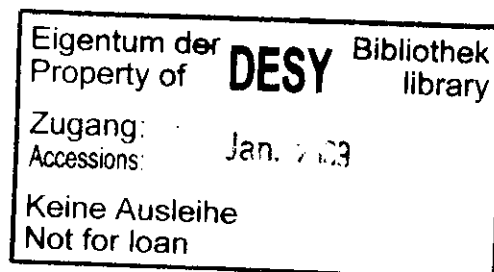


Interner Bericht
DESY F22-90-04
July 1990

Untersuchung der Influenzsignale auf den Cu-Streifen der H1-Streamerrohrkammern

von

J. Bründel



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

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

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

Untersuchung der Influenzsignale auf den Cu-Streifen der H1-Streamerrohrkammern

Experimentelle Diplomarbeit von
JÖRG BRÜNDEL

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
1990

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA	6
2.1	Physik bei HERA	6
2.2	Der HERA Speicherring	8
2.3	Der H1 Detektor bei HERA	10
2.4	Die Streamerrohre	10
2.4.1	Aufbau der H1 Streamerrohrkammern	10
2.4.2	Anordnung der Streamerrohrkammern im H1 Detektor	11
3	Theoretische Grundlagen	13
3.1	Der Streamermechanismus	13
3.1.1	Funktionsweise von Gasdetektoren	14
3.1.2	Modell zum Mechanismus der Streamerentladung	15
3.1.3	Druck- und Temperaturabhängigkeit des Streamermodes	15
3.1.4	Abhängigkeit des Streamermodes von der primären Ionisation	16
3.2	Modell zur Signalübertragung auf die Streifen	17

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	2
3.2.1 Ladungsinfluenz auf die Streifen	17
3.2.2 Ersatzschaltbild der Streamerkammer mit Streifen	19
4 Der experimentelle Aufbau	21
4.1 Das Elektronen Synchrotron DESY II	21
4.2 Der Versuchsaufbau am DESY Teststrahl	22
4.3 Die Ausleseelektronik	22
4.4 Beschreibung des Ausleseprogrammes	25
4.5 Die Hochspannungsversorgung der Streamerrohre	25
4.6 Die Gasversorgung	26
4.7 Einfluß der Kammererdung auf die Streifensignale	27
5 Die Messungen am DESY Teststrahl	29
5.1 Einfluß der angelegten Hochspannung	30
5.1.1 Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerpulse in Abhängigkeit von der Hochspannung	30
5.1.2 Einfluß der angelegten Hochspannung auf die mittlere Drahtladung	31
5.2 Einfluß der Luftdruckes auf den Streamermodus	33
5.3 Einige Eigenschaften der Streamerpulse	34
5.3.1 Vergleich der Pulseigenschaften bei verschiedenen Deckelwiderständen	34
5.4 Untersuchungen zur Streifenmultiplizität	38
5.5 Untersuchungen der Pulseigenschaften an verschiedenen Einschuborten	42
5.5.1 Verhalten der Ladung	42

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	3
5.5.2 Verhalten der Streifenmultiplizitäten und der Nachweiswahrscheinlichkeit	43
5.5.3 Bestimmung der Strahlposition	46
5.5.4 Driftzeitspektren	46
5.6 Einfluß des Einschubwinkels	49
5.6.1 Eigenschaften der Drahtpulse	50
5.6.2 Eigenschaften der Streifenpulse	56
5.7 Signalübertragung auf die Streifen	57
Zusammenfassung	60

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Untersuchung der kleinsten, heute auflösbaren Strukturen und deren Wechselwirkungen. Für diese Untersuchungen werden Beschleuniger benötigt, um so mit hochenergetischen Teilchenstrahlen experimentieren zu können. Diese werden entweder mit einem anderen Teilchenstrahl oder aber mit einem ruhenden Target zur Kollision gebracht. Mit Hilfe von komplexen Detektoren werden dann die Teilchenwechselwirkungen untersucht.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg wird zur Zeit die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA fertig gestellt. Ein Hauptziel der Messungen mit dieser Anlage ist es, die Strukturen von Elektronen und Quarks bis zu einer Größe von $3 \cdot 10^{-18}$ cm zu untersuchen. Es erfolgt eine weitere Überprüfung des Standardmodells. Zusätzlich bietet sich auch die Möglichkeit nach neuen Teilchen und Wechselwirkungen zu suchen. Da die zu erwarteten Massen der gesuchten Teilchen immer größer werden, ist eine immer höhere Energie der Teilchenstrahlen erforderlich.

Bei HERA werden 30 GeV Elektronen mit 820 GeV Protonen zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenenergie beträgt hierbei 314 GeV. In diesen Energiebereichen ändern sich auch die Anforderungen an die Detektoren. Es wird großer Wert auf kalorimetrische Messungen gelegt, da mit zunehmender Teilchenenergie die relative Energieauflösung immer besser wird. Die Impulsbestimmung mithilfe eines Spulkammersystems wird dagegen zu höheren Energien hin immer ungenauer.

Im Rahmen des HERA Projektes werden 2 Detektorsysteme (H1 und ZEUS) an je einer der Wechselwirkungszone aufgebaut. Die Hauptkomponenten dieser Detektoren sind jeweils: (1) ein zentrales Spulkammersystem zur Messung des Impulses und der Ladung von Teilchen im Magnetfeld der supraleitenden Spule, (2) ein Kalorimeter zur Messung des Energieflusses von Elektronen und Jets, sowie (3) das Instrumentierungssystem des Eisenjochs, zur Bestim-

mung der Restenergie von hadronischen Schauern und zur Verfolgung der Muonenbahnen. Ein besonderes Interesse besteht an einem Nachweis der Muonen und ihrer Bahnen, da jene auf exotische Teilchen und schwere Quarks hindeuten können.

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit dem Teil der Eiseninstrumentierung, welcher der Verfolgung der Muonbahnen dient. Sie entstand im Rahmen der H1-Kollaboration in der DESY-Gruppe F22.

Zur Bestimmung der Bahnen der Muonen verwendet man Streamerrohrkammern, auf welche senkrecht zu den Kammerdrähten Kupferstreifen als Influenzelektroden aufgebracht sind. Diese Influenzsignale werden zusätzlich zu den Drahtsignalen ausgelesen. Somit ist man in der Lage beide Koordinaten der Teilchenbahnen zu bestimmen.

Um die Eigenschaften dieser Streifenkammern genauer zu untersuchen, wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit, an einem Teststrahl (3 GeV Elektronen) bei DESY verschiedene Messungen durchgeführt. Die Auslese der Kammern erfolgte hierbei - anders als später beim H1-Experiment - analog und nicht digital. Somit war es möglich Detailuntersuchungen über die Signaleigenschaften anzustellen.

Es folgt eine kurze Inhaltsangabe der einzelnen Kapitel:

- Im **2. Kapitel** erfolgt eine kurze Vorstellung des HERA Physikprogrammes, sowie eine Beschreibung des Speicherringes, des H1- Detektors und der H1-Streamerrohrkammern.
- Auf die Grundlagen der Streamerentladung und den Prozeß der Ladungsinfluenz auf die Streifen wird im **3. Kapitel** eingegangen.
- Der Versuchsaufbau am DESY Teststrahl und die Ausleseelektronik wird im **4. Kapitel** vorgestellt.
- Im **5. Kapitel** werden die Messungen und die hieraus folgenden Ergebnisse beschrieben. Am Anfang des Abschnittes werden einige Eigenschaften der Streifenpulse wie Ladung, Pulsmaxima und Anstiegszeiten vorgestellt. Als Nächstes wird - in Abhängigkeit von der Datennahmeschwelle - untersucht wieviele Streifen beim Teilchendurchgang ausprechen, um so eine geeignete Schwelle für die Messungen mit dem H1-Detektor vorschlagen zu können. All diese Messungen wurden an unterschiedlichen Kammerpositionen und bei verschiedenen Einfallswinkeln des Elektronenstrahls durchgeführt.
- Die Zusammenfassung erfolgt im **6. Kapitel**.

Kapitel 2

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird eine Auswahl der bei HERA zu erwartenden physikalischen Phänomene [SCH89] vorgestellt. Es folgt eine kurze Beschreibung des HERA-Speicherrings und des H1-Detektors. Im letzten Abschnitt wird auf die bei H1 verwendeten Streamerrohrkammern und ihre Anordnung im Detektor eingegangen.

2.1 Physik bei HERA

Einige wichtige Messungen bei HERA dienen der weiteren Überprüfung der Gültigkeit des Standardmodells. Dieses besagt, daß die gesamte Materie aus 6 Quarks und 6 Leptonen sowie deren Antiteilchen besteht. Drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen (Elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung) werden in diesem Modell durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Eine Beschreibung der Gravitation fehlt in diesem Modell noch. Die Untersuchung der Strukturfunktion des Protons ist eine wichtige Messung im Rahmen der Überprüfung dieses Modells. Die Elektron-Proton-Streuung ist in einem Feynman Diagramm (Abb. 2.1) dargestellt. Wegen des großen Teilchenimpulses und der damit verbundenen hohen Auflösung, erfolgt die Streuung des Elektrons nicht am gesamten Proton sondern beispielsweise nur an einem der drei Quarks. Die Reaktion

$$e^+ q \rightarrow e^+ q \quad (2.1)$$

unter Austausch eines Photons oder Z^0 bezeichnet man als neutralen Strom, die Reaktionen

$$e^- u \rightarrow \nu_e d \quad (2.2)$$

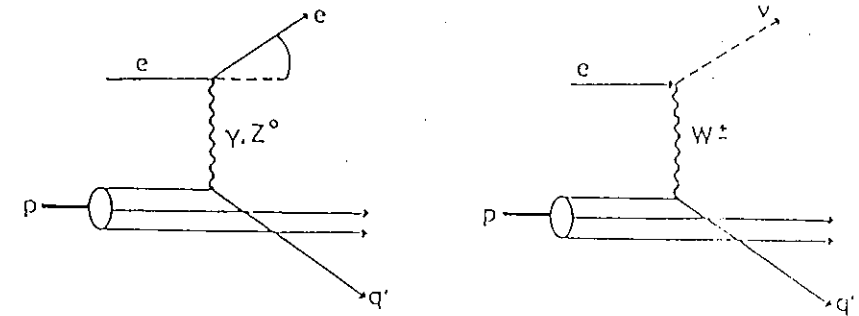


Abb. 2.1: Feynman-Diagramme zur Elektron Proton Streuung (a) neutraler Strom (b) geladener Strom

$$e^+ d \rightarrow \nu_e u \quad (2.3)$$

unter Austausch eines W^\pm als geladener Strom. Im Endzustand dieser Reaktionen treten das gestreute Lepton, das Quark, welches in einen Stromjet fragmentiert, und die Reste des Protons auf.

Bei HERA wird ebenfalls der Prozess der Boson Gluon Fusion untersucht (Abb. 2.2). Von besonderem Interesse ist hierbei die Erzeugung von schweren Quarks (charm, bottom, top). Ein weiterer zu untersuchender Prozeß ist die Erzeugung von intermediären W und Z Bosonen z.B. in Bremsstrahlungsprozessen.

Man ist ebenfalls noch auf der Suche nach den sogenannten Higgs-Teilchen. Diese gebraucht man in der Theorie um die schwache Wechselwirkung als Eichtheorie zu formulieren. Sie werden allerdings bei HERA wenn überhaupt wohl nur in geringen Raten erzeugt werden.

Mit dem Standardmodell kann man die Ergebnisse der bisherigen Experimente gut beschreiben. Viele Fragen sind jedoch noch nicht ausreichend beantwortet, wie beispielsweise die fehlende Beschreibung der Gravitation. Es gibt deshalb einige Ansätze das Standardmodell als einen Grenzfall für den niederenergetischen Bereich zu betrachten.

Eine Möglichkeit besteht darin, daß sich die Teilchen des Standardmodells aus weiteren noch fundamentalen Teilchen zusammensetzen (**Compositeness**).

Weiterhin gibt es die **supersymmetrische Theorie**. Hier versucht man sich mit einer

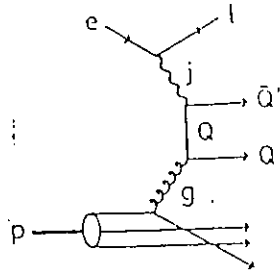


Abb. 2.2: Diagramm zur Paarerzeugung über Boson Gluon Fusion

Vereinheitlichung der bisherigen Theorien bei einer höheren Massenskala. Auch bei dieser Theorie ist die Einführung einiger neuer Teilchen notwendig. Nach den für diese neuen Theorien erforderlichen Teilchen wird bei HERA gesucht werden.

2.2 Der HERA Speicherring

Im HERA Doppelspeicherring werden Elektronen mit einer Energie von 30 GeV mit 820 GeV Protonen zur Kollision gebracht. Diese erfolgt unter einen Winkel von 90 Grad bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV. An je einem dieser Wechselwirkungspunkte befinden sich der H1 und der ZEUS Detektor. Die gesamte Anlage ist in einem unterirdischen Ringtunnel von 6.3 km Umfang in einer Tiefe von 15 bis 20 m untergebracht. Während man bei dem Elektronenring mit konventionellen Magneten arbeitet, werden im Protonenring supraleitende Ablenkermagnete verwendet, da anders die hohe Feldstärke von 1.2 Tesla nicht erreicht wird.

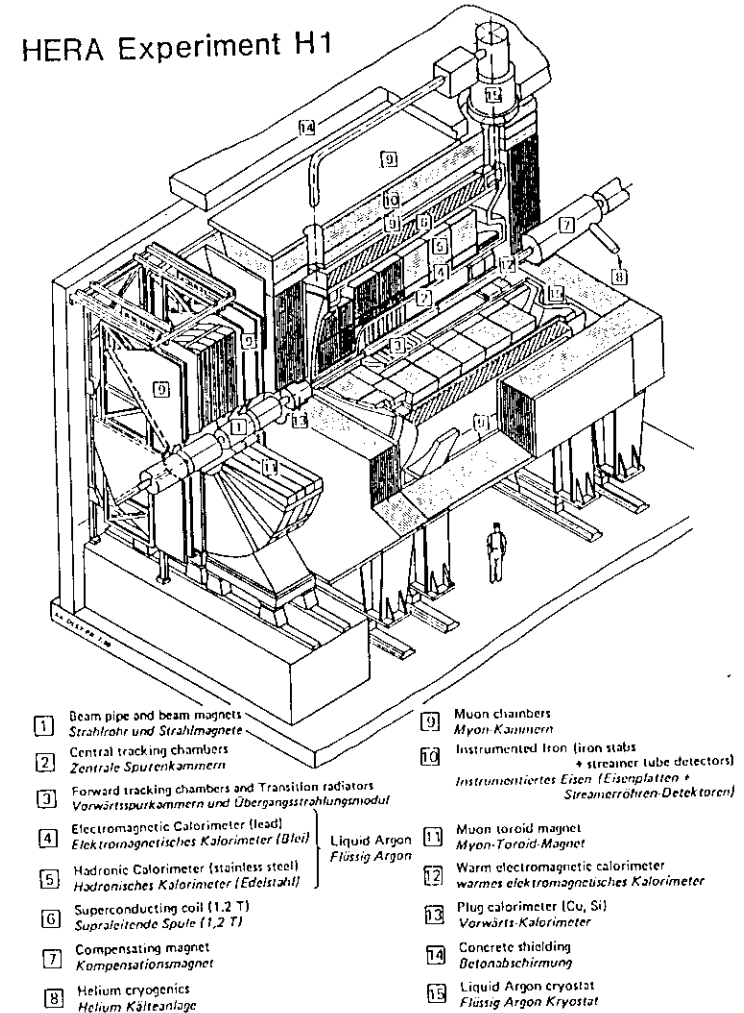


Abb. 2.3: Aufbau des H1 Detektors

2.3 Der H1 Detektor bei HERA

Es soll im folgenden ein kurzer Überblick über den H1 Detektor gegeben werden. Da die Energie der Protonen wesentlich höher ist als die der Elektronen, bewegt sich der Schwerpunkt des Teilchensystems nach der Wechselwirkung in Richtung des Protonenstrahls. Aus diesem Grunde ist der Detektor entlang der Strahlachse asymmetrisch aufgebaut.

Die einzelnen Komponenten des H1 Detektors sind in Abb. 2.3 dargestellt. Beginnt man mit den Betrachtungen am Wechselwirkungspunkt, so kommen als Erstes die zentralen Spurkammern. Sie befindet sich im Magnetfeld der supraleitenden Spule, so daß man mit ihrer Hilfe den Impuls und die Ladung eines Teilchens messen kann. Es folgt in Radialrichtung ein Flüssig Argon Kalorimeter, welches in eine elektromagnetische und eine hadronische Komponente aufgeteilt ist. Es ist von einer großen supraleitenden Spule umgeben welche ein homogenes axiales Feld von 1.2 Tesla erzeugt. Diese Position der Spule hat den Vorteil, daß sich wenig Material vor den Kalorimetern befindet, was zu einer guten Energieauflösung beiträgt. Der magnetische Fluß wird von einem Eisenjoch zurückgeleitet, welches aus 10 Eisenschichten von je 7.5 cm Dicke gebildet wird, in welche Lagen von Streamerrohren eingeschoben sind. Diese Konstruktion soll zum einen Reste von hadronischen Schauern, die das Flüssig Argon Kalorimeter nicht vollständig absorbiert, nachweisen. Zum anderen werden die Bahnen der Muonen, welche das Eisen durchqueren, verfolgt.

2.4 Die Streamerrohre

2.4.1 Aufbau der H1 Streamerrohrkammern

Im folgenden Abschnitt soll der Aufbau der im H1 Detektor verwendeten Streamerrohre (TEC89) beschrieben werden.

