

Untersuchungen zum
Streamer-Mechanismus und zur
Optimierung der Betriebseigenschaften
der H1-Müon-Kammern

von

Bert Krames

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen

im September 1992

angefertigt im
I. Physikalischen Institut Lehrstuhl B/C

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung in die Thematik	3
1.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA	3
1.2 Der H1-Detektor	3
1.3 Die H1-Streamerrohrkammer	6
1.4 Die Aufgaben dieser Diplomarbeit	7
2 Die Streamerentladung	9
3 Allgemeine Untersuchungen zur Streamerentladung	13
3.1 Der Experimentaufbau	13
3.2 Der Übergang vom Proportional- in den Streamermodus	16
3.3 Zählratenkurven	16
3.4 Nachweiswahrscheinlichkeiten	20
3.5 Die Abhängigkeit von den Gasparametern	21
4 Untersuchungen zum zeitlichen Verlauf von Streamerentladungen	25
4.1 Driftzeitspektren	27
4.2 Kurzzeitkorrelierte Nachpulse	28
5 Kathodenauslese zur zusätzlichen Ortsinformation	37
5.1 Die Entstehung des Kathodensignales	37
5.2 Kalibration einer Kammer	40
5.3 Die Abhängigkeit von den Betriebsparametern	43
6 Untersuchungen zur Abhängigkeit der Entladung vom Einfallswinkel kosmischer Mμonen	49
6.1 Der Experimentaufbau	49
6.2 Das Me β - und Auswertungsverfahren	56
6.3 Die Ergebnisse	59
7 Zusammenfassung	71

Tabellenverzeichnis

3.1	Die verwandten Gase.	15
3.2	Die Ergebnisse für die Spannungsabhängigkeit der mittleren Ladung.	18
3.3	Die Ergebnisse für die Druckabhängigkeit der mittleren Ladung.	24
4.1	Die maximalen Driftzeiten.	28
6.1	Das Winkelauflösungsvermögen bei der Rekonstruktion des Einfallswinkels.	60

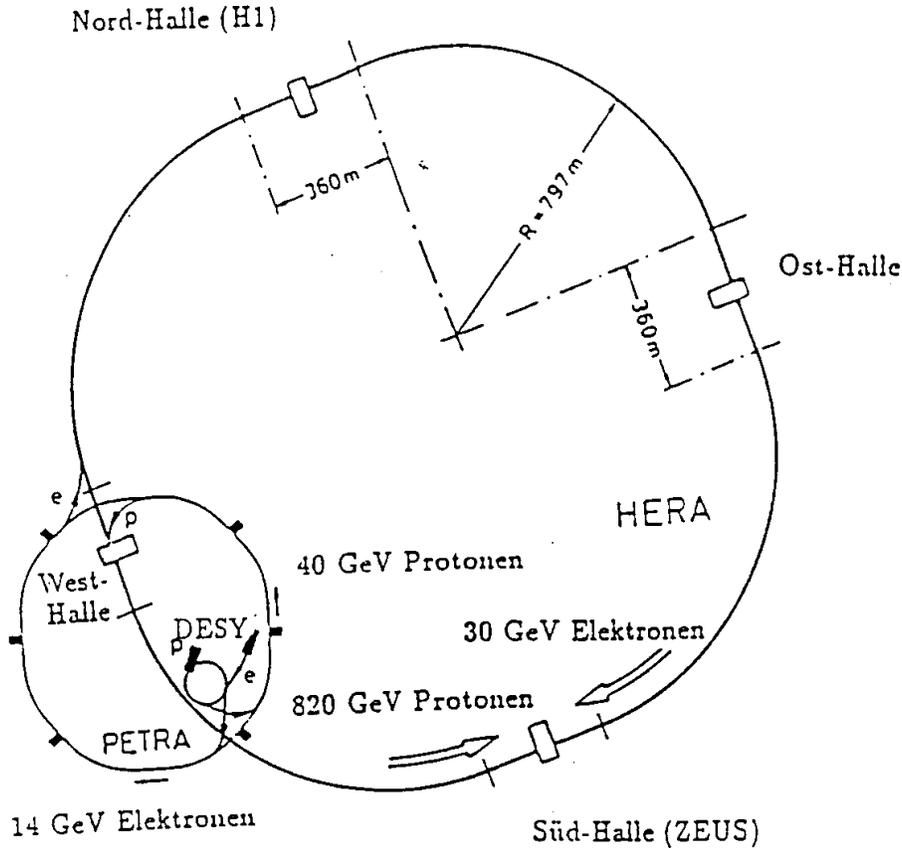


Abbildung 1.1: Skizze des Speicherringes HERA.

zu vermessen, werden leistungsfähige Detektoren benutzt, die sich um die Wechselwirkungszone herum befinden. Der H1-Detektor ist ein solches Nachweisgerät. Abbildung 1.2 zeigt eine Skizze seines Aufbaues.

Die Bahnen der bei der Wechselwirkung gebildeten geladenen Teilchen werden in der zentralen Sporkammer (2) und in der Sporkammer für die Vorwärtsrichtung (3) vermessen. Das magnetische Feld des Supraleitungsmagneten (6), das hier eine nahezu homogene Kraftflußdichte von rund 1.2 Tesla aufweist, dient dabei dazu, die geladenen Teilchen entsprechend ihrem Impuls abzulenken. Die Bestimmung der Gesamtenergie der in Folge der Wechselwirkung entstehenden Teilchen erfolgt mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters (4) und des Hadronkalorimeter (5). Sie arbeiten als Ionisationskammern in der Flüssig-Argon-Technologie.

Um diesen inneren Detektor herum befindet sich das Rückführungsjoch (10) des Magneten. Zwischen den zehn einzelnen Eisenlagen von ca. 7.5 cm Dicke sind Streuerrohrkammern angeordnet. Sie dienen zum Nachweis der Teilchen, deren Energie

- Experiment H1**
- 1 Beam pipe and beam magnets
Strahlrohr und Strahlmagnete
 - 2 Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern
 - 3 Forward tracking chambers and Transition radiators
Vorwärtskammern und Übergangstrahlungsmodul
 - 4 Electromagnetic Calorimeter (lead)
Elektronenmagnetisches Kalorimeter (Blei) } Flüssig Argon
Flüssig Argon
 - 5 Hadronic Calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)
 - 6 Superconducting coil (11.2 T)
Supraleitende Spule (11,2 T)
 - 7 Compensating magnet
Kompensationsmagnet
 - 8 Helium cryogenics
Helium Kälteanlage
 - 9 Muon chambers
Myon-Kammern
 - 10 Instrumented Iron (iron stabs + streamer tube detectors)
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Stromeröhren-Detektoren)
 - 11 Muon toroid magnet
Myon-Toroid-Magnet
 - 12 Warm electromagnetic calorimeter
warmes elektronenmagnetisches Kalorimeter
 - 13 Plug calorimeter (Cu, Si)
Vorwärts-Kalorimeter
 - 14 Concrete shielding
Betonabschirmung
 - 15 Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat

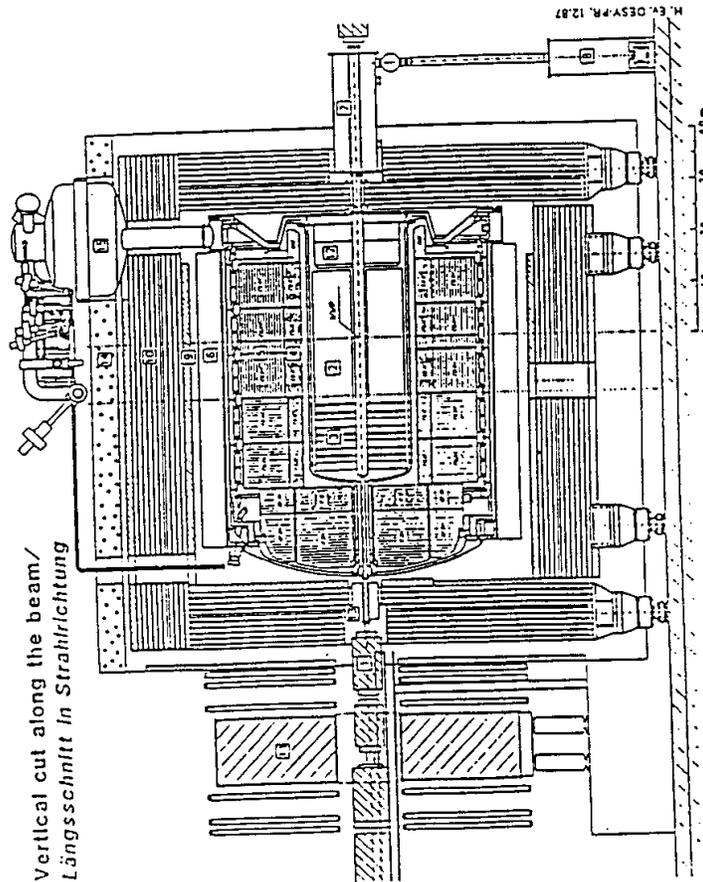


Abbildung 1.2: Der Aufbau des H1-Detektors, (Erklärung der Ziffern im Text).

noch nicht vollständig in den Kalorimetern absorbiert worden ist. Dazu gehören Hadronen, die das Kalorimeter verlassen, aber auch minimal ionisierende Müonen. Die Spuren solcher Müonen können außerdem rekonstruiert werden.

Die Streamerrohrkammern des instrumentierten Eisenjoches stellen den zentralen Gegenstand dieser Arbeit dar und werden deshalb im folgenden Paragraphen ausführlich beschrieben.

1.3 Die H1-Streamerrohrkammer

Die Ausführung der Streamerrohrkammern, die im H1-Detektor Anwendung finden, ist speziell auf die Bedürfnisse des Experimentes zugeschnitten. Sie stellt eine Weiterentwicklung der bereits bekannten 'Tarocckammer' [2] dar.

Abbildung 1.3 zeigt die Skizze einer Kammerlage im Detektor. Das einzelne Element ist aus zwei Kammerprofilen gasdicht zusammengefaßt. Jedes Profil bildet acht nebeneinanderliegende Rohre. Alle sechzehn Rohre haben jeweils einen aktiven quadratischen Querschnitt von ca. $9 \times 9 \text{ mm}^2$ und eine Länge von ca. 1 m bis zu 6 m. Als Material wurde der halogenfreie und schwer entflammbare Kunststoff Luranyl¹ gewählt. Auf die Innenseite des Profils ist eine niederohmige Graphitschicht mit einem Oberflächenwiderstand von ca. $10 \text{ k}\Omega/\square$ aufgebracht, die die Kathode bildet. Die Oberseite wird mit einem ebenfalls graphitbeschichteten Deckel abgeschlossen,

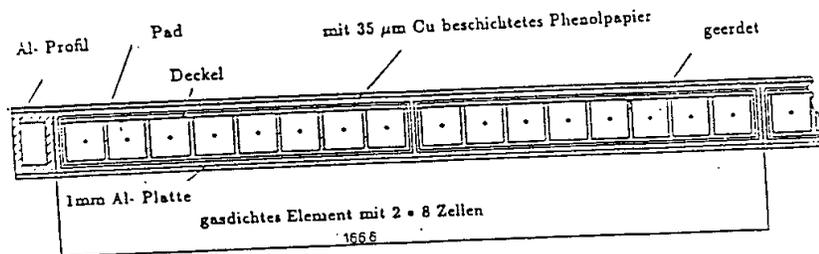


Abbildung 1.3: Querschnitt durch eine Kammerlage, entnommen aus [3].

dessen Oberflächenwiderstand allerdings einige $\text{M}\Omega/\square$ beträgt. Im Zentrum jedes Rohres ist ein versilberter Kupfer-Beryllium-Draht mit $100 \mu\text{m}$ Durchmesser gespannt. Zwischen diesem und der Graphitschicht liegt eine Spannung von rund 4500 Volt an, wobei sich der Draht auf Massepotential befindet. Die Kammern werden im Streamermodus betrieben und an ihren Drähten ausgelesen. Als Zählgas wird eine Mischung aus Argon, iso-Butan und Kohlenstoffdioxid verwendet.

Im H1-Detektor sind zusätzlich auf den einzelnen Kammerlagen Influenzelektroden angebracht. Diese sind als senkrecht zum Draht gelegene Streifen mit einer Breite von 17mm oder als sogenannte 'Pads' mit einer Größe zwischen $30 \times 30 \text{ cm}^2$ und

¹eingetragene Warenbezeichnung der BASF Aktiengesellschaft

40 * 50 cm² ausgeführt. Die Streifen und Drähte dienen zur räumlichen Rekonstruktion der Müonenspuren. Da hierzu nur von Interesse ist, ob ein Teilchendurchgang stattgefunden hat oder nicht, erfolgt die Auslese digital. Pads dienen der Kalorimetrie der Hadronen, indem aus der Höhe der gemessenen Padladung auf die Energie, die die Teilchen im hadronischen Schauer deponiert haben, geschlossen wird.

1.4 Die Aufgaben dieser Diplomarbeit

In den letzten Jahren sind eine Reihe von Arbeiten zur Streamerentladung veröffentlicht worden (z.B. [4], [5], [6]). Die dabei vorgestellten Untersuchungen beziehen sich größtenteils auf das Standard-Gas für den Streamermodus (25% Argon und 75% i-Butan) oder auf andere Gasmischungen mit sehr hohen Anteilen organischer Gase.

In dieser Arbeit sollen die Erfahrungen mit diesen Betriebsarten der Streamerentladung auch auf das 3-komponentige Gasgemisch (2.5% Argon, 9.5% i-Butan, 88% Kohlenstoffdioxid), das in den Streamerrohrkammern des H1-Detektors Anwendung findet und sich durch einen nur geringen Anteil organischen Gases auszeichnet, erweitert werden. Einige Erfahrungen mit diesem Gas sind bereits in [6] aufgeführt.

Um einen objektiven Vergleich zu früheren Untersuchungen zu erhalten, soll ein Anschluß an die Messungen für das Standardgas erfolgen. Dies läßt zudem einen direkten Vergleich zwischen beiden Betriebsvarianten zu.

Kapitel 3 wird zunächst die allgemeinen Eigenschaften der Streamerbildung im drei-komponentigen Gasgemisch wie zum Beispiel Nachweiswahrscheinlichkeiten, Zählratenkurven, usw. vorstellen. Daran schließen sich Untersuchungen zu den Verteilungen der Driftzeit der Elektronen im Gas und zu zeitlich korrelierten Nachpulsen der Gasentladung an. In Kapitel 6 folgen die Messungen zur Abhängigkeit der Entladung vom Einfallswinkel geladener Teilchen und die Diskussion ihrer Ergebnisse. Dahinter verbirgt sich die wichtige Abhängigkeit der Streamerausbildung von der Primärionisation. Die Untersuchungen des 6. Kapitels bilden einen wesentlichen Aspekt zur Verbesserung der Eigenschaften des H1-Streamerrohrkalorimeters. Die für die Durchführung der Messungen entwickelte Methode der Kathodenauslese wird in Kapitel 5 vorgestellt. Zum besseren Verständnis soll jedoch als erstes die Streamerentladung im folgenden Kapitel näher erläutert werden.

Kapitel 2

Die Streamerentladung

Radioaktive Strahlung ist in der Lage, Wechselwirkung mit Materie durchzuführen. Für elektrisch geladene Teilchenstrahlung stellt die Ionisation von Atomen bzw. Molekülen den Hauptanteil dieser Wechselwirkung dar. Bei den Stößen mit Hüllenelektronen verliert das jeweilige Teilchen entsprechend der Bethe-Bloch-Beziehung Energie [7], [8]. Diese Eigenschaften werden in Gasentladungsdetektoren benutzt, um geladene Teilchen nachzuweisen. Man unterscheidet zwischen drei grundsätzlichen Arten der Gasentladung.

In der *Ionisationskammer* ist die elektrische Feldstärke, die durch die von außen angelegte Spannung aufgebaut wird, gerade so groß, daß alle bei einem Teilchendurchgang gebildeten Ionenpaare getrennt werden. Die Ladungsträger—meist Elektronen und positiv geladene Ionen—influenzieren während ihrer Wanderung zu den Elektroden in diesen ein elektrisches Signal. Die Signalladung ist gleich der primär von dem Teilchen gebildeten Ionisationsladung.

In Drahtkammern kann die Feldstärke in der Nähe des Anodendrahtes aufgrund der radialsymmetrischen Feldstruktur sehr hoch werden. Ab einer kritischen Feldstärke übersteigt die Energie, die ein Elektron erlangen kann, das Ionisationspotential des Gases. Driftende Elektronen ionisieren nun auf dem Weg zur Anode weitere Gasmoleküle. Dieser Vorgang wird als Stoßionisation bezeichnet. Es entstehen ganze 'Ladungslawinen', die auf den Anodendraht zustürzen. Die dabei gebildete Ladung ist in einem großen Feldstärkebereich proportional zur Primäriionisation mit einem Gasverstärkungsfaktor von bis zu 10^7 . Man nennt diese Art der Gasentladung *Proportionalentladung*. In Proportionalzählern werden meist Edelgase, bevorzugt Argon als Hauptanteil des Kammergases, verwendet. Der bei dieser Entladungsform mögliche Rückschluß auf die Primäriionisation und eine daraus folgende Teilchenerkennung wird bei großflächigen Detektoren nur selten genutzt.

Wird die elektrische Feldstärke weiter erhöht, so wächst die in einer Lawine gebildete Ladung rasch an. Außerdem steigt die Zahl der innerhalb der Lawine durch Stöße erzeugten Photonen. Die Energie dieser Photonen reicht aus, um im Gas Photoionisation oder am Material der Kammerberandung Photoeffekt durchzuführen und so neue Lawinen zu starten. Mit der Zahl der Photonen steigt auch die Wahrscheinlichkeit für einige Photonen, das Gebiet außerhalb der Lawine zu erreichen. Reicht die mittlere freie Weglänge der Photonen aus, die primäre Lawine zu verlas-

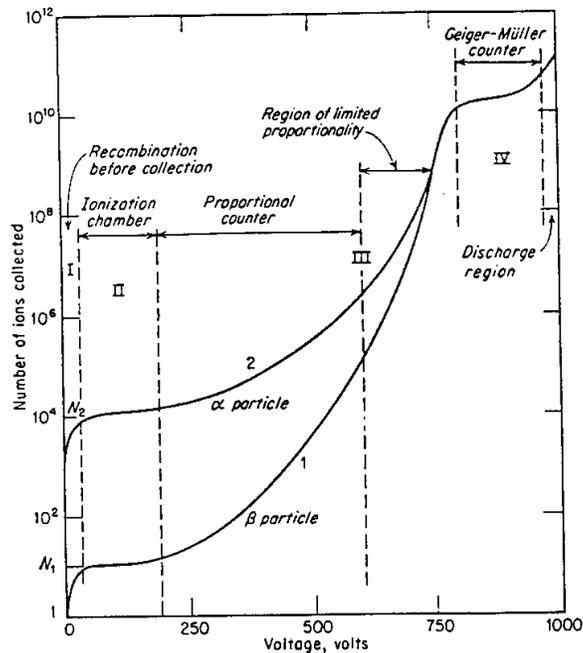


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der Signalladung von der an die Kammer angelegten Spannung und der primär gebildeten Ladung, entnommen aus [9].

sen, so werden die dabei erzeugten sekundären Lawinen schnell das gesamte Gasvolumen ausfüllen. Diese Art der Gasentladung wird *Geigermodus* einer Teilchennachweiskammer genannt. Die Entladung kann nun nur noch durch äußere elektronische Beschaltung oder durch einen Löschgaszusatz zum Zählgas gestoppt werden. Ein solches Löschgas—meist wird ein mehratomiges organisches Gas verwandt—weist hohe Wirkungsquerschnitte für Photonen im Ultraviolett- bis Vakuum-Ultraviolett-Bereich auf. Schon mit wenigen Volumenprozenten Löschgasanteils läßt sich die Geigerentladung bremsen. Abbildung 2.1 zeigt die Abhängigkeit der Signalladung von der an die Kammer angelegten Spannung und von der primär gebildeten Ladung. Außerdem sind die verschiedenen Entladungsbereiche der Ionisations-, Proportional- und Geigerentladung eingetragen.

Durch eine Erhöhung des Löschgasanteils wird die mittlere freie Weglänge der Photonen weiter verringert. Für sehr hohe Anteile (ab ungefähr 50 %) erreichen die Photonen lediglich das die primäre Lawine unmittelbar umgebende Volumen und sind nur dort in der Lage neue Lawinen zu starten. Dabei kommen Effekte zum Vorschein, die bei den oben erwähnten Entladungsarten keine große Rolle spielen.

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas ist deutlich größer als die der Ionen, so daß relativ zur Bewegung der Elektronen zum Draht die Ionen als ruhend angesehen werden können. Durch das Zurückbleiben der positiven Atomrümpfe bildet sich eine hohe Raumladung aus. Diese Raumladung kann das radialsymmetri-

sche statische äußere elektrische Feld stark verzerren und dadurch die fortschreitende Entladung entscheidend beeinflussen.

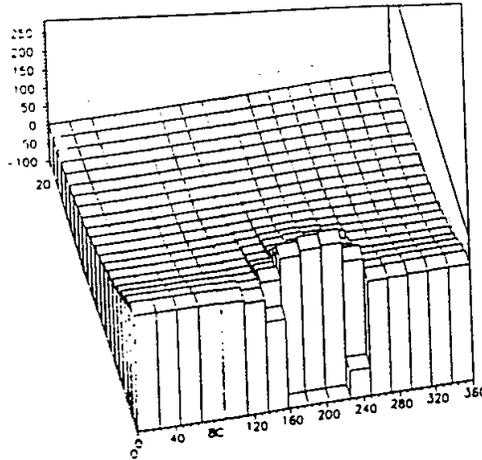


Abbildung 2.2: Die Verzerrung des elektrischen Feldes am Ende der Streamerausbildung mit dem Bereich überhöhter Feldstärke. Auf der horizontalen vorderen Achse ist der Polarwinkel, nach hinten der radiale Abstand zum Draht in nicht-linearen Schritten aufgetragen, entnommen aus [10].

Abbildung 2.2 stellt die Höhe der elektrischen Feldstärke in der Umgebung einer Entladung dar. In dem Gasvolumen, das zwischen der positiven Raumladung und dem Draht liegt, verringert sich die Feldstärke und bremst hier die Entwicklung der Entladung. Auf der gegenüberliegenden Seite der Raumladung wird jedoch das elektrische Feld verstärkt. Hier können driftende Elektronen sekundäre Lawinen erzeugen. Weil dabei erneut positive Raumladung gebildet wird, breitet sich die Entladung solange weiter in Richtung Kathode aus, bis die Feldstärke aufgrund ihrer Radialsymmetrie zu klein wird, um Stoßionisation anzuregen. In dem Gebiet um die Raumladung herum verhindern hauptsächlich Rekombinationen der Ladungsträgerpaare und Streuungen der Elektronen an den einzelnen positiven Atomrümpfen die seitliche Ausbreitung der Entladung [10].

Diese zusätzliche Entladungsart wird der *Streamermodus* einer Teilchennachweiskammer genannt. Abbildung 2.3 zeigt einige Fotografien von Streamerentladungen [11]. Im Streamermodus ist ähnlich wie im Geigermodus die Signalladung nicht proportional zur Primärionisation und außergewöhnlich hoch (verglichen mit der Proportionalentladung). Allerdings besitzt die Streamerentladung einen entscheidenden Vorteil gegenüber der Geigerentladung. In einer Geigerkammer breitet sich die Entladung entlang des gesamten Zählrahtes aus. Da daraufhin der Draht auf seiner ganzen Länge von einem positiv geladenen 'Ionenschlauch' umgeben ist, vermag das Zählrohr erst dann wieder Strahlungsteilchen zu registrieren, wenn sich der Großteil der Ionen zur Kathode bewegt hat. Typische 'Totzeiten' für Geigerzähler sind einige hundert μs .

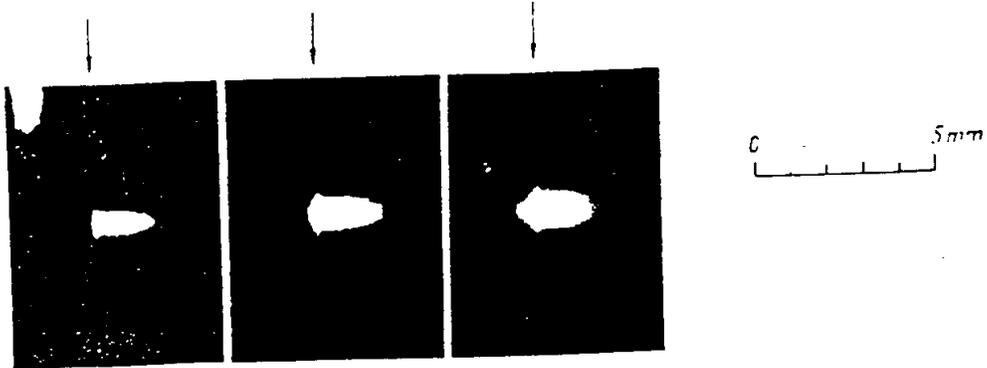


Abbildung 2.3: Fotografien einzelner Streamerentladungen. Der Pfeil oberhalb der Fotografien markiert die Position des Drahtes; entnommen aus [11]

Die Entladung in einer Streamerrohrkammer vollzieht sich jedoch nicht über den gesamten Detektor. Nach einer Streamerentladung ist nur ein kleiner Teil der Kammer (einige mm um den Entladungsort herum) unempfindlich für weitere Strahlung. Über diesen Umweg ist doch wieder eine Energiemessung bei z.B. hadronischen Teilchenschauern möglich.

Kapitel 3

Allgemeine Untersuchungen zur Streamerentladung

In diesem Kapitel sollen die allgemeinen Eigenschaften der Streamerentladung untersucht werden. Speziell für das drei-komponentige Gasgemisch (2.5 % Argon, 9.5 % i-Butan und 88 % Kohlenstoffdioxid), das in den Streamerrohrkammern des H1-Detektors Anwendung findet, werden Zählratenkurven, Nachweiswahrscheinlichkeiten, der Übergang vom Proportionalmodus in den Streamermodus und die Abhängigkeit der Entladung von den Gasparametern (z.B. hydrostatischer Druck) bestimmt. Um die Resultate mit früheren Veröffentlichungen objektiv vergleichen zu können, werden alle Messungen ebenfalls mit dem Standardgas für die Streamerentladung (25 % Argon, 75 % i-Butan) durchgeführt. Dies ermöglicht außerdem einen direkten Vergleich zwischen beiden Betriebsvarianten.

Zunächst wird jedoch der Experimentaufbau vorgestellt, mit dem die Untersuchungen der folgenden Kapitel durchgeführt werden.

3.1 Der Experimentaufbau

Die Skizze des für die Untersuchungen gewählten Experimentaufbaues ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Drei jeweils 1 m lange H1-Streamerrohrkammern sind mit einem Abstand von je 1 cm aufeinandergelegt. Die Kammern sind mit 0.6 mm dicken geerdeten Aluminiumblechen untereinander und nach außen hin elektrisch abgeschirmt. Unterhalb dieses Kammerstapels ist ein Szintillationsdetektor angebracht. Das Szintillatormaterial überdeckt eine etwas größere Fläche als die Streamerrohrkammern, so daß alle Teilchenspuren, die die drei Kammern durchdringen, auch den Szintillationszähler treffen. Bei allen benutzten Kammern wird jeweils nur eines der beiden Profile betrieben; die jeweils acht Drahtsignale sind bei dem größten Teil der Messungen zu je einem Signal zusammengefaßt.

