur kleine Zeitdifferenzen auf. Die zugehörigen Mehrfachpulse werden durch Teilchendurchgänge mit großem Spurwinkel ϑ , der im Versuchsaufbau bis zu 46° betragen kann, und durch Photoionisation im Gas verursacht. Die Verteilungen für die hohen Spannungen zeigen ausgeprägte Maxima bei größeren Zeitdifferenzen, die ungefähr der maximalen Driftzeit in den jeweiligen Gasmischungen entsprechen, wie aus der Gegenüberstellung der Werte in Tabelle 13 zu ersehen ist. Deshalb liegt die Vermutung nahe, daß diese Nachpulse auf Photonen zurückzuführen sind, die Elektronen an der Kathode auslösen. Die Zeitdifferenz zwischen der ersten Streamerentladung und dem Nachpuls ergibt sich dann aus der maximalen Driftzeit und einer gewissen Zeitdauer für die Streamerentwicklung.

| | 25% Ar + 75% iC ₄ H ₁₀ | 2,5% Ar + 88% CO ₂ + 9,5% iC ₄ H ₁₀ | 2,5% Ar + 82,5% CO ₂ + 15% (CH ₃) ₂ O |
|--------------------------------|--|---|--|
| U [kV] | 5,1 | 4,7 | 4,4 |
| $t_{d, \max}$ [ns] | 95 ± 5 | 100 ± 5 | 125 ± 5 |
| $t_{\max 2} - t_{\max 1}$ [ns] | 100 ± 5 | 105 ± 5 | 135 ± 5 |

Tab. 13: Maximale Driftzeit $t_{d, \max}$ und Verteilungsmaximum der Zeitdifferenz $t_{\max 2} - t_{\max 1}$.

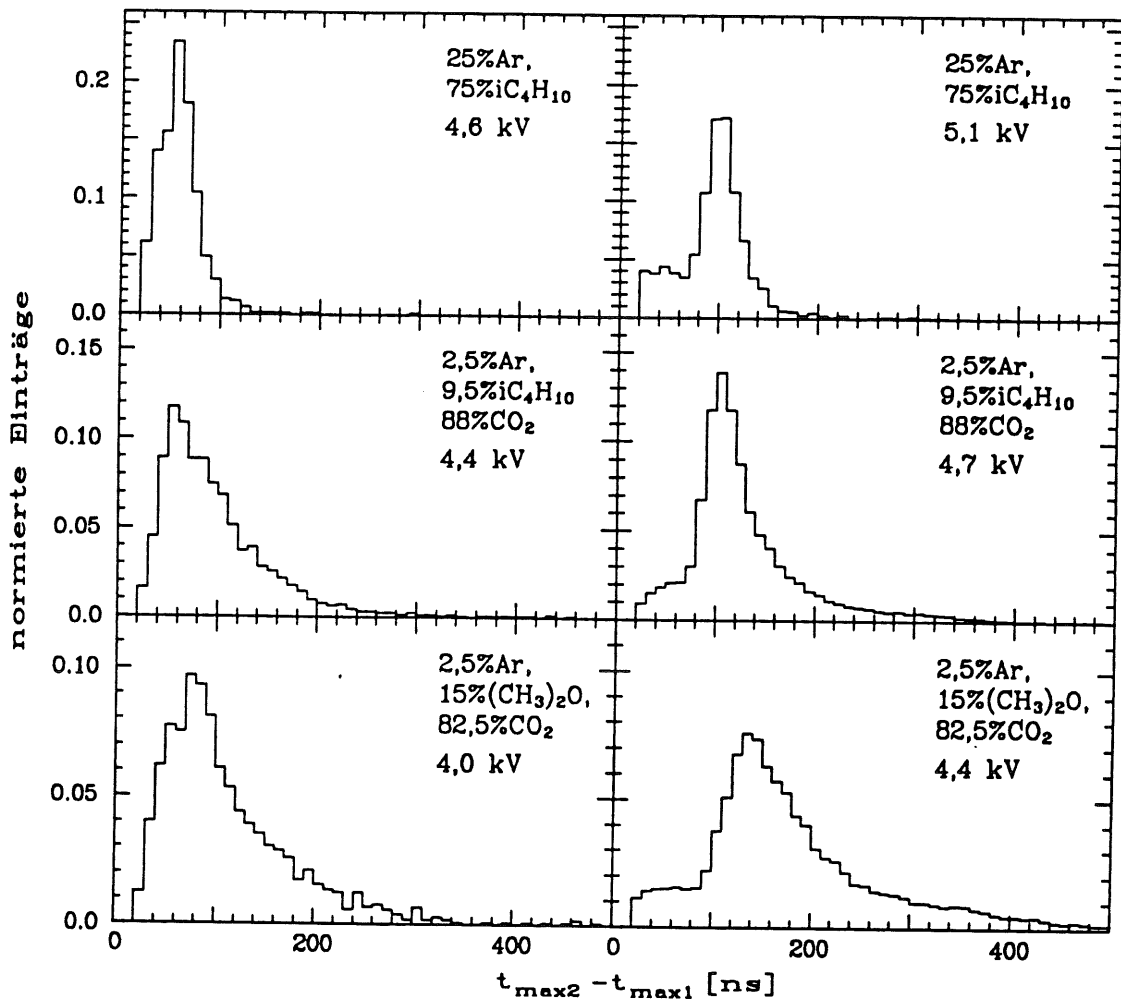


Abb. 5.30: Verteilungen der Zeitdifferenz $t_{\max 2} - t_{\max 1}$ der Pulsmaxima von Mehrfachentladungen für drei verschiedene Gasmischungen bei jeweils zwei Spannungswerten.

Die anderen untersuchten Gasmischungen weisen ähnliche Verteilungen für die Zeitdifferenzen auf, wie sie in Abb. 5.30 zu sehen sind. Dagegen zeigte sich bei den Kammergasen aus 100% iC₄H₁₀ und 100% (CH₃)₂O kein Unterschied in den Verteilungen bei niedrigen und hohen Spannungswerten. In diesen Gasen werden die Nachpulse durch Photoionisation an der Kathode unterdrückt.

In den Drahtsignalen wurde die Anzahl der Pulse ermittelt, und die Ereignisse wurden nach der Zahl der gefundenen Pulse sortiert. Die Verteilungen der Ladung für die unterschiedliche Pulsanzahl sind in Abb. 5.31 für zwei Gasgemische zu sehen. Besonders im Falle der drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan ist zu erkennen, daß die zusätzlichen Maxima in der Ladungsverteilung durch die Nachpulse verursacht werden. Eine entsprechende Verteilung der drei-komponentigen Gasmischung mit DME wurde bereits in Abb. 5.13 gezeigt.

Für die Ereignisse mit k gefundenen Pulsen pro Drahtsignal wurde die mittlere Streamerladung $\langle Q_k \rangle$ bestimmt. Ihr Verhältnis zur Ladung $\langle Q_1 \rangle$ der Ereignisse mit nur einem Streamerpuls ist in Abb. 5.32 als Funktion der Betriebsspannung aufgetragen. Es ergibt sich für die Streamerpulse in den Gasmischungen:

$$\langle Q_k \rangle \approx k \cdot \langle Q_1 \rangle$$

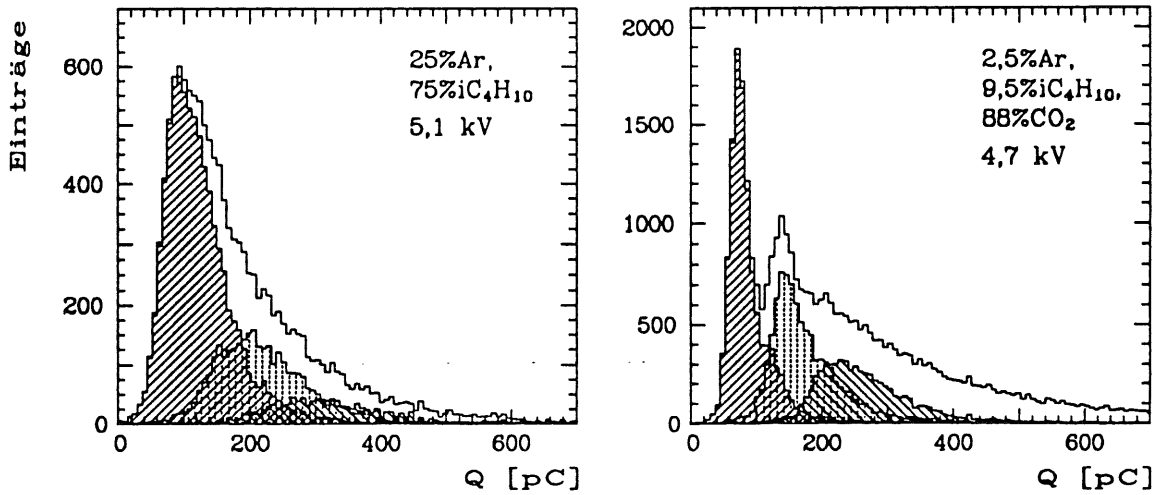


Abb. 5.31: Häufigkeitsverteilung der Drahtladung bei Verwendung des Standardgases und der drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit einem (schraffiert), zwei (punktiert) und drei (schraffiert) Pulsen pro Drahtsignal.

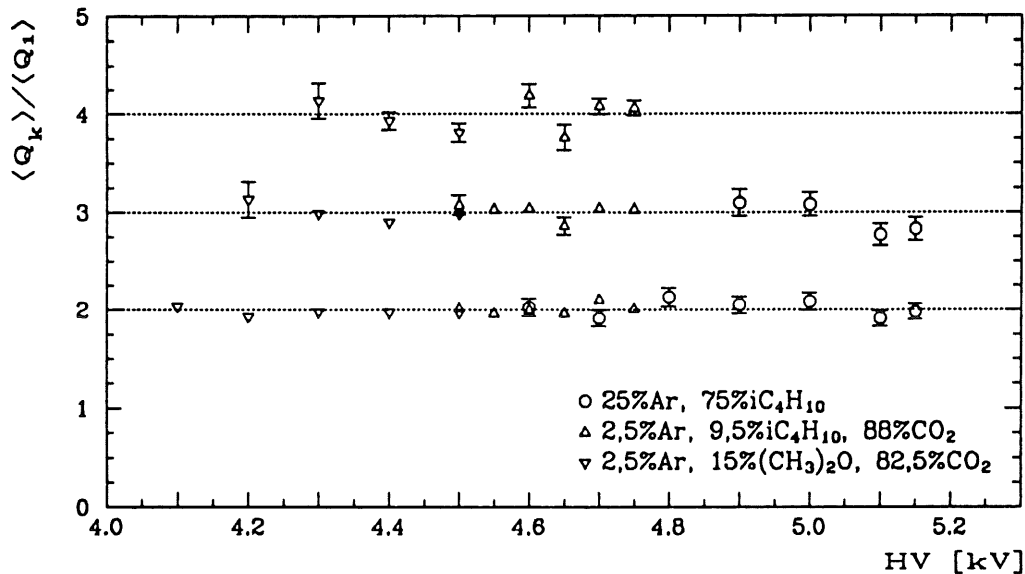


Abb. 5.32: Verhältnis der mittleren Drahtladung $\langle Q_k \rangle$ für die Ereignisse mit k Pulsen pro Drahtsignal zur mittleren Ladung $\langle Q_1 \rangle$ der Ereignisse mit nur einem Puls bei verschiedenen Spannungswerten für drei Gaszusammensetzungen.

Die Ladung ist also unabhängig davon, ob es sich um die primäre Streamerentladung oder um einen Nachpuls handelt.

Die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachpulse wird definiert durch:

$$H_k = \frac{\text{Anzahl der Drahtsignale mit mindestens } k \text{ gefundenen Pulsen}}{\text{Gesamtzahl der Drahtsignale}}$$

Diese Größe H_k umfaßt alle Mehrfachpulse, die aus den vorher genannten Gründen (1) bis (3) auftreten können, und deren Pulsmaxima eine Zeitdifferenz zum Pulsmaximum der ersten Entladung von mindestens 20 ns besitzen. Die Spannungsabhängigkeit von H_k ist in Abb. 5.33 für mehrere Pulsanzahlen k zu sehen. In den Abbildungen ist H_k für verschiedene Gase und Gasmischungen als Funktion der Differenz der Betriebsspannung zum jeweiligen

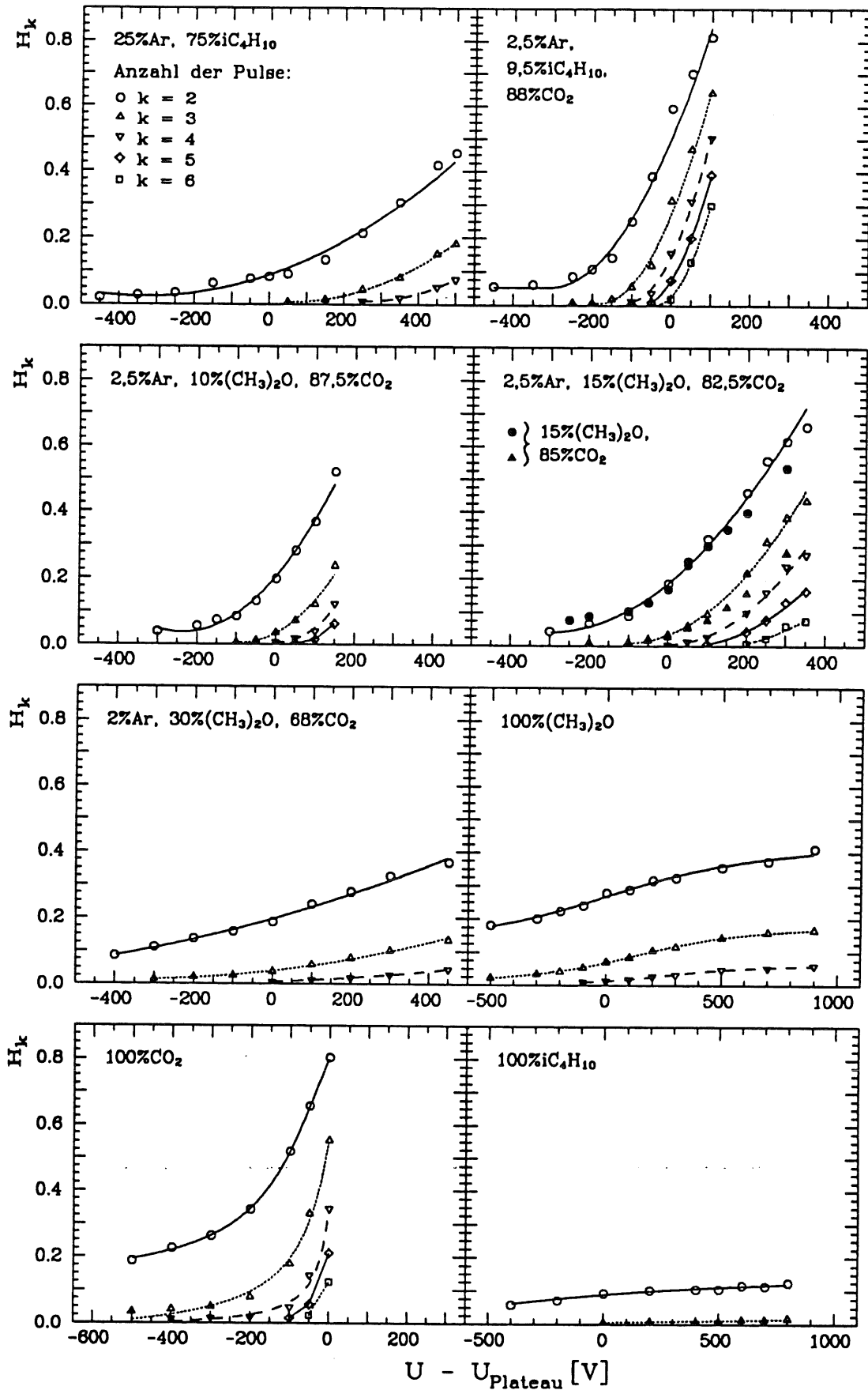


Abb. 5.33: Wahrscheinlichkeit für die Mehrfachpulse H_k als Funktion der Differenz der Betriebsspannung zum Spannungswert U_{plateau} für den Anfang des Nachweisplateaus.

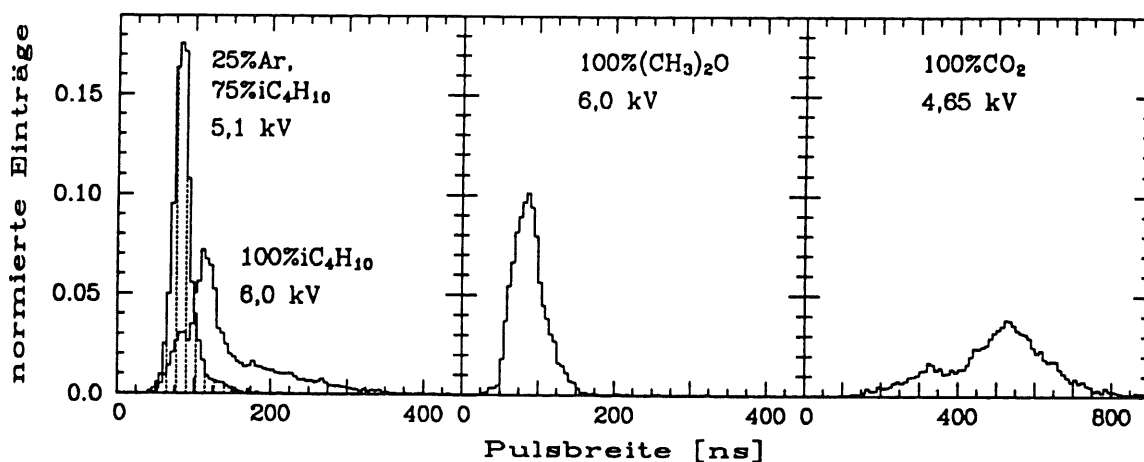


Abb. 5.34: Häufigkeitsverteilung der Pulsbreite von Ereignissen mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal für verschiedene Kammergase.

Spannungswert des Plateauanfangs U_{plateau}^{24} aufgetragen. Bei niedrigen Spannungen entstehen die Mehrfachpulse hauptsächlich durch Teilchendurchgänge mit großem Spurwinkel ϑ . Mit zunehmender Spannung wächst die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachpulse. Die Erhöhung der Betriebsspannung führt zu einer größeren Entladung. Mit der Entladungsgröße nimmt auch die Gesamtzahl der Photonen zu, da in der jeweiligen Betriebsart (Proportional- oder Streamermodus) die Anzahl der emittierten Photonen pro Lawinenelektron nicht signifikant von der Größe der Ladung in der Lawine abhängt [FRA92]. Außerdem wächst mit der Spannung auch die Länge des Streamers (Abb. 3.3), so daß der Abstand zur Kathode geringer wird. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für Nachpulse durch den Photoeffekt an der Kathode. Zugleich wächst auch die Wahrscheinlichkeit für die Photoionisation im Gas an.