Abb. 2.4 zeigt einen Querschnitt durch eine solche Kammer. Es handelt sich hierbei um Streamerrohrkammern aus LURANYL mit einer graphitierten Kathode. Dieses Material verwendet man aus Feuerschutzgründen statt des früher üblichen PVC's. Ein Kammerprofil besteht aus acht oben offenen Elementen mit je 1 mm Wandstärke und $9 \times 9 \text{ mm}^2$ Querschnitt. An den Enden der Profile befinden sich Platinen, an denen die Signaldrähte angelötet werden. Die Drähte bestehen aus einer Cu-Be-Legierung und haben einen Durchmesser von $100 \mu\text{m}$. Alle 40 cm befindet sich ein Drahthalter, welcher die Position der Drähte sichern soll. Die drei inneren Profilwände sind mit Graphit beschichtet, dessen Widerstand ca. $20 \text{ k}\Omega/\square$ beträgt. Die Profile werden von einem LURANYL Deckel überdeckt, welcher bei den Kammern des H1

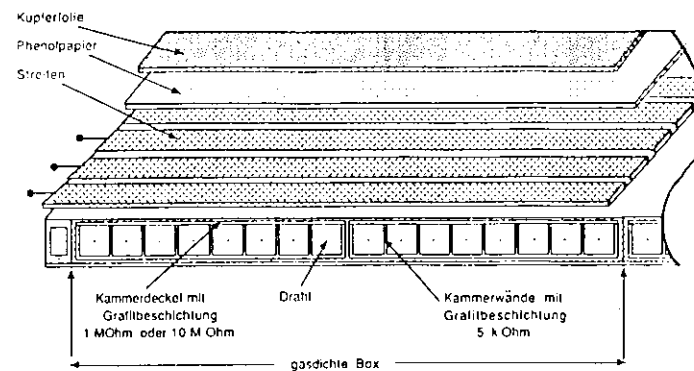


Abb. 2.4: Querschnitt durch eine H1 Streamerkammer

Detektors eine Graphitbeschichtung mit $3 \text{ M}\Omega/\square$ Widerstand hat. Bei den Messungen, die für diese Diplomarbeit bei DESY am Teststrahl durchgeführt wurden, hatte man einmal Kammer mit Deckeln von $1 \text{ M}\Omega/\square$ Widerstand, und einmal welche von $10 \text{ M}\Omega/\square$. Der Einfluß dieser unterschiedlichen Widerstandsbeschichtungen war einer der Punkte die in dieser Arbeit untersucht wurden. Der Deckel und die Wände werden an negative Hochspannung gelegt. Somit können die Drahtsignale ohne Koppelkondensator ausgelesen werden. Jeweils zwei Profile befinden sich in einer gasdichten Box aus LURANYL, an deren Enden sich Kapfen mit der Gaszuführung und den Hochspannungsanschlüssen befinden. Die Gasboxen werden dann auf einer 1 mm dicken Aluminiumplatte montiert. Oben auf den Gasboxen befindet sich 1.5 mm dicke Kupferfolie, auf dessen beiden Seiten sich eine $35 \mu\text{m}$ dicke Phenolpapier, auf dessen beiden Seiten sich eine $35 \mu\text{m}$ dicke Kupferfolie befindet. Die innere Folie wird für die sog. Muonkammern in 17 mm breite Streifen unterteilt, zwischen welchen sich jeweils eine 3 mm breite Lücke befindet. Bei den Kammern zur kalorimetrischen Messung wird die innere Folie in $28 \times 28 \text{ mm}$, $40 \times 50 \text{ mm}$ oder ähnlich große Flächen, welche als Pads bezeichnet werden, unterteilt. Die so entstehenden Kammern werden für die verschiedenen Positionen im Detektor in unterschiedlichen Längen von bis zu 6.5 m produziert.

2.4.2 Anordnung der Streamerrohrkammern im H1 Detektor

Im folgenden Abschnitt wird die Anordnung der oben beschriebenen Streamerrohrkammern innerhalb der Eiseninstrumentierung des H1 Detektors vorgestellt.

Im mittleren der neun Schlitz des Eisenjochs befindet sich eine mit Pads und eine mit Streifen ausgerüstete Kammer. In den restlichen Schlitz steck immer eine Padkammer. Vor und hinter der Eisenkonstruktion befinden sich drei Streamerrohrkammern in einem Aluminium- bzw. Eisenbehälter. Diese Anordnung bezeichnet man als Muonbox. Es handelt sich hierbei um zwei Streifen- und eine Padkammer. Die Kammern mit den Streifen dienen der Ortsbestimmung von Muonen, während mit den Pads die Restenergie der hadronischen Schauer bestimmt wird, welche im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht vollständig absorbierte werden. Die Drähte und Streifen der Streamerrohrkammern werden digital, und die Pads analog ausgelesen.

Aus technischen Gründen sind bei der Instrumentierung des Jochs die folgenden Einschränkungen erforderlich. Zum einen befinden sich zwischen den Eisenplatten Stege, die diese auseinanderhalten. Zum anderen ist die zur Verfügung stehende Schlitzbreite i. a. kein ganzzahliges Vielfaches der Elementbreite, so daß nicht immer jeder Schlitz vollständig bestückt werden kann. Durch eine geschickte Anordnung der Kammern kann man diese "toten" Bereiche auf ein Minimum reduzieren.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zuerst kurz einige Arbeitsbereiche von Gasdetektoren vorgestellt. Danach erfolgen einige Erläuterungen zum physikalischen Mechanismus der Streamerentladung und die Beschreibung von Streamereigenschaften. Da es bisher noch kein einheitliches Modell der Streamerentladung gibt, wird hier das Streamermodell von Atac et al. [ATA82] vorgestellt, welches in der Literatur am häufigsten zitiert wird. Weiter Modelle wurden von L. Zhang et al. [ZHA86] und F. Taylor [TAY89] vorgeschlagen.

Im zweiten Teil dieses Kapitels werden einige Betrachtungen zur Influenz des Signals auf den streifenförmigen Elektroden angestellt. Hierzu wird ein einfaches Ersatzschaltbild der H1-Streamer kammer verwendet.

3.1 Der Streamermechanismus

Die im Streamermodus arbeitenden Rohre weisen eine Reihe von Vorteilen und Besonderheiten gegenüber anderen Gasdetektoren auf.

- Die Streamerrohre liefern relativ große Ausgangssignale (30 pC), sodaß keine Vorverstärker mehr erforderlich sind.
- Die Signale weisen eine kurze Anstiegszeit (30 ns) auf.
- Der Bereich, welcher nach einem Teilchendurchgang unempfindlich ist, ist nur ca. 2 mm breit.
- Wegen ihrer einfachen Bauart sind die Rohre für großflächige Detektoren mit mäßiger Ortsauflösung geeignet.

3.1.1 Funktionsweise von Gasdetektoren

Ein Gasdetektor besteht häufig aus einem Anodendraht, welcher von einer zylindrischen Kathode umgeben ist. Zwischen diesen liegt eine Hochspannung im Kilovoltbereich an. In der Kammer befindet sich meist eine Mischung aus einem Edelgas und einem Löschgas, welches eine dauerhafte Entladung verhindern soll. Durchqueren nun geladene Teilchen diese Gas Mischung so werden die Edelgasatome ionisiert. Die hierbei entstehenden Elektronen werden im elektrischen Feld der Drahtkammer zum Anodendraht hingezogen. Ist die elektrische Feldstärke zu gering, so gewinnen die zum Draht driftenden Elektronen nicht genügend Energie um weitere Gasatome zu ionisieren. Man befindet sich im **Ionisationsbereich** der Kammer, wo nur die primären Elektronen am Draht gesammelt werden.

Hat die Hochspannung einen bestimmten Schwellenwert überschritten, so setzt eine Gasverstärkung ein. Durch das hohe Feld wird die kinetische Energie der Elektronen kurz vor Erreichen des Drahtes so groß, daß weitere Gasatome ionisiert werden. Die so entstandenen Sekundärelektronen können weitere Atome ionisieren. Auf diese Weise entsteht eine Ladungslawine, deren Ladung bis zu 10^6 mal so groß sein kann wie die Primärladung. Man befindet sich im **Proportionalbereich**. Hier ist die Ladung der Lawine proportional der primär erzeugten.

Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung werden immer mehr Elektronen am Anodendraht gesammelt. Die dabei ebenfalls entstehenden Ionen, die sich auf Grund ihrer hohen Masse nur langsam bewegen, bilden eine Raumladung aus. Das Feld dieser Raumladung erreicht, wegen der hohen Ionenanzahl, die Größe des äußeren Feldes. So können die Elektronen innerhalb der Lawine nicht mehr beschleunigt werden. Die niederenergetischen Elektronen rekombinieren nun mit den Gasionen. Hierbei werden Photonen emittiert, deren Energie ausreicht um neue Gasatome zu ionisieren. Je nach der mittleren freien Weglänge der Photonen unterscheidet man zwei Arten von Nachweiskammern, das Geiger Müller Zählrohr und das Streamerrohr. Die Weglänge hängt vom beigefügten Löschgasanteil ab.

Ist die mittlere freie Weglänge der Photonen relativ groß, so verlassen Sie den Bereich um die ursprüngliche Lawine und ionisieren Gasatome in größerer Entfernung. Die so erzeugten Elektronen driften zur Anode und erzeugen auf ihrem Weg dorthin neue Lawinen. Somit breitet sich die Entladung entlang des gesamten Drahtes aus. Man befindet sich im **Geigermode**. Er ist zum einen durch hohe Signalladungen, die von der Primärladung unabhängig sind, gekennzeichnet. Zum anderen ist nach der Entladung der gesamte Draht - wegen der hohen positiven Ionenladung - für einige ms unempfindlich. Während dieser Zeit können geladene Teilchen, welche das Geigerrohr durchqueren, nicht registriert werden.

Ist die mittlere freie Weglänge der Photonen gering, so werden die Gasatome im Bereich der Lawine ionisiert. Es kommt somit nur zu einer räumlich begrenzten Entladung. Man befindet sich im **Streamermode**, auf welchen im folgenden Abschnitt genauer eingegangen wird.

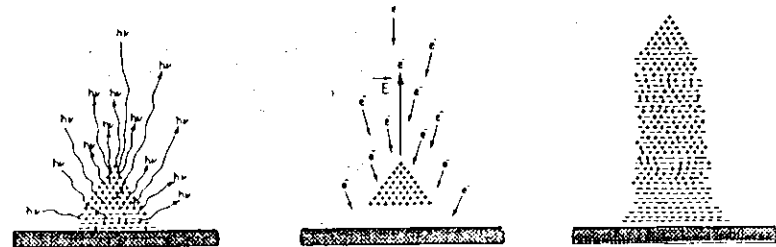


Abb. 3.1: Entwicklung eines Streamers [ATA82]

3.1.2 Modell zum Mechanismus der Streamerentladung

Bei einem hohen Löschgasanteil von beispielsweise 75 % liegt die mittlere freie Weglänge der Rekombinationsphotonen innerhalb der Lawinenausdehnung. Somit werden Gasatome in der Nähe der primären Lawine ionisiert. Einige der hierbei entstehenden Elektronen bilden an der Spitze des Kegels der positiven Ionen (Abb. 3.1) neue Lawinen aus, da dort das elektrische Feld am größten ist. An den Seiten des Ionenkegels ist das elektrische Feld so gering, daß sich dort keine Lawinen ausbilden können [ATA82]. Die sich an die primäre Lawine anlagernden sekundären Lawinen bilden mit dieser zusammen einen "Faden" aus, welcher Streamer genannt wird. Die Ausbreitung dieses Streamers erfolgt senkrecht zur Drahttrichtung in Richtung der Kathode. Da die Feldstärke mit zunehmendem Drahtabstand sinkt und sich außerdem die neuen Lawinen nicht immer gleichmäßig anlagern, bricht die Streamerentwicklung nach einigen ns ab. Die typische Länge eines Streamers ist einige mm, während die Breite ca. $100\mu\text{m}$ beträgt. [ATA82]. Charakteristisch für den Streamerbereich sind die großen Signale mit einer Ladung von ca. 30 pC. Weiterhin gibt es im Gegensatz zum Geigermode eine Beschränkung des unempfindlichen Bereiches auf ca. 2 mm um den Streamer. Ferner haben die Pulse eine relativ kurze Anstiegszeit von 30 ns.

3.1.3 Druck- und Temperaturabhängigkeit des Streamermoders

Da der Innendruck der Streamerrohre nicht vom äußeren Luftdruck abgekoppelt ist, wirken sich dessen Schwankungen auf die Arbeitsweise der Kammer aus. Die mittlere freie

Weglänge der Elektronen hängt von der Dichte des Kammergases ab. Somit nimmt die mittlere Ladungsdeposition auf den Kammerdraht mit steigenden Gasdruck ab. Zwischen der deponierten Ladung und dem Druck besteht folgende Beziehung [BEN89]:

$$\frac{Q_0 - Q}{Q} = \kappa_p \frac{p_0 - p}{p} \quad \kappa_p = -(10.2 \pm 1.0) \quad (3.1)$$

Die Temperatur der Gasmischung mit der die Kammer betrieben wird wirkt sich ebenfalls auf deren Arbeitsweise aus, da die Temperatur ebenfalls die Dichte des Gases beeinflusst. Bei einem Anstieg der Temperatur steigt auch die mittlere auf den Draht deponierte Ladung. Dieses kann man mit der folgenden Formel beschreiben [BEN89]:

$$\frac{Q_0 - Q}{Q} = \kappa_T \frac{T_0 - T}{T} \quad \kappa_T = +(10.2 \pm 1.0) \quad (3.2)$$

Die Größe p_0 ist ein Referenzdruck von 760 Torr, und T_0 ist eine Referenztemperatur von 24 °C. Q bezeichnet die beim aktuellen Luftdruck p und der aktuellen Temperatur T gemessene Ladung. Q_0 ist die mit den obigen Formeln berechnete Ladung für p_0 .

Mit Hilfe dieser Formel wurden die bei unterschiedlichen Wetterlagen durchgeführten Messungen korrigiert.

3.1.4 Abhängigkeit des Streamermodes von der primären Ionisation

Da bei den am DESY Teststrahl durchgeführten Messungen bei unterschiedlichen Einschufwinkeln die primäre Ionisation die Meßergebnisse beeinflusst, soll in dem folgenden Abschnitt kurz hierauf eingegangen werden.

G. D. Alekseev [ALE80] führte Messungen an Streamerrohrkammern mit kosmischen Muonen und mit verschiedenen radioaktiven Quellen durch. Somit wurde die Anzahl der primär erzeugten Elektron-Ion-Paare variiert. Es zeigte sich hierbei, daß die primäre Ionisation einen Einfluß auf den Hochspannungswert hat, bei dem der Übergang vom Proportional- in den Streamermodus erfolgt. Die bei diesen unterschiedlichen Übergangsspannungen gemessenen mittleren Ladungen stimmten überein. Da aber die Ladungswerte, auch wenn man sich schon direkt im Streamermodus befindet, weiter ansteigen (siehe auch Kapitel 5.1.1), hat die primäre Ionisation auch einen Einfluß auf die bei einer festen Kammer Spannung gemessene Ladung.

Abb. 3.2 zeigt die Ergebnisse der Betrachtung des Modells des Streamermechanismus von E. Taylor [TAY89]. Auch hier zeigt sich, daß die mittlere auf den Draht deponierte Ladung Q von der Ladung der primären Ionen Q_0 beeinflusst wird. Erhöht man die primäre Ionisation um einen Faktor 100 von $-1e$ auf $-100e$, so erhöht sich die mittlere Ladung um 10 % und der Plateaubeginn verschiebt sich um 500 Volt.

Auf die Auswirkungen dieser Beobachtungen wird im Kapitel 5.4 über die Winkelmessungen weiter eingegangen.

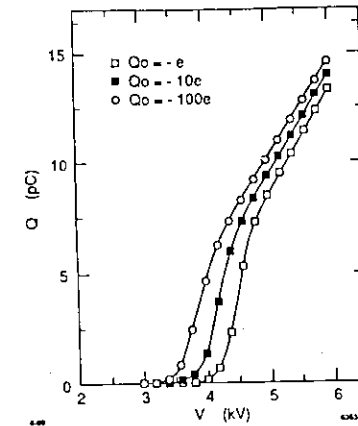


Abb. 3.2: Abhängigkeit der mittleren auf den Draht deponierten Ladung von der primären Ionisation [TAY89]

3.2 Modell zur Signalübertragung auf die Streifen

Bei den im Test verwendeten Streamerrohren werden sowohl die Drähte, als auch die Streifen analog ausgelesen. Der genaue Versuchsaufbau wird im Kapitel 4 beschrieben. Die hochohmige Graphitschicht ($1M\Omega/\square$ oder $10M\Omega/\square$), welche sich auf den Kammerdeckel befindet, schirmt die schnellen Streamerpulse (30 ns Anstiegszeit) nicht ab, und so werden Signale auf die Streifen influenziert. Dieser Vorgang soll im folgenden Abschnitt ein wenig genauer beschrieben werden. Im zweiten Abschnitt wird ein stark vereinfachtes elektrisches Ersatzschaltbild des H1 Streamerrohres vorgestellt. Mit Hilfe dieses Bildes werden Umladeeffekte zwischen den einzelnen Streifen, in einer ersten Näherung beschrieben.

3.2.1 Ladungsinfluenz auf die Streifen

Wie schon im Abschnitt 3 über den Streamermechanismus [ATA82], erwähnt wurde, entstehen bei der Ausbildung eines Streamers Elektronen und positive Ionen. Da nun die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ca. 1000 mal größer ist als die der positiven Ionen, können die Ionen für die Dauer der Auslesezeit als stationär betrachtet werden. Am Anfang influ-

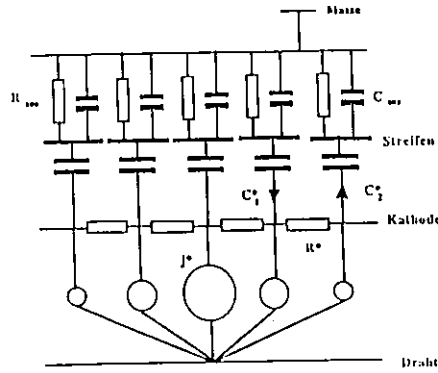


Abb. 3.3: Ersatzschaltbild des H1 Streamerrohres mit Streifen [EBE90]

enzieren sowohl die Elektronen als auch die Ionen eine Ladung auf den Streifen. Sie haben somit eine Gesamtladung von Null, und es fließt kein Strom gegen Masse ab. Dieses ändert sich aber sofort, wenn die Elektronen abgeflossen sind. Es befinden sich dann nur noch die positiven Ionen innerhalb des Streamerrohres. Hierdurch fließen Elektronen auf die Streifen. Man erhält somit ein positives Signal auf den Streifen während das Drahtsignal negativ ist.

Nach diesen ersten Betrachtungen zur Signalentstehung soll nun geklärt werden wieviel Prozent der Drahtladung ungefähr auf die Streifen influenziert wird. Hierzu ist es erforderlich auf die schon im Kapitel 2 beschriebene Kammergeometrie einzugehen. Die drei Kammerwände bestehen aus LURANYL, welches mit Grafit beschichtet ($10\text{k}\Omega/\square$) ist. Sie umgeben den Draht und können in erster Näherung als Leiter betrachtet werden. Nach oben hin wird die Kammer durch den sehr hochohmigen Deckel abgeschlossen ($1\text{M}\Omega/\square$ oder $10\text{M}\Omega/\square$), welchen man für die Ladungsinfluz praktisch vernachlässigen kann. Über dem Kammerdeckel befinden sich, nur durch das LURANYL der Gasbox getrennt, die bereits oben erwähnten Streifen. Sie stellen einen Leiter dar. Hieraus kann man schließen, daß auf den drei Wänden und den Streifen, jeweils ungefähr ein Viertel der gesamten Drahtladung influenziert wird. Dieses stimmt recht gut mit den experimentellen Ergebnissen überein (Kapitel 5.2).