Das Blockschaltbild der elektronischen Verschaltung des Experimentes ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Drahtsignale der einzelnen Kammern werden 10-fach verstärkt (LRS 612A). Sie können in die analogen Eingänge der Geräte ADC (LRS 2249a), FADC oder in jeweils einen Diskriminator D gegeben werden. Der FADC

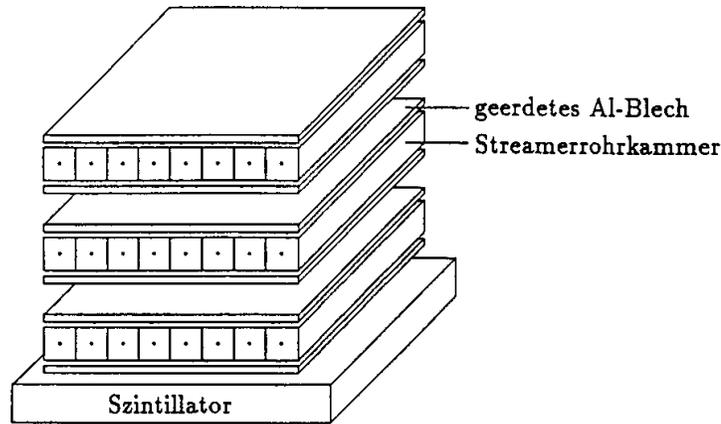


Abbildung 3.1: Der Experimentaufbau.

(Flash Analog to Digital Converter) ist eine Entwicklung des III. Phys. Inst. der RWTH [12],[13]. Er ist mit 100 MHz getaktet (entsprechend einer Zeitauflösung von 10 ns) und kann ein Signal über eine Meßzeit von rund $10 \mu\text{s}$ aufnehmen (1024 Kanäle). Jede der 1024 Spannungsmessungen erfolgt mit einer Auflösung von 6-Bit, wobei die Spannungsempfindlichkeit von 0 bis -1 Volt reicht. Der verwandte ADC hat eine Auflösung von 10-Bit und läßt Ladungsmessungen zwischen 0 und 255 pC zu.

Den Startzeitpunkt jeder einzelnen Messung entscheidet die Koinzidenzeinheit K (LRS 465). Hier kann wahlweise eingestellt werden, ob dieser Zeitpunkt dadurch definiert werden soll, daß in zweien der drei Streamerrohrkammern 'gleichzeitig' (innerhalb eines Zeitintervalles von 100 ns) eine Streamerentladung zündet, oder ob die Entladung einer einzelnen Kammer die Startmarke setzen soll.

Das Ausgangssignal dieser Koinzidenzstufe stellt das Startsignal für die angeschlossenen Zähler und FADC bzw. das Gatesignal von 300 ns für den ADC dar. Ebenfalls wird der Impulsgenerator G (LRS 222) gestartet. Dieser Generator ist mit den 'Veto'-Eingängen der Koinzidenzeinheit K und der Diskriminatoren verbunden und verbietet so weitere Startsignale innerhalb seiner Impulslänge. Die Impulslänge des Vetosignales kann je nach Notwendigkeit auf Werte zwischen $1 \mu\text{s}$ und 10 s eingestellt werden, so daß ein laufender Meßvorgang nicht durch ein neues Startsignal gestört werden kann.

Die Messungen mit dem ADC und den FADC werden von einem Rechner¹ gesteuert. Die Zeit, die vom Rechner für die Weiterverarbeitung der aus dem ADC und den FADC ausgelesenen Daten benötigt wird, übersteigt allerdings $1 \mu\text{s}$ und kann für verschiedene Müonereignisse unterschiedlich sein. Deshalb werden die Vetoingänge der Diskriminatoren zusätzlich durch ein Ausgangssignal des Rechners angesteuert und werden erst freigegeben, sobald der eingelesene Datensatz vollständig bearbeitet ist.

Der Ausgang des Szintillationzählers ist mit einem Diskriminator verbunden, der

¹IBM-kompatibler PC (286-AT)

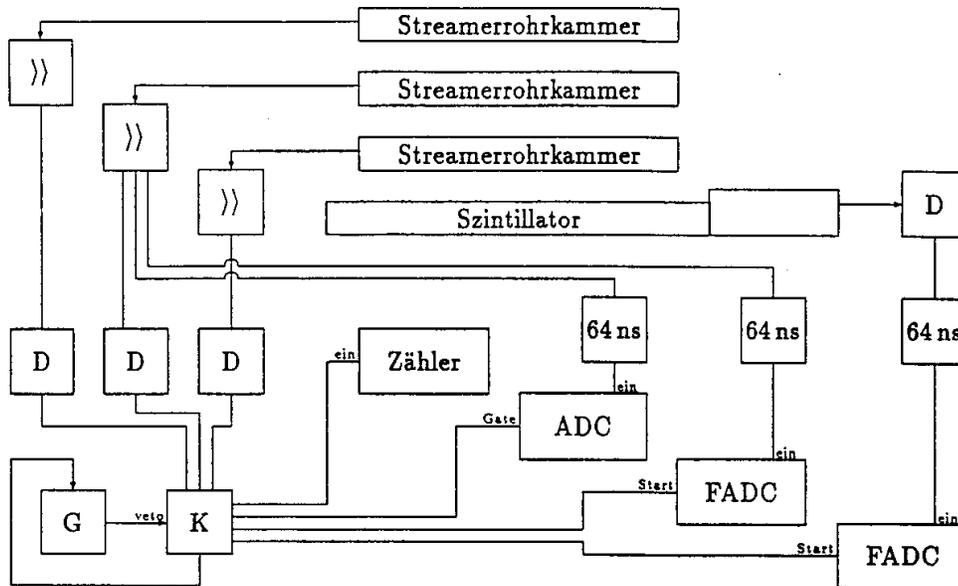


Abbildung 3.2: Blockschaltbild der elektronischen Verschaltung, Erläuterung erfolgt im Text.

Detektorgas	Hersteller	Art	Reinheit
Argon	Linde	6.0	99.9999 %
i-Butan	Linde	2.5	99.5 %
Kohlenstoffdioxid	Linde	4.5	99.995 %

Tabelle 3.1: Die verwandten Gase.

Normimpulse mit einer Länge von 200 ns erzeugt. Diese Signale können ebenfalls mit Hilfe eines FADC eingelesen werden. Sie können benutzt werden, um eine Zeitmarke für den Teilchendurchgang festzulegen. Die Detektorsignale der Kammern und des Szintillators, die zu Messungen mit dem ADC oder dem FADC dienen, werden über eine Verzögerungsstufe um ca. 64 ns verzögert.

Sämtliche beschriebenen Signalwege zwischen den einzelnen Schaltungselementen erfolgen mit Hilfe von 50 Ω -Kabeln. Die ADC- und FADC-Auslese erfolgt mit Hilfe eines 'Camac-Bus' über einen speziellen Controller, der in den Rechner eingebaut ist.

Die zur Herstellung der Gasgemische verwandten Gase sind in Tabelle 3.1 beschrieben. Die Temperatur innerhalb des Laboratoriums, in dem sämtliche Messungen erfolgen, wird von einer Klimaanlage konstant gehalten und kann mit Hilfe eines

Thermometers mit einer Genauigkeit von ca. 1 K bestimmt werden. Für die Messung des hydrostatischen Druckes steht ein Barometer mit einer geschätzten Genauigkeit von 1 mb zur Verfügung.

3.2 Der Übergang vom Proportional- in den Streamermodus

Der oben beschriebene Experimentaufbau wird dazu benutzt, den Übergang vom Proportional- in den Streamermodus der H1-Kammern zu untersuchen. Drei mit dem ADC für das Standardgas aufgenommene Ladungsspektren zeigt Abbildung 3.3. Sie stellt Messungen bei einem Druck von 1010 mbar und Detektorspannungen von 4.1, 4.3 und 4.5 kV dar. Bei 4100 Volt liegt noch der Proportionalmodus vor. Das bedeutet, daß noch keine der Entladungslawinen eine Streamerentladung zu zünden vermag. Das Ladungsspektrum bei 4300 Volt läßt sich als Übergangsspektrum bezeichnen. Hier liegen beide Modi quasi parallel zu gleichen Teilen vor. Die mittlere Ladung der Verteilungen beider Entladungsarten unterscheidet sich typisch um den Faktor 10. Bei 4500 Volt hat sich der Übergang zum Streamermodus bereits vollzogen: Fast alle Lawinen sind in der Lage, eine Streamerentladung auszubilden. Für die drei-komponentige Gasmischung findet der Übergang in ähnlicher Weise bei ca. 4350 Volt statt.

Um den Verlauf des Überganges zwischen dem Proportional- und dem Streamermodus übersichtlich darzustellen, wird als mittlere Signalladung der Mittelwert aus den einzelnen Spektren gegen die zugehörige Hochspannung aufgetragen. Auf einem Spannungsintervall von ca. 300 Volt um die Übergangsspannung herum existieren beide Modi parallel. Hier wird jeweils eine mittlere Ladung aus dem Teil der Verteilung berechnet, die von Proportionalentladungen herrührt, und eine aus dem Teil, der von Streamerentladungen bestimmt wird. In Abbildung 3.4 ist die mittlere Signalladungen für das drei-komponentige Gasgemisch in Abhängigkeit der Betriebsspannung bei einem Druck von ca. 1000 mbar aufgetragen. Ebenfalls sind die Ergebnisse für das Standardgas bei einem Druck von 1000 mbar dargestellt.

Für beide Gase ist der Sprung in der mittleren Ladung als Übergang zwischen den Entladungsarten deutlich zu erkennen. Außerdem lassen sich aus dem Diagramm die absolute Abhängigkeit $\frac{\Delta \bar{Q}}{\Delta U}$ der mittleren Streamerladung von der angelegten Hochspannung U sowie die relative Abhängigkeit $\frac{\Delta \bar{Q}}{\bar{Q} \cdot \Delta U}$ entnehmen. Die Ergebnisse für beide Gasgemische gibt Tabelle 3.2 wieder. Sie stimmen gut mit den Untersuchungen für das Standardgas in [14] sowie in [15] überein.

3.3 Zählratenkurven

Als Zählratenkurve wird der Verlauf der Zählrate bezeichnet, die nur mit Hilfe eines Diskriminators in Abhängigkeit der am Detektor angelegten Hochspannung aufgenommen wird. Zählratenkurven werden häufig bei Untersuchungen von Gasentladungsdetektoren als global alle Einstellungen umfassend verwandt. Es können zwei

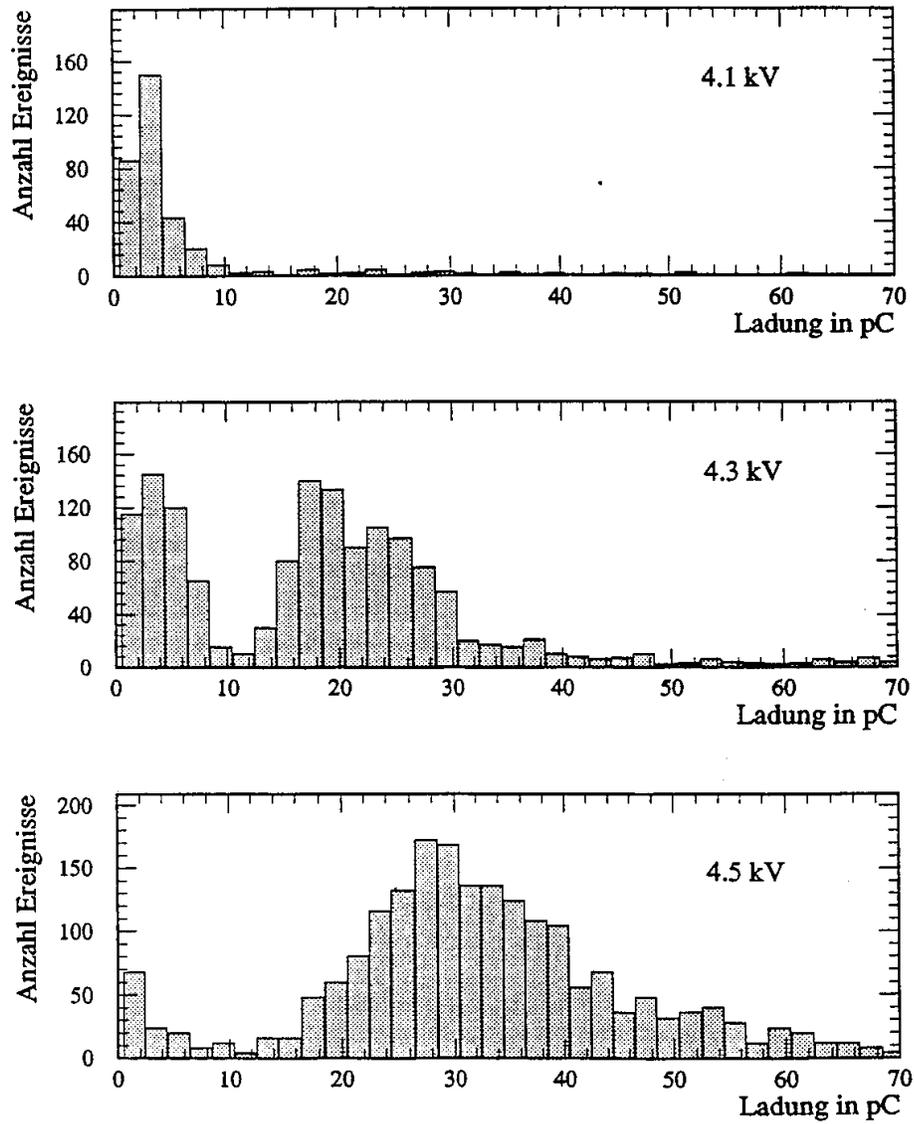


Abbildung 3.3: Ladungsspektren bei 1010 mbar bei 4.1, 4.3 und 4.5 kV für das Standardgas.

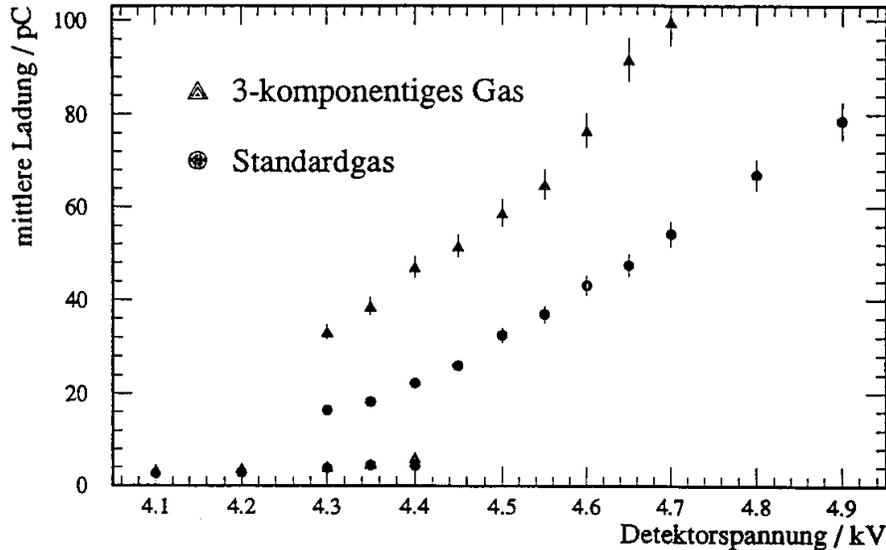


Abbildung 3.4: Die mittlere Ladung im Proportional- und Streamermodus in Abhängigkeit von der Hochspannung. Die Fehler sind durch die Reproduzierbarkeit der Mittelwerte gegeben.

Detektorgas	Übergangsspannung	$\frac{\Delta \bar{Q}}{\Delta U}$	$\frac{\Delta \bar{Q}}{\bar{Q} \cdot \Delta U}$
3-komponent. Gas	ca. 4300 Volt	$(14.5 \pm 2) \frac{pC}{100 V}$	$(20 - 40) \frac{\%}{100 V}$
Standardgas	ca. 4350 Volt	$(11 \pm 1.5) \frac{pC}{100 V}$	$(20 - 30) \frac{\%}{100 V}$

Tabelle 3.2: Die Ergebnisse für die Spannungsabhängigkeit der mittleren Ladung.

Zusatzbedingungen am Diskriminator eingestellt werden; die Diskriminatorschwelle und die Weiteneinstellung des Diskriminators.

Die Diskriminatorschwelle legt einen Mindestwert fest, den die Signalhöhe betragen muß, um registriert zu werden. Für Streamerrohrkammern wird diese Schwelle sinnvollerweise so eingestellt, daß möglichst alle Streamerentladungen gezählt werden, jedoch Signale, die aus Proportionalentladungen stammen, nicht berücksichtigt werden. Typische Schwellen für die benutzten Streamerrohrkammern liegen zwischen 10 und 20 mV (5 - 10 pC) für das drei-komponentige Gas wie für die Standardmischung in gleichem Maße.

Die Diskriminatorweite legt den zeitlichen Abstand fest, den eine Folgeentladung mindestens zum ersten Streamer haben muß, um gezählt zu werden. Eine typische Zählratenkurve für eine Streamerrohrkammer sollte für Diskriminatorweiten größer als 100 ns ein Plateau zeigen. Es bedeutet, daß für die Arbeitspunkte innerhalb dieses

Plateaus ein konstanter Prozentsatz der Entladungen in der Kammer einen Streamer zünden. Auf diese Streamersignale können sogenannte 'Nachpulse' folgen, die keinen erneuten Teilchendurchgang durch die Kammer als Ursache haben. Fallen solche Nachpulse innerhalb die Weiteinstellung des Diskriminators, so befindet sich die Zählratenkurve noch innerhalb des Plateaus. Sobald auf einen Teil der Streamerentladungen Nachpulse später folgen, als durch die Diskriminatorweite festgelegt ist, ist das Ende des Plateaus gegeben. Die Zählratenkurve steigt dann weiter an. Der Plateaubeginn wird im wesentlichen von der Diskriminatorschwelle beeinflusst, da sich vor dem Plateau noch ein Teil des Streamerspektrums unterhalb der Schwelle befinden kann.

In Abbildung 3.5 sind die Zählratenkurven für das Standardgas, zwei verschiedene Schwellen und drei verschiedene Weiten dargestellt. Für die Diskriminator-

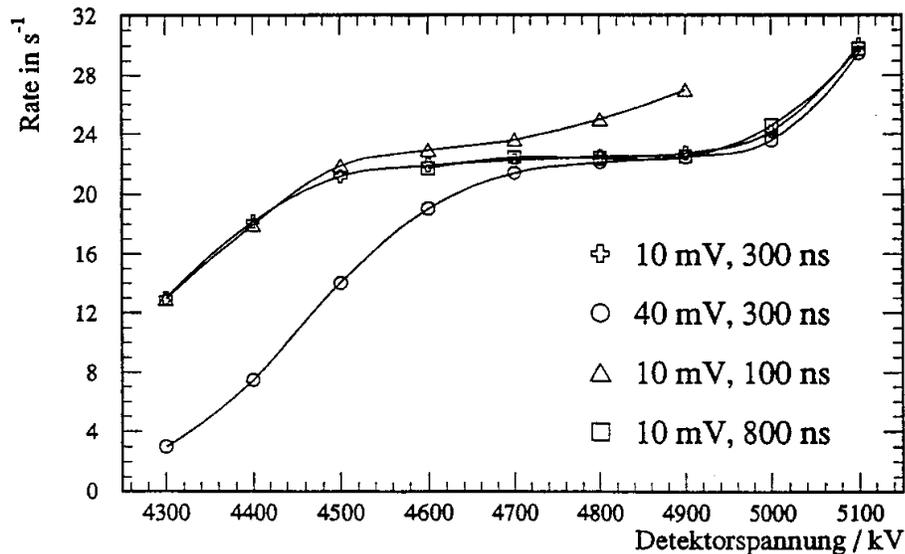


Abbildung 3.5: Verschiedene Zählratenkurven für das Standardgas. Der statistische Fehler der Raten ist geringer als die Symbolgröße.

schwelle 40 mV ist der Plateaubeginn deutlich zu höheren Spannungen hin verschoben. Wird die Diskriminatorweite von 150 ns auf 300 ns erhöht, so verschiebt sich das Plateauende zu höheren Spannungen hin. Daraus läßt sich schließen, daß in diesem Spannungsbereich Nachpulse existieren, die zwischen 150 und 300 ns auf den ersten Streamer folgen. Sie werden kurzzeitkorrelierte Nachpulse genannt. Bei einer weiteren Erhöhung der Weiteinstellung auf 800 ns ändert sich das Plateauende nicht mehr. Es treten also keine kurzzeitkorrelierten Nachpulse später als 300 ns auf. Das Plateau wird hier von langzeitkorrelierten Nachpulsen beendet, die später als $1 \mu\text{s}$ folgen, oder von Streamern, die spontan selbst zünden.

Abbildung 3.6 zeigt ähnliche Messungen für das drei-komponentige Gasgemisch. Der Beginn des Plateaus ist hier nicht so deutlich erkennbar wie oben, aber ebenfalls

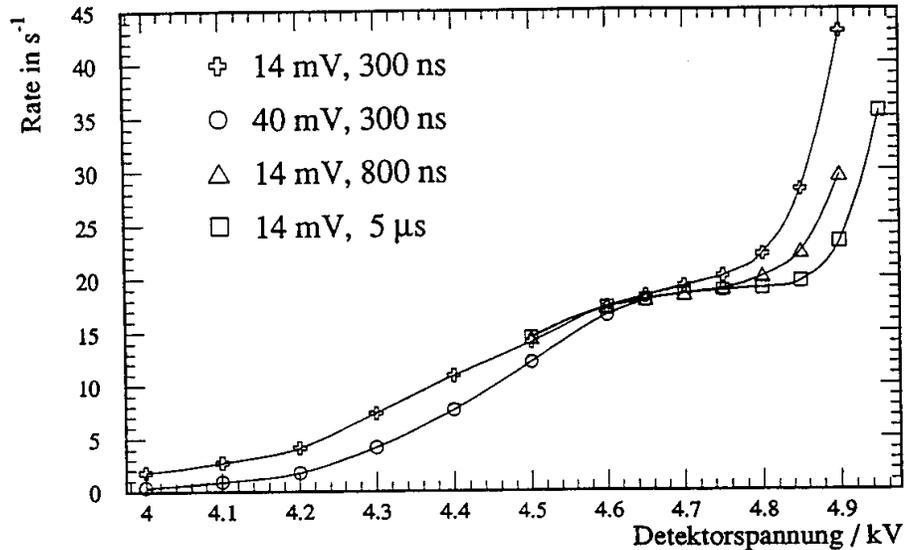


Abbildung 3.6: Verschiedene Zählratenkurven für das 3-komponentige Gasgemisch. Der statistische Fehler der Raten ist geringer als die Symbolgröße.

abhängig von der Diskriminatorschwelle. Das Plateauende setzt hier früher ein und nimmt auch bis zu einer Diskriminatorweite von mehreren μs keinen konstanten Wert an. Dies läßt darauf schließen, daß in diesem Spannungsbereich offensichtlich kurzzeitkorrelierte Nachpulse erzeugt werden, die teilweise später als 800 ns auf den ersten Streamer folgen. Dieses Phänomen wird in Kapitel 4.2 näher untersucht.

3.4 Nachweiswahrscheinlichkeiten

Unter der Nachweiswahrscheinlichkeit einer Streamerrohrkammer wird der relative Anteil der Teilchendurchgänge, die durch eine Streamerentladung nachgewiesen werden, an der Gesamtzahl der Teilchendurchgänge verstanden.

Für die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit wird der oben erläuterte Experimentaufbau benutzt. Dabei soll ein Teilchendurchgang dadurch definiert werden, daß in der oberen und der unteren der drei Kammern gleichzeitig (innerhalb eines Zeitintervalles von 200 ns) eine Streamerentladung stattgefunden hat. Die mittlere Kammer dient dabei als 'Testkammer'. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist abhängig von der Diskriminatorschwelle. Für alle drei betriebenen Diskriminatoren wird eine Schwelle von 14 mV gewählt. Bei Verwendung dieser Versuchsanordnung kann die Nachweiswahrscheinlichkeit wie folgt definiert werden:

$$W_N = \frac{\text{Anzahl Koinzidenzen aller drei Kammern mit Streamersignal} \geq 14 \text{ mV}}{\text{Anzahl Koinzidenzen der zwei Triggerkammern mit Streamersignal} \geq 14 \text{ mV}}$$

Abbildung 3.7 zeigt die gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für beide Detektorgase bei einem Druck von ca. 1005 mbar. Die Fehler werden entsprechend der

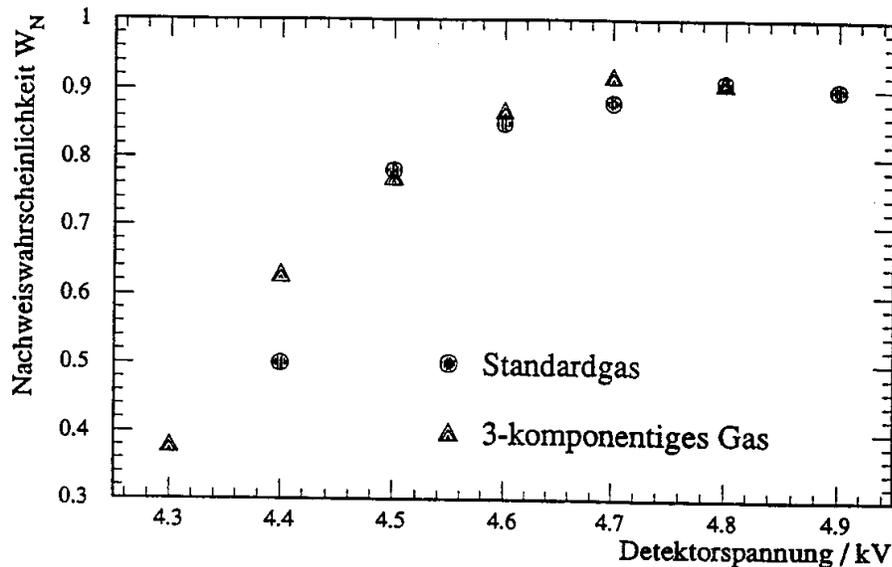


Abbildung 3.7: Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung. Der Fehler der Meßwerte ist durch die Größenordnung der Symbole wiedergegeben.

Binomialverteilung mit

$$\Delta W_N = \sqrt{\frac{W_N(1 - W_N)}{n}} \quad (3.1)$$

berechnet [14], wobei n die Anzahl der Teilchendurchgänge meint.

Während des Überganges der Entladung vom Proportional- in den Streamermodus steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei beiden Gasen schnell bis zu ihrem Maximalwert von ca. 93 % an. Daran schließt sich das Plateau an, in dem die Nachweiswahrscheinlichkeit konstant ist.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit kann den Grenzwert von 95 %, der sich aus dem geometrischen Aufbau der Kammern ergibt, nicht überschreiten [14]. Geladene Teilchen, die die Kammer nur im Bereich eines Steges (1 mm dick) zwischen zwei Rohren durchlaufen, können innerhalb des Gasvolumens keine Streamerentladung starten.

3.5 Die Abhängigkeit von den Gasparametern

In diesem Abschnitt soll die Abhängigkeit der Streamerentladung von den Gasparametern Druck und Temperatur beschrieben werden. Zunächst wird der Einfluß des Druckes auf die mittlere Streamerentladung untersucht.