Die Häufigkeit der Mehrfachpulse ist von der Gaszusammensetzung abhängig, wie in Abb. 5.33 zu sehen ist. Für die drei-komponentigen Gasgemische nimmt die Wahrscheinlichkeit H_k bereits etwa 100 bis 150 V vor dem Beginn ihres Nachweisplateaus stark mit der Spannung zu. Gegenüber dem Standardgas entstehen dabei besonders in der Gasmischung 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 wesentlich häufiger Nachpulse. CO_2 ist demnach kein geeignetes Löschgas für die Photonen, die während der Streamerentladung emittiert werden. Dies zeigt sich auch, wenn 100% CO_2 als Kammergas verwendet wird. Obwohl bei dem CO_2 -Gas die Drahtsignale sehr klein sind²⁵, entstehen doch viele Mehrfachentladungen, deren Häufigkeit schnell mit der Spannung anwächst. Wird das Isobutan in der drei-komponentigen Gaszusammensetzung durch den nahezu gleichen Anteil Dimethylether ersetzt, so wird die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachpulse reduziert. Ihre Abhängigkeit von der Betriebsspannung ist aber auch bei diesem Gasgemisch mit DME größer als beim Standardgas. Mit zunehmendem DME-Anteil nimmt aber die Wahrscheinlichkeit für die Nachpulse ab.

In der Abbildung für das drei-komponentige Gasgemisch mit einem DME-Anteil von 15% sind auch die Wahrscheinlichkeiten H_2 und H_3 für die entsprechende Gasmischung ohne Argon-Komponente aufgetragen. Aus dem Vergleich der Werte für diese beiden Gaszusammensetzungen ist zu ersehen, daß der Zusatz von Argon zum Kammergas bei gleichem DME-Anteil eine Zunahme der Nachpulse verursacht.

²⁴ Die Spannungswerte für den Anfang des Nachweisplateaus sind in den Tabellen 8, 9 und 11 aufgeführt.

²⁵ s. Abb. 5.19 und Abb. 5.24

Bei 100% Isobutan ist die Häufigkeit der erkannten Mehrfachentladungen besonders gering. Es muß jedoch beachtet werden, daß nur die nachfolgenden Pulse erfaßt werden, die eine ausreichende Zeitdifferenz zum ersten Pulsmaximum aufweisen. Bei 100% Isobutan und 100% CO₂ ist wahrscheinlich die Zeitauflösung nicht ausreichend, so daß viele Mehrfachpulse nicht erkannt werden. Einen Hinweis darauf liefern die Verteilungen der Pulsbreite für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal, die in Abb. 5.34 zu sehen sind. Zum Vergleich sind auch die Verteilungen für das Standardgas und für das Gas 100% DME dargestellt. Gegenüber diesen Kammergasen zeigt sich für 100% Isobutan häufig eine wesentlich größere Pulsbreite.

5.8 Die Abhängigkeit des Drahtsignals vom Spurwinkel ϑ

Eine Aufgabe der Streamerkammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors ist die Bestimmung der Restenergie, die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckt. Diese Restenergie wird aus dem Ladungssignal der Padtürme ermittelt. Bei der Energiekalibration und der Interkalibration der Padtürme wird das Ladungssignal der kosmischen Myonen verwendet²⁶. Da die Streamerkammern einen großen Winkelbereich überdecken, können Teilchenspuren mit einem Spurwinkel von bis zu 55° auftreten. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß eine Abhängigkeit der Streamerladung von diesem Spurwinkel besteht. Dadurch wird auch das Analogsignal der Padtürme beeinflusst, und es ist deshalb für die Kalibration notwendig, die gemessene Ladung auf den Einfallswinkel von 0° zu korrigieren.

5.8.1 Der Meßaufbau für die Winkelmessungen

Die Messungen wurden mit minimal ionisierenden Myonen der kosmischen Höhenstrahlung durchgeführt. Für die Winkelmessungen wurde der in Kap. 5.1 beschriebene Testaufbau abgeändert. Die Veränderungen betreffen aber nur die Anzahl und die Positionierung der Szintillatoren und die verwendete Triggerschaltung. In Abb. 5.35 ist die Meßanordnung des neuen Aufbaus dargestellt.

Oberhalb der Kammerebenen sind vier Szintillatoren (Sz1 bis Sz4) vertikal zur Drahtrichtung ausgerichtet. Zusammen mit dem unteren Szintillator Sz03 werden dadurch die folgenden vier Winkelwerte definiert:

$$\vartheta_1 = 0^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_2 = 15^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_3 = 30^\circ \pm 2,4^\circ \quad \text{und} \quad \vartheta_4 = 40^\circ \pm 2,0^\circ$$

Die Winkelauflösung ergibt sich aus der Breite der Szintillatoren (10,5 cm) und ihrer Anordnung. Der andere Spurwinkel φ wird durch die Szintillatoren Sz01 und Sz02 und die Breite der ausgelesenen Profile auf einen Bereich von $\varphi < 11^\circ$ eingeschränkt.

Abb. 5.36 zeigt die verwendete Triggerschaltung. Das Ausgangssignal eines FADC's wird benutzt, um die Triggerschaltung über einen Gategenerator zu aktivieren²⁷. Nach einem Teilchendurchgang liegt ein Koinzidenzsignal der Szintillatoren Sz01 bis Sz03 mit einem der Szintillatoren Sz1 bis Sz4 vor. Das Koinzidenzsignal startet die FADC's der Drahtauslese und setzt zugleich den aktivierenden Gategenerator zurück.

Die Auslese wurde um einen Einschub mit 8 TDC's (Time to Digital Converter) erweitert. Sie werden eingesetzt um festzulegen, durch welchen Szintillator die Teilchenspur verläuft. Die Triggerschaltung startet die TDC's. Die Koinzidenzsignale der einzelnen Szintillatoren Sz1 bis Sz4 werden zeitlich verzögert und sind mit dem Stop-Eingang der TDC's

²⁶ s. Gl. 3.3 in Kap. 3.4

²⁷ Vgl. Kap. 4.1.2

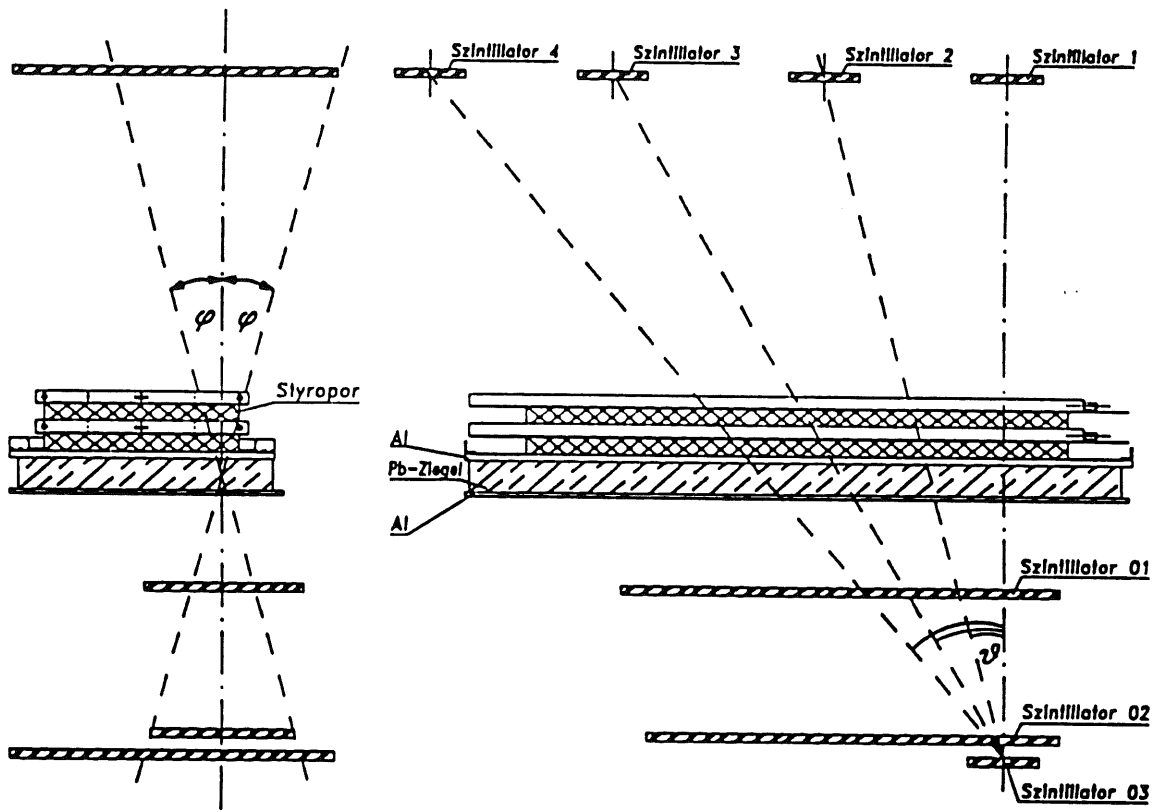


Abb. 5.35: Der Meßaufbau für die Winkeluntersuchungen.

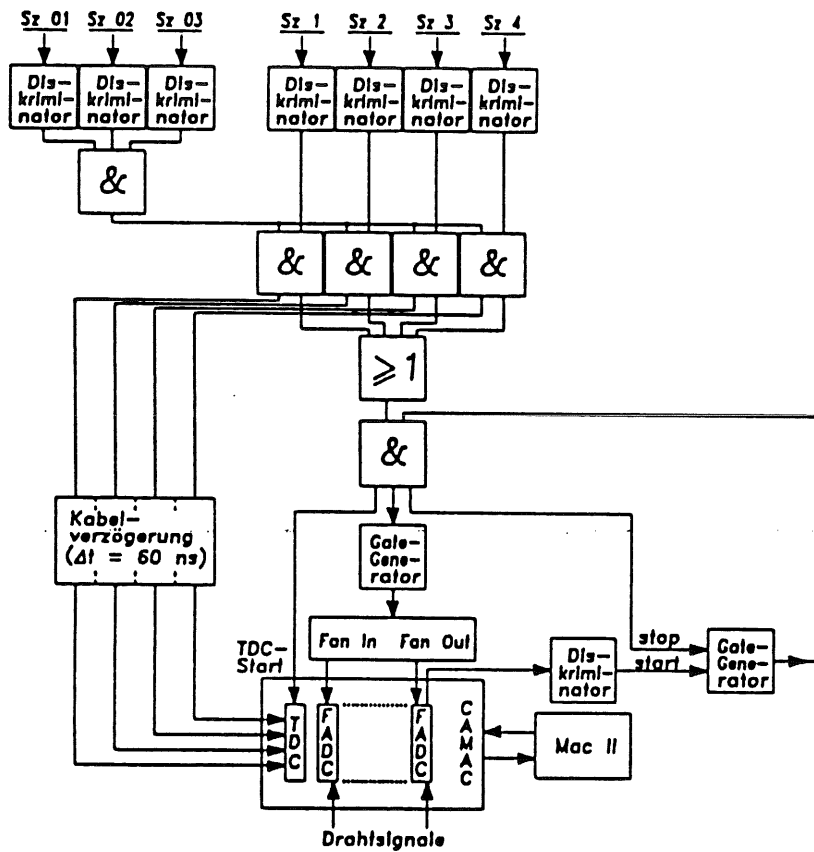


Abb. 5.36: Die Triggerschaltung für die Winkeluntersuchungen.

verbunden. Dadurch wird der TDC, der dem Szintillator zugeordnet ist, durch den der Teilchendurchgang erfolgte, gestoppt, während für die anderen TDC-Kanäle die Zeit weiter läuft. Die digitalisierte Zeit aller TDC's wird bei jedem Ereignis mitausgelesen. Aus der Nummer des gestoppten TDC's ergibt sich dann der zugehörige Szintillator und damit der Winkel ϑ_i der Teilchenspür. Wurden bei einem Ereignis zwei oder mehr TDC's gestoppt (z.B. bei einem Teilchenschauer), so blieb dieses Ereignis bei der Analyse unberücksichtigt.

5.8.2 Die Winkelabhängigkeit der Streamerladung

Für die folgenden drei Gasmischungen wurden Winkelmessungen bei mehreren Spannungen und unterschiedlichen Luftdruckwerten durchgeführt.

- (1) 25% Ar + 75% iC_4H_{10}
- (2) 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2
- (3) 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2

Die Meßdauer betrug jeweils 30 bis 40 Stunden. In dieser Zeit kann sich der Luftdruck während der Messung ändern. Die Druckschwankungen wirken sich aber gleichzeitig auf alle Winkelbereiche aus, so daß kleine Variationen das Untersuchungsergebnis nicht beeinflussen. Zur Analyse wurden nur Messungen herangezogen, die eine Druckvariation von nicht mehr als ± 5 hPa aufweisen.

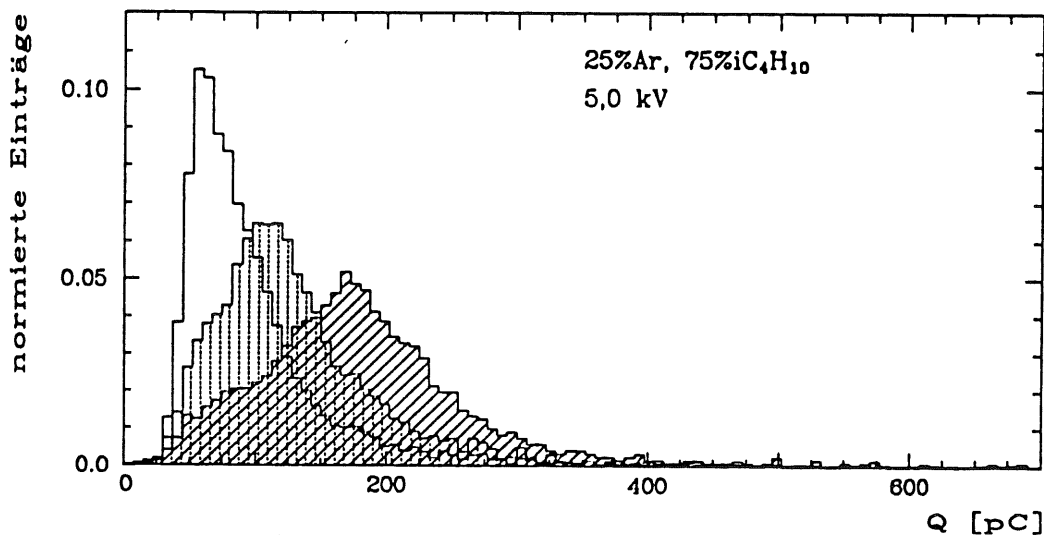


Abb. 5.37: Häufigkeitsverteilung der Drahtladung für das Standardgas bei unterschiedlichen Spurwinkeln ϑ von $\vartheta = 0^\circ$, $\vartheta = 30^\circ$ (punktirt) und $\vartheta = 40^\circ$ (schraffiert).

Die Streamerladung wird vom Spurwinkel ϑ beeinflusst, wie die Ladungsverteilungen in Abb. 5.37 zeigen. Teilchen, die unter einem Winkel von z.B. $\vartheta = 30^\circ$ die Streamerkammer durchqueren, erzeugen eine größere Drahtladung als gerade Teilchenspuren ($\vartheta = 0^\circ$). Diese Abhängigkeit der Ladung vom Winkel ist in Abb. 5.38 für jeweils zwei Spannungswerte der drei Gasgemische zu sehen. Die mittlere Drahtladung wurde auf ihren Wert für gerade Teilchenspuren normiert. Die Variation der Ladung mit dem Winkel ist bei den verschiedenen Gasmischungen unterschiedlich stark ausgeprägt. Das Standardgas besitzt die größte Empfindlichkeit der Ladung auf Änderungen des Spurwinkels.

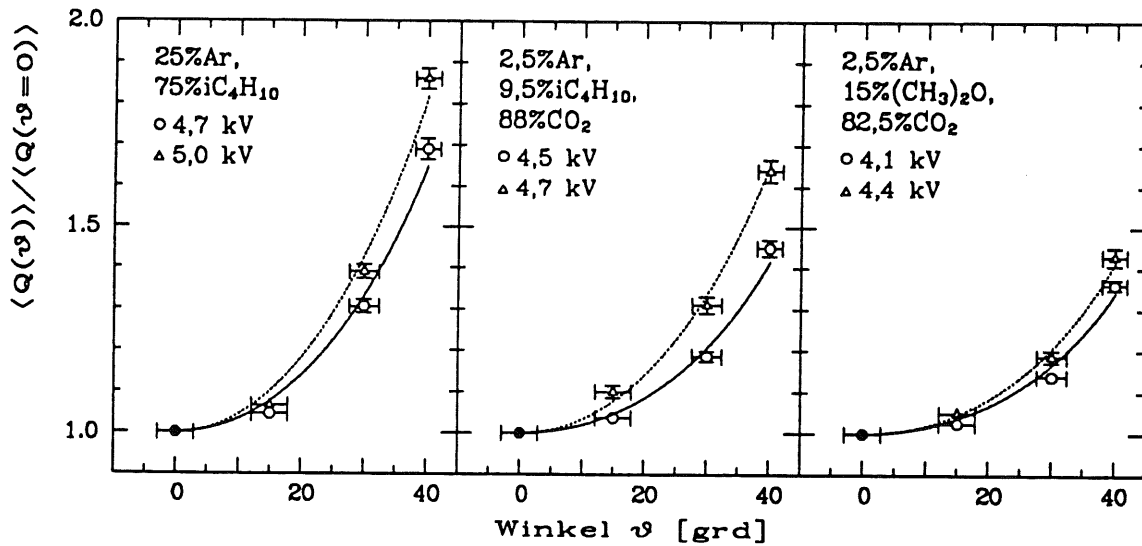


Abb. 5.38: Abhängigkeit der mittleren Drahtladung vom Spurwinkel ϑ . Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen der Funktion aus Gl: 5.3.

Die Ladungserhöhung ist mit einer Zunahme der mittleren Anzahl gefundener Pulse pro Drahtsignal verknüpft (Abb. 5.39). Die Winkelabhängigkeit der Streamerladung kann deshalb durch das folgende qualitative Modell erklärt werden:

Entlang der Spur eines geladenen Teilchens werden im Gasvolumen der Kammer Elektronen durch Ionisation der Atome und Moleküle freigesetzt. Diese primären Elektronen driften im äußeren elektrischen Feld zum Anodendraht. Die ersten Elektronen, die den Bereich des starken Feldanstiegs in Drahtnähe erreichen, starten eine Lawinenentladung. Die weiteren Elektronen erreichen den Draht mit einer zeitlichen Verzögerung, so daß sich bereits eine Raumladung von der ersten Entladung ausgebildet hat, die das äußere elektrische Feld in einer bestimmten Umgebung entlang des Drahtes verzerrt. In dieser "toten Zone" wird die Ausbildung einer weiteren Entladung abgeschwächt oder sogar unterdrückt. Nachfolgende primäre Elektronen, die den Draht in diesem Bereich erreichen, tragen nur geringfügig zur gesamten Drahtladung bei. Für kleine Spurwinkel ϑ bewegen sich alle primären Elektronen innerhalb der "toten Zone" der ersten Streamerentladung auf den Draht zu. Deshalb können sich keine weiteren Lawinen ausbilden. Mit zunehmendem Winkel wächst aber die Projektion der Teilchenspur auf den Draht an. Wenn diese die Ausdehnung der "toten Zone" überschreitet, können weitere Streamer entstehen, und die Gesamtladung steigt an.

