Ludwig-Maximilians-Universität München

Sektion Physik

Optimierung der Operationsparameter von Hochdruckdriftrohren für ATLAS

Diplomarbeit

von

Mario Deile

Betreuer: Prof. Dr. A. Staude

März 1996

Vorwort

Die Präzisionskammern des ATLAS-Myonenspektrometers werden hauptsächlich aus drei- oder vierlagigen Anordnungen von im Proportionalmodus betriebenen Hochdruckdriftrohren bestehen. Um den Anforderungen für seinen Einsatz in LHC-Experimenten zu genügen, ist das Detektorsystem hinsichtlich hoher Ortsauflösung ($< 70\ \mu$m), langer Lebensdauer (> 10 a), sowie kurzer Totzeit zu optimieren. Dies erfordert nicht nur Tests mit kompletten Kammern, sondern zunächst auch detaillierte Studien an einzelnen Driftrohren, um das Verständnis der elementaren physikalischen Vorgänge in diesem Detektortyp zu vertiefen.
Vorliegende Diplomarbeit soll zur Auswahl eines geeigneten Detektorgases, des besten Anodendrahtdurchmessers und der richtigen Anodenhochspannung beitragen. Ferner werden unsere Erfahrungen mit der Signalausleseelektronik dargestellt.
Die zugrundeliegenden Experimente wurden größtenteils gemeinsam mit J. Dubbert, LMU München, im Myonen-Teststrahl M2 am CERN durchgeführt. Die für unsere Messungen angefertigte Versuchsapparatur bestand aus 6 einzelnen Driftrohren mit verschiedenen Drahtdurchmessern (im Bereich 30 - 160 μm). Als Datenausleseelektronik verwendeten wir eine Kombination aus ADC's und TDC's, um sowohl quantitative Aussagen über die Gasionisation als auch Zeitinformationen über jedes registrierte Ereignis zu erhalten.
Die untersuchten Gasmischungen waren

- $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$
- $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$
- $Ar/N_2/CO_2/CF_4 = 95/2/2/1$
- $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$

jeweils bei 3 bar. Für jedes dieser Gase wurden unter Variation der Anodenspannung Messungen der Gasverstärkung (Gain), des Streameranteils und der Elektronendriftzeiten vorgenommen.
Als ionisierende Teilchen dienten sowohl Myonen ($p \approx 200$ GeV/c) aus dem Halo des M2-Strahls vom SPS als auch Röntgenpräparate (^{55}Fe: 5.9 keV, ^{241}Am / Mo: 17 keV).
Die Einbeziehung der Daten eines externen Referenzsystems wird in noch durchzuführenden Analysen die Bestimmung der Ortsauflösung einzelner Driftrohre ermöglichen. Dies wird in der Diplomarbeit von J. Dubbert behandelt.
Die Kernpunkte unserer Ergebnisse haben wir in den ATLAS Muon Notes [DEI 96] und [DED 96] veröffentlicht, die unseren Diplomarbeiten als feste Bestandteile beigefügt sind.

Inhalt

1 Einführung **4**

1.1 Der Large Hadron Collider und seine Physik . . . 4

1.1.1 Die Higgs-Physik . . . 4

1.1.2 Andere teilchenphysikalische Perspektiven . . . 5

1.2 ATLAS und sein Myonenspektrometer . . . 5

1.3 Hochdruckdriftrohre und MDT-Kammern . . . 9

2 Der Arbeitspunkt von Driftrohren **14**

2.1 Proportional- und Streamermodus, Afterpulsing . . . 14

2.2 Geforderte Eigenschaften des Detektorgases . . . 16

2.3 Drahtdurchmesser . . . 18

2.4 Anodenhochspannung . . . 18

2.5 Rohrdurchmesser . . . 18

2.6 Gasdruck . . . 18

3 Versuchsaufbau **20**

3.1 Die Testbeam-Anordnung . . . 20

3.2 Die Münchner Einzelrohr-Testapparatur . . . 21

3.2.1 Die Driftrohre und ihre mechanische Halterung . . . 21

3.2.2 Die Front-End-Elektronik . . . 23

3.2.3 Die Signalverarbeitung . . . 26

4 Ladungskalibration von Ausleseelektronik und ADC **28**

4.1 Berechnung der Ladung eines Testpulses . . . 29

4.2 Test des Kalibrationskreises, Vorverstärkerproblem . . . 30

4.3 Durchführung der Ladungskalibration . . . 32

5 Auswertung der TDC-Spektren **34**

5.1 Entstehung und Interpretation von TDC-Spektren . . . 35

5.1.1 TDC-Spektrum der ersten Anstiegsflanken aller Signale . . . 36

5.1.2 TDC-Spektrum aller Anstiegsflanken . . . 37

5.2 Diskussion der einzelnen Gase . . . 39

5.2.1 $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 („Seattle-Gas“) . . . 39

5.2.2 $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 („Seattle-Prime-Gas“) . . . 44

5.2.3 $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 („Chuck's Gas“) . . . 48

5.2.4 $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ („Freiburg-Prime-Gas") 51
5.3 Résumé 53

6 Die Gasverstärkung (Gas Gain) 54
6.1 Ein theoretischer Ansatz: Die Diethorn-Formel 54
6.2 Meßmethoden 56
6.3 Rechnerische Korrekturen 59
6.3.1 Berücksichtigung der endlichen Gate-Länge 59
6.3.2 Ladungsteilung und frequenzdispersives Shaping im Driftrohr 61
6.3.3 Kombination der Korrekturfaktoren 64
6.4 Meßergebnisse 65
6.4.1 $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ („Seattle-Gas") 65
6.4.2 $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$ („Seattle-Prime-Gas") 70
6.4.3 $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$ („Chuck's Gas") 75
6.4.4 $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ („Freiburg-Prime-Gas") 78
6.4.5 Die Lösung des 40 μm-Mysteriums 82
6.5 Résumé 87

7 Streamer-Studien 89
7.1 Methode zur Bestimmung des Streamer-Anteils 89
7.2 Meßergebnisse 91
7.2.1 $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ („Seattle-Gas") 91
7.2.2 $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$ („Seattle-Prime-Gas") 94
7.2.3 $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$ („Chuck's Gas") 97
7.2.4 $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ („Freiburg-Prime-Gas") 101
7.3 Der Effekt von Neutronen in N_2-haltigen Gasen 105
7.4 Résumé 107

8 Zusammenfassung und Ausblick 109

A Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ 113

Literaturverzeichnis 119

Danksagungen 121

Kapitel 1

Einführung

1.1 Der Large Hadron Collider und seine Physik

Im Jahre 2004 wird gemäß derzeitiger Planung am CERN der Large Hadron Collider mit seinen beiden Detektoren ATLAS (**A** **T**oroidal **LHC** **A**pparatu**S**) und CMS (the **C**ompact **M**uon **S**olenoid) den Betrieb aufnehmen. Der neue Speicherring wird im bereits existenten Tunnel des LEP eingerichtet werden. Die beschleunigten Protonen werden eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV haben. Das Technical Proposal [TEC 94] sieht eine Luminosität von $10^{33} - 10^{34}$ cm^{-2} s^{-1} vor. Zum Vergleich seien die Parameter des bislang stärksten $p\bar{p}$ - Beschleunigers, des TEVATRON am Fermilab erwähnt: $E_{SP} \leq 2$ TeV, £$\leq 10^{31}$ cm^{-2} s^{-1}.

Der LHC macht einen Energiebereich zugänglich, in dem zahlreiche neue physikalische Phänomene vermutet werden.

1.1.1 Die Higgs-Physik

Die wichtigste Zielsetzung für die LHC-Experimente ist die Entdeckung des Higgs-Bosons, das vom Standardmodell postuliert wird, dessen Masse aber durch keine Theorie festgelegt ist. Man weiß lediglich, daß $m_H \geq 80$ GeV ist, da man das Teilchen sonst schon am LEP gefunden hätte.

Seine besondere Bedeutung für die Teilchenphysik besteht darin, daß es die im Rahmen der elektroschwachen Eichtheorie unverstandenen Massen der $W^{\pm}$ - und Z^0 - Bosonen erklären könnte. Nach dem Higgs-Mechanismus entstehen diese Massen durch Wechselwirkung mit einem skalaren Feld (Higgs-Feld), dessen Träger das Higgs-Boson H^0 ist. Aufgrund spontaner Symmetriebrechung ist der Vakuum-Erwartungswert dieses Feldes von Null verschieden. Ebenfalls würde erklärt, warum Elektronen Masse tragen, nicht jedoch ihre SU(2)-Dublett-Partner, die Neutrinos [LOH 92].

Je nach Masse werden für das H^0 folgende dominante Zerfallskanäle vorhergesagt [TEC 94]:

$$80 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}: \qquad H \rightarrow \gamma\gamma \tag{1.1}$$

$$H \rightarrow b\,\bar{b} \rightarrow 2\,j \tag{1.2}$$

$$150 \text{ GeV} < m_H < 2\,m_Z \approx 180 \text{ GeV}: \qquad H \rightarrow Z\,Z^* \rightarrow 4\,\ell^{\pm} \tag{1.3}$$

$$2\,m_Z < m_H < 800 \text{ GeV:} \qquad \mathrm{H} \to \mathrm{Z\,Z} \to \begin{cases} 4\,\ell^\pm \\ 2\,\ell^\pm\,2\,\nu \end{cases} \tag{1.4}$$

$$800 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV:} \qquad \mathrm{H} \to \left\{ \begin{array}{c} \mathrm{Z\,Z} \\ \mathrm{W^+W^-} \end{array} \right\} \to \begin{cases} \ell^\pm\,\nu\,2\,\mathrm{j} \\ 2\,\ell^\pm\,2\,\mathrm{j} \\ 2\,\ell^\pm\,2\,\nu \\ 4\,\ell^\pm \end{cases} \tag{1.5}$$

($\ell\epsilon\{\mathrm{e},\,\mu\}$, Z^* ist ein virtuelles Z, j bezeichnet einen hadronischen Jet).

Prozeß (1.1) soll mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters (siehe Abb. 1.1) identifiziert werden.

Für Prozeß (1.2) ist vor allem ein genauer Vertexdetektor erforderlich.

In (1.3) und (1.4) sind die Spezialfälle $4\,\ell^\pm = 2\,\mu^+\,2\,\mu^-$ und $4\,\ell^\pm = \mu^+\,\mu^-\,e^+\,e^-$ besonders wahrscheinlich. Für ihre Identifizierung ist das Myonenspektrometer („Muon Detectors“ in Abb. 1.1) notwendig, das Gegenstand dieser Arbeit ist.

Hadronische Jets (in den Prozessen (1.2) und (1.5)) wird man mit dem Hadronenkalorimeter nachweisen.

1.1.2 Andere teilchenphysikalische Perspektiven

Ein weiterer Anreiz von LHC besteht in der möglichen Entdeckung supersymmetrischer Partner zu den bekannten Elementarteilchen. Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standard-Modells (MSSM) stellt die Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen her, indem sie jedem Boson ein fermionisches Partnerteilchen zur Seite stellt und umgekehrt. Mit einem solchen Modell könnte verhindert werden, daß die Masse des W-Bosons unter Strahlungskorrekturen divergiert, da die Strahlungskorrekturen der supersymmetrischen Teilchen diejenigen der „normalen“ Teilchen kompensieren würden.

Im Rahmen des MSSM wird die Existenz von 5 Higgs-Bosonen (H^+, H^-, H^0, h^0, A^0) postuliert. Man erwartet ihre Massen in einem dem LHC zugänglichen Bereich. Die vorhergesagten Zerfallsmechanismen findet der Leser z.B. in [TEC 94].

In jedem Falle wird sich die Physik der b- und t-Quarks weiterentwickeln, da diese Teilchen bei den typischen LHC-Energien in großen Mengen entstehen werden.

1.2 ATLAS und sein Myonenspektrometer

Abbildung 1.1 zeigt eine Gesamtansicht von ATLAS [LOI 92]. Für eine vollständige Beschreibung von Atlas konsultiere der Leser das Technical Proposal [TEC 94], da für diese Arbeit nur das Myonenspektrometer und das toroidale Magnetfeld relevant sind. Letzteres wird durch 8 supraleitende Spulen ohne Eisenkern („Air Core“) erzeugt. Ein Eisenkern hätte den Nachteil, daß in ihm Streuprozesse stattfinden könnten, die die zu messenden Teilchenbahnen beeinflussen und damit die Impulsauflösung verschlechtern würden.

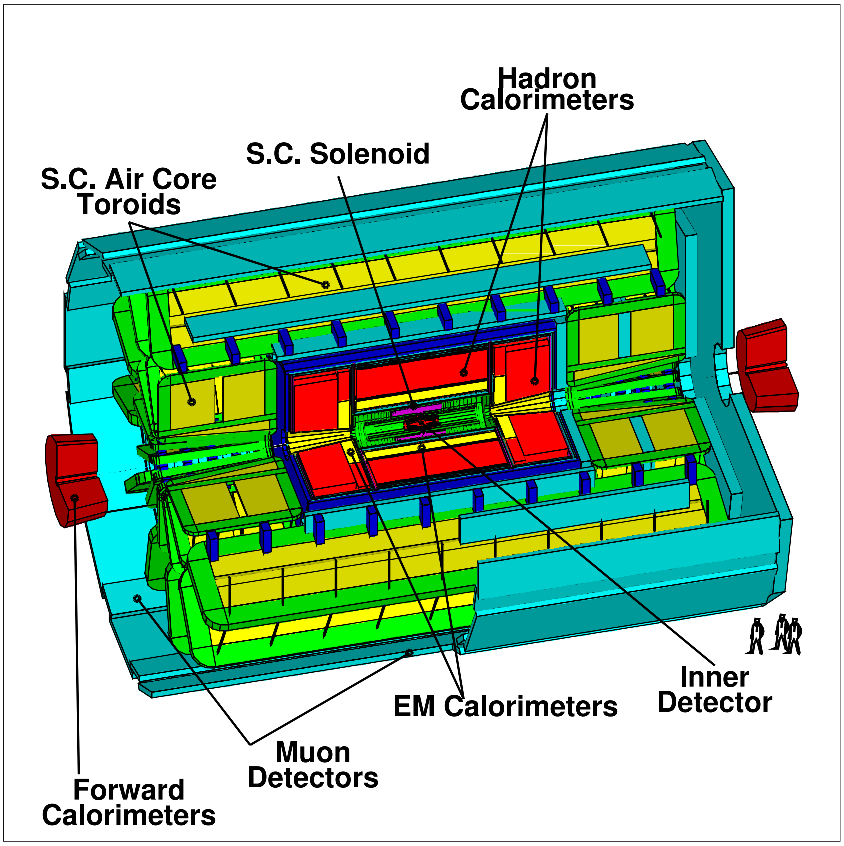


Abbildung 1.1: Längsschnitt durch ATLAS

Abb. 1.2 und 1.3 zeigen einen Längs- bzw. Querschnitt durch das ATLAS-Myonenspektrometer. Der Parameter $\eta \equiv -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ („Pseudorapidität") in Abb. 1.2 spielt die Rolle eines Polarwinkels (anstelle von θ selbst). Man unterscheidet 3 Regionen:

- $|\eta| < 1.05$: „Barrel Region"
- $1.05 < |\eta| < 1.4$: „Transition Region"
- $1.4 < |\eta|$: „End-Cap Region"

Hauptschwierigkeit des Myonenspektrometers ist die Separation eines Higgs-Zerfalls vom Hintergrund. Abb. 1.4 verdeutlicht dieses Problem am Beispiel des wichtigsten Higgs-Zerfalls in 4 Myonen. Für 3 verschiedene Higgs-Massen m_H (200, 400 und 700 GeV) sind die Wirkungsquerschnitte der H^0-Resonanz und der wichtigsten Hintergrundprozesse gegen die Schwerpunktsenergie des 4 μ-Systems aufgetragen. Hier wurden bereits kinematische Bedingungen an die Myonen-Energien gestellt, um nur die Ereignisse zu berücksichtigen, die von H^0-Zerfällen herrühren können.

Da mit zunehmendem m_H die Resonanz immer flacher und breiter wird (oberhalb von 1.4 TeV geht sie in ein Kontinuum über), wird die Trennung eines sehr schweren Higgs ($m_H > 1$ TeV) aus dem Hintergrund über diesen Zerfallskanal fast unmöglich sein.

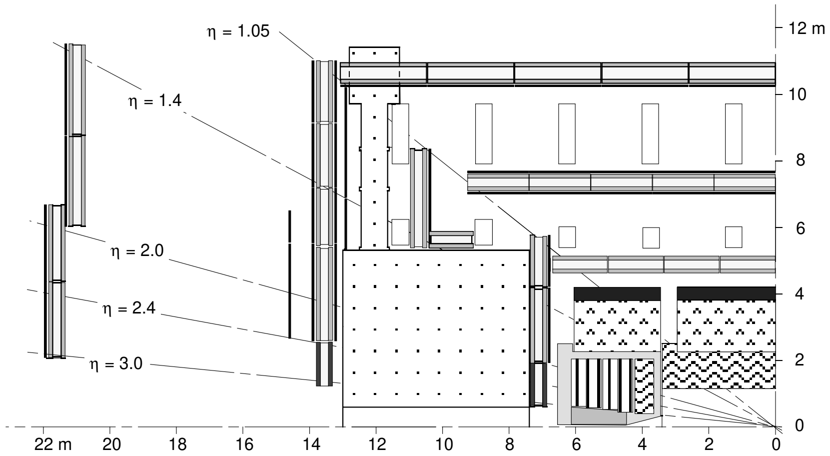


Abbildung 1.2: Längsschnitt durch das Myonenspektrometer (schwarz: Triggerkammern, dunkelgrau: Präzisionskammern, hellgrau: Haltestrukturen für Präzisionskammern)

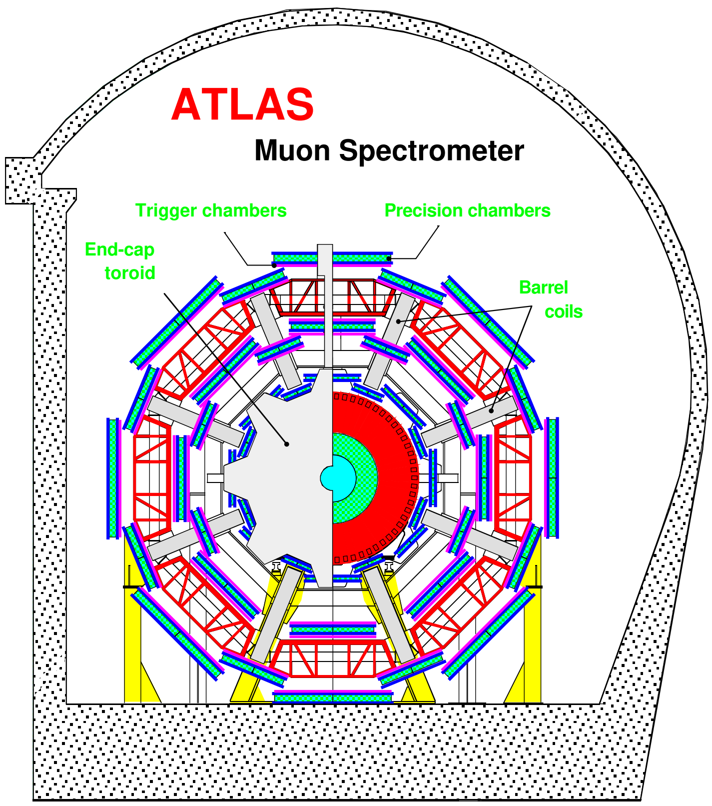


Abbildung 1.3: Querschnitt durch das Myonenspektrometer

Die Resonanz eines leichteren Higgs würde sich aus dem Hintergrund erheben und mit abnehmender Masse schärfer werden. Eine schmale Resonanz stellt allerdings strengere Anforderungen an die Impulsauflösung des Spektrometers.

Mit der angestrebten transversalen Impulsauflösung von $\frac{dp_t}{p_t} \leq 10\,\%$ für $p_t \leq 1$ TeV/c und $\frac{dp_t}{p_t} \leq 2\,\%$ für $p_t \leq 100$ GeV/c wäre man über den 4 μ-Zerfallskanal auf Higgs-Massen ≥ 120 GeV sensitiv.

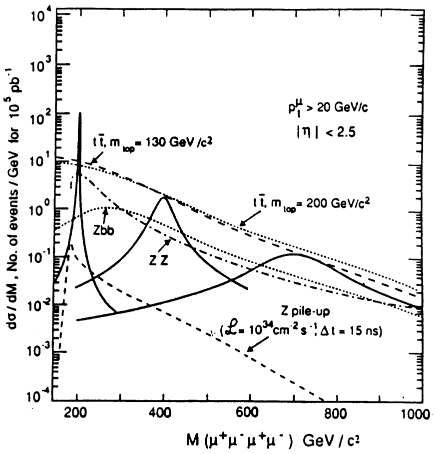


Abbildung 1.4: Higgs-Resonanz (durchgezogene Linien) für m_H = 200, 400, 700 GeV (von links nach rechts) im Vergleich zu den wichtigsten Hintergrundprozessen

Nun zur Realisierung der Impulsmessung im ATLAS-Myonenspektrometer:

Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Myon wird von 3 Kammern registriert (Abb 1.2). Zwischen den Kammern herrscht ein bis zu 0.8 Tesla starkes toroidales Magnetfeld, das die Myonenbahn krümmt. Durch die dreifache Ortsmessung kann die Bahn rekonstruiert werden. Der Impuls folgt aus der Krümmung. Da die Ablenkung der Teilchen durch das B-Feld in Richtung des Polarwinkels θ (bzw. η) erfolgt, ist besonderer Wert auf die präzise Messung der longitudinalen Ortskoordinate zu legen (genauer als 70 μm). Je nach Position werden zwei Typen von Präzisionskammern zum Einsatz kommen:

Der Bereich $\eta \leq 2.4$ wird durch Kammern aus „Monitored Drift Tubes" (MDT) abgedeckt, die den Gegenstand vorliegender Arbeit darstellen. Im verbleibenden Bereich ($2.4 \leq \eta \leq 3.0$) ist der Teilchenfluß so hoch (> 200 Hz/cm^2), daß Driftrohre im Laufe der Jahre Strahlungsschäden davontrügen („Ageing"). Daher ist diese Zone „Kathodenstreifenkammern" (CSC) vorbehalten [GRA 94].

Für die Messung der azimuthalen Ortskoordinate, die für die Impulsauflösung keine große Rolle spielt („second coordinate"), sind Resistive Plate Chambers und Thin Gap Chambers [JIN 94] zuständig, die ebenfalls als Triggerkammern fungieren. Ihre Auflösung von ca. 5 mm ist in dieser Koordinate hinreichend.

Simulationen der Impulsauflösung des Myonenspektrometers (Abb. 1.5a) zeigen, daß mit einer Ortsauflösung von 70 μm in der Präzisionskoordinate die Zielsetzung $\frac{dp_t}{p_t} \leq 10\,\%$ erreichbar ist. Die Auflösung unterliegt je nach p_t verschiedenen Limitationen (Abb. 1.5b):

- Für $p_t < 25$ GeV/c überwiegen Fluktuationen des Myonen-Energieverlustes im Kalorimeter.
- Für 25 GeV/c $< p_t <$ 200 GeV/c dominieren Beeinträchtigungen durch Vielfachstreuung in Kalorimeter und Magnetspulen.
- Für $p_t >$ 200 GeV/c spielt die Präzision im Alignment der Kammern die Hauptrolle.

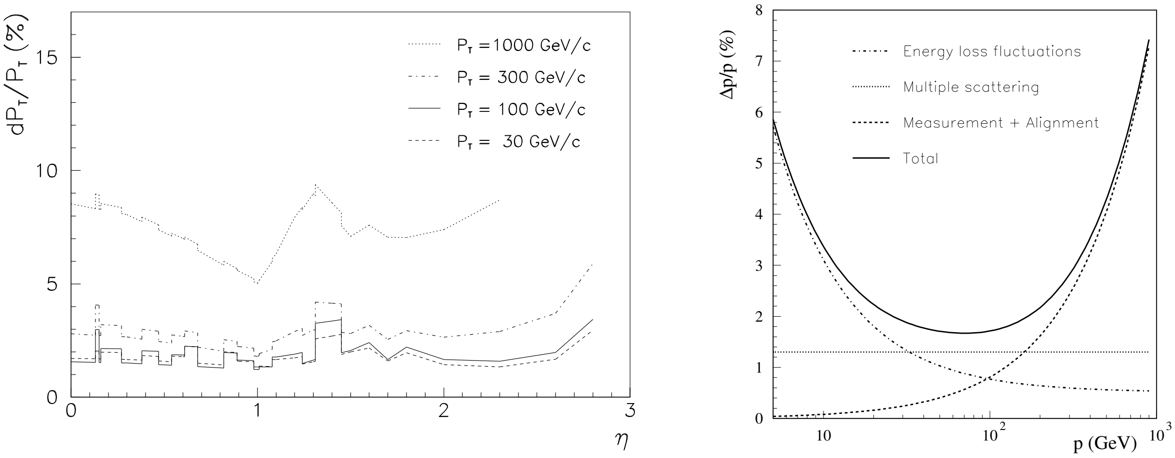


Abbildung 1.5: links: Impulsauflösung des Myonenspektrometers für verschiedene Transversalimpulse in Abhängigkeit von der Pseudorapidität
rechts: Impulsauflösung bei $\eta = 0$ als Funktion des Myonenimpulses

1.3 Hochdruckdriftrohre und MDT-Kammern

In diesem Abschnitt soll kurz erläutert werden, wie Driftrohre, die Einheitszellen von MDT-Kammern, funktionieren und wie man sie zu Anordnungen kombiniert, die Teilchenspuren registrieren können. Zu den physikalischen Grundlagen von Driftkammern allgemein siehe [BLR 93] und [SAU 77].

Ein Driftrohr ist ein zylindrisches Metallrohr (Kathode) mit einem zentrierten, unter einer positiven Hochspannung U stehenden Anodendraht. Aus dieser geometrischen Konfiguration folgt (z.B. durch Anwendung des Gauß'schen Satzes) das radiale elektrische Feld

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{b}{a}} , \tag{1.6}$$

wobei a der Drahtradius und b der Innenradius des Rohres sind. Durch das Rohr strömt ein geeignetes Detektorgas.

Fliegt nun ein ionisierendes Teilchen durch das Rohr, so kann es bei der Begegnung mit einem Gasatom (oder -Molekül) aus diesem ein Elektron herausschlagen. Das freigesetze Elektron kann nun, wenn seine Energie es zuläßt, selbst in der Nähe seiner Entstehung Gasteilchen ionisieren

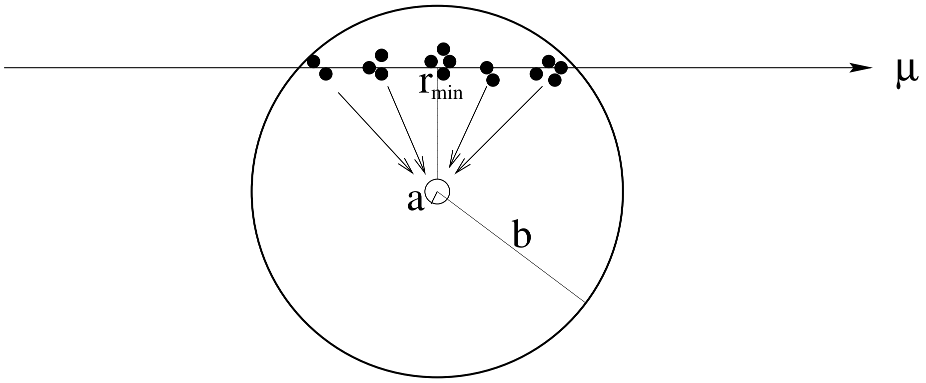


Abbildung 1.6: Ionisation entlang einer Myonenbahn

und so fort. Somit entsteht am Orte der Primärionisation ein Elektronen-Cluster, dessen Größe einer statistischen Verteilung gehorcht („cluster size distribution" [BLR 93]). Ein Cluster enthält im Mittel etwa 3 Elektronen (siehe auch Kapitel 6.2). Entlang der Bahn des ionisierenden Teilchens sind nun viele solche Cluster verteilt (Abb. 1.6). Ihr mittlerer Abstand ist proportional zur mittleren freien Weglänge im Gas, also invers proportional zum Gasdruck.

Aufgrund des elektrischen Feldes (1.6) driften die Cluster zum Anodendraht. Ohne Magnetfeld ist diese Driftbewegung radial (entgegengesetzt zu $\vec{E}$), anderenfalls zwingt die Lorentzkraft die Elektronen auf spiralförmige Bahnen. Durch Stöße der Elektronen mit den Gasteilchen kommt es zu diffusiver Ausweitung des Clusters. Das Zusammenspiel von Stößen und Beschleunigung durch das elektrische Feld legt die Driftgeschwindigkeit fest. Aufgrund gasspezifischer Streuquerschnitte und Energieüberträge zwischen Elektronen und Gasteilchen hat die Elektronendriftgeschwindigkeit für jedes Detektorgas eine spezifische Abhängigkeit vom elektrischen Feld E, also mit (1.6) von der Radialkoordinate r.

In der Nähe des Anodendrahtes ist das elektrische Feld so stark, daß die Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasteilchen genug Energie aufnehmen, um erneut Gasteilchen zu ionisieren: Es kommt zur Bildung einer Elektronenlawine, die im Anodendraht ein Stromsignal induziert, das jedoch wegen der Kürze der Lawinendriftdistanz (ca. 3 Drahtradien) nur ca. 100 ps lang ist. Da es mit der üblichen Zeitauflösung von einigen ns nicht sichtbar ist und nur sehr wenig Ladung enthält, kann es vernachlässigt werden. Ein verwendbares Signal wird vielmehr von den positiven Ionen induziert, die die lange Strecke von der Lawine zur Rohrwand driften. Dieses Signal wird schließlich an einem Ende des Signaldrahtes mit Hilfe der „Front-End-Elektronik" ausgelesen und verstärkt.