Bei verschiedenen Drücken werden Ladungsspektren in Abhängigkeit der Hochspannung mit Hilfe des oben beschriebenen Experimentaufbaues aufgenommen. In Abbildung 3.8 sind die aus diesen Spekten berechneten Mittelwerte der Streamerladung für die Drücke 981 mbar, 1000 mbar und 1014 mbar im drei-komponentigen Gasgemisch aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, daß der Druck einen wesentli-

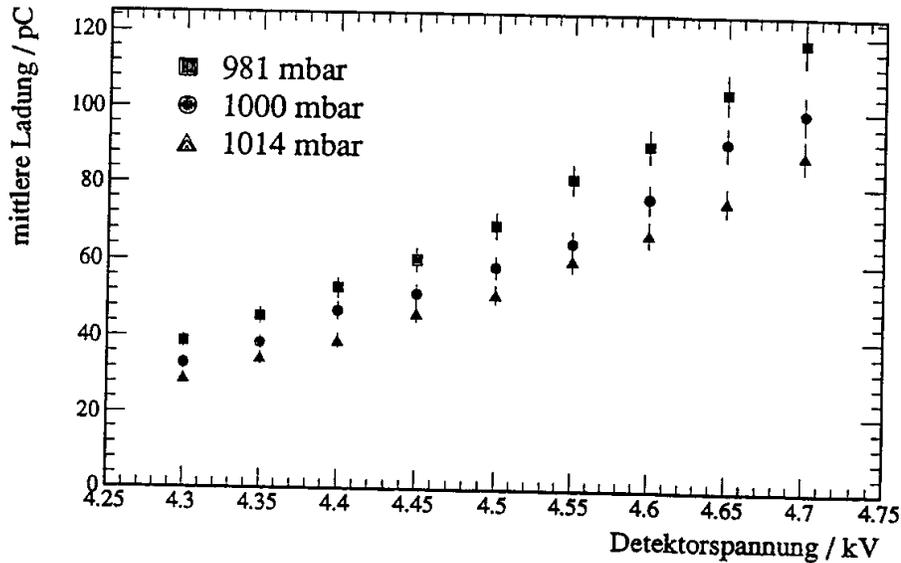


Abbildung 3.8: Mittlere Streamerladung im drei-komponentigen Gasgemisch für 981 mbar, 1000 mbar und 1014 mbar in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung. Die Fehler entsprechen der Reproduzierbarkeit der Mittelwerte.

chen Einfluß auf die bei der Entladung gebildete Ladungsmenge hat. Anhand der Messungen für das Standardgas ergibt sich ein ähnliches Bild (Abbildung 3.9).

Um eine quantitative Aussage über die Druckabhängigkeit machen zu können, wird der Druckkoeffizient k_p wie folgt definiert:

$$k_p = \frac{\Delta \bar{Q}}{\bar{Q} \cdot \Delta p_{U,T,\dots=const.}}$$

Die auf diese Weise berechneten Koeffizienten sind für beide Gase in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Unterschiede der Koeffizienten zwischen den Detektorgasen sind nur gering. Dies ist nicht verwunderlich, denn der Gasdruck beeinflusst in erster Linie die mittlere freie Weglänge der im Gas driftenden Elektronen. Auf diese Weise kann die Druckabhängigkeit als Dichteeffekt verstanden werden. Für diese Abhängigkeit spielen also nur molekulare thermodynamische Vorgänge und damit die Zahl der im Gas vorhandenen Teilchen eine Rolle.

Die Koeffizienten werden dennoch für beide Gase getrennt gemittelt und in Tabelle 3.3 aufgeführt. Die angegebenen Fehler entsprechen dabei den statistischen

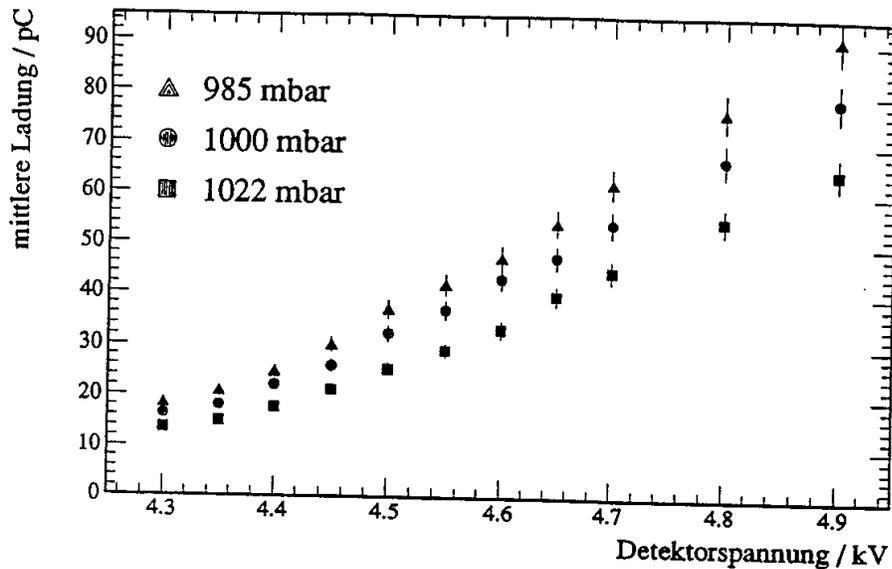


Abbildung 3.9: Mittlere Streamerladung im Standardgas für 985 mbar, 1000 mbar und 1022 mbar in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung. Die Fehler entsprechen der Reproduzierbarkeit der Mittelwerte.

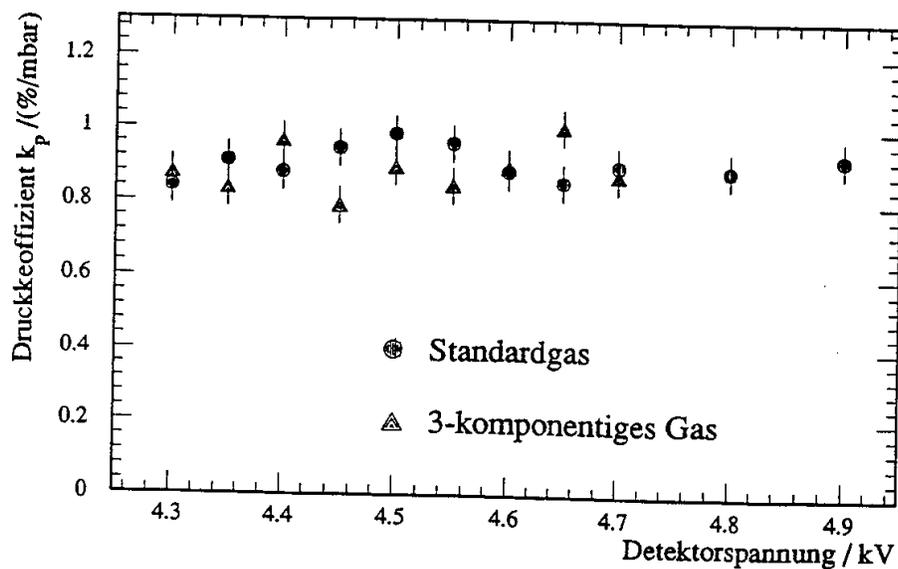


Abbildung 3.10: Die berechneten Ergebnisse für die Druckkoeffizienten für Drücke zwischen 981 mbar und 1022 mbar in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung. Die Fehler entsprechen der Reproduzierbarkeit der Mittelwerte.

Detektorgas	k_p aus dieser Messung	k_p aus [6]	k_p aus [14]
3-kompon. Gas	$-(0.88 \pm 0.1) \frac{\%}{\text{mbar}}$	—	—
Standardgas	$-(0.91 \pm 0.1) \frac{\%}{\text{mbar}}$	$-(0.91 \pm 0.1) \frac{\%}{\text{mbar}}$	$-(0.8 \pm 0.1) \frac{\%}{\text{mbar}}$
CO ₂ -Mischungen	—	—	$-(0.8 \pm 0.1) \frac{\%}{\text{mbar}}$

Tabelle 3.3: Die Ergebnisse für die Druckabhängigkeit der mittleren Ladung.

Schwankungen der Einzelergebnisse. Zum Vergleich sind in der Tabelle ebenfalls die Ergebnisse für die Druckabhängigkeit aus [6] und aus [14] aufgelistet. Im Rahmen ihrer Fehler sind alle Ergebnisse gut miteinander vereinbar.

Die Abhängigkeit der Entladung von der Betriebstemperatur kann ebenfalls als Dichteeffekt im Gas verstanden werden. Sie wird in dieser Arbeit nicht explizit untersucht. Der Temperaturkoeffizient der mittleren Streamerladung kann wie folgt für beide Detektorgase angegeben werden [6] [14]:

$$k_T = \frac{\Delta \bar{Q}}{\bar{Q} \cdot \Delta T_{U,p,\dots=\text{const.}}} \approx \frac{3\%}{K}$$

Kapitel 4

Untersuchungen zum zeitlichen Verlauf von Streamerentladungen

Der Einfluß der Einstellung der Diskriminatorweite auf die Zählraten (Kapitel 3.3) zeigt, daß ein geladenes Teilchen beim Durchlaufen des Kammervolumens nicht immer nur ein einziges Streamersignal hervorruft. Im Verlauf der Entladung können sogenannte 'Nachpulse' entstehen. Dieses Nachpulsverhalten hat einen wesentlichen Einfluß auf die Stabilität des Streamermodus.

Wie bereits in Kapitel 3.3 erläutert wird, kann zwischen zwei Arten von Nachpulsen unterschieden werden. Kurzzeitkorrelierte Nachpulse treten kürzer als $1\ \mu\text{s}$ nach dem ersten Streamer auf und beeinflussen hauptsächlich die Ladungsspektren. Nachpulse, die wesentlich später auftauchen (langzeitkorreliert), bestimmen im allgemeinen das Plateauende der Zählratenkurven und damit die Stabilität des Streamermodus [14].

Das Auftreten von kurzzeitigen Nachpulsen bei der Streamerentladung, sowie deren zeitliche Zusammenhänge sollen in diesem Kapitel näher untersucht werden.

Mit Hilfe des in Kapitel 3.1 beschriebenen Experimentaufbaues wird das Drahtsignal eines Rohres der Testkammer über ein FADC in den Rechner eingelesen. Ein solcher FADC-Datensatz enthält die gesamte Kammerinformation über einen Zeitraum von ca. $10\ \mu\text{s}$ nach dem Teilchendurchgang.

Zur Auswertung der Daten wird ein spezielles Programm entwickelt, dessen Aufgabe es ist, die genaue zeitliche Lage der einzelnen Streamersignale innerhalb des Verlaufes des Drahtsignals zu berechnen. Das Programm sucht zunächst den jeweiligen Datensatz nach Spannungsmaxima ab, die einem Streamersignal mit einer Mindestimpulshöhe von $10\ \text{mV}$ entsprechen. Damit steht die Zahl der Streamer und deren ungefähre Zeitpunkt fest. In einem zweiten Durchgang wird jeweils um das gefundene Signalmaximum herum an die Daten die Signalform eines typischen Streamersignales angepaßt. Diese charakteristische Signalform wird vorher mit den Daten von Entladungen, bei denen nur ein einziger Streamer gebildet wurde, möglichst gut bestimmt. Dabei wird zugrunde gelegt, daß die zeitliche Lage der einzelnen Streamer innerhalb eines geringen Zeitintervalles gleichverteilt ist. Die Anpassung einer typischen Signalform an alle gemessenen Streamersignale ist nur deshalb möglich, da die Entladungssignale untereinander 'ähnlich' sind: verschiedene Streamer unterscheiden

sich nur durch ihre Impulshöhe, nicht aber in ihrer zeitlichen Länge. Die Anpassung erfolgt nicht über die gesamte Signallänge, sondern nur über ein Zeitintervall von 30 ns in der Umgebung des Signalmaximums. Damit wird gewährleistet, daß die Anpassung des ersten Streamers nicht durch einen möglichen sehr kurz folgenden Nachpuls verfälscht wird. In Abbildung 4.1 ist ein Ausschnitt aus einem typischen FADC-Datensatz mit zwei Streamersignalen dargestellt. Das Zeitintervall, welches jeweils bei der Anpassung ausschließlich berücksichtigt wird, ist jeweils besonders markiert.

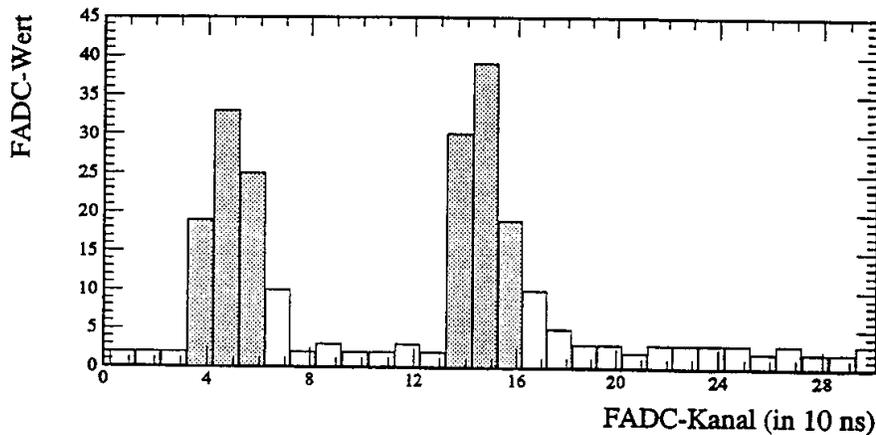


Abbildung 4.1: Ausschnitt aus einem typischen FADC-Datensatz mit zwei Streamersignalen. Die gepunkteten Flächen markieren das jeweils für die Anpassung berücksichtigte Zeitintervall.

Zur Überprüfung dieses relativ 'schnellen' Auswertungsverfahrens werden für einen kleinen Teil der Meßdaten die einzelnen Streamersignale über ihre gesamte Länge angepaßt. Um eine Störung der Anpassung durch die Überlappung zweier sehr dicht aufeinanderfolgender Streamersignale zu verringern, wird das erste Streamersignal jeweils vor der Anpassung des zweiten von dem jeweiligen FADC-Datensatz abgezogen. Die Ergebnisse dieser exemplarischen Kontrollauswertung wiesen keine signifikanten Unterschiede zu denen der oben erläuterten Auswertung auf. Bei beiden Verfahren ist ein Mindestabstand von ca. 20 ns festgelegt, den zwei aufeinander folgende Streamer haben müssen, um noch getrennt erkannt zu werden. Das Auflösungsvermögen von 10 ns (FADC), mit dem die zeitliche Lage jedes einzelnen Streamers bestimmt werden kann, läßt sich mit Hilfe der Anpassung deutlich verbessern. Verfahrensbedingt lassen sich die Signalzeiten auf ca. ± 5 ns genau bestimmen.

4.1 Driftzeitspektren

Als Driftzeit wird die Zeit verstanden, die zwischen dem Teilchendurchgang durch die Kammer und der Ausbildung des ersten Streamers vergeht. Mit dem oben erwähnten Experimentaufbau wird zusätzlich das Diskriminatorsignal des gleichzeitig betriebenen Szintillationszählers in einen weiteren FADC eingelesen. Der Einsatzzeitpunkt dieses Szintillatorsignales kann als Zeitmarke verstanden werden, die zeitlich streng mit dem Teilchendurchgang korreliert ist (Schwankung ≤ 5 ns). Unter der Annahme, daß die Laufzeitunterschiede der Szintillator-Lichtsignale gering sind gegenüber den Driftzeiten, kann mit Hilfe dieser Zeitmarke für jedes erste Streamersignal eines Teilchendurchganges die Driftzeit bestimmt werden. Der Nullpunkt der Driftzeitverteilung muß sinnvollerweise 'von Hand' abgeschätzt werden.

Abbildung 4.2 zeigt das Driftzeitspektrum für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500 Volt. In Abbildung 4.3 ist das Driftzeitspektrum für das Standardgas bei 4600 Volt dargestellt. Das Spektrum für das Standardgas besitzt eine deutlich

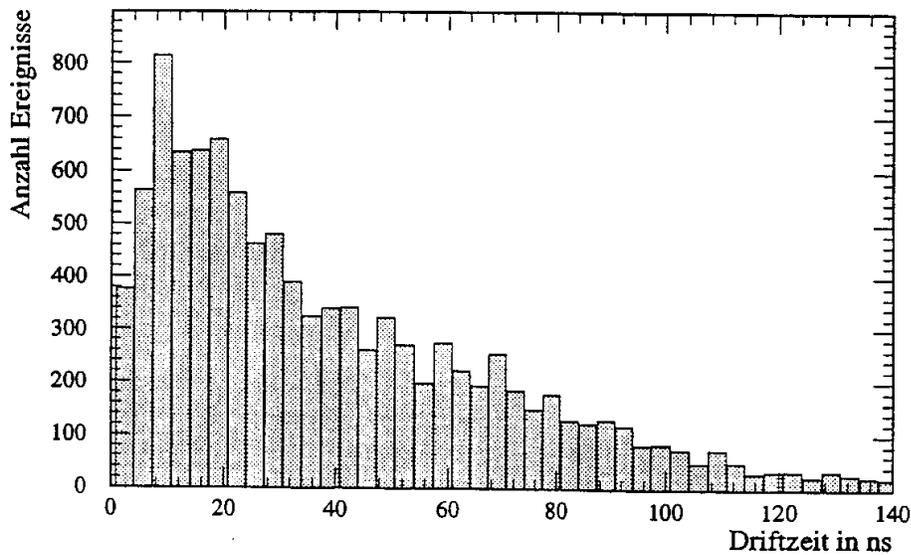


Abbildung 4.2: Driftzeitspektrum für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500 Volt.

größere Halbwertsbreite als das für das drei-komponentige. Das heißt, daß höhere Driftzeiten hier häufiger vorkommen als für das drei-komponentige. Dies läßt die Vermutung zu, daß die Driftgeschwindigkeit für Elektronen in Argon/i-Butan weniger von der elektrischen Feldstärke abhängt [16]. Im drei-komponentigen Gas scheint diese Abhängigkeit wesentlich stärker zu sein, da kurze Driftzeiten sehr viel häufiger als lange auftreten. Dieses Verhalten stimmt mit den Erfahrungen aus [14] überein.

Die maximale Driftzeit soll im folgenden so definiert sein, daß 95 % aller Entladungen innerhalb dieses Zeitraumes ein Streamersignal ausbilden können. Die auf

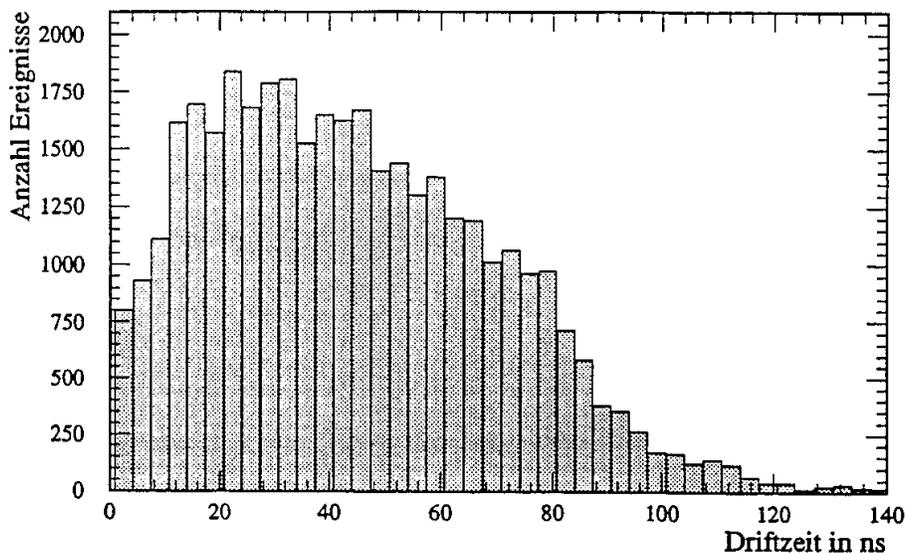


Abbildung 4.3: Driftzeitspektrum für das Standardgas bei 4600 Volt.

Detektorgas	Arbeitsspannung	maximale Driftzeit
Standardgas	4600 Volt	(102 ± 10) ns
drei-komponentiges Gasgemisch	4500 Volt	(115 ± 10) ns

Tabelle 4.1: Die maximalen Driftzeiten.

diese Wiese ermittelten Ergebnisse für die maximalen Driftzeiten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

4.2 Kurzzeitkorrelierte Nachpulse

Abbildung 4.4 zeigt die Zeitspektren der Nachpulse für das Standardgas bei 4600, 4900 und 5100 Volt. Aufgetragen ist jeweils die Zeitdifferenz zwischen dem ersten Streamersignal und dem Nachpuls. Tritt mehr als ein Nachpuls auf, so wird jeweils die Zeitdifferenz zum vorhergehenden Streamer gemessen. Für die Spannungen 4600 und 4900 Volt befindet sich die Steamerentladung noch vollständig im Plateau der Zählratenkurve. Hier treten Nachpulse auf, die bis zu 80 ns—in seltenen Fällen auch bis 120 ns— auf die Zündung des ersten Streamers folgen. Diese Nachpulse rühren nicht so sehr aus Photoionisationen an Gasmolekülen oder von Photoelektronen aus der Kammerberandung her, sondern sind vielmehr eine Folge der Verteilung

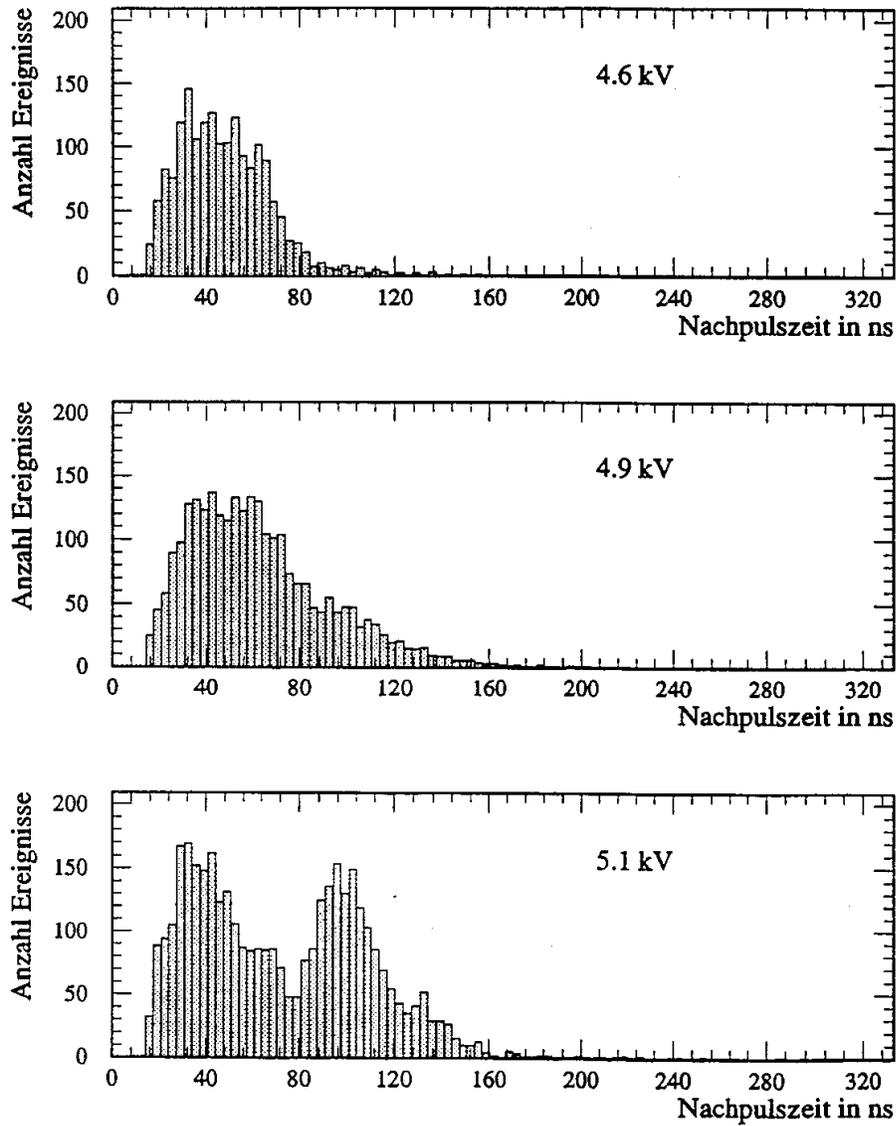


Abbildung 4.4: Nachpulsspektren für das Standardgas bei 4600, 4900 und 5100 Volt. Jedes Spektrum enthält alle kurzzeitkorrelierten Nachpulse von 7500 Teilchendurchgängen.

der Primärionisation innerhalb des Kammergases [14]. Sind die primär gebildeten Ladungen weiter voneinander entfernt, als die Breite der toten Zone eines einzelnen Streamers angibt, so können zwei Streamer ausgebildet werden, die relativ schnell aufeinander folgen (einige 10 ns). Lange Nachpulszeiten kommen deshalb seltener vor als kurze.

Bei einer Spannung, die dem Ende des Zählratenplateaus entspricht (5100 Volt) verändert sich die Form des Nachpulsspektrums. Es tritt eine starke Überhöhung bei einer Nachpulszeit von ca. 100 ns auf. Diese Impulse können nicht durch die Primärionisation verursacht werden. Vielmehr liegt die Vermutung nahe, daß Elektronen, die durch Photonen aus der Kathode ausgeschlagen werden, bei dieser Detektorspannung in der Lage sind, eine neue Streamerentladung in Gang zu setzen. Diese Interpretation wird durch die Tatsache unterstützt, daß die mittlere Nachpulszeit dieser speziellen Impulse (≈ 100 ns) ungefähr der maximalen Driftzeit von der Kathode zum Draht entspricht. Für den übrigen Teil des Spektrums ist mit steigender Spannung lediglich eine Erhöhung der Anzahl der Nachpulse festzustellen.

Für das drei-komponentige Gasgemisch ergibt sich ein ähnlicher Sachverhalt. In Abbildung 4.5 sind die Nachpulsspektren bei 4500, 4600 und 4700 Volt bei gleicher Zahl von Teilchendurchgängen dargestellt. Für Spannungen, die dem Plateau der Zählratenkurve entsprechen (bis 4600 Volt) ergibt sich ebenfalls nur ein leichtes Ansteigen der Nachpulshäufigkeit mit zunehmender Detektorspannung. Schon bei relativ niedriger Spannung (4700 Volt) findet wieder bei ca. 100 ns im Nachpulsspektrum eine Überhöhung statt. Sie fällt für das drei-komponentige Gas allerdings deutlicher aus als für das Standardgas. Offensichtlich ist das drei-komponentige Gas weniger in der Lage, alle bei der Entladung gebildeten Photonen zu absorbieren, so daß bereits bei 4700 Volt viele Nachpulse durch Photoeffekt an der Graphitschicht entstehen und die Stabilität des Streamermodus beeinträchtigen.

Als Nachpuls Wahrscheinlichkeit wird im folgenden

$$W_x = \frac{\text{Anzahl Trigger mit mindestens } x \text{ Streamern}}{\text{Anzahl Trigger mit mindestens } (x-1) \text{ Streamern}}$$

bezeichnet. Mit W_1 ist die Wahrscheinlichkeit gemeint, daß auf den ersten Streamer ein Nachpuls folgt. W_2 meint die Wahrscheinlichkeit, daß auf den ersten Nachpuls eine zweiter folgt (usw.). Die mittlere Nachpulshäufigkeit ist mit

$$H = \frac{\text{Anzahl Nachpulse insgesamt}}{\text{Anzahl Trigger mit mindestens einem Streamer}}$$

definiert. In Abbildung 4.6 sind die Nachpuls Wahrscheinlichkeiten für das Standardgas eingetragen. Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse für das drei-komponentige Gasgemisch. In beiden Diagrammen ist eine leichte Zunahme der Nachpulse für Spannungen innerhalb des Zählratenplateaus zu erkennen und eine stärkere Zunahme zum Ende des Plateaus hin. Diese Eigenschaft wird besonders in Abbildung 4.8 deutlich. Die Nachpulshäufigkeiten beider Gase sind hier in Abhängigkeit der Hochspannung dargestellt.