Aus diesem qualitativen Modell der Mehrfachentladungen kann eine Beziehung für die Winkelabhängigkeit der Streamerladung abgeleitet werden. Dabei wird vorausgesetzt, daß alle Streamer im Mittel die gleiche Ladung Q_0 erzeugen. Um die Position x_i in Drahtrichtung jeder auftretenden Streamerentladung wird eine Normalverteilung

$$g(x) = e^{-\frac{x^2}{2 \cdot s^2}}$$

angenommen, aus der sich die Wahrscheinlichkeit für die zusätzlichen Streamer bestimmen läßt. Werden bis zu 9 Streamerentladungen zugelassen, und drückt man den Ort x_i der Streamer durch die Breite h der Streamerzelle ($h = 9 \text{ mm}$) aus, so ergibt sich die folgende Beziehung [BER91]:

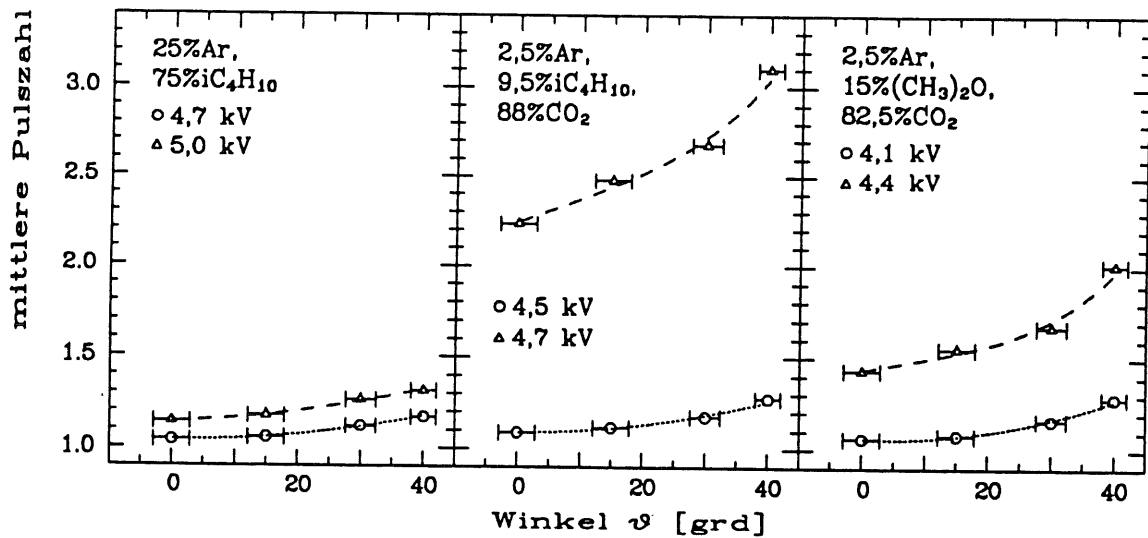


Abb. 5.39: Mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion des Spurwinkels ϑ für die drei untersuchten Gasmischungen bei jeweils zwei Spannungswerten.

$$\frac{Q(\vartheta)}{Q_0} = F(s, \vartheta) = 9 - 2u^{16} + 2u^8 - 4u^4 + 4u^2 - 8u \quad (5.3)$$

$$\text{mit } u = \exp\left\{-\frac{h^2}{128} \cdot \left(\frac{\tan \vartheta}{s}\right)^2\right\}$$

$Q_0 = Q(\vartheta=0^\circ)$ ist hierbei die Streamerladung bei senkrechtem Teilchendurchgang. Die eingezeichneten Kurven in Abb. 5.38 sind Anpassungen der Gl. 5.3 an die Meßwerte. Die Winkelabhängigkeit der Ladung wird durch diese Gleichung recht gut beschrieben, so daß sie zur Umrechnung der Ladung auf ihren Wert für gerade Spuren verwendet werden kann. Der einzige freie Parameter s in der Beziehung 5.3 kann als ein Maß für die "tote Zone" angesehen werden. Die Eigenschaften und die Bedeutung dieses Parameters wird im nachfolgenden Kapitel diskutiert.

5.8.3 Die Breite der "toten Zone" um den Streamer

Für die drei untersuchten Gasmischungen sind in Abb. 5.40 die Werte des Parameters s , die sich aus den Anpassungen der Gl. 5.3 an die Meßwerte ergeben, einerseits gegen die Betriebsspannung und zum anderen gegen die mittlere Ladung $\langle Q(\vartheta=0^\circ) \rangle$ für gerade Teilchenspuren aufgetragen. Die Abbildungen enthalten auch Werte aus mehreren anderen Quellen, die ebenfalls unter Anwendung der Gl. 5.3 ermittelt wurden und relativ gut mit den Ergebnissen dieser Messung übereinstimmen. Die Abbildung zeigt, daß der Parameter s von der Gaszusammensetzung abhängig ist. Dabei ergeben sich für das Standardgas die niedrigsten Werte. Dies entspricht dem stärkeren Anstieg der Streamerladung mit dem Winkel, der in Abb. 5.38 für das Standardgas zu erkennen ist. Außerdem ist bei allen drei Gasgemischen eine Abhängigkeit der Größe s von der Streamerladung zu sehen. Bei größeren Streamerladungen wird s kleiner. Wenn die Interpretation des Parameters s als ein Maß für die "tote Zone" um den Streamer richtig ist, dann würde dieses Verhalten bedeuten, daß die Breite der "toten Zone" mit steigender Streamerladung abnimmt, obwohl die Störung des äußeren elektrischen Feldes durch die zunehmende Raumladung stärker wird.

Im Folgenden soll nun gezeigt werden, daß der Parameter s die Breite der "toten Zone" für größere Streamerladungen nicht korrekt wiedergibt. In dem qualitativen Modell, das zur

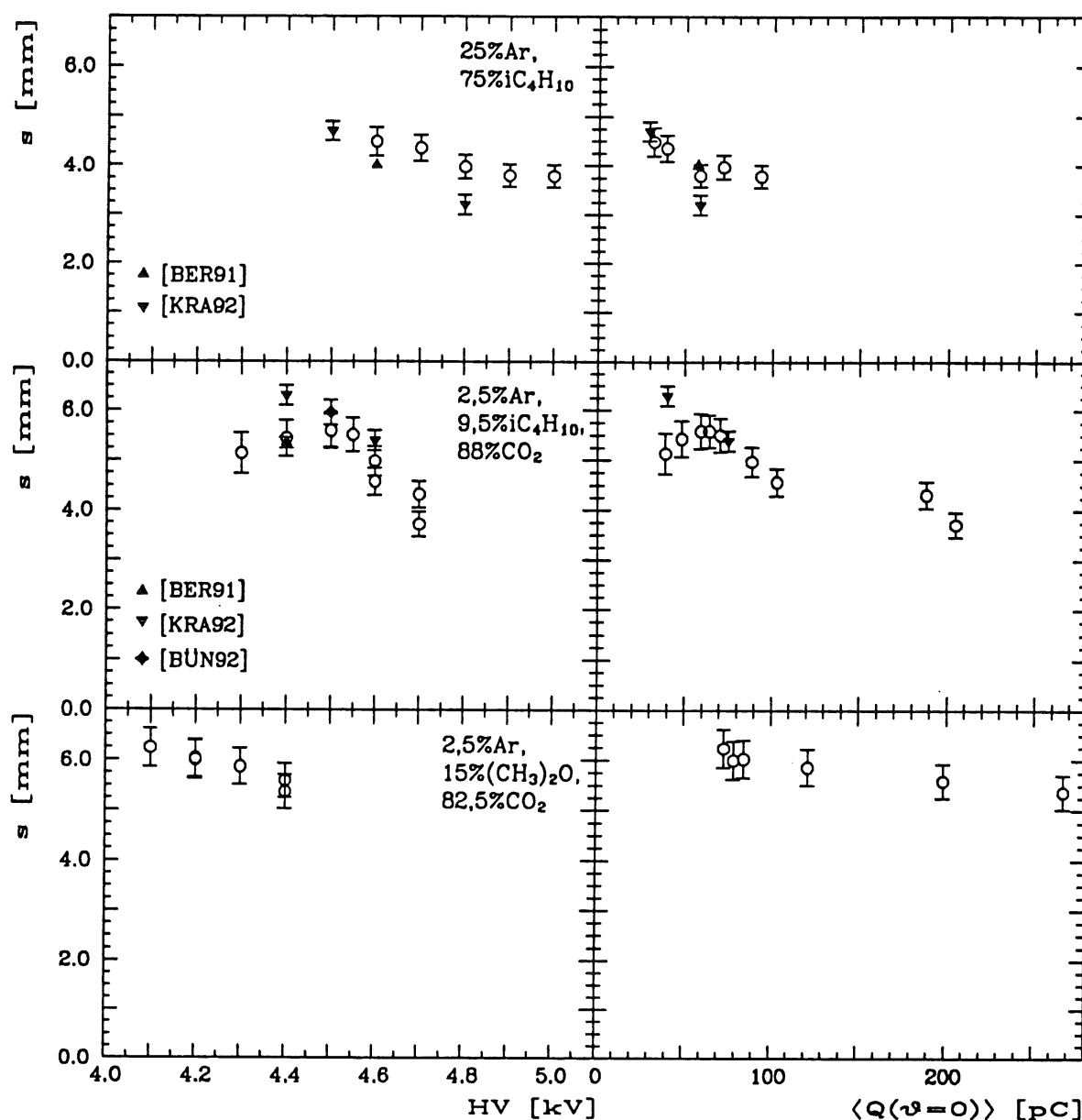


Abb. 5.40: Ergebnisse für den Parameter s der Winkelbeziehung 5.3 in Abhängigkeit von der Spannung (links) und von der mittleren Drahtladung für gerade Teilchenspuren (rechts).

Ableitung der Beziehung 5.3 benutzt wurde, wurde nämlich noch nicht berücksichtigt, daß mit der Streamerladung auch die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung von Nachpulsen durch Photoionisation²⁸ anwächst.

Die Gesamtladung der Mehrfachpulse, die von den primären Elektronen der Teilchenspur ausgelöst werden, nimmt mit dem Winkel zu. Deshalb kann vermutet werden, daß damit auch die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von zusätzlichen Nachpulsen ansteigt. Zur Überprüfung dieser Vermutung wird eine Wahrscheinlichkeit für diese Nachpulse definiert:

$$W_k = \frac{\text{Anzahl Drahtsignale mit mindestens } k \text{ Nachpulsen mit } t_{\max N} - t_{\max 1} > \Delta t_{\text{Cut}}}{\text{Gesamtzahl der Drahtsignale}} \quad (5.4)$$

²⁸ s. Kap. 5.7

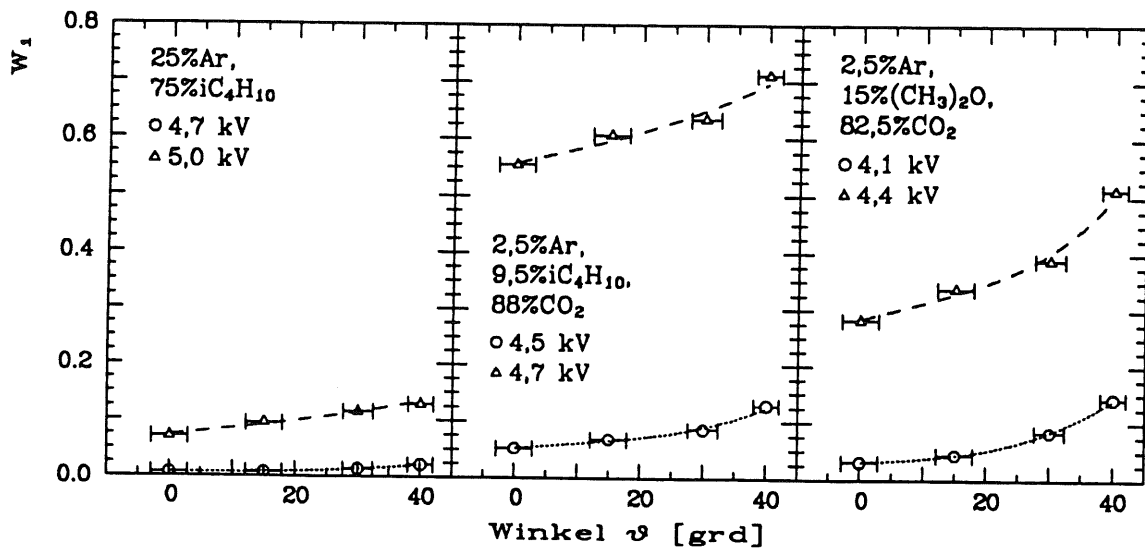


Abb. 5.41: Wahrscheinlichkeit W_1 für mindestens einen Nachpuls als Funktion des Spurwinkels ϑ für die drei Gasmischungen bei jeweils zwei Spannungswerten.

Zur Unterscheidung der verschiedenen Arten von Mehrfachpulsen wird dabei die Differenz zwischen den Zeitpunkten der Pulsmaxima verwendet. $t_{\max 1}$ ist der Zeitpunkt des ersten Pulsmaximums und $t_{\max N}$ die entsprechende Zeit des Nachpulses. Nur wenn die Bedingung $t_{\max N} - t_{\max 1} > \Delta t_{\text{Cut}}$ erfüllt ist, wird der zugehörige Puls als Nachpuls durch die Photoionisation an der Kathode angesehen. Da der zweite Spürwinkel φ durch den Meßaufbau auf einen Bereich von $\varphi < 11^\circ$ eingeschränkt ist, ist der Unterschied in den Driftzeiten der primären Elektronen der Teilchenspur relativ gering. Darum werden für die Pulse, die von diesen Elektronen ausgelöst werden, hauptsächlich kleine Zeitdifferenzen der Pulsmaxima vorliegen. Um aber sicherzustellen, daß auch bei großen Winkeln ϑ keiner dieser Pulse bei den Nachpuls durch Photoionisation mitberücksichtigt wird, wird für die Schnittbedingung die maximale Driftzeit $t_{d, \max}$ gewählt²⁹. In Abb. 5.41 ist die Wahrscheinlichkeit W_1 mit $\Delta t_{\text{Cut}} = t_{d, \max}$ für jeweils zwei Spannungswerte gegen den Winkel ϑ aufgetragen. In allen drei Gasmischungen wächst W_1 mit dem Winkel an. Damit bestätigt sich die Annahme von der Winkelabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für Nachpulse durch Photoionisation.

Diese Abhängigkeit hat Auswirkungen auf die Bedeutung des Parameters s aus Gl. 5.3 bei höheren Streamerladungen. Die Zunahme der Nachpulse durch Photoionisation mit dem Winkel führt zu einem Anstieg der Gesamtladung, der stärker ist als der Ladungszuwachs, der allein durch die vermehrten Folgelawinen der primären Elektronen von der Teilchenspur hervorgerufen wird. Mit der Beziehung 5.3 wird der Parameter s aber aus der Winkelabhängigkeit der Gesamtladung bestimmt. Ein größerer Anstieg der Ladung mit dem Winkel durch die Nachpulse bedeutet einen kleineren Wert für s . Da die Häufigkeit der Nachpulse mit der Streamerladung anwächst, fällt der Wert von s ab, wie in Abb. 5.40 zu sehen ist. Der Einfluß der Nachpulse bewirkt also, daß dieser Parameter s bei großen Streamerladungen nicht mehr ein brauchbares Maß für die Ausdehnung der "toten Zone" um den Streamer ist.

Die Gl. 5.3 ist zwar eine geeignete Funktion zur Korrektur der Winkelabhängigkeit der Streamerladung, sie muß aber modifiziert werden, wenn aus ihr die Breite der "toten Zone" abgeleitet werden soll. Dabei muß der Beitrag der Nachpulse zur Gesamtladung in die

²⁹ Für die Werte der maximalen Driftzeit $t_{d, \max}$ s. Abb. 5.28 in Kap. 5.6

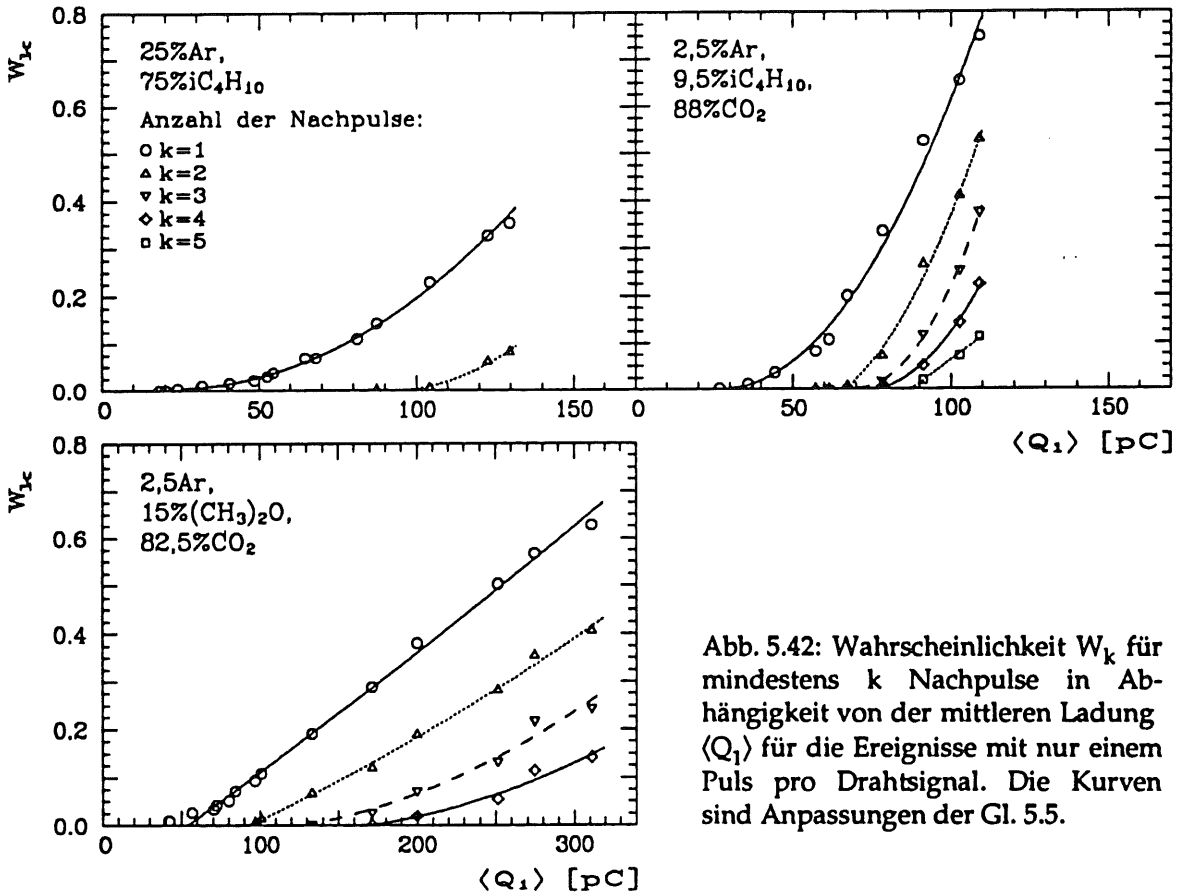


Abb. 5.42: Wahrscheinlichkeit W_k für mindestens k Nachpulse in Abhängigkeit von der mittleren Ladung $\langle Q_1 \rangle$ für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal. Die Kurven sind Anpassungen der Gl. 5.5.