Man betrachte ein Ion der Ladung e, das zur Zeit $t = 0$ nahe der Drahtoberfläche entsteht. Während seiner Drift zur Kathode induziert es einen Strom, der durch Ramo's Theorem [BLR 93] in Abhängigkeit von der Radialposition r und der Geschwindigkeit $\vec{v}(r)$ des Ions gegeben ist:

$$I(r) = -e\,\frac{\vec{v}(r)\cdot\vec{E}(r)}{U} \tag{1.7}$$

Unter Verwendung des Feldes (1.6) und der Beziehungen

$$t(r) = \int_a^r \frac{dr'}{v(r)} \qquad (1.8)$$

und

$$\vec{v}(r) = \mu \cdot \vec{E}(r) \,, \qquad (1.9)$$

wobei die Ionenmobilität μ vereinfachend als feldunabhängig betrachtet wird, folgt der Strompuls (vgl. Abb. 1.7a)

$$I(t) = \begin{cases} \frac{e}{2\ln\frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{t+t_0} & \text{für } 0 \le t \le t_{max} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \qquad (1.10)$$

mit der Zeitkonstante

$$t_0 \equiv \frac{a^2}{2\,\mu\,U} \ln\frac{b}{a} \,. \qquad (1.11)$$

t_{max} ist die Ankunftszeit des Ions an der Rohrkathode (einige ms):

$$t_{max} \equiv \int_a^b \frac{dr'}{\mu\,E(r')} = \frac{b^2-a^2}{2\,\mu\,U} \ln\frac{b}{a} \,. \qquad (1.12)$$

Die Näherung einer feldunabhängigen Ionenmobilität μ ist für schwache Felder, d.h. außerhalb der Lawinenregion, zulässig. Eine exaktere Lösung unter Einbeziehung der Feldabhängigkeit von μ haben wir in der ATLAS Muon Note [DEI 96] veröffentlicht.

Abb. 1.7b zeigt ein echtes Myonensignal, das die Superposition vieler einzelner Ionenpulse ist. Die Zacken im Signal entsprechen den Elektronenclustern der Primärionisation. Dem Puls ist elektronisches Rauschen überlagert.

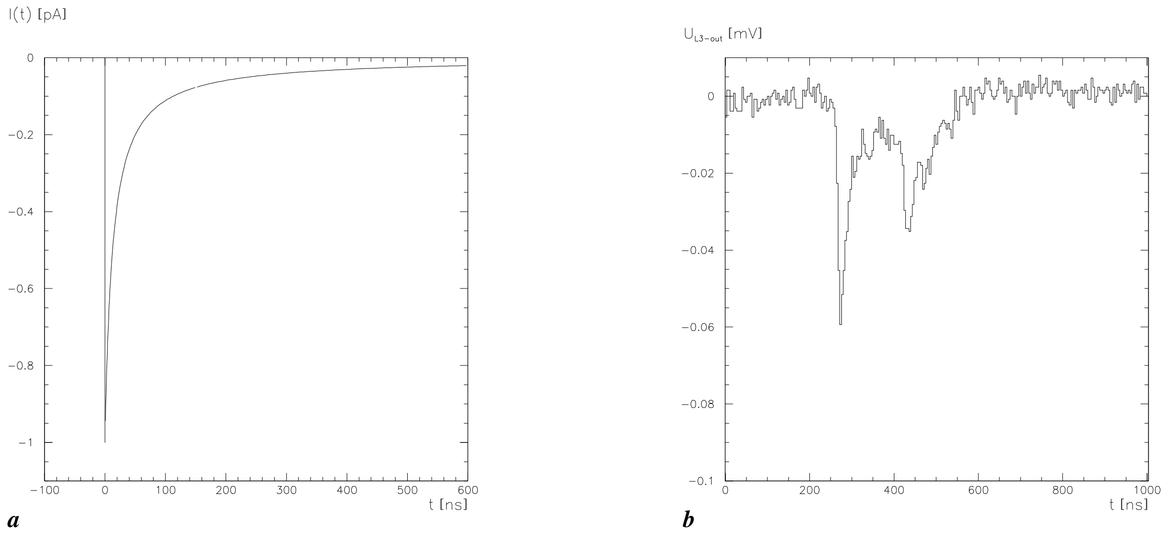


Abbildung 1.7: Signal eines einzelnen driftenden Ions (a) und eines Myons (b)

Wie erfolgen nun Bahnmessungen mit Driftrohren?

Kennt man die Elektronendriftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von r, so erhält man durch Integration die Relation zwischen r und der Driftzeit t (Orts-Driftzeit-Relation). Mißt man nun die Driftzeit, also die Zeitdifferenz zwischen einem Triggersignal, das den Zeitpunkt des Durchgangs eines ionisierenden Teilchens angibt, und dem Beginn des Ionenpulses aus dem Driftrohr, so kann der minimale Abstand der Teilchenbahn vom Draht errechnet werden.

In den ATLAS-MDT-Kammern sind die Einzelrohre in zwei Schichten aus dreilagigen dichtesten Packungen („Multilayers") angeordnet (Abb. 1.8).

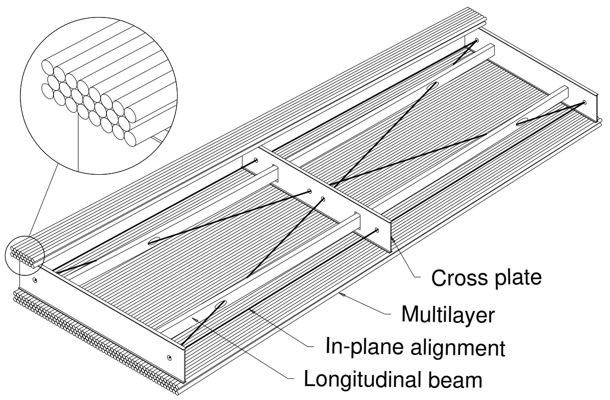


Abbildung 1.8: ATLAS-MDT-Kammer mit mechanischer Halterung

Ein Myon, das die Kammer passiert, wird also zweimal von je drei Rohren registriert, womit seine Bahn festgelegt ist.

Die Kammern, in denen insgesamt ca. 300000 Driftrohre mit Längen zwischen 1.4 m und 6.3 m zum Einsatz kommen, werden so angeordnet sein, daß die Rohre in azimuthaler Richtung verlaufen und somit für Messungen der radialen und der longitudinalen Koordinate sensitiv sind.

Die für die Ortsmessung fundamentale r-t-Relation wird durch den iterativen Algorithmus der Autokalibration direkt aus registrierten Myonenbahnen bestimmt ([BAK 94], [BAR 94]):

Die Methode basiert darauf, daß eine geradlinige Myonenbahn durch Abstandsmessung in drei Rohren überbestimmt ist. Man geht von einer ersten (z.B. Computer-simulierten) Näherung an die Orts-Driftzeit-Relation $r(t)$ aus und berechnet damit aus den Driftzeiten t_i der drei vom Myon durchflogenen Rohre in 1. Näherung die Abstände $r_i(t_i)$ der Bahn von den Drähten (Abb. 1.9). Durch linearen Bahnfit erhält man korrigierte Abstände $\tilde{r}_i(t_i)$. Die Differenzen $\Delta r_i(t_i) = \tilde{r}_i(t_i) - r_i(t_i)$ nennt man Residuen. Um sie für das gesamte Spektrum der Driftzeiten t_i zu erhalten, führt man die Bahnrekonstruktionen für möglichst große Datensätze durch und fittet durch die Punkte $\Delta r_i(t_i)$ die Residuenfunktion $\Delta r(t)$, die als Korrektur zur primären Orts-Driftzeit-Relation addiert wird. So erhält man eine neue, verbesserte Relation $\tilde{r}(t) = r(t) + \Delta r(t)$, mit der die beschriebenen Schritte wiederholt werden. Die ganze Prozedur wird so oft iteriert, bis die Residuen für alle Driftzeiten hinreichend klein sind.

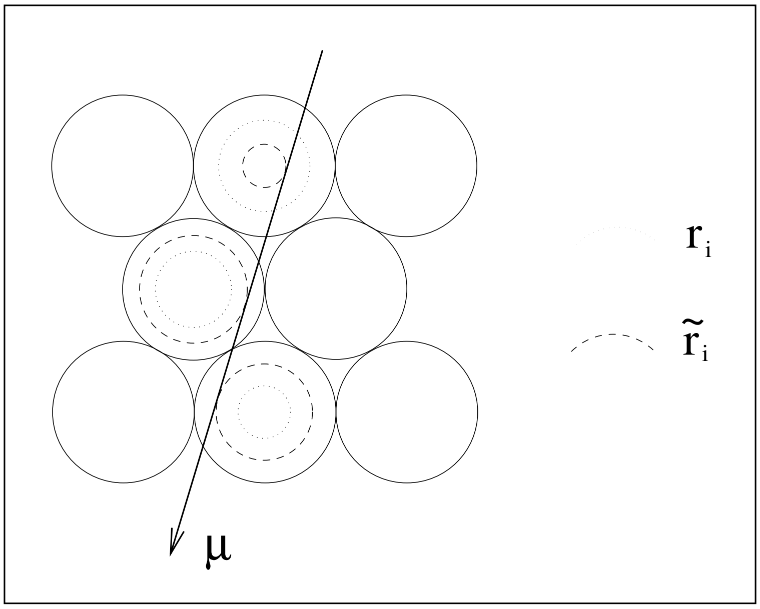


Abbildung 1.9: Zur Autokalibration einer dreilagigen MDT-Kammer

Diese Darstellung der Autokalibrationsmethode ist stark vereinfacht. Da man mit diversen Konvergenzproblemen zu kämpfen hat, wird derzeit noch am Algorithmus gearbeitet. Die Zuhilfenahme externer Referenzdetektoren mit hoher Ortsauflösung (z.B. Kathodenstreifenkammern oder Halbleiter-Streifendetektoren) ermöglicht die Kontrolle der Kalibrationsergebnisse.

Ebenfalls noch nicht abgeschlossen sind die Studien über die zu wählenden Arbeitsparameter der einzelnen Driftrohre. Sie sind so zu optimieren, daß die MDT-Kammern 10 Jahre lang zuverlässig die an das Spektrometer gestellten Anforderungen erfüllen können. Im einzelnen ist über geometrische Parameter wie Rohr- und Drahtdurchmesser, über das Detektorgas und seinen Druck, sowie über die Anodenspannung zu entscheiden.

Gegenstand dieser Arbeit ist das Studium verschiedener Gase und die Optimierung von Spannung und Drahtdurchmesser. Welche Kriterien dafür heranzuziehen sind, wird im nächsten Kapitel behandelt.

Kapitel 2

Der Arbeitspunkt von Driftrohren

In diesem Kapitel soll dargelegt werden, welche Größen und Parameter die Eigenschaften von Hochdruckdriftrohren bestimmen und welche Kriterien bei ihrer Optimierung heranzuziehen sind. Diese Argumente bilden den Rahmen für unser experimentelles Vorgehen, das in den nächsten Kapiteln beschrieben wird. Die allen Kriterien gemeinsamen Hauptzielsetzungen sind gute Ortsauflösung, lange Lebenszeit (bei 300000 Rohren wäre ein Auswechseln impraktikabel), geringe Okkupanz und eine technisch möglichst einfache Ausführung.

2.1 Proportional- und Streamermodus, Afterpulsing

Im Proportionalmodus ist die am Draht ankommende Lawinenladung Q_{Lawine} proportional zur Ladung $Q_{\text{primär}}$ des Primärclusters. Der gasspezifische Ladungsverstärkungsfaktor (Gas Gain) ist gegeben durch

$$G = \frac{Q_{\text{Lawine}}}{Q_{\text{primär}}} \tag{2.1}$$

Bei hohen Anodenspannungen wird in Drahtnähe die Raumladungsdichte der nur langsam zur Kathode fortdriftenden positiven Ionen so groß, daß zwischen Draht und Ionenwolke das Anodenfeld deutlich geschwächt wird, was zur Sättigung der Lawinenladung führt. Letztere ist nicht mehr proportional zur Primärladung, und auch der Gain nimmt bei weiter gesteigerter Spannung kaum mehr zu.

Bei der Ionisation in der Lawine werden die Gasatome oft in einen angeregten Zustand versetzt, der unter Lichtemission in den Grundzustand übergeht. Die so entstandenen Photonen müssen möglichst schnell von Quenchermolekülen mit leicht anregbaren Rotations- und Vibrationsniveaux unterhalb der Ionisationsenergie absorbiert werden, da sonst die energiereichsten unter ihnen an entfernten Punkten des Driftrohrs neue Lawinen auslösen und den Zusammenbruch der Spannung bewirken könnten (Geiger-Müller-Modus).

Ein verwandter Effekt ist das sogenannte Afterpulsing. Es tritt auf, wenn ein Photon die Rohrkathode erreicht und dort per Photoeffekt ein neues Primärelektron freisetzt, das einen weiteren Signalpuls (Nachpuls) nach sich zieht.

Im Limited Streamer Mode wird das Anodenfeld am äußeren Ende der Ionenwolke durch die positive Raumladung deutlich verstärkt. Kurzreichweitige Photonen vom Lawinenende können nun im Hochfeldbereich knapp außerhalb der alten Lawine neue Lawinen erzeugen. Es kommt zur Rückwärtsfortpflanzung der Multiplikationszone, die von selbst nach einigen Millimetern abbricht, wenn das Feld zu schwach geworden ist („Self Quenching Streamer"). Ein typischer Streamer enthält je nach Gas um bis zu zwei Größenordnungen mehr Ladung als eine Lawine im Proportionalmodus.

In diesem Kontext seien noch die Grungzüge des MDT-Ageing-Problems (Altern der Driftrohre) dargestellt:

Angeregte Quenchermoleküle neigen dazu, ihre überschüssige Energie durch Radikalbildung abzugeben. Die Radikale assoziieren sich dann oft zu Polymeren, die auf der Anode eine isolierende Schicht bilden. Elektronen aus Ladungslawinen können diese Schicht nicht sofort durchdringen, lagern sich an der Oberfläche an und schwächen das Feld. Die Folge ist eine Abnahme des Gains ([KAD 91], [BO2 95]). Um dies zu verhindern, soll von ATLAS-Driftrohren im Laufe der zehnjährigen Betriebszeit nur eine begrenzte Gesamtladung (maximal 1 C/cm) aufgenommen werden. Da Streamer-Signale um bis zu zwei Größenordnungen mehr Ladung enthalten als Proportionalsignale, soll ihr Anteil unter 1 % liegen.

Ebenso wie Streamer sollten auch die erwähnten Nachpulse am gewählten Arbeitspunkt nicht auftreten:

- Ein Driftrohr wird durch Afterpulsing mit zusätzlicher Ladung belastet, was es nach obigen Ausführungen zu vermeiden gilt. Jedoch sollte dieser Aspekt nicht überbewertet werden, da Nachpulse, zu deren Entstehung ja bei einigermaßen vernünftiger Quenchkraft des Gases nur wenige Photonen beitragen, weniger Ladung als ein Myonenpuls im Proportionalmodus enthalten, also im Vergleich zu einem Streamer harmlos sind.
- Afterpulsing erhöht die Okkupanz des Rohrs, dessen Elektronik während der Präsenz eines Nachpulses für echte Signale blockiert ist. Besonders leidet darunter die sogenannte Two-Track-Resolution, d.h. die Fähigkeit zur Trennung zweier eng benachbarter Teilchenspuren, deren Signale in kurzem zeitlichem Abstand auftreten. Ein Nachpuls würde das Signal des späteren Teilchens verdecken.

Aus der maximalen Gesamtladung und den erwarteten Strahlungsraten in ATLAS wurde ein maximal zulässiger Wert für die Gasverstärkung abgeschätzt [DET 95]:

Die Gesamtladung Q, die während der Betriebsdauer t auf einer Einheitslänge Draht deponiert wird, ist gegeben durch

$$Q = F \cdot d \cdot I \cdot \langle x \rangle \cdot t \cdot G \cdot f_s = \frac{\pi}{4} \cdot F \cdot d^2 \cdot I \cdot t \cdot G \cdot f_s \qquad (2.2)$$

Es sind:
- F der Strahlungsfluß : Im Bereich $\eta < 2.4$, wo MDT eingesetzt werden, ist $F \leq 100$ Hz/cm^2;
- d = 3 cm der Rohrdurchmesser;
- I die Primärionisation pro Einheitsbahnlänge. Sie ist proportional zum Druck. Für minimal ionisierende Teilchen ist in Ar bei 3 bar: $I \approx 300$ e/cm;
- $\langle x \rangle$ die mittlere Bahnlänge eines senkrecht zum Draht fliegenden Teilchens im Driftrohr: $\langle x \rangle = \frac{d}{4}\pi \approx 2.4$ cm

t $= 10$ a $\approx 3 \cdot 10^8$ s die ATLAS-Betriebsdauer
f_s $= 5$ ein Sicherheitsfaktor, der u.a. berücksichtigt, daß der Strahlungshintergrund hauptsächlich aus Neutronen und Photonen besteht, die etwa doppelt soviel Primärionisation produzieren wie minimal ionisierende Teilchen. Nicht berücksichtigt sind gasspezifische Effekte wie z.B. der hohe Reaktionsquerschnitt N_2-haltiger Gase mit Neutronen (siehe Abschnitt 2.2).

Wenn $Q \leq 1$ C/cm sein soll, erhalten wir für die maximale Gasverstärkung

$$G_{max} \approx 2 \cdot 10^4 \tag{2.3}$$

Da bei gegebenem Druck die Ortsauflösung mit zunehmender Gasverstärkung besser wird [DET 95], will man den Maximalwert auch nicht unterschreiten und betrachtet ihn als Optimum.

2.2 Geforderte Eigenschaften des Detektorgases

Die Wahl der Gasmischung ist von zentraler Bedeutung und unterliegt mannigfaltigen, teilweise miteinander inkompatiblen Anforderungen. Man wird um Kompromisse nicht umhinkommen.

- Die r-t-Relation soll möglichst linear sein, was einer feldunabhängigen Elektronen-Driftgeschwindigkeit entspricht. Dies hätte den Vorteil, daß dann Spannungsschwankungen oder leichte Distortionen des elektrischen Feldes (z.B. durch Raumladungseffekte oder Rohrverformungen) keinen allzugroßen Einfluß auf die Driftzeiten haben.

  Die r-t-Relationen für unsere Gase werden erst im Rahmen der Auflösungsberechnungen mit Hilfe externer Referenzdetektoren bestimmt werden [DUB 96] und sind nicht Gegenstand dieser Arbeit.

- Die Linearität eines Gases sollte auch in starken Magnetfeldern (bis zu 0.8 T) erhalten sein. Dazu ist es notwendig, die Lorentzkraft kleinzuhalten, die die Elektronen um den Lorentzwinkel

  $$\alpha \equiv \arctan\left(v_{\mathrm{drift}}\,\frac{B}{E}\right) = \arctan\left(\mu_e\, B\right) \tag{2.4}$$

  von der radialen Bahn ablenkt. Um α zu reduzieren, muß nach (2.4) die Elektronenmobilität μ_e des Gases reduziert werden.

- Der Einfluß von Temperatur-, Druck- und Magnetfeldschwankungen auf v_{drift} soll klein sein.

- Um die Zeit zwischen einem Myonendurchgang und der Bereitschaft des Detektors für ein neues Ereignis kurzzuhalten (Minimierung der Okkupanz), erstrebt man Gase mit hohen Driftgeschwindigkeiten (allerdings unter Beachtung des Lorentzwinkels).

- Für eine gute Ortsauflösung ist es wichtig, die Diffusion der driftenden Elektronenwolke in Schranken zu halten.

- Der Anteil von Streamersignalen soll bei der gewünschten Gasverstärkung von etwa $2 \cdot 10^4$ unter 1 % liegen (siehe Kapitel 2.1).
- Aus Sicherheitsgründen muß das Gas unbrennbar sein, was den Anteil an organischen Quenchern einschränkt.
- Gase mit mehr als vier Komponenten kommen aus technischen und Kostengründen nicht in Betracht.

Die Wahl geeigneter Komponenten richtet sich weitgehend nach Erfahrungswerten. Folgende Zusammenstellung gibt die von uns verwendeten Gaskomponenten mit ihren Haupteigenschaften:

Ar ist der Grundbestandteil fast aller verwendeten Gase. Wie in [SAU 77] gezeigt wird, setzt in Edelgasen die Lawinenbildung bei niedrigeren Feldern ein als in molekularen Gasen, die leicht anregbare Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade haben und so den Elektronen bei Stößen schon Energie entziehen, bevor jene genügend Energie zur Ionisation haben. Unter den Edelgasen wiederum ist Argon (vom teueren Xenon und Krypton abgesehen) das Gas mit der größten Primärionisation pro Einheitsstrecke.

CH_4 dient als Quencher, soll also aufgrund seiner vielen anregbaren Freiheitsgrade Photonen absorbieren, die in der Lawine entstanden sind und Sekundärlawinen auslösen könnten.

Gase mit mehr als 5 % CH_4 sind brennbar.

CF_4 wird anstelle von organischen Gasen als unbrennbarer Quencher verwendet. Da es nicht in Radikale dissoziiert und keine Polymerablagerungen auf der Anode bildet, ist es unter dem Gesichtspunkt der Alterung vorteilhaft.

CO_2 hat eine niedrige Elektronenmobilität und wird in geringen Konzentrationen zur Verkleinerung des Lorentzwinkels zugesetzt.

N_2 verbessert die Linearität der r-t-Relation, hat aber den Nachteil eines großen Wirkungsquerschnittes für thermische Neutronen, die in der ATLAS-Hintergrundstrahlung mit hohen Raten vertreten sind. Bei der Reaktion $^{14}N(n, p)^{14}C$ entsteht ein 600 keV Proton, das durch Ionisation ein Störsignal erzeugt und zur Deponierung zusätzlicher Ladung auf dem Draht beiträgt. Quantitativ ist dieser Effekt noch nicht untersucht.

All diese Kriterien führten zu einer Vorauswahl von in Frage kommenden Gasen, die dann zunächst mit Hilfe der Simulationsprogramme Magboltz und Garfield ([VEE 95], [CHO 95]) untersucht wurden.
Für die Teststrahl-Experimente im Sommer 1995 fiel die Wahl auf folgende Mischungen:

- $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 („Seattle Gas“)
- $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 („Seattle Prime Gas“)
- $Ar/N_2/CO_2/CF_4$ = 95/2/2/1 („Chuck's Gas“)
- $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 („Freiburg Prime Gas“)

2.3 Drahtdurchmesser

Der Einfluß des Drahtdurchmessers auf Verstärkung, Streamer-Verhalten und Ortsauflösung ist einer unserer wichtigsten Untersuchungsgegenstände.

Man erwartet, daß für dickere Anodendrähte die seitliche Ausdehnung der Elektronenlawinen zunimmt (geringere Fokussierungskraft des elektrischen Feldes) und somit die Ankunftszeit an der Drahtoberfläche unscharf wird, was letztlich die Ortsauflösung beeinträchtigt. Da sich andererseits mit abnehmendem Drahtdurchmesser die mechanische Stabilität verringert, wird man einen Kompromiß schließen müssen. Für unsere Experimente wurden Drähte mit 30, 40, 50, 70 und 160 μm verwendet.

2.4 Anodenhochspannung

Die Potentialdifferenz zwischen Anodendraht und Kathode (Rohrwand) ist der Parameter, der für jeden Draht und jedes Gas so einzustellen ist, daß die Gasverstärkung den gewünschten Wert von $2 \cdot 10^4$ hat.

2.5 Rohrdurchmesser

Der Außendurchmesser der MDT ist bereits auf 3 cm festgelegt worden. Die Wandstärke beträgt in den aktuellen Versionen 400 μm.

Der gewählte Durchmesser d ergab sich als Kompromiß aus konkurrierenden Effekten:

Die gesamte während der Betriebszeit integrierte Ladung ist nach (2.2) proportional zu d^2 (ein d für die exponierte Rohroberfläche, das andere für die mittlere Bahnlänge im Rohr), womit für zu große d ein Ageing-Problem besteht.

Für kleinere d andererseits lägen die Myonenbahnen im Mittel näher am Draht, wo die Ortsauflösung durch die statistische Natur der Clusterverteilung dominiert wird und schlechter ist als im drahtfernen Bereich, wo sie durch die diffusive Ausweitung der Cluster bestimmt ist (Abb. 2.1, [DET 95]).

2.6 Gasdruck

Der Gasdruck wurde bereits fixiert, weshalb wir auf seine Variation verzichteten. Bei seiner Festlegung auf 3 bar spielten zwei Argumente eine Rolle:

Eine Erhöhung des Drucks verbessert die Ortsauflösung durch Verringerung der diffusiven Clusterausweitung, die mit $\frac{1}{\sqrt{p}}$ skaliert.

Gleichzeitig aber erhöht sich die aufgenommene Ladung:

Erstens ist die Primärionisation proportional zum Druck, was aber nur ein geringes Problem ist, da man die erhöhte Primärionisation durch eine Reduktion der Gasverstärkung ausgleichen würde (wie in Abb. 2.1 angegeben).

Zweitens würde der Streamer-Anteil größer (experimentell gezeigt von [BO1 95]), und dies ist der eigentliche Aspekt, der gegen eine Druckerhöhung spricht. Da ein Streamer die bis zu 100-fache Ladung eines Proportionalpulses enthält, kann ein Streamer-Anteil von 1 % bereits die Gesamtladung verdoppeln!

Aus Abb. 2.1 wird deutlich, daß die Wahl $p = 3$ bar vernünftig ist: Für $p < 3$ bar würde sich die Auflösung stark verschlechtern ($> 80\mu$m), während ihre Verbesserung bei $p > 3$ bar nur gering wäre. Es gibt also keinen Grund, durch Steigerung des Drucks eine erhöhte Streamer-Wahrscheinlichkeit zu riskieren.

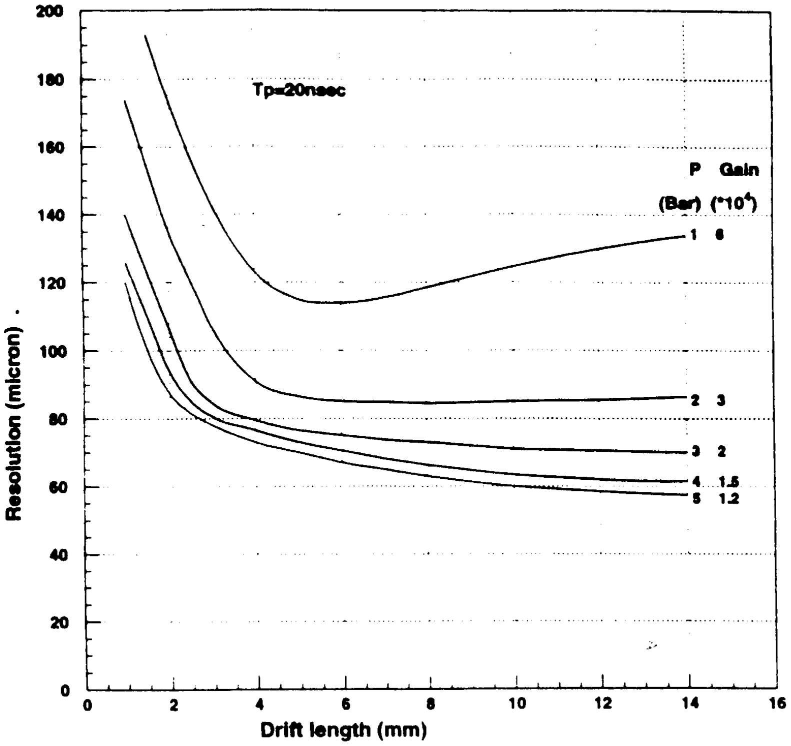


Abbildung 2.1: Simulierte Ortsauflösung eines Driftrohrs in Abhängigkeit von der Driftstrecke für verschiedene Druck-Werte am Beispiel von $Ar/C_2H_6/N_2$=90/5/5. Die Gasverstärkung wird so an den Druck angepaßt, daß die integrierte Gesamtladung gemäß (2.2) konstant bleibt.

Kapitel 3

Versuchsaufbau

3.1 Die Testbeam-Anordnung

Abbildung 3.1 zeigt die Anordnung der Detektoren im M2 Muon Test Beam. Da die Myonenraten im Strahl selbst viel zu hoch wären, hat man die Experimentierzone einige Meter entfernt in seinem Halo aufgebaut. Dort betragen die Raten während der Spills (der Myonenstrahl ist gepulst) etwa 1 Hz/cm^2, was für unsere Detektortests viel geeigneter ist.