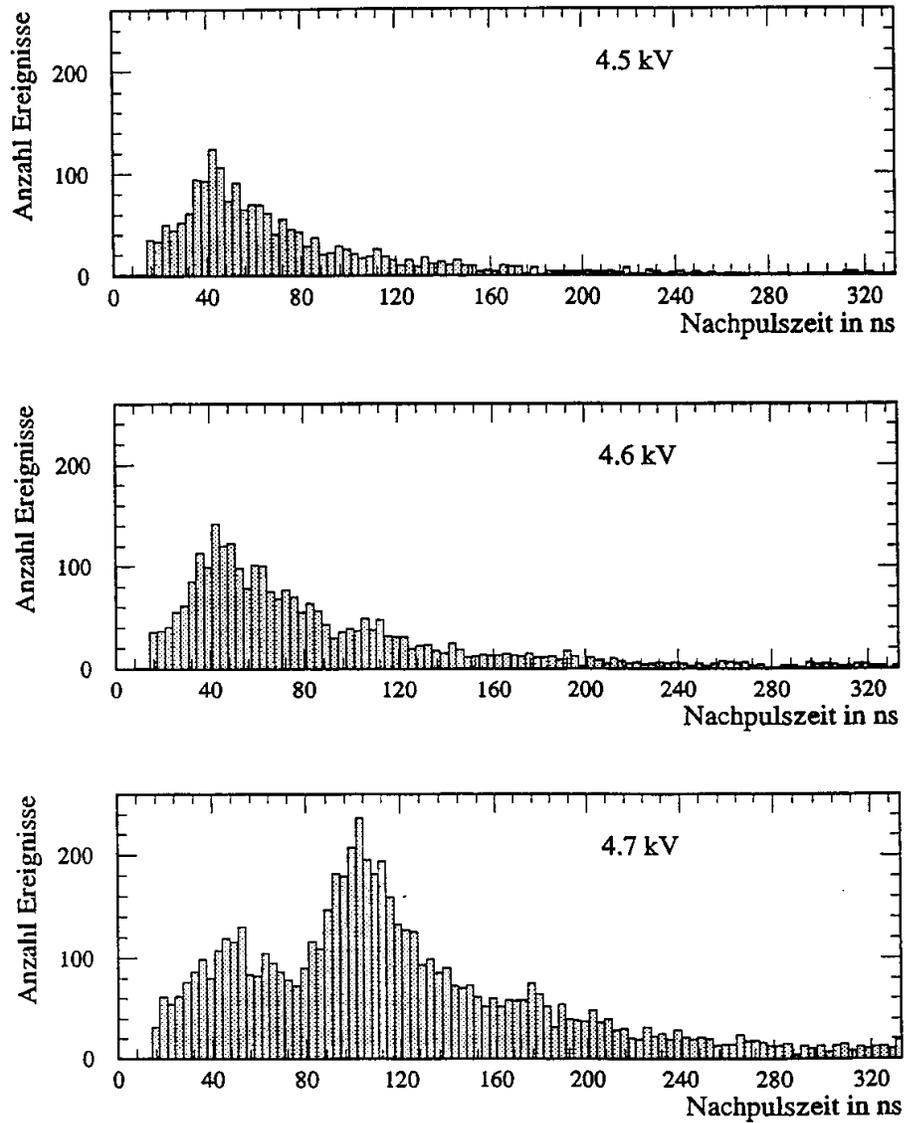


Abbildung 4.5: Nachpulsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500, 4600 und 4700 Volt. Jedes Spektrum enthält alle kurzzeitkorrelierten Nachpulse von 7500 Teilchendurchgängen.

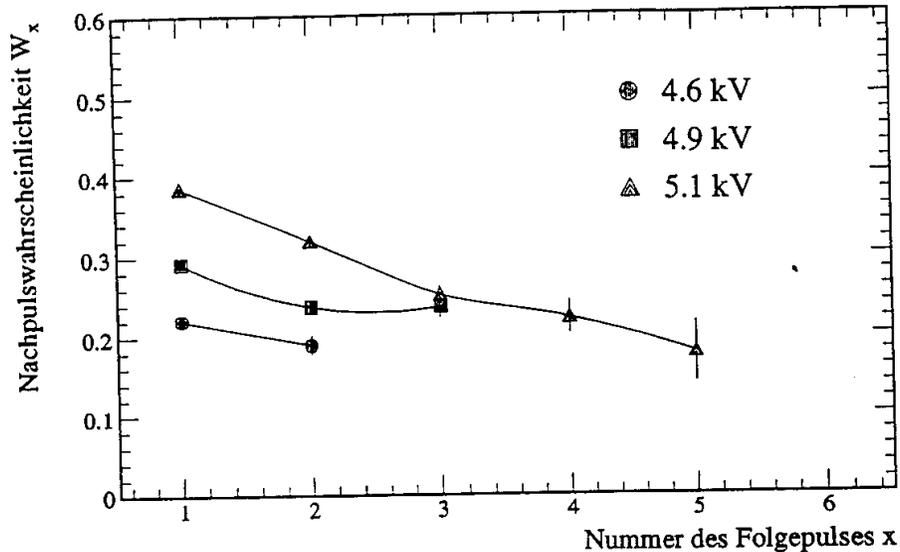


Abbildung 4.6: Nachpulswahrscheinlichkeiten für das Standardgas bei 4600, 4900 und 5100 Volt. Die Fehler werden mit Gleichung 3.1 (Seite 21) berechnet. Die eingezeichneten Linien dienen lediglich der Übersichtlichkeit.

Die sehr starke Zunahme der Nachpulshäufigkeit für das drei-komponentige Gasgemisch ab einer Spannung von 4700 Volt erklärt das nicht klar festgelegte Ende der Zählratenplateaus (siehe Kapitel 3.3, Abbildung 3.6, Seite 20).

Bei einer Nachpulswahrscheinlichkeit von ca. 50 % (4700 Volt, ternäre Gas Mischung) beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß vier Nachpulse gebildet werden ca. 5 %. Eine solche Kette von fünf dicht aufeinander folgenden Streamern überschreitet in der Regel die Diskriminatorweite von 300 ns. Dies bedeutet, daß bei 4700 Volt die Zählrate bei einer Weiteneinstellung von 300 ns ca. 5 % höher liegen sollte, als die mittlere Zählrate des Plateaus. Dies wird tatsächlich beobachtet. Bei 4800 Volt beträgt dieser Unterschied schon 15 %. Hier beginnt auch bereits die Zählratenkurve für die Diskriminatorweite von 800 ns wieder zu steigen. Es werden 'Nachpulsketten' gebildet, die diese Weite überschreiten können. Für 4900 Volt erreichen solche Ketten eine Länge von mehreren μ s.

Aus diesen Untersuchungen kann eindeutig geschlossen werden, daß kurzzeitkorrelierte Nachpulse für das drei-komponentige Gasgemisch im Gegensatz zum Standardgas den Wiederanstieg der Zählratenkurven bestimmen. Die Stabilität des Streamermodus wird hier also nicht durch langzeitkorrelierte Nachpulse oder spontan gezündete Entladungen festgelegt.

An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die oben angeführten Messungen mit dem Drahtsignal eines einzelnen Streamerrohres durchgeführt wurden. Werden die Untersuchungen mit mehreren parallel geschalteten

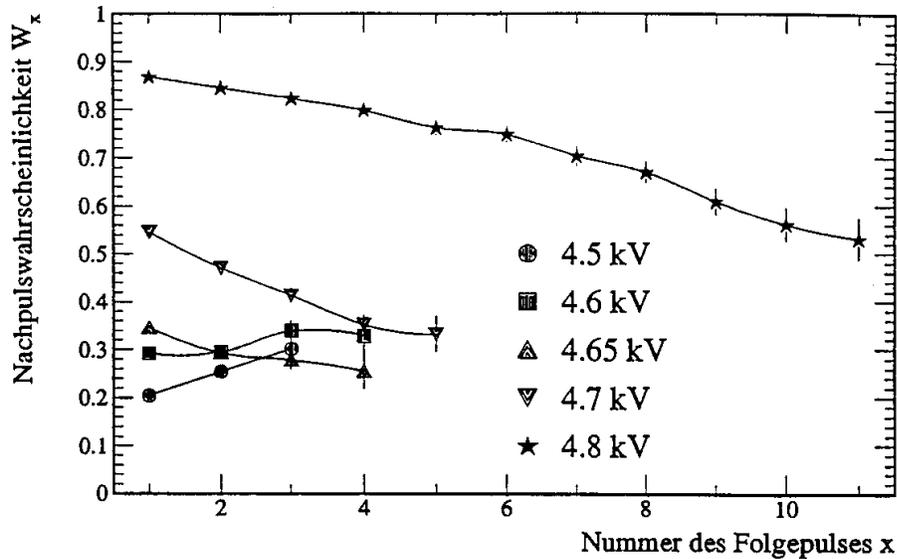


Abbildung 4.7: Nachpulswahrscheinlichkeiten für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500, 4600, 4650, 4700 und 4800 Volt. Die Fehler werden mit Gleichung 3.1 (Seite 21) berechnet. Die eingezeichneten Linien dienen lediglich der Übersichtlichkeit.

Rohren wiederholt, so ergibt sich ein neuer interessanter Aspekt:

In Abbildung 4.9 sind drei Nachpulsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei einer Detektorspannung von 4500 Volt dargestellt. Das erste Spektrum zeigt die Zeitstruktur der kurzzeitkorrelierten Nachpulse, die sich aus den Messungen mit dem Drahtsignal eines einzelnen Rohres ergeben. Spektrum b) stellt die Messung mit vier untereinander nicht benachbarten Rohren eines Profiles dar, deren Drahtsignale galvanisch gekoppelt in den FADC eingelesen werden. Bei Messung c) werden alle acht Drähte des Profiles zusammengefaßt ausgelesen.

Spektrum a) stellt ein 'normales' oben diskutiertes Nachpulsspektrum dar. In Spektrum c) hingegen ist eine starke relativ schmale Überhöhung bei einer Nachpulszeit von ca. 65 ns zu erkennen. Diese Überhöhung ist schon in Spektrum b) schwach angedeutet. Die Nachpulse, die für diesen Sachverhalt verantwortlich sind, können nicht aus dem gleichen Streamerrohr stammen, wie der erste Streamer, auf den sie folgen, da sie sonst auch mit einem einzigen Rohr gesehen werden könnten. Außerdem kann geschlossen werden, daß diese Nachpulse jeweils in einem Rohr gebildet werden, das dem Rohr des ersten Streamersignales benachbart ist. Andernfalls sollte die Überhöhung für die Messung mit vier Drähten (Spektrum b)) ähnlich dominierend sein wie mit acht benachbarten Drähten (Spektrum c)).

Diese speziellen Impulse sind also keine Nachpulse im obigen Sinne. Vielmehr handelt es sich um neue Streamerentladungen, die ca. 65 ns nach dem ersten Streamer im Nachbarrohr gezündet werden. In Abbildung 4.10 ist die Impulshöhe des

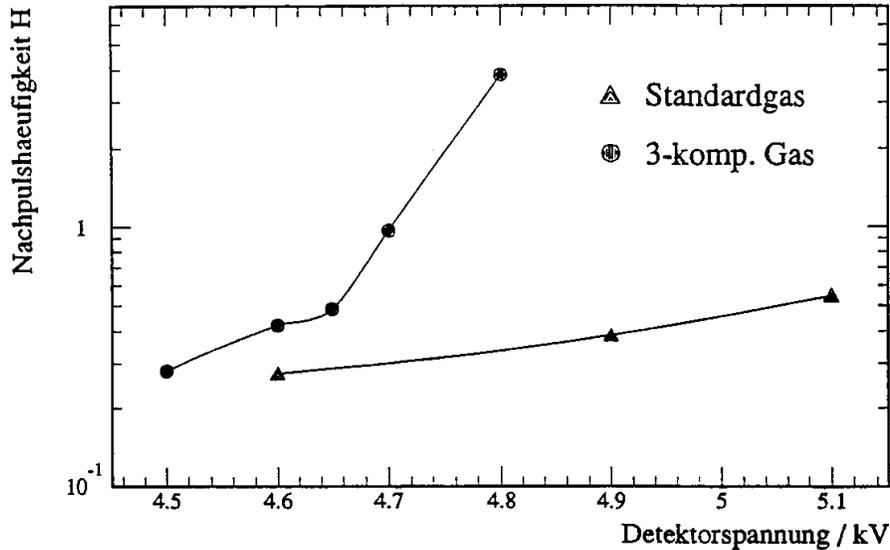


Abbildung 4.8: Nachpulshäufigkeiten für beide Gasgemische in Abhängigkeit von der Detektorspannung. Die Fehler sind durch die Reproduzierbarkeit der mittleren Häufigkeiten bestimmt. Die eingezeichneten Linien dienen lediglich der Übersichtlichkeit.

ersten Streamers gegen die Impulshöhe des Nachpulses aus dem Nachbarrohr aufgetragen. Es ist keine Korrelation der Impulshöhen zu erkennen. 'Kleine' erste Streamer können 'große' Nachbarpulse erzeugen und umgekehrt. Damit kann ein elektronisches 'Übersprechen' als Ursache für den Nachbarstreamer ausgeschlossen werden. Außerdem kann beobachtet werden, daß die Nachbarstreamer selbst teilweise wieder Folgeimpulse (kurzzeitkorrelierte Nachpulse) erzeugen. Es handelt sich also um tatsächliche Entladungen.

Obwohl der Teilchendurchgang durch die Triggerbedingung auf genau ein Rohr beschränkt ist, wurden Steamerentladungen gemessen, die in *beiden* Nachbarrohren nach ungefähr 65 ns neue Entladungen aufwiesen. Damit kann ebenfalls ausgeschlossen werden, daß die Primärionisation für die Nachbarpulse verantwortlich ist.

Alle Untersuchungen wurden auch mit dem Standardgas durchgeführt. Eine Überhöhung im Nachpulsspektrum für acht Drähte bei 65 ns, wie sie für das dreikomponentige Gasgemisch gemessen wurde, tritt hier nicht auf. Für das Standardgas können keine Nachpulse aus den Nachbarrohren beobachtet werden.

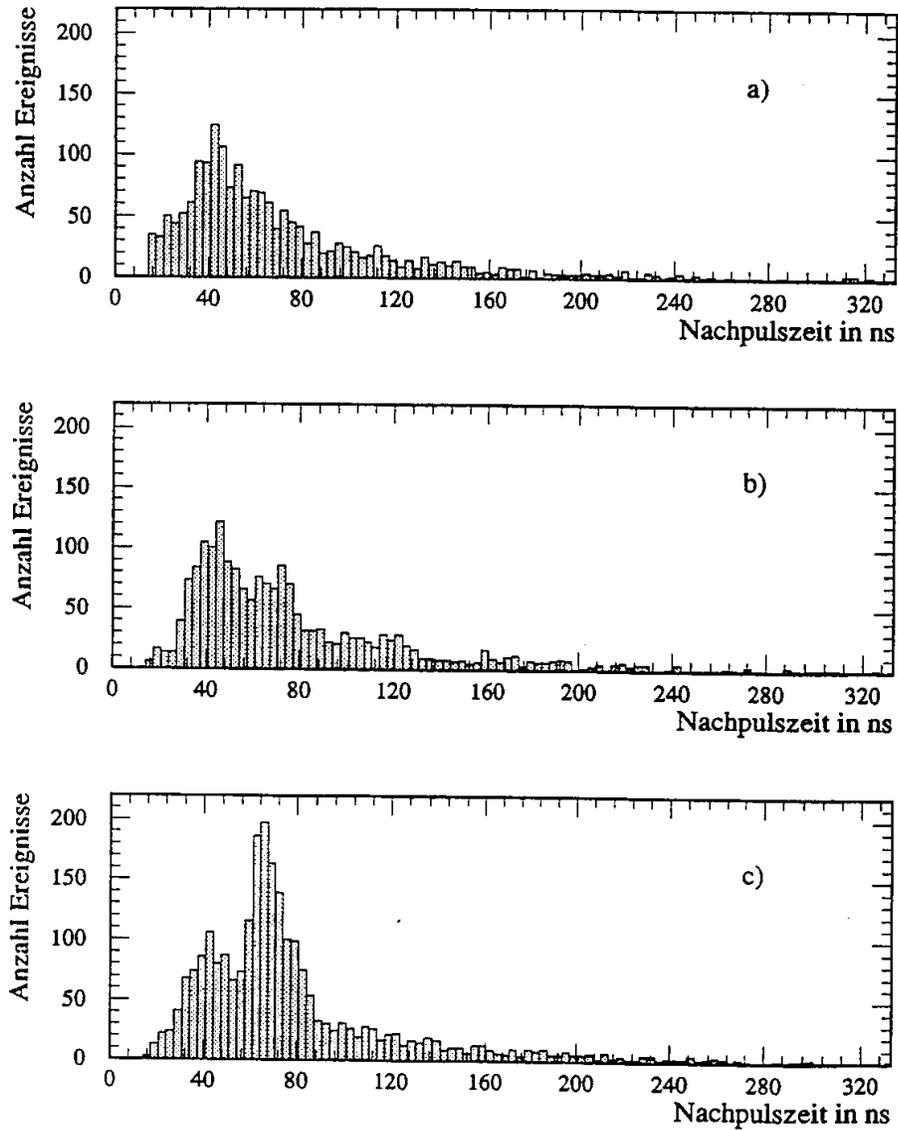


Abbildung 4.9: Nachpulspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500 Volt für a) einen Draht, b) vier Drähte und c) acht Drähte. Jedes Spektrum enthält alle kurzzeitkorrelierten Nachpulse von 7500 Teilchendurchgängen.

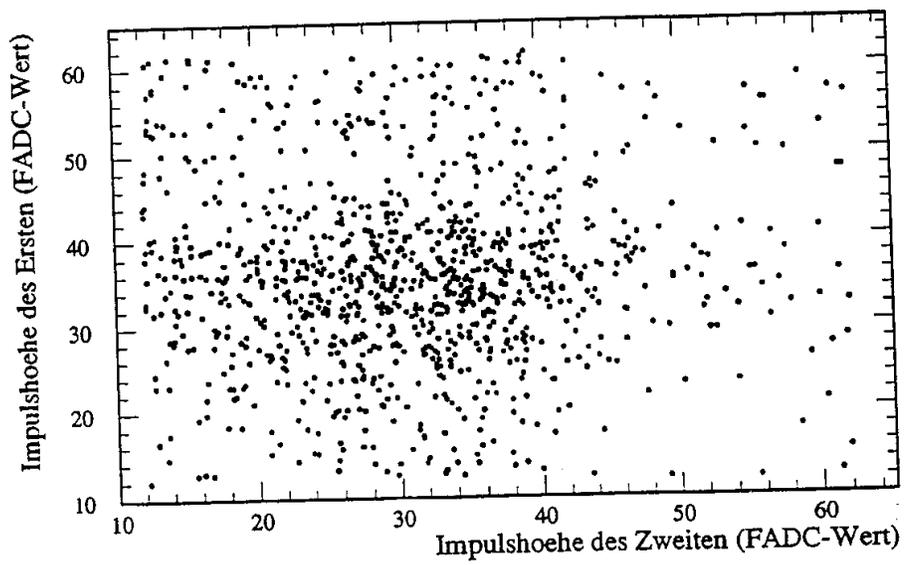


Abbildung 4.10: Die Impulshöhe des ersten Streamers in Abhängigkeit der Impulshöhe des Nachpulses aus dem Nachbarrohr nach ca. 65 ns.

Kapitel 5

Kathodenauslese zur zusätzlichen Ortsinformation

Beim Durchgang eines geladenen Teilchen durch eine Streamerrohrkammer entsteht ein Stromsignal, das am Draht ausgelesen wird. Damit wird festgelegt, welches der sechzehn Rohre der Kammer getroffen worden ist. Es läßt sich jedoch nicht sagen, an welcher Stelle in diesem Rohr¹ die Entladung stattgefunden hat. Das Drahtsignal besitzt nämlich im allgemeinen keine direkte Information über die Koordinate der Teilchenspur in Drahrichtung. Zur Rekonstruktion einer Teilchenspur ist es aber durchaus interessant, den Entladungsort auch bezüglich der Kammerlänge genauer zu bestimmen. Im H1-Detektor wird diese Aufgabe mit Hilfe sogenannter Influenzstreifen erfüllt. Die metallischen Streifen werden senkrecht zum Draht oberhalb der Streamerrohrkammer angebracht. Bei einer Entladung in einer Kammer wird auf den umliegenden Streifen ein elektrisches Signal influenziert. Mit Hilfe dieses Influenzsignales kann auf die Koordinaten des Entladungsortes in Drahrichtung geschlossen werden.

Alternativ zu dieser Möglichkeit läßt sich das Signal, das an der Kathode abgegriffen werden kann, direkt zur Bestimmung der zusätzlichen Ortskoordinate nutzen. Diese neue Methode soll hier erläutert und die wesentlichen Eigenschaften des Kathodensignales diskutiert werden.

5.1 Die Entstehung des Kathodensignales

In diesem Abschnitt sollen die Vorgänge innerhalb der Kammer erläutert werden, die zur Bildung des Kathodensignales führen. Abbildung 5.1 stellt einen Ausschnitt aus einer H1-Streamerrohrkammer mit Influenzelektroden schematisch dar. Ein geladenes Teilchen durchtritt das Zählrohr und ionisiert eine Zahl von Gasmolekülen (Primärionisation). Die Elektronen werden zum Anoden-Draht hin beschleunigt und bedingen dort eine lawinenartige Entladung. Dabei wird eine große Zahl an Ladungsträgerpaaren (ca. 10^8 - 10^9) erzeugt. Die Elektronen driften sehr schnell weiter zum Draht, während die positiven Ionen sich relativ langsam auf die Kathode zube-

¹Die Rohre sind bis zu 6 m lang.

wegen. Je weiter sich die Ladungsträgerpaare von einander entfernen, desto größer ist ihre Influenzwirkung auf das umliegende Material. Zunächst werden Influenzladungen vor allem auf den umliegenden metallischen Leitern herangezogen, da hier einem schnellen Influenzstrom der geringste Widerstand entgegengebracht wird.

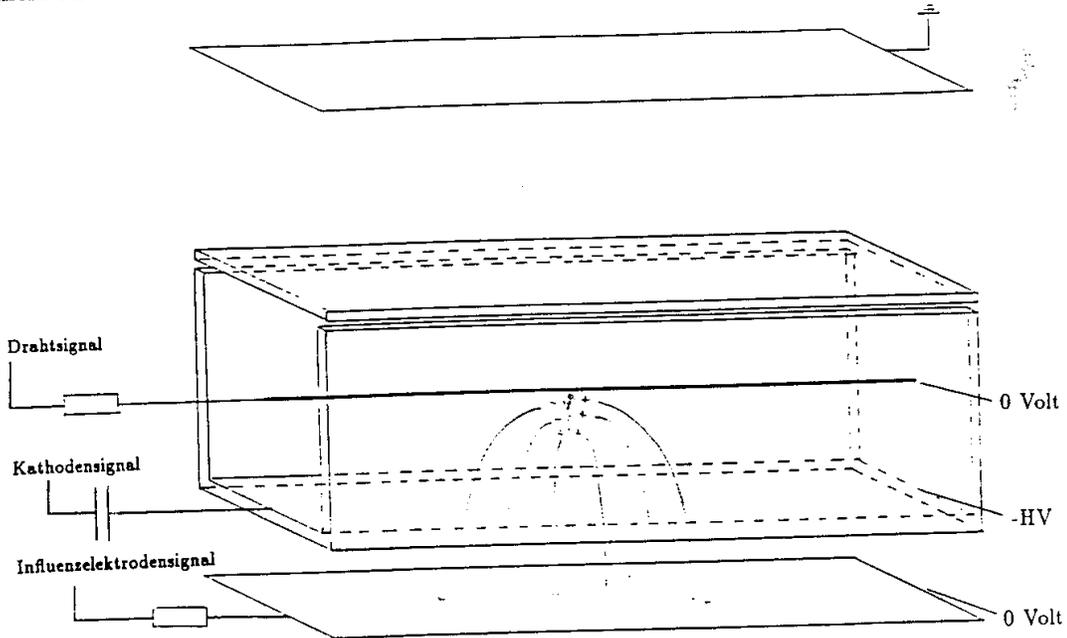


Abbildung 5.1: Ausschnitt aus einer Streamerrohrkammer mit Influenzelektroden.

Die Bewegung der Elektronen verursacht am Draht einen Strom, der als negativer Spannungsimpuls (Abbildung 5.2; Drahtsignal) ausgelesen werden kann. In Richtung auf die Kathode greift die Influenzwirkung zunächst durch die höherohmige Graphitschicht hindurch und erzeugt an den äußeren Influenzelektroden einen Strom, der über einen Auslesewiderstand als Influenzelektrodensignal abgegriffen werden kann. Wie in Abbildung 5.2 dargestellt ist, erfolgen Draht- und äußeres Influenzsignal ungefähr zeitgleich. Sie hängen in ihrer Form hauptsächlich vom Auslesewiderstand und von der Kapazität der jeweiligen Elektrode ab.

Die Feldlinien der Influenzwirkung treten senkrecht in die metallische äußere Elektrode ein. Dies bedeutet, sie durchstoßen die Kathode in einem nicht-rechten Winkel. Das daraus resultierende Potentialgefälle auf der Graphitschicht verursacht dort Ladungsträgerverschiebungen. Dabei bewegen sich Influenzelektronen auf der Graphitschicht in Richtung auf die Entladung zu, bis das Influenzfeld vollständig von ihnen abgeschirmt ist. Die auf der äußeren Elektrode zusammengezogenen Elektronen verteilen sich wieder. Ihr Rückfluß ist auch am Verlauf des Influenzelektrodensignales zu erkennen (Abbildung 5.2).

Ladungsträgerverschiebungen auf der Kathode können nur bedingt am Ausseende in Form eines Stromsignals gesehen werden. Die elektrischen Eigenschaften

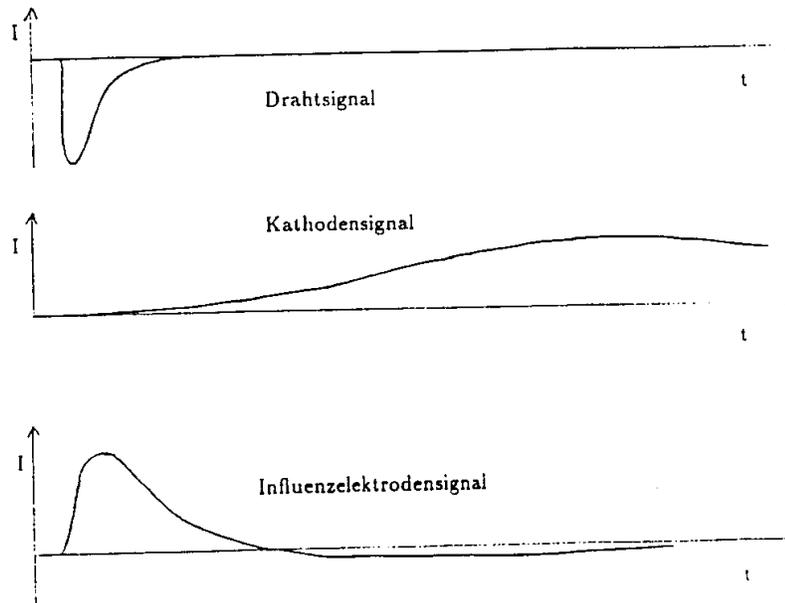


Abbildung 5.2: qualitative Darstellung der Signalformen.

der Graphitschicht verzögern alle Elektronenbewegungen spürbar. Als Ersatzschaltbild für den Ladungstransport auf der Kathode ist Abbildung 5.3 anzusehen.