Winkelbeziehung einbezogen werden. Dazu ist es notwendig, daß die Ladungsabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit W_k für den k -ten Nachpuls bekannt ist. In Abb. 5.42 ist W_k als Funktion der mittleren Ladung $\langle Q_1 \rangle$ für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal aufgetragen. Damit für die Anpassung ein größerer Ladungsbereich zur Verfügung steht, wurden die Messungen der Spannungsvariationen aus den vorhergehenden Kapiteln verwendet. W_k wurde nach der Definition in Gl. 5.4 ermittelt. Dabei wurde für die Schnittbedingung Δt_{Cut} der Beginn der Maxima in den zugehörigen Verteilungen der Zeitdifferenzen der Pulsmaxima benutzt³⁰. Um ein Maß für die Variation der Nachpulswahrscheinlichkeit mit der Streamerladung zu erhalten, wurde an die Meßwerte ein Polynom zweiter Ordnung angepaßt:

$$W_k = a_{k,2} Q^2 + a_{k,1} Q + a_{k,0} \tag{5.5}$$

Die in Abb. 5.41 eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis der Anpassung dieser Funktion an die Meßwerte. Mit dieser bekannten Funktion kann nun die Winkelbeziehung erweitert werden.

Es wird wieder vorausgesetzt, daß alle Streamer im Mittel die gleiche Ladung Q_0 erzeugen. Die Mehrfachentladungen der primären Elektronen der Teilchenspur ergeben zusammen eine Ladung Q_p . Die Winkelabhängigkeit dieser Ladung Q_p wird durch Gl. 5.3 beschrieben, so daß gilt:

$$Q_p(\vartheta) = Q_0 \cdot F(s_N, \vartheta) \quad \text{mit } F(s_N, \vartheta) \text{ aus Gl. 5.3}$$

³⁰ s. die Verteilungen in Abb. 5.31 rechts

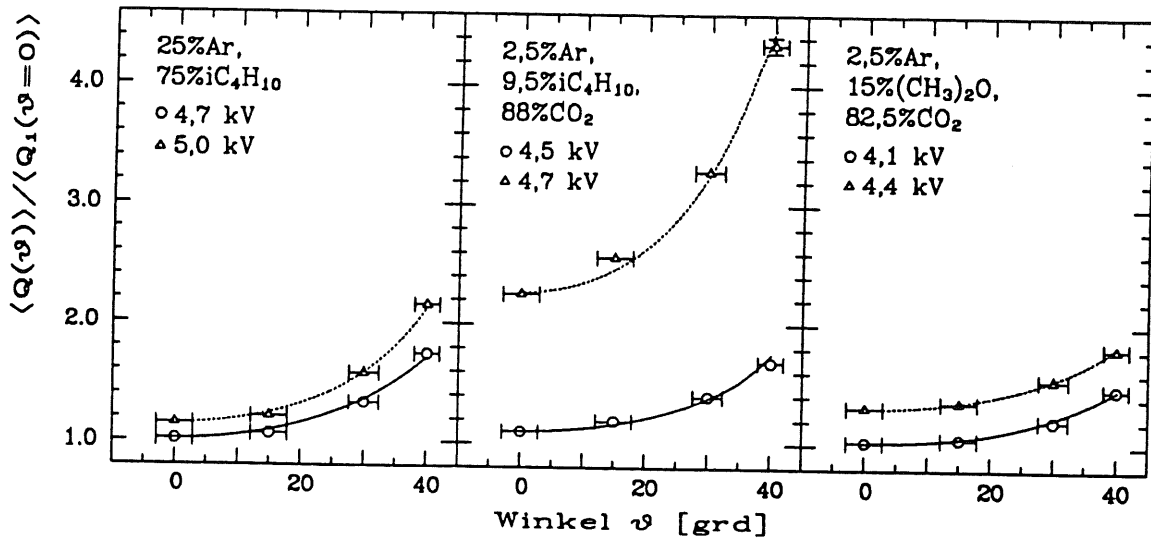


Abb. 5.43: Verhältnis der mittleren Drahtladung Q zur Ladung $Q_1(\vartheta=0)$ für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal bei geraden Teilchenspuren als Funktion des Spurwinkels ϑ . Die Kurven sind Anpassungen der Gl. 5.6.

Jeder Nachpuls trägt mit einer zusätzlichen Ladung Q_0 zur Gesamtladung bei. Die Wahrscheinlichkeit W_k für die Entstehung des k -ten Nachpulses wird als Funktion der Ladung Q_p betrachtet:

$$W_k = W_k(Q_p(\vartheta)) = a_{k,2} Q_p^2(\vartheta) + a_{k,1} Q_p(\vartheta) + a_{k,0}$$

mit den vorher bestimmten Parametern $a_{k,1}$ und der Nebenbedingung $0 \leq W_k \leq 1$.
Damit folgt für die Gesamtladung:

$$Q(\vartheta) = Q_p(\vartheta) + \sum_{k=1}^n W_k(Q_p(\vartheta)) \cdot Q_0$$

Für die Streamerladung Q_0 wird die mittlere Ladung $Q_1(\vartheta=0^\circ)$ der Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal bei senkrechtem Teilchendurchgang verwendet. Mit $Q_0 = Q_1(\vartheta=0^\circ)$ lautet die erweiterte Funktion für die Winkelabhängigkeit der Gesamtladung dann:

$$\frac{Q(\vartheta)}{Q_1(\vartheta=0)} = F(s_N, \vartheta) + \sum_{k=1}^n W_k(Q_1(\vartheta=0) \cdot F(s_N, \vartheta)) \quad (5.6)$$

mit $F(s_N, \vartheta)$ aus Gl. 5.3

$$\text{und } n = \begin{cases} 2 & \text{für } 25\% \text{ Ar} + 75\% \text{ } iC_4H_{10} \\ 5 & \text{für } 2,5\% \text{ Ar} + 9,5\% \text{ } iC_4H_{10} + 88\% \text{ } CO_2 \\ 4 & \text{für } 2,5\% \text{ Ar} + 15\% \text{ } (CH_3)_2O + 82,5\% \text{ } CO_2 \end{cases}$$

Die Anzahl n der Nachpulse ist beschränkt, da für weitere Nachpulse keine Meßwerte für die Wahrscheinlichkeit W_k vorliegen. Deshalb können zusätzliche Nachpulse, die möglicherweise bei großen Winkeln mit ihren hohen Werten der Ladung $Q_p(\vartheta)$ auftreten, nicht einbezogen werden.

In Abb. 5.43 ist das Ladungsverhältnis $\langle Q(\vartheta) \rangle / \langle Q_1(\vartheta=0) \rangle$ für jeweils zwei Spannungen als Funktion des Winkels dargestellt. Die eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis der Anpassung von Gl. 5.6 an die Meßwerte. Die sich aus der Anpassung ergebenden Werte des

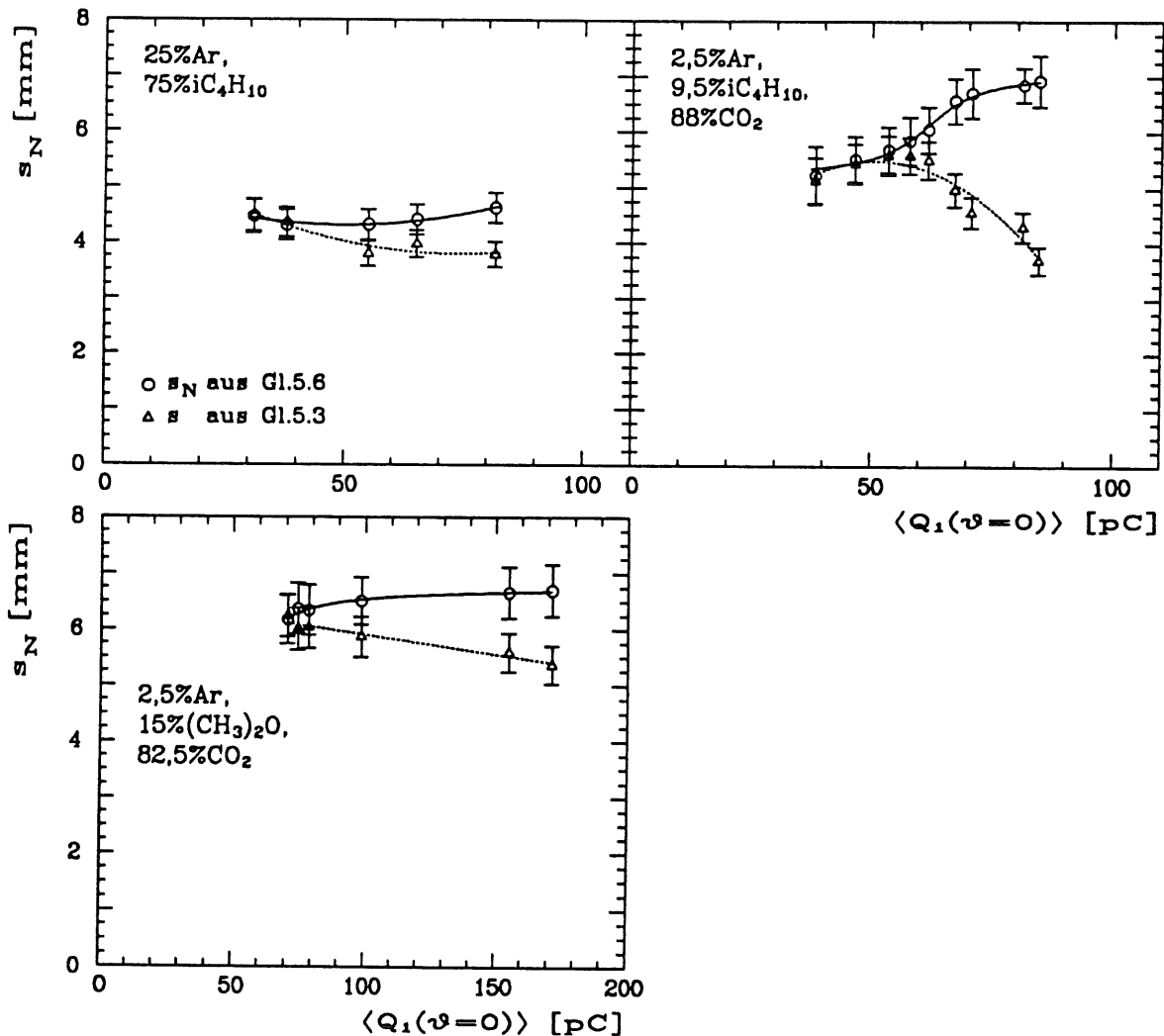


Abb. 5.44: Der Parameter s_N (Breite der "toten Zone") der erweiterten Winkelbeziehung Gl. 5.6 in Abhängigkeit von der mittleren Ladung $\langle Q_1(\psi=0) \rangle$ für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal bei geraden Teilchenspuren. Zum Vergleich sind auch die Werte für den Parameter s aus Gl. 5.3 aufgeführt.

Parameters s_N der Winkelbeziehung Gl. 5.6 sind in Abb. 5.44 gegen die Ladung $\langle Q_1(\psi=0) \rangle$ aufgetragen. Diese Größe s_N ist ein Maß für die "tote Zone" um den Streamer. Die Abbildung enthält zum Vergleich auch die Größe des Parameters s aus Gl. 5.3. Bei kleinen Streamerladungen stimmen die beiden Parameter überein. Erst wenn bei größeren Ladungen die Nachpulse verstärkt auftreten, zeigt sich ein abweichendes Verhalten. Der Unterschied ist besonders deutlich bei der drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan zu erkennen, da speziell in diesem Gasmisch sehr häufig Nachpulse durch Photoionisation entstehen können. Mit ansteigender Streamerladung wächst die Ausdehnung der "toten Zone" von $s_N = 5,23 \pm 0,52$ mm auf $s_N = 6,93 \pm 0,46$ mm an. Dagegen zeigt die andere drei-komponentige Gasmischung mit DME nur eine geringe Vergrößerung der "toten Zone" von $s_N = 6,17 \pm 0,44$ mm auf $s_N = 6,7 \pm 0,45$ mm. Unter Berücksichtigung der Fehler ist der Wert sogar nahezu konstant. Das gleiche Verhalten zeigt sich auch beim Standardgas, das mit rund $4,5 \pm 0,3$ mm die geringste Ausdehnung der "toten Zone" besitzt.

Die aus der Winkelbeziehung abgeleitete Breite der "toten Zone" betrifft nur Teilchenspuren, die sich auf der selben Drahtseite befinden. Durchqueren zwei Teilchen die Streamerzelle auf den gegenüberliegenden Drahtseiten, so ist der Einfluß der "toten Zone" um den einen

Streamer auf die Entwicklung des zweiten Streamers wegen der abschirmenden Wirkung des Drahtes nur gering [AN88]. Diese Aussage trifft allerdings nicht auf die dreikomponentige Gasmischung mit DME zu, da sich in diesem Gasgemisch ab einer Spannung von etwa 4,3 kV die Streamerentladung vermutlich auch um den Draht herum ausbreitet³¹. Der Einfluß der ersten Streamerentladung auf die Streamerentwicklung der zweiten Teilchenspur auf der selben Drahtseite ist auch von der Zeitdifferenz der beiden Entladungen abhängig. Je größer die Zeitdifferenz ist, um so mehr kann sich der erste Streamer ausbilden, und der Raumladungseffekt wird stärker. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß die "tote Zone" nur für die erste Streamerentladung den Bereich angibt, in dem der Signaldraht nicht mehr völlig sensitiv für einen weiteren Teilchendurchgang ist. Auftretende Nachpulse führen zu einer Vergrößerung dieses Bereichs.

5.9 Abhängigkeit der Streamerladung vom Abstand der Teilchenspur zum Draht

Für das Standardgas wurde bereits in Kap. 4.2.3 festgestellt, daß bei senkrechtem Teilchendurchgang eine Abhängigkeit der Streamerladung vom Abstand der Teilchenspur zum Draht besteht. Die Variation der Streamerladung mit dem Teilchendurchgangsort wird vom Spurwinkel ϑ beeinflusst, wie weiter unten gezeigt wird. Deshalb kann diese Abhängigkeit nur für die Gasmischungen untersucht werden, die bei den Winkelmessungen in Kap. 5.8 verwendet wurden, und für die somit der Winkel ϑ definiert ist. Für die Messungen mit den anderen Kammergasen ist der Bereich des Spurwinkels mit $0 \leq \vartheta \leq 46^\circ$ zu groß.

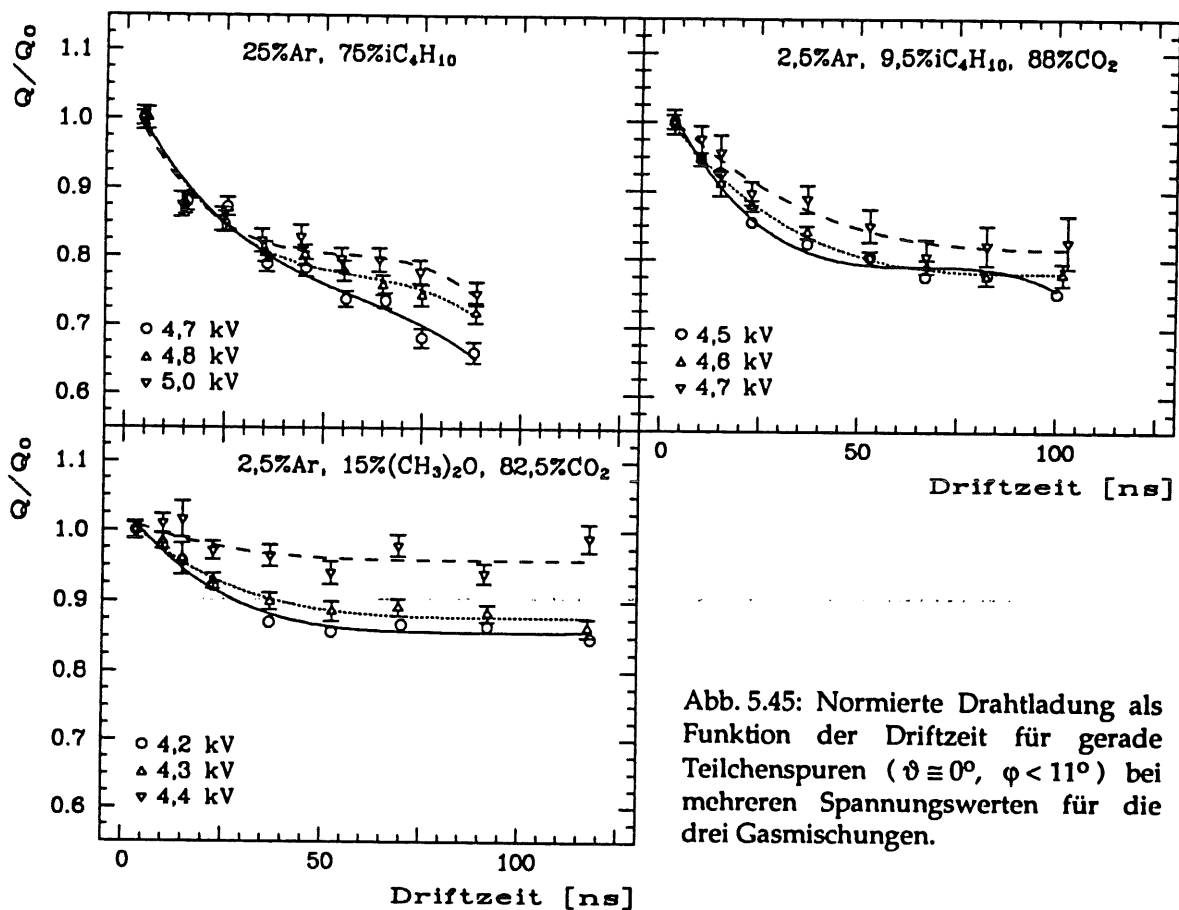


Abb. 5.45: Normierte Drahtladung als Funktion der Driftzeit für gerade Teilchenspuren ($\vartheta \equiv 0^\circ$, $\varphi < 11^\circ$) bei mehreren Spannungswerten für die drei Gasmischungen.