3.2.2 Ersatzschaltbild der Streamerkammer mit Streifen

In diesem Abschnitt werden mit Hilfe eines stark vereinfachten elektrischen Ersatzschaltbildes der H1 Streamerrohre (Abb. 3.3) EBE90, einige Betrachtungen über die Umladeeffekte zwischen den einzelnen Streifen angestellt. Als erstes erfolgt eine kurze Erläuterung der Ersatzschaltung. Es werden die Werte der einzelnen Bauelemente abgeschätzt. Hiernach erfolgen dann einige Betrachtungen über die zu erwartende Signalform.

Der Anodendraht ist von den drei Kammerwänden und einem Deckel aus graphitbeschichtetem LURANYL umgeben. Der Deckel und die Wände werden durch eine Reihe von Widerständen R' dargestellt und bilden die Kathode. Über dem Kammerdeckel befinden sich die Streifen. Sie sind im Ersatzschaltbild mit der Kathode über einen Kondensator C^* verbunden. Über ihnen befindet sich, durch 1 mm Phenolpapier getrennt, eine Kupferfolie zur Abschirmung, welche mit Masse verbunden ist. Da die Streifen durch die Ausleseelektronik ebenfalls mit der Masse verbunden sind, sind sie jeweils über den Widerstand R_{au} , mit der Abschirmfolie verbunden. Eine weitere Verbindung erfolgt jeweils durch den Kondensator C_{au} , da Streifen und Folie einen Plattenkondensator darstellen. Die Ladungsinfluz auf die Streifen hängt von ihrem Abstand zum Streamer ab. Dieser ist durch eine Reihe von unterschiedlich starken Stromquellen j^* dargestellt.

Als nächstes erfolgt nun die Berechnung der Werte der einzelnen Bauelemente. Es beginnt mit einer Abschätzung der Zahlenwerte für die Kondensatoren C^* . In erster Näherung kann man hierfür von einem einfachen Plattenkondensator ausgehen. Dessen Kapazität errechnet sich nach der Formel

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{d} \quad (3.3)$$

Die Dielektrizitätskonstante ϵ von LURANYL, welches sich zwischen dem graphitbeschichteten Deckel (Elektrode 1) und den Streifen (Elektrode 2) befindet, hat den Wert 5. Der Abstand zwischen diesen beiden Elektroden beträgt ungefähr 3 mm, und die Fläche A ist 170 mm^2 groß. Mit diesen Werten ergibt sich eine Kapazität für C^* von 2.5 pF. Der Widerstand R' setzt sich aus den Widerständen der drei niederohmigen Seitenwände $5\text{k}\Omega/\square$ und dem hochohmigen Deckel $1\text{M}\Omega/\square$ oder $10\text{M}\Omega/\square$ zusammen. Der sehr hohe Deckelwiderstand ist zu vernachlässigen. Man erhält in beiden Fällen einen Gesamtwiderstand R' von ca. 3 kOhm. Der Auslewewiderstand R_{au} , liegt bei 100Ω . Berechnet man den Koppelkondensator C_{au} , mit der Plattenkondensatorformel (3.3), so ergibt sich eine Kapazität für C_{au} von 7.3 pF.

Nachdem nun das Ersatzschaltbild vorgestellt und die Werte seiner Bauelemente berechnet wurden, kann auf die Umladeeffekte zwischen den einzelnen Streifen eingegangen werden. Da sich auf dem zentral getroffenen Streifen mehr Ladung als auf den Nachbarstreifen befindet erfolgt jeweils über das aus dem Widerstand R' und den beiden Kondensatoren C^* gebildete RC Glied, eine Umladung. Es gelangt somit eine zusätzliche Ladung auf die Nachbarstreifen.

Durch diesen Umladeeffekt werden deren Pulse insgesamt etwas breiter und ihr Pulsmaximum kommt mit einigen ns Verzögerung gegenüber dem des zentralen Streifens.

Mit den Werten der Kondensatoren und Widerstände kann man die Zeitdauer τ der Umladung berechnen. Sie beträgt $\tau = R^* \cdot C^* = 4,0$ ns. Um etwa diese Zeit später sollte der maximale Wert auf den direkten Nachbarstreifen erreicht werden. Dieser Zahlenwert ist allerdings mit einer gewissen Vorsicht zu betrachten, da zum einen die Graphitbeschichtung welche den Widerstand festlegt gewissen Schwankungen unterworfen ist und auch die Abstände nur im Rahmen gewissen Fehler betrachtet werden können. Zum anderen handelt es sich bei dem oben beschriebenen Ersatzschaltbild nur um ein sehr einfaches Modell.

Im Kapitel 5.7 werden einige Messungen vorgestellt, welche die obigen Überlegungen verifizieren sollen.

Kapitel 4

Der experimentelle Aufbau

Der Versuchsaufbau befand sich am Teststrahl 24 in der Experimentierhalle II auf dem DESY-Gelände in Hamburg. Dort wurden die Messungen an den Streamerrohrkammern mit einem 3 GeV Elektronenstrahl aus dem DESY II Synchrotron durchgeführt. In den folgenden Abschnitten erfolgt zuerst eine kurze Beschreibung des Synchrotrons. Danach wird der Versuchsaufbau, die Ausleseelektronik, das Ausleseprogramm, die Hochspannungsversorgung und die Gasversorgung vorgestellt. Hiernach wird noch auf die Probleme eingegangen welche durch unterschiedliche Erdungsstrategien entstanden sind.

4.1 Das Elektronen-Synchrotron DESY II

Im DESY II Synchrotron werden Elektronen auf eine maximale Energie von 5.56 GeV beschleunigt. Im Ring befindet sich ein Kohlefadentarget. Die Elektronen, welche auf dieses Target treffen, verlieren ihre Energie durch Bremsstrahlung. Die hierbei entstehenden Photonen werden außerhalb des Synchrotrons auf ein Kupfertarget gelenkt. Die hochenergetischen Photonen machen Paarerzeugung. Somit werden Elektronen erzeugt welche mit Hilfe von zwei Magneten in das Teststrahlgebiet gelenkt werden. Durch die Einstellung der Magnetströme kann die Strahlenergie zwischen 1 und 5.56 GeV variiert werden. Alle Messungen dieser Diplomarbeit wurden bei einer Energie von 3 GeV durchgeführt.

4.2 Der Versuchsaufbau am DESY Teststrahl

Der Aufbau am Teststrahl ist in Abb. 4.1 wiedergegeben. Er besteht aus vier Szintillationszählern $Sz1 - Sz4$ für den Trigger, zwei Streamerrohrkammern und der Ausleseelektronik. Der Widerstand der Graphitschicht des Deckels der einen Kammer beträgt $1M\Omega/\square$, der der anderen Kammer $10M\Omega/\square$. Da nun ein Streifenverstärker zur Verfügung stand, konnte immer nur eine Streamerrohrkammer zur Zeit ausgelesen werden. Insgesamt wurden gleichzeitig 8 Kammerdrähte und 8 Streifen ausgelesen. Somit war ein direkter Vergleich der unterschiedlichen Kammern nicht möglich. Bei den Streamerrohrkammern handelt es sich um fast dieselben Kammern wie sie später beim H1-Detektor verwendet werden. Der Unterschied liegt nur im Widerstand der Kammerdeckel ($3M\Omega/\square$ bei H1) und darin, daß die Kammern nur 1 m (bei H1 bis zu 6.5 m) lang sind. Ihr genauer Aufbau wurde in Abschnitt 2.4 beschrieben.

Der erste Szintillator $Sz1$ befindet sich direkt hinter dem Strahleintritt in das Gebiet (Abb. 4.1). Er hat eine Fläche von 4 cm^2 . Es folgt ca. 1 m weiter entlang der Strahlachse ein gekreuzter Fingerzähler ($Sz2$ und $Sz3$) mit 1 cm^2 aktiver Fläche. Kurz dahinter steht der Tisch mit den Streamerrohrkammern. Diese können in ihrer horizontalen und vertikalen Position verfahren werden. Weiterhin ist auch eine Drehung der Kammern möglich, um Messungen bei verschiedenen Winkeln durchzuführen (siehe Kapitel 5.5). Hinter den Kammern folgt noch der vierte Szintillator $Sz4$ als Vetozähler. Dieser dient dazu festzustellen ob das Elektron die Kammern auch durchquert hat. Seine aktive Fläche beträgt 40 cm^2 .

Wenn alle vier Szintillatoren gleichzeitig angesprochen haben, wird die Ausleseelektronik gestartet. Sowohl die Draht-, als auch die Streifensignale werden nach Passieren eines Verstärkers mit schnellen Analog Digital Wandlern (siehe unten) digitalisiert und mit einem Macintosh II Personalcomputers ausgelesen. Dieser dient zum einen der Speicherung und zum anderen einer Voranalyse der Daten.

Eine genau Beschreibung der Ausleseelektronik steht im folgenden Abschnitt.

4.3 Die Ausleseelektronik

Der Aufbau der für die Auslese verwendeten Elektronik ist in Abb. 4.1 dargestellt. Wenn alle vier Szintillatoren gleichzeitig ausprechen wird ein Startsignal an die schnellen Analog Digital Wandler gegeben. Es handelt sich hierbei um CAMAC-FADC-Module vom Typ DL 101, welche für das JADE-Experiment am Speicherring PETRA bei DESY entwickelt wurden (FAR83). Jeder CAMAC-Einschub enthält vier Analog Digital Wandler (FADC's).

Die Signale werden alle 10 ns bei einer Auflösung von 6 Bit (das entspricht 64 Kanälen) digitalisiert, und bis zur Auslese zwischengespeichert. Pro FADC steht eine Speichertiefe von

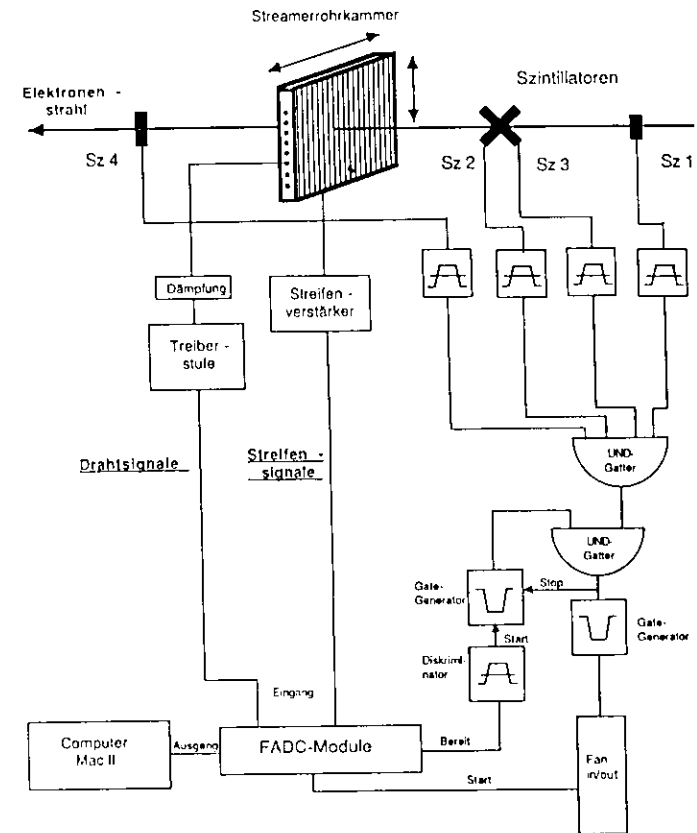


Abb. 4.1: Skizze des Versuchsaufbaus am DESY Teststrahl

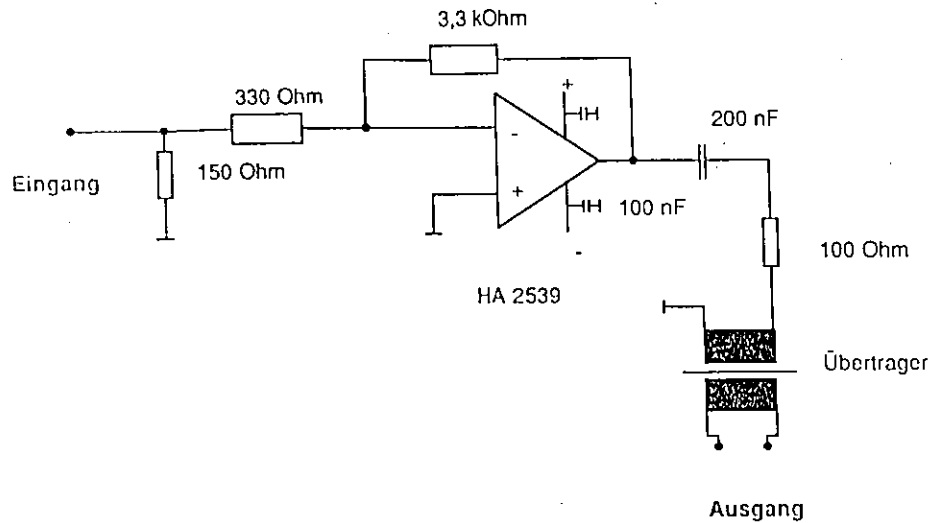


Abb. 4.2: Schaltbild des Vorverstärkers für die Streifensignale

256 Kanälen zur Verfügung, so daß ein Zeitraum von bis zu $2.56 \mu\text{s}$ aufgezeichnet werden kann.

Erfolgt nun ein Startsignal vom Trigger während die FADC's noch ausgelesen werden, können die Daten dieses Ereignisses nicht gespeichert werden. Die FADC's senden erst nach Abarbeitung dieser Daten ein "Bereit" Signal aus und ermöglichen so eine neue Datennahme. Nach der Zwischenspeicherung in den FADC-Registern werden die Daten auf Festplatte des Personalcomputers gespeichert. Nach Beendigung der Messungen erfolgt ein Transfer der Daten vom Personalcomputer auf die IBM-Großrechenanlage. Mit den dort teils vorhandenen und teils selber erstellten Auswertprogrammen erfolgt eine endgültige Analyse der Daten.

Die Drahtsignale werden über ein Widerstandsnetzwerk, welches die relativ hohen Streamersignale dämpft, und über 20 m SMB-Kabel auf eine Treiberstufe gegeben. Mit Hilfe des Dämpfungsgliedes erfolgt eine Anpassung der Drahtsignale an den dynamischen Bereich des FADC's. Die Treiberstufe soll die Signalverformung, welche durch das Kabel verursacht wird, ausgleichen. Die Verbindung zu den FADC's erfolgt dann durch 40 m verdrehtes Paarkabel (Twisted Pair). Die Streifensignale werden durch 0.1 m nicht abgeschirmtes Flachbandkabel auf einen Verstärker gegeben (Abb. 4.2). Dieser hat einen Eingangswiderstand von 100Ω und eine fünffache Verstärkung. Er ist wiederum durch 40 m verdrehtes Paarkabel mit einem FADC verbunden. Im Gegensatz zu dem später beim H1-Detektor verwendeten verbesserten

Verstärker für die Padsignale (die Streifenauslese erfolgt bei H1 digital) weist dieser Verstärker einen asymmetrischen Eingang auf. Er ist somit etwas störungsanfälliger. Als die Messungen durchgeführt wurden, stand das verbesserte Modell jedoch noch nicht zur Verfügung.

Die gesamte Auslesekette wurde kalibriert. Man gab hierzu mit einem Pulsgenerator verschiedene hohe Signale auf die Draht- und die Streifenauslesekette. Hierdurch wurde bestimmt wieviel mV einem FADC-Kanal entsprechen. Es ist hierbei noch zu beachten, daß die angegebenen Pulshöhen sich auf den Eingang der Auslesekette mit einem Eingangswiderstand 100Ω beziehen.

4.4 Beschreibung des Ausleseprogrammes

Die Auslese der CAMAC-Einschübe geschah mit einer leicht modifizierten Version eines Programmes welches auch für die Auslese der FADC Werte der Driftkammern im JADE Experiment verwendet wurde [KAD87]. Bei den FADC's, in denen die Drahtpulse abgespeichert sind, werden erst einmal nur so viele Werte ausgelesen, bis die zum jeweiligen Draht gehörende Driftstrecke abgedeckt ist. Danach wird ein Algorithmus auf diese Daten [KAD87] angewandt, mit dessen Hilfe Pulse gefunden werden sollen, deren Höhe über 20 mV liegt. Nur diese Pulsdaten werden dann endgültig abgespeichert. Auf die Daten der Streifenpulse wird dagegen kein Pulsfindungs-Algorithmus losgelassen. Es werden immer 800 ns (d.h. 80 Zeitscheiben) fest ausgelesen. Die eigentlichen Streifenpulse sind aber nur maximal 200 ns breit. Diese Daten wurden auf der Festplatte des Personalcomputers zwischengespeichert. Ferner wurden alle Daten auch in Histogramme gefüllt, welche auf dem Farbmonitor des Personalcomputers dargestellt werden konnten. Auf diese Weise war während der laufenden Messung eine erste Vorkontrolle möglich.

4.5 Die Hochspannungsversorgung der Streamerrohre

Zwischen dem Draht und dem Profil der Streamerrohre wurde bei den Messungen am Teststrahl eine Hochspannung von 4500 Volt angelegt. Hierbei liegt das Profil an negativer Spannung und der Draht an Masse. Bei dieser Spannung befindet man sich im Arbeitsbereich der Kammer (siehe Abschnitt 5.1). Die Spannungsversorgung geschah mit einem CAEN-Netzteil [CAEN]. Die Strombegrenzung wurde auf $200 \mu\text{A}$ eingestellt. Zieht die Kammer mehr Strom, so bricht die Spannung zusammen. Das Netzgerät fährt diese dann selbständig wieder hoch. Die Zeitdauer für die Versuche des Hochfahrens der Spannung war auf 60 s begrenzt.

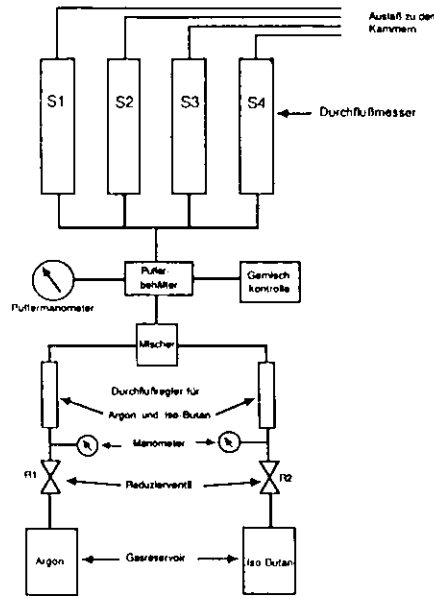


Abb. 4.3: Vereinfachtes Schaltbild der Gasmischanlage am Teststrahl

4.6 Die Gasversorgung

Alle Messungen wurden mit dem Standardgemisch (Argon-Isobutan im Verhältnis 1 : 3) durchgeführt. Die Raumtemperatur in der Halle lag während der Messungen zwischen 20°C und 26°C, der Druck zwischen 749 Torr und 760 Torr. Da dieses einen Einfluß auf die Gas- und damit auch auf die Kammereigenschaften hat, waren Korrekturrechnungen erforderlich (siehe Kapitel 3.1.3).