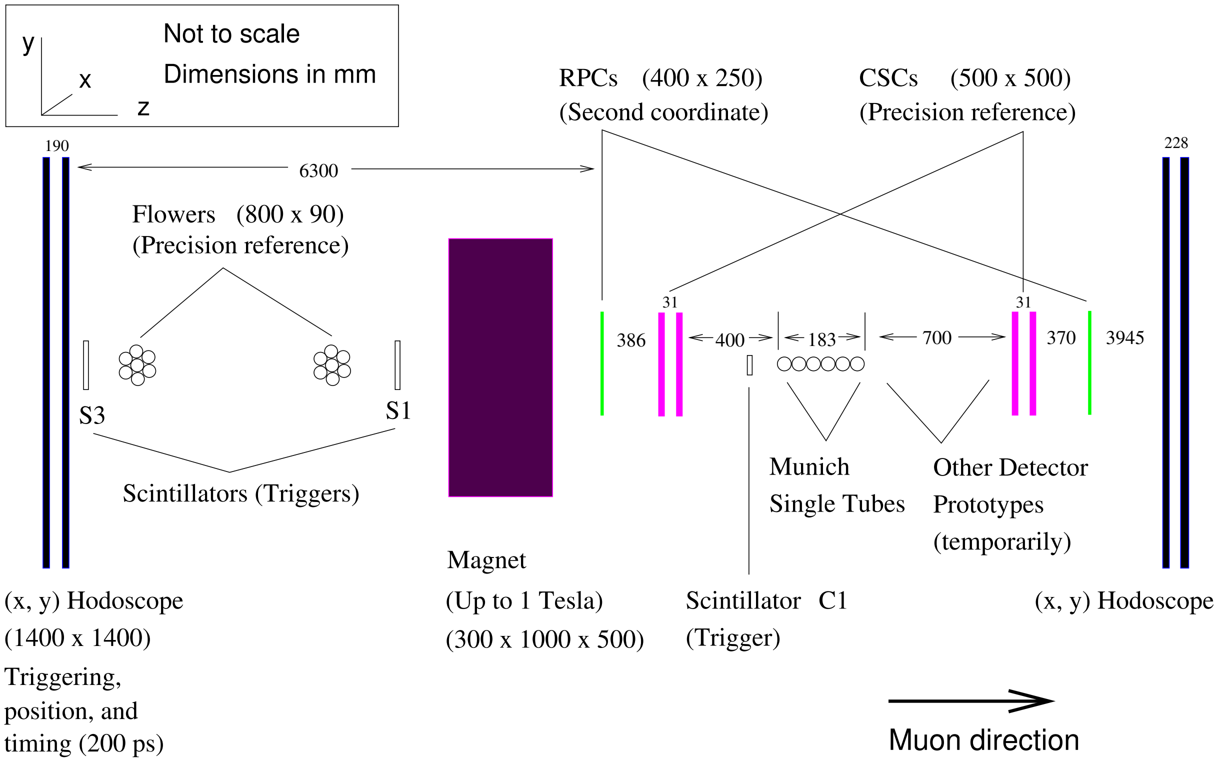


Abbildung 3.1: Der M2 Muon Testbeam Setup

Die für unsere Studien verwendeten Driftrohre sind in Abb. 3.1 als „Munich Single Tubes“ (MST) bezeichnet. Als Trigger dienten der Scintillator C1, der die MST genau abdeckt, und die vier Ebenen des aus horizontalen und vertikalen Szintillatorstreifen aufgebauten Hodoskops, das auf einer Fläche von 1.40 m $\times$ 1.40 m sensitiv ist. Letzteres kann auch als grobes Positionsreferenzsystem mit einer Auflösung von 2 cm pro Ebene verwendet werden. Die CSC's (Kathodenstreifenkammern) sind Präzisionsreferenzdetektoren für die y-Koordinate (Auflösung: 45 - 65 μm pro Ebene), während die RPC's (Resistive Plate Chambers) die weniger wichtige x-Koordinate („Second Coordinate“) auf 5 mm genau messen. Alle anderen Detektoren sowie der Magnet waren für unsere Arbeit ohne Bedeutung.

3.2 Die Münchner Einzelrohr-Testapparatur

3.2.1 Die Driftrohre und ihre mechanische Halterung

Der Münchner Teststand (Abb. 3.2) ist für 6 Rohre der Länge 1 m ausgelegt. Dank eines Gelenks unter der Trageplatte kann die Anordnung in senkrechte Lage gedreht werden, was zukünftige Messungen mit kosmischen Myonen ermöglicht.

An beiden Enden des Rohrtisches sind Gasverteiler angebracht, die alle Rohre parallel mit Detektorgas versorgen.

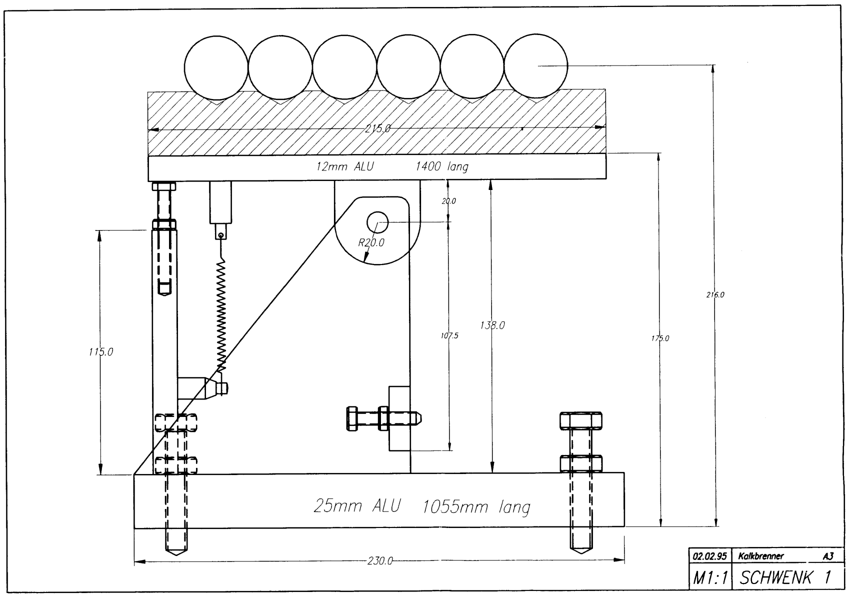


Abbildung 3.2: Die schwenkbare Rohrhalterungsmechanik

Unsere Driftrohre bestehen aus einer Al-Mn-Legierung und haben eine Wandstärke von 0.4 mm. Tabelle 3.1 gibt die wichtigsten Daten über die Rohre und ihre Anodendrähte.

Das Rohr mit dem 100 μm Draht war von Anfang an defekt. Da uns trotz reger Bemühungen kein Ersatzrohr geliefert wurde, konnten für diesen Drahtdurchmesser keine Daten genommen werden.

Drahtdurchmesser [μm]	Material	Drahtspannung	Baujahr	Bemerkungen
30	W Rh	120 g	1994	
40	Cu Be	100 g	1994	
50	Cu Be	?	1995	10 cm länger, Röntgenfenster
50	?	?	1995	ab August, keine Parameterangaben vom Hersteller
70	Cu Be	300 g	1994	
100	Cu Be	?	1994	gerissener Draht, kein Ersatz
160	Cu Be	1250 g	1995	

Tabelle 3.1: Spezifikationen der Münchner Einzelrohre

Abbildung 3.3 zeigt einen vereinfachten Schnitt durch ein Rohrende mit dem End-Plug (Rohrverschlußstöpsel mit Drahthalterung) und der aufgesteckten Front-End-Elektronik-Platine, deren Bestückung nicht dargestellt ist (siehe Kapitel 3.2.2).

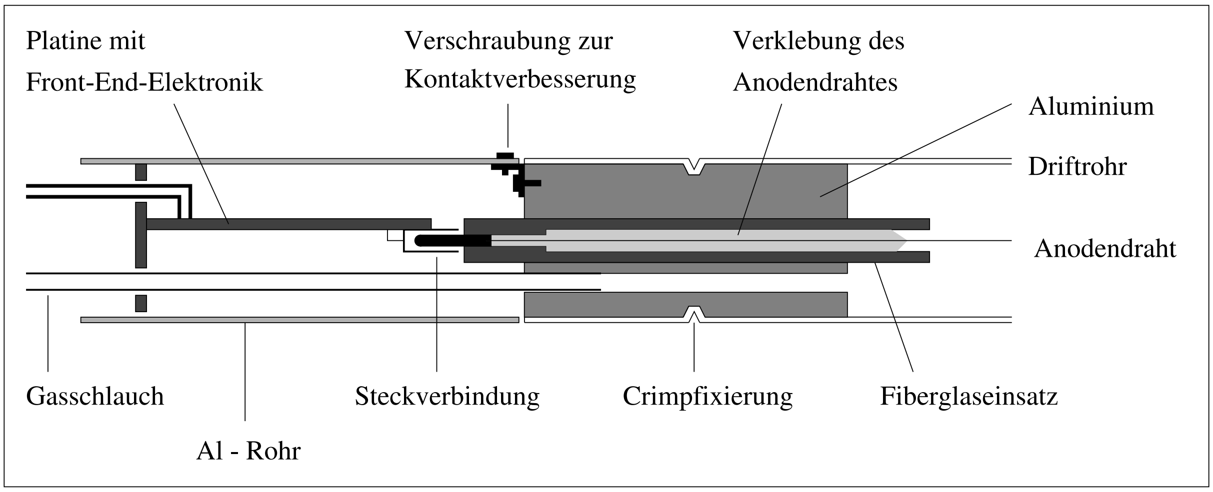


Abbildung 3.3: Vereinfachte Darstellung der Endplugs und Befestigung der Front-End-Elektronik

Die Verschraubung des aufgesetzten Aluminiumrohres mit dem Endplug gewährleistet einen besseren Kontakt der Rohrkathode mit der Masse der Front-End-Elektronik. Sie wurde aufgrund ernster Noiseprobleme nachträglich angebracht. Die ursprüngliche Verbindung mit selbstklebendem Kupferband hatte sich wegen der schnellen Oberflächenoxidation der Aluminiumrohre als unzureichend erwiesen.

Von fundamentaler Bedeutung ist es, die Fiberglassockel in der Nähe der Hochspannung führenden Steckverbindungen sauber zu halten, da sonst die Gefahr von Funkenentladungen besteht. Insbesondere ist von der Verwendung des üblichen Gasleckdetektionsschaums in dieser Region Abstand zu nehmen.

3.2.2 Die Front-End-Elektronik

Die Elektronikplatinen an den Rohrenden haben unterschiedliche Aufgaben:

Auf der sogenannten HV-Seite (Abb. 3.4) befinden sich die Hochspannungsversorgung und ein Testpulseingang für die Ladungskalibration der Ausleseelektronik (Kapitel 4), während auf der „Preamp-Seite“ die Signale ausgelesen und durch den AC-gekoppelten Stromvorverstärker „L3“ geschickt werden (Abb. 3.5).

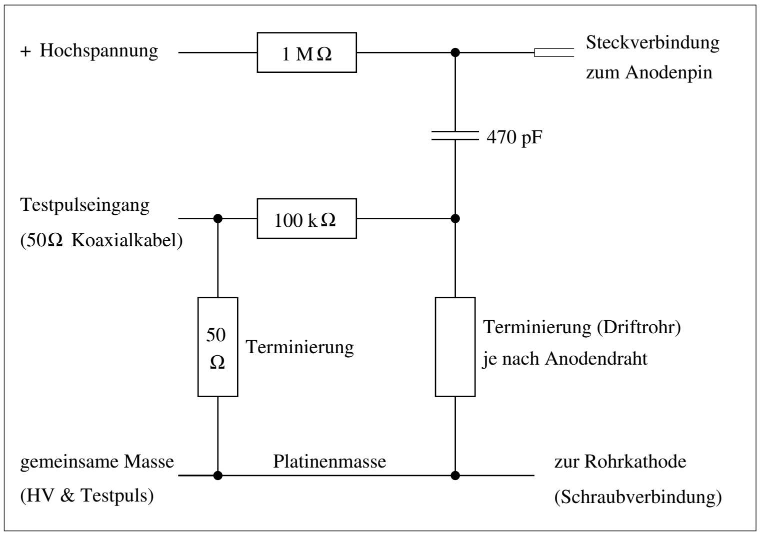


Abbildung 3.4: Schaltbild der HV-Seite der Front-End-Elektronik

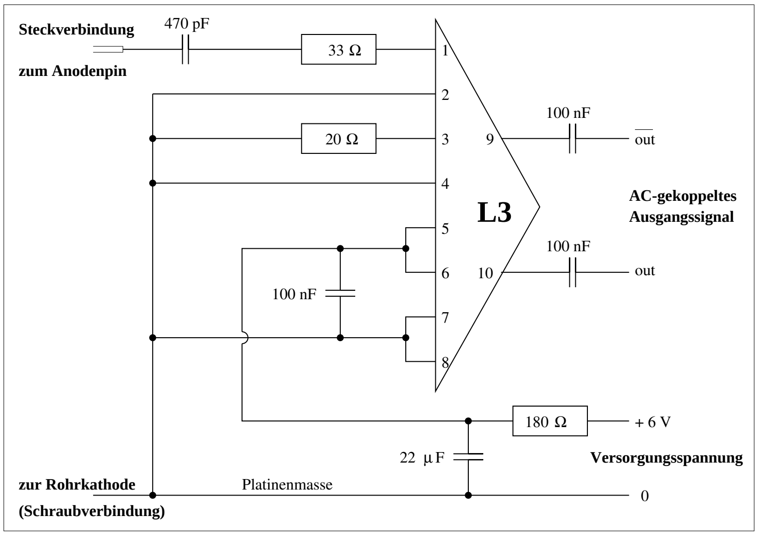


Abbildung 3.5: Schaltbild der Preamp-Seite der Front-End-Elektronik

Dieser Vorverstärker hat – wie der Name andeutet – seinen Ursprung im LEP-Experiment L3. Er wird dort in den Vieldraht-Driftkammern des Myonendetektors eingesetzt.

Bei +5 V Versorgungsspannung beträgt die Verstärkung 24 mV/μA. Dieser Wert ändert sich bei Variation der Spannung zwischen 3 V und 10 V nur um maximal 10 %, so daß eine stabile Verstärkung auch bei geringfügigen Schwankungen der Betriebsspannung gewährleistet ist.

Die kurze Anstiegszeit des Ausgangssignals von nur 4 ns (als Antwort auf ein Stufensignal im Eingang) macht den „L3“ sehr attraktiv für die Verstärkung kurzer Signalkomponenten wie z.B. der führenden Kante eines Myonenpulses. Dies ist wichtig für die Bestimmung von Elektronendriftzeiten, die die präzise Messung des Ankunftszeitpunkts der Lawine voraussetzt. Lange Signalkomponenten (z.B. der Ionen-Schwanz eines Myonenpulses) jedoch werden aufgrund der differenzierenden Wirkung des „L3“ nicht linear wiedergegeben. In Kapitel 4 werden wir sehen, daß diese Eigenschaft die Verwendung für Ladungsmessungen problematisch macht.

Näheres zu Aufbau und Spezifikationen des L3-Vorverstärker-Hybrids kann seinem Datenblatt [REW 86] entnommen werden.

Die Hochspannungsversorgung des Anodendrahtes erfolgt über einen hochohmigen Widerstand (in unserem Falle 1 MΩ), der bei ungewollt hohen Strömen im Driftrohr (z.B. bei Funkenüberschlägen aufgrund zu hoher Betriebsspannung) für einen starken Spannungsabfall sorgt und so eine Dauerentladung verhindert.

Über einen Kondensator von 470 pF Kapazität ist ein Terminierungswiderstand angekoppelt, dessen Wert der Wellenimpedanz Z_0 des Driftrohrs entspricht und daher vom Anodendrahtdurchmesser abhängt (Tabelle 3.2):

Für hohe Frequenzen ω ist Z_0 asymptotisch durch

$$Z_0(\omega) \to \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3.1}$$

gegeben [LEO 94], wobei L und C Induktivität und Kapazität des Rohres pro Einheitslänge sind:

$$L = \frac{\mu}{2\,\pi} \ln \frac{b}{a} \tag{3.2}$$

$$C = \frac{2\,\pi\,\varepsilon}{\ln \frac{b}{a}} \tag{3.3}$$

Für gasförmige Medien ist die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ und die Permeabilität $\mu = \mu_0$.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	L[μH/m]	C [pF/m]	Z_0 [Ω]
30	1.38	8.09	413
40	1.32	8.44	395
50	1.27	8.73	382
70	1.21	9.22	362
100	1.14	9.80	340
160	1.04	10.68	312

Tabelle 3.2: Induktivität L, Kapazität C und Wellenimpedanz Z_0 für verschiedene Drahtdurchmesser (innerer Rohrradius b = 1.46 cm)

Aufgrund der Kopplungskapazität ist die Terminierung des Driftrohrs strenggenommen nur für hohe Frequenzen korrekt. Die Folge sind frequenzdispersive Signalreflexionen [DEI 96].

Über den Testpulseingang kann ein Testsignal eingespeist werden, das von einem Signalgenerator erzeugt wird. Da die Signalamplituden aus dem verwendeten Generator (0.4 V - 5 V) den L3-Vorverstärker am anderen Rohrende sättigen würden, ist ein Spannungsteilerwiderstand von 100 kΩ erforderlich. Aufgabe des Testpulses ist die Simulation eines Ionisationssignals mit bekannter Ladung, wodurch die Ausleseelektronik kalibriert werden kann (Kapitel 4).

Auch die Elektronik am Preamp-Ende ist durch einen Kondensator an die Anode gekoppelt und so vor der Hochspannung geschützt. Der dem Vorverstärkereingang vorgeschaltete Widerstand von 33 Ω aktiviert einen L3-internen Schutz vor Spannungsspitzen [REW 86].

Im Gegensatz zur HV-Seite ist die Preamp-Seite nicht gemäß der Rohrimpedanz abgeschlossen. Die Terminierungsimpedanz beträgt hier nur

$$33\Omega + 22\Omega \text{ (L3-Eingangsimpedanz) } = 55\Omega < Z_0 \, .$$

Dies führt zu einem negativen Reflexionskoeffizienten ρ, womit der Transmissionskoeffizient

$$\tau = 1 - \rho > 1$$

ist [LEO 94]. Man erreicht so eine höhere Signalausbeute als bei richtigem Abschluß.

Bei der Konzeption der Elektronik war besonders zu beachten, daß unsere hochfrequenten Signale (Strukturen bis zu 1 GHz) sehr anfällig für Pickup-Noise (Störsignale im gleichen Frequenzbereich) aus der Atmosphäre sind. Ein CERN-typisches Beispiel ist das Beeper-System, dessen starke Signale sich nur schwer aus den Kabeln verbannen lassen. Diesem Problem wurde durch folgende Maßnahmen Rechnung getragen:

- Der L3-Vorverstärker hat ein differentielles Ausgangssignal. Bei der Subtraktion out - $\overline{\text{out}}$ = 2 $\cdot$ out hebt sich der beiden Kanälen kohärent überlagerte Noise heraus.
- Die Versorgungsspannung des Verstärkers wird zweimal integrativ gefiltert (vgl. Abb. 3.5).
- Alle Netzgeräte tragen HF-Filter.
- Versorgungsspannung und Ausgangssignal werden in abgeschirmten Twisted-Pair-Kabeln geführt. Desgleichen sind beide Elektronikplatinen durch Aluminiumrohre abgeschirmt (vgl. Abb. 3.3).
- Es wurde Wert auf eine gute Definition des allen Apparaturkomponenten gemeinsamen Erdpotentials (Masse) gelegt. Dabei galt es, Ground-Loops zu vermeiden, die als Antennen für magnetische Wechselfelder wirken würden.

3.2.3 Die Signalverarbeitung

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie die am Rohrende ausgelesenen und verstärkten Signale weiterverarbeitet werden. In Abb. 3.6 ist der Elektronikaufbau in seiner Gesamtheit dargestellt.

Den Signalen sollen zwei Arten von Informationen entlockt werden:

- Zur Bestimmung des Gas Gains ist die Kenntnis der im Puls enthaltenen Ladung erforderlich (vgl. Gleichung 2.1).
- Um die Elektronendriftzeit zu messen, muß man die Zeitdifferenz zwischen einem externen Triggersignal, das den Zeitpunkt der Primärionisation angibt, und der Startzeit des Ionenpulses aus dem Driftrohr bestimmen. Die Elektronik liefert diese Zeitdifferenz bis auf eine Zeitkonstante, die durch die Laufzeiten von Trigger- und Driftrohrsignalen in den Kabeln und Elektronikmodulen bestimmt ist. Man kann diese Konstante später eliminieren.

Unsere Lösung ist folgende:

Zunächst wird in einem aktiven Splitter vom „out"-Pol des differentiellen Signals eine „Kopie" angefertigt, die dann nach einer variablen zeitlichen Verzögerung (Delay) durch einen passiven Splitter auf zwei ADC's aufgeteilt wird. Diese **A**nalog to **D**igital **C**onverter integrieren während der Präsenz eines logischen „Gate"-Signals die Pulshöhe auf und teilen das Ergebnis einem von 2048 äquidistanten Kanälen zu. Die Kanalnummer wird dann in digitaler Form über CAMAC-Datenleitungen dem DAQ- (**D**ata **A**c**Q**uisition-) Computer übermittelt, der schließlich die Datenspeicherung auf Magnetband steuert [HES 95].

Unsere ADC's arbeiten mit Gate-Signalen gleicher Startzeit, aber unterschiedlicher Länge (am Gate-Generator einstellbar), was zwei gleichzeitige Ladungsmessungen mit verschiedenen Integrationszeiten ermöglicht. Hintergedanke war, Gate A ungefähr der maximalen Elektronendriftzeit gleichzusetzen und Gate B mindestens doppelt so lang zu wählen. Durch Vergleich der beiden Messungen hätte man dann feststellen können, ob Afterpulsing auftritt. Dieser Plan hat sich aus einem noch zu erläuternden Grund (siehe Kapitel 4.2) zerschlagen, so daß ein Gate schließlich für unsere Messungen ausreichend war.

Der Gate-Generator bezieht sein Startsignal von einer Triggerkoinzidenz („Event"). Es wird gefordert, daß ein Teilchen alle vier Hodoskopebenen und den schmalen Szintillator C1, der nur unsere Einzelrohre abdeckt, passiert hat. Ferner müssen zwei logische DAQ-Signale präsent sein, die mitteilen, daß das Datennahmeprogramm läuft (RIP = Run In Progress) und für ein neues Ereignis bereit ist ($\overline{\text{busy}}$).

Während einer Ladungskalibration (Kapitel 4) sind Hodoskop und C1 im Koinzidenzmodul durch den diskriminierten Testpuls vom Generator ersetzt.

Eine dritte Art des Eventtriggers (im Bild nicht dargestellt) wird angewandt, wenn Röntgenphotonen aus als ionisierende Teilchen dienen (Kapitel 6.1). Für solche Messungen wird eine Photonenquelle (z.B. ^{55}Fe) auf das zu untersuchende Driftrohr gelegt. Um ein externes Triggersignal für die Eventkoinzidenz zu erhalten, müßte man einen Detektor zwischen Quelle und Rohr legen, der die Photonen registriert, aber nicht absorbiert. Da ein solcher Detektor nicht existiert, triggert man auf das Driftrohrsignal selbst („Self Trigger"), indem man den Ausgangspuls des L3-Diskriminators in die Eventkoinzidenz führt. Der TDC wird bei solchen Messungen,

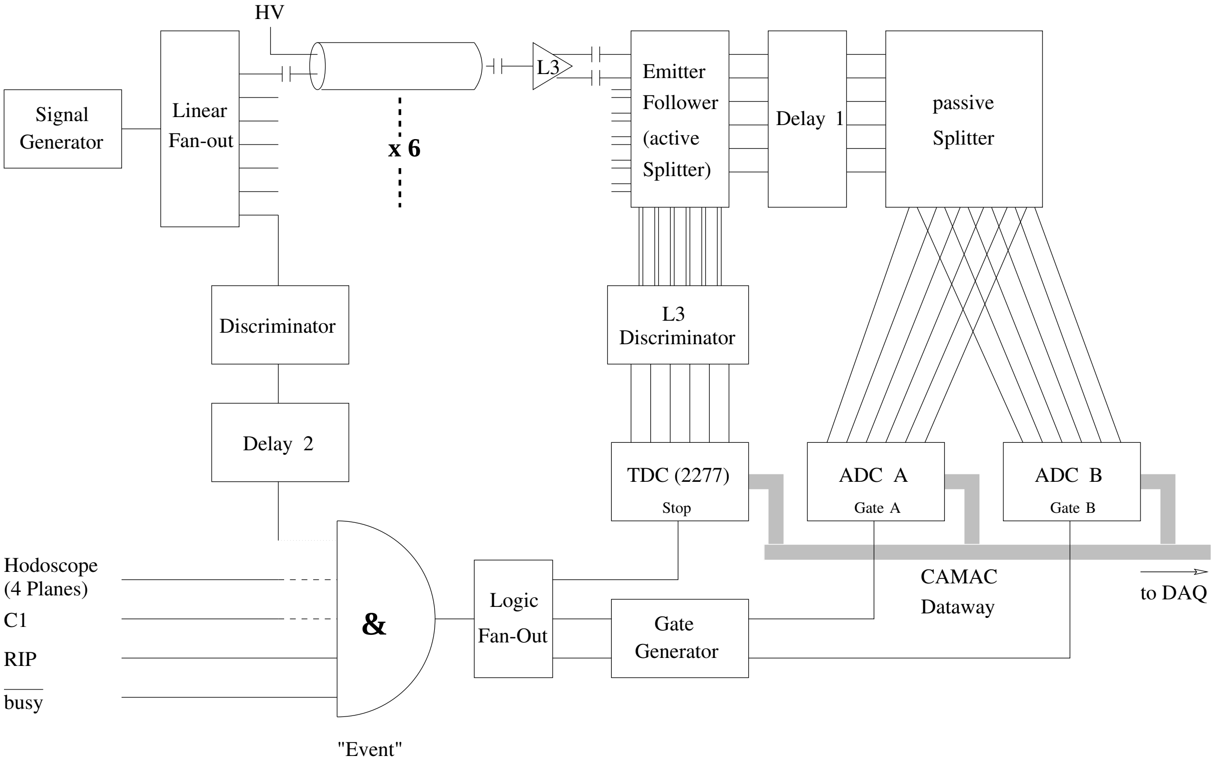


Abbildung 3.6: Gesamtschaltbild der Signalverarbeitungselektronik

die ohnehin nur zur die Bestimmung der Gasverstärkung dienen, also keine Zeitinformationen erfordern, nicht verwendet.

Nun bleibt noch das differentielle Signal weiterzuverfolgen, das unverändert den Emitter-Follower verläßt:

Der L3-Diskriminator gibt eine logische 1 aus, sobald out - $\overline{\text{out}}$ größer als eine einstellbare Schwellenspannung (Threshold) ist. Der Rückgang auf eine 0 erfolgt analog, sobald der Threshold unterschritten wird.

Die nächste Stufe ist ein LeCroy 2277 **T**ime to **D**igital **C**onverter, der im Common-Stop-Modus betrieben wird. Sowohl positive als auch negative Flanken des Diskriminator-Outputs starten im TDC je eine Zeitmessung. Das gemeinsame Stop-Signal kommt aus der Event-Koinzidenz. Aufgrund aufwendigerer Signalverarbeitung ist das Eventsignal so stark verzögert, daß es erst nach dem Driftrohrsignal am TDC eintrifft (daher die Wahl des Common-Stop-Modus). Die vom TDC an die DAQ gegebene Information ist die Zeitdifferenz $t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$. Wie damit Elektronendriftzeiten gemessen werden, folgt in Kapitel 5.

Kapitel 4

Ladungskalibration von Ausleseelektronik und ADC

Es wurde bereits ausgeführt, daß ein ladungssensitiver ADC während der Gate-Zeit sein Eingangssignal aufintegriert und das Ergebnis in Form einer Kanalnummer an die DAQ weitergibt. Da unser Interesse aber der Ladung des Rohpulses vor dem Vorverstärker gilt, muß vor den Myonenmessungen die Relation zwischen einer auf dem Anodendraht deponierten Ladung und dem zugehörigen ADC-Kanal ermittelt werden. Zu diesem Zwecke bringen wir mittels einer Spannungsstufe kapazitiv eine bekannte Ladung auf den Draht und messen die ADC-Antwort. Auf diese Weise wird nicht nur der ADC kalibriert, sondern die ganze Kette vom Vorverstärker über die Splitter bis zum ADC.

Abb. 4.1 zeigt noch einmal schematisch die für die Ladungskalibration relevanten Elemente des Schaltkreises (vgl. mit Abb. 3.4 und 3.5). Der nun als R_2 bezeichnete Widerstand setzt sich aus der L3-Eingangsimpedanz (22 Ω) und dem vorgeschalteten Schutzwiderstand von 33 Ω zu 55 Ω zusammen. Da während der Kalibration die Hochspannung abgeschaltet ist, wurde im Bild auf den HV-Anschluß verzichtet.