³¹ s. Kap. 5.3

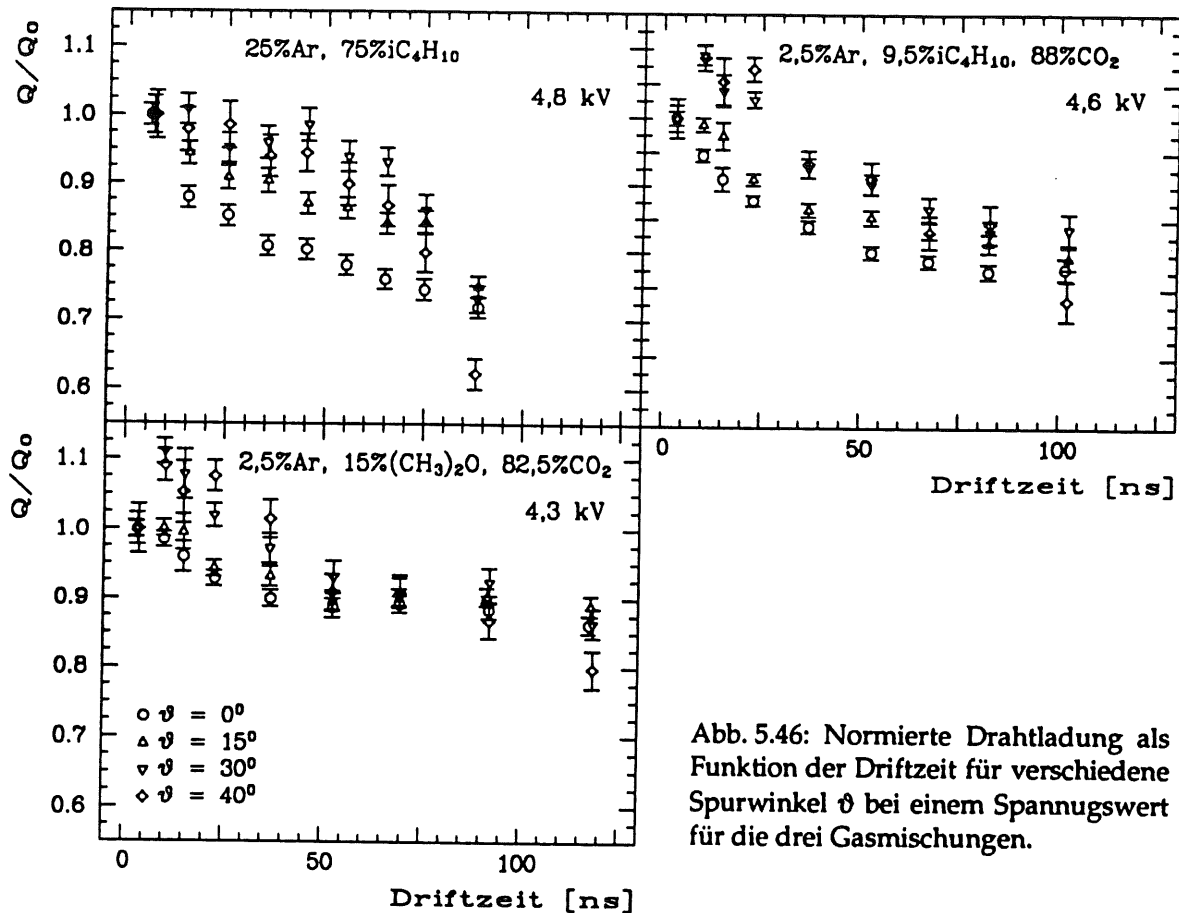


Abb. 5.46: Normierte Drahtladung als Funktion der Driftzeit für verschiedene Spurwinkel ϑ bei einem Spannungswert für die drei Gasmischungen.

Da die Driftzeit-Orts-Beziehung für die Gasmische nicht bekannt ist, wird die Ladung nicht in Abhängigkeit vom Abstand der Spur zum Draht dargestellt, sondern als Funktion der Driftzeit aufgetragen (Abb. 5.45). Dazu wurde die Driftzeit in Intervalle unterteilt, für die jeweils die mittlere Ladung der zugehörigen Drahtpulse ermittelt wurde. Die mittlere Ladung wurde auf ihren Wert im ersten Driftzeitintervall normiert. Dieses erste Zeitintervall gehört zu Teilchenspuren in Drahtnähe. Bei den Driftzeiten muß noch beachtet werden, daß nur beim Standardgas eine nahezu lineare Driftzeit-Orts-Beziehung vorliegt³² und somit der halben maximalen Driftzeit ($t_d \approx 45$ ns) Teilchenspuren in der Mitte zwischen Draht und Kathode entsprechen. Für die beiden anderen Gaszusammensetzungen muß diesem Abstand eine kleinere Driftzeit zugeordnet werden ($x_d = 2,25$ mm $\Leftrightarrow t_d < 50$ ns bzw. $t_d < 60$ ns).

Bei nahezu senkrechtem Teilchendurchgang ($\vartheta \approx 0^\circ$, $\varphi < 11^\circ$) fällt in allen drei Gaszusammensetzungen die Drahtladung mit der Driftzeit ab, wie in Abb. 5.45 zu erkennen ist. Die Höhe des Ladungsabfalls ist jedoch in den einzelnen Gasmischungen unterschiedlich. Das Standardgas zeigt die größte Abhängigkeit der Drahtladung vom Teilchendurchgangsort. In der Nähe der Kathode ist die Ladung um 25 - 35% reduziert. Dabei wird der Ladungsabfall mit größerer Betriebsspannung kleiner. Im Falle des dreikomponentigen Gasmisches mit Isobutan ergibt sich eine etwas geringere Reduzierung um 20 - 25%. Die schwächste Driftzeitabhängigkeit der Drahtladung besitzt die Gasmischung mit DME. Für die niedrigen Spannungswerte beträgt die Ladungsverringerung nur ca. 15%. Bei einer Spannung von $U = 4,4$ kV ist die Drahtladung sogar über dem gesamten Driftbereich nahezu konstant.

³² s. Kap. 5.6

Ein Unterschied zwischen den Gasmischungen besteht in der Größe der Diffusion der primären Elektronencluster, die entlang der Teilchenspur im Gasvolumen durch Ionisation freigesetzt werden. Die Diffusion wirkt sich auf die Zeitdifferenz aus, mit der die Elektronen den Lawinenbereich am Draht erreichen. Die Verringerung der Streamergröße wird aber durch die mit dem Abstand der Teilchenspur zum Draht zunehmende Zeitdifferenz zwischen den Elektronen verursacht. Der Einfluß dieser Zeitverzögerung auf die Streamerentwicklung bei geraden Teilchenspuren wurde bereits in Kap. 4.2.3 ausführlich erläutert. Eine geringere Diffusion der Elektronen ergibt eine kleinere Zeitdifferenz und dadurch einen schwächeren Ladungsabfall. Im Vergleich zu den anderen Gaskomponenten (Argon, Isobutan, CO_2) ist die Diffusion der Elektronen in DME besonders gering [VIL83] und damit auch die Abhängigkeit der Streamerladung vom Teilchendurchgangsort in dem Gasgemisch mit einem DME-Anteil von 15%.

Die ersten Elektronen der Teilchenspur, die den Lawinenbereich am Draht erreichen, starten eine Anfangslawine. Für gerade Teilchenspuren tragen die nachfolgenden Elektronen nur noch gering zur Streamerentwicklung bei, und zwar um so weniger, je größer ihre Zeitverzögerung zu den ersten Elektronen ist. Durchquert das geladene Teilchen aber die Streamerzelle unter einem Spurwinkel $\vartheta > 0^\circ$, so können von den nachfolgenden Elektronen zusätzliche Streamer ausgebildet werden, wenn die Projektion der Teilchenspur auf den Draht größer ist als die "tote Zone" um die erste Streamerentladung³³. Das führt dazu, daß die Variation der Drahtladung mit dem Teilchendurchgangsort vom Spurwinkel ϑ abhängt, wie Abb. 5.46 zeigt. Die Drahtladung fällt bei großen Winkeln langsamer mit der Driftzeit ab oder steigt sogar zunächst an.

5.10 Einfluß des Gasflusses auf das Drahtsignal

Das gesamte Gasvolumen der Streamerkammern des instrumentierten Eisens beträgt 36 m^3 . Über ein Verteilungssystem wird das Gasvolumen in einzelne Zweige unterteilt, in denen jeweils so viele Kammerebenen seriell verbunden sind, daß das Volumen pro Gaszweig nicht oberhalb von ca. 200 l liegt. Das Gassystem ist zur Zeit noch ein offenes System, d. h. das Kammergas wird nach Durchlaufen der Ebenen über einen Kamin in die Umgebung geblasen. Der Gasfluß am Detektor ist mit rund einem Austausch des Gasvolumens pro Tag relativ gering.

Mit dem in Kap. 5.1 vorgestellten Meßaufbau wurde untersucht, ob die Höhe des Gasflusses das Verhalten der Streamerkammern beeinflusst. Diese Messungen wurden mit der am Detektor verwendeten Gasmischung $2,5\% \text{ Ar} + 9,5\% \text{ iC}_4\text{H}_{10} + 88\% \text{ CO}_2$ bei einer Betriebsspannung von $4,55 \text{ kV}$ durchgeführt. Die beiden Kammerebenen des Meßaufbaus waren an einzelne Gaskreise angeschlossen, deren Gasfluß über Flußmesser separat reguliert werden konnte. Für eine Ebene (Testebene) wurde der Gasfluß variiert, während für die zweite Ebene (Referenzebene) der Gasfluß konstant blieb. Es wurden mehrere Messungen in unterschiedlichen zeitlichen Abständen aufgenommen. Im Verlauf einer solchen Messung wurden in den Ebenen die Drahtsignale von jeweils einem Profil mit 8 Drähten kontinuierlich ausgelesen und abgespeichert. Für die während einer Zeit von zwei Stunden registrierten Ereignisse wurde jeweils die mittlere Drahtladung der Testebene $\langle Q_T \rangle$ und der Referenzebene $\langle Q_R \rangle$ ermittelt. Ebenso erfolgte eine Bestimmung der mittleren Amplitude und der Nachweiswahrscheinlichkeit bei einer Schwelle von 30 mV für beide Ebenen. Um den Einfluß von Druck- und Temperaturschwankungen innerhalb der Meßzeit zu reduzieren, werden das Ladungsverhältnis $(\langle Q_T \rangle - \langle Q_R \rangle) / \langle Q_R \rangle$ und die

³³ Vgl. Kap. 5.8

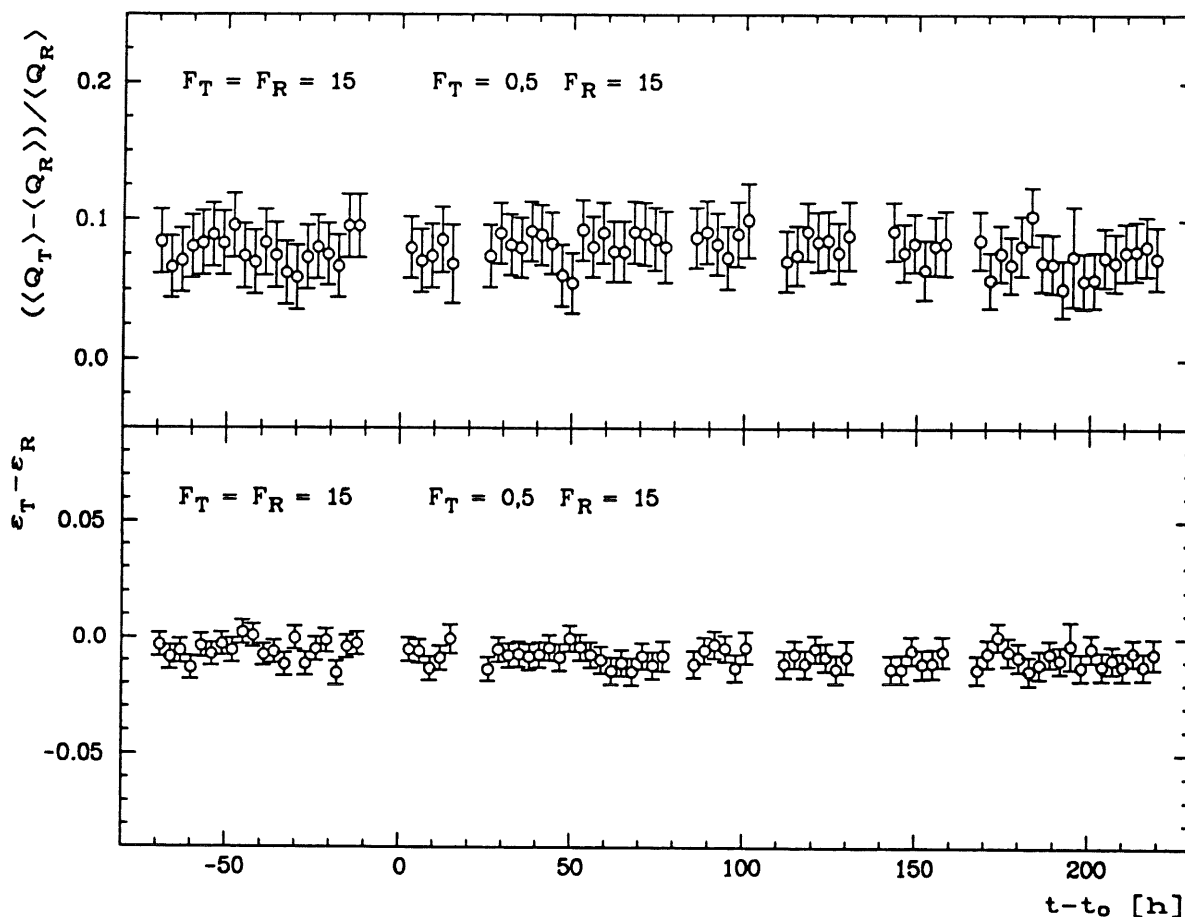


Abb. 5.47: Ladungsverhältnis und Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_T - \varepsilon_R$ der Testebene (T) bezogen auf die Referenzebene (R) als Funktion der Meßzeit. F_T und F_R geben den Gasfluß für die beiden Ebenen in Volumenaustausche pro Tag an.

Differenz der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon_T - \varepsilon_R$ betrachtet. Diese beiden Größen sind in Abb. 5.47 gegen die Meßzeit aufgetragen. Zunächst war der Gasfluß in den zwei Kammerebenen gleich groß. Das Kammervolumen wurde jeweils ca. 15 mal pro Tag ausgetauscht. Nach etwa 70 Stunden wurde der Gasfluß der Testebene stark reduziert, so daß nur noch das halbe Gasvolumen pro Tag ausgewechselt wurde. Der Vergleich der Meßwerte für großen ($t < t_0$) und kleinen ($t > t_0$) Gasfluß in der Testebene zeigt, daß die Höhe des Gasflusses weder die Streamerladung noch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testkammer beeinflusst.

Wird der Gasfluß in der Testebene jedoch unterbrochen, so tritt eine Veränderung des Kammerverhaltens auf, wie in Abb. 5.48 zu sehen ist. In der Abbildung ist wieder das Ladungsverhältnis und die Differenz der Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Ebenen als Funktion der Meßzeit dargestellt. Zur Zeit $t = t_0$ wurde der Gasfluß in der Testebene abgestellt. Nach ca. 12 Stunden wächst die Drahtladung in der Testkammer gegenüber der Referenzkammer an und verbleibt zunächst auf diesem erhöhten Wert. Weitere 24 Stunden später ($t - t_0 > 36$ Stunden) nimmt der Unterschied zwischen den Ladungswerten der Testkammer und der Referenzkammer relativ schnell mit der Zeit zu. Gleichzeitig mit der Erhöhung der Ladung fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testkammer mit der Zeit ab (Abb. 5.48 unten). Diese Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit wird nicht durch einen Schwelleneffekt der Drahtauslese verursacht, da zusammen mit der Drahtladung auch die Pulshöhe in der Testkammer ansteigt.

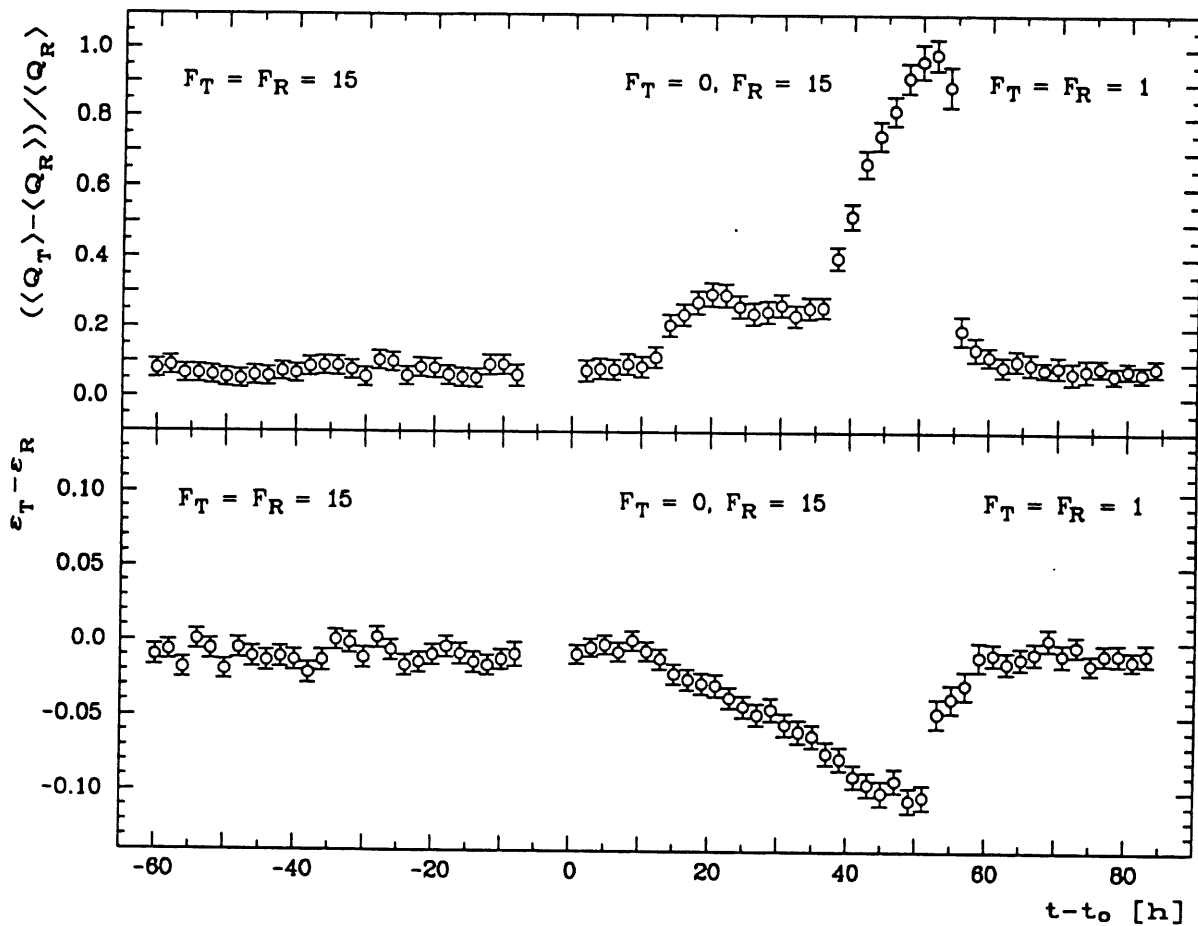


Abb. 5.48: Ladungsverhältnis und Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Testebene (T) bezogen auf die Referenzebene (R). F_T und F_R geben den jeweiligen Gasfluß in Volumenaustausche pro Tag an.

Etwa 52 Stunden nach der Unterbrechung des Gasflusses in der Testkammer ($t - t_0 = 52 \text{ h}$), wurde auch die Testebene wieder mit Gas gespült. Der Gasfluß der Testebene wurde so eingestellt, daß etwa einmal pro Tag ein Austausch des Kammervolumens erfolgte. In der Abb. 5.48 ist zu erkennen, daß sich das Drahtsignal und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testebene mit dem Einsetzen des Gasflusses sehr schnell wieder auf die ursprünglichen Werte stabilisieren.