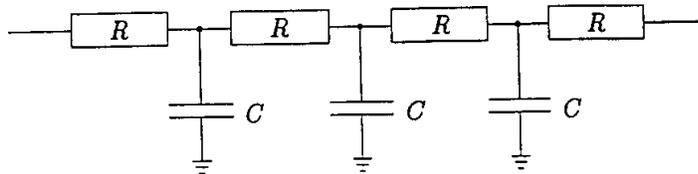


Abbildung 5.3: Ersatzschaltbild für den Ladungstransport auf der Kathode.

Die einzelnen Ohmschen Widerstände R verkörpern den Oberflächenwiderstand der Graphitschicht, die Kondensatoren C ihre Kapazität gegen die umliegenden Elektroden. Es ist leicht einzusehen, daß ein Stromsignal, welches die Schaltung durchläuft, durch das Aufladen der Kondensatoren in seiner Zeitstruktur verändert wird. Auf diese Weise erreicht der Ladungsschwerpunkt des Stromsignales auf der Kathode wesentlich später das Ausleseende, als der Schwerpunkt des Signales auf dem Draht. Mit Hilfe einer Messung der Zeitdifferenz zwischen den Strommaxima des Kathodensignales und des Drahtsignales, läßt sich auf die Länge der Strecke schließen, die das Signal auf der Kathode zurücklegen muß.

Über die zusätzliche Auslese des Kathodensignales kann also die Koordinate des Entladungsortes in Drahtrichtung bestimmt werden. Die folgenden Paragraphen

sollen die wesentlichen Eigenschaften dieses Verfahrens aufzeigen.

5.2 Kalibration einer Kammer

Die Auslese

Die Schaltung, die zur Auslese des Kathodensignales benutzt wird, ist in Abbildung 5.4 skizziert. Bei dem Betrieb einer H1-Streamerrohrkammer liegt an der Graphitschicht negative Hochspannung an. Das Signal, welches an der Kathode ausgelesen werden soll, wird deshalb über einen Kondensator an der Spannungszuleitung angekoppelt. Hierzu wird ein bis 10 kV beständiger Keramikkondensator C_K mit einer Kapazität von 50 nF benutzt.

Das Kathodensignal enthält etwa die gleiche Ladungsmenge wie das Drahtsignal, erstreckt sich aber über mehrere μs (Drahtsignal ca. 40 ns). Die Signalhöhe beträgt also nur einen Bruchteil der des Drahtsignals und muß deshalb verstärkt werden. Der verwandte Verstärker V ist ladungsempfindlich und weist eine RC-Glied-Zeitkonstante von ca. $0.6 \mu\text{s}$ auf. Die festvorgegebene Verstärkung beträgt ca. 50 dB [17].

Die Messung des Signales erfolgt mit Hilfe eines FADC. Um die Impulshöhe des Kathodensignales auf die Eingangswerte des FADC bestmöglich anzupassen, wird vor dem Verstärker ein sogenannter T-Glied-Abschwächer definierter Impedanz und Abschwächungsfaktoren zwischen 5 und 30 in die Schaltung integriert.

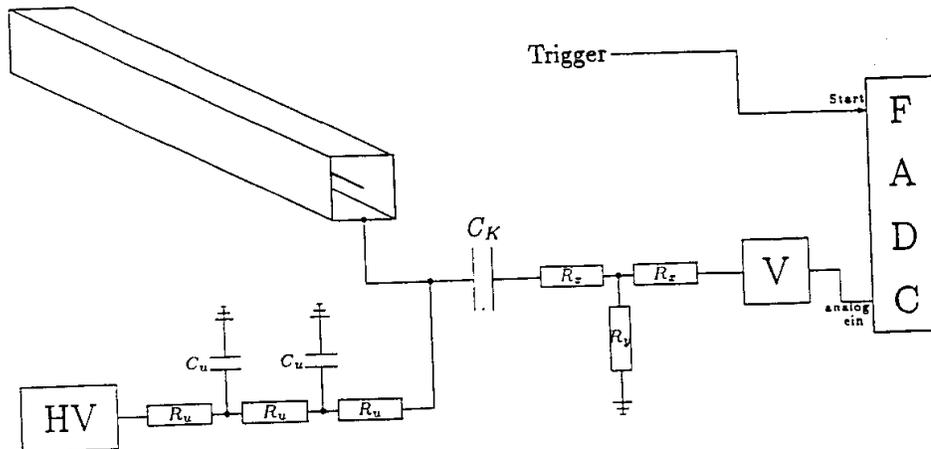


Abbildung 5.4: Blockschaltbild zur Auslese des Signales an der Kathode, Erläuterung im Text.

Um Hochfrequenz-Einstreuungen von der Hochspannungsquelle zu unterdrücken, ist die Spannungszuleitung zur Graphitschicht zusätzlich mit einem Siebglied aus zwei Kondensatoren C_u mit Kapazitäten von 1 nF und den elektrischen Widerständen R_u von je $1 \text{ M}\Omega$ ausgestattet.

Für nähere Untersuchungen der Eigenschaften des Kathodensignales muß der Entladungsort bekannt sein. Dazu hilft ein Kobalt-60-Präparat, das an bestimmten Stellen auf die Streamerrohrkammer gesetzt wird und so den Entladungsort festlegt.

Abbildung 5.5 zeigt das Zerfallsschema für Kobalt-60 [18]. Die beim β -Zerfall

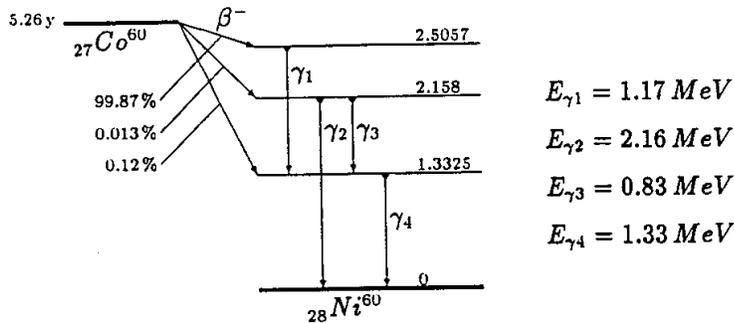


Abbildung 5.5: Zerfallsschema für Kobalt-60.

des Kobalt-60 entstehenden Elektronen verlassen die Ummantelung des Präparates nicht. Die beiden bei über 99 % der Zerfälle gebildeten γ -Quanten mit den Energien 1.17 MeV und 1.33 MeV können im aktiven Gasvolumen der Streamerrohrkammer absorbiert werden. Die Energie der dabei emittierten Elektronen reicht aus, um innerhalb der Kammer eine Ionisationsspur zu erzeugen, die der von kosmischen Müonen ähnlich ist.

Ein mit dem FADC aufgenommenes Kathodensignal ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Der Anstieg des Impulses beginnt nicht zum Zeitnullpunkt der Skala, da der FADC erst mit ca. 300 ns Verzögerung auf die aufsteigende Flanke des Drahtsignals gestartet wird. Um die Zeitdifferenz zwischen Draht- und Kathodensignal bestimmen zu können, muß ein bezeichnendes Merkmal im Verlauf des Kathodenimpulses ausgewählt werden, das im weiteren als 'Zeitmarkierung' des Signales betrachtet wird. Das Erreichen des Maximums des Impulses erweist sich hierfür als ein sinnvolles Charakteristikum.

Kalibration

Der Zusammenhang zwischen dem Entladungsort und den mit dem FADC bestimmten Daten soll nun ermittelt werden. Dazu wird mit Hilfe einer Kalibrationskurve jeder gemessenen Zeitdifferenz zwischen Draht- und Kathodensignal ein bestimmter Teilchendurchgangsort zugewiesen.

Um den Entladungsort an einer bestimmten Stelle der Kammer festzulegen, wird das radioaktive Präparat an dieser Stelle auf die Kunststoffbox der Streamerrohrkammer gestellt (z.B. in 10, 40, 60 oder 90 cm Entfernung vom Ausleseende der Kathode, Abbildung 5.7). Durch Auswertung der FADC-Daten sehr vieler Entladungen werden die jeweiligen Zeitdifferenzen bestimmt und in ein Histogramm eingetragen. Abbildung 5.8 zeigt als Beispiel die Kalibrationshistogramme für Entladungsorte

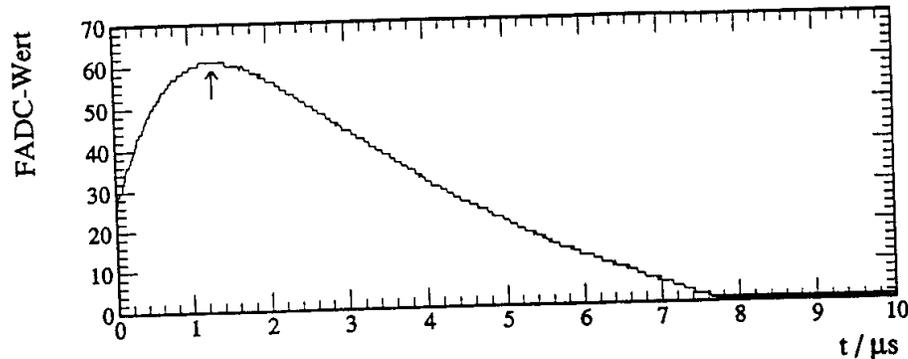


Abbildung 5.6: Ein Kathodensignal, aufgenommen mit dem FADC.

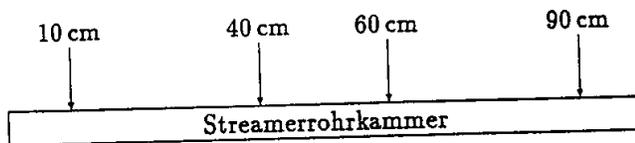


Abbildung 5.7: Beispiele für Kalibrationsorte auf der Kammer.

10, 40, 60 und 90 cm vom Ausleseende der Kathode. Es ergeben sich Verteilungen, die in ihrer Form der Gaußschen Glockenfunktion ähnlich sind. Um den Mittelwert und die Breite σ dieser Verteilungen zu bestimmen, wird eine Gaußfunktion an jedes der Spektren angepaßt.

In Abbildung 5.9 sind die berechneten Mittelwerte der Gaußverteilungen gegen den jeweiligen Ort aufgetragen, an dem die Entladung stattgefunden hat. Die Kalibrationskurve wird aus den Ergebnissen der Kalibrationsmessungen an zwanzig verschiedenen Orten zwischen 5 und 100 cm Abstand zum Kammeranfang (jeweils 5 cm zwischen zwei Meßstellen) ermittelt. An die 20 einzelnen Werte wird eine stetige Funktion angepaßt. Sie wird im weiteren als Kalibrationskurve für die benutzte Kammer bezeichnet. Aus dem Diagramm ist ebenfalls zu erkennen, daß die Kalibrationskurve bei sehr kleinen und sehr großen Abständen zum Kammeranfang nur eine relativ kleine Steigung besitzt. Das bedeutet, daß die Kammer an diesen Stellen nicht als Ortsdetektor zu gebrauchen ist. Aufgrund dieser Randeffekte beträgt die aktive Kammerlänge nur 85 cm (von 10 cm bis 95 cm ab Kammeranfang).

In der Regel ist die Kalibration für jedes Kammerprofil unterschiedlich und muß deshalb individuell durchgeführt werden. Dies kann zum Teil auf eine unterschiedliche Oberflächenleitfähigkeit der Kathode zurückgeführt werden, denn die Dicke und Beschaffenheit der Graphitschicht ist nicht für alle Streamerrohrkammern gleich.

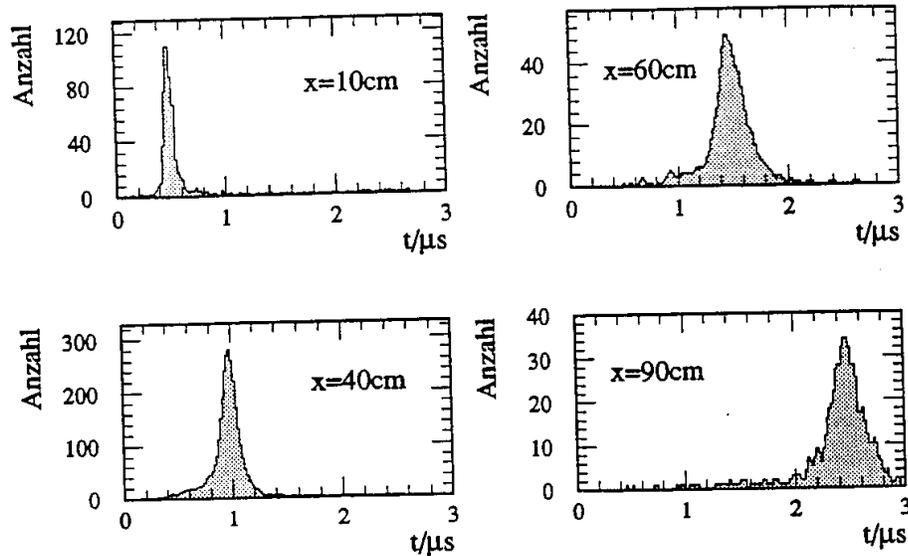


Abbildung 5.8: Kalibrationsspektren für Entladungen 10, 40, 60 und 90 cm vom Ausleseende der Kathode entfernt.

5.3 Die Abhängigkeit von den Betriebsparametern

Als wesentliche Eigenschaft der Methode der Kathodenauslese wird in diesem Unterkapitel der Einfluß des Abstandes zwischen der Kathode und den umliegenden Influenzelektroden erläutert. Außerdem wird das Ortsauflösungsvermögen diskutiert, das unter Verwendung dieser Methode erreicht werden kann.

Das Ortsauflösungsvermögen

Als Fehlerbalken der einzelnen Kalibrationspunkte in Abbildung 5.9 sind die Breiten σ der jeweiligen Kalibrationspektren eingezeichnet. Diese Fehlergrenzen spannen ein Band um die Kalibrationkurve herum auf. Die horizontale Breite dieses Bandes stellt das Ortsauflösungsvermögen für den jeweiligen Kammerort dar. Nach obiger Definition ist die Auflösung direkt von der Breite der Kalibrationspektren abhängig. Diese wird jedoch von vielen Faktoren im Rahmen der Messung und Auswertung beeinflusst. Einige von ihnen werden im folgenden näher untersucht.

Die bei der Kalibration auf den Kammerdeckel gesetzte γ -Quelle strahlt ihre Photonen isotrop ab. Primärisation wird also nicht nur im aktiven Gasvolumen direkt unterhalb des Präparates ausgebildet, sondern auch mit endlicher Wahrscheinlichkeit in der näheren Umgebung dieser Stelle.

Der zur Kalibration benutzte Kollimator, der vor die γ -Strahlungsquelle gesteckt

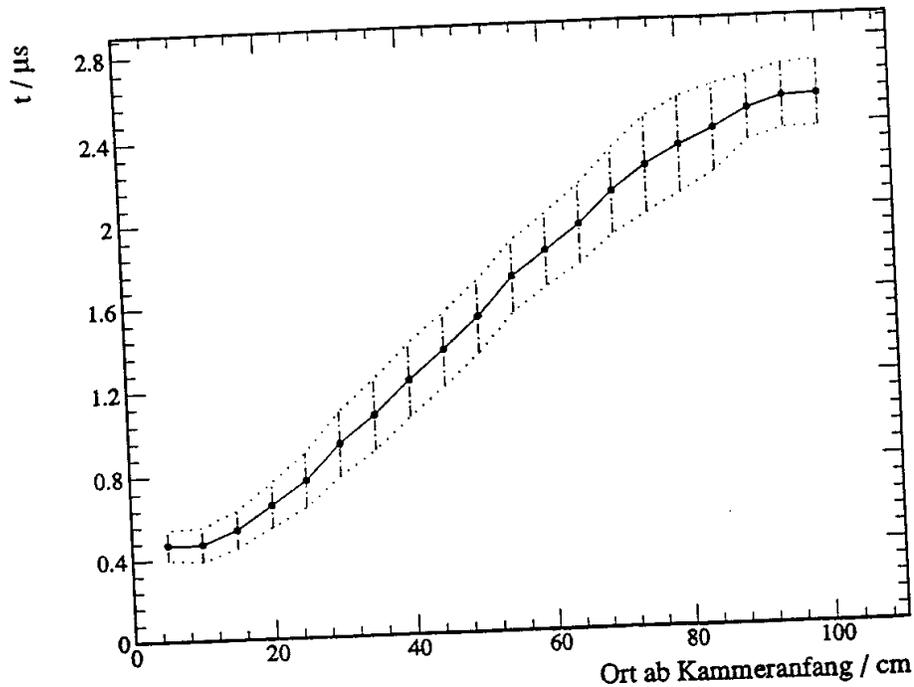


Abbildung 5.9: Kalibrationskurve einer 1 m langen Streamerrohrkammer.

ist, beschränkt den Entladungsort auf ca. 3 mm entlang des Drahtes. Für die Ortsauflösung ist die Kollimation von nur geringfügiger Bedeutung, wie eine Messung mit verbreiteter Kollimatoröffnung zeigt.

Die Auswahl des Charakteristikums für die Festlegung des Zeitpunktes des Kathodensignales hat einen Einfluß auf die Breite der Kalibrationsspektren. Anstatt des Maximums des elektrischen Impulses können auch andere Stellen im Signalverlauf verwandt werden. Untersuchungen diesbezüglich zeigen jedoch, daß auf diese Weise lediglich eine Verbreiterung der einzelnen Kalibrationspektren erzielt wird. Damit ist bestätigt, daß das Strommaximum des Signales ein gutes Charakteristikum darstellt.

Ebenso ist eine Abhängigkeit der Kalibrationsverteilungen von den jeweiligen Impulshöhen der Signale denkbar. Vor allem durch die Art der Verstärkung der Signale (hohe Integrationszeitkonstante) könnten sich systematische Verzerrungen bemerkbar machen. Um diese Abhängigkeit zu untersuchen, wird jeweils für kleine, mittlere und große Signalhöhen getrennt eine Kalibration durchgeführt. Die sich ergebenden drei Spektren unterscheiden sich jedoch nur geringfügig. Die Verbreiterung der Kalibrationsverteilungen durch unterschiedliche Impulshöhen ist also vernachlässigbar klein und beeinflußt die Ortsauflösung nicht.

Die Resultate der eben erläuterten Untersuchungen lassen den Schluß zu, daß

die Höhe des Ortsauflösungsvermögens nicht von den jeweiligen Signaleigenschaften abhängt sondern auf Vorgänge in der Graphitschicht während des Ladungstransportes zurückzuführen ist. Für diese Interpretation spricht ebenfalls die unterschiedliche Breite der Spektren für lange und kurze Wegstrecken des Signales und deutet als erstes auf eine statistisch bedingte Fluktuation hin. Das Ortsauflösungsvermögen ist dann also von der Beschaffenheit der Graphitschicht abhängig. Eine homogene Graphitschicht erlaubt dann eine wesentlich bessere Ortsauflösung.

Das Ortsauflösungsvermögen kann aus Abbildung 5.9 ermittelt werden. Die horizontale Breite des Bandes, das durch die 'Fehler' der Kalibrationspunkte aufgespannt wird, gibt die Ortsauflösung an dem jeweiligen Kalibrationsort an. Die verwandten Kammern zeigen im ersten Teil der Kammer (z.B. bei 20 cm ab Rohranfang) eine Unsicherheit der Ortsbestimmung von ca. ± 5 cm. Für weiter vom Ausleseende entfernte Entladungsorte wächst sie bis auf ± 10 cm. Es läßt sich also von einer Ortsauflösung in der Größenordnung von 10 % sprechen.

Der Einfluß des Abstandes zur Influenzelektrode

Wie in Kapitel 5.1 bereits erläutert wurde, spielt die Kapazität der Graphitschicht eine entscheidende Rolle für die Geschwindigkeit des Ladungstransportes auf der Kathode. Diese Kapazität setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Ein Teil der Kapazität wird durch die innere Geometrie (Kapazität zwischen Draht und Graphitschicht) der Kammer festgelegt. Dieser Anteil beträgt bei einer H1-Streamerrohrkammer mit einer Länge von 1.1 m ungefähr 100 pF. Der übrige Teil wird durch die Entfernung äußerer Influenzelektroden zur Kathode bestimmt. Das größte Gewicht hat dabei die Masseplatte, die direkt unterhalb der Kammer angebracht ist. Der Einfluß einer Änderung dieser Kapazität soll nun untersucht werden.

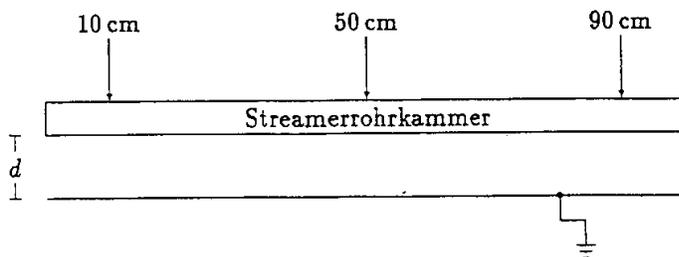


Abbildung 5.10: Der Abstand d zwischen Kathode und Masseplatte.

Der Abstand d (Abbildung 5.10) der Masseplatte zur Kathode wird variiert, und jeweils an drei Orten (10, 50 und 90 cm) werden im Detektor mit Hilfe des Kobalt-Präparates Streamerentladungen erzeugt. Abbildung 5.11 zeigt eine Auswahl der Ergebnisse. Die drei Diagramme sind bei drei verschiedenen Abständen d aufgenommen. Jedes Diagramm enthält für die drei Entladungsorte typische Kathodensignale. Es ist deutlich zu erkennen, daß nach der Vergrößerung des Abstandes

zwischen Kathode und äußerer Influenzelektrode kleinere Signalzeiten gemessen werden. Wie erwartet nimmt also die Transportgeschwindigkeit der Ladungen auf der Kathode mit Verkleinerung der Kapazität der Graphitschicht zu.

Wird eine neue Kalibration bei verändertem Masseplattenabstand durchgeführt, so ergeben sich verständlicherweise andere Mittelwerte der Kalibrationsspektren als bei der vorangegangenen. Die Kalibrationkurven fallen dann deutlich steiler bzw. flacher aus. Das Ortsauflösungsvermögen jedoch bleibt unverändert konstant.

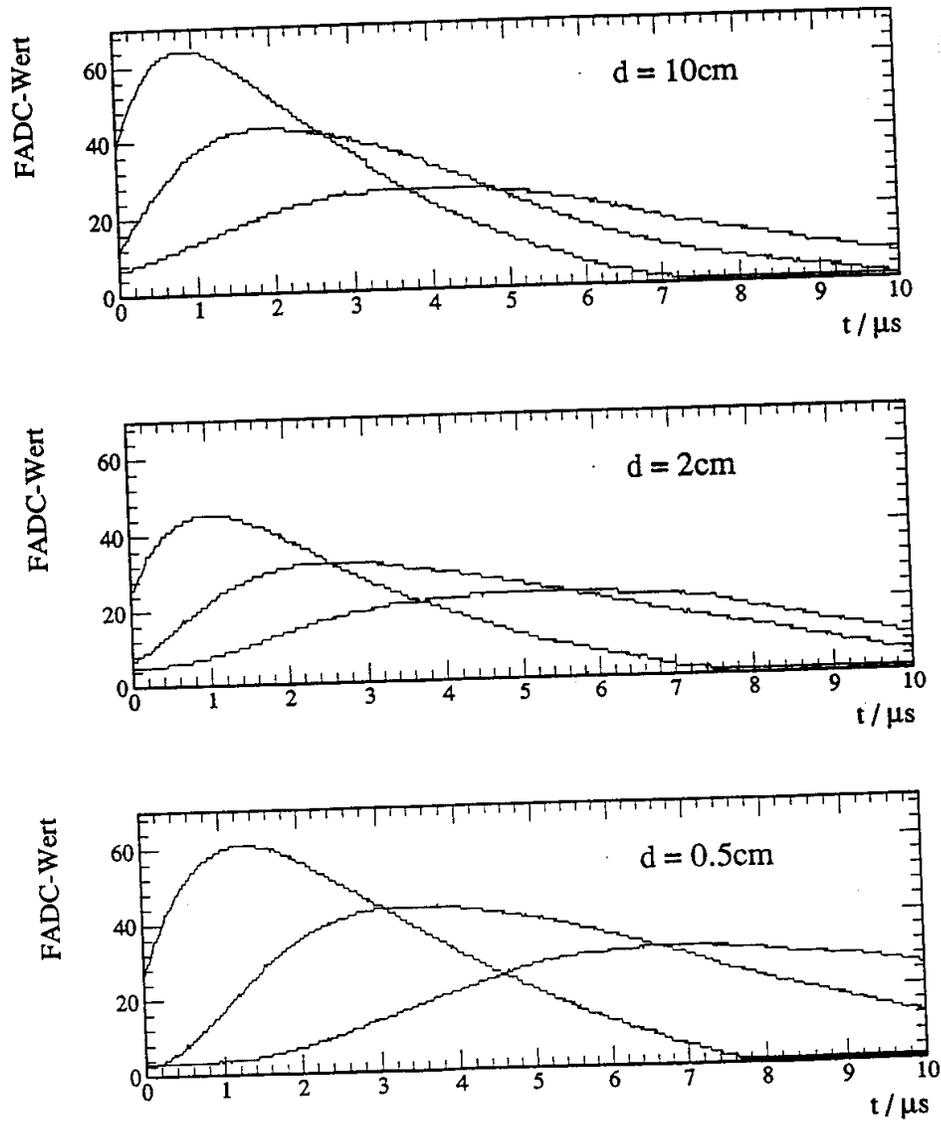


Abbildung 5.11: Kathodensignale für Entladungsorte bei 10, 50 und 90 cm Entfernung vom Ausleseende der Kathode und einem Abstand zur Influenzelektrode von a) $d = 0.5\text{ cm}$, b) $d = 3\text{ cm}$ und c) $d = 10\text{ cm}$.