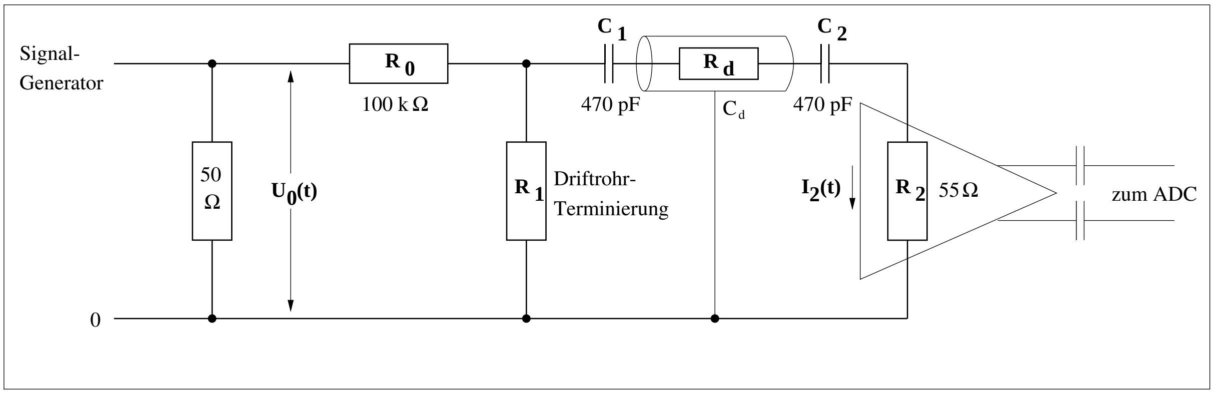


Abbildung 4.1: Stromkreis für die Ladungskalibration

4.1 Berechnung der Ladung eines Testpulses

Im folgenden wollen wir als Funktion eines Eingangspulses $U_0(t)$ den Strom $I_2(t)$ berechnen, den der Vorverstärker „sieht“. Durch Integration wird sich daraus die Ladung $Q_2(t)$ ergeben, die innerhalb einer Zeit t angesammelt wird. In unserer Rechnung werden wir die durch Gl. (3.3) gegebene Rohrkapazität C_d (siehe Tabelle 4.1) vernachlässigen, da sie wesentlich kleiner als die Kopplungskapazitäten $C_1 = C_2 = 470$ pF ist. Der Widerstand R_d des 1 m langen Anodendrahtes hängt von Durchmesser und Material ab. Tabelle 4.1 gibt unsere Meßwerte für R_d.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	Material	Drahtwiderstand R_d [Ω]	Rohrkapazität C_d [pF]
30	W Rh	85.2	8.09
40	Cu Be	105.0	8.44
50	Cu Be (?)	58.1	8.73
70	Cu Be	29.2	9.22
160	Cu Be	6.7	10.68

Tabelle 4.1: Drahtwiderstände und Rohrkapazitäten

Durch Anwendung der Kirchhoff'schen Regeln auf obigen Stromkreis erhalten wir sofort die Differentialgleichung

$$R\,\dot{I}_2(t) + \frac{1}{C}\,I_2 = \frac{R_1}{R_0 + R_1}\,\dot{U}_0 \tag{4.1}$$

mit den Abkürzungen

$$R = R_2 + R_d + \frac{R_0 \cdot R_1}{R_0 + R_1}$$

und

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\,.$$

Die allgemeine Lösung mit der Randbedingung $I_2(-\infty) = 0$ lautet:

$$I_2(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}\,\frac{R_1}{R(R_0 + R_1)}\int_{-\infty}^{t}\dot{U}_0(t')\,e^{\frac{t'}{\tau}}\,dt' \tag{4.2}$$

Hier haben wir eine Zeitkonstante

$$\tau = RC$$

eingeführt. Sei nun $U_0(t)$ eine Stufe mit der Höhe $\hat{U}_0$ und einem linearen Anstieg der Dauer t_r (Abb. 4.2a):

$$U_0(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t \leq 0 \\ \hat{U}_0 \cdot \frac{t}{t_r} & \text{für } 0 \leq t \leq t_r \\ \hat{U}_0 & \text{für } t_r \leq t \end{cases} \tag{4.3}$$

Der Ausgangsstrom ist dann (Abb. 4.2b):

$$I_2(t) = \begin{cases} \hat{U}_0\,C\,\frac{R_1}{R_0+R_1}\,\frac{1-e^{-\frac{t}{\tau}}}{t_r} & \text{für } 0 \leq t \leq t_r \\ \\ \hat{U}_0\,C\,\frac{R_1}{R_0+R_1}\,\frac{(e^{\frac{t_r}{\tau}}-1)\,e^{-\frac{t}{\tau}}}{t_r} & \text{für } t_r \leq t. \end{cases} \tag{4.4}$$

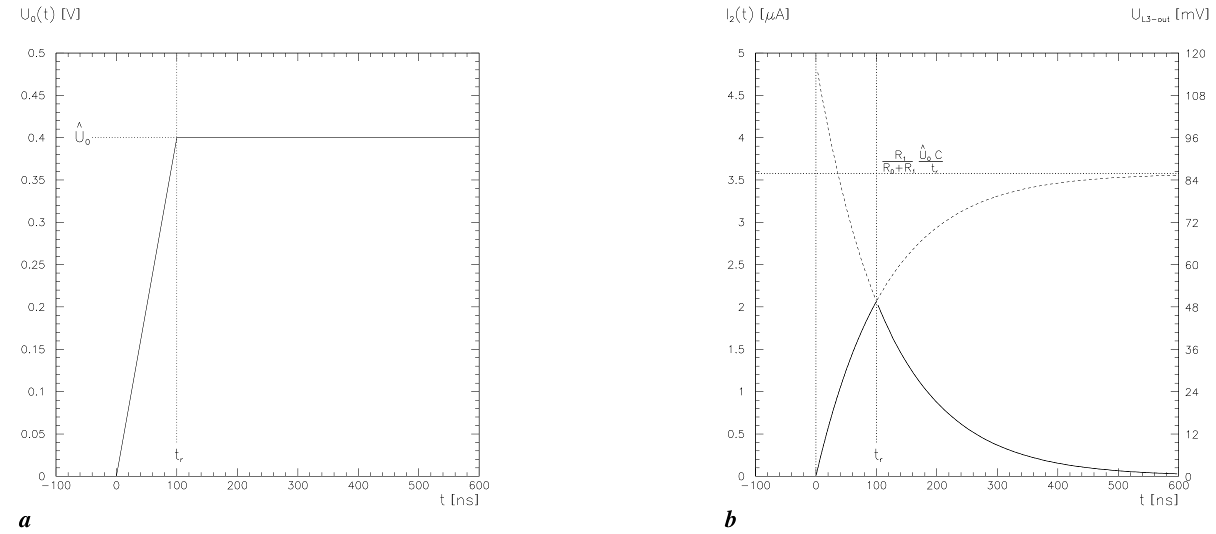


Abbildung 4.2: a: Spannungsstufe am Testeingang, b: Strom am L3-Eingang (linke Achse) und L3-Output (rechte Achse) gemäß theoretischer Berechnung

Durch Integration von (4.4) erhalten wir die Ladung, die sich nach einer Zeit t angesammelt hat (nur der Fall $t > t_r$ ist interessant):

$$Q_2(t) = C\,\hat{U}_0\,\frac{R_1}{R_0+R_1}\left[1 - \frac{\tau}{t_r}\,\left(e^{\frac{t_r}{\tau}} - 1\right)\,e^{-\frac{t}{\tau}}\right] \tag{4.5}$$

Für Grenzfall $t \to \infty$ liefert (4.5)

$$\lim_{t\to\infty} Q_2(t) = C\,\hat{U}_0\,\frac{R_1}{R_0+R_1} \tag{4.6}$$

Dieses asymptotische Verhalten ist folgendermaßen zu interpretieren:

Zur Zeit $t = \infty$ ist der Strom I_2 auf Null zurückgegangen, womit an der Kapazität C (Reihenschaltung von C_1 und C_2) genau die Spannung $U_c = \hat{U}_0\frac{R_1}{R_0+R_1}$ (Spannungsteilerschaltung) anliegt. Die Ladung auf C ist dann $C \cdot U_c = C\hat{U}_0\frac{R_1}{R_0+R_1}$.

4.2 Test des Kalibrationskreises, Vorverstärkerproblem

In der Praxis wird die oben beschriebene Spannungsstufe am Testeingang durch eine Rechteckspannung realisiert, deren Flanken einen so großen zeitlichen Abstand voneinander haben, daß das Ausgangssignal zwischen den Pulsen genügend Relaxationszeit hat. Für ein typisches τ von 100 ns ist ein Pulsabstand von ca. 1 μs durchaus hinreichend. Da der Rechteckpuls sowohl positive als auch negative Stufen enthält, zeigt das Ausgangssignal Pulse beider Polaritäten, von denen uns aber nur die negative interessiert (echte Driftrohrpulse sind ebenfalls negativ).

Als Stufenanstiegszeit t_r hatten wir zunächst 2 ns gewählt, also die kürzeste, die der Generator zu produzieren vermag. Dabei ergab sich folgendes Problem: Für die hohen Frequenzen eines 2 ns - Sprungs bekommen hochohmige Widerstände eine parasitäre Parallelkapazität.

Die Stufen unserer Rechteckspannung schlugen daher durch R_0 hindurch und erzeugten hohe schmale Parasitärpeaks im Ausgangssignal. Das Problem ließ sich erst durch die Wahl von $t_r \geq 80ns$ eliminieren.

Abb. 4.3 zeigt das vorverstärkte Signal für $\hat{U}_0 = 0.4$ V, $t_r = 100$ ns, $R_1 = 382\ \Omega$ (50 μm Draht). Der L3-Verstärkungsfaktor beträgt 24 mV/μA. Die oberen Kurven sind Beispiele für Einzelpulse, die unteren entstanden durch Mittelung über 1000 Oszilloskopdurchgänge. Den Pulsen ist ein Rauschen mit ca. 3 mV Amplitude überlagert. Aufgrund seiner hohen Frequenz wird es sich im ADC herausintegrieren. Es wird unsere Ladungsmessungen also nicht beeinträchtigen. Wir werden jedoch sehen, daß solche Oszillationen immer dann schädlich sind, wenn der Zeitpunkt einer Threshold-Überschreitung zu messen ist.

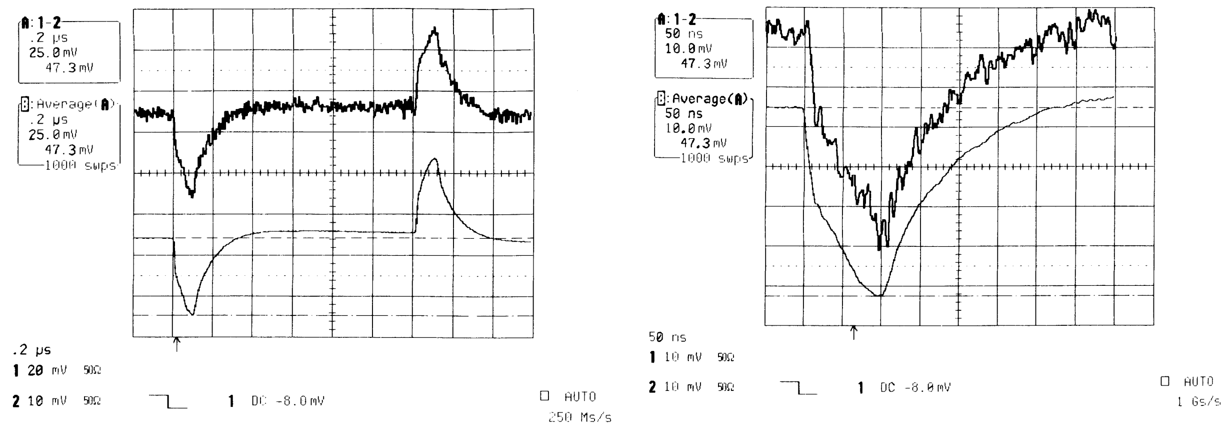


Abbildung 4.3: Oszilloskopausdrucke von Testpulsen nach dem Vorverstärker

Bei Betrachtung des Pulsendes wird deutlich, daß unser Aufbau eine unerwartete, gravierende Schwäche aufweist: Der Strom kehrt nicht asymptotisch zur Nullinie zurück, sondern schießt über sie hinaus. Dieser sogenannte „Undershoot“ geht auf die differenzierende Wirkung des AC-gekoppelten L3-Vorverstärkers zurück, der zwar schnelle (hochfrequente) Strukturen linear wiedergibt, nicht jedoch langsame.

Bereits während der langen Pulsanstiegszeit baut sich im L3-Output ein Amplitudendefizit gegenüber dem Input auf, da die niedrigfrequenten Fourierkomponenten zu schwach wiedergegeben werden. Das Pulsmaximum gerät so zu niedrig (vgl. Abb. 4.2 und 4.3: theoretischer Wert: 50 mV, gemessen: 47.3 mV). Der schnelle Teil des folgenden Abfalls wird hingegen wieder richtig verstärkt. Die exponentiell abfallende Flanke scheint daher gegen eine verschobene Nullinie zu streben.

Hier wird deutlich, daß der L3-Verstärker für Ladungsmessungen eigentlich ungeeignet ist. Der Tail eines Ionenpulses ist insgesamt etwa 4 ms lang, und um einigermaßen zuverlässige Aussagen über die enthaltene Ladung zu erhalten, sollte man im ADC mindestens über 10 μs integrieren (nach dieser Zeit hätte man mit einem 50 μm Draht und 3 kV Anodenspannung 52 % der Gesamtladung gesammelt). Dies ist mit unserem Vorverstärker jedoch nicht möglich, da der lange Undershoot die Pulsladung kompensieren würde. Wir werden also nur mit kurzen

Integrationszeiten (ADC-Gates) arbeiten können (bis zum Überschreiten der Nullinie). Die Rekonstruktion der fehlenden Ladung wird theoretischer Extrapolation bedürfen (Kapitel 6). Unser ursprünglicher Plan, zusätzlich zum kurzen Gate am ADC A ein langes (ca. 10 μs) am ADC B zu verwenden, ist hinfällig geworden, denn die Integration des Undershoots ist wenig hilfreich.

Der Anreiz des L3-Vorverstärkers liegt in seiner kurzen Anstiegszeit von maximal 4 ns, was für die Verstärkung schneller Strukturen sehr günstig ist, insbesondere also für die Zeitmessung der führenden Kante eines Myonensignals, die nur wenige Nanosekunden lang ist.

Für Ladungsmessungen sollte man sich in Zukunft anstelle eines differenzierenden einen integrierenden Verstärker suchen, der dann natürlich für die Wiedergabe schneller Signalkomponenten weniger geeignet sein wird.

4.3 Durchführung der Ladungskalibration

Vor Beginn der Kalibration ist das Timing der Elektronik einzustellen. Der Leser betrachte dazu Abb. 3.6.

Zunächst werden Delay 1 und Gate-Länge so justiert, daß die Ionisationssignale am ADC innerhalb des szintillatorgetriggerten Gates liegen. Entsprechend den Erkenntnissen des vorigen Abschnitts sollte das Gate nicht über den Beginn des Undershoots hinausgehen. Da wir aber Experimente sowohl mit Myonen als auch mit Photonen durchführen wollen, deren typische Signallängen verschieden sind und ferner vom jeweiligen Gas abhängen, muß die Gate-Länge vor jeder Messung überprüft und gegebenenfalls geändert werden, was dann eine neue Kalibration nach sich zieht. Hier sei angemerkt, daß im Falle von Myonensignalen, die ja aus vielen einzelnen Spikes (Ladungsclustern) bestehen, Undershoot im Gate nicht völlig zu vermeiden ist. Um auch die letzte eintreffende Lawine noch im Gate zu erfassen, muß das Gate mindestens so lange wie die maximale Driftzeit sein (die Driftzeit eines Elektrons, das an der Rohrkathode entstanden ist). Da für alle 6 Rohre das gleiche Gate verwendet wird, muß sich dessen Länge nach dem Rohr mit der längsten maximalen Driftzeit richten. Zur Startzeit der letzten Clustersignale sind aber die ersten bereits abgeklungen und im Undershoot.

Für Photonen gilt dies nicht, da deren Ionisation punktförmig ist, ihr Signal also aus nur einem Peak besteht, den man gut eintimen kann.

Nach der Einstellung von Gate 1 werden in der Event-Koinzidenz die Teilchentrigger (Szintillatoren bzw. Selbsttrigger bei Messungen mit Röntgenpräparaten) durch den Signalgenerator ersetzt, dessen Signal dann mit Delay 2 so verzögert wird, daß der Testpuls im Gate liegt.

Als letzter noch freier Parameter bleibt die Anstiegszeit t_r der Spannungsstufe $U_0(t)$. Sie ist so zu wählen, daß am ADC ein möglichst großer Teil des Undershoots außerhalb, der Puls selbst jedoch innerhalb des Gates liegt (vgl. Abb. 4.4 für den Fall des bei Myonenmessungen häufig verwendeten 600 ns Gates).

Der Sicherheitsabstand $\Delta t_s \approx 50$ ns zwischen Gate-Beginn und Testpulsanstieg gewährleistet, daß letzterer auch dann im Gate liegt, wenn sich der Gate-Beginn aufgrund von Noise verschiebt (Jitter): Der Gate-Generator bezieht sein Startsignal vom Testpulsdiskriminator, der bei Erreichen einer bestimmten Signalhöhe „feuert". Wenn aber dem Testpuls Oszillationen (z.B. Pickup) überlagert sind, wird der Zeitpunkt, an dem der Puls die Diskriminatorschwelle überschreitet, unsicher.

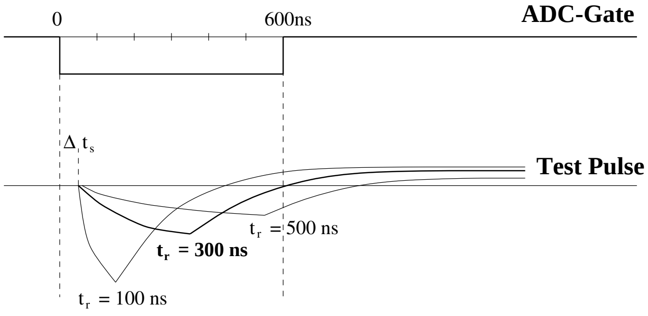


Abbildung 4.4: Wahl einer geeigneten Testpulsanstiegszeit: für eine Gate-Länge von 600 ns liegt das Optimum bei 300 ns

Nach all diesen Vorbereitungen kann schließlich in Abhängigkeit von der Eingangsamplitude $\hat{U}_0$ das ADC-Ladungsspektrum des Ausgangssignals genommen werden. Abb. 4.5a zeigt exemplarisch die ADC-Peaks für eine unserer Kalibrationen. Die endliche Breite der Maxima ist auf niederfrequenten Noise zurückzuführen, der die Nullinie des Testpulses schwanken läßt und so zu einer Unsicherheit im Integral führt. Der Mittelwert jedes Peaks läßt sich durch Gaußfits errechnen. Die Standardabweichungen der Gaußkurven betragen nur etwa 1 ADC-Kanal. Das Pedestal enthält Ereignisse ohne Ladung, die aufgrund eines ADC-Offsets nicht in Kanal 0, sondern ungefähr bei Kanal 50 eingetragen werden. Sie entstehen durch versehentliche Event-Trigger-Signale, die dem ADC ein Gate geben, ohne daß vom Driftrohr ein Puls kommt. Berechnet man nun zu jedem $\hat{U}_0$ nach Formel (4.5) die Ladung $Q_2(t_{\text{Gate}} - \Delta t_s)$, so erhält man den gewünschten Kalibrationsgraphen. Abb. 4.5b zeigt ein typisches Beispiel.

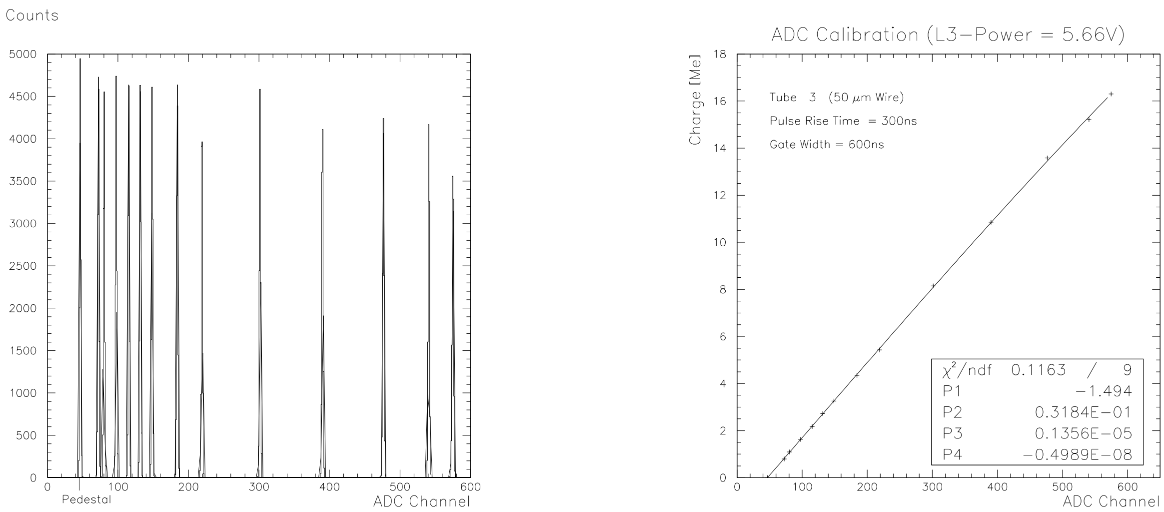


Abbildung 4.5: links: ADC-Spektrum einer Ladungskalibration; rechts: Kalibrationskurve

Kapitel 5

Auswertung der TDC-Spektren

Dieses Kapitel ist den Spektren des Time to Digital Converters gewidmet. Sie geben die statistische Verteilung der Elektronendriftzeiten bei gleichmäßiger Beleuchtung der Rohre durch den Myonenhalo wieder. Wir haben diese Spektren für jedes unserer vier untersuchten Detektorgase jeweils in einem Spannungsbereich von mindestens 1000 V Breite gemessen. Ihre Auswertung gibt Informationen über die Linearität des betreffenden Gases (qualitativ), seine maximalen Driftzeiten und seine eventuelle Neigung zum Afterpulsing (Nachpulsen).

Der Vergleich der beiden erstgenannten Ergebnisse mit Vorhersagen des Simulationsprogramms Garfield ermöglicht eine Abschätzung der Zuverlässigkeit solcher Driftkammersimulationen, was für uns von erheblicher Bedeutung ist, da Garfield-Berechnungen der r-t-Relation in unsere Gas-Gain-Studien eingehen (Kapitel 6). Größere Differenzen zwischen gemessen und simulierten Driftzeiten weisen sofort darauf hin, daß bei den Messungen mit dem betreffenden Gas irgendein besonderes Problem aufgetreten ist, oder daß die Simulation dieses Gases Schwierigkeiten bereitet. Man ist dann gewarnt und wird alle weiteren Analysen mit besonderer Vorsicht durchführen. Wir werden darauf noch öfter im Zusammenhang mit dem sogenannten Seattle-Gas ($Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$) zurückkommen.

Zusammen mit den Daten unseres CSC/RPC-Referenzsystems werden die vom TDC gemessenen Driftzeiten später auch die experimentelle Bestimmung der wahren r-t-Relationen ermöglichen. Die Messung der maximalen Driftzeit, die einem Myonendurchgang in maximalem Drahtabstand (d.h. direkt an der Kathode) entspricht, aus einem TDC-Spektrum kann aber immerhin schon zeigen, ob ein Gas für den Einsatz in ATLAS-Driftrohren schnell genug ist. Die ursprüngliche Zielsetzung für die maximale Driftzeit war 400 ns. Da man bis jetzt kein so schnelles Gas gefunden hat, das gleichzeitig allen anderen Anforderungen standhält, ist man bereit, Driftzeiten bis zu 500 ns zu tolerieren. Dieser Wert jedoch soll nicht überschritten werden.

Afterpulsing hinterläßt in TDC-Spektren eine deutliche Signatur. Da gemäß den Ausführungen von Kapitel 2.1 Nachpulse unerwünscht sind, ist es naheliegend, anhand von TDC-Spektren zu untersuchen, ab welcher Gasverstärkung dieses Phänomen auftritt.

5.1 Entstehung und Interpretation von TDC-Spektren

Bevor wir die TDC-Spektren für unsere verschiedenen Detektorgase untersuchen, werden wir kurz darstellen, wie diese Spektren im konkreten Falle des Common-Stop-Modus zustandekommen und wie man sie liest.

Betrachten wir einen Myonenpuls mit mehreren Ladungsclustern, z.B. den in Abb. 5.1 abgebildeten. Eingezeichnet ist auch der Threshold (Schwellenspannung) des L3-Diskriminators. Um zu vermeiden, daß der Diskriminator auf einen noisebedingten Peak triggert, muß der Threshold höher als der maximale Noise sein. Unter dem Myonenpuls ist das vom Diskriminator ausgegebene logische Signal dargestellt.

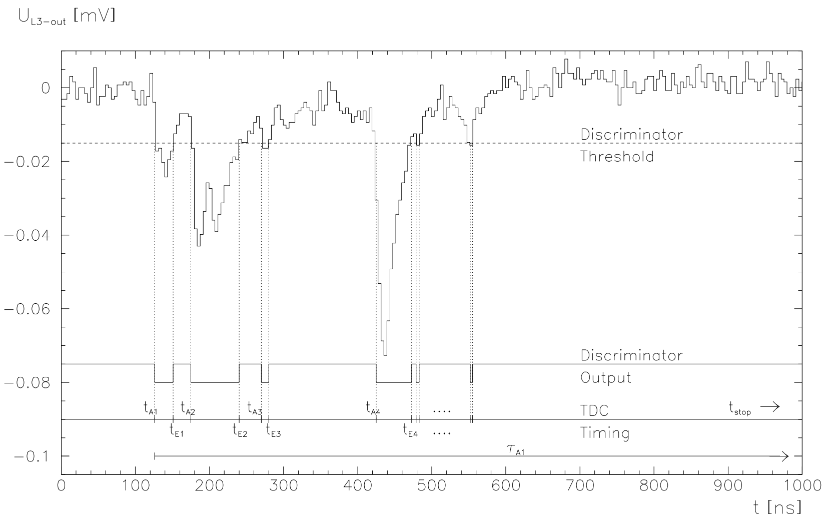


Abbildung 5.1: Diskrimination und zeitliche Vermessung eines Myonenpulses

Wie schon im Rahmen des Elektronikaufbaus geschildert, starten die Anfangs- und Endflanken aller Signalspitzen zu den Zeiten t_{Aj} und t_{Ej} im TDC je eine Zeitmessung. Alle Zeitmessungen werden beim Eintreffen des gemeinsamen Stopsignals (vom Eventtrigger) angehalten. Erfolgt innerhalb einer einstellbaren Maximalzeit nach einem Startsignal kein Stopsignal, wird die Zeitmessung ohne Ergebnis abgebrochen. Auf diese Weise werden Ereignisse aussortiert, die den Triggerbedingungen nicht genügen (z.B. kosmische Myonen, die ja nicht durch Hodoskop und C1 gekommen sind).

Für jede Zeitmessung berechnet der TDC die Differenz

$$\tau_{Aj} = t_{\mathrm{stop}} - t_{Aj} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{Ej} = t_{\mathrm{stop}} - t_{Ej}\ . \tag{5.1}$$

Wir wollen nun den Myonendurchgang als Zeitnullpunkt betrachten und die wahren Anfangszeiten T_{Aj} der Signalspitzen bezüglich dieses Nullpunktes durch die TDC-Ankunftszeiten t_{Aj} ausdrücken. Es sei angemerkt, daß die Anfangszeiten T_{Aj} die Driftzeiten der j-ten Elektronencluster sind. Die Endzeiten T_{Ej} spielen für unsere Analysen keine Rolle.

Die TDC-Ankunftszeiten t_{Aj} beinhalten die Signallaufzeit Δt_1 vom Driftrohr zum TDC. Analog ist in t_{stop} die Laufzeit Δt_2 von den Triggerszintillatoren zum TDC enthalten.

Es gilt:

$$t_{Aj} = T_{Aj} + \Delta t_1 \tag{5.2}$$
$$t_{\text{stop}} = 0 + \Delta t_2 = \Delta t_2 \tag{5.3}$$

Die registrierten TDC-Zeiten sind also

$$\tau_{Aj} = \Delta t_2 - \Delta t_1 - T_{Aj} =: \Delta - T_{Aj} \tag{5.4}$$
$$\tag{5.5}$$

τ_{Aj} und geben folglich die wahren Signalentstehungszeiten T_{Aj} bis auf eine Zeitkonstante Δ wieder, die durch Instrumentierung und Kabellängen bestimmt ist.

Je nach Wunsch können Messungen bestimmter τ_{Aj} in Histogramme (= TDC-Spektren) eingetragen werden. Für unsere Belange waren folgende zwei Arten von Spektren von Bedeutung:

- Nur die TDC-Zeiten τ_{A1}, also die führenden Kanten der jeweils ersten Clustersignale („First Hits“) aller Myonenereignisse. Aus ihnen gehen die Driftzeiten von den drahtnächsten Punkten der Myonenbahnen hervor.
- Die Anfangszeiten τ_{Aj} aller Signalspitzen. In diesem Spektrum sind auch Nachpulse enthalten.

Wir wenden uns zunächst dem ersteren Spektrum zu und diskutieren seine Form.

5.1.1 TDC-Spektrum der ersten Anstiegsflanken aller Signale

Wir beginnen mit dem einfachen Fall eines linearen Gases. Es ist dadurch charakterisiert, daß seine Elektronendriftgeschwindigkeit v nicht vom elektrischen Feld abhängt, also auch unabhängig vom Abstand zur Anode ist. Sei nun r die minimale Distanz einer Myonenbahn vom Draht. Dann ist die minimale Driftzeit $T(r) := T_{A1}(r)$ des ersten Elektronenclusters gegeben durch

$$T(r) = \frac{r}{v(r)} = \frac{r}{v_0} \quad \text{für} \quad a < r < b \tag{5.6}$$

Im TDC-Spektrum ist $\frac{dN}{d\tau}$, d.h. die Zahl der Treffer dN pro Intervall $d\tau$ der TDC-Zeit gegen τ aufgetragen. Man beachte, daß im Common-Stop-Modus wegen $\tau = \Delta - T$ die natürliche Zeit T entgegengesetzt zur TDC-Zeit τ läuft.
Es gilt

$$\left|\frac{dN}{d\tau}\right| = \left|\frac{dN}{dT}\right| = \frac{dN}{dr}\frac{dr}{dT} = \frac{dN}{dr} v_0 \tag{5.7}$$

Bei gleichmäßiger Bestrahlung des Rohres mit Myonen tritt jedes $r\epsilon[a;b]$ mit gleicher Wahrscheinlichkeit auf. $\frac{dN}{dr}$ (die Zahl der auftreffenden Myonen pro Intervall dr) ist deshalb eine Konstante. Nach (5.7) ist dann auch $\frac{dN}{d\tau}$ im Bereich $\tau\epsilon[\Delta - T(b); \Delta]$ konstant und das Spektrum flach (vgl. Abb. 5.2).

Die rechte Abbruchkante des Spektrums (Driftzeit $T(a) = 0$) gibt die Zeitkonstante Δ an (in unserem Falle 1515 ns).

Das linke Ende entspricht Ereignissen mit der maximalen Driftzeit $T_{max} = T(b)$. T_{max} ist folglich durch die Breite des Spektrums gegeben.