5.11 Verwendung der untersuchten Gase für das Gas-Sampling-Kalorimeter

Das instrumentierte Eisen des H1-Detektors ist ein Gas-Sampling-Kalorimeter. Der zusätzliche Beitrag der Spurlängen- und Landau-Fluktuationen zur Energieauflösung in einem solchen Kalorimeter kann reduziert werden, wenn seine Detektorebenen in einer nicht-proportionalen Betriebsart arbeiten, wie es z.B. der selbstlöschende Streamermodus ist³⁴. Für den Einsatz der Streamerkammern in einem Kalorimeter sollten ihre Betriebseigenschaften mehrere Anforderungen erfüllen, die hier nochmals zusammengefaßt werden³⁵.

1. Damit der gemeinsame Arbeitspunkt aller 13 000 Profile innerhalb des Nachweisplateaus festgelegt werden kann, ist eine ausreichende Plateaulänge notwendig.
2. Eine gute Ladungsauflösung $\sigma(Q)/Q$ ist wünschenswert, da die statistischen Schwankungen der Streamerladung die Energieauflösung und die Genauigkeit der Kalibration beeinflussen.
3. Für eine einfache Auslese der Drähte und der äußeren Elektroden wird eine große Signalhöhe benötigt.
4. Im Bereich des Arbeitspunktes ist eine schwache Variation des Kammersignals mit der Hochspannung vorteilhaft.
5. Das Kammersignal sollte vom Teilchendurchgangsort innerhalb der Streamerzelle unabhängig sein.
6. Für ein Hadron-Gas-Sampling-Kalorimeter ist eine mittlere Ausdehnung der "toten Zone" in der Größenordnung von einigen mm günstig.

Das gesamte Gasvolumen der Streamerkammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors ist mit 36 m³ sehr groß. Deshalb ist die Brennbarkeit der Gase und Gasmischungen ein zusätzliches, wichtiges Kriterium für die Beurteilung ihrer Betriebstauglichkeit. Aus Sicherheitsgründen sollten die Streamerkammern nur mit einem nichtbrennbaren Kammergas betrieben werden.

Die Streamerladung ist von den äußeren Parametern Luftdruck und Temperatur abhängig. Die Variation der Ladung mit diesen Parametern ist aber in allen drei darauf untersuchten Gasmischungen von der gleichen Größenordnung (Tabelle 12). Zudem werden am H1-Detektor die Luftdruckänderungen durch eine Spannungsregulierung kompensiert, und die auftretende Temperaturdifferenz ist zeitlich konstant. Geringe Unterschiede in den Druck- und Temperaturkoeffizienten sind deshalb für eine Beurteilung der Kammergase kaum von Bedeutung.

Die untersuchten Gase und Gasmischungen sind zusammen mit einigen ihrer Eigenschaften in Tabelle 14 zusammengefaßt. Unter Berücksichtigung der genannten Anforderungen sollen diese Kammergase nun bewertet werden.

Aus Sicherheitsgründen wäre natürlich die Verwendung von 100% CO₂ als Kammergas sehr vorteilhaft. Die Untersuchungen zeigten jedoch, daß mit 100% CO₂ kein Betrieb der H1-Streamerammern im Streamermodus möglich ist. In diesem Gas erfolgt ein Übergang vom Proportional- zum Geigermodus. Da sich die Geigerpulse entlang des Drahtes über den gesamten Bereich zwischen zwei Drahtaltern (ca. 50 cm) ausbreiten können, entsteht nach einem Teilchendurchgang eine sehr große "tote Zone". In einem Gas-Sampling-Kalorimeter führt diese ausgedehnte "tote Zone" zu einem starken Sättigungseffekt beim Kalorimetersignal, der sich negativ auf die Energieauflösung auswirkt³⁶. Zudem ist die

³⁴ s. Kap. 2.2.4

³⁵ Vgl. Kap. 3.5

³⁶ Der Sättigungseffekt wird in Kap. 2.2.4 auf S. 23f beschrieben.

mittlere Pulshöhe der entstehenden Geigerpulse gemessen an den Pulsen in den anderen Kammergasen klein. Zusätzliche Nachteile des CO_2 -Gases sind das Fehlen eines Plateaus für die Nachweiswahrscheinlichkeit und die relativ schlechte Auflösung. Deshalb ist dieses Gas für den Betrieb der Streamerkammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors ungeeignet.

Aufgrund des ausgedehnten Nachweisplateaus von mehreren 100 V bei den Gasen 100% DME und 100% Isobutan ist im Prinzip ein stabiler Betrieb der H1-Streamerkammern mit diesen Gasen möglich. Vorteilhaft ist auch die geringe Variation des Kammer Signals mit der Spannung im Plateaubereich. Für die relative Breite der Ladungsverteilung erhält man zwar am Plateauanfang einen verhältnismäßig hohen Wert, die Ladungsauflösung verbessert sich aber mit zunehmender Spannung. Ebenso wie das CO_2 -Gas besitzen diese beiden Gase aber nur eine vergleichsweise kleine mittlere Pulshöhe, wenn auch für Spannungen $U > 5,5 \text{ kV}$ Werte von über 200 mV (100 mV) erreicht werden. Die Betriebsspannungen sind aber sehr hoch. Der entscheidende Nachteil dieser Gase ist jedoch, daß beide extrem brennbar sind.

Für alle untersuchten zwei- und drei-komponentigen Gasmischungen weisen die Streamerpulse bereits am Plateauanfang mittlere Pulsamplituden von mehreren 100 mV auf. Die Draht- und Streifenauslese wird darum bei diesen Kammergasen nur schwach von der Wahl der Ausleseschwelle beeinflusst, und es ergibt sich auch ein günstiges Signal/Rausch-Verhältnis für die Pulse der äußeren Elektroden (Pads und Streifen).

Mit der Gasmischung 2% Ar + 30% $(\text{CH}_3)_2\text{O}$ + 68% CO_2 besitzen die H1-Streamerkammern ähnliche Betriebseigenschaften wie mit dem Standardgas (25% Ar + 75% iC_4H_{10}). Beide Gasgemische verfügen über ein breites Nachweisplateau und eine relativ gute Ladungsauflösung im Plateaubereich. Außerdem ist die Spannungsabhängigkeit des Kammer Signals vergleichsweise schwach. Für das Standardgas wurde die Ausdehnung der "toten Zone" um den Streamer bestimmt. Sie beträgt nur rund 4,5 mm, so daß die Abweichung von der linearen Beziehung zwischen der Energie der einfallenden Teilchen und dem analogen Kalorimetersignal gering ist³⁷. Mit dieser kleinen Ausdehnung der "toten Zone" ist aber eine starke Abhängigkeit der Ladung vom Spürwinkel ϑ verbunden. Deshalb ist für die Kalibration eine große Korrektur des Myonsignals der Padtürme auf den Einfallswinkel von 0° notwendig, die mit entsprechend hohen Fehlern behaftet sein kann. Beide Gaszusammensetzungen sind geeignete Kammergase für den Betrieb von Streamerkammern in einem Gas-Sampling-Kalorimeter. Dies zeigte sich auch für das Standardgas in den Kalibrationsmessungen am CERN, bei denen die angestrebte Energieauflösung von $100\%/\sqrt{E}$ erreicht wurde³⁸. Da die beiden Gasmischungen aber brennbar sind, dürfen sie aus Sicherheitsgründen am H1-Detektor nicht verwendet werden.

Werden die H1-Streamerkammern mit der nichtbrennbaren Gaszusammensetzung 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88,0% CO_2 betrieben, so besitzen sie nur ein sehr schmales Nachweisplateau von etwa 100 V. Diese Plateubreite ist nicht ausreichend, um den gemeinsamen Arbeitspunkt aller Kammern im instrumentierten Eisen innerhalb des Plateaus festlegen zu können. Fertigungsbedingte Abweichungen bei der Serienproduktion der H1-Streamerkammern führen dazu, daß die eingesetzten 13000 Profile mit zusammen 103700 Streamerzellen eine unterschiedliche Hochspannungsstabilität aufweisen. Bei einer Plateubreite von nur 100 V werden deshalb relativ viele Profile bereits zur Funkenausbildung neigen, bevor sie ins Nachweisplateau gelangen. Der Arbeitspunkt der Streamerkammern im instrumentierten Eisen muß sich aber an den schwächsten betriebsbereiten Profilen orientieren und wurde für $p = 1013 \text{ hPa}$ auf einen Wert von

³⁷ s. Abb. 3.14

³⁸ s. Kap. 3.4 und Tabelle 3

$U = 4,5$ kV festgelegt. Weitere Nachteile der drei-komponentigen Mischung mit Isobutan sind die schlechte Ladungsauflösung und die starke Spannungsabhängigkeit des Kammersignals im Plateaubereich. Im gewählten Arbeitspunkt von $U = 4,5$ kV reduziert sich der Wert für die Auflösung zwar auf $\sigma(Q)/Q = 41,3 \pm 0,5$ %, und auch die Variation des Kammersignals ist geringer, dies geht aber mit einer niedrigeren Nachweiswahrscheinlichkeit einher. Liegt jedoch der Arbeitspunkt nicht im Nachweisplateau, so kann die Temperaturdifferenz, die zwischen dem Boden des H1-Detektors und seiner Oberseite $4,5$ °C beträgt, einen systematischen Unterschied für die Nachweiswahrscheinlichkeit in den verschiedenen Detektorbereichen bewirken.

Mit einer Größe von 5 - 7 mm ist die Ausdehnung der "toten Zone" um einen Streamer breiter als beim Standardgas. Sie ist aber noch so schmal, das der Sättigungseffekt das analoge Kalorimetersignal noch nicht wesentlich beeinflusst. Auf die Energieauflösung eines Hadron-Gas-Sampling-Kalorimeters wirkt sich die größere Ausdehnung der "toten Zone" sogar eher positiv aus³⁹.

Die Gasmischung 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 weist gegenüber anderen Gasgemischen einige Nachteile auf. Die Eichmessungen am CERN ergaben aber, daß mit ihr dennoch ein Betrieb der Streamerkammern im H1-Detektor möglich ist, und daß sich für die Energieauflösung der angestrebte Wert ebenfalls erreichen läßt⁴⁰. Da diese Gasmischung nicht brennbar ist, wird sie als Kammergas für die Streamerkammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors verwendet.

Von den vier gemessenen nichtbrennbaren Gaszusammensetzungen mit DME-Anteilen von 8,2%, 10% und 15% weisen die H1-Streamerkammern besonders mit der Gasmischung 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 günstige Betriebseigenschaften auf. So ermöglicht die Ausdehnung des Nachweisplateaus von 350 V einen stabilen Betrieb der Streamerkammern innerhalb des Plateaubereichs. Neben dem relativ breiten Nachweisplateau zeichnet sich dieses Gasgemisch durch eine verhältnismäßig gute Ladungsauflösung aus. Da die Auflösung aber stark mit der Spannung variiert, gilt dies nur am Plateauanfang. Wird als Arbeitspunkt ein Spannungswert gewählt, der um 100 V höher ist, so ist die Auflösung bereits schlechter als beim Standardgas für die entsprechende Spannung. Vorteilhaft ist auch, daß im Vergleich zum Standardgas und zu der drei-komponentigen Mischung mit Isobutan das Kammersignal nur schwach vom Abstand der Teilchenspur zum Draht abhängig ist. Das Kammersignal zeigt jedoch im Plateaubereich eine ziemlich große Variation mit der Betriebsspannung.

Ein weiterer Nachteil betrifft die spezielle Draht- und Streifenauslese der Kammern am H1-Detektor. Im instrumentierten Eisen werden die Drähte und Streifen der Streamerkammern digital ausgelesen. Dabei wird für die Digitalauslese nur ein kurzes Zeitfenster von 200 ns (2 Zeitscheiben von je 100 ns) gesetzt. Das effektive Zeitfenster ist jedoch kürzer, da der Startzeitpunkt von einem Triggersignal bestimmt wird. Die maximalen Driftzeiten bei den Kammergasen mit DME sind im Vergleich zu den anderen Gasen relativ groß (z.B. $t_{d, \max} = 125 \pm 5$ ns für das drei-komponentige Gasgemisch mit 15% DME bei einem Spürwinkel $\varphi \leq 15^\circ$). Deshalb können in diesen Kammergasen vermehrt Draht- und Streifensignale außerhalb des effektiven Zeitfensters auftreten, die nicht registriert werden und für die Rekonstruktion der Myonspur im Eisen verlorengehen.

Auch für die Gasmischung 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 wurde die Ausdehnung der "toten Zone" um einen Streamer ermittelt. Mit rund 6,5 mm liegt sie in einer Größenordnung, bei der sich der Sättigungseffekt noch nicht wesentlich auf das analoge Kalorimetersignal auswirkt.

³⁹ s. Abb. 2.8

⁴⁰ s. Tabelle 3

Da das Gasgemisch mit 15% DME gleichfalls nichtbrennbar ist, ist es eine mögliche Alternative zur drei-komponentigen Gasmischung mit Isobutan für den Einsatz von Streamerkammern in einem Gas-Sampling-Kalorimeter.

Bei der Verwendung von DME muß jedoch berücksichtigt werden, daß DME mit vielen Kunststoffmaterialien chemisch reagiert, d.h. ein Anschwellen oder sogar die Auflösung des Materials bewirkt. Solche ungeeigneten Materialien sind z.B. Teflon, Macor, Polyurethan, Viton, Stesalit Epoxydglas und verschiedene Gummiarten [JIB89]. Um die Einwirkung von DME auf das Luranyl-Material der H1-Streamerkammern zu untersuchen, wurden Proben des Kammermaterials und der verwendeten Gasschläuche aus Polyäthylen über einen Zeitraum von einem Monat in einem Druckbehälter flüssigem DME ausgesetzt. Zum Vergleich wurde dieser Test auch mit flüssigem Isobutan durchgeführt. Während bei dem Isobutan nur eine Ausbleichung des Kammermaterials zu beobachten war, wurden die Probestücke der Kammer vom DME zersetzt. Dagegen zeigte sich für den Gasschlauch in beiden Gasen keine Veränderung. DME greift also das Luranyl-Material an. Deshalb kann die Gasmischung mit DME nicht für die Streamerkammern im H1-Detektor verwendet werden. Mit der Fabrikation der Kammern wurde bereits vor diesen Untersuchungen begonnen.

Es gibt aber eine Vielzahl von Materialien, die mit DME verträglich sind. Beispiele von gut geeigneten Materialien sind etwa Polyäthylen, Polypropylen, Nylon 11 (Rilsan) und Torrseal Epoxyd. Bei einigen weiteren Materialien wurde nur eine geringe Gewichtszunahme beobachtet, wie z. B. bei PVC, Derlin, Mylar und Kapton [JIB89].

| Kammergas | Plateauanfang [kV] | Plateaulänge [V] | $\frac{dQ}{Q dU}$ [1/kV] | $\frac{\sigma(Q)}{Q}$ [%] | Amplitude [mV] |
|--|-----------------------|---------------------|-----------------------------|------------------------------|-------------------|
| 25%Ar + 75%iC ₄ H ₁₀ | 4,65 | 500 | 2,83 ± 0,02 | 45,3 ± 0,5 | 235,5 ± 1,0 |
| 2,5%Ar + 9,5%iC ₄ H ₁₀ + 88%CO ₂ | 4,65 | 100 | 9,84 ± 0,07 | 58,2 ± 0,8 | 524,1 ± 2,3 |
| 2,5%Ar + 10%(CH ₃) ₂ O + 87,5%CO ₂ | 4,2 | 150 | 6,49 ± 0,07 | 45,2 ± 0,5 | 336,9 ± 1,0 |
| 2,5%Ar + 15%(CH ₃) ₂ O + 82,5%CO ₂ | 4,2 | 350 | 5,78 ± 0,02 | 41,4 ± 0,4 | 364,4 ± 0,9 |
| 2,0%Ar + 30%(CH ₃) ₂ O + 68,0%CO ₂ | 4,3 | 450 | 2,41 ± 0,02 | 45,7 ± 0,5 | 238,2 ± 0,7 |
| 8,2%(CH ₃) ₂ O + 91,8%CO ₂ | 4,3 | 100 | 4,23 ± 0,06 | 51,9 ± 0,6 | 356,8 ± 1,0 |
| 15,0%(CH ₃) ₂ O + 85,0%CO ₂ | 4,3 | 300 | 4,19 ± 0,04 | 45,1 ± 0,5 | 312,4 ± 0,9 |
| 100% CO ₂ | 4,7 | 0 | 6,15 ± 0,07 | 67,4 ± 1,2 | 80,5 ± 1,0 |
| 100% (CH ₃) ₂ O | 5,1 | ≥ 900 | 1,35 ± 0,02 | 58,6 ± 0,5 | 108,5 ± 0,4 |
| 100% iC ₄ H ₁₀ | 5,1 | ≥ 800 | 1,32 ± 0,01 | 53,3 ± 0,6 | 54,8 ± 0,3 |

Tab. 14: Zusammenfassung der untersuchten Kammergase und einigen ihrer Eigenschaften.

Für die Ladungsauflösung $\sigma(Q)/Q$ und die mittlere Amplitude der Drahtpulse an einem Abschlußwiderstand von 270 Ω werden die Werte am Plateauanfang angegeben.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluß von mehreren Parametern auf das Signal der Streamerkammern, die im Eisenjoch des H1-Detektors zum Einsatz kommen, untersucht. Dabei wurden sowohl die Drahtpulse als auch die Pulse der äußeren Kammerelektroden (Pads) studiert. Im instrumentierten Eisen werden die Pulse der Pads von 5 bzw. 6 übereinanderliegenden Kammerebenen addiert. Das analoge Ladungssignal dieser Padtürme dient zur Bestimmung der Restenergie, die aus dem zentralen Kalorimeter herausleckt.

Die Betriebsart der selbstlöschenden Streamerentladung zeichnet sich durch sehr große Pulshöhen aus. Bei den meisten der untersuchten Kammergase ergeben sich für die Drahtpulse mittlere Amplituden von mehreren 100 mV bei einem Auslesewiderstand von 270 Ω , so daß die Auslese der Drähte mit einer kostengünstigen Digitalelektronik möglich ist. Entsprechend groß sind auch die Pulshöhen der Padsignale. Für die Pads können bereits für den Durchgang eines einzelnen Teilchens in nur einer Ebene mittlere Pulsamplituden von einigen mV an einem Abschlußwiderstand von 105 Ω erreicht werden.

Bei den Pads bildet sich aber nicht nur auf dem Pad, das über dem Entladungsort liegt, ein Puls aus, sondern es zeigen sich auch Signale auf den benachbarten Padflächen. Dieses Übersprechen wurde ausführlich analysiert. Dabei zeigte sich, daß der Oberflächenwiderstand der Graphitbeschichtung auf dem Deckel und auf dem Profil der Streamerkammer die Höhe des Übersprechens beeinflußt. Diese Abhängigkeit vom Oberflächenwiderstand kann durch das vorgestellte Modell relativ gut beschrieben werden.