Die exakte Mischung des Standardgases erfolgte mit Hilfe von Durchflußmessern. Da, wie bereits im Kapitel 3.1 beschrieben, der Streamermodus empfindlich auf Schwankungen reagiert, war eine genaue Eichung dieser Durchflußmesser erforderlich. Die Eichung geschah mit Hilfe eines sogenannten Filmflowmeters. Hierbei wird eine völlig flache Seifenblase von dem Gasfluß eine bestimmte Strecke in einem Glaszylinder geschoben. Man bestimmt dann die Zeit, welche hierfür erforderlich war. Hieraus ergibt sich die Durchflußmenge.

Die Mischung der beiden Gase erfolgt hinter den Durchflußmessern in einer Wirbelkammer (Abb. 4.3). Danach gelangt die Mischung in einen Pufferbehälter. Von hier aus erfolgt dann über mehrere Durchflußbegrenzer eine Verteilung zu den einzelnen Streamerrohren. Dort wird die Durchflußmenge für die einzelnen Rohre eingestellt. Sie wurde so gewählt, daß alle

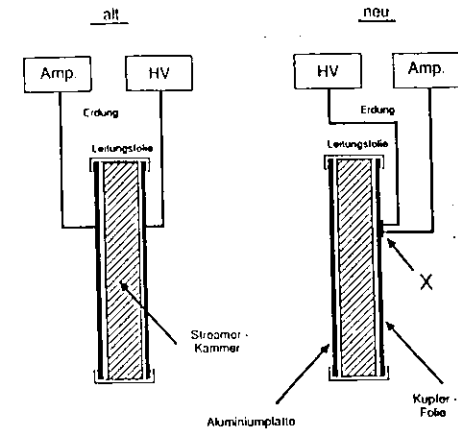


Abb. 4.4: Vergleich der alten mit der neuen Methode der Erdung der Streamerrohre am DESY Teststrahl

2 Stunden das komplette Kammervolumen ausgetauscht wurde. Nachdem das Gas durch die Kammern geflossen ist, wird es über eine Absauganlage ins Freie geleitet.

4.7 Einfluß der Kammererdung auf die Streifensignale

Die Wahl der richtigen Erdung hat einen großen Einfluß auf die Vermeidung von Störungen. In der Abb. 4.5 ist ein mit dem FADC digitalisiertes Signal dargestellt, welches mit der ersten, relativ einfachen Erdungsmethode aufgenommen wurde. Man sieht recht deutlich, daß es von einer gedämpften Sinusschwingung überlagert wird. Abb. 4.6 zeigt ein Signal welches an derselben Drahtposition nach Anbringen einer neuen Erdung aufgenommen wurde. Es sind keine Schwingungen mehr zu erkennen. Diese neue Erdung ist in Abb. 4.4 dargestellt. Es wurde hierbei die Erdung des CAEN-Hochspannungsnetzteils und die des Netzteils für die Streifenverstärker mit der Kupferfolie, welche sich auf den Phenolpapier über den Streifen befindet, verbunden. Die Folie ist dann der zentrale Punkt für die Erdung. Diese Form der Erdung bezeichnet man als sternförmig. Mit ihr vermeidet man das Auftreten von Potentialunterschieden, und somit auch Erdungsschleifen, zwischen der Vorderseite (Kupferfolie) und der Rückseite (Aluminiumplatte) der Kammer (Abb. 4.4). Diese Erdungstechnik sichert ein weitgehend störungsfreies Signal [RAP90].

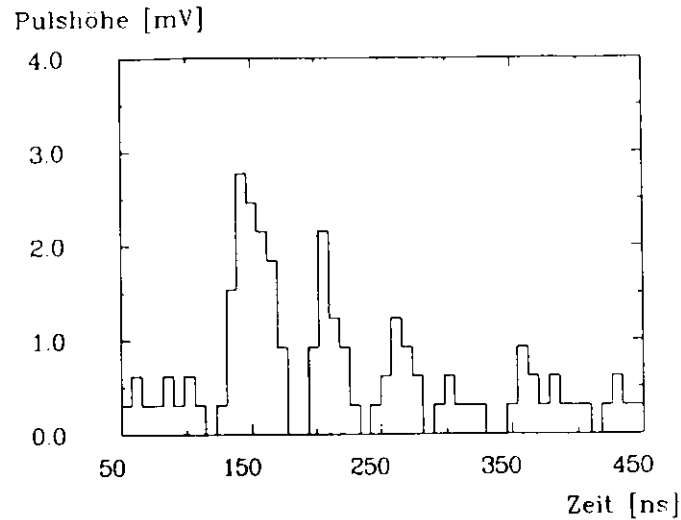


Abb. 4.5: Ein mit dem FADC aufgenommener Drahtpuls (Alte Erdungsmethode)

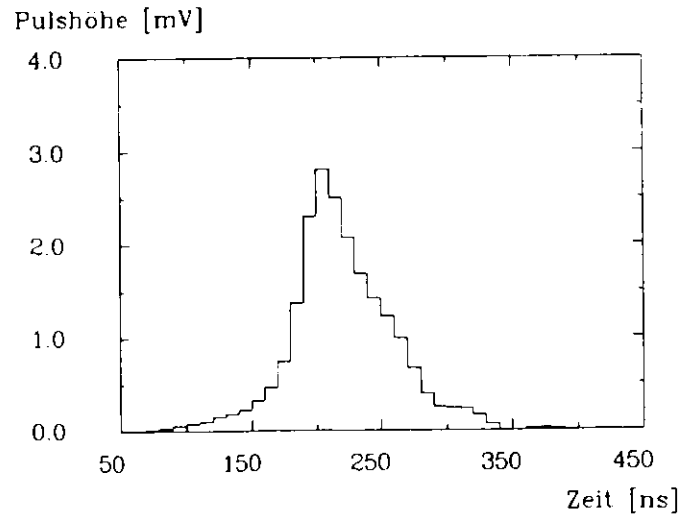


Abb. 4.6: Ein mit dem FADC aufgenommener Drahtpuls (Verbesserte Erdungsmethode)

Kapitel 5

Die Messungen am DESY Teststrahl

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der unterschiedlichen Messungen mit Streamerrohren am DESY-Teststrahl vorgestellt.

Als erstes wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für Streamerpulse in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung untersucht. Diese Messung wurde bei verschiedenen Luftdruck- und Temperaturwerten wiederholt, da diese die Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflussen. Anhand der Ergebnisse wurde die Hochspannung, mit der die Streamerrohre im weiteren betrieben werden bestimmt. Es folgt die Vorstellung der wichtigsten Eigenschaften der Streamerpulse wie Ladung, Pulsmaximum und Pulsbreite. Dieses geschieht sowohl für die Kammer mit einem Deckelwiderstand von $1M\Omega/\square$, als auch für die mit $10M\Omega/\square$, um eventuell vorhandene Unterschiede festzustellen.

Im nächsten Abschnitt wird untersucht wieviele Streifen beim Durchgang eines Elektrons durch das Streamerrohr ansprechen (Multiplizität). Diese Untersuchungen erfolgten bei unterschiedlichen Datennahmeschwellen. Die Ergebnisse dieser mit einer analogen Auslese stattgefundenen Messungen werden mit den der digitalen Auslese [SCH90] verglichen.

Weiterhin sind die Pulseigenschaften noch davon abhängig an welchem Ort ein Elektron durch das Streamerrohr fliegt. Aus diesem Grund wurden Messungen an verschiedenen Drahtpositionen innerhalb der Kammer durchgeführt. Anhand dieser Messungen war es auch möglich das Profil des Elektronenstrahls zu bestimmen.

Es besteht ebenfalls ein Interesse daran festzustellen, wie sich die Pulseigenschaften verändern, wenn man unterschiedliche Einschufwinkel wählt. Auch in diesem Abschnitt findet ein teilweiser Vergleich mit der digitalen Auslese statt.

Im letzten Abschnitt erfolgt noch eine weitere Untersuchung der Pulsformen. Hier werden die im Kapitel 3 beschriebenen Umladeeffekte zwischen den einzelnen Streifen untersucht.

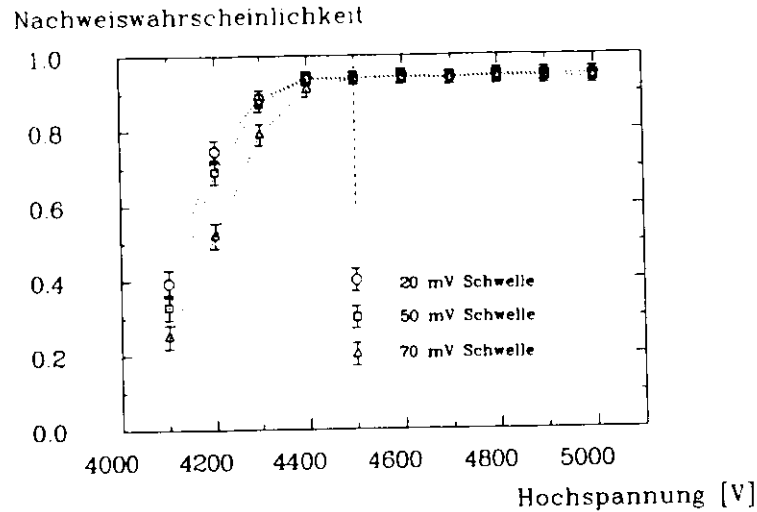


Abb. 5.1: Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Hochspannung, für verschiedene Datennahmeschwellen

5.1 Einfluß der angelegten Hochspannung

5.1.1 Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerpulse in Abhängigkeit von der Hochspannung

Abb. 5.1 zeigt eine Hochspannungskurve. Hier ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für einen Streamerpuls bei verschiedenen an die Kammer angelegten Hochspannungen dargestellt. Die Datennahmeschwelle für die Pulse beträgt hierbei 20, 50 und 70 mV.

Bei Hochspannungswerten bis zu 4400 V steigt, mit zunehmender Hochspannung, die Wahrscheinlichkeit an, daß eine Streamer ausgelöst wird. Danach geht die Kurve in ein Plateau über, welches ca. 600 V breit ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeit liegt hier bei 95 %, 100 % können aufgrund der Kammergeometrie nicht erreicht werden. Ab ca. 4900 V treten vermehrt Doppelpulse auf und bei 5100 V kommt es schließlich zur Dauerentladung. Als

Arbeitsspannung für die weiteren Messungen wurde 4500 V gewählt. Bei dieser Spannung befindet man sich zum einen innerhalb des Plateaus und zum anderen besteht nicht die Gefahr daß zuviele Doppelpulse auftreten. In Abb. 5.2 ist ein, bei dieser Hochspannung gemessenes, Pulsmaximaspektrum des Kammerdrahtes dargestellt. Die mittlere Pulshöhe liegt bei 180 mV.

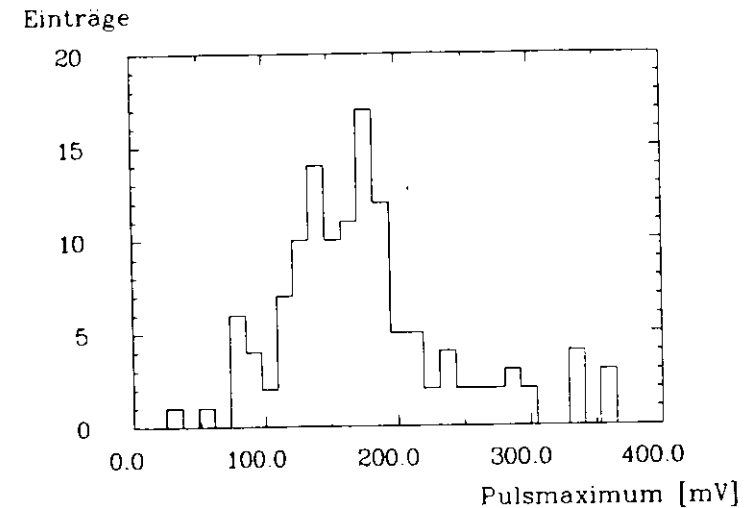


Abb. 5.2: Pulsmaximaspektrum der Streamerpulse des Kammerdrahtes

5.1.2 Einfluß der angelegten Hochspannung auf die mittlere Drahtladung

Die mittlere Drahtladung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung ist in Abb. 5.4 dargestellt. Es zeigt sich recht deutlich, daß auch im Plateau, welches bei 4400 Volt beginnt, die Ladung weiterhin mit der Hochspannung ansteigt. Es ist hierbei zu bemerken, daß der Anstieg im Plateau nahezu linear erfolgt. Wenn man Abb. 5.3 betrachtet, zeigt sich, daß die Pulshöhe der Drähte ebenfalls mit steigender Hochspannung ansteigt. Auf diesen Punkt wird in Abschnitt 5.4 noch einmal eingegangen, wenn die Messungen bei verschie-

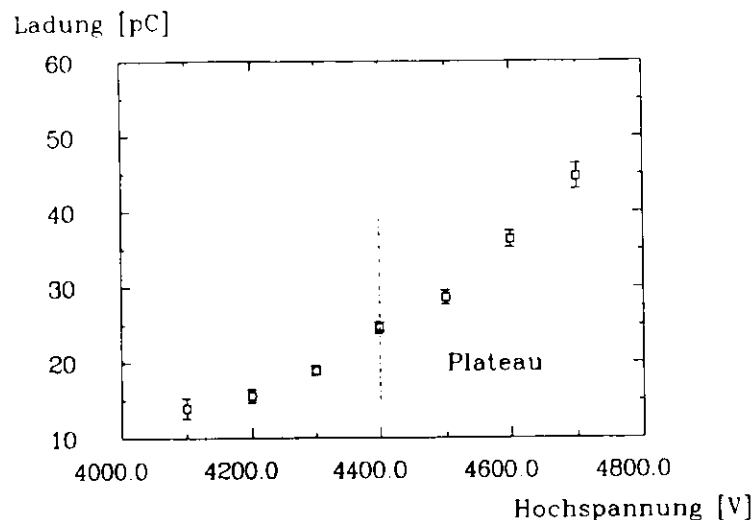


Abb. 5.3: Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung

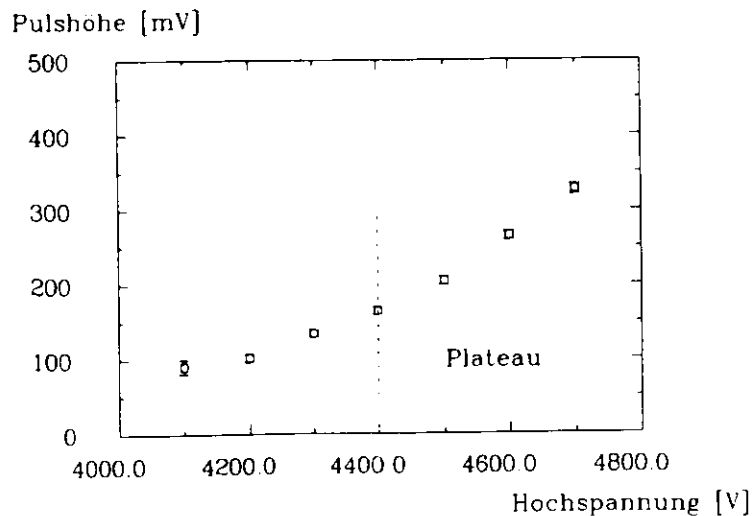


Abb. 5.4: Mittlere Werte des Drahtpulsmaximums in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung

denen Einschubwinkeln betrachtet werden.

5.2 Einfluß des Luftdruckes auf den Streamermode

Wie bereits im Abschnitt 3.1.3 erwähnt wurde hängt die auf dem Draht gesammelte mittlere Ladung vom Luftdruck ab. In Abb. 5.5 ist diese mittlere Drahtladung für die unterschiedlichen Luftdruckwerte dargestellt, die während der Meßperiode auftraten. Diese liegen zwischen 33.0 pC (bei 749 Torr) und 28.5 pC (bei 760 Torr). Die Tab. 5.1 zeigt die gemessenen Werte und die mit der Formel 2.1 aus Abschnitt 3.1.3 korrigierten Werte. Die korrigierten Werte stimmen recht gut untereinander überein. Es war also mit dieser Formel somit möglich die bei unterschiedlichen Wetterlagen durchgeführten Messungen zu korrigieren.

Luftdruck (Torr)	$Q(p)$	$Q(p_0)$
749	32.97	28.41
752	32.25	28.95
753	31.96	29.08
760	28.54	28.54

Tabelle 5.1: Druckkorrigierte Ladungswerte

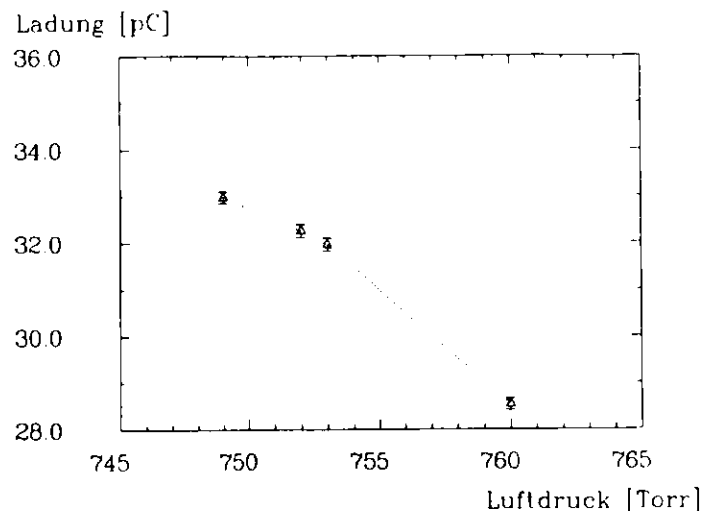


Abb. 5.5: Druckabhängigkeit der mittleren Drahtladung

5.3 Einige Eigenschaften der Streamerpulse

5.3.1 Vergleich der Pulseigenschaften bei verschiedenen Deckelwiderständen

In Abb. 5.6 ist der zeitliche Verlauf eines Signales am Kammerdraht sowie das Influenzsignal auf den drei dazugehörigen Streifen dargestellt. Es handelt sich hierbei um die mit den FADCs digitalisierten Signale welche über mehrere Ereignisse gemittelt wurden. Hierbei schoß man mit dem Elektronenstrahl genau in die Mitte eines Streifens. Die Streamerpulse auf dem Draht zeichnen sich durch eine hohe Amplitude von im Mittel 180 mV, eine mittlere Ladung von 30 pC und eine sehr kurze Anstiegszeit von ca. 30 ns aus. Ungefähr ein Fünftel der auf dem Draht gesammelten Ladung wird auf die acht ausgelesenen Streifen influenziert. Wie man in Abb. 5.7 sieht, ist der Zusammenhang zwischen der Drahtladung und der aufsummierten Ladung der acht Streifen über den gesamten Ladungsbereich nahezu linear.