Für beliebige (auch nicht-lineare) Gase erhält man durch Verallgemeinerung von (5.7):

$$\left|\frac{dN}{d\tau}\right|(\tau) = \frac{dN}{dr}\, v\,(r(\tau)) \tag{5.8}$$

Aufgrund der Proportionalität zwischen $\frac{dN}{d\tau}$ und v vermittelt das TDC-Spektrum bereits einen qualitativen Eindruck vom Verlauf der Driftgeschwindigkeit im Rohr. Beispielsweise zeigt das Spektrum in Abb. 5.2b die Zunahme der Geschwindigkeit von der Rohrwand zum Hochfeldbereich am Anodendraht.

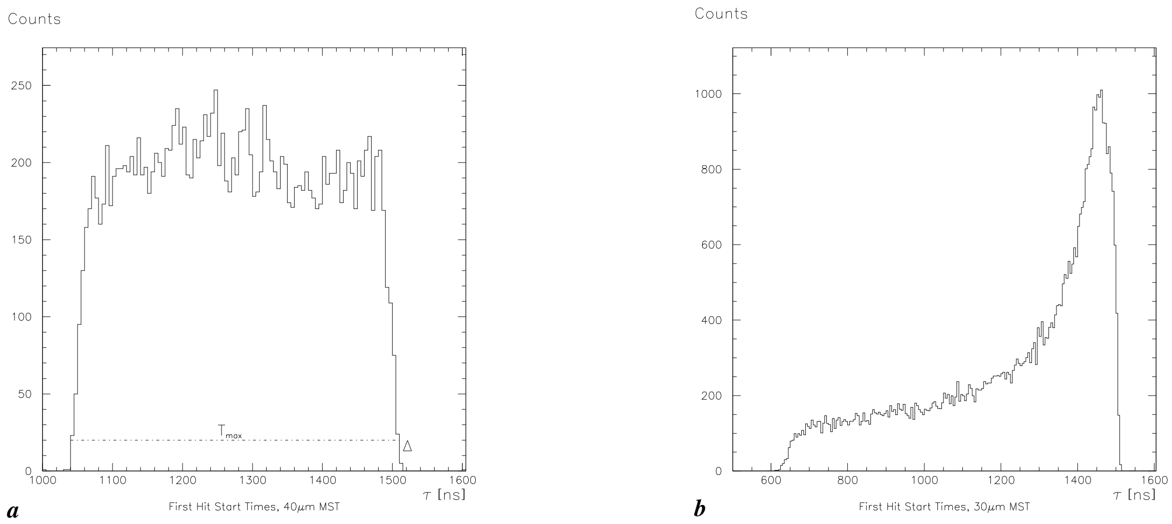


Abbildung 5.2: TDC-Spektren „1. Treffer" für (a) lineares Gas ($Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5), (b) nicht-lineares Gas ($Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3)

5.1.2 TDC-Spektrum aller Anstiegsflanken

Wir wollen noch kurz darstellen, wie sich Afterpulsing im TDC-Spektrum bemerkbar macht. Zwei deutliche Beispiele sind in Abb. 5.3 gezeigt.

Das Photon, das in der Rohrkathode ein Elektron auslöst, hat seinen Ursprung in der Multiplikationszone zur Startzeit des „Mutterpulses". Die Laufzeit des Photons zur Kathode ist vernachlässigbar. Das ausgelöste Elektron braucht nun die maximale Driftzeit T_{max} bis zur Ankunft am Draht, wo die Nachpulslawine entsteht. Zwischen den Startzeiten von Mutterpuls und Nachpuls liegt folglich genau die Zeit T_{max}, womit die TDC-Einträge von Nachpulsen auf das Intervall $[\Delta - 2T_{max}; \Delta - T_{max}]$ festgelegt sind.

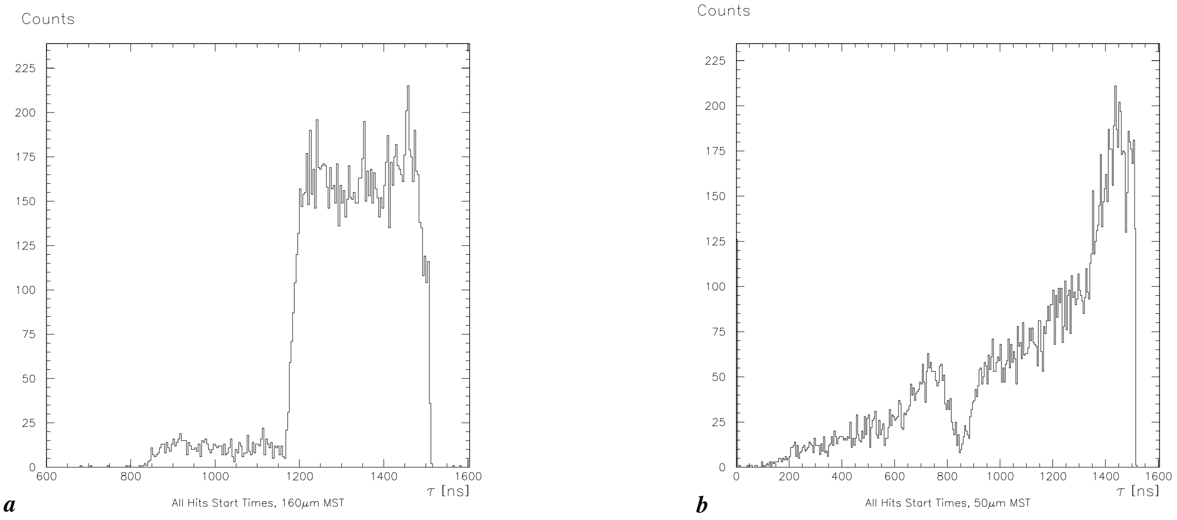


Abbildung 5.3: TDC-Spektren aller Treffer für Spannungen, bei denen Nachpulse auftreten:
(a) $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1, 160 μm Draht, 5.3 kV;
(b) $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3, 50 μm Draht, 3.8 kV

Ist die Anodenspannung hoch genug, so können Nachpulse selbst „Mutterpulse" für neue Nachpulse werden; es bildet sich eine Nachpulskaskade (Abb. 5.4).

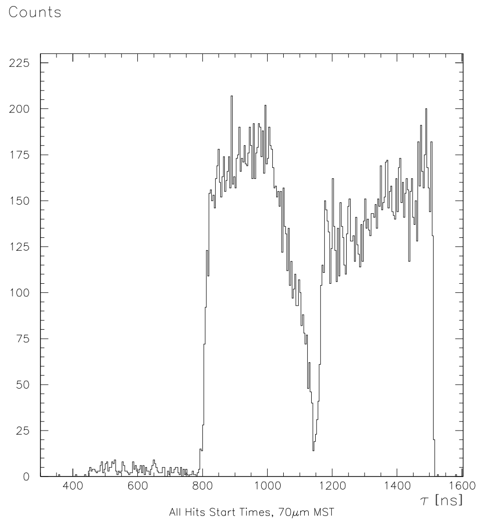


Abbildung 5.4: TDC-Spektrum aller Treffer für $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1, 70 μm Draht, 4.1 kV

Um die Afterpulsing-Analyse zu quantifizieren, haben wir für alle Spektren die Einträge im Intervall $[\Delta - 2T_{max}; \Delta - T_{max}]$ gezählt und zur Zahl der Mutterpulse im Intervall $[\Delta - T_{max}; \Delta]$ in Relation gesetzt. Ziel der Untersuchung war es, die Spannung (bzw. die Gasverstärkung) zu ermitteln, bei der die Schwelle von 1 % Nachpulsen überschritten wird. Bei einem brauchbaren

Gas sollte diese Schwelle möglichst weit über dem Gain $2 \cdot 10^4$ liegen.

Wir gehen nun über zu unseren vier Gasen. Die in dieser Arbeit vorkommenden Trivialnamen der Gase entstammen internen Konventionen der Test-Beam-Gruppe und sind sonst nicht üblich. Wir verwenden sie um einer bequemeren Notation willen.

5.2 Diskussion der einzelnen Gase

5.2.1 $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ („Seattle-Gas")

a. Linearität und maximale Driftzeiten

Die Motivation für die Verwendung dieses Gases basierte hauptsächlich auf positiven Erfahrungen aus Alterungs- (Ageing-) Studien. Aus Magboltz/Garfield-Simulationen geht klar hervor, daß das Gas sehr nicht-linear ist. Zur Illustration stellen wir in Abb. 5.5 die von Garfield berechnete r-t-Relation für einen 50 μm Draht und eine Spannung von 3100 V (entsprechend einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ in Vorwegnahme des Ergebnisses von Kapitel 6) vor. Eine Linearisierung wäre durch Beimischung von N_2 zu bewerkstelligen gewesen. Zur Zeit der Gasauswahl dominierte jedoch die Meinung, dies würde zu einer schnelleren Alterung führen und sei deshalb möglichst zu vermeiden. Auch ist noch nicht quantitativ geklärt, wie schädlich der große Wirkungsquerschnitt von N_2 mit thermischen Neutronen ist. Man nahm also die unvorteilhafte r-t-Relation in Kauf.

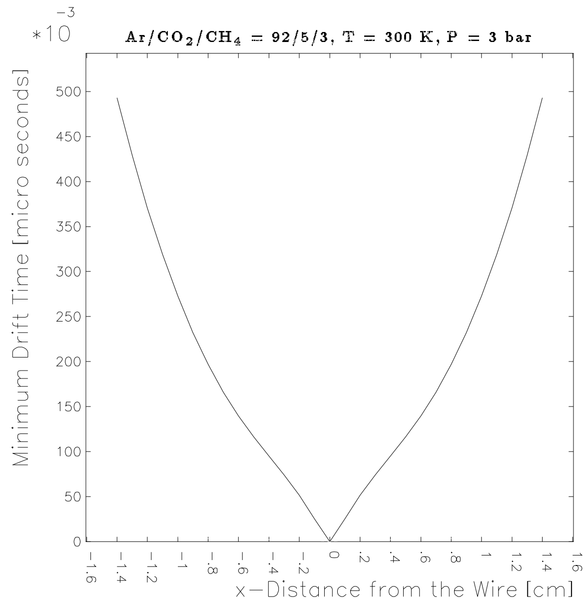


Abbildung 5.5: Garfield-Simulation der r-t-Relation für 3.1 kV, 50 μm Anodendraht

Unsere Messungen bestätigen die prophezeite Nichtlinearität:
Die TDC-Spektren der ersten Treffer (Abb. 5.6) sind bei weitem nicht flach, deuten daher auf eine ziemlich nicht-lineare r-t-Relation hin. Auffällig ist auch, daß das Spektrum des 50 μm Drahtes einen langen Schwanz bei großen Driftzeiten hat, während die Spektren der anderen

Drähte bei der maximalen Driftzeit eine Abbruchkante aufweisen. Die maximale Driftzeit des 50 μm Drahtes scheint nicht eindeutig definiert zu sein. Auf mögliche Gründe kommen wir gleich zu sprechen.

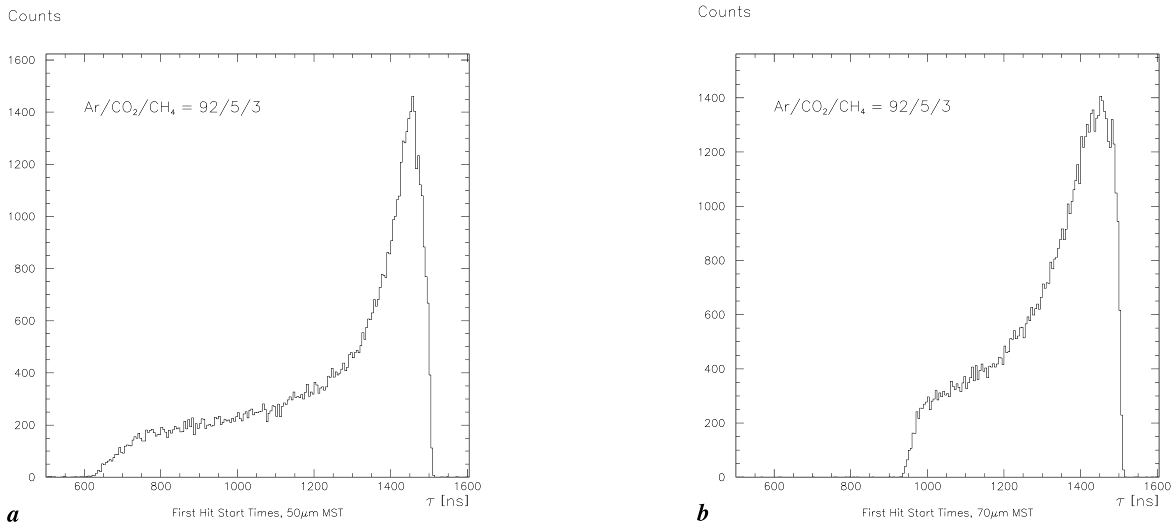


Abbildung 5.6: TDC-Spektren für a: 50 μm Draht bei 3.1 kV; b: 70 μm Draht bei 3.6 kV

Die Nichtlinearität des „Seattle"-Gases drückt sich auch in der starken Spannungsabhängigkeit der maximalen Driftzeit aus:

Exemplarisch behandeln wir zunächst die 50 μm-Drähte, deren maximale Driftzeiten in Abb. 5.7 gegen die Anodenspannung aufgetragen sind. Zum Vergleich wurden nicht nur unsere Meßergebnisse in die Graphik aufgenommen, sondern auch die unserer Test-Beam-Kollegen, die mit anderen Detektoren, aber dem gleichen Gassystem arbeiteten. Ferner ist die Garfield-simulierte Kurve eingezeichnet. Die zu den anderen Drahtdurchmessern gehörigen Graphen sind in Anhang A gesammelt.

Zum Verständnis von Abb. 5.7 ist vorauszuschicken, daß nacheinander drei Flaschen mit laut Hersteller identischem Gas verwendet wurden. Die gemessenen maximalen Driftzeiten weichen jedoch von Flasche zu Flasche um bis zu 200 ns voneinander ab.

Die allerersten Meßpunkte, vom Kollegen Marc Hill zwischen 7. und 11. Juli mit Einzeldriftrohren des Brookhaven National Laboratory genommen, liegen noch nahe (10 % Fehlerbereich) an der Garfield-Vorhersage. Einen Tag später (12.7., 19h) erfolgte unsere erste Messung. Sie ist wie alle folgenden mit der ersten Flasche genommenen Punkte um ca. 300 ns ($\hat{=}$ 50 %) von der Garfieldkurve entfernt.

Die Werte für die zweite und dritte Flasche liegen viel näher an Garfield ($\leq$ 20% Abweichung). Zur Zeit der dritten Flasche kam zu unserem Aufbau von bisher 5 Rohren ein zweites 50 μm-Rohr hinzu (in der Graphik als 50 II bezeichnet). Unverständlicherweise sind die Driftzeiten der beiden Rohre um bis zu 60 ns verschieden. Alle 6 Rohre sind ja über dieselben Verteiler (aus INOX-Stahl) an das Gassystem angeschlossen. Fehler bei der Spannungseinstellung sind aufgrund des Slow-Control-Systems ausgeschlossen. Da dieses außer den Detektorspannungen auch Temperaturen und Gasdruck permanent aufzeichnet, konnte nach Korrelationen

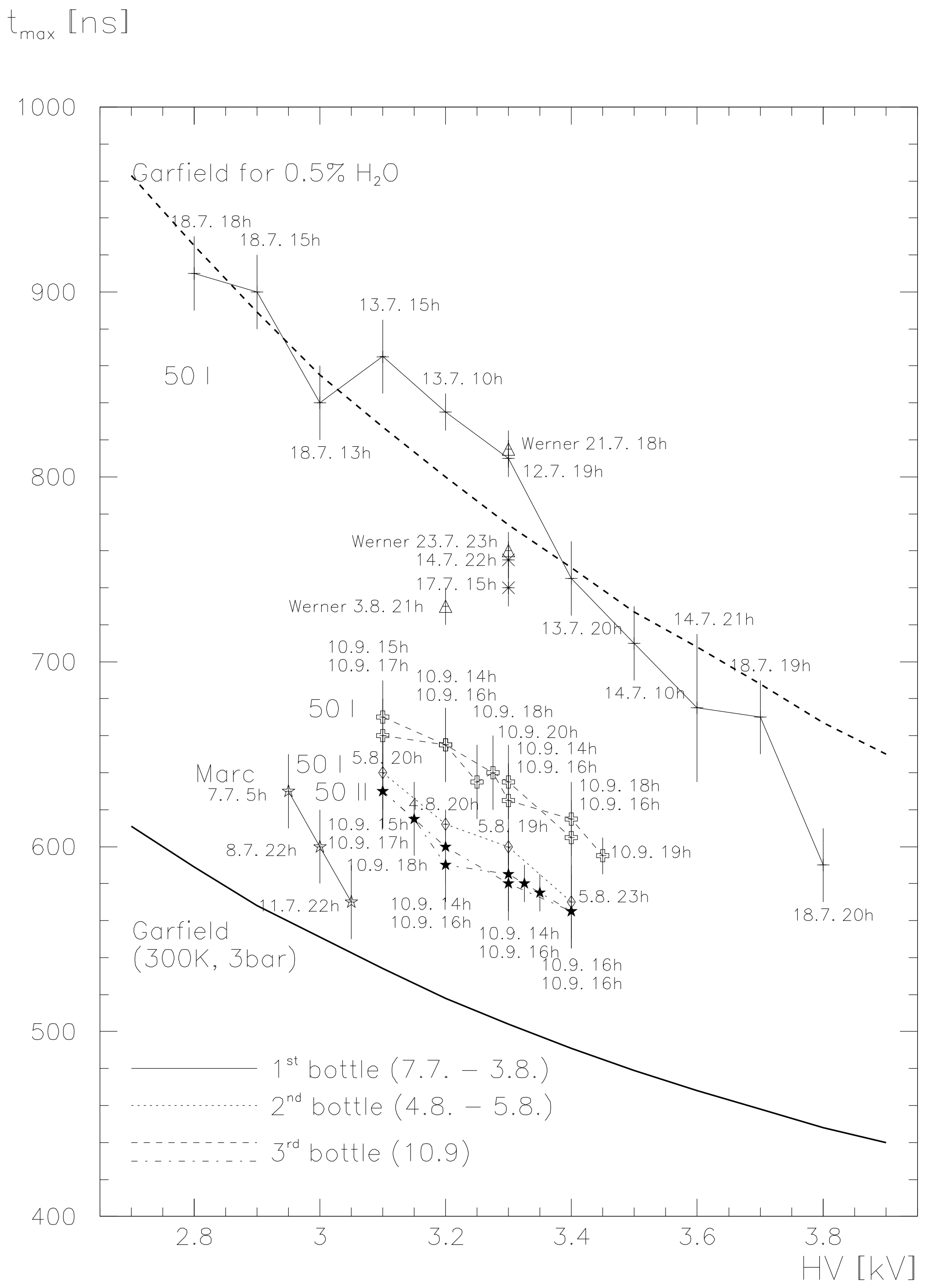


Abbildung 5.7: Maximale Driftzeiten für 50 μm Drähte ($Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3)

zwischen Driftzeiten und Temperatur- bzw. Druckschwankungen gesucht werden. Wir fanden keine Systematik.

Die Driftzeiten für die anderen Drahtdurchmesser zeigen ein ähnliches Verhalten, allerdings sind die Effekte viel schwächer. Auch hier kann man die verschiedenen Gasflaschen deutlich unterscheiden, aber die Abweichungen untereinander und von Garfield sind nicht größer als 25 %. Die Nichtlinearität ist bei allen Drahtdurchmessern stark ausgeprägt, was vor allem für 160 μm in eklatantem Widerspruch zu Garfield steht.

Ein Hinweis auf eine mögliche Lösung des Problems kam von der Universität Freiburg [PAS 96]: Eine Untersuchung der CERN-üblichen „Rilsan"-Gasschläuche zeigte, daß diese nach innen Spuren von Wasserdampf freigeben. Die Menge hängt vom Alter der Schläuche (bei neuen Schläuchen ist der Effekt stärker), der Umgebungstemperatur und dem Gasdruck ab. Nach einer Strecke von 10 m könnte durchaus ein Wasserdampfanteil von fast 0.1 % erreicht werden.

Um den Einfluß von Wasserbeimischungen auf die Driftzeiten zu untersuchen, führten wir Garfieldsimulationen durch. Unsere Meßwerte der maximalen Driftzeit für 50 μm-Drähte sind gut vereinbar mit einem Wassergehalt von 0.5 %; bei den anderen Rohren paßt ein Anteil von 0.2 % besser (bis auf das 160 μm-Rohr, dessen Verhalten durch reine Wasserbeimischung nicht zu erklären ist).

Es bleiben folgende Fragen:

- Warum ist das Verhalten von Rohr zu Rohr verschieden?
- Ein Wassergehalt von 0.5 %, wie er für die Daten der 50 μm-Drähte erforderlich wäre, ist durch Ausgasen von Schläuchen alleine wohl nicht erreichbar. Warum hätte sich das Problem sonst beim Übergang zur zweiten Flasche verringert? Vielleicht enthielt die erste Gasflasche selbst Wasser.
- Der Sprung der Driftzeiten zwischen 11. und 12. Juli ist unerklärt. Vielleicht wurden durch Arbeiten am Gasanschluß eines anderen Detektors Verunreinigungen ins System eingeführt, die aufgrund zu geringen Flusses nicht wieder herausgeschwemmt wurden.

Dieser Ansatz erklärt also nicht das ganze Phänomen. Es wird jedoch deutlich, daß Verunreinigungen gleichwelcher Art eine plausible Ursache darstellen. Ebenso gilt als sicher, daß man beim „Seattle-Gas" insbesondere mit 50 μm-Drähten sehr empfindlich für Verunreinigungen ist. Der Arbeitspunkt scheint schwer kontrollierbar zu sein, was die Attraktivität dieses Gases stark beeinträchtigt.

In Abb. 5.8 sind die maximalen Driftzeiten für die Spannungen, die der gewünschten Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ entsprechen, gegen den Drahtdurchmesser aufgetragen. Mit zunehmender Drahtdicke ist, wie in Kapitel 6 gezeigt werden wird, eine höhere Spannung erforderlich, um eine bestimmte Verstärkung zu erreichen. Eine höhere Spannung aber führt bei einem nichtlinearen Gas zu einer höheren Driftgeschwindigkeit. Unter dem Atlas-Grenzwert von 500 ns liegen die maximalen Driftzeiten lediglich für Drähte mit $d > 70$ μm. Da die gemessenen Gasverstärkungen für das 40 μm Rohr systematisch zu niedrig ausfallen (Kapitel 6), wurde in Abb. 5.8 die maximale Driftzeit bei der Spannung eingezeichnet, wo gemäß Interpolation zwischen 30 und 70 μm die Verstärkung $2 \cdot 10^4$ **sein sollte.**

Die langen Driftzeiten tragen ebenso wie die Nichtlinearität dazu bei, daß die Mischung $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ für eine Verwendung in ATLAS wohl nicht in Frage kommt.

Aus der Diskrepanz zwischen Simulation und Messung folgt die unangenehme Erkenntnis, daß wir die von Garfield berechneten r-t-Relationen für das „Seattle-Gas“ im Rahmen der Gasverstärkungsrechnungen in Kapitel 6 nicht direkt verwenden können. Da unsere eigenen Messungen bisher (ohne Referenzdetektoren) nur die maximale Driftzeit, nicht jedoch die r-t-Relation liefern, werden wir die von Garfield vorhergesagte Relation so skalieren, daß die maximale Driftzeit (also für $r = b$) mit unserem Meßwert übereinstimmt. Eine solche Skalierung korrigiert allerdings nur den Endpunkt der r-t-Relation exakt, während die zu kleineren Radien gehörenden Driftzeiten nur die richtige Größenordnung erhalten. Es sei hier schon gesagt, daß die Unkenntnis der richtigen r-t-Relationen negative Folgen für die Gain-Berechnung haben wird.

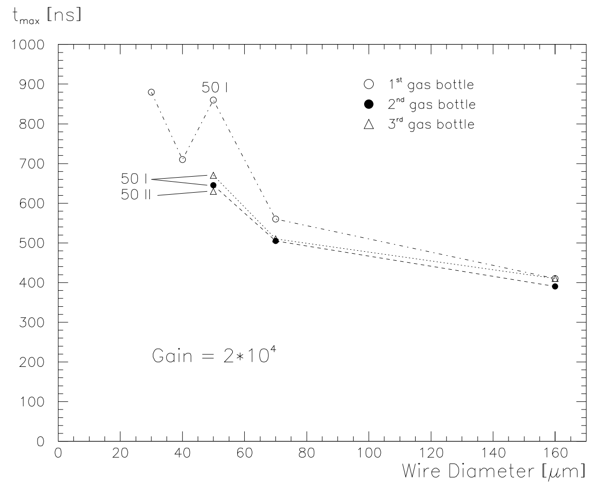


Abbildung 5.8: Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 als Funktion des Drahtdurchmessers bei einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ (Vorwegnahme von Kapitel 6)

b. Nachpulsen

Nachpulse stellen beim „Seattle-Gas“ kein Problem dar. Wie Tabelle 5.1 zeigt, wird die 1 %-Schwelle nicht unter einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ erreicht. Bei $2 \cdot 10^4$ besteht keine Gefahr. Die Werte des 40 μm-Drahtes sollte man mit Vorsicht betrachten. In Kapitel 6 werden wir sehen, daß die Gasverstärkung dieses Rohres im Vergleich zu den anderen viel zu niedrig ausfällt.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	Anodenspannung [V]	Gasverstärkung [10^4]
30	3100 ± 20	10 ± 1
40	(3700 ± 20)	(5.2 ± 0.5)
50	3700 ± 20	11 ± 1
70	3900 ± 20	6.0 ± 0.5
160	5000 ± 20	6.5 ± 0.5

Tabelle 5.1: Spannung und Gasverstärkung, bei denen 1 % Afterpulsing auftritt ($Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3)

5.2.2 $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 („Seattle-Prime-Gas")

a. Linearität und maximale Driftzeiten

Der Erfindung des „Seattle-Prime"-Gases lag der Wunsch zugrunde, eine dem „Seattle"-Gas ($Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3) ähnliche, aber linearere Mischung zu kreieren. Die einzige Änderung ist der um 1 % reduzierte CO_2-Gehalt. Abgesehen von einer leicht verbesserten Linearität und etwas kürzeren Driftzeiten (CO_2 verringert die Driftgeschwindigkeit) sollte sein Verhalten (Gain, Afterpulsing, Streameranteil etc.) dem des „Seattle"-Gases sehr nahe kommen. Wir werden sehen, daß diese Erwartung durch unsere Experimente bestätigt wird. Die simulierte r-t-Relation für „Seattle Prime" (Abb. 5.9) weist in der Tat auf eine winzige Verbesserung der Linearität hin (im Vergleich zu Abb. 5.5).

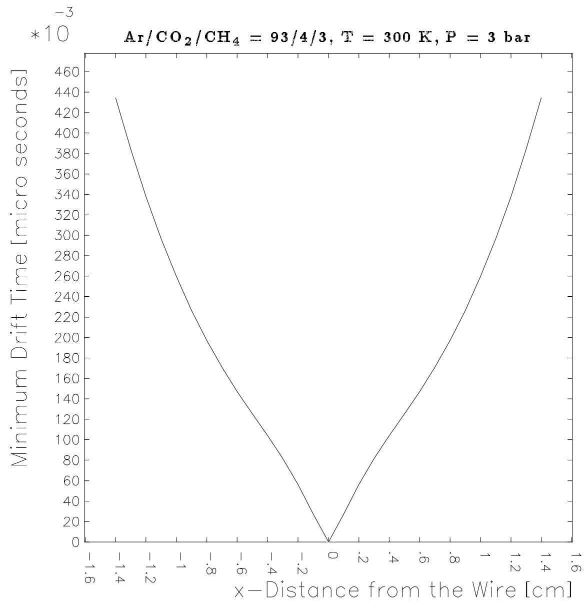


Abbildung 5.9: Garfield-Simulation der r-t-Relation für 3.1 kV, 50 μm Anodendraht

An den beiden Beispielen für TDC-Spektren in Abb. 5.10 wird deutlich, daß dem Linearisierungsversuch kein allzugroßer Erfolg beschieden ist. Auch fällt auf, daß das Spektrum des Rohres 50 μm I wieder einen langen Schwanz bei großen Driftzeiten aufweist, während dies für das Rohr 50 μm II nicht der Fall ist (Abb. 5.11a). Aufgrund unserer Erfahrungen mit dem Seattle-Gas vermuteten wir, daß wieder ein Verunreinigungsproblem vorlag und führten eine weitere Messung mit verdreifachtem Gasfluß durch, um die Rohre gut mit frischem Gas zu durchspülen. Tatsächlich konnte so der Schwanz erheblich reduziert werden (Abb. 5.11b).

Die gemessenen maximalen Driftzeiten (Abb. 5.12) weichen wieder von den Garfield-Berechnungen ab, und zwar um bis zu 150 ns. Dies ist zwar etwas besser als beim verwandten Seattle-Gas, aber nicht gut genug für eine direkte Verwendung der Garfield-r-t-Relationen in späteren Rechnungen. Wie beim Seattle-Gas ist eine Skalierung auf die gemessenen maximalen Driftzeiten erforderlich.