Die gemessene Verringerung der Streamerladung mit zunehmendem Abstand der Teilchenspur vom Draht verursacht zusätzliche Schwankungen der Streamerladung, die zu einer Erhöhung der relativen Breite der Ladungsverteilung führen. Die Höhe des Ladungsabfalls schwankt je nach verwendetem Kammergas. Die stärkste Reduzierung tritt mit 25 - 35% beim Standardgas (25%Ar + 75% iC_4H_{10}) auf. Da der Abstand der Teilchenspuren innerhalb eines Padturms variiert, kann sich dieser Effekt nachteilig auf die Energieauflösung auswirken.

Die Abhängigkeit des Kammersignals vom Einfallswinkel ϑ der Teilchenspur wurde untersucht. Mit zunehmendem Winkel wächst die Drahtladung an. Am instrumentierten Eisen wird das Myonsignal der Streamerkammern als Referenzpunkt für die Energiebestimmung und bei der Interkalibration der Padtürme eingesetzt. Dazu werden Kalibrationsmessungen mit kosmischen Myonen durchgeführt. Da der Spürwinkel der Myonen variiert, ist eine Korrektur des Myonsignals auf den Einfallswinkel von 0° zur Kammernormalen notwendig. Die Ladungserhöhung mit dem Winkel ϑ ist in den untersuchten Kammergasen unterschiedlich stark ausgeprägt und zudem von der angelegten Spannung abhängig. Die Winkelabhängigkeit des Kammersignals wird also von den Betriebsparametern beeinflußt und muß deshalb direkt am Detektor bestimmt werden. Sie kann auch in einzelnen Detektorbereichen schwanken, wenn innerhalb des Eisenjochs größere Variationen der Betriebsparameter auftreten.

Aus der Winkelabhängigkeit der Ladung konnte die Breite der "toten Zone" um den Ort der Streamerentladung ermittelt werden. Nach einem Teilchendurchgang ist dieser Bereich des Signaldrahtes für eine Zeit von mehreren μs nicht mehr vollständig sensitiv für die Registrierung eines weiteren Teilchens. Die Ausdehnung der "toten Zone" um den Streamer ist von dem verwendeten Kammergas abhängig und variiert mit der Betriebsspannung. Ihr Radius liegt zwischen rund 4,5 mm für das Standardgas und 5 - 7 mm für die dreikomponentige Gasmischung mit Isobutan.

Es wurde auch der Einfluß des zweiten Spurwinkels ϕ auf das Kammersignal analysiert. Der Anstieg der Padladung mit dem Winkel ϕ ist verbunden mit einer Zunahme der mittleren Anzahl von Streamerzellen, die von der Teilchenspur durchquert werden. Das Padsignal ist dann eine Überlagerung der Streamerentladung an zwei benachbarten Drähten. Eine Korrektur dieser Ladungsvariation ist durch die Normierung des Padsignals auf die Anzahl der getroffenen Drähte oder auf die Spurlänge in der Ebene möglich.

In der Datenanalyse bei H1 werden die Draht- und Streifeninformationen vielfältig genutzt: Zur Identifikation der Myonen in den HERA-Ereignissen, zur Unterdrückung von rauschenden Elektronikanälen der analogen Padauslese und zur Einschränkung von möglichem Pileup in den Analogkanälen, der von einem vorhergehenden, nicht getriggerten Teilchendurchgang herrührt. Zudem dienen sie bei der Kalibration des instrumentierten Eisens zur Bestimmung des Spurwinkels und zur Normierung der Padladung.

Für Teilchenspuren in den Eckbereichen der Streamerzellen besitzen die erzeugten primären Elektronen sehr hohe Driftzeiten. Da bei der Digitalauslese der Drähte und Streifen aber nur ein kurzes Zeitintervall (2 Zeitscheiben von je 100 ns) mit einem effektiven Zeitfenster < 200 ns für die Registrierung der Drahttreffer zugelassen wird, werden nicht alle getroffenen Drähte erfaßt. Damit auch alle getroffenen Drähte registriert werden, ist eine Erweiterung des Zeitintervalls der Digitalauslese auf 3 Zeitscheiben notwendig.

Die nichtbrennbare drei-komponentige Gasmischung $2,5\% \text{Ar} + 9,5\% \text{iC}_4\text{H}_{10} + 88\% \text{CO}_2$, die in den H1-Streamerammern verwendet wird, weist gegenüber anderen untersuchten Kammergasen einige Nachteile auf. Besonders hervorzuheben ist das mit nur rund 100 V sehr schmale Nachweisplateau. Die geringe Plateaubreite, die durch das häufige Auftreten von Nachpulsen in diesem Gasgemisch verursacht wird, hat zur Folge, daß der gemeinsame Arbeitspunkt aller Streamerammern des Eisenjochs nicht im Nachweisplateaus liegt. Deshalb können Variationen innerhalb des Eisenjochs von Größen, die auf die Höhe der Streamerentladung einwirken (z.B. die Temperatur), zu einem systematischen Unterschied der Nachweiswahrscheinlichkeit in den einzelnen Bereichen des instrumentierten Eisens führen. Andere Gasgemische mit höherem Anteil organischer Gase, wie z.B. das Standardgas, zeigen ein wesentlich stabileres Kammerverhalten. Da solche Gasgemischungen aber brennbar sind, sollten sie aus Sicherheitsgründen nicht in einem Detektor mit einem großen Gasvolumen eingesetzt werden.

Mit der Gasmischung $2,5\% \text{Ar} + 15\% (\text{CH}_3)_2\text{O} + 82,5\% \text{CO}_2$ wurde ein alternatives, nichtbrennbares Kammergas gefunden, mit dem die Streamerammern relativ gute Betriebseigenschaften besitzen (z.B. eine Plateaubreite von 350 V). Die chemischen Eigenschaften von DME erlauben aber nicht den Einsatz in den H1-Streamerammern aus Luranyl. Es ist aber ein geeignetes Gasgemisch für den Betrieb von Streamerammern in einem Kalorimeter, wenn andere Materialien, die mit DME verträglich sind, für den Kammerbau benutzt werden.

Abbildungsverzeichnis

Die in den Abbildungen der Kap. 4 und 5 eingezeichneten Kurven dienen nur der übersichtlicheren Darstellung der Meßpunkte, falls im Abbildungstext keine Funktion für die Anpassung angegeben wird.

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Der Speicherring HERA mit den Vorbeschleunigern | 3 |
| 1.2 | Basisdiagramme zur unelastischen Elektron-Proton-Streuung | 4 |
| 1.3 | Diagramme zur Gluonbremsstrahlung und zur Boson-Gluon-Fusion | 7 |
| 1.4 | Bereiche in der x, Q^2 -Ebene, in denen die systematischen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte kleiner als 10% sind [BER92] | 10 |
| 1.5 | Perspektivische Ansicht des H1-Detektors [H1T89] | 11 |
| 2.1 | Gemessener Energieverlust für Protonen in einer Gasmischung aus 90%Ar + 10%CH ₄ für verschiedene Druckwerte [WAL79] | 14 |
| 2.2 | Energieverlust-Verteilung für π -Mesonen und Elektronen in einer 1,5 cm dicken Gasschicht [KLE87]..... | 15 |
| 2.3 | Die Energieabhängigkeit der elektromagnetischen, nicht sichtbaren und rein hadronischen Komponente in einem Hadron-Schauer [LOC92] | 17 |
| 2.4 | Ladungsspektrum des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen und negativ geladene Pionen [JUS91] | 20 |
| 2.5 | Berechnete Beiträge der Sampling-, Spurlängen- und Landau-Fluktuationen zur Energieauflösung für ein elektromagnetisches Gas-Sampling-Kalorimeter [FIS78]..... | 22 |
| 2.6 | Abhängigkeit der Energieauflösung von der Betriebsspannung der Gasdetektoren eines Hadron-Gas-Sampling-Kalorimeters für Pionen [ATA83] | 24 |
| 2.7 | Pulshöhe der Gasdetektoren als Funktion der Pion-Energie für das Hadron-Gas-Sampling-Kalorimeter [ATA83] | 24 |
| 2.8 | Energieauflösung des Analogsignals der Padtürme bei verschiedenen Ausdehnungen der "toten Zone" für enthaltene Pionschauer [STE91] | 25 |
| 2.9 | e/π -Verhältnis des Analogsignals der Padtürme in Abhängigkeit von der Energie bei unterschiedlichen Breiten der "toten Zone" für enthaltene Pionschauer [STE91]..... | 26 |
| 2.10 | Mittlere Ladung der Padtürme pro GeV als Funktion der Energie bei verschiedenen Ausdehnungen der "toten Zone" [STE91]..... | 26 |
| 3.1 | Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon-Isobutan-Mischungen [BRE75] | 28 |
| 3.2 | Photoabsorption einiger Gase einer Schichtdicke von 2 mm [VAV90] | 30 |
| 3.3 | Einzelstreamer bei verschiedenen Spannungen [ATA82] | 30 |
| 3.4 | Berechnete mittlere Signalladung für Photonen des ⁵⁵ Fe und für Myonen als Funktion der angelegten Spannung in einer Gasmischung 25%Ar + 75%iC ₄ H ₁₀ [ZIT92] | 31 |
| 3.5 | Signalladung als Funktion der Hochspannung für verschiedene Ionisationsdichten in einer Gasmischung 21% Ar + 79% iC ₄ H ₁₀ [AN88]..... | 32 |
| 3.6 | Übergang vom Proportional- zum Streamermodus in reinem Methan [YOU86] | 32 |
| 3.7 | Definition der Winkel φ und ϑ einer Teilchenspur relativ zum Draht..... | 33 |
| 3.8 | Querschnitt durch eine Detektorlage der H1-Streamerammern..... | 34 |
| 3.9 | Anordnung der Kammerebenen im Eisenjoch [EBE90]..... | 36 |
| 3.10 | Blockschaltbild der analogen Ausleseketten des instrumentierten Eisens..... | 37 |
| 3.11 | Längsschnitt durch den H1-Detektor [H1T86]..... | 38 |
| 3.12 | Mit dem instrumentierten Eisen gemessenes Leckspektrum des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters für den Einschluß einzelner geladener Pionen [JUS91]..... | 39 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.13 | Drahtmultiplizität im instrumentierten Eisen hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, aufgetragen gegen die mit den Padtürmen bestimmte Energie [JUS91]..... | 40 |
| 3.14 | Normiertes Analogsignal des instrumentierten Eisens in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Pionen für die Gasmischung 25% Ar + 75% iC_4H_{10} (Standardgas) [BER91]. | 41 |
| 3.15 | Energieauflösung des instrumentierten Eisens als Funktion der Pionenergie für das Standardgas [BER91]. | 41 |
| 3.16 | Verteilung der gemessenen Energie nur mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und mit Berücksichtigung der Tailcatcher-Information [JUS91]..... | 42 |
| 4.1 | Der Meßaufbau am Teststrahl..... | 47 |
| 4.2 | Zählratenverhältnis für das Strahlprofil in horizontaler und vertikaler Richtung..... | 48 |
| 4.3 | Mittelwerte der Oberflächenwiderstände an verschiedenen Positionen in Drahrichtung für die Profile und die Deckel der bei den Messungen benutzten Streamerkammern der Testebenen. | 49 |
| 4.4 | Die Triggerschaltung für die Messungen am Teststrahl. | 50 |
| 4.5 | Schaltbild für die Draht- und Padauslese..... | 50 |
| 4.6 | Beispiel für einen abgespeicherten invertierten Drahtpuls und einen Padpuls. | 51 |
| 4.7 | Schematische Darstellung der Gasmischanlage. | 53 |
| 4.8 | Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für das Standardgas. | 54 |
| 4.9 | Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% an verschiedenen Positionen vertikal zur Drahrichtung..... | 55 |
| 4.10 | Verteilung der registrierten Drahttreffer für die Meßreihe zur Plateaukurve in Abb. 4.8..... | 56 |
| 4.11 | Häufigkeitsverteilungen der Drahtladung für Betriebsspannungen von 4,1 kV bis 5,2 kV beim Standardgas. | 57 |
| 4.12 | Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen für die Drähte bei verschiedenen Spannungswerten (Standardgas). | 58 |
| 4.13 | Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit von der Hochspannung (Standardgas). | 58 |
| 4.14 | Relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung. | 59 |
| 4.15 | Mittlere Anzahl der Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Hochspannung..... | 60 |
| 4.16 | Mittlere Pulsamplitude der Drähte in Abhängigkeit von der Spannung. | 60 |
| 4.17 | Normierte Drahtladung im Bereich des Draalthalters..... | 61 |
| 4.18 | Nachweiswahrscheinlichkeit an verschiedenen Positionen in Drahrichtung im Bereich des Draalthalters. | 62 |
| 4.19 | Häufigkeitsverteilung der Anfangszeiten für die Drahtpulse. | 63 |
| 4.20 | Normierte Drahtladung in Abhängigkeit von der Driftzeit für mehrere Spannungswerte..... | 64 |
| 4.21 | Elektrische Feldlinien und Äquipotentiallinien in einer Kammer mit quadratischer Geometrie [TOM72]. | 64 |
| 4.22 | Linien gleicher Feldstärke in einer Zelle der H1-Streamerkammern [HÜB90]. | 64 |
| 4.23 | Ersatzschaltbild für eine Streamerzelle..... | 67 |
| 4.24 | Mittlerer Puls eines getroffenen Pads und seines nächsten Nachbarpads..... | 68 |
| 4.25 | Zeitdifferenz der Pulsmaxima des getroffenen Pads und eines Nachbarpads als Funktion des Abstands von der Kante zwischen diesen beiden Pads. | 69 |
| 4.26 | Anstiegszeit und Breite der Padpulse einer einzelnen Ebene in Abhängigkeit von der Position der Streamerentladung in Drahrichtung..... | 70 |
| 4.27 | Korrelation zwischen Pulsanstiegszeit bzw. Pulsbreite und der Pulsamplitude für das getroffene Pad..... | 71 |
| 4.28 | Korrelation zwischen der Ladungssumme der Padreihe einer Ebene und der Drahtladung..... | 72 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.29 | Häufigkeitsverteilung für das Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads und der Padreihe zur Drahtladung. | 73 |
| 4.30 | Darstellung von zwei getroffenen Drähten bei Teilchenspuren unter einem Winkel φ | 73 |
| 4.31 | Häufigkeitsverteilung für das Ladungsverhältnis des getroffenen Pads und der Padreihe zur Summe der Drahtladungen bei einer Vorzugsrichtung der Streamerentwicklung zum Profilboden und zur Padfläche. | 74 |
| 4.32 | Verhältnis der Padladung zur Drahtladung in Abhängigkeit von der Spannung. | 74 |
| 4.33 | Verhältnis der Ladungssumme der Padreihe zur Drahtladung an verschiedenen Positionen der Streamerentladung in Drahrichtung. | 75 |
| 4.34 | Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads zur Drahtladung in Abhängigkeit vom Abstand des Pads zur Streamerkammerbox bei einer Padgröße von $160 \times 160 \text{ mm}^2$ [WIL89]. | 76 |
| 4.35 | Mittlere Ladung der Pads einer Einzelebene und des getroffenen Padturms als Funktion der Spannung. | 77 |
| 4.36 | Relative Breite der Ladungsverteilung des getroffenen Pads und des Padturms in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. | 78 |
| 4.37 | Mittlere Pulsamplitude der Pads als Funktion der Spannung für eine Einzelebene und für das Summensignal von vier Ebenen (Padturm). | 79 |
| 4.38 | Die Abhängigkeit des Übersprechens von der Strahlposition in Drahrichtung. | 80 |
| 4.39 | Vertikales Übersprechen als Funktion der Ortskoordinate senkrecht zum Draht [JUS91]. | 81 |
| 4.40 | Höhe des Übersprechens in der Mitte des getroffenen Pads in Abhängigkeit von der Spannung. | 82 |
| 4.41 | Abhängigkeit des Übersprechens von der Integrationszeit bei einer Strahlposition in der Mitte des getroffenen Pads. | 82 |
| 4.42 | Verhältnis der Ladung eines Pads zur Summenladung der Padreihe in Abhängigkeit von der Strahlposition für zwei Integrationszeiten. | 85 |
| 4.43 | Verhältnis der Ladung des getroffenen Pads zur Ladungssumme der Padreihe als Funktion der Integrationszeit bei einer Strahlposition in der Mitte des Pads. | 86 |
| 4.44 | Verteilung der Differenz von Strahlposition und rekonstruiertem Ort für eine Strahlposition in der Padmitte und für eine Position im Abstand von 1 cm zur Padkante. | 87 |
| 4.45 | Genauigkeit der Ortsrekonstruktion in Abhängigkeit vom Abstand der Strahlposition zur Mitte des getroffenen Pads. | 87 |
| 4.46 | Ladung des getroffenen Pads normiert auf die Drahtladung in Abhängigkeit Integrationszeit. Padgröße $246 \times 246 \text{ mm}^2$ | 89 |
| 4.47 | Ladungssumme der Padreihe normiert auf die Drahtladung als Funktion der von der Integrationszeit. Padgröße $246 \times 246 \text{ mm}^2$ | 89 |
| 4.48 | Mittlerer Puls des getroffenen Pads mit einer Größe von $495 \times 495 \text{ mm}^2$ für Streamerentladungen in der Mitte des Pads. | 90 |
| 4.49 | Relative Breite der Ladungsverteilung für die Summenladung der Padreihe als Funktion der Integrationszeit mit Driftzeitschwankungen und bei Ausschluß der Driftzeitschwankungen. | 91 |
| 4.50 | Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Spurwinkels φ | 92 |
| 4.51 | Summenladung der Padreihe in Abhängigkeit vom Winkel φ | 92 |
| 4.52 | Mittlere Anzahl der registrierten Drähte in Abhängigkeit vom Spurwinkel φ | 93 |
| 4.53 | Mittlere Summenladung der Padreihe pro Draht und Summenladung der Padreihe mit Spurlängen-Korrektur in Abhängigkeit vom Winkel φ | 94 |
| 4.54 | Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten für gerade Teilchenspuren und für Spurwinkel von $\varphi = 45^\circ$ | 95 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.55 | Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit vom Spurwinkel φ | 96 |
| 4.56 | Mittlere Drahtladung als Funktion der Driftzeit für mehrere Spurwinkel φ | 96 |
| 5.1 | Der Meßaufbau für die Gasuntersuchungen..... | 99 |
| 5.2 | Die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Betriebsspannung. Gasmischungen: 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 und 25% Ar + 75% iC_4H_{10} | 100 |
| 5.3 | Mittlere Pulsamplitude der Drähte als Funktion der Spannung. Kammergase s.o..... | 101 |
| 5.4 | Häufigkeitsverteilung der Drahtladung für die Gasmischung 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 | 102 |
| 5.5 | Häufigkeitsverteilung der Pulsamplitude für das Kammergas 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 | 102 |
| 5.6 | Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal. Gasmischungen: 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 und 25% Ar + 75% iC_4H_{10} | 103 |
| 5.7 | Mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Hochspannung. Kammergase s.o..... | 104 |
| 5.8 | Relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Spannung für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal. Kammergase s.o..... | 105 |
| 5.9 | Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Hochspannung für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil: 2,5% Ar + 10% $(CH_3)_2O$ + 87,5% CO_2 , 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 , und 2% Ar + 30% $(CH_3)_2O$ + 68% CO_2 | 108 |
| 5.10 | Häufigkeitsverteilungen der Drahtladung für die Gasmischung 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 bei verschiedenen Spannungen..... | 109 |
| 5.11 | Häufigkeitsverteilungen der Pulsamplitude der Drähte für die Gas- zusammensetzung 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 bei verschiedenen Spannungswerten..... | 109 |
| 5.12 | Häufigkeit der registrierten Proportionalpulse in Abhängigkeit von der Spannung für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil..... | 110 |
| 5.13 | Häufigkeitsverteilung der Drahtladung für das Kammergas 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 bei einer Spannung von 4,4 kV für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit nur einem, zwei und drei Pulsen pro Drahtsignal..... | 110 |
| 5.14 | Mittlere Drahtladung als Funktion der Spannung bei den drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal..... | 111 |
| 5.15 | Mittlere Anzahl der Pulse pro Drahtsignal für die drei-komponentigen Gas- mischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil..... | 112 |
| 5.16 | Relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Spannung für die drei-komponentigen Gaszusammensetzungen mit DME..... | 113 |
| 5.17 | Mittlere Amplitude der Drahtpulse für die drei-komponentigen Gas- mischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil..... | 114 |
| 5.18 | Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Hochspannung für die Kammergase ohne Argonzusatz: 100% CO_2 , 100% iC_4H_{10} , 100% $(CH_3)_2O$, 8,2% $(CH_3)_2O$ + 91,8% CO_2 und 15% $(CH_3)_2O$ + 85% CO_2 | 117 |
| 5.19 | Mittlere Amplitude der Drähte in Abhängigkeit von der Spannung für die obigen Kammergase ohne Argonzusatz..... | 118 |
| 5.20 | Mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion der Hochspannung für die Kammergase ohne Argonzusatz..... | 118 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.21 | Beispiele von invertierten Drahtpulsen für das Kammergas 100% CO ₂ bei einer Spannung von 4,7 kV..... | 119 |
| 5.22 | Häufigkeitsverteilungen der Pulsamplitude und der Drahtladung für die Gasmischung 8,2% (CH ₃) ₂ O + 91,8% CO ₂ im Übergangsbereich zwischen Proportional- und Streamermodus..... | 120 |
| 5.23 | Häufigkeit der registrierten Proportionalpulse in Abhängigkeit von der Hochspannung für die zwei-komponentigen Gaszusammensetzungen mit DME. | 120 |
| 5.24 | Abhängigkeit der mittleren Drahtladung von der Betriebsspannung bei den Kammergasen ohne Argonzusatz..... | 121 |
| 5.25 | Relative Breite der Ladungsverteilung als Funktion der Spannung für die Kammergase ohne Argonzusatz..... | 122 |
| 5.26 | Mittlere Drahtladung als Funktion des Luftdrucks und der Temperatur für drei Gasmischungen. | 125 |
| 5.27 | Beispiele für Häufigkeitsverteilungen der Driftzeit. | 126 |
| 5.28 | Maximale Driftzeit in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene Kammergase. | 127 |
| 5.29 | Beispiele von Mehrfachentladungen für die Gasmischung 2,5% Ar + 9,5% iC ₄ H ₁₀ + 88% CO ₂ bei einer Spannung von 4,65 kV..... | 129 |
| 5.30 | Verteilungen der Zeitdifferenz der Pulsmaxima von Mehrfachentladungen für drei Gasmischungen bei jeweils zwei Spannungswerten..... | 130 |
| 5.31 | Häufigkeitsverteilung der Drahtladung bei Verwendung der Standardgases und der Gasmischung 2,5% Ar + 9,5% iC ₄ H ₁₀ + 88% CO ₂ für alle Ereignisse und für die Ereignisse mit einem, zwei und drei Pulsen pro Drahtsignal..... | 131 |
| 5.32 | Verhältnis der mittleren Drahtladung für die Ereignisse mit k Pulsen pro Drahtsignal zur mittleren Ladung der Ereignisse mit nur einem Puls bei verschiedenen Spannungswerten für drei Kammergase..... | 131 |
| 5.33 | Wahrscheinlichkeit für die Mehrfachpulse als Funktion der Differenz der Betriebsspannung zum Spannungswert für den Anfang des Nachweisplateaus. | 132 |
| 5.34 | Häufigkeitsverteilung der Pulsbreite von Ereignissen mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal für verschiedene Kammergase. | 133 |
| 5.35 | Der Meßaufbau für die Winkeluntersuchungen. | 135 |
| 5.36 | Die Triggerschaltung für die Winkeluntersuchungen. | 135 |
| 5.37 | Häufigkeitsverteilung der Drahtladung für das Standardgas bei unterschiedlichen Spurwinkeln ϑ von $\vartheta = 0^\circ$, $\vartheta = 30^\circ$ und $\vartheta = 40^\circ$ | 136 |
| 5.38 | Abhängigkeit der mittleren Drahtladung vom Spurwinkel ϑ für die drei untersuchten Gasmischungen 25% Ar + 75% iC ₄ H ₁₀ , 2,5% Ar + 9,5% iC ₄ H ₁₀ + 88% CO ₂ und 2,5% Ar + 15% (CH ₃) ₂ O + 82,5% CO ₂ bei jeweils zwei Spannungswerten..... | 137 |
| 5.39 | Mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion des Spurwinkels ϑ | 138 |
| 5.40 | Ergebnisse für den Parameter s der Winkelbeziehung 5.3 in Abhängigkeit von der Spannung und der mittleren Drahtladung für gerade Teilchenspuren. | 139 |
| 5.41 | Wahrscheinlichkeit für mindestens einen Nachpuls als Funktion des Spurwinkels ϑ | 140 |
| 5.42 | Wahrscheinlichkeit für mindestens k Nachpulse in Abhängigkeit von der mittleren Drahtladung für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal..... | 141 |
| 5.43 | Verhältnis der mittleren Drahtladung zur Ladung für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal bei geraden Teilchenspuren als Funktion des Spurwinkels ϑ | 142 |
| 5.44 | Der Parameter s _N (Breite der "toten Zone" um einen Streamer) der erweiterten Winkelbeziehung 5.6 in Abhängigkeit von der mittleren Ladung für die Ereignisse mit nur einem Puls pro Drahtsignal bei geraden Teilchenspuren. | 143 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.45 | Normierte Drahtladung als Funktion der Driftzeit für gerade Teilchenspuren bei mehreren Spannungswerten für drei Gasmischungen. | 144 |
| 5.46 | Normierte Drahtladung als Funktion der Driftzeit für mehrere Spürwinkel ϑ bei jeweils einem Spannungswert für drei Kammergase. | 145 |
| 5.47 | Ladungsverhältnis und Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Testebene bezogen auf die Referenzebene als Funktion der Meßzeit bei unterschiedlichem Gasfluß in den beiden Ebenen. | 147 |
| 5.48 | Ladungsverhältnis und Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Testebene bezogen auf die Referenzebene als Funktion der Meßzeit, wenn der Gasfluß in der Testebene unterbrochen wird. | 148 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|---------|--|-----|
| Tab. 1 | Kenngrößen elektromagnetischer und hadronischer Schauer für Flüssig-Argon, Eisen, Blei und Uran..... | 18 |
| Tab. 2 | Eigenschaften von Gasen..... | 27 |
| Tab. 3 | Kalibration und Energieauflösung der Analogauslese des instrumentierten Eisens für Pionen [BER91]. | 43 |
| Tab. 4 | Kenngrößen der für die Messungen benutzten Einzelebenen. | 48 |
| Tab. 5 | Werte zur Form der Pad- und Drahtpulse bei Streamerentladungen. | 71 |
| Tab. 6 | Werte der Parameter für das Modell zum Übersprechen bei den Padsignalen für eine Integrationszeit von 1,9 μ s..... | 86 |
| Tab. 7 | Vergleich der Verhältnisse der gemessenen Widerstandswerte für die Ebenen mit den Ergebnissen des Modells zum Übersprechen bei den Padsignalen..... | 86 |
| Tab. 8 | Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit für das Standardgas (25% Ar + 75% iC_4H_{10}) und die drei-komponentige Gasmischung 2,5% Ar + 9,5% iC_4H_{10} + 88% CO_2 | 106 |
| Tab. 9 | Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit für die drei-komponentigen Gasmischungen mit unterschiedlichem DME-Anteil: 2,5% Ar + 10% $(CH_3)_2O$ + 87,5% CO_2 , 2,5% Ar + 15% $(CH_3)_2O$ + 82,5% CO_2 , und 2% Ar + 30% $(CH_3)_2O$ + 68% CO_2 | 115 |
| Tab. 10 | Die untersuchten Kammergase ohne Argonzusatz und die Meßbedingungen. | 116 |
| Tab. 11 | Ergebnisse der Spannungsabhängigkeit für Gase und Gasmischungen ohne Argonanteil: 100% CO_2 , 100% iC_4H_{10} , 100% $(CH_3)_2O$, 8,2% $(CH_3)_2O$ + 91,8% CO_2 und 15% $(CH_3)_2O$ + 85% CO_2 | 123 |
| Tab. 12 | Druck- und Temperaturkoeffizienten der Signalladung in Streamerkammern. | 124 |
| Tab. 13 | Maximale Driftzeit und Verteilungsmaximum der Zeitdifferenz für die Pulsmaxima von Mehrfachentladungen. | 129 |
| Tab. 14 | Zusammenfassung der untersuchten Kammergase und einige ihrer Eigenschaften. | 152 |