Kapitel 6

Untersuchungen zur Abhängigkeit der Entladung vom Einfallswinkel kosmischer Müonen

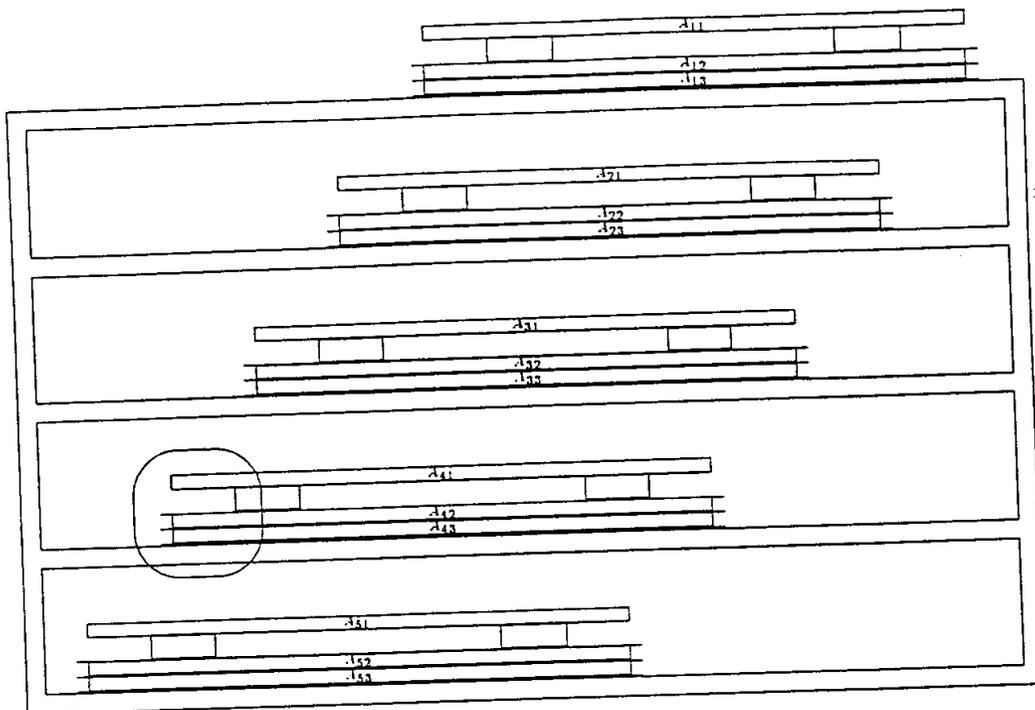
In Kapitel 1.2 wurde bereits erwähnt, daß im H1-Detektor Streamerrohrkammern unter anderem dazu benutzt werden, die aus dem inneren Kalorimeterbereich 'herausleckende' hadronische Restenergie zu bestimmen. Dabei wird davon ausgegangen, daß diese Restenergie proportional ist zur Zahl der im Streamerrohrkalorimeter insgesamt gebildeten Streamerentladungen. Zur Bestimmung dieser Zahl wird die auf den 'Pads' influenzierte Ladung ausgelesen, da sie proportional zu der in den umliegenden Kammern gebildeten Drahtladung ist. Die Drahtladung ist aber wesentlich von dem Einfallswinkel der geladenen Teilchen abhängig. Das bedeutet, daß gleiche Schauer bei unterschiedlichen Einfallswinkeln unterschiedlich große Ladungsmengen im Kalorimeter produzieren. Da die Streamerrohrkammern des H1-Detektors aufgrund seiner Geometrie in einem sehr großen Winkelbereich arbeiten (es treten Teilchenspuren auf, die Winkel zwischen 0° und 55° zur Drahtnormalen einnehmen), ist eine Korrektur der gemessenen Ladung auf den Einfallswinkel des Schauers erforderlich.

Die Winkelabhängigkeit der Streamerentladung soll in diesem Kapitel näher untersucht werden. Alle Messungen hierzu werden mit minimal ionisierenden Müonen der kosmischen Höhenstrahlung durchgeführt.

6.1 Der Experimentaufbau

Die Seitenansicht des für die Untersuchungen gewählten Experimentaufbaues ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Das Grundgerüst besteht aus einem fünf-fächrigen 'Regal'. Jedes Fach ist mit drei jeweils 1 m langen Streamerrohrkammern belegt. An den jeweils unteren beiden Kammern eines jeden Faches (A_{i2}, A_{i3}) wird das Drahtsignal ausgelesen, welches zur Bestimmung der am Draht deponierten Ladung dient. Diese Kammern sind mit 0.6 mm dicken geerdeten Aluminiumblechen untereinander und nach außen hin elektrisch abgeschirmt.



- A_{11}, \dots, A_{51} : Streamerrohrkammer als Ortsdetektor
 $A_{12}, \dots, A_{52}, A_{13}, \dots, A_{53}$: Streamerrohrkammer
 B : geerdetes Aluminiumblech
 C : Abstandshalter
 D : Regalboden

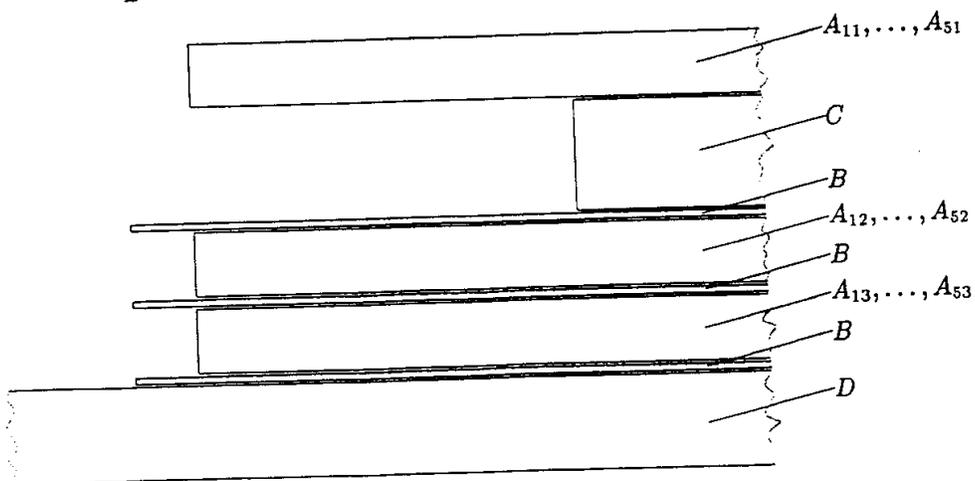


Abbildung 6.1: Der Experimentaufbau

Mit Hilfe der Kathodenauslese wird die jeweils obere der drei Kammern eines Faches ($A_{11} - A_{51}$) als Ortsdetektor betrieben. Diese Kammer ist nicht metallisch abgeschirmt, sondern in einem Abstand von 2 cm von der nächsten Masseplatte entfernt angebracht. Der Einfluß dieses Abstandes auf das Kathodensignal ist bereits in Kapitel 5.3 erläutert. Die fünf Kammerstapel haben einen vertikalen Abstand von jeweils 15 cm und sind in der Horizontalen jeweils um 16.6 cm versetzt angeordnet (siehe Abbildung 6.1). Der Grund für diese Versetzung wird später gegeben.

Die Kathodensignale der fünf Ortsdetektoren werden mit Hilfe von fünf FADC ausgelesen. Damit kann über die gemessene Zeitdifferenz zwischen Draht- und Kathodensignal der Durchstoßpunkt des Teilchens durch die Kammer bestimmt werden. Diese Methode läßt eine Bestimmung des jeweiligen Entladungsortes zwischen Abständen von 10 cm bis 95 cm vom Kammeranfang zu, was einer aktiven Detektorlänge von 85 cm entspricht. Aus den fünf Teilchendurchstoßpunkten, die mit Hilfe der FADC-Daten ermittelt werden, läßt sich die Spur des Teilchens durch die Apparatur rekonstruieren. Spuren kosmischer Müonen, die einen Winkel bis zu $\vartheta = 68^\circ$ zur Vertikalen bilden, können auf diese Weise nachgewiesen werden.

Die Müonen der kosmischen Höhenstrahlung sind in ihrem Zenitwinkel ϑ nicht gleichverteilt. Ihr Fluß läßt sich vielmehr mit

$$I(\vartheta) \sim \cos^2 \vartheta \quad (6.1)$$

beschreiben, wobei $I(\vartheta)$ den Müonenfluß im Winkelintervall $d\vartheta$ um ϑ bedeutet. Diese Verteilung beeinflusst die Raten, mit denen die Teilchenspuren verschiedener Winkel gemessen werden. Um die Meßzeit mit dem Experimentaufbau bestmöglich nutzen zu können, ist der Aufbau so beschaffen, daß die Spuren für einzelne Winkel innerhalb des erforderlichen Winkelbereiches in etwa gleichhäufig auftreten. In

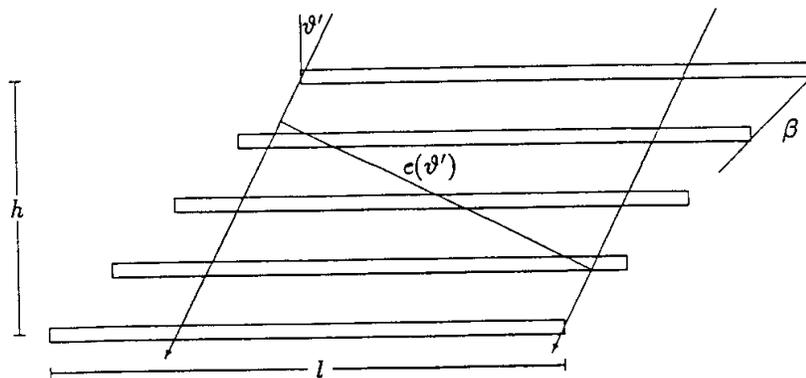


Abbildung 6.2: Geometrie des Experimentaufbaues.

Abbildung 6.2 ist die Geometrie des Aufbaues verdeutlicht. Dargestellt sind dort die fünf Ortsdetektoren und mögliche Teilcheneinfallsspuren. Dabei ist l die aktive

Länge jedes Streamerrohres, h die Gesamthöhe (der Abstand zwischen dem obersten und untersten Kammerdraht) und β der Neigungswinkel des Aufbaues. Die Öffnungsbreite $c(\vartheta')$ stellt die Breite senkrecht zur Teilchenspur dar, auf der in einem bestimmten Winkel ϑ' einfallende Müonen registriert werden. Diese Breite ist bei isotropem Teilcheneinfall proportional zur Häufigkeit des Auftretens der Spuren, die bei diesem Winkel rekonstruiert werden können. Mit Gleichung 6.2 läßt sich die Öffnungsbreite in Abhängigkeit vom Neigungswinkel β des Aufbaues berechnen, wobei ϑ' den Winkel der Teilchenspur zur Drahtnormalen (Zenitwinkel) darstellt und für diese Untersuchung von -90° bis $+90^\circ$ definiert sein soll.

$$\begin{aligned}\vartheta'_{min} &= \arctan\left(\tan\beta - \frac{l}{h}\right) \\ \vartheta'_{max} &= \arctan\left(\tan\beta + \frac{l}{h}\right)\end{aligned}\quad (6.2)$$

$$c(\vartheta') = \begin{cases} (l + h(\tan\vartheta' - \tan\beta)) \cos\vartheta' & \text{für alle } \vartheta'_{min} < \vartheta' < \beta \\ (l - h(\tan\vartheta' - \tan\beta)) \cos\vartheta' & \text{für alle } \beta < \vartheta' < \vartheta'_{max} \end{cases}$$

Der Experimentaufbau weist einen Neigungswinkel von 48° auf. Abbildung 6.3 zeigt die Öffnungsbreite $c(\vartheta')$ in Abhängigkeit des Zenitwinkels ϑ' für die Neigungswinkel a) $\beta = 0^\circ$ und b) $\beta = 48^\circ$.

Bei der Entladung in der Kammer spielt nur der Betrag des Einfallswinkels ϑ' eine Rolle, so daß sich die Öffnungsbreite für $-\vartheta'$ zu der von ϑ' zuaddiert. Im weiteren wird nur noch der Betrag von ϑ' betrachtet und wieder als ϑ bezeichnet.

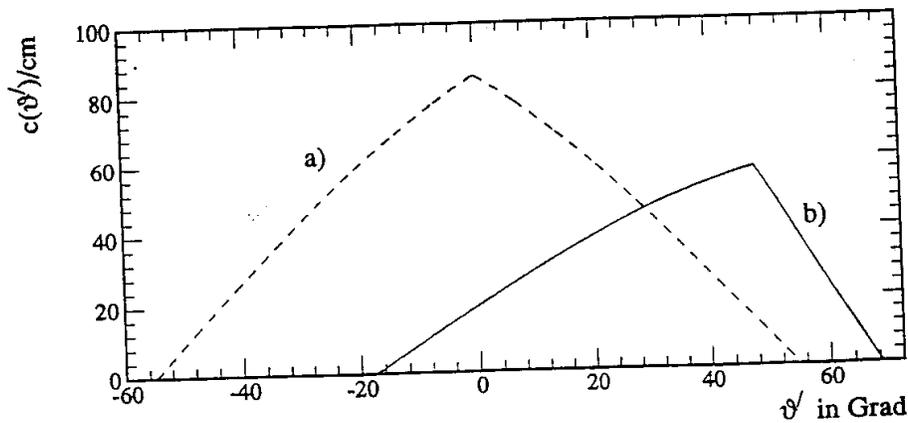


Abbildung 6.3: Öffnungsbreite in Abhängigkeit des Einfallswinkels a) mit senkrechtem und b) mit 48° schräggestelltem Aufbau.

Da die Bahnen kosmischer Müonen mit $\cos^2\vartheta$ verteilt sind, ergibt sich für die Rate $N(\vartheta)$ der rekonstruierbaren Teilchenspuren:

$$N(\vartheta) \sim c(\vartheta) * \cos^2 \vartheta \quad (6.3)$$

Abbildung 6.4 stellt die so berechneten Raten speziell für $l = 85 \text{ cm}$ und $h = 60 \text{ cm}$ bei den Neigungswinkel $\beta = 0^\circ$ und $\beta = 48^\circ$ dar. Die Raten sind auf ihren Wert bei senkrechtem Teilchendurchgang normiert. Es ist deutlich zu erkennen, daß

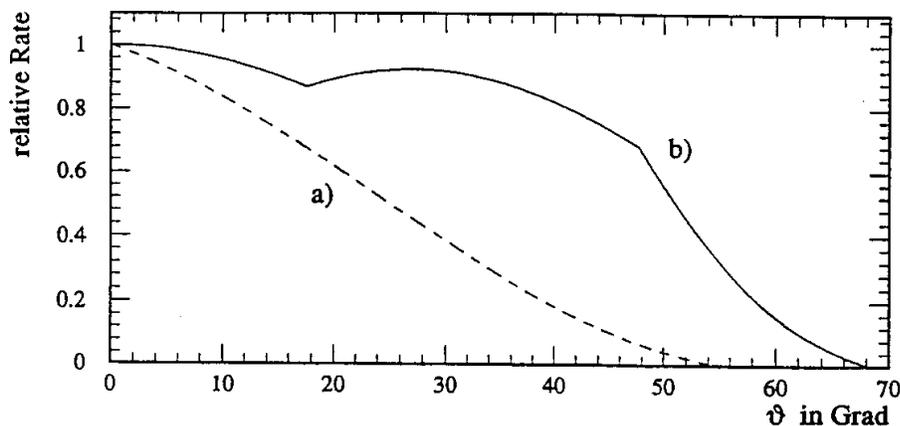


Abbildung 6.4: Relative Teilchenrate in Abhängigkeit des Einfallswinkels a) mit senkrechtem und b) mit 48° schräggestelltem Aufbau.

sich durch die Neigung der Anlage um den Winkel $\beta = 48^\circ$ ein erheblich breiteres Spektrum der Raten ergibt (Abbildung 6.4 b). Bis zu einem Winkel von ca. $\vartheta = 48^\circ$ bleibt die Zahl der nachgewiesenen Teilchen annähernd konstant und fällt erst dann ab. Bei dem senkrechten Aufbau (Abbildung 6.4 a) werden Spuren mit kleinem Winkel sehr stark bevorzugt. In Abbildung 6.5 ist eine mit der Apparatur gemessene Teilchenrate in Abhängigkeit des Einfallswinkel dargestellt. Der Vergleich mit Abbildung 6.4 bestätigt die eben erfolgte Abschätzung der Teilchenraten.

Die Gesamtrate aller registrierbaren Teilchen ist bei senkrechtem Aufbau erheblich größer als bei geneigtem. Dies ist jedoch für das Experiment nicht von Bedeutung, da die Zahl der Spuren, die in einem bestimmten Zeitintervall rekonstruiert werden können, im wesentlichen durch die Dauer des Ausleseverfahrens mit dem Computer begrenzt ist. Für beide Arten des Aufbaues überschreitet die Teilchenrate diese Grenze bei weitem.

Bei allen benutzten Kammern wird jeweils nur eines der beiden Profile betrieben. Dies hat den Vorteil, daß die Variation des Winkels relativ gering gehalten wird, den die Teilchenpur in der Ebene einnimmt, die senkrecht zum Draht liegt. Bei allen rekonstruierbaren Spuren kann dieser Winkel aufgrund der Geometrie der Meßapparatur nur zwischen 0° und 6° variieren und hat deshalb keinen bedeutenden Einfluß auf die Messung.

Es ist nicht nötig, die für die Entladung bedeutenden Gasparameter, wie zum Beispiel Druck und Temperatur während einer Messung konstant zu halten. Kleinere Schwankungen dieser Parameter müssen nicht korrigiert werden, da sie sich auf alle Meßbereiche gleichartig auswirken.

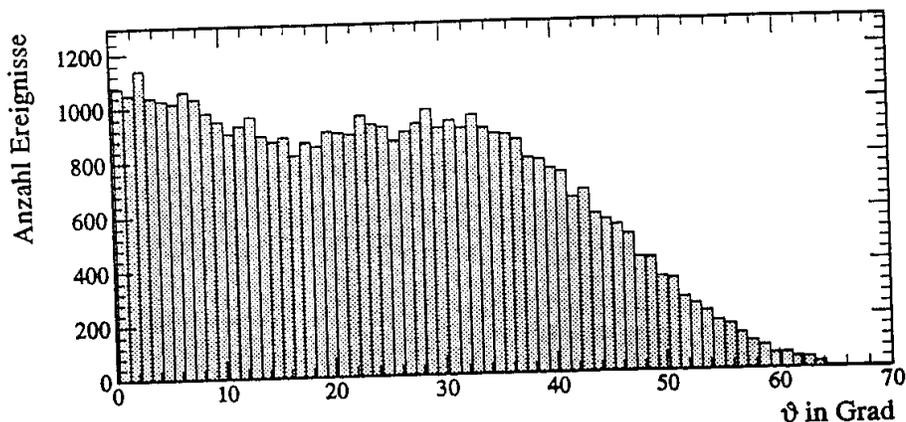


Abbildung 6.5: Mit der Apparatur gemessene M μ onrate in Abh \ddot{a} ngigkeit des Einfallswinkels.

Dieser wichtige Vorteil ist der Tatsache zu verdanken, da β w \ddot{a} hrend der Durchf \ddot{u} hrung eines Experimentes die Ladungsspektren aller Winkel zwischen 0 $^\circ$ und 68 $^\circ$ quasi 'parallel' aufgenommen werden k \ddot{o} nnen.

Die elektronische Verschaltung

Ein Blockschaltbild der elektronischen Verschaltung des Experimentes ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Der Start jeder einzelnen Messung soll mit dem Zeitpunkt des Teilchendurchganges erfolgen. Dieser Zeitpunkt wird dadurch definiert, da β in dreien der f \ddot{u} nf Streamerrohrkammern, die als Ortsdetektoren verwandt werden, 'gleichzeitig' (innerhalb eines Zeitintervalles von 100 ns) eine Streamerentladung z \ddot{u} ndet. Dazu werden die Drahtsignale der obersten, der mittleren und der untersten Kammer 10-fachverst \ddot{a} rkt (V: LRS 612A) jeweils in einen Diskriminator D gegeben. Die Diskriminatoren werden so eingestellt, da β Drahtsignale ab einer Impulsh \ddot{o} he von 13 mV ein Normsignal (NIM) von 100 ns L \ddot{a} nge erzeugen. Das Koinzidenz-Triggersignal aus diesen drei normierten Impulsen gibt die Koinzidenzeinheit K_1 . Das Ausgangssignal dieser Stufe stellt (über ein 'fan in/out' F_1) das Startsignal für die f \ddot{u} nf FADC und das Gatesignal von 400 ns für die zehn ADC dar. Ebenfalls wird der Impulsgenerator G gestartet. Dieser Generator ist (über das 'fan in/out' F_2) mit den 'Veto'-Eing \ddot{a} ngen der Koinzidenzeinheit K_1 und der Diskriminatoren verbunden und verbietet so weitere Startsignale innerhalb seiner Impulsl \ddot{a} nge von 1 μ s. Die gesamte Messung steuert der Rechner¹ R . Die Zeit, die vom Rechner für die Weiterverarbeitung der aus den ADC und FADC ausgelesenen Daten ben \ddot{o} tigt wird, übersteigt allerdings 1 μ s und kann für verschiedene M μ onereignisse unterschiedlich sein. Deshalb werden die Veto-Eing \ddot{a} nge der Diskriminatoren zus \ddot{a} tzlich durch ein Ausgangssignal des Rechners angesteuert und erst freigegeben, sobald der eingelesene Datensatz vollst \ddot{a} ndig

¹IBM-kompatibler PC (286-AT)

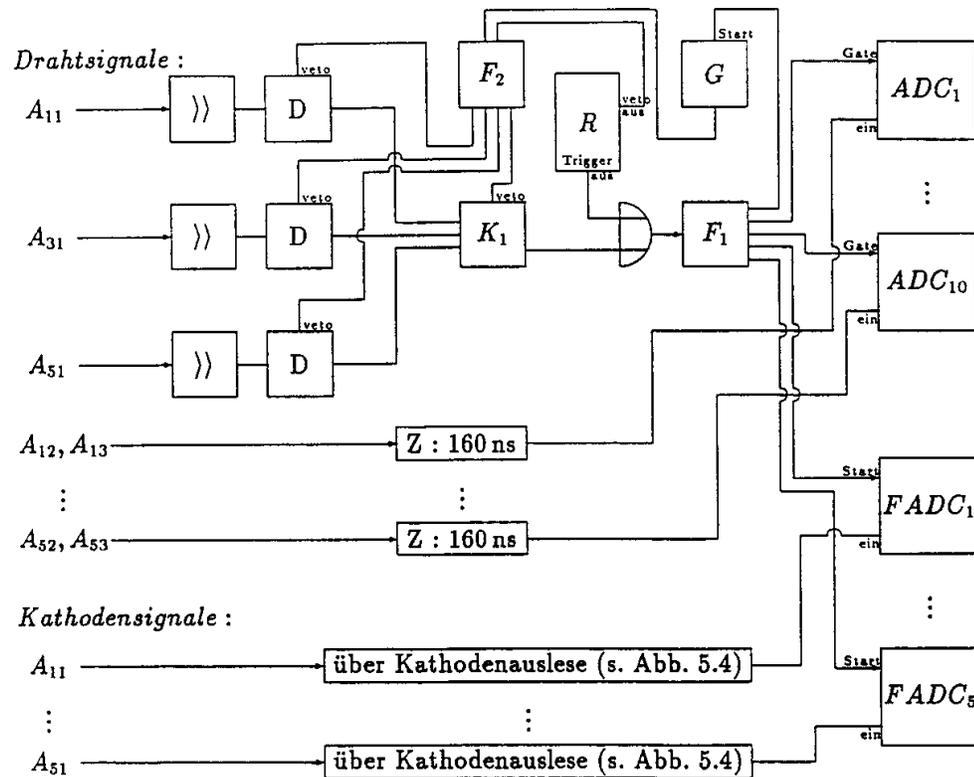


Abbildung 6.6: Blockschaltbild der elektronischen Verschaltung, Erläuterung erfolgt im Text.

bearbeitet ist. Über einen weiteren Rechnerausgang besteht ebenfalls die Möglichkeit die ein Trigger-Signal zu geben und so eine Messung ohne Teilchendurchgang durchzuführen. Diese Möglichkeit dient der Nullwertbestimmung der ADC und wird später näher erläutert.

Die Drahtsignale der zehn Kammern, die zur Ladungsmessung dienen, werden über eine Verzögerungsstufe Z um ca. 160 ns verzögert und in je einen ADC-Eingangskanal gegeben. Dabei sind die acht Drähte eines Profiles jeweils zu einem Kanal zusammengefaßt.

Die Kathodensignale der fünf Ortsdetektoren werden mit einer entsprechenden Schaltung, die in Kapitel 5.2 bereits genau beschrieben ist, über jeweils einen FADC eingelesen.

Sämtliche beschriebenen Signalwege zwischen den einzelnen Schaltungselementen erfolgen mit Hilfe von 50Ω -Kabeln. Die ADC- und FADC-Auslese erfolgt mit Hilfe eines 'Camac-Bus' über einen speziellen-Controller, der in den Rechner eingebaut ist.

6.2 Das Meß- und Auswertungsverfahren

Bevor das Experiment beginnt, soll zunächst die Meßapparatur kalibriert werden. Dazu muß für jede der fünf Ortsdetektoren die zugehörige Kalibrationskurve bestimmt werden. Jede Kalibrationskurve wird, wie bereits in Kapitel 5.2 erklärt, aus den Ergebnissen der Kalibrationsmessungen an achtzehn verschiedenen Orten zwischen 10 und 95 cm Abstand zum Kammeranfang (jeweils 5 cm zwischen zwei Meßstellen) ermittelt. An die 18 einzelnen Werte wird eine stetige Funktion angepaßt und entsprechend der Auflösung des FADC (10 ns) in Form einer Kalibrationstabelle abgespeichert. Auf diese fünf Tabellendateien hat das später erklärte Auswertungsprogramm Zugriff.

Zur Bestimmung der Drahtladung aus den übrigen zehn Streamerrohrkammern wird ein ADC (LeCroy 2249a) benutzt. Dabei handelt es sich um einen 10-Bit ADC mit einer Schrittweite von 0.25 pC. Er ist deshalb für die Messung von Signalladungen zwischen 0 und 250 pC zu gebrauchen. Den Wert, den der ADC liefert, wenn keine elektrische Ladung in einen seiner Eingangskanäle geflossen ist, wird als Nullwert dieses ADC-Kanales bezeichnet. Der Nullwert wird für jeden der zehn ADC-Kanäle so eingestellt, daß er für die verwandte Gatezeit von 300 ns ungefähr den ADC-Ausgangswert von 40 (10 pC) beträgt. Dieser Wert kann sich während der Dauer einer Messung geringfügig ändern. Um ihn zu kontrollieren wird nach jeweils neun gemessenen Müonereignissen vom Rechner über die Einheit F_1 ein Startsignal erteilt, obwohl kein Teilchendurchgang erfolgt ist. Die daraufhin aus den zehn ADC-Kanälen ausgelesenen Ladungen entsprechen den Nullwerten. Auf diese Weise kann eine eventuelle Schwankung des ADC-Nullwertes im Rahmen der Auswertung korrigiert werden.

Das Computerprogramm, das die Messung steuert, berechnet mit Hilfe der Kalibrationstabellen aus den fünf FADC-Datensätzen die Koordinaten der Entladungsorte. Aus diesen Koordinaten wird durch lineare Regression die Teilchenspur rekonstruiert und der Winkel ϑ , den diese Spur mit der Drahtnormalen einnimmt, berechnet. Dabei wird jeder Entladungsort mit der Ortsauflösung gewichtet, die im Rahmen der Kalibration für diesen Entladungsort bestimmt worden ist. Die Größe der Abstände Δa_i der fünf Entladungsorte von der rekonstruierten Spur stellt ein Maß für die Unsicherheit dar, mit der der Einfallswinkel ϑ bestimmt wird. Als solches Maß wird die Größe F gewählt und als Fehler der Rekonstruktion bezeichnet. Sie berechnet sich wie folgt:

$$F = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta a_i)^2}{n-2}}$$

Ereignisse deren Spurrekonstruktionsfehler mehr als 100 mm beträgt, werden von der Auswertung ausgeschlossen. Das Programm speichert die berechneten Informationen über die Teilchenspur sowie alle Ladungswerte der einzelnen ADC-Kanäle in Form von Dateien auf der Festplatte des Rechners ab.