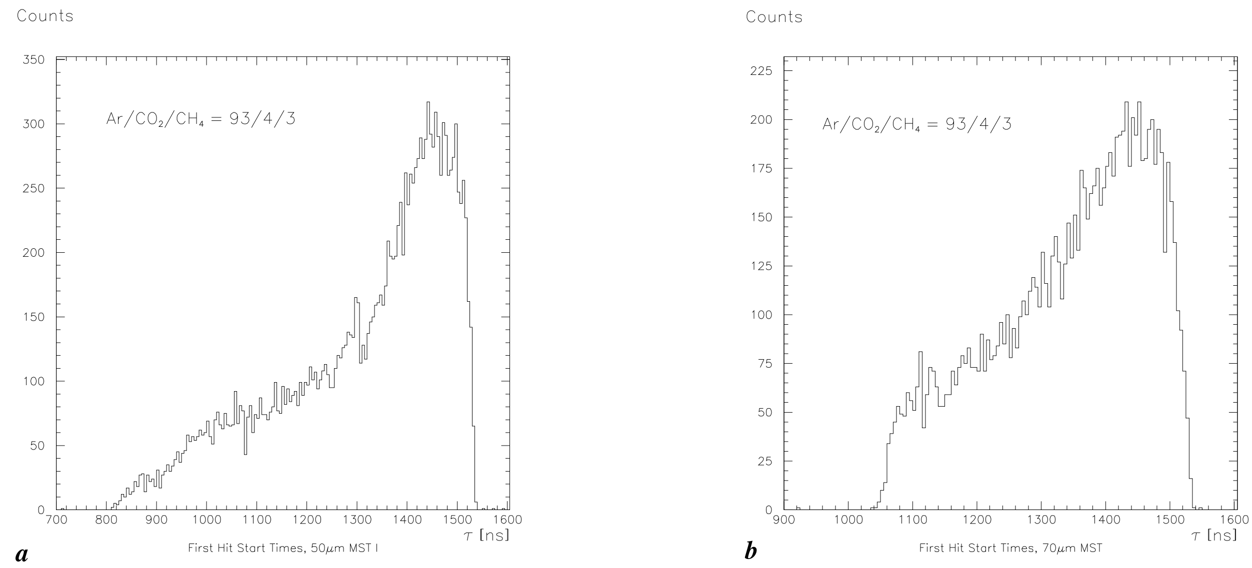


Abbildung 5.10: TDC-Spektren für a: 50 μm Draht (Nr. I) bei 3.1 kV; b: 70 μm Draht bei 3.5 kV

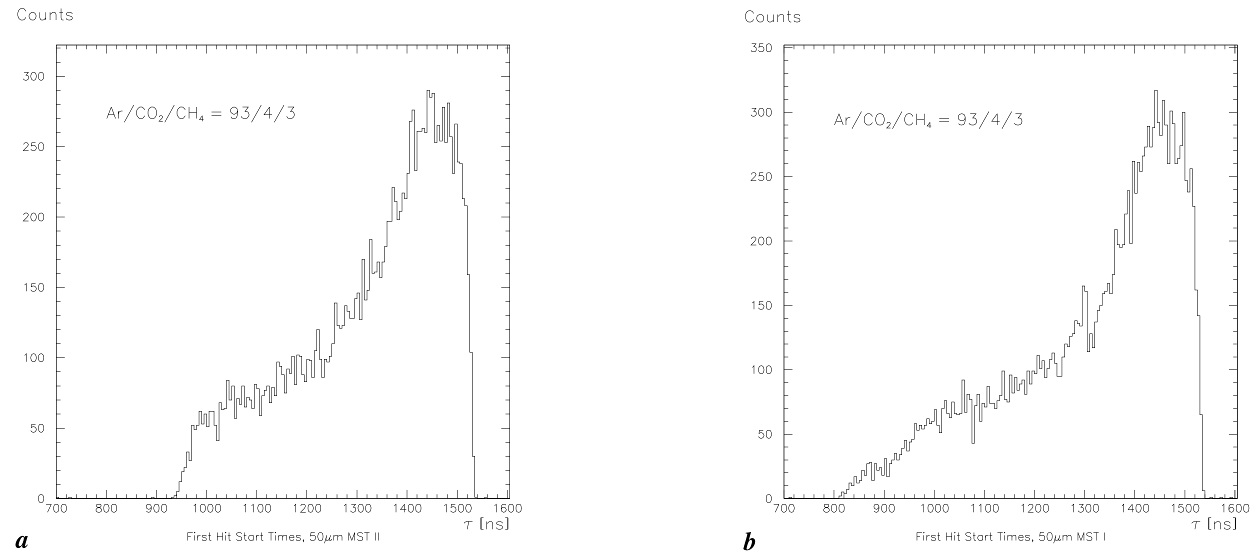


Abbildung 5.11: TDC-Spektren für a: 50 μm Draht (Nr. II) bei 3.1 kV;
b: 50 μm Draht (Nr. I) bei 3.1 kV und verdreifachtem Gasfluß

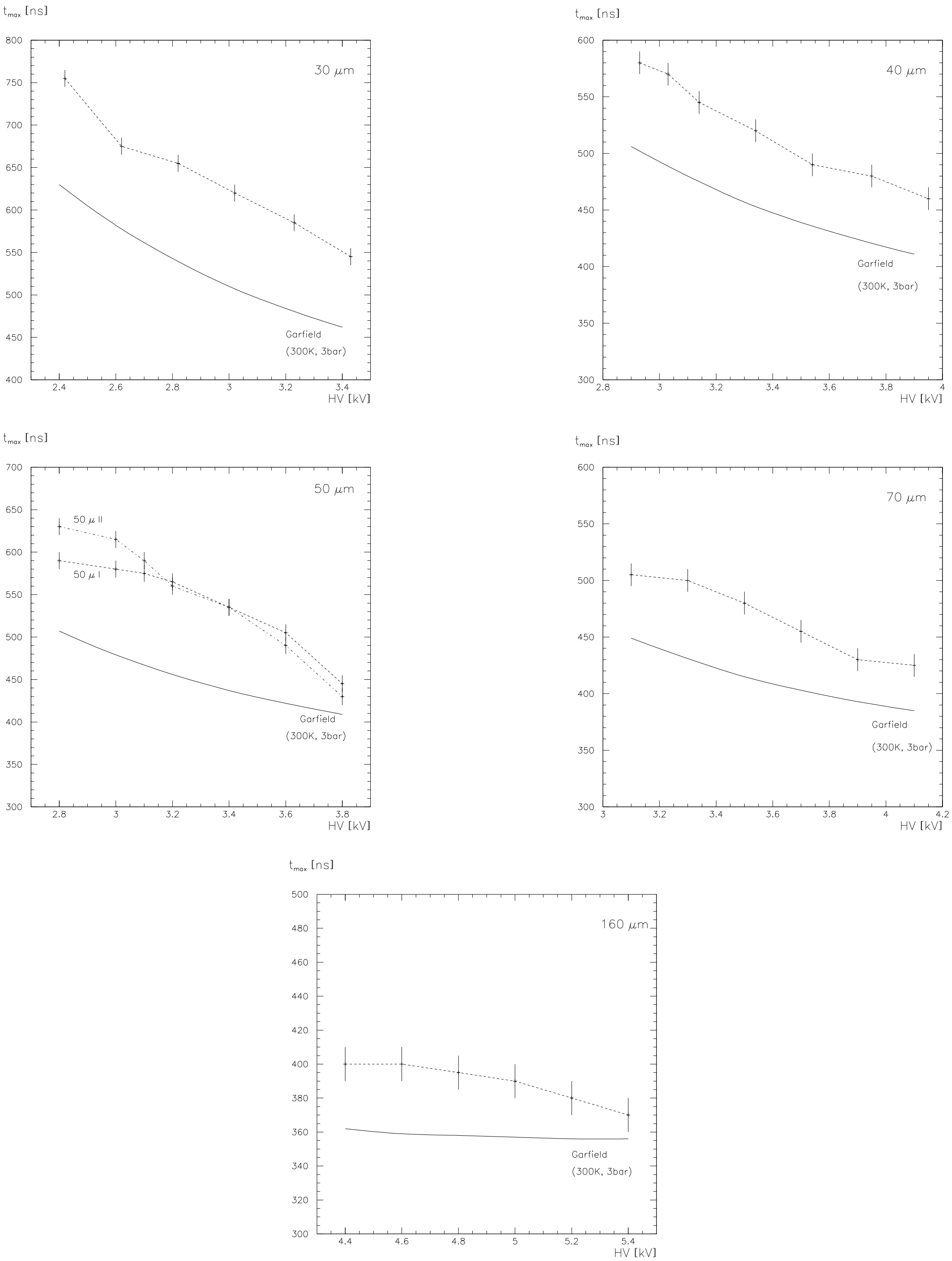


Abbildung 5.12: Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$

In Abb. 5.13 sind wieder die maximalen Driftzeiten bei einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ gegen den Drahtdurchmesser aufgetragen. Nur Drähte mit $d > 60 \mu m$ genügen der Bedingung, daß die maximale Driftzeit kleiner als 500 ns sein soll.

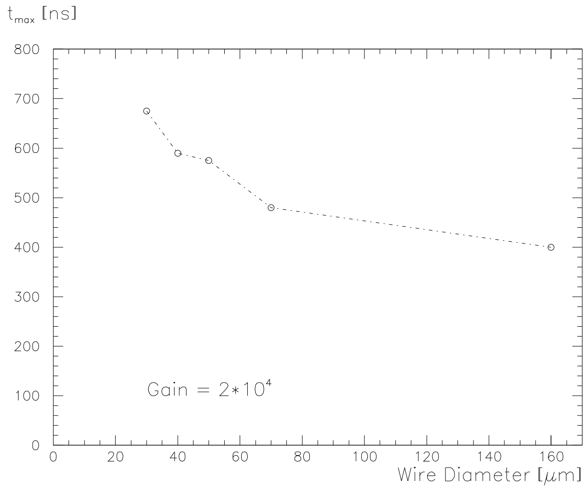


Abbildung 5.13: Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 als Funktion des Drahtdurchmessers bei einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$

b. Nachpulsen

Auch bei $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 wird die Schwelle von 1 % Nachpulsen erst weit über der Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ erreicht. Man braucht sich über diesen Punkt keine Sorgen zu machen. Auffällig ist, daß der Gain, bei dem 1 % Afterpulsing auftritt, für alle Rohre mit einer Standardabweichung von 7 % den gleichen Wert (Mittel = $8.1 \cdot 10^4$) hat. Dies leuchtet intuitiv ein, da die Photonenhäufigkeit von der Lawinengröße abhängen sollte, die bei gegebener Primärionisation durch die Gasverstärkung eindeutig bestimmt ist.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	Anodenspannung [V]	Gasverstärkung [10^4]
30	3200 ± 20	9.0 ± 0.9
40	(3800 ± 20)	(7.5 ± 0.8)
50	3600 ± 20	8.5 ± 0.9
70	3900 ± 20	7.5 ± 0.8
160	4900 ± 20	8.0 ± 0.8

Tabelle 5.2: Spannung und Gasverstärkung, bei denen 1 % Afterpulsing auftritt ($Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3)

5.2.3 $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$ („Chuck's Gas“)

a. Linearität und maximale Driftzeiten

Auch dieses Gas ist trotz einer Beimischung von N_2 unter unseren Operationsbedingungen nicht völlig linear (Abb. 5.14). Es wurde vielmehr dafür konzipiert, in einem Magnetfeld von 0.6 T linear zu sein. Eine Besonderheit ist die Verwendung von CF_4 als Quencher, womit jegliche brennbare Komponente vermieden wurde.

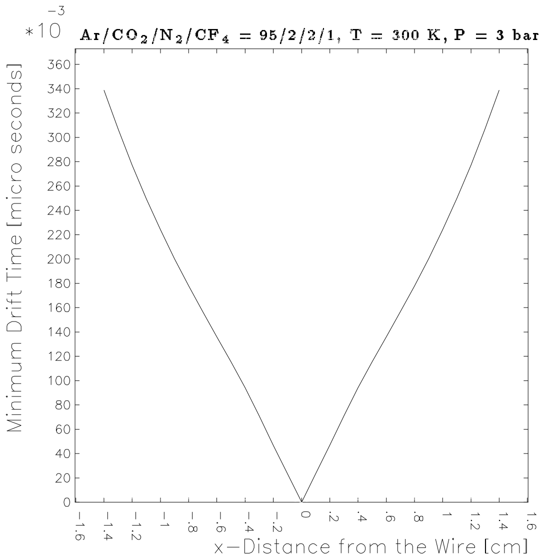


Abbildung 5.14: Garfield-Simulation der r-t-Relation für 3.3 kV, 50 μm Anodendraht

Abb. 5.15 zeigt zwei Beispiele für First-Hit-Spektren.

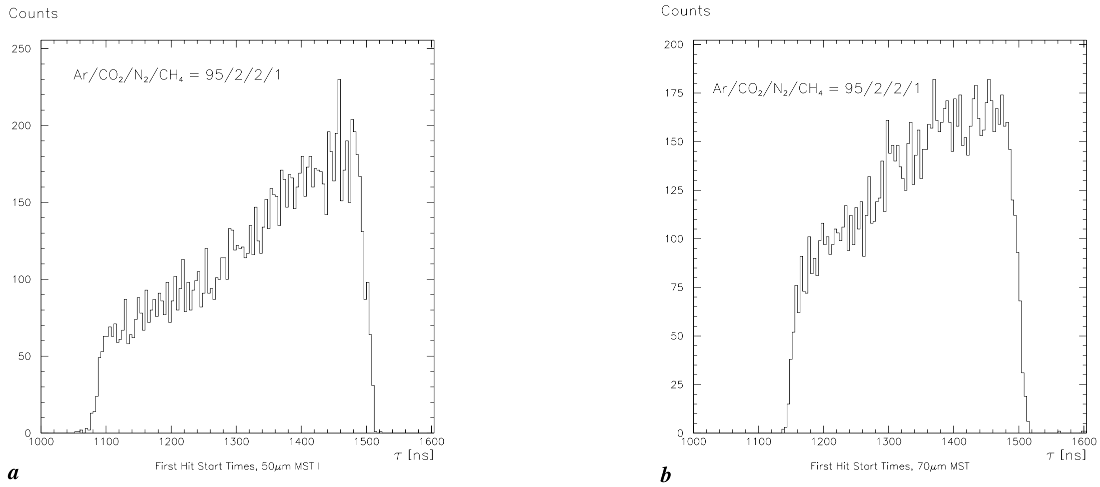


Abbildung 5.15: TDC-Spektren für a: 50 μm Draht (Nr. I) bei 3.3 kV; b: 70 μm Draht bei 3.8 kV

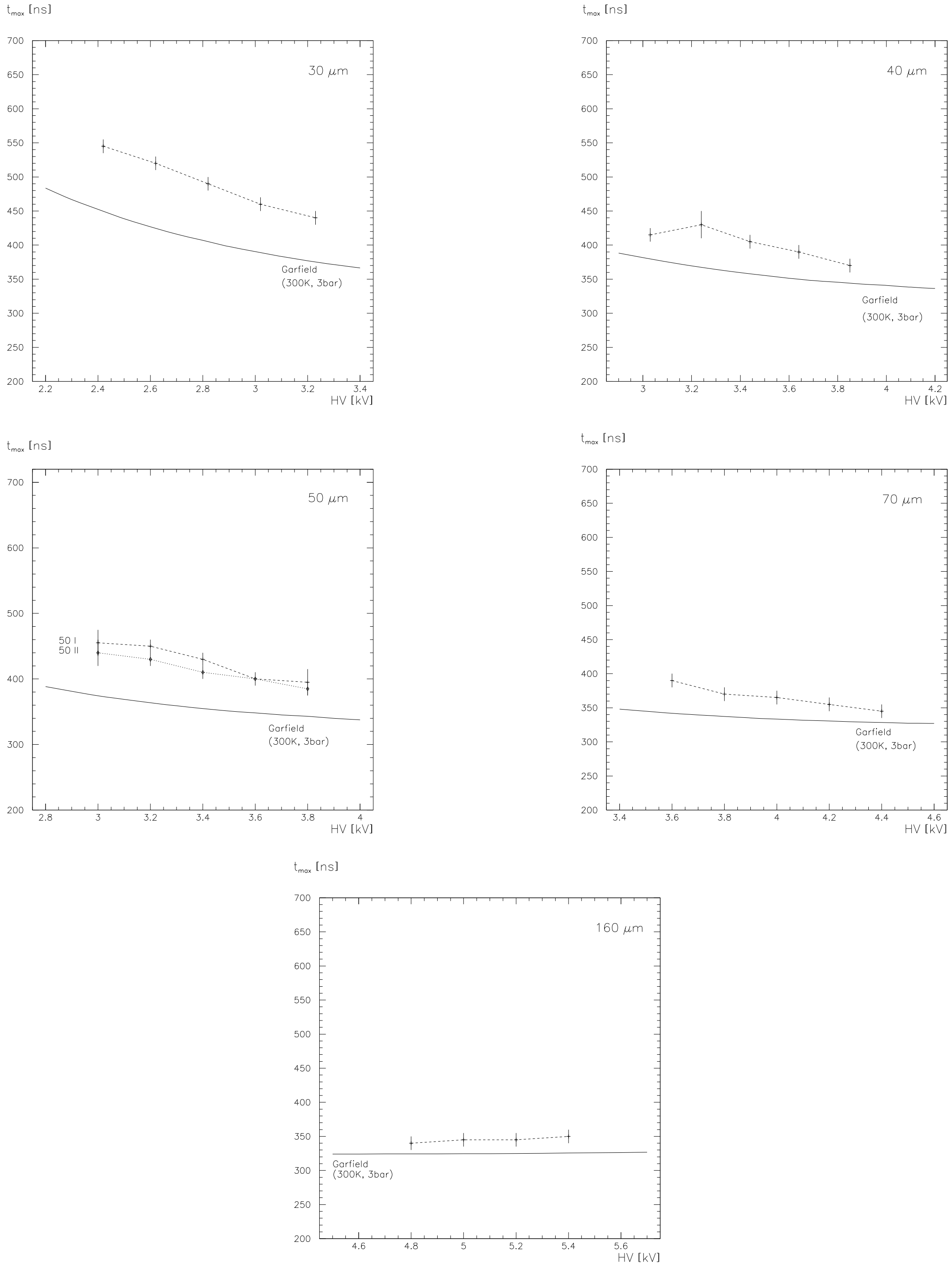


Abbildung 5.16: Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$

Gegenüber den bisher betrachteten $Ar/CO_2/CH_4$-Mischungen ist die Linearität erheblich verbessert worden, was auch an der schwachen Spannungsabhängigkeit der maximalen Driftzeiten deutlich wird (Abb. 5.16). Die Garfield-Simulation ist mit nur ca. 10 % Abweichung diesmal recht brauchbar.

Wie man aus Abb. 5.17 erkennt, ist „Chuck's Gas" von den bisher betrachteten Gasen das schnellste. Für alle Drähte mit $d \geq 30\mu$m ist $T_{max} \leq 500$ ns.

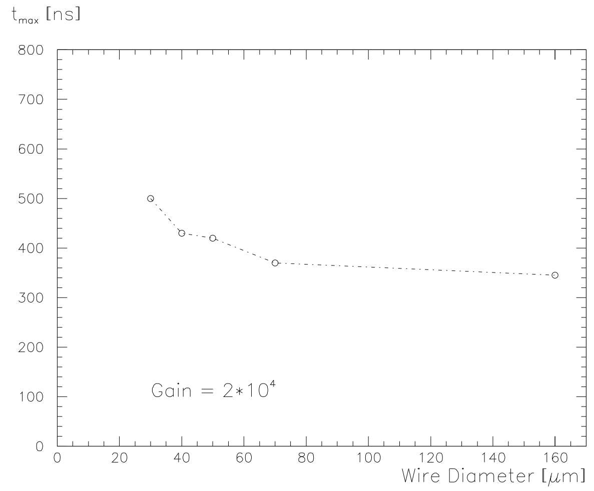


Abbildung 5.17: Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 als Funktion des Drahtdurchmessers bei einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$

b. Nachpulsen

Obwohl auch „Chuck's Gas" bei $G = 2 \cdot 10^4$ noch unter der Grenze von 1 % Afterpulsing liegt, kommt es, wie aus Tab. 5.3 hervorgeht, dieser Grenze sehr nahe. Auf dem Oszilloskop konnten bei $G = 2 \cdot 10^4$ bereits einige Nachpulse gesehen werden. Der Grund für die relativ starke Neigung zum Afterpulsing könnte entweder sein, daß CF_4 ein zu schwacher Quencher ist, oder daß seine Konzentration von 1 % zu gering ist.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	Anodenspannung [V]	Gasverstärkung [10^4]
30	2850 ± 20	3.5 ± 0.4
40	(3700 ± 20)	(3.0 ± 0.3)
50	3400 ± 20	3.1 ± 0.3
70	3900 ± 20	2.8 ± 0.3
160	5200 ± 20	3.2 ± 0.3

Tabelle 5.3: Spannung und Gasverstärkung, bei denen 1 % Afterpulsing auftritt ($Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1)

5.2.4 $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 („Freiburg-Prime-Gas“)

a. Linearität und maximale Driftzeiten

„Freiburg Prime“ ist das linearste der von uns getesteten Gase (siehe Abb. 5.18 und 5.2a).

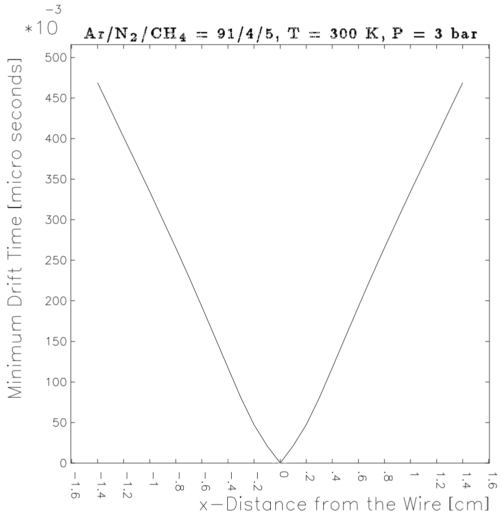


Abbildung 5.18: Garfield-Simulation der r-t-Relation für 3.3 kV, 50 μm Anodendraht

Seine maximale Driftzeit zeigt fast keine Abhängigkeit von der Anodenspannung (Abb. 5.20). Die Garfield-Kurve ist gut mit den Messungen vereinbar (Abweichung $\leq$ 5 %).

Auch mit dem Drahtdurchmesser variiert die Driftzeit praktisch nicht (Abb. 5.19). Sie liegt bei $G = 2 \cdot 10^4$ für alle Drähte unter 500 ns. Die Schwankungen sind eher auf Unsicherheiten beim Lesen der TDC-Spektren (± 10 ns) als auf eine Systematik zurückzuführen.

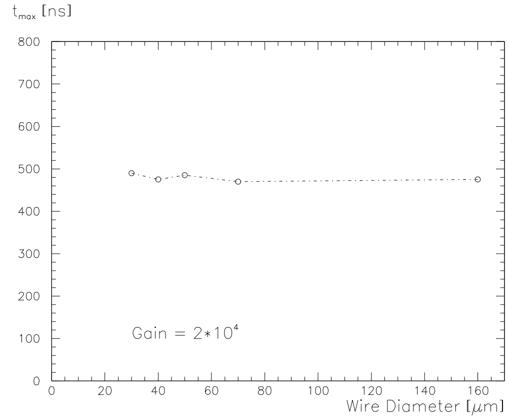


Abbildung 5.19: Maximale Driftzeiten für $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 als Funktion des Drahtdurchmessers bei einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$

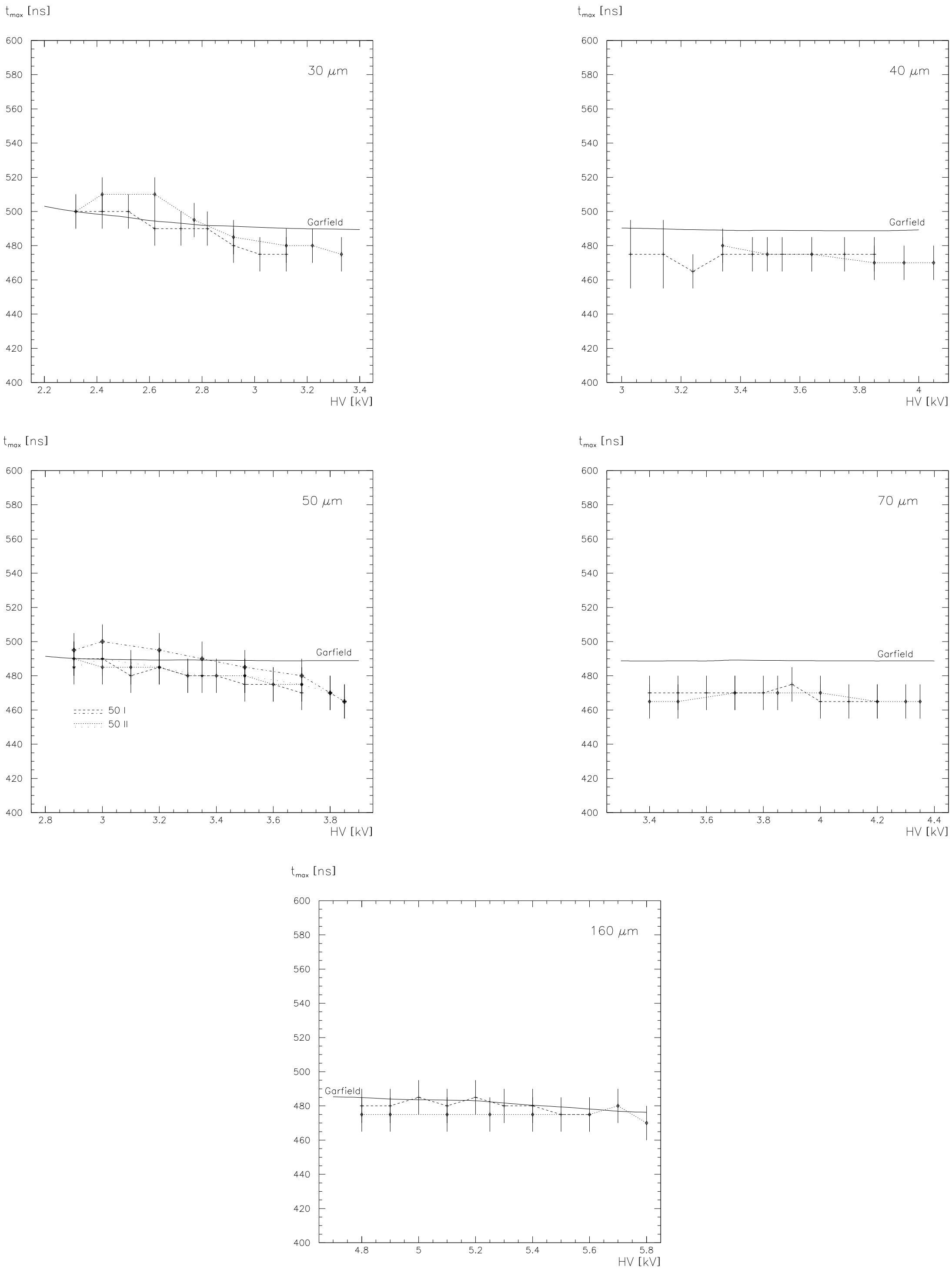


Abbildung 5.20: Maximale Driftzeiten für $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5

b. Nachpulsen

Das „Freiburg-Prime-Gas“ zeigt im gesamten untersuchten Verstärkungsbereich (bis $11 \cdot 10^4$) weniger als 1 % Nachpulse.

5.3 Résumé

Die bisherigen Erkenntnisse über unsere vier Gase lassen sich folgendermaßen zusammenfassen (siehe auch Tab. 5.4):

Ar 92 / CO_2 5 / CH_4 3 („Seattle“)

- sehr nichtlinear
- sehr sensibel für Arbeitspunktschwankungen
- langsam

Ar 93 / CO_2 4 / CH_4 3 („Seattle Prime“)

- nichtlinear
- langsam

Ar 95 / N_2 2 / CO_2 2 / CF_4 1 („Chuck's Gas“)

- ziemlich linear
- sehr schnell

Ar 91 / N_2 4 / CH_4 5 („Freiburg Prime“)

- linear
- schnell

Afterpulsing stellt bei keinem der Gase ein ernstes Problem dar.
Hinsichtlich der Driftzeitminimierung sind dickere Drähte vorteilhaft.

Gas	T_{max} [ns]
Ar 92 / CO_2 5 / CH_4 3	630 - 670 (2. und 3. Flasche)
Ar 93 / CO_2 4 / CH_4 3	575 ± 10
Ar 95 / N_2 2 / CO_2 2 / CF_4 1	420 ± 10
Ar 91 / N_2 4 / CH_4 5	485 ± 10

Tabelle 5.4: Maximale Driftzeiten mit einem 50 μm Draht bei $G = 2 \cdot 10^4$ für verschiedene Gase

Als Favorit geht aus den bisherigen Untersuchungen eindeutig $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ („Freiburg Prime“) hervor.

Kapitel 6

Die Gasverstärkung (Gas Gain)

In diesem Kapitel werden nach einem theoretischen Ansatz unsere Methoden zur Bestimmung der Gasverstärkung vorgestellt, gefolgt von den Ergebnissen. Für die bereits vorgestellten Gasmischungen wird die Abhängigkeit des Gains vom Anodendrahtdurchmesser und der Hochspannung studiert. In die rechnerische Weiterverarbeitung der rohen Meßdaten muß der Mechanismus der Pulsentstehung und -formung einbezogen werden.

Das Hauptinteresse liegt in der Bestimmung derjenigen Spannung, bei der für ein gegebenes Gas und einen gegebenen Draht die Verstärkung den für ATLAS angestrebten Wert $2 \cdot 10^4$ hat.

6.1 Ein theoretischer Ansatz: Die Diethorn-Formel

Die Gasverstärkung in Driftkammern ist charakterisiert durch den 1. Townsend- Koeffizienten

$$\alpha(r) := -\frac{1}{N(r)} \frac{dN}{dr}(r) \tag{6.1}$$

wobei $N(r)$ die Zahl der Elektronen im Anodenabstand r ist. Die gesamte Verstärkung G zwischen dem Radius r_{max}, innerhalb dessen das Feld zur Multiplikation ausreicht, und der Drahtoberfäche ergibt sich durch Integration von (6.1):

$$G := \frac{N(a)}{N_0} = e^{\int_a^{r_{max}} \alpha(r) dr} \tag{6.2}$$

N_0 ist die Anzahl der Elektronen im unverstärkten Ionisationscluster.