Literaturverzeichnis

- [ALE80] G.D. Alekseev et al., *Investigation of self-quenching streamer discharge in a wire chamber*, Nucl. Instr. and Meth. 177 (1980) 385
- [AMA81] U. Amaldi, *Fluctuations in calorimetry measurements*
Physica Scripta, Vol.23 (1981) 409
- [AN88] An Ji Gang et al., *A study of the self quenching streamer mode using a Nitrogen laser*
Nucl. Instr. and Meth. A267 (1988) 396
- [ATA82] M. Atac, A.V. Tollestrp and D. Potter, *Self-quenching streamers*
Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 345
- [ATA83] M. Atac, F. Bedeschi and J. Yoh, *Gas sampling calorimeter studies in proportional, saturated avalanche and streamer mode*
IEEETrans.on Nucl. Sci., Vol. NS-30, No. 1, 103 (1983)
- [ATA86] M. Atac, *Wire chamber aging*
Proc. of the Workshop on radiation damage to wire chambers
Lawrence Berkeley Laboratory 1986, ed. J. Kadyk
- [BAT82] G. Battistoni et al., *Resistive cathode transparency*
Nucl. Instr. and Meth. 202 (1982) 459
- [BAT83] G. Battistoni et al., *Influence of gas mixture and cathode material on limited streamer operation*, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 433
- [BEN89] A.C. Benvenuti et al., *A nonflammable gas mixture for plastic limited streamer tubes*
Nucl. Instr. and Meth. A284 (1989) 339
- [BEN90] A.C. Benvenuti et al., *The limited streamer tubes of the SLD*
Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 353
- [BER87] H. Bergstein, *Untersuchungen zur Auslese von Gas-Zählern im Streamerbereich*
Diplomarbeit RWTH Aachen 1987
- [BER91] H. Bergstein et al. (H1 Myon Gruppe), *Beam calibration of the H1 Tail Catcher at CERN*, Interner H1 Bericht H1-10/91-197, DESY, Hamburg 1991
- [BER92] G. Bernardi, W. Hildesheim, *A detailed simulation of F₂ measurability at HERA*
Proc. of the HERA Workshop October 29-30, 1991
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY 1992
- [BIN90] E. Binder, *Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden*
Diplomarbeit Universität Hamburg 1989, DESY F21-90-02 (1990)
- [BJO69] J.D. Bjorken, *Asymptotic sum rules at infinite momentum*
Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- [BOY92] A. Boyarski und D. Briggs, *Studies of Helium based drift chamber gases for high-luminosity low energy machines*, Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 267
- [BRE75] A. Breskin et al., *Recent observations and measurments with high-accurracy drift chambers*, Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 189
- [BÜN92] L. Büngener, *Interkalibration der Türme des H1-Tailcatchers*
Diplomarbeit Universität Hamburg 1992

- [DAU86] E. Daubie et al., *Drift chambers with delay line readout operated in the limited streamer mode*, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 435
- [EBE90] J. Ebert, *Kapazitive Auslese von Streamerrohren im H1-Detektor*
Diplomarbeit Universität Wuppertal 1990
- [EBE93] J. Ebert, Private Mitteilung
- [ENG84] J. Engler, *Status and perspectives of liquid argon calorimeters*
Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 525
- [FAB85] C.W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*
CERN - EP / 85 - 54 (1985)
- [FAB89] C.W. Fabjan and R. Wigmans, *Energy measurement of Elementary Particles*
CERN - EP / 89 - 64 (1989)
- [FAR83] W. Farr et al., *Readout of drift chambers with a 100 MHz flash ADC system*
IEEE Transactions NS-30.1 (1983) 95
- [FIL86] N.A. Filatova et al., *Operation of plastic streamer tubes with high resistivity varnish*
Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986) 91
- [FIS78] H.G. Fischer, *Multiwire proportional quantameters*
Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 81
- [FIS90] H. Fischle, J. Heintze und B. Schmidt, *Experimental determination of ionization cluster size distribution in counting gases*, Nucl. Instr. and Meth. A301 (1991) 202
- [FRA92] M.M. Frage et al., *Fragments and radicals in gaseous detectors*
Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 284
- [FUJ84] K. Fujii et al., *Study of limited streamer drift tube performance*
Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 23
- [GAS88] F. Gasparini et al., *Drift time measurement in limited streamer tubes*
Nucl. Instr. and Meth. A267 (1988) 87
- [GYG83] E. Gygi und F. Schneider, *Considerations about the charge collection on the larocci - tube*, CERN - EP Int./83 - 06 (1983)
- [HAW87] P. Hawelka, *Entwicklung und Test einer hochauflösenden Driftkammer in Zylindergeometrie*, Dissertation RWTH Aachen 1987
- [H1T86] Technical Proposal for the H1 Detector
H1 Collaboration, DESY, Hamburg 1986
- [H1T87] H1-Technical Progress Report
H1 Collaboration, DESY, Hamburg 1987
- [H1T89] H1-Technical Progress Report
H1 Collaboration, DESY, Hamburg 1989
- [HOL65] E.H. Holt und R.E. Haskell, *Plasma Dynamics*
Macmillan 1965
- [HOM87] G. Hommel, *Handbuch der gefährlichen Güter*
Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1987
- [HÜB90] A. Hübel, *Untersuchung der Winkelabhängigkeit der erzeugten Ladung bei Limited Streamer Tubes*, Diplomarbeit Universität Wuppertal 1990

- [ING88] G. Ingelmann et al., *Deep inelastic physics and simulation*
Proc. of the HERA Workshop October 12 - 14, 1987, ed. R.D. Peccei, DESY 1988
- [JAC79] F. Jacquet, A. Blondel
vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe: Detectors for Charged Current Events
Proc. of the Study of an ep Facility for Europe, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979
ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377
- [JIB88] M. Jibaly et al., *Some results on the aging of wire chambers with Dimethyl ether*
Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 161
- [JIB89] M. Jibaly et al., *The aging of wire chambers with Dimethyl ether: Wire and construction materials and Freon impurities*, Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 692
- [JUS91] F. Just, *Test eines Moduls des H1 - Eisenjochs in der Detektorkonfiguration*
Diplomarbeit Universität Wuppertal 1991
- [KAM87] Y. Kamyshev et al., *The self-quenching streamer discharge in Ar - CO₂ mixtures*
Nucl. Instr. and Meth. A257 (1987) 125
- [KLE87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*
Teubner Verlag, Stuttgart 1987
- [KRA92] B. Krames, *Untersuchungen zum Streamer-Mechanismus und zur Optimierung der Betriebseigenschaften der H1-Müon-Kammern*, Diplomarbeit RWTH Aachen 1992
- [LIM88] E.P. De Lima et al., *The charge distribution of self-quenching streamers*
Nucl. Instr. and Meth. A267 (1988) 93
- [LOC92] P. Loch, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation Universität Hamburg 1992
- [MCD73] E.W. McDaniel, E.A. Mason, *The mobility and diffusion of ions in gases*
Wiley, New York, 1973
- [MOR89] J.H. Moromisato et al., *Nonflammable gas mixtures for streamer tubes*
Nucl. Instr. and Meth. A274 (1989) 177
- [NIE91] F. Niebergall, *Calibration and Data Correction for the TC Calorimeter*
Interner H1 Bericht H1-02/91-163, DESY, Hamburg 1991
- [NOR92] F. Norpoth, *Hochspannungsregelung der Streamerrohrkammern des H1 Detektors*
Diplomarbeit Universität Hamburg 1992
- [PAR86] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*
Physics Letters 239B (1986)
- [SAU77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*
CERN Report 77-09, 1977
- [STE91] M. Steenbock, *Monte-Carlo-Studien über kalorimetrische Eigenschaften der H1-Streamerrohrinstrumentierung*, Diplomarbeit Universität Hamburg 1991
- [TOM72] T. Tomitani, *Analysis of potential distribution in a gaseous counter of rectangular cross-section*, Nucl. Instr. and Meth. 100 (1972) 179
- [TUT91] J. Tutas, *Myonen im H1-Detektor: Die Auslese der Streamerkammerdaten und ihre Verwendung in ausgewählten physikalischen Prozessen*
Dissertation RWTH Aachen 1991
- [VAV86] J. Va'vra, *Review of wire chamber aging*
Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 547

- [VAV90] J. Va'vra, *Aging of gaseous detectors*, Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, March 1990, ed. E.P. Solodov
- [VIL83] F. Villa, *Dimethylether: A low velocity, low diffusion drift chamber gas*
Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 273
- [WAL79] A. Walenta, J. Fischer, H. Okuno and C. Wang, *Measurements of the ionization loss in the region of relativistic rise for noble and molecular gases*
Nucl. Instr. and Meth. 161 (1979) 45
- [WIG87] R. Wigmans, *On the energy resolution of Uranium and other hadron calorimeters*
Nucl. Instr. and Meth. A259 (1987) 389
- [WIG872] R. Wigmans, *Energy loss of particles in dense matter - calorimetry*
NIKHEF - H/87 - 12 (1987)
- [WIL89] R. Willimek, *Untersuchungen zur Padaslese von Streamerrohren*
Diplomarbeit Universität Wuppertal 1989
- [YOU86] You Tie-Jian, Chen Hong-Fang and Yang Bao-Zhong, *Self-Quenching streamer discharge under extremely large amounts of quenching gas*
Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 61
- [ZAR89] A. V. Zarubin, *Proporties of wire chamber gases*
Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 409
- [ZIT92] S. Zitzen, *Untersuchungen zum Streamermoder von Gasentladungsdetektoren*
Dissertation RWTH Aachen 1992

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Vor allem danke ich Herrn Prof. Dr. D. Schmidt für die interessante Aufgabenstellung und sehr gute Betreuung dieser Arbeit.

Weiterhin danke ich Herrn Dr. I. Tichomirov für die wertvollen Anregungen bei der Auswahl der Gasmischungen und die Mithilfe bei den Messungen.

Dank auch an alle Mitarbeiter der Gruppe F32 am Deutschen Elektronen Synchrotron, speziell Herrn Joachim Ebert für die Hilfe beim Meßaufbau und die fruchtbaren Diskussionen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Frau Gabriele Matzullat für die Unterstützung bei den technischen Zeichnungen und für die Durchsicht dieser Arbeit.