Zum Beginn der Auswertung werden die Nullwerte der ADC-Kanäle bestimmt. Für die Ladungen jedes Kanales wird jeweils ein Histogramm angelegt. Eine sich auf

diese Weise ergebende typische Ladungsverteilung ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Deutlich ist die Spitze, die den Nullwert verkörpert, bei einem ADC-Ausgangswert

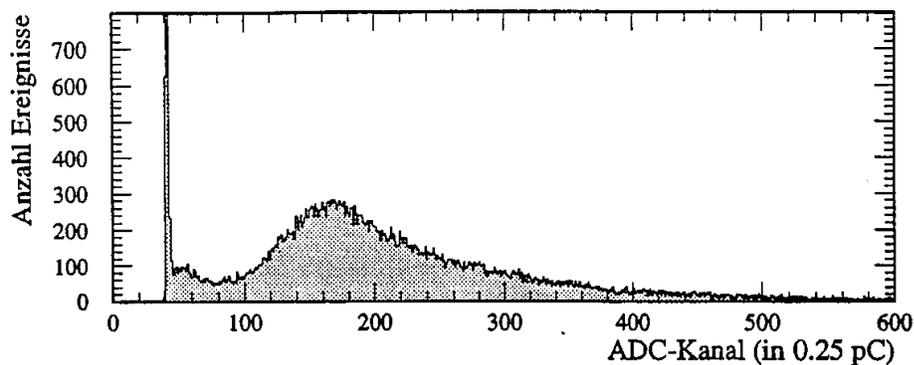


Abbildung 6.7: Typisches Ladungsspektrum aus einem ADC-Kanal.

von ca. 40 zu erkennen. Der so für jeden der zehn Kanäle ermittelte Nullwert stellt die Nullmarke für die Ladungsmessung in dem jeweiligen ADC-Kanal dar. Die Differenz zwischen den gemessenen ADC-Werten und dem zugehörigen Nullwert wird in eine Ladung umgerechnet. Sie ergibt den absoluten Wert (in pC) für die bei der jeweiligen Streamerentladung am Draht deponierte Ladungsmenge.

Die Datensätze werden nun neu sortiert. Die Einfallswinkel zwischen 0° und 68° werden in Winkelintervalle von je $\Delta\vartheta = 1^\circ$ unterteilt. Für jedes Intervall wird ein Histogramm angelegt, in das die in dem jeweiligen Winkelintervall gemessenen Ladungen eingetragen werden. Abbildung 6.8 zeigt eine typische Ladungsverteilung für Einfallswinkel um $\vartheta = 20^\circ$. Die Erhöhung in der Verteilung bei sehr kleinen Ladun-

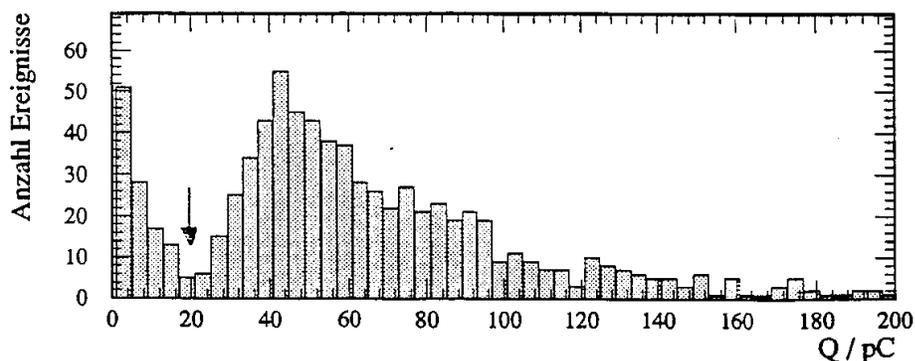


Abbildung 6.8: Typisches Ladungsspektrum für Einfallswinkel um $\vartheta = 20^\circ$.

gen (≤ 10 pC) rührt aus Ladungssignalen her, bei denen kein Streamer gezündet hat. Dazu gehören Signale, die durch elektronisches 'Übersprechen' aus Streamerentla-

dungen in den umliegenden Kammern gebildet werden, aber auch wenige Drahtsignale, die aus Proportionalentladungen herrühren.

Da solche Ladungswerte für die Bestimmung der mittleren Streamerladung nicht berücksichtigt werden dürfen, wird an die Verteilung ein Schnitt angelegt. Dieser Schnitt soll möglichst alle 'Nicht-Streamerladungen' wegschneiden, und wird deshalb in das Minimum zwischen den Teil des Spektrums, der hauptsächlich von Streamerentladungen bestimmt wird, und den Teil, der anderen Ursprunges ist, gelegt (siehe Pfeil in Abbildung 6.8). Das arithmetische Mittel aus allen Ladungsmengen, die oberhalb des Schnittes liegen, wird als Mittelwert für die Streamerladung bezeichnet. Die Ladungsmenge, ab der der Schnitt angesetzt werden muß, ist wie die mittlere Streamerladung abhängig vom Teilcheneinfallswinkel und steigt im allgemeinen mit dem Winkel. Mit Hilfe der eben angeführten Methodik berechnet das Computerprogramm, das für die Auswertung zuständig ist, die mittlere Streamerladung für Einfallswinkel zwischen 0° und 68° .

Um den statistischen Fehler, der für den Mittelwert kalkuliert werden muß, gering zu halten, soll die Ladungsverteilung jedes Einfallswinkelintervalles mindestens 1000 Einträge enthalten. Dies bedeutet, daß wenigstens 100 Müöndurchgänge pro Winkelintervall nachgewiesen werden müssen, da bei jedem Ereignis die Ladungen aus zehn Streamerrohrkammern gleichzeitig gemessen werden. Weil Einfallswinkel bis zu 68° auftreten können, benötigt eine vollständige Meßreihe ca. 10^4 brauchbare Müöndurchgänge durch die Apparatur, um die oben geforderte Zahl an Ereignissen zu erreichen. Die Zeit, in der eine solche Messung durchgeführt werden kann, beträgt ungefähr 30 Stunden. Da sich der Druck während dieser Meßzeit geringfügig ändern kann, wird er in Abständen aufgenommen. Für jede Meßreihe kann auf diese Weise ein mittlerer Druck angegeben werden. Keine der durchgeführten Messungen zeigte größere Druckschwankungen als ± 3 mbar.

Da das Winkelaufhebungsvermögen des Meßaufbaues nicht experimentell bestimmt werden kann, wird diese Aufgabe mit Hilfe eines speziell hierfür entwickelten Simulationsprogrammes durchgeführt. Das Programm berechnet viele verschiedene, beliebige Spuren von Teilchendurchgängen durch die Meßapparatur, die einen bestimmten vorgegebenen Einfallswinkel besitzen. Dabei werden die genauen Durchtrittsorte (wahre Entladungsorte) durch die fünf Ortsdetektoren bestimmt. Um den wahren Entladungsort herum wird mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung in Form der Gaußschen Glockenfunktion ein Entladungsort gewürfelt, ähnlich wie ihn auch die Messung mit Hilfe des FADC liefert. Die Breite der Glockenfunktion entspricht dabei der Ortsauflösung, die bei der Kalibrationsmessung für diese Stelle der Kammer bestimmt wird. Aus den auf diese Weise simulierten Meßergebnissen wird analog zum tatsächlichen Meßverfahren die Teilchenspur mit Hilfe der linearen Regression rekonstruiert, der Einfallswinkel ϑ berechnet und mit dem Sollwert verglichen. Für verschiedene vorgegebene Teilcheneinfallswinkel werden jeweils 30000 solcher Ereignisse bearbeitet und die Standardabweichung der rekonstruierten Winkel zum vorgegebenen Einfallswinkel bestimmt. Diese Standardabweichung stellt ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion der Winkel dar und wird als Winkelaufhebungsvermögen des Experimentes verstanden. Abbildung 6.9 zeigt exemplarisch die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für verschiedene Einfallswinkel. Die Tat-

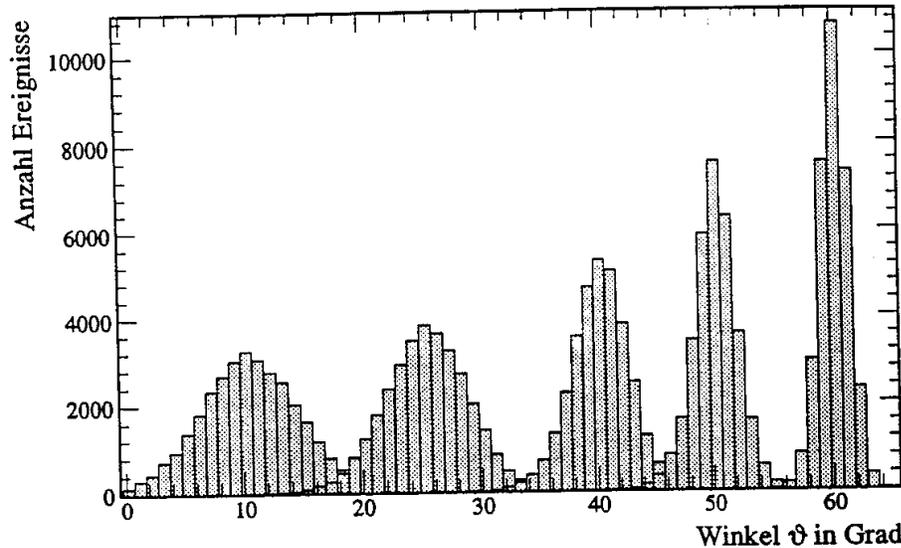


Abbildung 6.9: Ergebnisse der Simulationsrechnungen exemplarisch für die Einfallswinkel $\vartheta = 10^\circ$, $\vartheta = 25^\circ$, $\vartheta = 40^\circ$, $\vartheta = 50^\circ$ und $\vartheta = 60^\circ$.

sache, daß sich die Winkelauflösung für größere Winkel verbessert, ist eine Folge der geometrischen Struktur des Meßaufbaues. Bei großen Winkeln sind die einzelnen Entladungsorte, aus denen die Spur rekonstruiert wird, weiter voneinander entfernt, so daß bei gleicher Ortsauflösung der einzelnen Entladungsorte die Fluktuationen des rekonstruierten Winkels, kleiner sind.

Die Ergebnisse der Rechnungen mit dem Simulationsprogramm können als Fehler der Winkelrekonstruktion gedeutet werden und sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Da die Winkelauflösung größtenteils über 1° liegt, erweist es sich als sinnvoll die mittleren Streamerladungen jeweils benachbarter Winkel zu einem Wert zusammenzufassen. In den nachfolgend betrachteten Ergebnissen werden deshalb die mittleren Ladungen für Winkel bis 21° in Winkelintervalle von $\Delta\vartheta = 3^\circ$ unterteilt und für größere Winkel jeweils in Intervalle von $\Delta\vartheta = 2^\circ$.

6.3 Die Ergebnisse

Die Abhängigkeit der Streamerladung vom Müoneinfallswinkel in die Kammer wird für mehrere Detektorspannungen, bei verschiedenen Drücken und für verschiedene Gemische des Zählgases untersucht. Zunächst sollen die Ergebnisse für das Standard-Streamergas (25% Argon, 75% i-Butan) vorgestellt werden. In Abbildung 6.10 sind die Resultate der Messung an dem für dieses Gasgemisch üblichen Arbeitspunkt von 4600 Volt bei einem mittleren Druck von 1013 mbar dargestellt. Für speziell diese Gasparameter ist bereits früher eine Untersuchung der Winkelabhängigkeit durchgeführt worden [19]. Dabei erfolgte die Winkelrekonstruktion mit Hilfe eines

Einfallswinkelintervall	Winkelauflösung ca.
0° - 9°	± 4.0°
10° - 19°	± 3.5°
20° - 29°	± 3.0°
30° - 39°	± 2.5°
40° - 49°	± 2.0°
50° - 59°	± 1.5°
60° - 69°	± 1.0°

Tabelle 6.1: Das Winkelauflösungsvermögen bei der Rekonstruktion des Einfallswinkels.

Höhenstrahlungshodoskopes. Als Ergebnis dieser Messung sind die mittleren Streamerladungen gegen den Einfallswinkel, bei dem sie gemessen worden sind, ebenfalls in das Diagramm eingetragen.

Obwohl beide Ergebnisse auf unterschiedlichen Meßmethoden beruhen, ergibt sich eine erstaunlich gute Übereinstimmung. Für Winkel bis ca. 20° hält sich die mittlere Drahtladung relativ konstant auf dem Niveau des senkrechten Teilchendurchganges (ca. 42 pC) und steigt erst dann an. Diese Tatsache kann mit Hilfe eines einfachen Modelles erklärt werden:

Das geladene Teilchen hinterläßt auf seinem Weg durch das Kammervolumen eine Ionisationspur. Die dabei gebildeten Elektronen, die als erste in die Nähe des Drahtes gelangen, lösen die Streamerentladung aus. Da in der unmittelbaren Umgebung dieses ersten Streamers ('tote Zone' ca. einige mm) kein weiterer gezündet werden kann, trägt der Teil der primär gebildeten Elektronen, der innerhalb dieser Umgebung den Draht erreicht, nur unwesentlich zur Erhöhung der Drahtladung bei. Für kleine Teilcheneinfallswinkel bedeutet dies, daß alle Elektronen sich innerhalb der toten Zone des ersten Streamers auf den Draht zubewegen, weshalb kein zweiter Streamer entstehen kann. Ist die Primärionisation jedoch breiter innerhalb des Kammervolumens verteilt (z.B. bei großem Einfallswinkel ϑ), so werden viele Elektronen auch außerhalb der toten Zone des ersten Streamers in die Nähe des Drahtes gelangen. Dort sind sie in der Lage, weitere Streamer zu zünden. Dies kann je nach Einfallswinkel eine Erhöhung oder sogar eine Vervielfachung der Signalladung am Kammerdraht zur Folge haben. Dieses Modell beschreibt die gemessene Abhängigkeit schon qualitativ gut.

Zu diesem Modell gibt H. Bergstein als quantitative Beschreibung der Winkelabhängigkeit Gleichung 6.4 an [20]. Dabei wird die Drahtladung bei einem Teil-

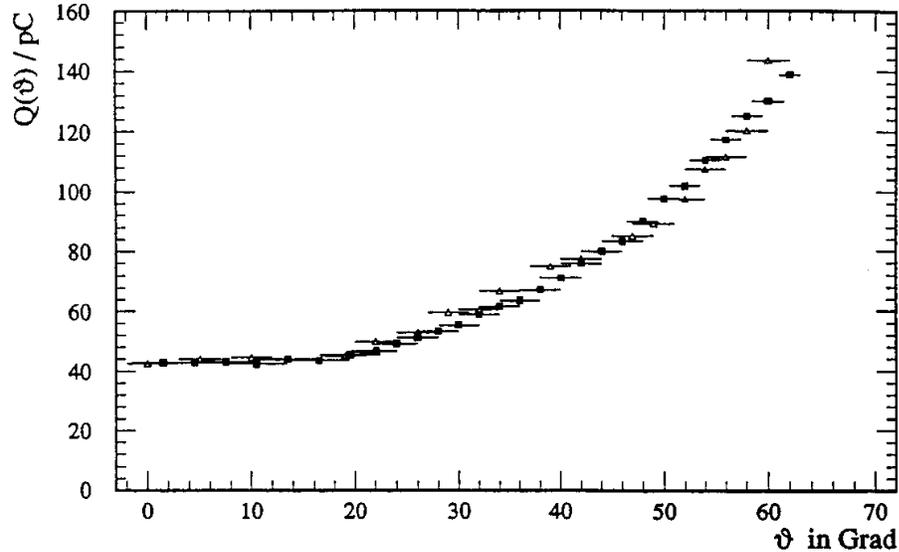


Abbildung 6.10: Die Streamerladung in Abhängigkeit der Entladung vom Teilcheneinfallswinkel bei 4600 Volt und 1013 mbar im Standardgas. Die mit Quadraten markierten Punkte stellen die Ergebnisse einer Messung im Rahmen dieser Arbeit, die mit Dreiecken markierten Punkte das Ergebnis aus [19] dar.

chendurchgang im Winkel ϑ mit $Q(\vartheta)$ bezeichnet.

$$\frac{Q(\vartheta)}{Q(0^\circ)} = H(b, \vartheta) = 9 - 2z^{16} + 2z^8 - 4z^4 + 4z^2 - 8z \quad (6.4)$$

mit $z = \exp\left(-\frac{a^2 \tan^2 \vartheta}{27 b^2}\right)$

Die Formel ist auf ihren Minimalwert (bei senkrechtem Teilchendurchgang) normiert und enthält nur einen einzigen freien Parameter b , der als die Breite der toten Zone verstanden wird. Mit a ist der innere Rohrdurchmesser (9 mm) bezeichnet.

Abbildung 6.11 stellt die Ergebnisse der Messungen für drei verschiedene Detektorspannungen bei einem mittleren Druck von 1020 mbar dar. Die eingetragenen Mittelwerte für die Streamerladung sind jeweils auf ihren Wert bei $\vartheta = 0^\circ$ normiert. Für jede Meßreihe wird Gleichung 6.4 nach der Methode der minimalen quadratischen Abweichungen angepaßt. Dabei werden nur Winkel bis 55° berücksichtigt. Die Formel trifft alle gemessenen Winkelabhängigkeiten recht gut und ordnet jeder Meßreihe den zugehörigen Parameter b zu. Mit diesem einen Parameter läßt sich die Winkelabhängigkeit der mittleren Streamerladung also jeweils beschreiben.

Bei der Korrektur der im H1-Streamerrohrkalorimeter gemessene Ladung muß diese auf ihren Wert bei senkrechtem Teilchendurchgang zurückgerechnet werden. Dazu soll der Korrekturfaktor $H(b, \vartheta)$ benutzt werden. Aus diesem Grunde muß

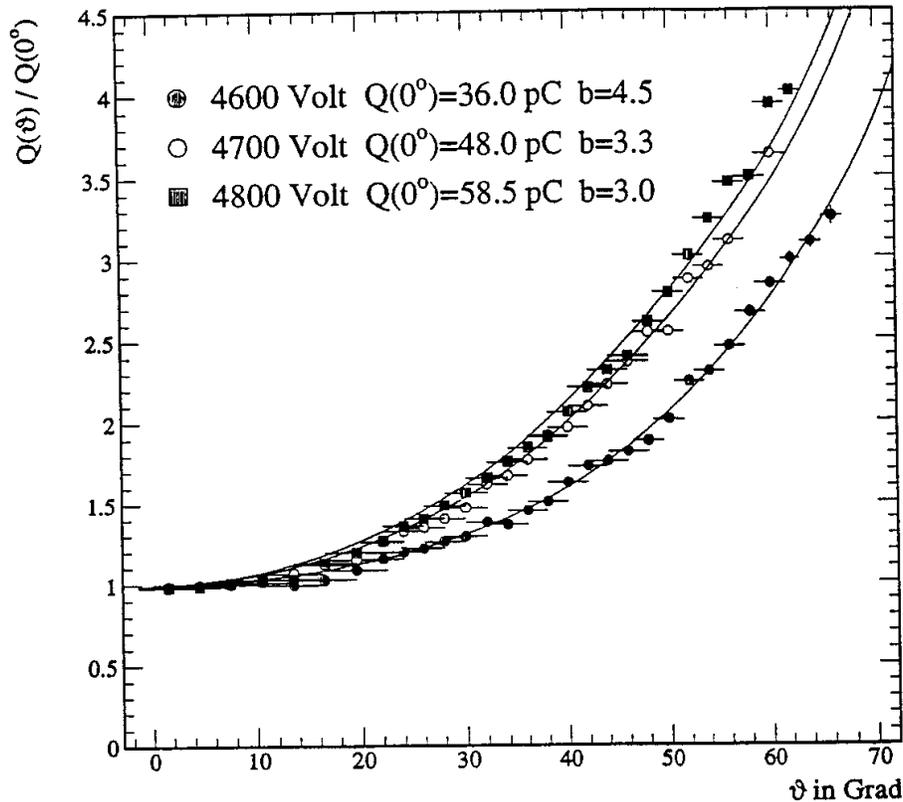


Abbildung 6.11: Ergebnisse zur Abhängigkeit der Entladung vom Teilcheneinfallswinkel für das Standardgas bei 4600, 4700 und 4800 Volt bei 1020 mbar. Die Unsicherheit bei der Festlegung des Einfallswinkels ist durch die waagerechten Fehlerbalken, der statistische Fehler durch die senkrechten Balken ausgedrückt.

gewährleistet sein, daß sich nicht nur die Mittelwerte der Ladungsspektren sondern auch einzelne Ladungswerte für die auftretenden Einfallswinkel auf ihren Wert bei $\vartheta = 0^\circ$ zurückführen lassen. Dies soll deshalb im folgenden geprüft werden. Abbildung 6.12 a) zeigt die Ladungsspektren bei 1000 mbar und 4600 Volt für die Winkel 0° , 30° und 50° . Um die Spektren jeweils in das Spektrum bei senkrechtem Teilchendurchgang zu überführen, müssen die einzelnen Ladungswerte durch den Korrekturfaktor $H(b, \vartheta)$ dividiert werden. Dieser Faktor läßt sich, wenn die Breite der toten Zone b bekannt ist, mit Gleichung 6.4 berechnen. In Abbildung 6.12 b) sind die auf diese Weise winkelnormierten Ladungsspektren dargestellt. Um einen besseren Vergleich zu ermöglichen, werden die Ladungsspektren außerdem auf die Anzahl ihrer Einträge normiert. Die drei korrigierten Spektren sind sich nun sehr ähnlich. Dies bedeutet, daß eine Winkelkorrektur für die gesamte Ladungsverteilung

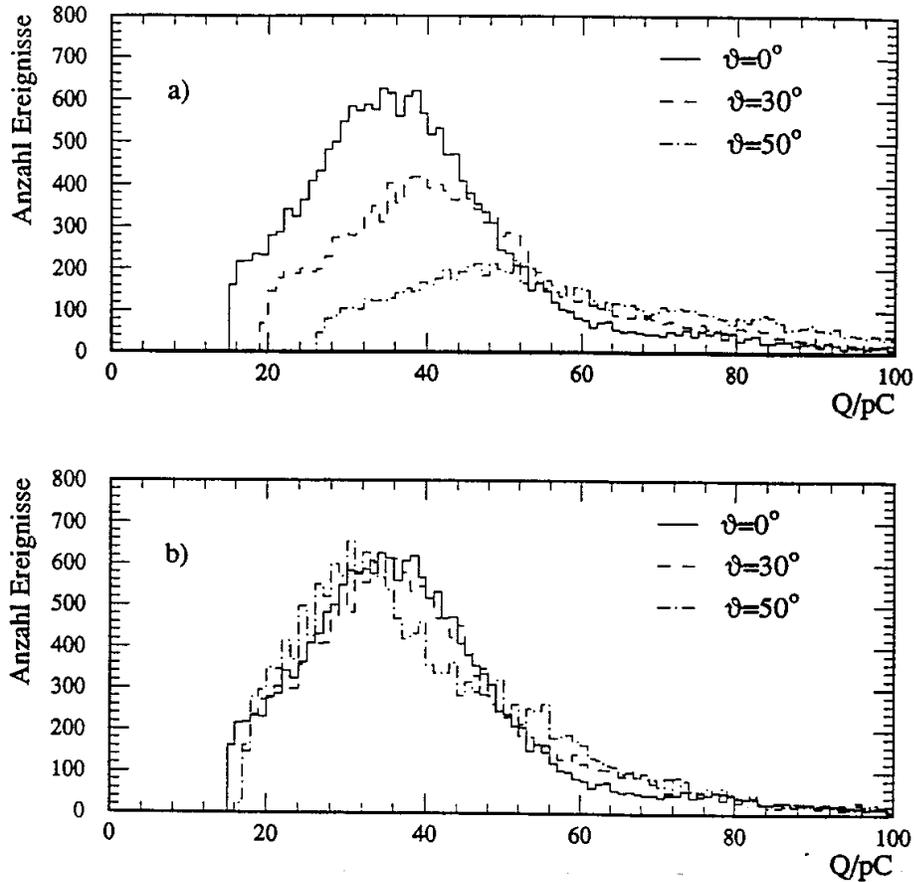


Abbildung 6.12: Ladungsspektren für das Standardgas bei 1000 mbar und 4600 Volt für die Winkel 0° , 30° und 50° a) gemessen bzw. b) winkelnormiert und normiert.

(also auch für einzelne Ladungswerte) zulässig ist. Diese Überprüfung bei anderen Detektorspannungen zeigt, daß diese Aussage bis zu einer Spannung von 4700 Volt Gültigkeit hat. Bei höheren Spannungen ändern die Spektren mit steigendem Winkel zunehmend ihre Form, was eine Überführung in das 0° -Ladungsspektrum nicht mehr vollständig gewährleistet. Dieser Sachverhalt wird später für das drei-komponentige Gasgemisch genauer belegt.

In Abbildung 6.13 sind die Ergebnisse der Meßreihen mit dem drei-komponentigen H1-Streamergas bei zwei verschiedenen Detektorspannungen und einem Druck von 1000 mbar dargestellt. Auch diese Abhängigkeiten lassen sich recht gut mit Gleichung 6.4 beschreiben. In das Diagramm sind ebenfalls die mittleren Streamerladungen bei 0° , 30° und 42° , die im Rahmen der Kalibrationsmessungen für das H1-Streamerrohrkalorimeter [15] bestimmt worden sind, eingetragen. Sie

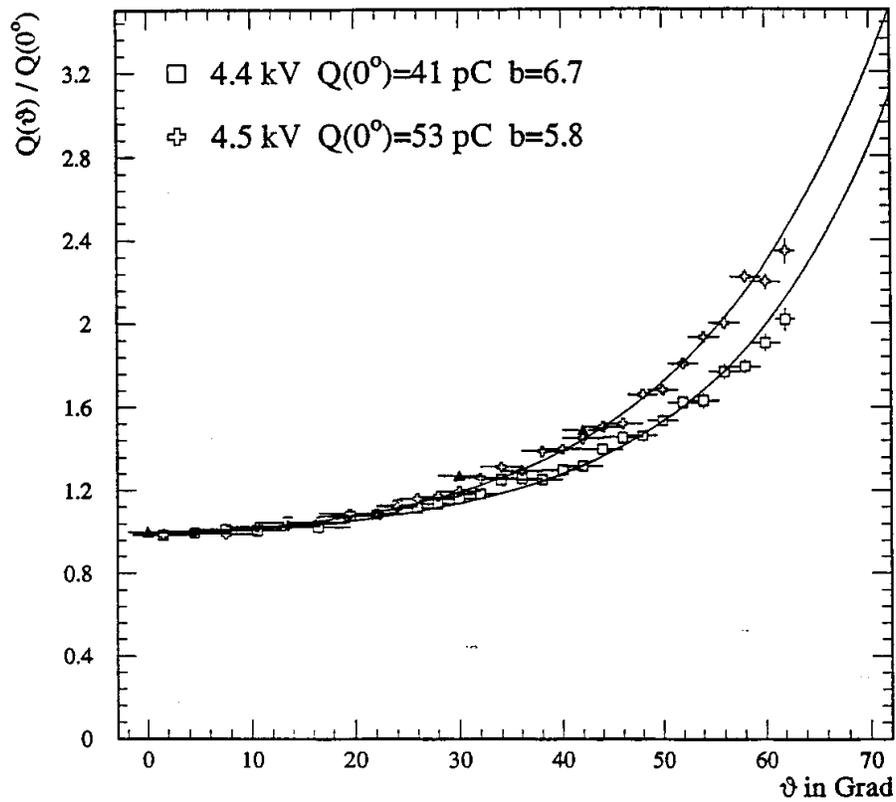


Abbildung 6.13: Ergebnisse zur Abhängigkeit der Entladung vom Teilcheneinfallswinkel für das ternäre Gasgemisch bei 4400 und 4550 Volt bei 1000 mbar. Die dreieckigen Symbole stellen die Messung der mittleren Ladung aus [15] dar. Die Unsicherheit bei der Festlegung des Einfallswinkels ist durch die waagerechten Fehlerbalken, der statistische Fehler durch die senkrechten Balken ausgedrückt.

stimmen mit den Messungen überein.