Die Radialabhängigkeit von α ist auf die Feldabhängigkeit der zugrundeliegenden gasspezifischen Streuquerschnitte zurückzuführen, die analytisch nicht beschreibbar sind. $\alpha(E)$ muß deshalb für jede Gasmischung individuell gemessen werden.

Durch Änderung der Parametrisierung folgt aus (6.2):

$$\ln G = \int_{E(a)}^{E_{min}} \frac{\alpha(E)}{\frac{dE}{dr}} dE \tag{6.3}$$

wobei $E_{min} = E(r_{max})$ die Feldstärke ist, bei der ein Elektron zwischen zwei Stößen so viel Energie aufnimmt, daß es zur Ionisation eines Gasteilchens fähig ist. Einsetzen des Feldes (1.6) liefert

$$\ln G = \frac{U}{\ln \frac{b}{a}} \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{\alpha(E)}{E^2}\, dE \tag{6.4}$$

Diethorns Näherung [BLR 93] besteht nun in der Annahme, daß

$$\alpha(E) = \beta\, E \tag{6.5}$$

mit einer gasspezifischen Proportionalitätskonstante β, was für einen gewissen Feldbereich zutrifft (Abb. 6.1). Wir erhalten dann:

$$\ln G = \frac{U\beta}{\ln \frac{b}{a}} \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{dE}{E} = \frac{U\beta}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{E(a)}{E_{min}} = \frac{U\beta}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{U}{E_{min}\, a \ln \frac{b}{a}} \tag{6.6}$$

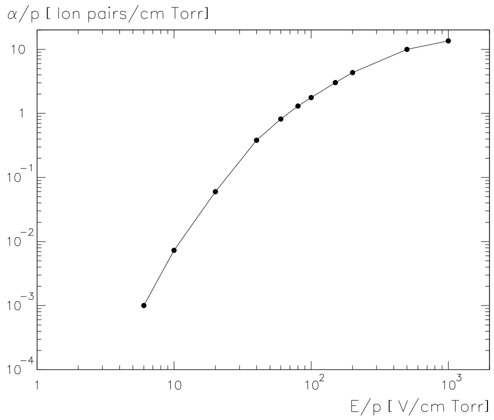


Abbildung 6.1: Townsend-Koeffizient für Argon in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld

Welche Bedeutung hat β?
Durch geschickte Umformungen erhalten wir

$$\ln G = \frac{U\beta}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{E(a)}{E_{min}} = \frac{U\beta}{\ln \frac{b}{a}} \ln \frac{r_{max}}{a} = \frac{U\beta}{\ln \frac{b}{a}} \int_a^{r_{max}} \frac{dr}{r} = \beta \int_a^{r_{max}} E(r) dr = \beta[\Phi(a) - \Phi(r_{max})]$$

wobei $\Phi(r)$ das elektrische Potential am Radius r ist. Angenommen zwischen r_{max} und a finden im Mittel Z Ionisationen (= Verdopplungen der Elektronenzahl) mit $G = 2^Z$ statt. Ferner sei $\Delta\Phi$ die Potentialdifferenz, die im Mittel zur Erzeugung einer weiteren Lawinengeneration notwendig ist. Dann gilt:

$$\ln G = \beta Z\, \Delta\Phi = \beta\, \log_2 G\, \Delta\Phi = \frac{\beta\, \Delta\Phi}{\ln 2} \ln G$$

also

$$\beta = \frac{\ln 2}{\Delta\Phi} \tag{6.7}$$

Einsetzen von (6.7) in (6.6) ergibt die Diethorn-Formel:

$$\ln G = \frac{\ln 2\, U}{\ln \frac{b}{a}\, \Delta\Phi} \ln \frac{U}{E_{min}\, a \ln \frac{b}{a}} \tag{6.8}$$

$\Delta\Phi$ und E_{min} sind gasspezifische Größen. E_{min} skaliert invers mit der mittleren freien Weglänge und ist somit proportional zur Dichte bzw. zum Druck. Da diese Diethorn-Parameter für keines unserer Gase bekannt sind, wird ein quantitativer Vergleich unserer Meßwerte mit theoretischen Zahlen nicht möglich sein. Die Diethorn-Formel hat ohnehin den Nachteil, daß die zugrundeliegende Näherung (6.5) in Drahtnähe nicht mehr zulässig ist. Beispielsweise beträgt an der Oberfläche eines 50 μm Drahtes bei 3100 V und 3 bar = 2250 torr das reduzierte Feld $E(a)/P = 87$ V(cm torr)$^{-1}$, wo gemäß Abb. 6.1 der Townsend-Koeffizient α bereits in Sättigung übergeht.

Wir können dennoch mit Hilfe der Diethorn-Formel den zu messenden Zusammenhang zwischen Gain, Spannung und Drahtdurchmesser qualitativ vorwegnehmen. Umgekehrt werden wir nach den Messungen versuchen, für unsere Gase die Diethornparameter zu bestimmen.

Als Beispiel zeigt Abb. 6.2a für das Gas Ar 95 / CO_2 5 (Diethorn-Parameter: $E_{min}(3\,\text{bar}) =$ 135 kV/cm; $\Delta\Phi$ = 21.8 V) den theoretischen Gain in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Ar 95 / CO_2 5 ist das einzige Gas, das in seiner Zusammensetzung einigen unserer Mischungen nahekommt und für das die Diethorn-Parameter in der Literatur [BLR 93] zu finden sind.

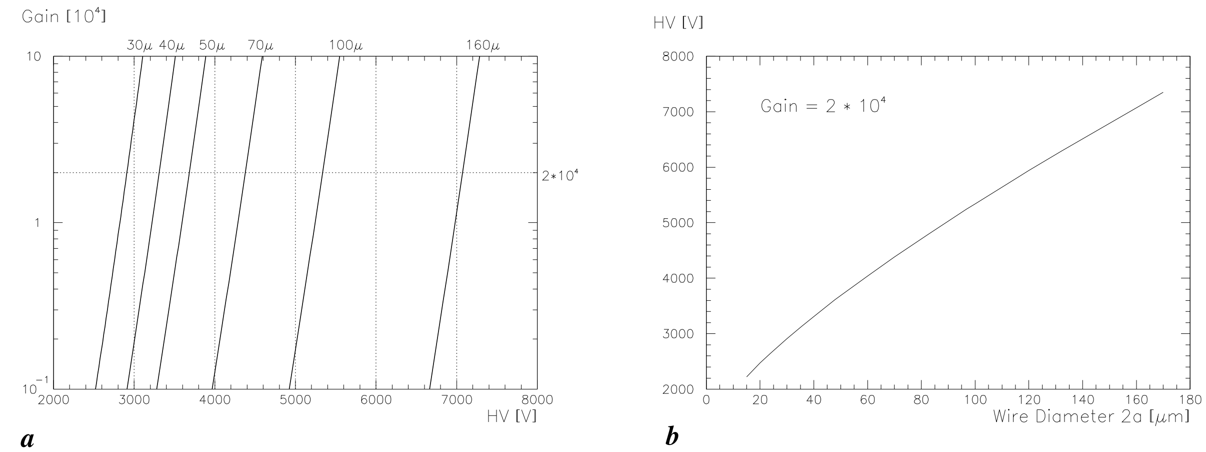


Abbildung 6.2: a: Berechnete Gasverstärkung für Ar 95 / CO_2 5 mit Drähten verschiedener Durchmesser b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser

6.2 Meßmethoden

Die Bestimmung der Gasverstärkung basiert auf der Messung der auf dem Draht deponierten Ladung Q_{dep} und auf der Kenntnis der Primärionisation Q_{prim}:

$$G = \frac{Q_{dep}}{Q_{prim}}$$

Per definitionem bezieht sich die Gasverstärkung G nur auf Proportionalsignale.

Von der gesamten im Draht deponierten Ladung ist uns der Anteil experimentell zugänglich, der vom Vorverstärker gesehen wird und innerhalb der Gate-Zeit den ADC erreicht. Für die Messung dieser Ladung wurden die Voraussetzungen durch die Ladungskalibration von Ausleseelektronik und ADC bereits geschaffen (Kap. 4). Die Versuchsdurchführung besteht nun darin, die Driftrohre ionisierender Strahlung auszusetzen und für jedes von ihnen bei mehreren Anodenspannungen die ADC-Spektren aufzunehmen. Die Peakpositionen in den Spektren können dann mit Hilfe der Kalibrationsgraphen (wie z.B. in Abb. 4.5b) in Ladungen umgerechnet werden. Danach gilt es, rechnerisch zu ermitteln, welcher Ladungsanteil sich der ADC-Messung entzieht, sei es, daß er den Vorverstärker nicht erreicht (Kapitel 6.3.2), oder daß er erst nach dem Gate-Ende am ADC ankommt (Kapitel 6.3.1).

Die zweite Ingredienz der Gainbestimmung ist die Anzahl der Primärelektronen, die von der Art der ionisierenden Strahlung abhängt:

Kompliziert ist der Fall der Ionisation durch Myonen. Hier ist die Primärionisationsladung proportional zur Länge der Myonenbahn innerhalb des Rohres; sie ist also Funktion der Bahnposition bezüglich des Drahtes. Gegeben sind in der Literatur [BLR 93] die mittlere Anzahl von Ionisationsclustern pro Einheitsstrecke (105/cm bei 3 bar in Ar für Myonen von ca. 100 GeV) und die extrem asymmetrische Clustergrößenverteilung. 65.6 % aller Cluster enthalten nur ein Elektron. Die Wahrscheinlichkeit $P(k)$ für k Elektronen in einem Cluster nimmt aber asymptotisch nur mit k^{-2} ab, weshalb der Mittelwert $\sum kP(k)$ theoretisch divergiert. Für praktische Rechnungen beschränkt man sich darauf, Cluster mit bis zu 500 e zu berücksichtigen. Der Mittelwert dieser abgeschnittenen Verteilung liegt bei 2.66 e. Theoretisch ist diese Vorgehensweise inkorrekt. Jedoch beträgt die Wahrscheinlichkeit für $k > 500$ nur 0.05 %. Unter den etwa 250 Clustern, die entlang einer Myonenbahn innerhalb des Rohres entstehen, befinden sich folglich im Mittel nur 0.125 Cluster mit $k > 500$. Auch ist ein Schnitt bei großen k physikalisch realistisch, da für 200 GeV Myonen bereits andere Prozesse zum Energieverlust beitragen (z.B. Bremsstrahlung und e^+e^- - Paarerzeugung), die bei sehr großen Energieüberträgen über die Ionisation dominieren, womit sehr große Ionisationscluster unwahrscheinlicher werden.

Da zu den auszuwertenden ADC-Spektren alle Bahnlängen zwischen 0 und 3 cm (Rohrdurchmesser) beitragen, berechnen wir die Primärionisation für die mittlere Bahnlänge, die durch

$$\langle l \rangle = \frac{1}{2}\, b\, \pi \, = 23.6\,\mathrm{mm}$$

gegeben ist. Wir erhalten für die mittlere Primärladung

$$\langle Q_{prim} \rangle = 105 \ \mathrm{cm}^{-1} \cdot 2.85\, e \cdot 2.36 \ \mathrm{cm} \ = 706\, e$$

Diese Zahl sei nur als Richtwert gegeben. In unseren tatsächlichen Rechnungen wird berücksichtigt, daß die zu den Clustern gehörenden Lawinen zu verschiedenen Zeiten am Draht ankommen und daher innerhalb des endlichen ADC-Gates verschieden viel Ladung induzieren können. In die rechnerische Korrektur der gemessenen Ladung hinsichtlich endlicher Gate-Zeit (Abschnitt 6.3.1) wird der statistische Charakter der Ionisation entlang einer Myonenbahn und die Abhängigkeit des Signals von der Bahnposition eingehen.

Ein einfacherer Fall liegt bei der Verwendung von Röntgenphotonen (einige keV) als ionisierende Teilchen vor. Sie werden bei der Ionisation absorbiert und deponieren ihre Energie auf einmal. Durch Sekundärionisation entsteht ein einziger Elektronencluster, dessen Größe proportional zur Photonenenergie ist.

Für Gasverstärkungsmessungen sind folgende zwei Röntgenquellen üblich:

- ${}^{55}_{26}\mathrm{Fe} \xrightarrow{\mathrm{EC}} {}^{55}_{25}\mathrm{Mn}^* \longrightarrow {}^{55}_{25}\mathrm{Mn} + \mathrm{X}\ (5.9\ \mathrm{keV})$
  Das 5.9 keV Röntgenquant erzeugt in Ar im Mittel 227 e.

  Für Quanten solch niedriger Energie ist die Absorptionslänge in Aluminium so klein, daß sie die 400 μm dicke Rohrwand nicht zu durchdringen vermögen. Um ^{55}Fe-Quellen verwenden zu können, muß deshalb in der Rohrwand ein Fenster angebracht werden, das einerseits hinreichend dünn ist, um die Photonen passieren zu lassen, andererseits dem Gasüberdruck von 2 bar standhält. Dazu genügt es, ein Loch zu bohren und mit haushaltsüblicher Al-Folie zu überkleben. Von unseren 6 Rohren ist nur das ältere 50 μm-Rohr mit einem Fenster ausgerüstet.

- ${}^{241}_{95}\mathrm{Am} \longrightarrow {}^{239}_{93}\mathrm{Np}^* + \alpha\ ;\ {}^{239}_{93}\mathrm{Np}^* \longrightarrow {}^{239}_{93}\mathrm{Np} + \mathrm{X}\ (60\ \mathrm{keV})$
  In einem zwischen Am-Quelle und Driftrohr geschobenen Mo-Blech werden die α's absorbiert und die 60 keV Quanten zum Teil in 17 keV Quanten konvertiert (Fluoreszenz), die für unsere Zwecke geeigneter sind. Ein 60 keV Photon würde ca. 2350 Elektronen freisetzen. Bei der Multiplikation eines so großen Clusters ergäben sich zu hohe Ladungsdichten, die die Proportionalität des Verstärkungsprozesses zu stark beeinträchtigen würden. Auch wären höhere Streamerraten zu erwarten. Ein 17 keV Röntgenquant erzeugt in Ar im Mittel „nur“ 667 e.

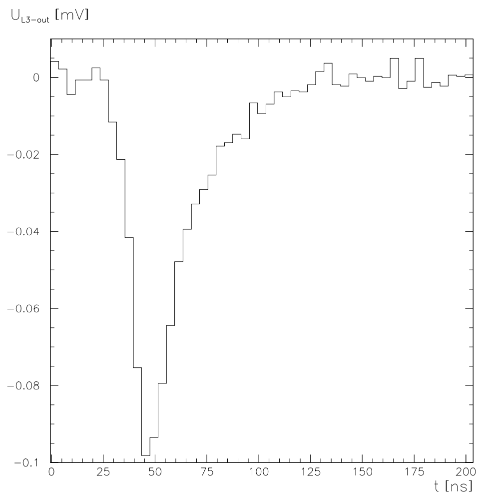


Abbildung 6.3: Signal eines 5.9 keV Photons aus einer ${}^{55}_{26}$Fe-Quelle

Der Vorteil von Photonenquellen liegt in der bekannten Zahl von Ionisationselektronen und in der einfacheren Pulsform (Abb. 6.3), für die die Berechnung der innerhalb eines Gates gesammelten

Ladung wesentlich leichter ist als für Myonenpulse mit ihren vielen Spikes (Abschnitt 6.3.1). Die von uns praktizierte Verwendung dreier verschiedener ionisierender Strahlungen ermöglicht das Studium systematischer Unterschiede zwischen den Gasverstärkungen. Im Hinblick auf den vielfältigen Strahlungshintergrund bei ATLAS sind solche Untersuchungen interessant.

6.3 Rechnerische Korrekturen

Es wurde bereits erwähnt, daß nicht die gesamte in der Anode induzierte Ladung schließlich vom ADC registriert wird. Da wir aber zur korrekten Bestimmung der Gasverstärkung die vollständige Lawinenladung benötigen, müssen wir errechnen, welchen Anteil davon wir gemessen haben. Ladungsinformation geht durch zwei Mechanismen verloren:

- Das endlich lange ADC-Gate schneidet von jedem Puls den größten Teil des langen Schwanzes ab. Wieviel Ladung dabei verlorengeht, hängt über die Pulsform von der Art der ionisierenden Strahlung ab (Myonen oder Photonen). Es sei daran erinnert, daß die eigentlich naheliegende Verlängerung des ADC-Gates wegen des Undershoots des L3-Vorverstärkers nicht möglich ist.
- Nicht die gesamte induzierte Ladung fließt durch den Vorverstärker. Ein Teil des Pulses geht am terminierten, nicht ausgelesenen Rohrende verloren. Ferner treten bei der Signalpropagation im Rohr (= koaxialer Wellenleiter) frequenzabhängige Verluste auf.

6.3.1 Berücksichtigung der endlichen Gate-Länge

Diese Korrekturrechnung wird mit einem von J. Dubbert geschriebenen Programm durchgeführt und in seiner Diplomarbeit [DUB 96] ausführlich beschrieben. Vorliegende Abhandlung beschränkt sich auf die Erklärung der Grundzüge der Methode.

Wir beginnen mit dem einfacheren Fall der fast punktförmigen Ionisation durch Photonen. Jedes Photon bildet einen Cluster von n Elektronen ($n \sim$ Energie), die abgesehen von diffusiven Effekten alle gleichzeitig die Multiplikationszone erreichen und eine Lawine der Größe $n \cdot G$ (G = Gasverstärkung) bilden. Der induzierte Puls ist die kohärente Summe der einzelnen Ionenpulse (1.10)[1]:

$$I(t) = G \cdot n \cdot \frac{e}{2 \ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{t + t_0} \tag{6.9}$$

In diesem Puls ist bis zum Ende des ADC-Gates t_{gate} die Ladung

$$Q_{ADC}(t_{gate}) = \int_0^{t_{gate}} I(t) dt = G \cdot n \cdot \frac{e}{2 \ln \frac{b}{a}} \cdot \ln \left(1 + \frac{t_{gate}}{t_0} \right) \tag{6.10}$$

enthalten. Die für ein endliches ADC-Gate korrigierte Gasverstärkung ist demnach durch

$$G = \frac{Q_{ADC}(t_{gate})}{n \cdot \frac{e}{2 \ln \frac{b}{a}} \cdot \ln \left(1 + \frac{t_{gate}}{t_0} \right)} \tag{6.11}$$

gegeben.

[1] Zur Erinnerung: Vorausgesetzt ist eine feldunabhängige Ionenmobilität μ. Dann ist $t_0 = \frac{a^2}{2\mu U} \ln \frac{b}{a}$. a = Drahtradius, b = Rohrradius, U = Anodenspannung. Die Ionen entstehen zur Zeit $t = 0$.

Nun zum schwierigeren Fall der Ionisation entlang einer Myonenbahn.

Wir werden zunächst eine Myonenbahn im Abstand y vom Drahtzentrum betrachten, ihre Ionisation simulieren, das Signal berechnen (mit abgeschalteter Gasverstärkung) und es während der Gate-Zeit aufintegrieren. Diese Rechnung werden wir dann für N Bahnen mit äquidistanten $y\epsilon[0, b]$ durchführen; außerdem wird jede Bahn zur Verbesserung der Statistik M-mal simuliert. Am Ende wird der Mittelwert der integrierten Ladung aller Einzelsimulationen errechnet. Er entspricht bis auf den fehlenden Gasverstärkungsfaktor der gemessenen mittleren ADC-Ladung.

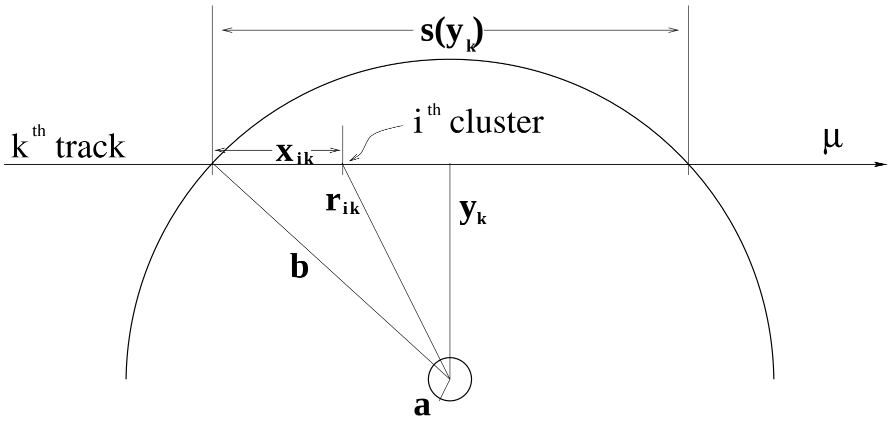


Abbildung 6.4: Zur Notation im Text

Ein Myon, das im Abstand y_k $(k = 1, ..., N)$ am Draht vorbeifliegt (Abb. 6.4), legt im Rohr die Strecke

$$s(y_k) = 2\sqrt{b^2 - y_k^2}$$

zurück. Entlang dieser Strecke werden durch Simulation einer Exponentialverteilung die Abstände zwischen den Positionen x_{ik} der Ionisationscluster gewählt. Jeder der Cluster bekommt durch Zufallsauswahl auf Basis der in [BLR 93] tabellierten Clustergrößenverteilung n_{ik} Elektronen zugeteilt. Ein so definierter Cluster hat nun bis zum Draht die Strecke

$$r_{ik} = \sqrt{y_k^2 + \left(\frac{s(y_k)}{2} - x_i\right)^2}$$

zu driften. Die zugehörige Driftzeit $T(r_{ik})$ muß einer theoretisch bestimmten r-t-Relation (Garfield-Simulation) entnommen werden. Dies ist der Grund dafür, daß wir gemäß Kapitel 5 die Richtigkeit der Garfield-Driftzeiten für jedes Gas überprüft und gegebenenfalls auf unsere eigenen Messungen der maximalen Driftzeiten skaliert haben.

Falls die Driftzeit T_{ik} eines Clusters größer als die Gate-Länge ist, trägt dieser Cluster nicht zur gemessenen Ladung bei. Ansonsten ist sein unverstärkter Ladungsbeitrag

$$q_{prim}^{ik}(t_{gate}) = \frac{1}{G}\int_{T_{ik}}^{t_{gate}} I(t - T_{ik})dt = n_{ik} \cdot \frac{e}{2\ln\frac{b}{a}} \cdot \ln\left(1 + \frac{t_{gate} - T_{ik}}{t_0}\right) \qquad (6.12)$$

Die zur gesamten k-ten Myonenbahn gehörende Ladung ergibt sich durch Summierung aller

Clusterbeiträge zu

$$q^k_{prim}(t_{gate}) = \sum_i q^{ik}_{prim}(t_{gate}) \tag{6.13}$$

$q^k_{prim}(t_{gate})$ wird für jedes k M-mal ausgerechnet, dann der Mittelwert $\langle q^k_{prim}(t_{gate})\rangle_M$ gebildet. Schließlich muß noch über alle N Bahnen gemittelt werden, um $\langle q_{prim}(t_{gate})\rangle$ zu erhalten.

Mit der experimentell gemessenen Ladung $\langle Q_{ADC}\rangle$ kann dann die für endliche Gate-Länge korrigierte Gasverstärkung

$$G = \frac{\langle Q_{ADC}\rangle}{\langle q_{prim}(t_{gate})\rangle} \tag{6.14}$$

bestimmt werden.

6.3.2 Ladungsteilung und frequenzdispersives Shaping im Driftrohr

Über diese Korrektur haben J. Dubbert, N. Hessey und ich eine ATLAS Muon Note [DEI 96] veröffentlicht, die dieser Diplomarbeit als fester Bestandteil beigefügt ist. In diesem Kapitel wird nur eine Zusammenfassung gegeben.

In Abb. 6.5 sind noch einmal die relevanten Elemente von Driftrohr und Front-End-Elektronik dargestellt (vgl. Kapitel 3.2.2).

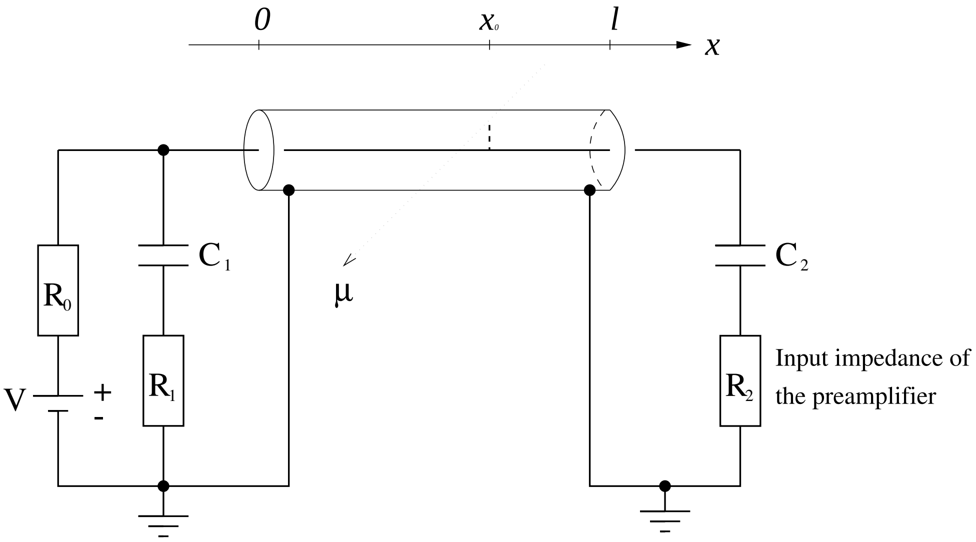


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung der Driftrohrbeschaltung

Man betrachte einen Myonendurchgang in der longitudinalen Position x_0. Von der Ladungslawine, die zur Zeit t_0 den Draht erreiche, greifen wir ein Ion heraus, verfolgen sein Signal und untersuchen, welcher Anteil davon am Vorverstärker ankommt.

Der im Draht induzierte Strompuls $j(t)$, dessen Form durch (1.10) gegeben ist, teilt sich am Ort x_0 in zwei gleiche Anteile auf, die zu den Rohrenden streben. Die Propagation des Signals unterliegt der Dispersion, die durch Wellenzahl $k(\omega)$ und Dämpfung $\alpha(\omega)$ charakterisiert ist:

$$k(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\omega\, C\, \sqrt{R^2(\omega) + \omega^2\, L^2} + \omega^2\, L\, C\right]} \tag{6.15}$$

$$\alpha(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\omega\, C\, \sqrt{R^2(\omega) + \omega^2\, L^2} - \omega^2\, L\, C\right]} \tag{6.16}$$

Induktivität L und Kapazität C pro Rohreinheitslänge wurden in den Gleichungen (3.2) und (3.3) angegeben. Der Drahtwiderstand $R(\omega)$ hängt über den Skineffekt von der Signalfrequenz ab. Ab einer Grenzfrequenz, die für 50 μm Drähte bei $\omega \approx 1$ GHz liegt, ist der $R(\omega)$ dominierende Term proportional zu $\sqrt{\omega}$.

Sowohl die Signalausbreitungsgeschwindigkeit als auch die Dämpfung sind für jede Frequenz verschieden. Um die daraus resultierende Signalverzerrung zu studieren, müssen wir jede Frequenzkomponente des Ionenpuls einzeln betrachten, was durch eine Fouriertransformation von $j(t)$ bewerkstelligt wird:

$$\tilde{\jmath}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\,\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} j(t)\, e^{-i\,\omega\, t}\, dt \tag{6.17}$$

Die Ausführung der Transformation erfolgt numerisch. Nach dem Zurücklegen einer Strecke Δx entlang des Rohres wird jede Komponente mit dem Propagationsfaktor

$$T_\omega(\Delta x) \equiv e^{-[\alpha(\omega) - i\, k(\omega)]\, \Delta x} \tag{6.18}$$

versehen. Die Abhängigkeit des Propagators von der zurückgelegten Streckenlänge ist dafür verantwortlich, daß das Ausgangssignal u.a. Funktion der Lawinenposition x_0 ist.