Bei den Messungen am DESY Teststrahl wurden zwei Kammern mit unterschiedlichen Deckelwiderständen verwendet. Dieser liegt einmal bei $1M\Omega/\square$ und einmal bei $10M\Omega/\square$. Somit liegt er in einen Bereich, in dem man den Kammerdeckel nach bisherigen Messungen als transparent betrachten kann. Nach den Messungen von G. Battistoni et al. [BAT82] beginnt dieser Bereich bei Widerstandswerten von $0.1M\Omega/\square$. Die Signale auf den Streifen sollten

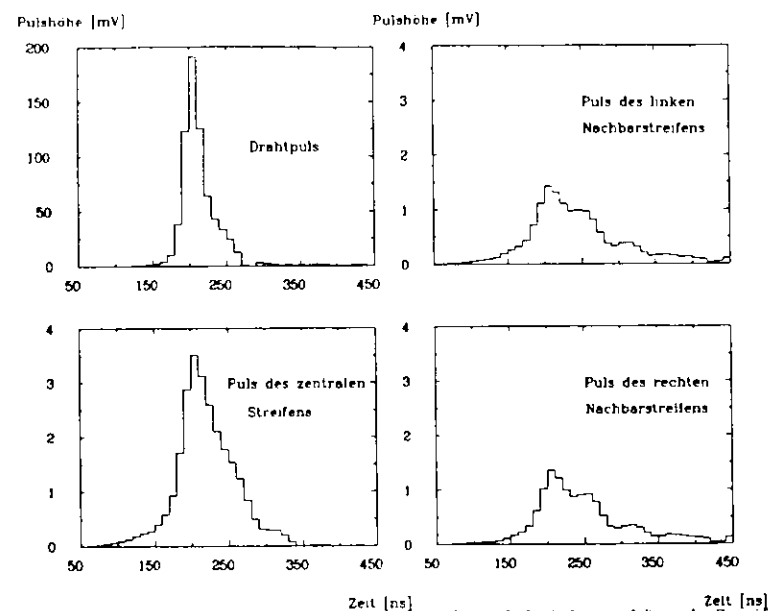


Abb. 5.6: Mit FADCs aufgenommener Drahtpuls und drei dazugehörige Streifenpulse

also bei beiden Kammertypen die gleichen Formen und Eigenschaften aufweisen. In Tab. 5.2 sind die wichtigsten Pulseigenschaften für die Streifen der 1 und der $10M\Omega/\square$ Kammer, sowie die des Drahtes zusammengefaßt. Es zeigt sich nun, daß die Werte bei der $1M\Omega/\square$ Kammer

	Draht	Streifen	
		$1M\Omega/\square$	$10M\Omega/\square$
Pulshöhe (mV)	180 ± 6.5	3.8 ± 0.2	3.5 ± 0.2
Ladung (pC)	28 ± 1.3	3.5 ± 0.2	3.0 ± 0.2
Anstiegszeit (ns)	30 ± 10	60 ± 10	50 ± 10

Tabelle 5.2: Einige Eigenschaften der Streamerpulse auf dem Draht und dem Streifen, wenn man den Elektronenstrahl genau die Mitte des Streifens trifft

generell etwas höher liegen, obwohl man dieses nach den obigen Aussagen eigentlich nicht erwarten würde. Da aber neben dem Deckelwiderstand auch der Abstand zwischen Draht und Streifen noch einen Einfluß auf die Signalübertragung hat, können durch Fertigungstoleranzen in diesem Bereich kleine Unterschiede in den Ladungswerten auftreten. Ferner

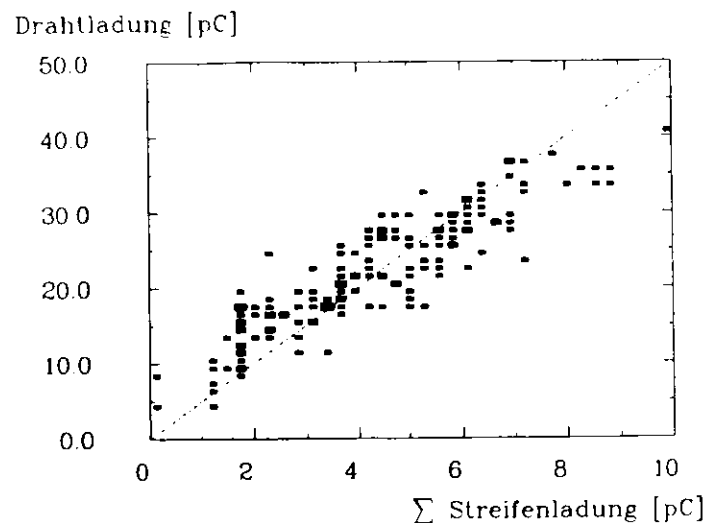


Abb. 5.7: Korrelation zwischen der mittleren Drahtladung und der Summe der Streifenladungen

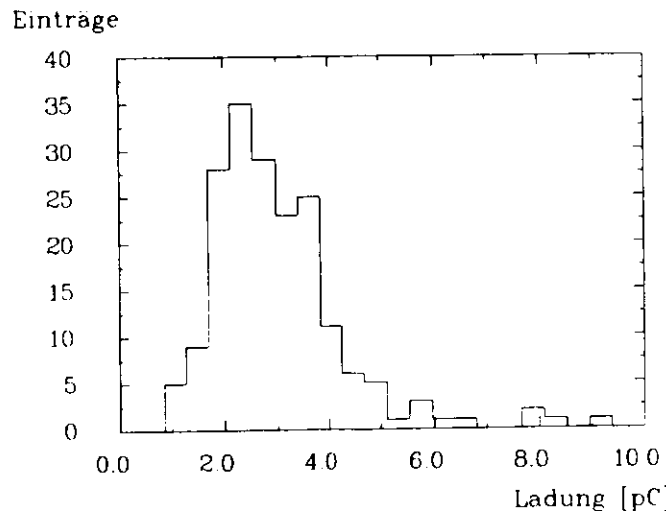


Abb. 5.8: Ladungsspektrum des mit dem Elektronenstrahl zentral getroffenen Streifens

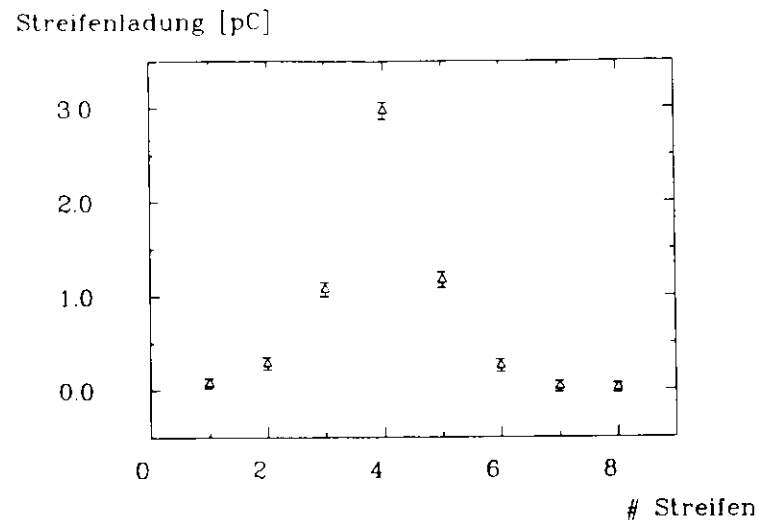


Abb. 5.9: Mittlere Ladung auf den einzelnen Streifen, bei zentralem Einschuss mit dem Elektronenstrahl auf Streifen Nummer 4

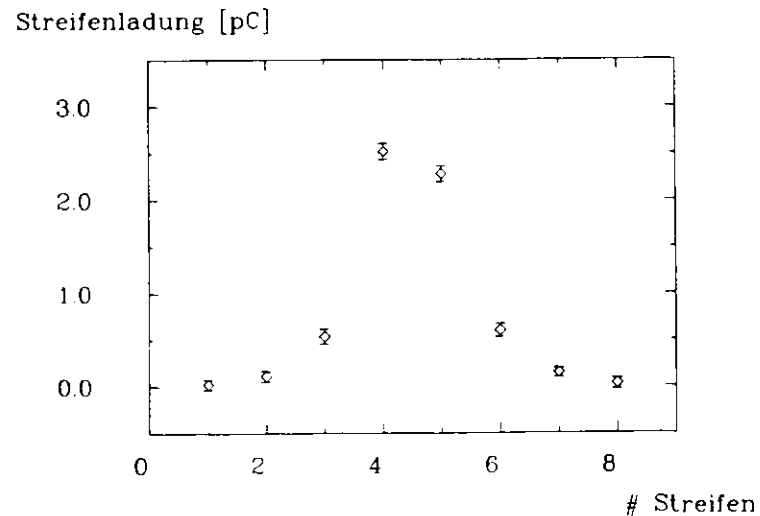


Abb. 5.10: Mittlere Ladung auf den einzelnen Streifen, bei Einschuss mit dem Elektronenstrahl genau zwischen Streifen 4 und 5

ist die Graphitbeschichtung nicht ganz gleichmäßig aufgetragen. Somit können die Widerstandswerte variieren und die Pulseigenschaften beeinflussen, wenn sei in einen Bereich kleiner $0,1 \text{ M}\Omega$ gelangen.

Abb. 5.5 zeigt das Ladungsspektrum eines Streifens, wenn man den Elektronenstrahl genau auf die Mitte dieses Streifens richtet. Die mittlere Ladung beträgt, wie bereits Tab. 5.2 zeigt, 3 pC . Die Ladungsverteilung ist asymmetrisch. Es gibt somit vereinzelte Ausläufer bis zu Ladungswerten von 9 pC .

Ein weiterer Punkt der im Rahmen der Messungen untersucht wurde ist die Verteilung der gesamten Ladung auf die einzelnen Streifen. Hierzu betrachtet man die Abb. 5.9. Der Einschub mit dem Elektronenstrahl erfolgte hier so, daß der Streifen Nummer 4 genau in der Mitte getroffen wurde. Auf diesem befindet sich dann 50% (3 pC) der Gesamtladung der acht ausgelesenen Streifen. Auf den beiden direkten Nachbarn befinden sich jeweils 20% ($1,2 \text{ pC}$). Die restlichen 10% verteilen sich auf die weiter außen liegenden Streifen. Abb. 5.10. zeigt die mittlere Ladungsverteilung auf den einzelnen Streifen, wenn man mit dem Elektronenstrahl relativ genau zwischen zwei Streifen trifft. Auf den beiden mittleren Streifen 4 und 5 b. findet sich dann jeweils 38% ($2,2 \text{ pC}$) der gesamten Ladung. Auf den jeweils folgenden Streifen befindet sich 5% ($0,5 \text{ pC}$).

5.4 Untersuchungen zur Streifenmultiplizität

Die Streifenkammern, welche neben den Padkammern in die Muonboxen eingebaut sind (siehe Kapitel 2.4), werden zur Bestimmung der Teilchenbahn verwendet. Der Durchgangsort wird in der einen Richtung mit Hilfe der Drähte und in der anderen mit Hilfe der Streifen bestimmt. Deshalb ist es wichtig festzustellen, wieviele Streifen bei einer vorher eingestellten Spannungsschwelle ansprechen, damit man diese dann so einstellen kann, daß eine halbwegs genaue Bestimmung des Durchgangsortes möglich ist. Die Messungen wurden für verschiedene Datennahmeschwellen an unterschiedlichen Kammerpositionen durchgeführt.

In Abb. 5.11 ist aufgetragen, wieviele Streifen im Mittel bei einer gegebenen Schwelle ansprechen (Multiplizität), wenn man in die Mitte eines Streifens schießt. Es wurden hierbei jedoch nur Ereignisse betrachtet, bei denen mindestens ein Streifen anspricht. Die minimale Multiplizität beträgt somit Eins. Eine alleinige Betrachtung der Multiplizität reicht jedoch noch nicht aus. Man möchte ebenfalls wissen, mit welcher Wahrscheinlichkeit mindestens ein Streifen anspricht. Hierzu betrachtet man allerdings nur die Ereignisse bei denen auch genau ein Draht angesprochen hat. Die Drahtschwelle liegt bei 70 mV . Bei dieser Schwelle liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Drahtpulse bei 95% (siehe Abschnitt 5.1.1). Das Ergebnis der Messung der Streifennachweiswahrscheinlichkeit ist in Abb. 5.12 dargestellt.

Wenn man nun aber, mit dem Elektronenstrahl genau zwischen zwei Streifen schießt, so

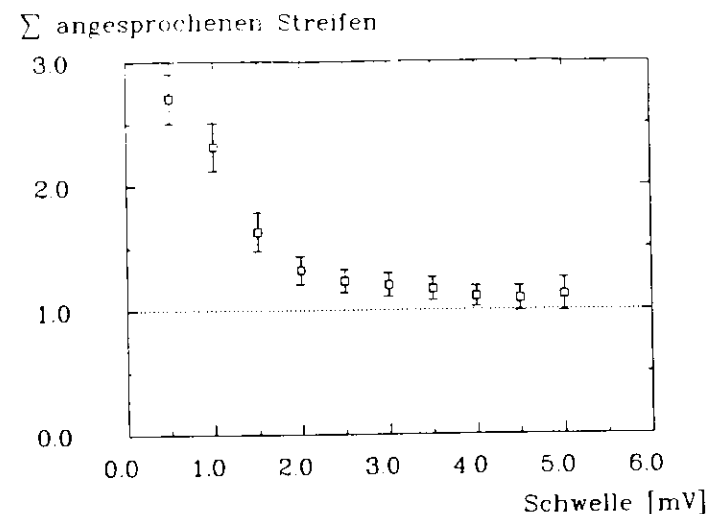


Abb. 5.11: Mittlere Anzahl der Streifen die bei einer eingestellten Schwelle ansprechen. Es muß mindestens ein Streifen angesprochen haben.

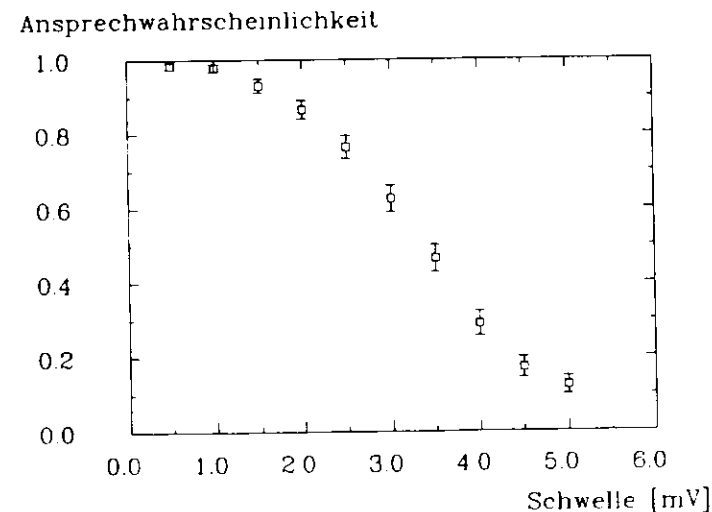


Abb. 5.12: Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Streifensignale in Abhängigkeit von der Schwelle. Dabei muß genau ein Draht angesprochen haben.

verändern die Streifenmultiplizität und die dazugehörige Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tab. 5.3 dargestellt. Die Fehler der Meßwerte sind aus den

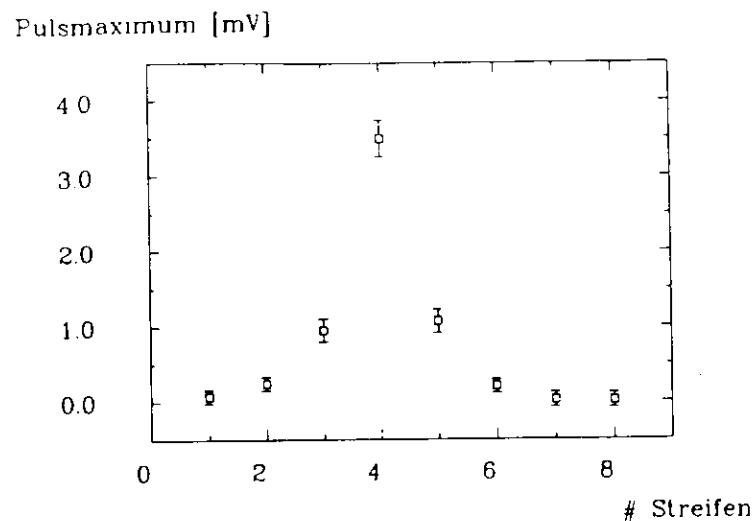


Abb. 5.13: Mittlere Werte des Pulsmaximums auf den einzelnen Streifen beim zentralen Einschuss mit dem Elektronenstrahl auf Streifen Nummer 4

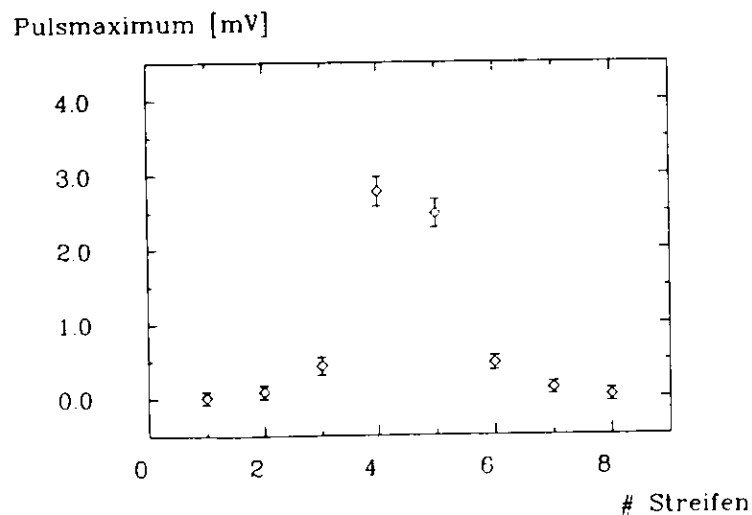


Abb. 5.14: Mittlere Werte des Pulsmaximums auf den einzelnen Streifen, beim Einschuss mit dem Elektronenstrahl genau zwischen Streifen Nummer 4 und 5

Abb. 5.11 und Abb. 5.12 ersichtlich.