Auch für das drei-komponentige Gasgemisch soll geprüft werden, ob sich die Ladungsspektren für verschiedene Winkel mit Hilfe des Korrekturfaktors $H(b, \vartheta)$ auf das Ladungsspektrum bei senkrechtem Teilchendurchgang zurückführen lassen. Abbildung 6.14 a) zeigt die Ladungsspektren bei 990 mbar und 4400 Volt für die Winkel 0° , 30° und 50° . Nach erneuter Winkelkorrektur und Normierung auf die Anzahl der Einträge der Ladungsspektren ergibt sich Abbildung 6.14 b). Auch hier sind die

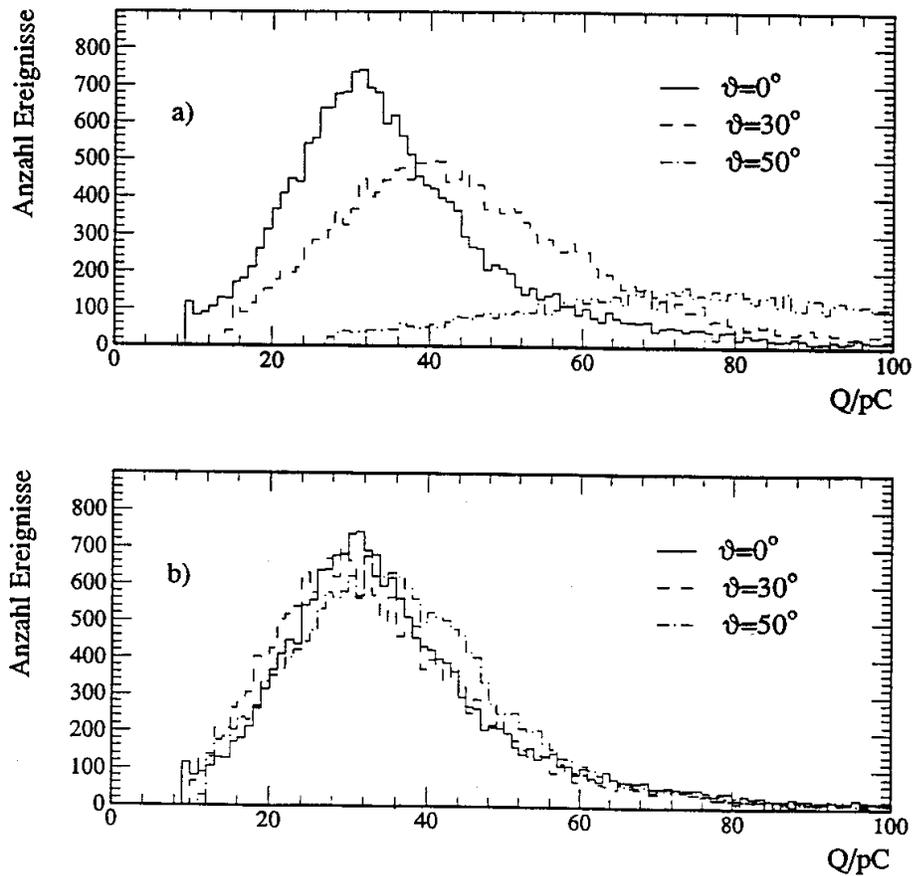


Abbildung 6.14: Ladungsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch a) gemessen bzw. b) winkelkorrigiert und normiert bei 990 mbar und 4400 Volt für die Winkel 0° , 30° und 50° .

drei korrigierten Spektren untereinander sehr ähnlich. Bei diesem Detektorgas ist die Korrektur ganzer Spektren bis zu einer Spannung von 4550 Volt zulässig. Bei höheren Spannungen verändert sich auch hier die Form der Spektren. Abbildung 6.15 zeigt die Ergebnisse der Korrektur der Spektren für 4550 Volt. Deutlich ist zu erkennen, daß sich das Spektrum für 40° bereits gegenüber dem bei 0° verformt hat.

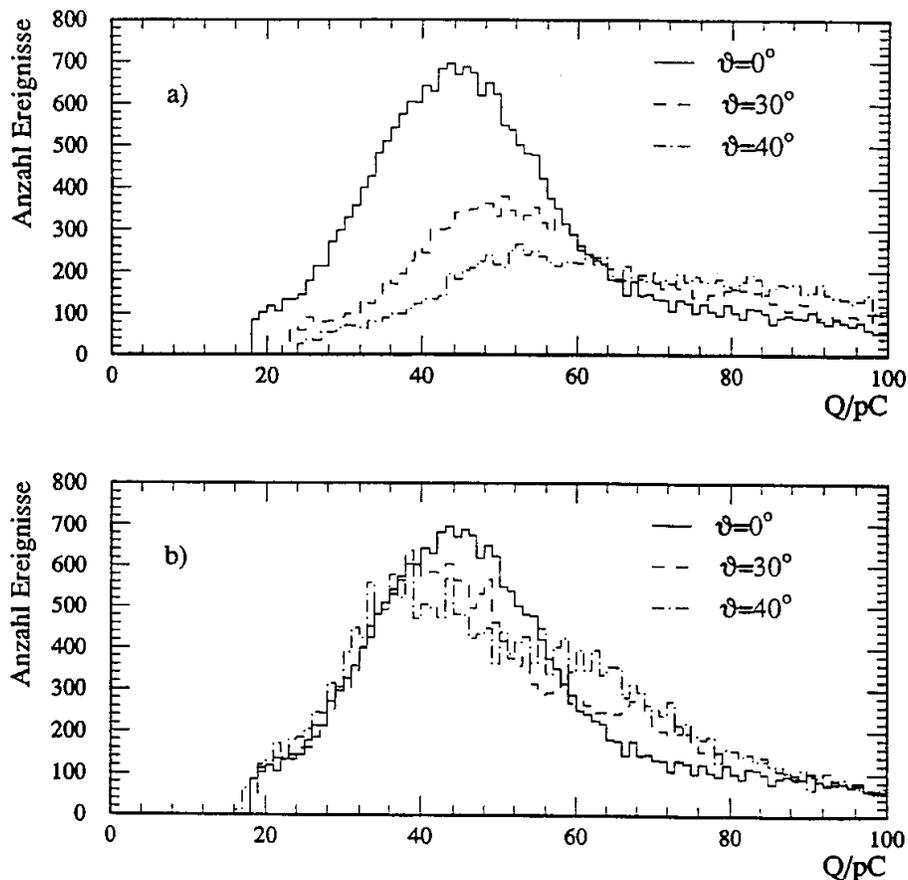


Abbildung 6.15: Ladungsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch für die Winkel 0° , 30° und 40° a) gemessen bzw. b) winkeltkorrigiert und normiert bei 1000 mbar und 4550 Volt.

Hier gelingt die Transformation $H(b, \vartheta)$ für einzelne Ladungswerte weniger gut. Für die mittlere Ladung ist sie allerdings nach wie vor zulässig. Der gleiche Sachverhalt ergibt sich bei Verwendung des Standardgases ab einer Detektorspannung von 4800 Volt.

Die Verzerrung des elektrischen Feldes um einen Streamer herum hängt in erster Linie von der Raumladung ab, die bei der Entladung gebildet wird. Daher liegt die Vermutung nahe, daß die Breite der toten Zone von der jeweiligen Streamerladung abhängt. Zur Überprüfung dieser Annahme dient Abbildung 6.16. Dort ist die ermittelte Breite der toten Zone b gegen die jeweilige Streamerladung aufgetragen, die für senkrechte Teilchenspuren gemessen worden ist. Für das Standardgas sind die Ergebnisse bei Detektorspannungen von 4500 bis 4800 Volt, für das drei-komponentige

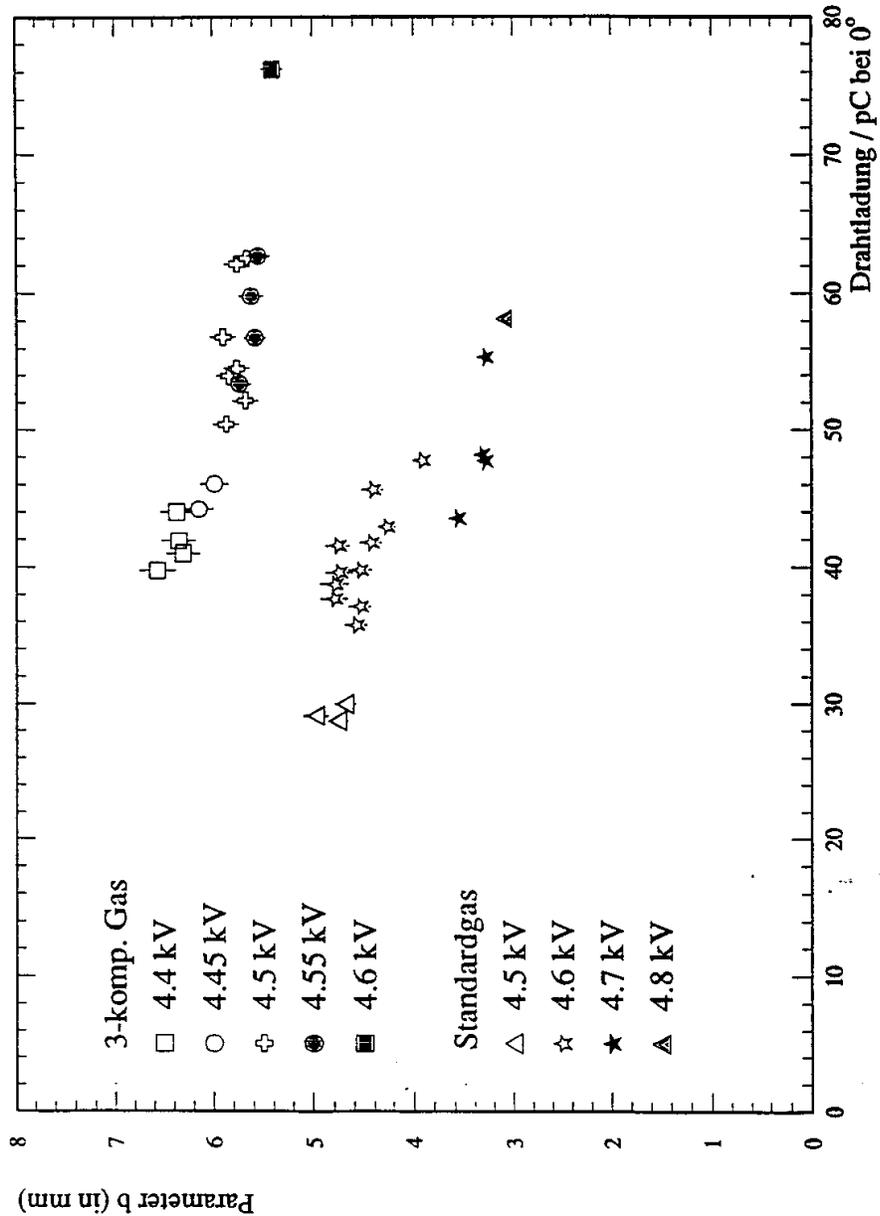


Abbildung 6.16: Der Parameter b (Breite der toten Zone) in Abhängigkeit der mittleren Streamerladung bei senkrechtem Teilchendurchtritt. Der eingezeichnete Fehlerbalken berücksichtigt sowohl die Unsicherheit der Breite der toten Zone bei der Anpassung an die Meßergebnisse als auch die Unsicherheit, die sich aus der Bestimmung des Einfallswinkels ergibt.

Gasgemisch bei Spannungen zwischen 4400 und 4600 Volt dargestellt. Bei beiden Streamergasen zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Breite der toten Zone von der Ladung bei senkrechtem Teilcheneinfall. Für das Standardgas beträgt der Parameter b bei einer Betriebsspannung von 4500 Volt und einer Ladung $q(0^\circ) = 29 \text{ pC}$ ca. 5 mm. Diese Breite der toten Zone nimmt trotz steigender Streamerladung —und damit mit steigender Feldstörung— ab. Bei einer Ladung $q(0^\circ) = 58 \text{ pC}$ (4800 Volt) ist die Breite b bereits auf ca. 3.2 mm gefallen.

Bei Verwendung des drei-komponentigen Gasgemisches ergibt sich ein ähnliches Bild. Die Breite der toten Zone ist allerdings deutlich größer. Sie beträgt bei $q(0^\circ) = 40 \text{ pC}$ (4400 Volt) ca. 6.5 mm und nimmt auch hier mit steigender Streamerladung geringfügig ab. Für $q(0^\circ) = 75 \text{ pC}$ (4600 Volt) beträgt die Breite noch ca. 5.4 mm. Der Zusammenhang scheint hier im Rahmen der Fehler von ca. $\pm 0.2 \text{ mm}$ zwischen $q(0^\circ) = 40 \text{ pC}$ und $q(0^\circ) = 70 \text{ pC}$ annähernd linear zu sein.

Die Auswirkung der Verzerrung des elektrischen Feldes während der Entladung hängt ebenfalls von der angelegten Detektorspannung ab. Deshalb beeinflusst auch diese die Breite der toten Zone. Um diese Abhängigkeit herauszustellen ist in Abbildung 6.17 der Parameter b für alle Messungen beider Detektorgase gegen die Hochspannung aufgetragen. Die Breite der toten Zone scheint für das Standardgas

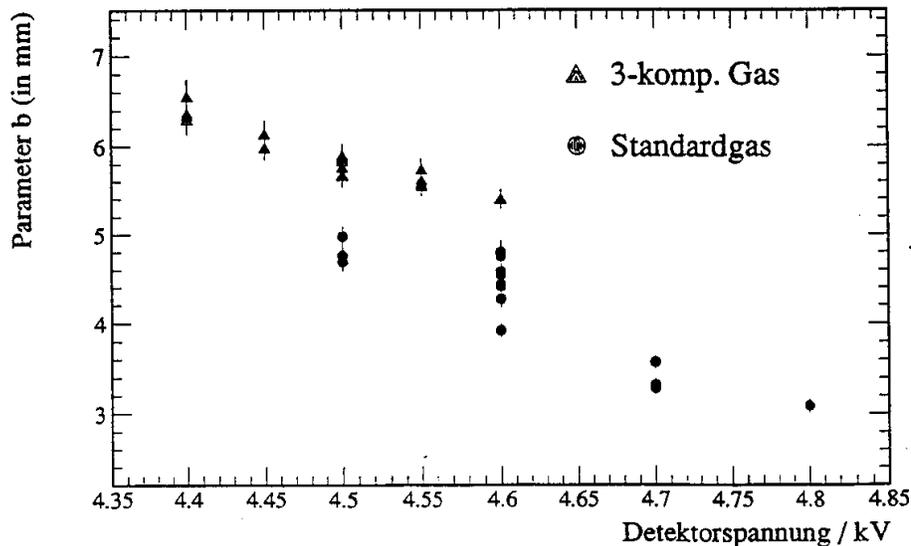


Abbildung 6.17: Der Parameter b (Breite der toten Zone) in Abhängigkeit von der Hochspannung. Der eingezeichnete Fehler berücksichtigt sowohl die Unsicherheit der Breite der toten Zone bei der Anpassung an die Meßergebnisse als auch die Unsicherheit, die sich aus der Bestimmung des Einfallswinkels ergibt.

zwischen 4500 und 4700 Volt stärker zu fallen als für das ternäre Gasgemisch. Bei 4600 Volt ergeben sich allerdings große Fluktuationen in der Breite der toten Zone.

Bei Berücksichtigung aller Untersuchungsergebnisse kann gesagt werden, daß die Abhängigkeit der Streamerentladung vom Teilcheneinfallswinkel für das dreikomponentige Gasgemisch geringer ist als für das Standardgas.

R. Knabe [21] hat eine Streamerzellengröße von 4.5 mm für das Standardgas und 7.0 mm für das dreikomponentige Gasgemisch bestimmt, mit der er die Kalibrationsmessungen für das H1-Streamerrohrkalorimeter [15] gut beschreiben kann. Seine Ergebnisse stimmen recht gut mit den hier gefundenen Werten für die tote Zone überein.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Untersucht wurden die Betriebseigenschaften der H1-Streamerrohrkammern mit dem neuen drei-komponentigen H1-Streamerkammergeasgemisch. Die Messungen erfolgten parallel auch mit dem Standardgas. Neben der üblichen Diagnostik (z.B. Messung von Nachweiswahrscheinlichkeiten, Zählratenkurven, Übergang vom Proportional- in den Streamermodus, usw.) wurden Abhängigkeiten von Gasparametern bestimmt.

Darüberhinaus erfolgten Untersuchungen der Zeitstruktur der Entladungen mittels FADC-Technik. Dabei konnte nachgewiesen werden, daß das 'frühe' Plateauende der drei-komponentigen Gasmischung mit dem verstärkten Auftreten kurzzeitkorrelierter Nachpulse zusammenhängt. Hauptsächlich durch Photoeffekt an der Kathode wird eine große Zahl von Nachpulsen gebildet, die schon bei relativ niedriger Betriebsspannung die Stabilität des Streamermodus beeinflusst. Für das Standardgas wird dieser Effekt erst bei wesentlich höheren Detektorspannungen beobachtet.

Außerdem wurde die Abhängigkeit der Streamerentladung vom Einfallswinkel kosmischer Müonen und damit von der Primärionisation untersucht. Zur Beschreibung der Meßergebnisse hat sich die Vorstellung einer toten Zone um eine erste Streamerentladung herum bewährt. Die Abhängigkeit dieser toten Zone von der angelegten Hochspannung, vom Detektorgas und von der Streamerladung wurde intensiv studiert. Das drei-komponentige Gasgemisch zeigt dabei eine geringere Abhängigkeit vom Teilcheneinfallswinkel als das Standardgas. Es konnte gezeigt werden, daß ein Korrekturfaktor bestimmt werden kann, mit dem sich die Ladungsspektren zu unterschiedlichen Teilcheneinfallswinkeln ineinander überführen lassen.

Um eine H1-Streamerrohrkammer als Ortsdetektor benutzen zu können, wurde die Methode der 'Kathodenauslese' entwickelt. Sie ermöglicht es mit Hilfe des zusätzlich ausgelesenen Kathodensignales die Teilchendurchgangskoordinate in Drahrichtung festzulegen. Die wesentlichen Eigenschaften dieses neuen Verfahrens wurden untersucht.

Die Methode der Kathodenauslese wurde für die Messungen zur Winkelabhängigkeit der Streamerentladung benutzt. Dadurch wird gleichzeitig verdeutlicht, daß dieses Verfahren für Laboratoriumsexperimente wegen des geringeren experimentellen Aufwandes eine durchaus nützliche Alternative zur üblichen Influenzstreifenanalyse darstellt.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Buchmüller and G. Ingelmann, Physics at Hera, DESY 1991
- [2] E. Iarocci, Plastic Streamer Tubes and their Applications in High Energie Physics, NIM 217, 1983
- [3] Technical Proposal for the H1-Detektor, H1 Collaboration, 1986
- [4] CHARM II-Collaboration, J. P. Dewulf et. al., NIM A252 (1984), 443
- [5] V. M. Golovatyuk et. al., Some Characteristics of Plastic Streamer Tubes, NIM A236, (1985), 300
- [6] A. C. Benvenuti, et. al., The Limited Streamer Tubes of the SLD, NIM A290, (1990), 353-369
- [7] H. Bethe, Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit, Z. f. Physik 76, (1932), 293
- [8] Particle Data Group, Review of Particle Properties, North-Holland, 1990, III.13
- [9] W. J. Price, Nuclear Radiation Detektion, N.Y. 1958,44
- [10] S. Zitzen, Untersuchungen zum Streamermoder von Gasentladungsdetektoren, Entwicklung und Überprüfung eines numerischen Modells zur quantitativen Beschreibung von Gasentladungsdetektoren, Dissertation RWTH Aachen, 1992
- [11] G. D. Alekseev et. al., NIM 177 (1980), 385
- [12] V. Commichau, Entwicklung und Bau der FADC-Einheiten, interner Report, III. Phys. Inst. RWTH Aachen
- [13] V. Commichau, Interner Report, FADC-Version 1C, III. Phys. Inst. RWTH Aachen, 1984
- [14] S. Zitzen, Untersuchungen an den Streamer-Kammern des H1-Müon-Detektors im Hinblick auf eine geeignete Wahl der Gasparameter, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1987
- [15] H1-Myongroup, H1-note, H1-10/91-197

- [16] A. Breskin et. al., Recent Observations and Measurements with High-Accuracy Drift Chambers, *Nim* 124 (1975), 189
- [17] G. Peise, Aufbau und Test einer analogen Ausleseelektronik für einen Flüssig-Argon-Schauerzähler, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1978
- [18] C. Lederer, J. Hollander, I. Perlman, *Tables of Isotopes*, sixth ed., John Wiley 1967
- [19] A. Hübel, Untersuchung der Winkelabhängigkeit der erzeugten Ladung bei Limited Streamer Tubes, Diplomarbeit Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, 1990
- [20] H. Bergstein, Dissertation RWTH Aachen (in Vorbereitung)
- [21] R. Knabe, Bestimmung der Parameter für die Simulation hadronischer Teilchenschauer im Streamerrohrkalorimeter des H1-Detektors, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1992

Abbildungsverzeichnis

1.1	Skizze des Speicherringes HERA.	4
1.2	Der Aufbau des H1-Detektors.	5
1.3	Querschnitt durch eine Kammerlage, entnommen aus [3].	6
2.1	Abhängigkeit der Signalladung von der an die Kammer angelegten Spannung und der primär gebildeten Ladung, entnommen aus cite-price.	10
2.2	Die Verzerrung des elektrischen Feldes am Ende der Streamerausbildung mit dem Bereich überhöhter Feldstärke; entnommen aus [10]. . .	11
2.3	Fotografien einzelner Streamerentladungen, entnommen aus [11]. . . .	12
3.1	Der Experimentaufbau.	14
3.2	Blockschaltbild der elektronischen Verschaltung.	15
3.3	Ladungsspektren bei 1010 mbar bei 4.1, 4.3 und 4.5 kV für das Standardgas.	17
3.4	Die mittlere Ladung im Proportional- und Streamermodus in Abhängigkeit von der Hochspannung.	18
3.5	Verschiedene Zählratenkurven für das Standardgas.	19
3.6	Verschiedene Zählratenkurven für das 3-komponentige Gasgemisch. . .	20
3.7	Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung.	21
3.8	Mittlere Streamerladung im drei-komponentigen Gasgemisch für 981 mbar, 1000 mbar und 1014 mbar in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung.	22
3.9	Mittlere Streamerladung im Standardgas für 985 mbar, 1000 mbar und 1022 mbar in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung.	23
3.10	Die berechneten Ergebnisse für die Druckkoeffizienten für Drücke zwischen 981 mbar und 1022 mbar in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung.	23
4.1	Ausschnitt aus einem typischen FADC-Datensatz mit zwei Streamersignalen.	26
4.2	Driftzeitspektrum für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500 Volt. .	27
4.3	Driftzeitspektrum für das Standardgas bei 4600 Volt.	28
4.4	Nachpulsspektren für das Standardgas bei 4600, 4900 und 5100 Volt. .	29
4.5	Nachpulsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500, 4600 und 4700 Volt.	31

4.6	Nachpulswahrscheinlichkeiten für das Standardgas bei 4600, 4900 und 5100 Volt.	32
4.7	Nachpulswahrscheinlichkeiten für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500, 4600, 4650, 4700 und 4800 Volt.	33
4.8	Nachpulshäufigkeiten für beide Gasgemische in Abhängigkeit von der Detektorspannung.	34
4.9	Nachpulsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei 4500 Volt für einen Draht, vier Drähte und acht Drähte.	35
4.10	Die Impulshöhe des ersten Streamers in Abhängigkeit der Impulshöhe des Nachpulses aus dem Nachbarrohr nach ca. 65 ns.	36
5.1	Ausschnitt aus einer Streamerrohrkammer mit Influenzelektroden. . .	38
5.2	qualitative Darstellung der Signalformen.	39
5.3	Ersatzschaltbild für den Ladungstransport auf der Kathode.	39
5.4	Blockschaltbild zur Auslese des Signales an der Kathode.	40
5.5	Zerfallsschema für Kobalt-60.	41
5.6	Ein Kathodensignal, aufgenommen mit dem FADC.	42
5.7	Beispiele für Kalibrationsorte auf der Kammer.	42
5.8	Kalibrationspektren für Entladungen 10, 40, 60 und 90 cm vom Ausleseende der Kathode entfernt.	43
5.9	Kalibrationskurve einer 1 m langen Streamerrohrkammer.	44
5.10	Der Abstand d zwischen Kathode und Masseplatte.	45
5.11	Kathodensignale für verschiedene Entladungsorte und verschiedene Masseplattenabstände.	47
6.1	Der Experimentaufbau	50
6.2	Geometrie des Experimentaufbaues.	51
6.3	Öffnungsbreite in Abhängigkeit des Einfallswinkels mit senkrechtem und mit 48° schräggestelltem Aufbau.	52
6.4	Relative Teilchenrate in Abhängigkeit des Einfallswinkels mit senkrechtem und mit 48° schräggestelltem Aufbau.	53
6.5	Mit der Apparatur gemessene Müonrate in Abhängigkeit des Einfallswinkels.	54
6.6	Blockschaltbild der elektronischen Verschaltung.	55
6.7	Typisches Ladungsspektrum aus einem ADC-Kanal.	57
6.8	Typisches Ladungsspektrum für Einfallswinkel um $\vartheta = 20^\circ$	57
6.9	Ergebnisse der Simulationsrechnungen exemplarisch für verschiedene Einfallswinkel ϑ	59
6.10	Die Streamerladung in Abhängigkeit der Entladung vom Teilcheneinfallswinkel bei 4600 Volt und 1013 mbar im Standardgas.	61
6.11	Ergebnisse zur Abhängigkeit der Entladung vom Teilcheneinfallswinkel für das Standardgas bei 4600, 4700 und 4800 Volt bei 1020 mbar.	62
6.12	Ladungsspektren für das Standardgas bei 1000 mbar und 4600 Volt für die Winkel 0°, 30° und 50°, gemessen bzw. winkelkorrigiert und normiert.	63

6.13	Ergebnisse zur Abhängigkeit der Entladung vom Teilcheneinfallswinkel für das ternäre Gasgemisch bei 4400 und 4550 Volt bei 1000 mbar.	64
6.14	Ladungsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei 990 mbar und 4400 Volt für die Winkel 0° , 30° und 50° gemessen bzw. winkelkorrigiert und normiert.	65
6.15	Ladungsspektren für das drei-komponentige Gasgemisch bei 1000 mbar und 4550 Volt für die Winkel 0° , 30° und 40° gemessen bzw. winkelkorrigiert und normiert.	66
6.16	Der Parameter b (Breite der toten Zone) in Abhängigkeit der mittleren Streamerladung bei senkrechtem Teilchendurchtritt.	67
6.17	Der Parameter b (Breite der toten Zone) in Abhängigkeit von der Hochspannung.	68

Danksagung

Zunächst danke ich den Herren Prof. Dr. K. Lübelmeyer und Prof. Dr. D. Schmitz für die Möglichkeit, diese Diplomarbeit am I. Physikalischen Institut anzufertigen, und für die Bereitstellung der dafür notwendigen experimentellen Hilfsmittel.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und die gute Betreuung möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Genzel sehr herzlich bedanken. Er unterstützte mich insbesondere durch konstruktive Vorschläge bei der Gestaltung der Untersuchungen sowie durch die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Ebenfalls möchte ich den Herren H. Bergstein und Dr. S. Zitzen für unzählige fruchtbare Diskussionen herzlich danken. Besonders Herr Dr. S. Zitzen hat durch viele wertvolle Anregungen und Hilfen nicht unerheblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Für die Bereitstellung seines Infrarot-Gasanalysesystemes sei an dieser Stelle auch Herrn M. Toporowsky gedankt.

Außerdem bedanke ich mich bei allen Institutsmitarbeitern für die gute Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt nicht zuletzt meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht und den Fortgang desselben stets mit regem Interesse verfolgt haben.