Aus diesen Meßwerten kann man nun eine passende Datennahmeschwelle aussuchen. Bei

Schwelle mV	Zentral		Lücke	
	Multip.	Eff. (%)	Multip.	Eff. (%)
0.5	2.7	98.4	2.8	98.7
1.0	2.3	97.9	2.5	98.7
1.5	1.6	93.8	1.9	96.1
2.0	1.3	86.1	1.6	84.2
2.5	1.2	75.6	1.4	68.1
3.0	1.2	62.5	1.4	49.6
3.5	1.2	46.0	1.3	31.0
4.0	1.1	28.0	1.3	22.2
4.5	1.1	17.1	1.3	14.7

Tabelle 5.3: Streifenmultiplizität und Ansprechwahrscheinlichkeit, einmal bei direkten Einschuss - mit dem Elektronenstrahl - auf den mittleren Streifen (Zentral), und einmal beim Einschuss genau zwischen zwei Streifen (Lücke)

den ersten Muonboxen, welche direkt auf die supraleitenden Spule des H1-Detektors folgen, liegen die Teilchenbahnen sehr dicht beieinander, so daß man an einer geringen Multiplizität interessiert ist. Hier könnte man eine Schwelle von 2 mV wählen. Dieses ergibt dann eine Multiplizität von 1.32 bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 86 %. Bei den ganz außen liegenden Muonboxen kann man eine höhere Multiplizität (2.4) in Kauf nehmen, wobei man den großen Vorteil hat, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit steigt (98 %).

Wenn man die Tab. 5.3 betrachtet fällt auf, daß, wenn man genau zwischen zwei Streifen schießt, die Multiplizität für alle Schwellen immer etwas höher ausfällt, als wenn man genau in die Mitte eines Streifens trifft. Die dazu gehörende Nachweiswahrscheinlichkeit stimmt bis zu einer Schwelle von 2 mV, im Rahmen der Fehler, bei beiden Einschusspositionen (Zentral und Lücke) überein. Ab einer Schwelle von 2.5 mV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit bei zentralem Einschuss dann größer als beim Einschuss genau zwischen zwei Streifen.

Um das Verhalten der Multiplizität und der Nachweiswahrscheinlichkeit bei unterschiedlichen Einschusspositionen zu erklären erfolgt eine Betrachtung der mittleren Pulsmaximaverteilungen auf den einzelnen Streifen. Trifft man mit dem Elektronenstrahl genau zwischen zwei Streifen, so haben diese beiden Streifen eine mittlere Pulshöhe von 2.7 mV (Abb. 5.13), während bei zentralen Treffern (Abb. 5.14) der mittlere Streifen zwar eine Pulshöhe von 3.5 mV aufweist, aber die beiden Nachbarn unter 1 mV Pulshöhe liegen.

Anhand dieser Verteilungen wird verständlich, daß beim Einschuss genau zwischen zwei Streifen, im Mittel mehr Streifen ansprechen, als wenn man genau in die Mitte eines Streifens trifft. Die, ab einer Schwelle von 2.5 mV, auftretende höhere Nachweiswahrscheinlichkeit,

beim Einschuß in die Mitte eines Streifens, erklärt sich aus der hohen mittleren Pulshöhe dieses Streifens.

Zum Abschluß dieses Abschnittes erfolgt noch ein Vergleich der obigen Messungen mit den Ergebnissen der digitalen Auslese 'SCH90'. In Tab. 5.4 sind die Ergebnisse beider Messungen zusammengefaßt. Die Unterschiede in den Werten erklären sich zum einen damit, daß

Schwelle mV	Multiplizität		Nachweiswahrscheinlichkeit	
	analog	digital	analog	digital
0.83	2.6	3.6	97.8	99.0
1.66	1.5	1.6	91.9	85.0
2.16	1.3	1.3	83.4	66.4
2.5	1.2	1.2	76.0	48.3
3.0	1.2	1.1	62.0	26.8
3.33	1.2	1.1	50.0	18.9
4.16	1.1	1.1	24.0	8.0

Tabelle 5.4: Vergleich der Streifenmultiplizität und Ansprechwahrscheinlichkeit, der analogen mit der digitalen Auslese

die Messungen mit der digitalen Elektronik bei einer um 100 Volt höheren Kammerhochspannung (4550 statt 4450 Volt) durchgeführt wurden. Dadurch sind die analog gemessenen Werte, für die Multiplizität, etwas geringer. Auf der anderen Seite fällt beim Vergleich der Meßwerte noch auf, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit bei der analogen Auslese höher ist. Eine mögliche Ursache hierfür liegt darin, daß die analoge Auslesekette etwas empfindlicher auf äußere Störungen reagiert. Diese Störungen können sich auf das eigentliche Signal setzen und somit die maximale Pulshöhe anheben. Dieses führt dann zu einer Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

5.5 Untersuchungen der Pulseigenschaften an verschiedenen Einschußorten

5.5.1 Verhalten der Ladung

Alle bisherigen Messungen wurden immer nur an jeweils zwei Positionen der einzelnen Kammerelemente durchgeführt. Zum einen richtete man hierzu den Elektronenstrahl genau in die Mitte eines Streifens, zum anderen schoß man genau in die Lücke zwischen zwei Streifen.

In diesem Kapitel sollen nun die Ergebnisse der Messungen zwischen diesen beiden Extrempunkten vorgestellt werden. Es wurde hierzu die Strahlposition im 2 mm Abstand, zwischen diesen Punkten variiert.

Im folgenden wird nun die Entwicklung der Ladung auf den mittleren Streifen und seinen linken und rechten Nachbarn als Funktion der Strahlposition entlang des Drahtes betrachtet. Der mittlere Streifen ist der Streifen welcher beim zentralen Einschuß genau in der Mitte getroffen wird. Abb. 5.16 zeigt die Entwicklung der mittleren Ladung auf dem mittleren Streifen und Abb. 5.15 zeigt dieses für seinen linken und rechten Nachbarstreifen. Trifft man genau zwischen zwei Streifen (Strahlposition bei -10 mm), so beträgt die Ladung sowohl auf den mittleren (Abb. 5.16) als auch auf seinem linken Nachbarstreifen (Abb. 5.15) 2.3 pC. Verfährt man den Elektronenstrahl nun weiter nach rechts, so steigt die Ladung auf dem mittleren Streifen weiter an, bis sie beim zentralen Einschuß (Strahlposition 0 mm) ihr Maximum erreicht. Hiernach erfolgt ein erneutes Absinken. Die Ladung des linken Nachbarstreifens nimmt beim Verfahren immer weiter ab, während sie auf dem rechten Nachbarstreifen im gleichen Maße ansteigt. Beim zentralen Einschuß (Strahlposition 0 mm) stimmen die Ladungswerte der beiden Nachbarstreifen überein.

Diese Messungen zeigen noch einmal sehr deutlich die Abhängigkeit der auf die Streifen influenzierten Ladung vom Abstand.

Nach diesen Betrachtungen soll im folgenden Abschnitt noch kurz auf die Entwicklung der Streifenmultiplizität und der dazugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeit eingegangen werden.

5.5.2 Verhalten der Streifenmultiplizitäten und der Nachweiswahrscheinlichkeit

Abb. 5.17 zeigt die Anzahl der angesprochenen Streifen als Funktion der Strahlposition entlang des Drahtes. In Abb. 5.18 ist die dazugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeit dargestellt. Die Datennahmeschwelle beträgt für beide Kurven 2.5 mV. Am Anfang der Meßreihe (Strahlposition -10 mm) trifft man mit dem Elektronenstrahl genau zwischen zwei Streifen. Die Multiplizität ist an dieser Stelle maximal und fällt dann langsam ab bis die Strahlposition 0 erreicht ist. Diese entspricht einem Einschuß genau in die Mitte eines Streifens. Hiernach erfolgt ein erneuter Anstieg der Multiplizität. Der Verlauf der Streifenachweiswahrscheinlichkeit ist genau anders herum. Sie ist erst minimal (Position -10) und steigt dann an. Der Maximalwert wird bei zentralen Einschuß erreicht (Position 0).

Das Verhalten der Multiplizität und der Nachweiswahrscheinlichkeit stimmt mit dem im Abschnitt 5.4 Beschriebenen überein.

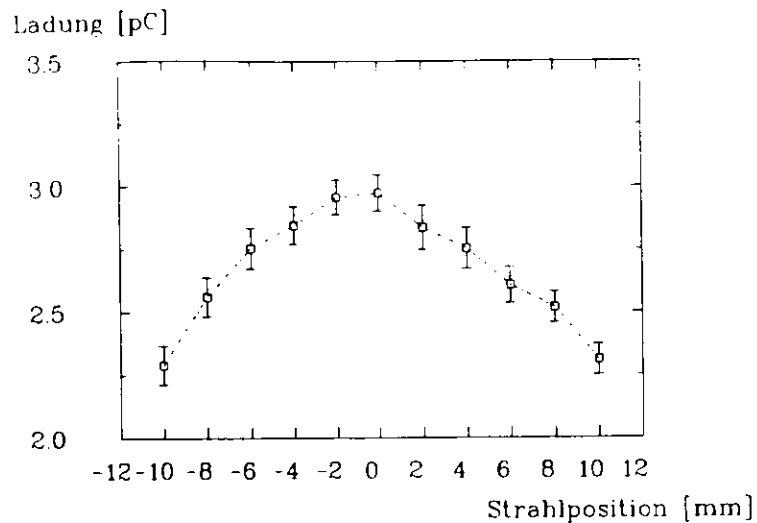


Abb. 5.15: Mittlere Ladung auf einem Streifen als Funktion der Strahlposition entlang des Drahtes. Strahlposition 0 entspricht der Mitte des Streifens. Die Streifenbreite ist 17 mm.

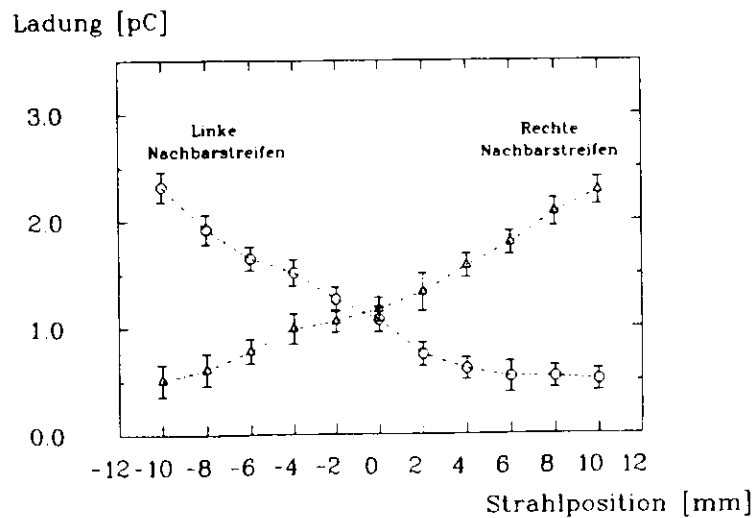


Abb. 5.16: Mittlere Ladung auf dem linken und dem rechten Nachbarn eines Streifens als Funktion der Strahlposition entlang des Drahtes. Strahlposition 0 entspricht der Mitte des Streifens. Die Streifenbreite ist 17 mm.

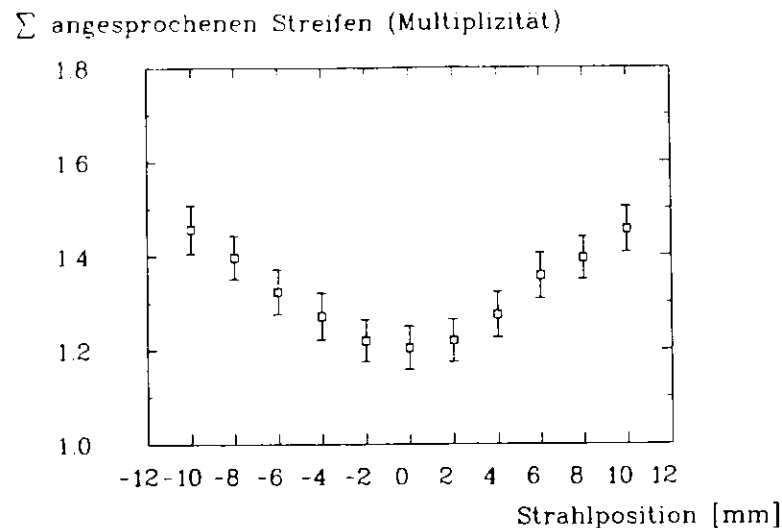


Abb. 5.17: Anzahl der angesprochenen Streifen als Funktion der Strahlposition entlang des Drahtes. Strahlposition 0 entspricht der Mitte des Streifens. Die Streifenbreite ist 17 mm.

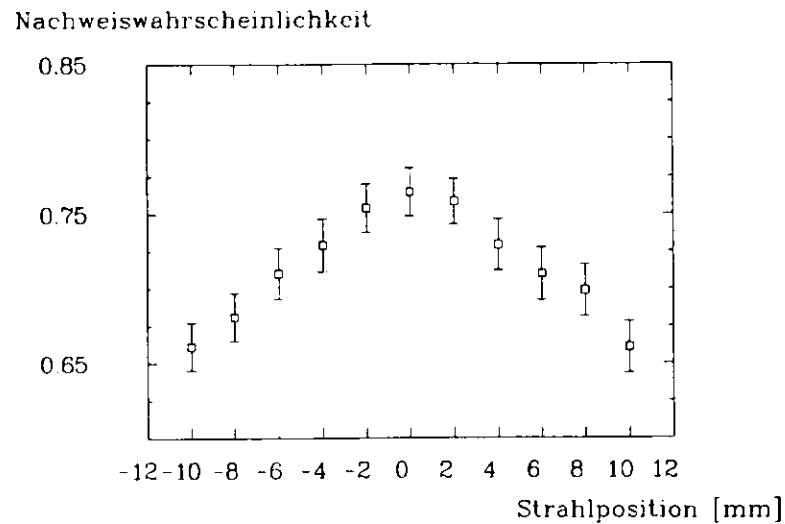


Abb. 5.18: Nachweiswahrscheinlichkeit für die Streifenpulse als Funktion der Strahlposition entlang des Drahtes. Strahlposition 0 entspricht der Mitte des Streifens. Die Streifenbreite ist 17 mm.

5.5.3 Bestimmung der Strahlposition

Wie bereits im Abschnitt 5.4 erwähnt wurde, dienen die Streifenkammern der Bestimmung des Durchgangsortes eines Teilchens durch den Detektor. Im H1 Experiment werden die Streifen digital ausgelesen, sodaß die Position des Strahls auf ca. 10 mm genau bestimmt werden kann. Dieses ist die halbe Breite eines Streifens.

Die Auslese der Kammer am Teststrahl dagegen erfolgte analog mit FADC's. Hierdurch ist eine bis auf ca. 1 mm genau Positionsbestimmung möglich. Das hierzu verwendete Verfahren soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Als erstes bestimmt man den zentral getroffenen Streifen und dessen mittlere Ladung Q_Z . Zu dieser Ladung addiert man die des linken Q_L und rechten Q_R Nachbarstreifens.

$$Q_{ges} = Q_L + Q_Z + Q_R \quad (5.1)$$

Danach wird bestimmt, wieviel Prozent der Gesamtladung Q_{ges} sich jeweils auf dem linken und dem rechten Streifen befindet. Hiervon wird dann die Differenz Q_{diff} gebildet.

$$Q_{diff} = \frac{Q_L}{Q_{ges}} - \frac{Q_R}{Q_{ges}} \quad (5.2)$$

Schießt man nun genau in die Mitte des zentralen Streifens, so liegt diese Differenz bei Null. Je weiter der Einschubort von dieser Position entfernt ist, desto größer wird die Differenz. In Abb. 5.19 sind die mittleren Differenzen für unterschiedliche Strahlpositionen dargestellt. Die Messungen erfolgten hierbei in 2 mm Schritten entlang des Drahtes. An die Werte wurde im vorliegenden Meßbereich eine Gerade angepaßt.

$$Q_{diff} = -0.0241 \cdot x_{Strahl} - 0.012 \quad (5.3)$$

Wenn man nun jeweils die prozentuale Ladungsdifferenz Q_{diff} kennt, kann mit Hilfe der Gleichung 5.3 der Durchgangsort x_{Strahl} eines Elektrons bestimmt werden.

Das Verfahren wurde angewandt um das Profil des Teststrahles zu bestimmen, welches in Abb. 5.20 dargestellt ist. Es erstreckt sich über einen Bereich von 9 mm.

5.5.4 Driftzeitspektren

Um die im vorherigen Abschnitt bestimmte Breite des Strahlprofils zu überprüfen, wird im folgenden eine weitere Methode zur Bestimmung derselben vorgestellt.

Es wurde hierzu ein Driftzeitspektrum aufgenommen, welches in Abb. 5.21 dargestellt ist. Um dieses Spektrum zu erstellen wurde zum einen mit einem Pulsfindungsalgorithmus (siehe Abschnitt 4.4) die Anfangszeit t_{start} des Streamerpulses bestimmt. Zum anderen wurde mit der Triggeranordnung (siehe Abschnitt 4.3) bestimmt, zu welchem Zeitpunkt t_0 das Elektron

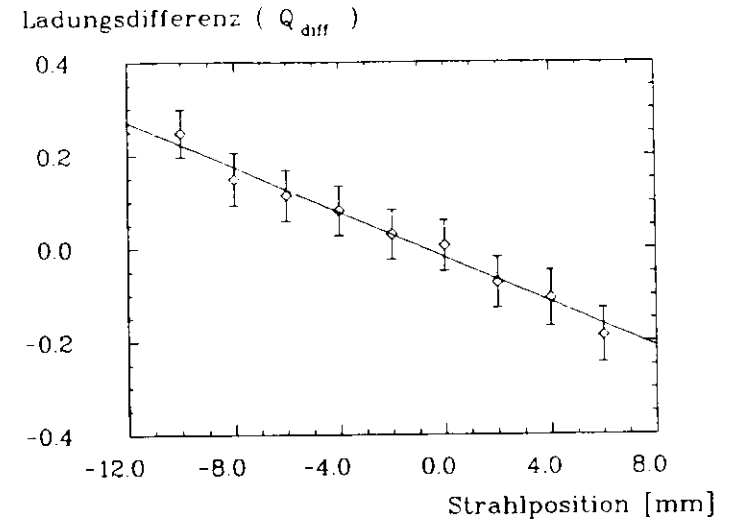


Abb. 5.19: Prozentuale Ladungsdifferenz Q_{diff} zwischen den linken und den rechten Nachbarstreifen als Funktion der Strahlposition

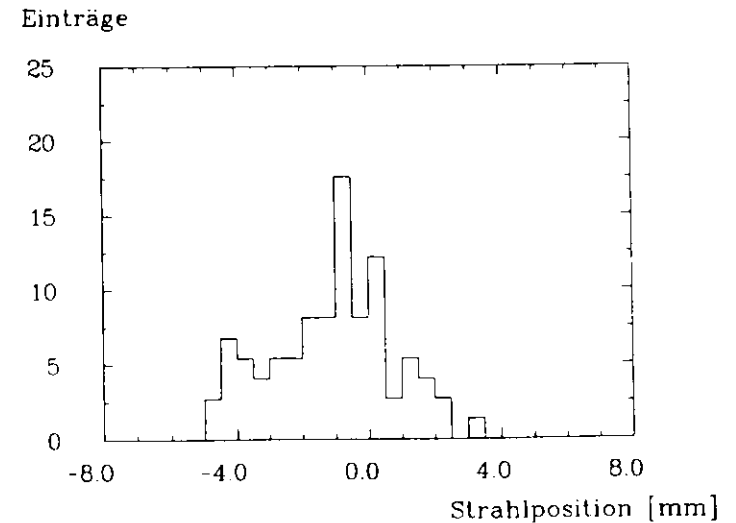


Abb. 5.20: Berechnetes Profil des Elektronenstrahls

die Kammer durchquert hat. Die Driftzeit ergibt sich dann aus der Differenz zwischen diesen Zeiten (t_{start} und t_e). Wenn der Teilchenstrahl direkt am Draht vorbeifliegt, beträgt die Driftzeit 0 ns. Die maximale beobachtete Driftzeit sind 90 ns. Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in dieser Kammergasmischung beträgt $50 \mu\text{m/ns}$ (GAS57). Es ergibt sich somit eine maximale Driftstrecke von 4.5 mm. Geht man nun davon aus, daß ein Elektron sowohl links als auch rechts am Draht vorbeifliegen kann, so ergibt sich eine Strahlbreite von 9 mm. Diese Annahme wird dadurch gerechtfertigt, daß bei bestimmten Einschubpositionen des Elektronenstrahls immer zwei Drähte, welche 10 mm voneinander entfernt waren, gleichzeitig ansprachen.

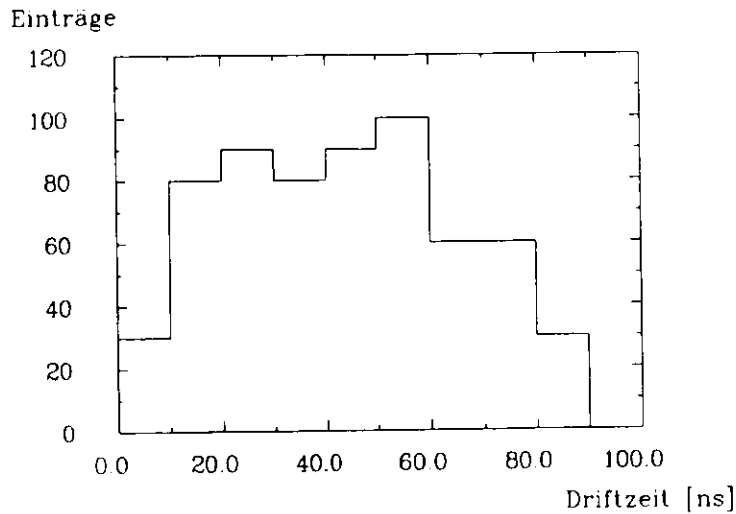
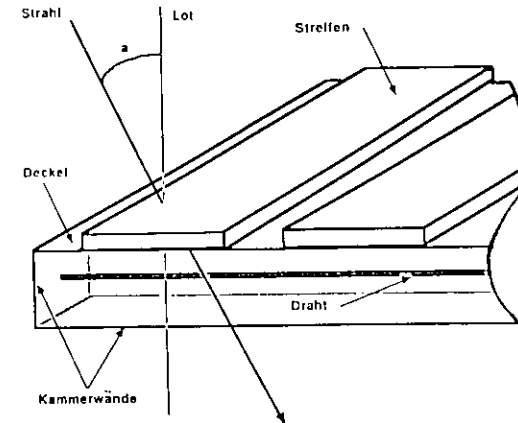


Abb. 5.21: Driftzeitspektrum der Drahtpulse


 Abb. 5.22: Prinzipskizze zum Aufbau für die Winkelmessungen. Der Winkel α wurde zwischen 0 und 40° variiert.

5.6 Einfluß des Einschubwinkels

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit der Eigenschaften der Streamerpulse vom Einfallswinkel des Elektronenstrahles untersucht. Die Winkel konnten mit Hilfe eines Drehtisches auf etwa 1 Grad genau eingestellt werden. Sie wurden bezüglich der Normalen der Seitenwand der Streamerkammer gemessen, d.h. ein senkrechter Durchgang zum Draht entspricht 0 Grad und ein Einschub parallel zum Draht entspricht 90 Grad. (siehe Fig. 5.22).

Die Messungen erfolgten für Winkel zwischen 0 und 40 Grad, bei verschiedenen Hochspannungen und an unterschiedlichen Strahlpositionen innerhalb der Kammer. Im ersten Abschnitt wird der Einfluß des Einschubwinkels auf die Drahtsignale untersucht. Hierzu werden Hochspannungskurven bei verschiedenen Winkeln aufgenommen. Ferner werden die mittlere Anzahl von Doppelpulsen, die mittlere Drahtladung und die Pulsmaximawerte betrachtet. Im zweiten Abschnitt wird die Veränderung der Streifen-Multiplizität und der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Einschubwinkel untersucht.

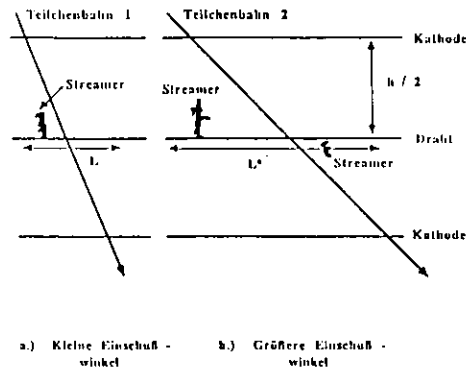


Abb. 5.23: Prinzipskizze zur Entstehung von Doppelpulsen bei unterschiedlichen Einschubwinkeln

5.6.1 Eigenschaften der Drahtpulse

In (Abb. 5.25) ist der prozentuale Anteil an Doppelpulsen auf den Drähten für unterschiedliche Einschubwinkel dargestellt. Man sieht, daß ab 10 Grad der Doppelpulsanteil nahezu linear ansteigt. Es konnte allerdings noch nicht geklärt werden, warum auch bei kleineren Winkeln schon 10 % Doppelpulse auftreten. Dieser Effekt wurde jedoch auch bei einer anderen Messung mit demselben Aufbau beobachtet [MAR90].

Um den Anstieg bei 10 Grad zu erklären, müssen die geometrischen Verhältnisse im Rohr berücksichtigt werden. Bezeichnet man den Einfallswinkel mit α und die Breite des Rohres mit h , so ergibt sich für die auf den Draht projizierte Spurlänge l folgende Formel

$$l = h \cdot \tan(\alpha) \tag{5.4}$$

Diese Strecke l steht den Elektronen entlang des Anodendrahtes zur Gasverstärkung zur Verfügung. Als erstes soll untersucht werden, was bei kleinen Einschubwinkeln passiert. Hierzu betrachtet man Fig. 5.23 a. Wenn ein Strahlelektron entlang der Teilchenbahn 1 durch das Streamerrohr fliegt, ionisiert es einige Gasatome. Es entstehen so einzelne Elektronencluster, welche relativ dicht aufeinander folgen. Bei Argon befinden sich zu 80.2 % ein, zu 7.7 % zwei und zu 12.1 % mehr als zwei Elektronen in solch einem Cluster. [LAP80]. Diese Elektronencluster driften nun zum Draht. Wenn einer von diesen Clustern groß ge-

nug ist, so entsteht ein Streamer. Dieser legt, auf Grund der Raumladung, einen kleinen Bereich des Drahtes tot, so daß dort keine weiteren Streamer entstehen können. Im Falle kleiner Einschubwinkel ist dieser Bereich größer als die projizierte Spurlänge l . Erhöht man jedoch den Einschubwinkel auf über 10 Grad (Fig. 5.23 b.) so ist die Länge l größer als der tote Bereich. Es kann sich somit ein zweiter Streamer ausbilden. Je größer man nun den Einschubwinkel wählt, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein zweiter Streamer ausbildet. Anhand der Tatsache, daß der ab ca. 10 Grad der Anteil der Doppelpulse ansteigt kann man mit der obigen Formel den Bereich den der Streamer totlegt abschätzen. Er liegt bei 1.7 mm. Messungen von Braunschweig et al, mit einem anderen Verfahren, ergaben einen toten Bereich von 2.6 mm [BRA88]. Dieser Wert liegt in der selben Größenordnung.

Als nächstes soll untersucht werden, ob die unterschiedlichen Einschubwinkel auch einen Einfluß auf die Spannung haben, bei welcher der Übergang vom Proportional- in den Streamer-mode erfolgt. Betrachtet man hierzu eine Hochspannungskurve (Abb. 5.26) für verschiedene Einschubwinkel bis zu 10 Grad, so erkennt man, daß bei senkrechten Einfall das Plateau bei ca. 4400 Volt beginnt. Bei einem Winkel von 10 Grad beginnt es erst bei ca. 4500 Volt. Der Übergang in den Streamer-mode erfolgt also bei einer um 100 Volt erhöhten Spannung. Wie Abb. 5.27 zeigt erfolgt zwischen 10 und 40 Grad innerhalb der Fehlergrenzen keine Änderung mehr.

Betrachtet man nun noch zusätzlich die mittlere auf den Draht deponierte Ladung in Abhängigkeit vom Einschubwinkel (Abb. 5.28), so zeigt sich, daß auch diese zwischen 0 und 10 Grad absinkt. Der hierauf folgende Anstieg der Ladungen ab 10 Grad erklärt sich durch das Auftreten von Doppelpulsen. Für den Abfall zwischen 0 und 10 Grad bietet sich die folgende Erklärung an. Bei senkrechten Einschub (Fig. 5.24 a.) erreichen alle Cluster den Draht an der gleichen Stelle. Schießt man dagegen unter einem Winkel ein (Fig. 5.24 b.) so verteilen sich die Cluster über einen größeren Bereich. Der erste ausreichend große Cluster, welcher den Draht erreicht, bildet einen Streamer aus. Hierdurch wird der Draht totgelegt, sodaß die weiteren Elektronencluster keinen Streamer mehr ausbilden können. Bei senkrechten Einschub stehen somit mehr Elektronen zur Erzeugung eines Streamers zur Verfügung, wodurch dieser größer wird. Weiterhin steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß sich überhaupt ein Streamer ausbildet. Der genau Zusammenhang zwischen der Anzahl der den Streamer auslösenden Elektronen und seinen Eigenschaften wurde bereits in Kapitel 3.1.4 behandelt.

Im folgenden sollen noch ein paar weitere Eigenschaften der Doppelpulse besprochen werden. In Abb. 5.29 ist ein typischer Doppelpuls dargestellt. Man sieht deutlich, daß dem ersten etwas kleineren Puls ein Zweiter folgt. Die maximale Zeitdifferenz zwischen den beiden Pulsen ist 100 ns (Abb. 5.30). Die minimale Zeitdifferenz, welche mit den Doppelpulsfindungs-Algorithmus noch aufgelöst werden kann, liegt bei 50 ns. Bei Spannungen ab ca. 4800 Volt treten zusätzlich zu den Doppelpulsen noch Nachpulse mit ca. 150 ns Verzögerung auf. Dort wurde dann ein Elektron von einem Photon aus der Kammerwand befreit. Jenes löst dann

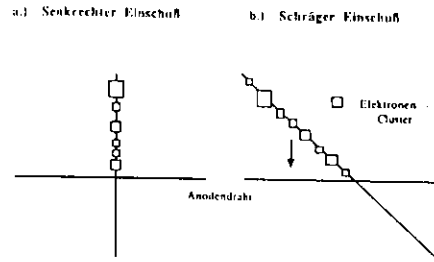


Abb. 5.24: Prinzipskizze zum Einfluss des Einschubwinkels auf die Pulshöhe

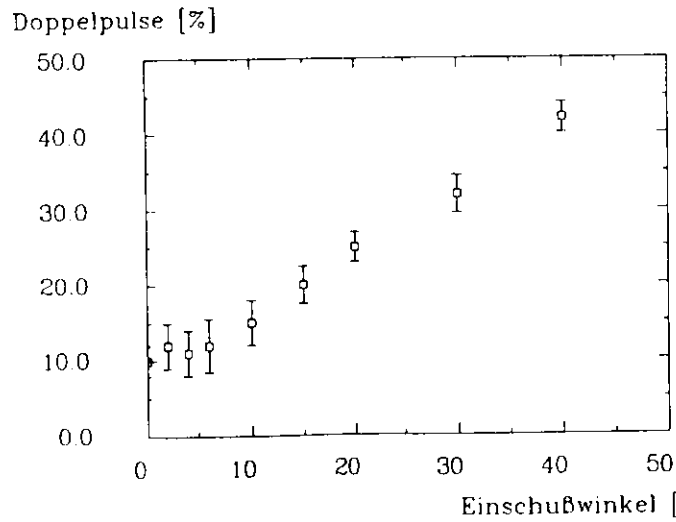


Abb. 5.25: Anzahl der Doppelpulse auf den Drähten in Abhängigkeit vom Einschubwinkel

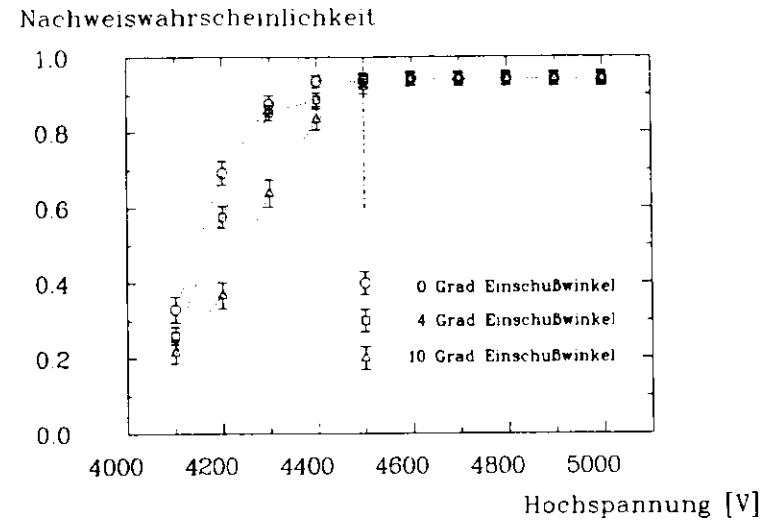


Abb. 5.26: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der angelegten Hochspannung, für 0, 4 und 10 Grad Einschubwinkel des Elektronenstrahls

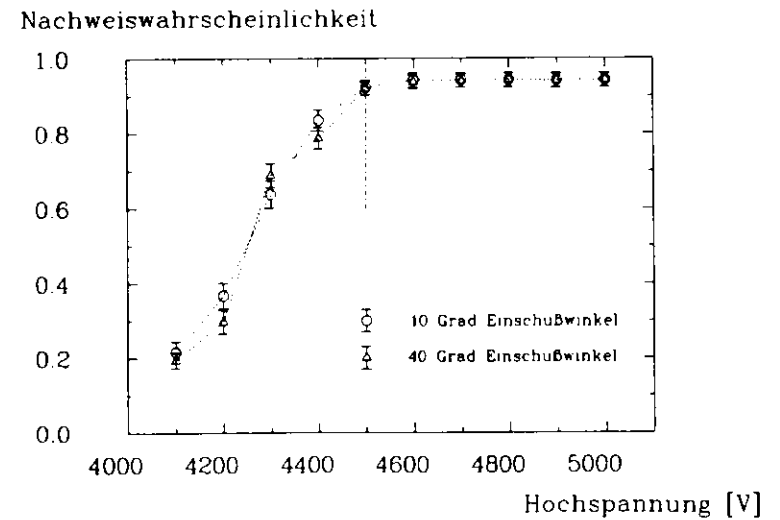


Abb. 5.27: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der angelegten Hochspannung, für 10 und 40 Grad Einschubwinkel des Elektronenstrahls

eine neue Lawine aus. Die Zeitdifferenz wird dann durch die maximale Driftzeit zum Draht bestimmt.

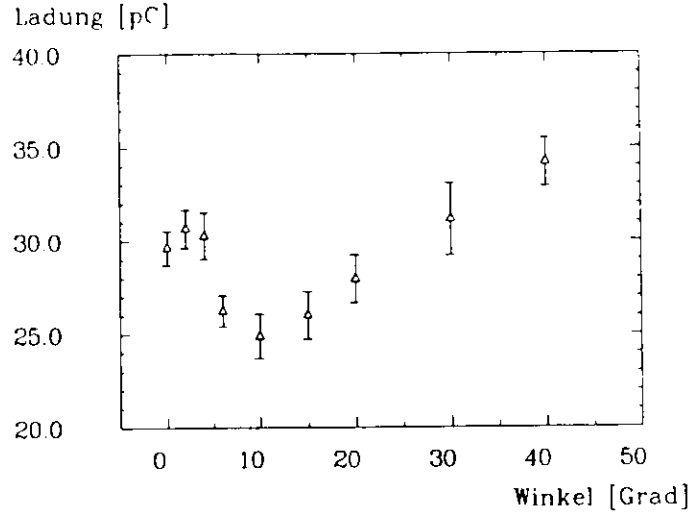


Abb. 5.28: Mittlere Drahtladung in Abhängigkeit vom Einschufwinkel des Elektronenstrahls

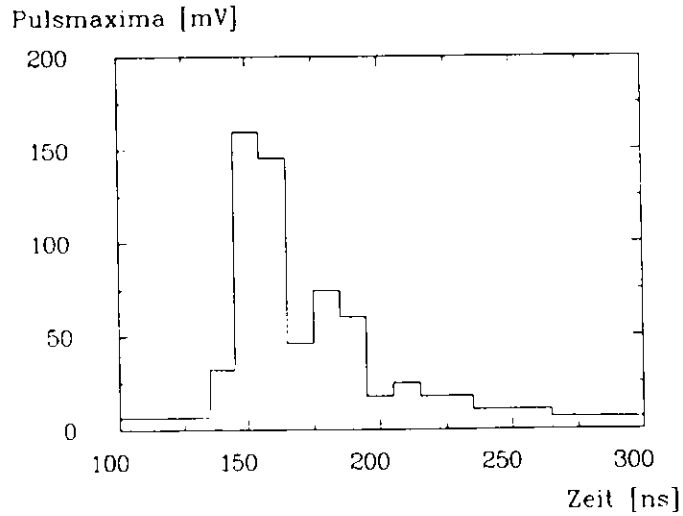


Abb. 5.29: Typischer Doppelpuls auf den Kammerdraht

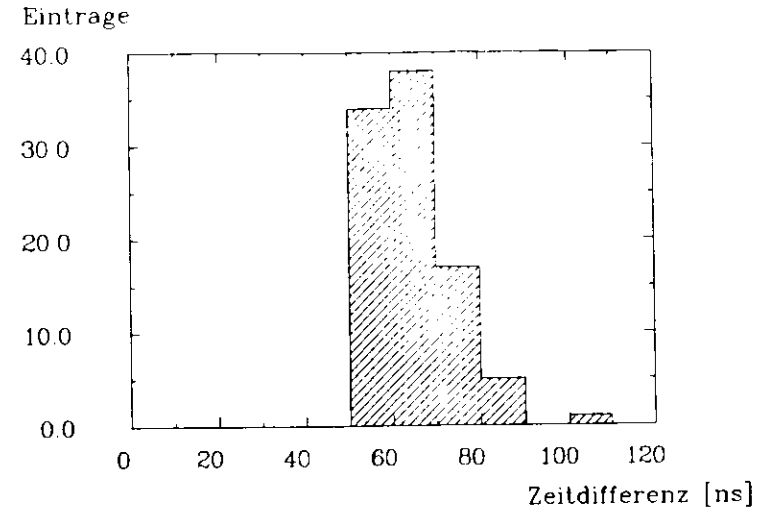


Abb. 5.30: Zeitdifferenz zwischen dem ersten und dem zweiten Maximum beim Doppelpuls auf dem Kammerdraht

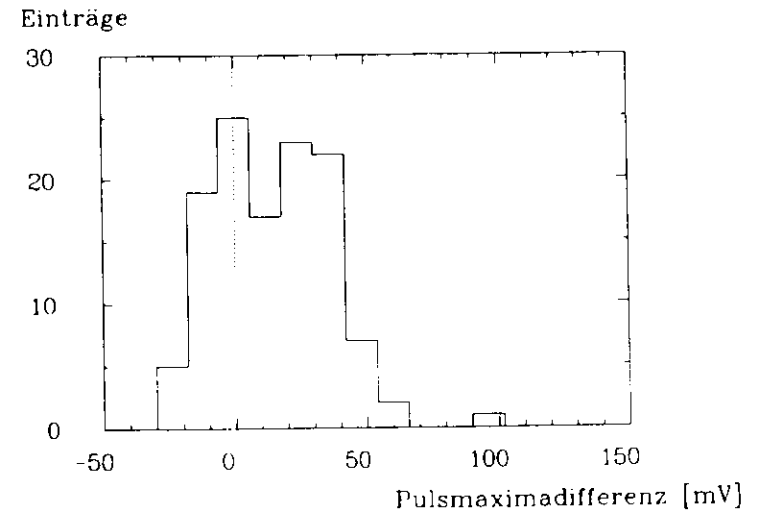


Abb. 5.31: Differenz zwischen dem ersten und dem zweiten Pulsmaximum beim Doppelpuls auf einem Kammerdraht

Betrachtet man nun bei den Doppelpulsen die Unterschiede der Pulsmaxima zwischen dem ersten und dem zweiten Puls, so zeigt sich (Abb. 5.31), daß der Erste meist der Größere ist. Die erste Lawine erzeugt eine Raumladungswolke, welche einen Teil des Drahtes abschirmt und somit ist der zweite Streamer meist kleiner.

5.6.2 Eigenschaften der Streifenpulse

Als nächstes soll untersucht werden, wie sich die Eigenschaften der Streifenpulse mit dem Einschußwinkel variieren. Abb. 5.32 zeigt die Multiplizität bei verschiedenen Winkeln für eine Schwelle von 1.0 mV. Ähnlich wie bei der obigen Ladungskurve für die Drähte, geht die Multiplizität zwischen 0 und 15 Grad herunter, hiernach erfolgt ein Anstieg. Die dazugehörige Kurve für die Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt einen ähnlichen Verlauf (Abb. 5.33). Die Ursache für den Abfall liegt an der bereits oben erwähnten Tatsache, daß die Pulshöhe zwischen 0 und 10 Grad abnimmt. Der Anstieg erklärt sich auch relativ einfach. Dadurch, daß sich der erste und der zweite Streamer überlagern, steigt die Höhe des aus den beiden Streamern resultierenden Pulses an und somit auch die Streifenmultiplizität.

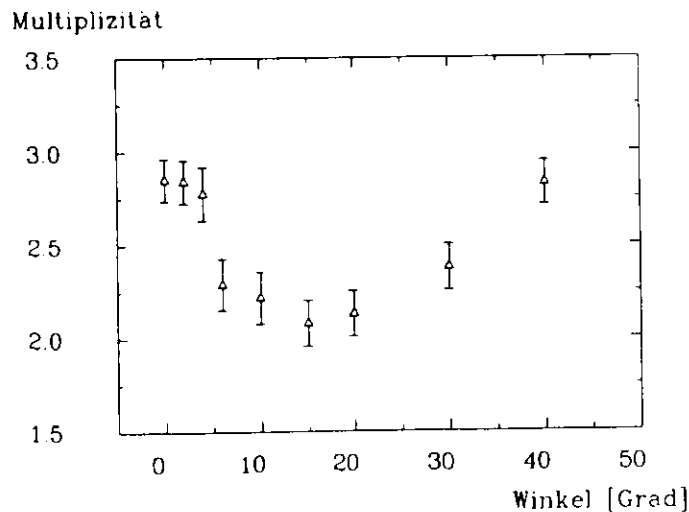


Abb. 5.32: Anzahl der angesprochenen Streifen in Abhängigkeit vom Einschußwinkel

Nachweiswahrscheinlichkeit

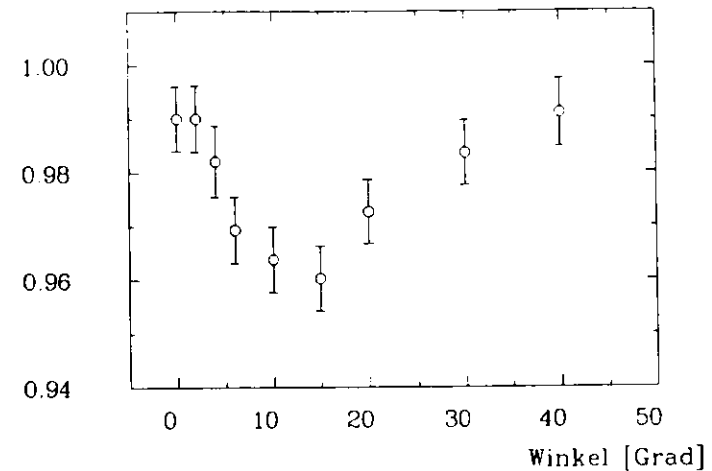


Abb. 5.33: Nachweiswahrscheinlichkeit für Streifen in Abhängigkeit vom Einschußwinkel

5.7 Signalübertragung auf die Streifen

In diesem Abschnitt werden einige Messungen vorgestellt, welche die im Kapitel 3.2 beschriebenen Eigenschaften der Streifensignale verifizieren sollen. Als erstes erfolgt eine Betrachtung der Umladungseffekte, von dem zentralen auf den Nachbarstreifen. Als zweites wird auf die Verbreiterung des Signals auf den Nachbarstreifen eingegangen. Die Umladung erfolgt, wie bereits im Kapitel 3.2 beschrieben, über das von den Streifen und dem Kammerdeckel (Kathode) dargestellte RC Glied. Für die folgenden Betrachtungen wurde mit Hilfe des Auswerteprogramms der Zeitpunkt bestimmt, an dem das Streifensignal seinen maximalen Wert erreicht. Man erwartet aufgrund der in Kapitel 3.2 beschriebenen Umladeeffekte, daß der Maximalwert auf den Nachbarstreifen etwas später als beim zentral getroffenen Streifen erreicht wird. In Abb. 5.34 ist der zeitliche Verlauf des Signals des zentralen Streifens und seines Nachbarn aufgetragen. Es handelt sich hierbei um mit den FADC digitalisierte Signale welche über mehrere Ereignisse gemittelt wurden. Wie man sieht erreicht der Nachbar sein Maximum erst ca. 9 ns später. Um dieses noch ein wenig genauer zu untersuchen ist in Abb. 5.35 die Zeitdifferenz zwischen den beiden Maxima dargestellt. In 65 % der Fälle liegen die Signale zeitgleich. Eine Zeitdifferenz von 10 ns kommt bei 33 % der Ereignisse vor. In 2 % der Fälle liegt sie bei 20 ns. Hieraus ergibt sich eine mittlere gemessene Zeitdifferenz von 7.4 ns. Die in Abschnitt 3.2, mit Hilfe eines stark vereinfachten Ersatzschaltbildes abgeschätzte Zeitdifferenz liegt bei 4.0 ns. Somit liegen der gemessene und der geschätzte Wert in der selben Größenordnung. Um genauere Betrachtungen anzustellen, müßte man ein wesentlich

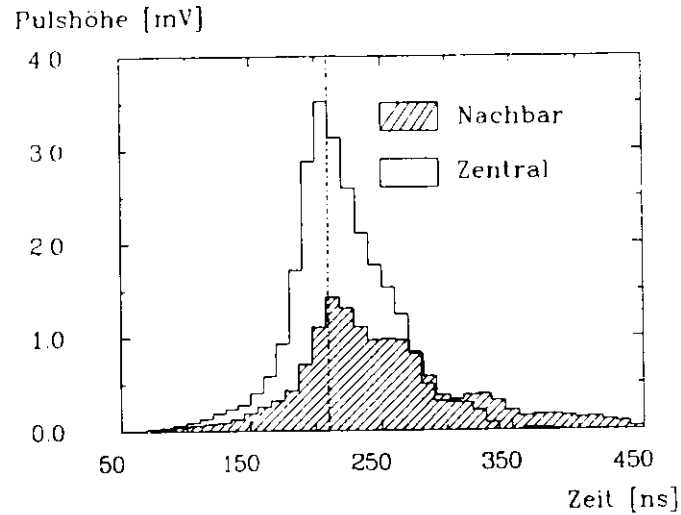


Abb. 5.34: Mit dem FADC aufgenommener Puls des zentralen Streifens und seines Nachbarn

komplexeres Ersatzschaltbild der Streamerkammer erstellen.

Neben der Verschiebung des Maximums um ca. 9 ns erwartet man noch eine Verbreiterung des Pulses auf den Nachbarstreifen. Um diesen Effekt zu zeigen, wurde aus Zeitwerten des Pulsbeginns und des Pulsmaximums die Anstiegszeit bestimmt. Dieser Wert liegt für den zentralen Streifen bei 51 ± 3 ns. Die Anstiegszeit des linken Nachbarn beträgt bei 55 ± 3 ns. Diese beiden Werte stimmen zwar im Rahmen der Fehler überein, aber es gibt eine gewisse Tendenz in Richtung einer Pulsverbreiterung. Um genauere Aussagen treffen zu können, müßte man den Pulsbeginn und das Pulsmaximum exakter bestimmen.

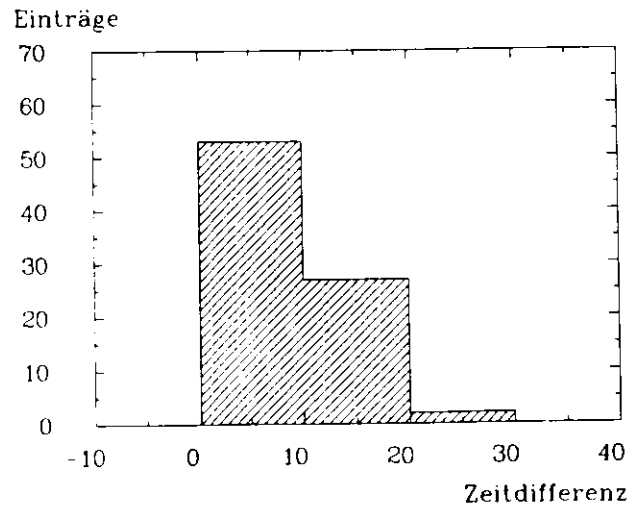


Abb. 5.35: Zeitdifferenz des Pulsmaximums des zentralen Streifens und seines Nachbarn

Zusammenfassung

Zur Messung der Muonbahnen im H1-Detektor am Speicherring HERA befinden sich innerhalb des Eisenjoches Streamerrohrkammern aus LURANYL mit streifenförmigen Influenzelektroden, welche senkrecht zu den ebenfalls ausgelesenen Kammerdrähten angeordnet sind. In der vorliegenden Arbeit wurde die Eigenschaft der auf die Streifen influenzierten Signale für Kammer mit einer Widerstandsbeschichtung des Deckels von $1M\Omega/\square$ und $10M\Omega/\square$ untersucht. Die Kammer wurden bei einer Hochspannung von 4500 V mit der Standardgas Mischung (25 % Argon / 75 % Isobutan) betrieben.

Die Signaleigenschaften stimmten bei den beiden Kammertypen im Rahmen der Fehler überein und werden im folgenden noch einmal kurz zusammengefaßt :

Die Streamerpulse auf den Drähten haben eine mittlere Ladung von 28 pC, eine mittlere Pulshöhe von 180 mV, und eine Anstiegszeit von 30 ns. Etwa ein Fünftel der auf den Kammerdraht gesammelten Ladung wird auf die Streifen influenziert.

Schießt man mit dem Elektronenstrahl genau in die Mitte eines Streifens, so beträgt dessen mittlere Ladung 3 pC, seine Pulshöhe 3.5 mV und die Anstiegszeit 50 ns. Auf seinen beiden direkten Nachbarn befinden sich dann jeweils 20 % der Gesamtladung. Die verbleibenden 10 % verteilen sich auf die restlichen Streifen.

Für die Bestimmung der Teilchenbahn ist die Anzahl der angesprochenen Streifen von großer Bedeutung. Hat man es mit dicht nebeneinander liegenden Bahnen zu tun, so ist man an einer möglichst niedrigen Multiplizität interessiert. Bei einer Datennahmeschwelle für die Streifensignale von 2 mV, liegt dieser Wert bei 1.3 . Hierbei reduziert sich allerdings die Nachweiswahrscheinlichkeit auf 86 % . Liegen die einzelnen Bahnen weiter auseinander so kann der Durchgangsort des Teilchens auch bei einer höheren Multiplizität und somit bei einer größeren Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden. So erreicht man bei einer Schwelle von 1 mV eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 98 % bei einer Multiplizität von 2.3 .

Bei den ebenfalls durchgeführten Winkelmessungen zeigte sich, daß man bei einem Einschufwinkel von 10 Grad erst 100 V später das Plateau in der Hochspannungskurve erreichte. Zu größeren Winkel erfolgte keine Änderung mehr. Dieses Verhalten zeigte auch die mittlere auf den Kam-

merdraht gesammelte Ladung, welche zwischen 0 und 10 Grad ebenfalls abnahm. Danach erfolgte allerdings ein Anstieg, da ab 10 Grad Doppelpulse auftreten. Deren Anteil nimmt mit steigendem Winkel zu. Die Ladung auf dem Draht variierte zwischen 25 und 31 pC. Die Streifenmultiplizität und Nachweiswahrscheinlichkeit verhielten sich ähnlich. Diese nahmen ebenfalls zwischen 0 und 10 Grad ab und stiegen danach an. Sie variierten zwischen 2.2 und 2.9 bzw. zwischen 96 % und 98 % .

Es wurden noch einige weitere Untersuchungen bezüglich der Eigenschaften der Streifenpulse durchgeführt. Hierbei zeigte sich, daß - durch Umladeeffekte bedingt - das Pulsmaximum auf den Nachbarstreifen mit etwa 10 ns Verzögerung erscheint und daß der gesamte Puls etwas breiter wird.

Wenn man die Ergebnisse dieser Diplomarbeit bezüglich der Streifenmultiplizität und Nachweiswahrscheinlichkeit mit den Ergebnissen der digitalen Auslekette vergleicht - welche bei H1 verwendet wird - so stimmen diese im Rahmen der unterschiedlichen Versuchsbedingungen überein.

Abschließend läßt sich sagen, daß die getesteten Streamerrohrkammer sind für die Eiseninstrumentierung des H1-Detektors geeignet sind.

Literaturverzeichnis

- [ALE80] G. Alekseev et al.
Investigation of self-quenching streamer discharge in a wire chamber
Nucl. Instr. Meth. 177 (1980) 385
- [ATA82] M. Atac et al.
Self-quenching streamers
Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 345
- [BAT82] G. Battistoni et al.
Resistive cathode transparency
Nucl. Instr. Meth. 202 (1982) 459
- [BAT88] G. Battistoni et al.
Plastic spark counters with pvc electrodes
Nucl. Instr. Meth. 270 (1988) 190
- [BEN89] A.C. Benvenuti et al.,
A Nonflammable Gas Mixture for Plastic Limited Streamer Tubes
SLAC-PUB-4687, März 1989
- [BRA88] W. Braunschweig et al.
Results from a test of an iron streamer tube calorimeter NIM A270 (1988) 334
- [CAEN] CAEN Hochspannungsnetzteil
Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari sul. Viareggio ITALY
- [EBE90] J. Ebert
Persönliche Mitteilung
- [FAR83] W. Farr et al.
Readout of Drift Chambers with a 100 MHz Flash ADC System IEEE Transactions NS-30.1 (1983) 95
- [GAS87] F. Gasparini et al.
Drift Time Measurements in limited Streamer Tubes CERN-EP/87-144
- [KAD87] H. Kado
Entwicklung, Bau und Betrieb des JADE-Vertexdetektor-Systems am Speicherring PETRA
Dissertation Uni. Hamburg 1987
- [LAPS0] F. Lapique et al.
Simulation of the measurement by primary cluster counting of the energy lost by a relativistic ionizing particle in argon
Nucl. Instr. Meth. 175 (1980) 297
- [MAR90] J. Martens
Persönliche Mitteilung
- [RAP90] K. Rapp
Persönliche Mitteilung
- [SCH89] G. A. Schuler *Perspectives on Physics at HERA*
DESY 89-075
- [SCH90] C. Schmidt
Persönliche Mitteilung
- [TAY89] F. Taylor
A model of the limited streamer mechanism
MIT-LNS-1824, Cambridge 1989
- [TEC89] Technical Progress Report 1989
H1 Collaboration
August 1989
- [WAL87] A. Walther
Untersuchung des Streamermodus von Gasdetektoren
Diplomarbeit Uni. Dortmund 1987
- [ZHA86] L. Zhang et al.
A possible mechanism of the self quenching streamer mode
NIM A247(1986) 343-346

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit wertvolle Hilfe geleistet haben.

Herrn Prof. Dr. G. Heinzelmann danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit, deren Durchführung er mit Interesse und ständiger Diskussionsbereitschaft verfolgt hat.

Herrn J. Martens und Herrn Dr. R. Ramcke danke ich für die Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Messungen.

Für die hilfreiche Unterstützung bei der Lösung der elektronischen Probleme danke ich Herrn V. Masbender und Herrn J. Ebert.

Herrn V. Haustein und Herrn K. Rapp danke ich für die vielen anregenden Diskussionen.

Weiterhin gilt mein Dank noch Herrn R. Pust für die vielen praktischen Tips zum Umgang mit der IBM-Großrechenanlage.

Ich versichere, die Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln durchgeführt zu haben.

Hamburg, im Mai 1990