An den Rohrenden wird jeweils ein Teil des Signals zurück ins Rohr reflektiert, der Rest transmittiert. So wird zwischen den Rohrenden ein immer kleiner werdender Signalbruchteil unendlich oft hin und her reflektiert. Der Stromanteil, der am terminierten Rohrende transmittiert wird, fließt zur Erde und ist verloren, während Transmissionen am Vorverstärkerende in die Ladungsmessung eingehen. Die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten des linken bzw. rechten Rohrendes lauten

$$\rho_{1/2}(\omega) = \frac{Z_{1/2}(\omega) - Z_0(\omega)}{Z_{1/2}(\omega) + Z_0(\omega)} \tag{6.19}$$

$$\tau_{1/2}(\omega) = 1 - \rho_{1/2}(\omega) \tag{6.20}$$

mit der Rohrimpedanz

$$Z_0(\omega) = \sqrt{\frac{L}{C}\Big(1 + \frac{R(\omega)}{i\,\omega\, L}\Big)} \tag{6.21}$$

und den Impedanzen der Terminierungen

$$\frac{1}{Z_1(\omega)} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_1 + \frac{1}{i\,\omega\, C_1}} \tag{6.22}$$

$$Z_2(\omega) = R_2 + \frac{1}{i\,\omega\, C_2}\,. \tag{6.23}$$

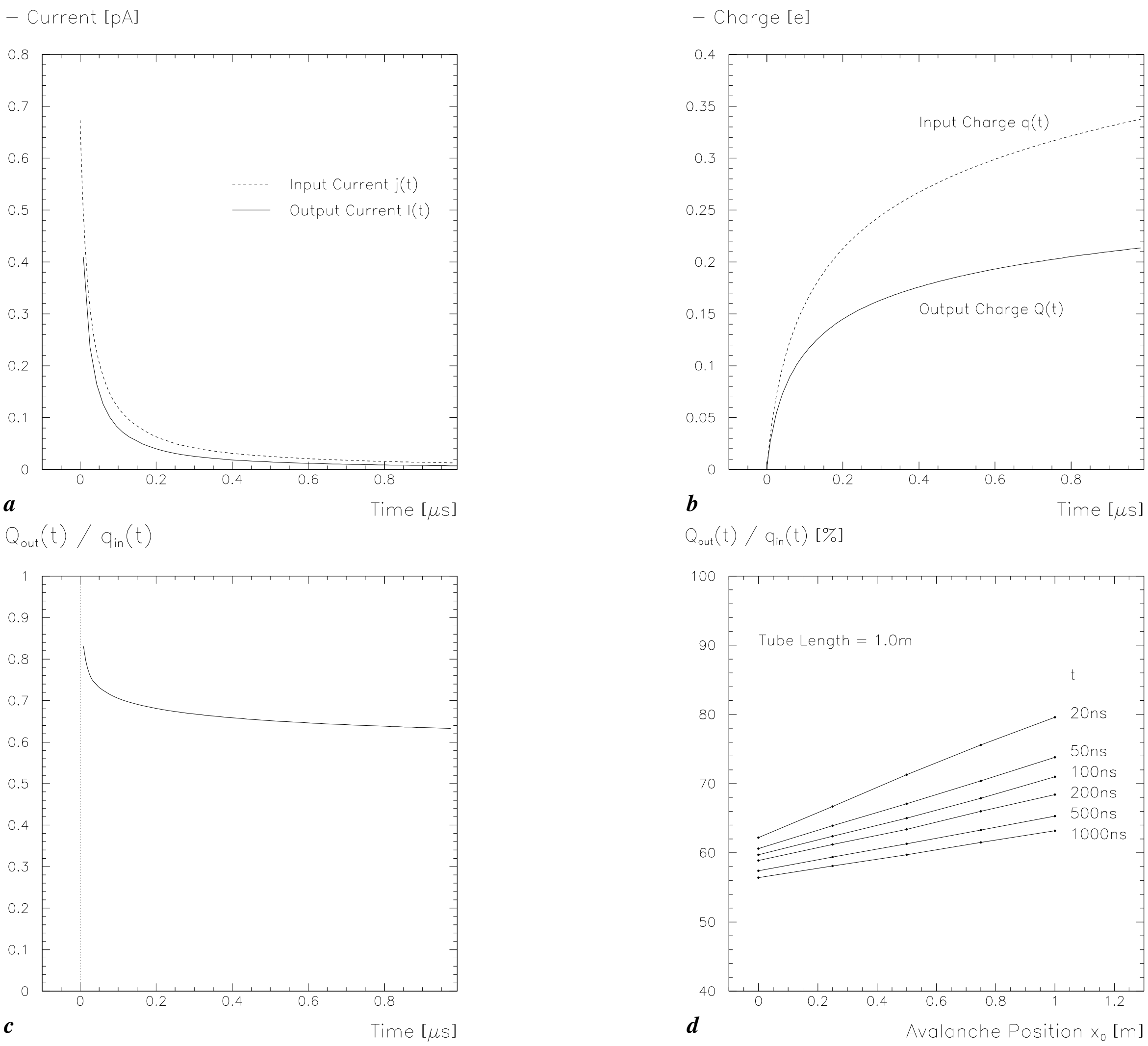


Abbildung 6.6: a: Vergleich zwischen induziertem und ausgelesenem Strom
b,c: Vergleich zwischen induzierter und ausgelesener Ladung
d: Verhältnis von ausgelesener zu induzierter Ladung als Funktion der Lawinenposition x_0

Auf der Basis der Erkenntnisse über Propagation und Reflexionen kann analytisch eine komplexe Transferfunktion $\Psi(\omega)$ hergeleitet werden, die für eine gegebene Frequenz ω angibt, welcher Anteil der Fourierkomponente $\tilde{\jmath}(\omega)$ den Vorverstärker erreicht.

$$\tilde{I}(\omega) = \Psi(\omega) \cdot \tilde{\jmath}(\omega) \tag{6.24}$$

$\tilde{I}(\omega)$ ist die Fouriertransformierte des vom Vorverstärker gesehenen Stromes. Die Transferfunktion $\Psi(\omega)$ sei hier ohne Herleitung angegeben:

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{2}\, \tau_2(\omega)\, e^{-[\alpha(\omega) - i\, k(\omega)]\,(l - x_0)}\; \frac{1 + \rho_1(\omega)\, e^{-[\alpha(\omega) - i\, k(\omega)]\, 2\, x_0}}{1 - \rho_1(\omega)\, \rho_2(\omega)\, e^{-[\alpha(\omega) - i\, k(\omega)]\, 2\, l}} \tag{6.25}$$

Den Ausgangsstrom $I(t)$ erhalten wir durch Fourier- Rücktransformation:

$$I(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{I}(\omega)\, e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\omega)\, \tilde{\jmath}(\omega)\, e^{i\omega t} d\omega \tag{6.26}$$

Zur Illustration vergleichen wir in Abb. 6.6a den Ausgangsstrom $I(t)$ mit dem induzierten Strom $j(t)$ für folgende Parameter:

$R_0 = 1$ MΩ, $R_1 = 382$ Ω, $R_2 = 55$ Ω, $C_1 = C_2 = 470$ pF, $a = 25$ μm, $b = 14.6$ mm, $l = 1$ m, $x_0 = 0.5$ m, CuBe-wire: $\sigma = 9 \cdot 10^6\ (\Omega\,\mathrm{m})^{-1}$.

Durch Integration über die Gate-Länge t_{gate} folgt die Ladung, die pro driftendem Ion von der Ausleseelektronik registriert wird:

$$Q(t_{gate}) = \int_0^{t_{gate}} I(t)\, dt \tag{6.27}$$

In Abb. 6.6b sind als Funktion der Zeit die im Draht induzierte Ladung $q(t)$ und die am Vorverstärker ankommende Ladung $Q(t)$ dargestellt. Abb. 6.6c zeigt das Verhältnis $Q(t)/q(t)$. Nach einer typischen Gate-Länge von 600 ns beträgt es 61 %. Wir werden also die vom ADC gemessene Ladung um den Faktor $\frac{1}{0.61} = 1.6$ nach oben korrigieren müssen, um die gesamte deponierte Ladung zu erhalten. Diese Zahl basiert auf der Annahme, daß alle Myonen durch die Rohrmitte ($x_0 = 0.5$ m) fliegen, was natürlich nicht wahr ist. Wie jedoch Abb. 6.6d verdeutlicht, ist die Abhängigkeit des Korrekturfaktors von der Position x_0 in guter Näherung linear. Das über alle Myonenbahnen gemittelte Q/q kann deshalb mit seinem Wert bei $x_0 = \frac{l}{2} = 0.5$ m gleichgesetzt werden.

6.3.3 Kombination der Korrekturfaktoren

Um die Ergebnisse der letzten beiden Abschnitte zusammenzufassen, sei hier die Endformel gegeben, nach der aus einer gemessenen Ladung $\langle Q_{ADC} \rangle$ die Gasverstärkung bestimmt wurde:

$$G = \frac{\langle Q_{ADC} \rangle}{\langle q_{prim}(t_{gate}) \rangle \cdot \psi} \tag{6.28}$$

Hier ist ψ der Ladungsteilungsfaktor $Q(t_{gate})/q(t_{gate})$ aus Abschnitt 6.3.2. $\langle q_{prim}(t_{gate}) \rangle$ ist die nach Abschnitt 6.3.1 berechnete mittlere Primärladung, die innerhalb der Gate-Zeit gesammelt wird. Zu unterscheiden sind:

- Ionisation durch Photonen:

$$\langle q_{prim}(t_{gate}) \rangle = n \cdot \frac{e}{2 \ln \frac{b}{a}} \cdot \ln \left(1 + \frac{t_{gate}}{t_0} \right)$$

  - Für 5.9 keV Photonen ($^{55}_{26}$Fe) ist $n = 227$.
  - Für 17 keV Photonen ($^{241}_{95}$Am / Mo) ist $n = 667$.

- Ionisation durch Myonen:

$$\langle q_{prim}(t_{gate}) \rangle = \left\langle \sum_i n_{ik} \cdot \frac{e}{2 \ln \frac{b}{a}} \cdot \ln \left(1 + \frac{t_{gate} - T_{ik}}{t_0} \right) \right\rangle$$

wo k die Bahnen und i die Cluster bezeichnet. Die Clustergrösse n_{ik} wird statistisch generiert, die Driftzeit T_{ik} von Garfield berechnet. Die Mittelung bezieht sich auf den Bahnindex k.

Sowohl $\langle q_{prim}(t_{gate})\rangle$ als auch ψ hängen vom Drahtradius und von der Hochspannung ab.

6.4 Meßergebnisse

In diesem Abschnitt stellen wir nacheinander für die vier untersuchten Gase unsere Resultate für die Gasverstärkung vor. Die Methode wurde bereits in den letzten beiden Abschnitten erklärt.

6.4.1 $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 („Seattle-Gas")

a. Messungen im Myonenhalo

Bei der Diskussion der maximalen Driftzeiten in Kapitel 5.2.1 wurde deutlich, daß die Garfield-Berechnungen Driftzeiten liefern, die im Vergleich zu unseren Messungen um bis zu 300 ns zu kurz sind. Da wir bei der Vorbereitung der Datennahme mit diesem ersten Gas nur die Simulationen zu Rate zogen, unterschätzten wir die Driftzeiten und wählten das ADC-Gate, das ja eigentlich mindestens so lang wie die größte maximale Driftzeit aller Rohre sein sollte, zu kurz. Es betrug 600 ns, wovon 50 ns Sicherheitsabstand (vgl. Kap. 4) zwischen Gate-Beginn und den frühesten Clustersignalen abzuziehen sind. Zur Ladungsintegration standen also effektiv nur 550 ns zur Verfügung, während – wie sich später herausstellte – die längste gemessene Driftzeit 1000 ns betrug (30 μm Draht auf 2.3 kV). Im Prinzip sollte dieser Fehler durch die Korrekturrechnung für endliche Gate-Länge (Kap. 6.3.1) kompensiert werden. In diese Rechnung gehen allerdings unsichere r-t-Relationen von Garfield ein, die so skaliert wurden, daß die maximalen Driftzeiten mit den Meßwerten übereinstimmten. Die Richtigkeit der restlichen Punkte der r-t-Relationen ist nur sehr approximativ gewährleistet. Ferner sind die Meßwerte der maximalen Driftzeiten aufgrund der langen Schwänze in den TDC-Spektren mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet (besonders bei 50 μm Drähten), die schließlich im Endergebnis, der Gasverstärkung, zu systematischen Fehlern von mindestens 20 % führen.

Durch richtige Wahl der Gate-Länge hätte man von der gesamten Ladung den gemessenen Anteil vergrößert und den rechnerisch zu extrapolierenden Teil minimiert, was das Ergebnis zuverlässiger gemacht hätte.

Die Berechnung des Gains ist für dieses Gas, dessen Zusammensetzung wir ja nicht einmal mit Sicherheit kennen, sehr problematisch.

Abb. 6.7 zeigt ein typisches Myonen-ADC-Spektrum des „Seattle-Gases" bei einer Spannung, wo bereits einige Streamer auftreten (3.6 kV für einen 50 μm Draht).

Zur Bestimmung der Gasverstärkung interessiert uns nur der Peak der Proportionalsignale. Zunächst definieren wir zwei Schnittstellen, die die Proportionalsignale vom Pedestal bzw. von den Streamern und hochenergetischem Streuhintergrund trennen. Zwischen den Schnittstellen wird dann der mittlere ADC-Kanal der Proportionaleinträge berechnet und mit Hilfe der schon besprochenen Kalibration in eine Ladung umgerechnet. Daraus folgt – wie in den letzten Abschnitten erläutert – der Gain.

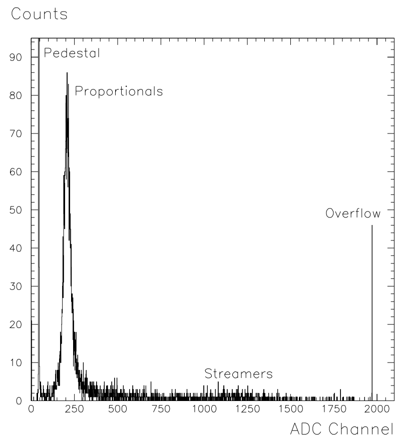


Abbildung 6.7: Myonen-ADC-Spektrum für einen 50 μm Draht bei 3.6 kV

In Abb. 6.8a ist die Gasverstärkung für alle untersuchten Drahtdurchmesser logarithmisch gegen die Anodenspannung aufgetragen. Die eingezeichneten Fehler (ca. 10 %) sind hauptsächlich auf die Unsicherheiten bei der Bestimmung der ADC-Mittelwerte zurückzuführen. Dazu kommen noch systematische Fehler ungewisser Größe (schätzungsweise 20 %), die über die r-t-Relationen in die Rechnung eingehen.

Abb. 6.8b zeigt in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser, welche Spannung für einen Gain von $2 \cdot 10^4$ erforderlich ist.

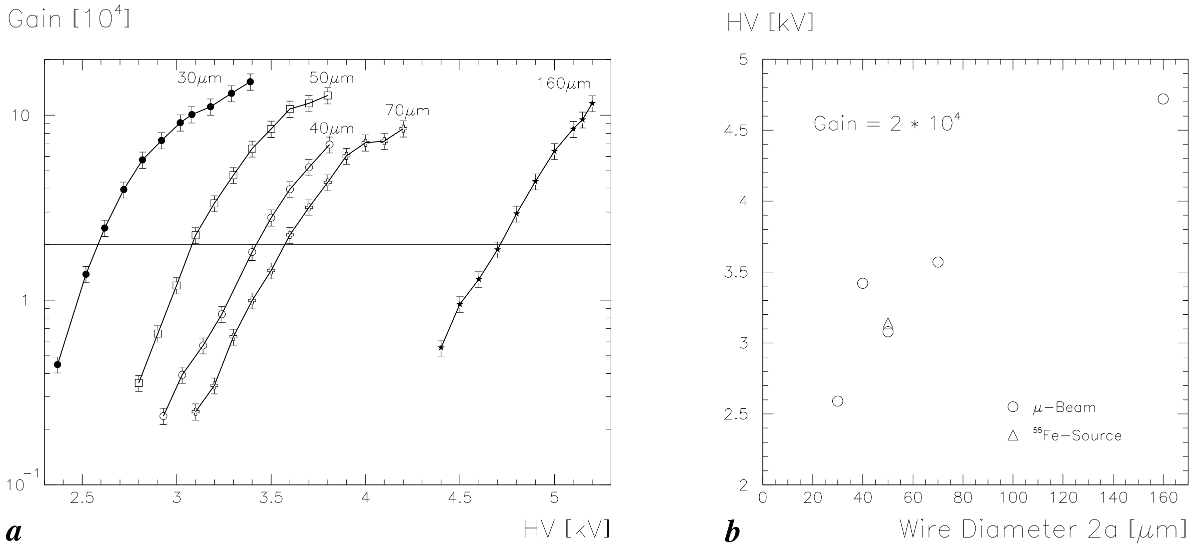


Abbildung 6.8: a: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 für Myonen
b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, als Funktion des Drahtdurchmessers

Folgendes fällt auf:

- Für $G \leq 10 \cdot 10^4$ ist die Abhängigkeit $\ln G(HV)$ – wie es die Diethornformel qualitativ vorhergesagt hat – annähernd linear (vgl. Abb. 6.2). Allerdings sind die Steigungen der Kurven von Draht zu Draht verschieden, was nicht sein sollte und auf ein Problem bei der Gainbestimmung hinweist (siehe dazu Absatz c). Bei hohen Verstärkungen zeigen die Meßkurven eine Sättigung , die auf die Raumladungsdichte der nur langsam zur Kathode driftenden Ionen zurückzuführen ist. Dieser Effekt wurde bei der Herleitung der Diethorn-Formel nicht berücksichtigt.

- Die Kurve für den 40 μm Draht paßt nicht ins Bild. Der Gain ist etwa um einen Faktor 5 zu niedrig. Entsprechend ist die Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, um ca. 600 V zu hoch.

  Eine tiefere Diskussion dieses Phänomens, das bei allen Messungen mit allen Gasen auftrat, sowie seine Lösung folgen in Abschnitt 6.4.5.

b. Messungen mit der ^{55}Fe-Quelle

Da nur ein einziges unserer Rohre, das ältere 50 μ Rohr, ein Röntgenfenster besitzt, konnten nur mit diesem ^{55}Fe-Daten genommen werden. Eine ^{241}Am-Quelle stand zu jenem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung.

Die Gate-Länge betrug wieder 600 ns. Sie hätte kürzer gewählt werden können (ca. 300 ns), da ja bei Photonenmessungen auf das Signal selbst getriggert wird und deshalb die Elektronendriftzeit im Gate nicht berücksichtigt werden muß. Diese Erkenntnis setzte sich jedoch erst später durch, und so wurde im zu langen Gate vermutlich eine gewisse Menge Undershoot mitintegriert. Quantitativ läßt sich das nicht mehr rekonstruieren.

Ein typisches ^{55}Fe-Spektrum ist in Abb. 6.9 abgedruckt. Die Position des 5.9 keV Peaks wird durch einen Gaußfit ermittelt.

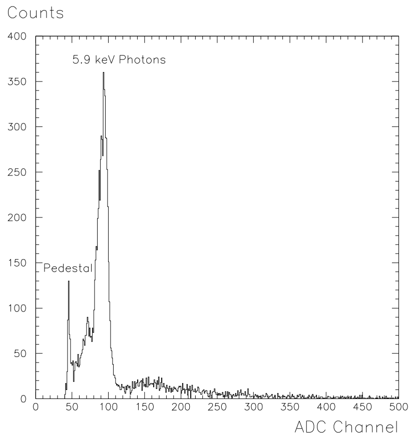


Abbildung 6.9: ^{55}Fe-Spektrum mit dem Gas $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3

In Abb. 6.10 sind alle uns bekannten Messungen der Gasverstärkung für 50 μm Drähte zusammengefaßt.

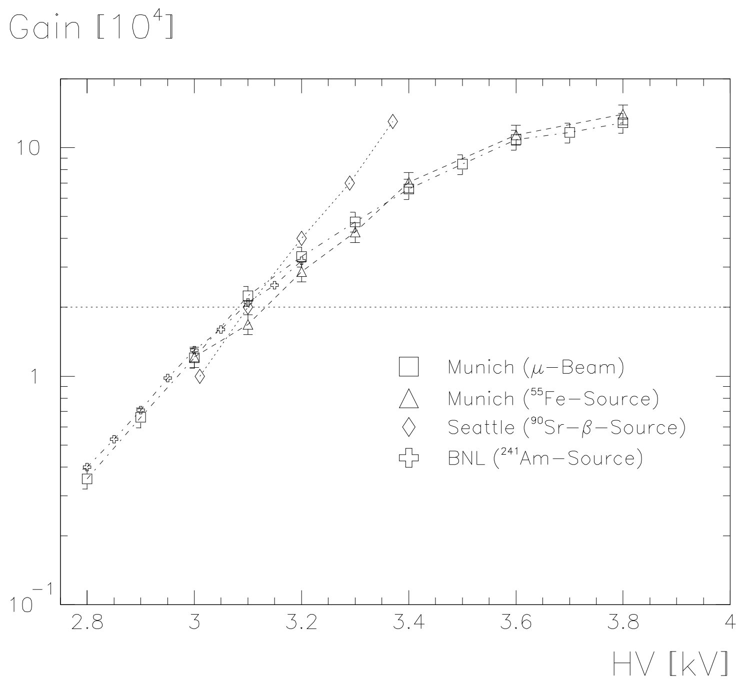


Abbildung 6.10: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 für 50 μm Drähte

Man sieht, daß die Ergebnisse unserer ^{55}Fe- und Myonen-Messungen gut übereinstimmen. Auch die Messungen des BNL sind mit unseren Daten konsistent. Lediglich die University of Washington in Seattle hat – besonders bei hohen Spannungen – abweichende Gasverstärkungen gemessen. Diese Werte entstanden durch Messung und Integration des Stromes durch die Hochspannungsversorgung, wobei keine Unterscheidung zwischen Proportional- und Streamersignalen möglich ist. In Spannungsbereichen, wo Streamer dominieren, werden so zu hohe Verstärkungen gemessen. Die Autoren, die jene Werte veröffentlicht haben [LHE 95], räumen Fehler von bis zu 50 % ein.

Die gute Übereinstimmung unserer Meßwerte mit denen vom BNL überrascht. Wir hatten aufgrund unseres Undershoot-Problems und der Schwierigkeit, die maximale Driftzeit zu messen, mit größeren Abweichungen gerechnet. Die BNL-Rohre arbeiten mit einem anderen Vorverstärker, der keinen Undershoot aufweist.

c. Bestimmung und Diskussion der Diethorn-Parameter

Unsere Gainmeßkurven (Abb. 6.8)a sind für jeden Draht in einem bestimmten Spannungsbereich linear. In dieser Hinsicht besteht eine qualitative Übereinstimmung mit den Kurven, die nach der Diethorn-Formel für ein anderes, aber ähnliches Gas berechnet und in Abb. 6.2 gezeigt wurden. Wir haben deshalb für jeden Draht den linearen Bereich unserer $\ln G$-HV-Kurven durch die

Diethornkonstanten E_{min} und $\Delta\Phi$ parametrisiert [2]. Da gemäß der Theorie diese Parameter nicht vom Drahtdurchmesser abhängen sollten, liefert der Vergleich der für die verschiedenen Drähte gefundenen Zahlenwerte eine Qualitätsbeurteilung unserer Gainbestimmungen und Aussagen über die Gültigkeit der in der Diethorn-Formel enthaltenen Näherungen.

Aus der Diethorn-Formel (6.8) folgt, daß die Abhängigkeit zwischen

$$y := \frac{\ln G \, \ln \frac{b}{a}}{U \, \ln 2} \quad \text{und} \quad x := \ln \frac{U[\mathrm{V}]}{a[\mathrm{cm}] \, \ln \frac{b}{a}}$$

linear ist:

$$y = c_1 x + c_0$$

mit

$$c_0 = -\frac{\ln E_{min}[\mathrm{V/cm}]}{\Delta\Phi} \quad \text{und} \quad c_1 = \frac{1}{\Delta\Phi}$$

Trägt man die Meßpunkte y gegen x auf (wie z.B. in Abb. 6.11), so erhält man aus Steigung und y-Achsenabschnitt der gefitteten Gerade die gesuchten Parameter (Tab. 6.1). Wir geben E_{min}, das proportional mit dem Druck skaliert, für 3 bar (wo wir gemessen haben) und 1 bar (als Referenzwert). Den 40 μm Draht haben wir aufgrund seiner systematisch zu niedrigen Verstärkung weggelassen.

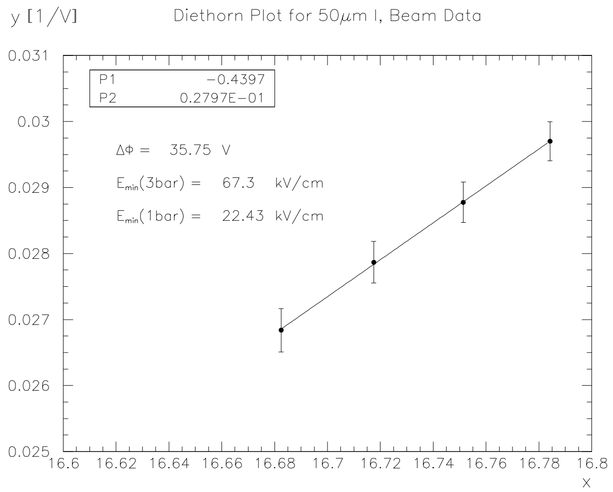


Abbildung 6.11: Diethornplot für Gasverstärkungsmessungen mit $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 (50 μm Draht)

Zu den in der Tabelle angegebenen Fehlern:

Die Fehler der Einzelpunkte (Fehlerbalken im Plot) sind auf Unsicherheiten bei der Berechnung der ADC-Mittelwerte zurückzuführen. Sie sind nicht rein statistischer Natur, sondern

[2] Zur Erinnerung: $\Delta\Phi$ ist die Potentialdifferenz, die zur Erzeugung einer weiteren Lawinengeneration notwendig ist. E_{min} ist das elektrische Feld, bei dem ein Elektron auf der mittleren freien Weglänge so viel Energie aufnimmt, daß es beim nächsten Stoß zur Ionisation fähig ist.

enthalten einen systematischen Anteil, der allen Punkten gemeinsam ist. Er entspricht einer Parallelverschiebung der Geraden im Diethorn-Plot. Auf die Steigung der Geraden wirken sich diese systematischen Fehler kaum aus. Zur Berechnung der statistischen Fehler von $\Delta\Phi$ und E_{min} (1. Fehlerangabe) wurden nur die statistischen Anteile der großen Einzelfehler herangezogen. Die 2. Fehlerangabe bei E_{min} ist der systematische Fehler, der aus der Parallelverschiebungsfreiheit resultiert.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	71 ± 14	$17 \pm 9 \pm 9$	$6 \pm 3 \pm 3$
50	36 ± 1	$67 \pm 1 \pm 2$	$22 \pm 0 \pm 1$
70	79 ± 6	$25 \pm 4 \pm 5$	$8 \pm 1 \pm 2$
160	70 ± 3	$37 \pm 2 \pm 3$	$13 \pm 1 \pm 1$

Tabelle 6.1: Diethorn-Parameter für $Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3 aus Myonen-Daten

Die Werte für 30 μm, 70 μm und 160 μm passen im Rahmen ihrer Fehler zusammen. Der 50 μm Draht fällt um einen Faktor $\frac{1}{2}$ aus der Reihe. Nun ist dies aber genau der Draht, mit dem wir schon bei der Analyse der TDC-Spektren die größten Probleme hatten. Aufgrund von Verunreinigungen könnten die für die Gain-Berechnungen verwendeten r-t-Relationen falsch sein und so zu inkorrekten Diethorn-Parametern geführt haben.

Wir können der Diethorn-Studie für dieses Gas keine einheitlichen Parameterwerte entnehmen. Jedoch erscheinen die Zahlenwerte für 30, 70 und 160 μm vertrauenswürdig, da sie den Ergebnissen für das eng verwandte „Seattle-Prime-Gas“ nahekommen.

Die Gain-Untersuchungen haben noch einmal bestätigt, daß die Analyse der mit diesem Gas genommenen Daten sehr problematisch ist, weil ja nicht einmal die wahre Zusammensetzung der Mischung bekannt ist.

6.4.2 $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 („Seattle-Prime-Gas“)

a. Messungen im Myonenhalo

Unter Berücksichtigung der maximalen Driftzeiten wurde die Gate-Länge zu 850 ns gewählt (incl. 50 ns Abstand zwischen Gate-Beginn und ersten Pulsen).

Die enge Kompositionsverwandtschaft von „Seattle Prime“ zu „Seattle“ resultiert in einer ähnlichen Gasverstärkung. Sie ist in Abb. 6.12a dargestellt. Abb. 6.12b zeigt die Spannung, bei der die Gasverstärkung den Wert $2 \cdot 10^4$ hat. Zum Vergleich wurde nochmals die Kurve des „Seattle-Gases“ in die Graphik aufgenommen. Nur für dicke Drähte treten Abweichungen auf.

Auch für dieses Gas hat das 40 μm Rohr eine viel zu niedrige Verstärkung (Erklärung: Kap. 6.4.5).

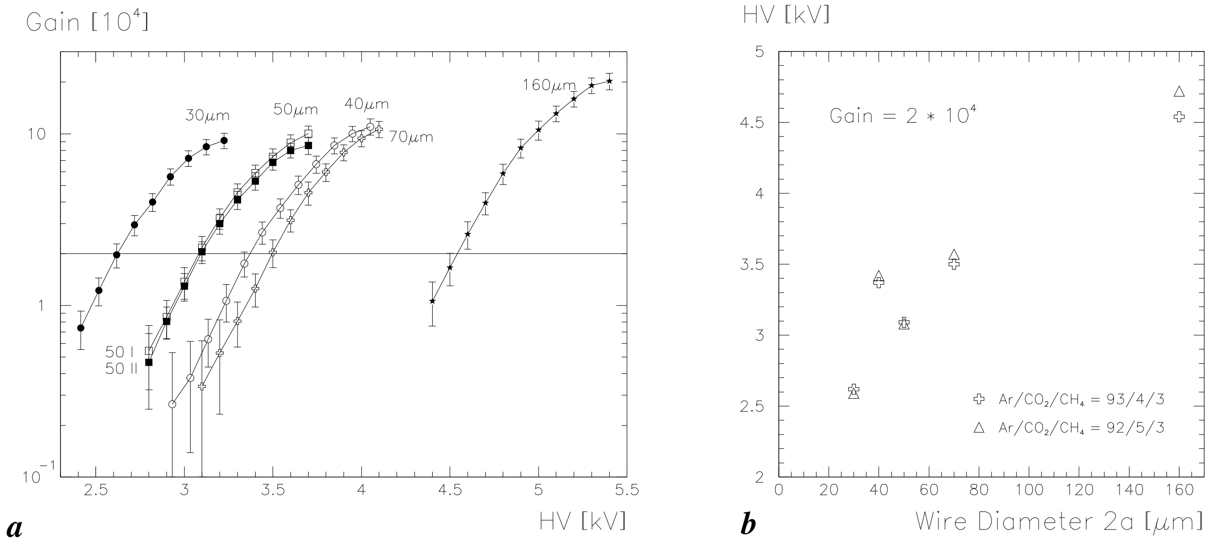


Abbildung 6.12: a: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 für Myonen
b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, als Funktion des Drahtdurchmessers

b. Messungen mit Photonenquellen

Es wurden sowohl Messungen mit der ^{55}Fe-Quelle (nur für Rohr 50 I) als auch mit der ^{241}Am-Quelle (für alle Rohre) durchgeführt. In beiden Fällen betrug die Gate-Länge 300 ns (incl. 50 ns Abstand zwischen Gate-Beginn und den ersten Pulsen).

Zunächst einige Worte zum ^{241}Am/Mo-Spektrum (Abb. 6.13):

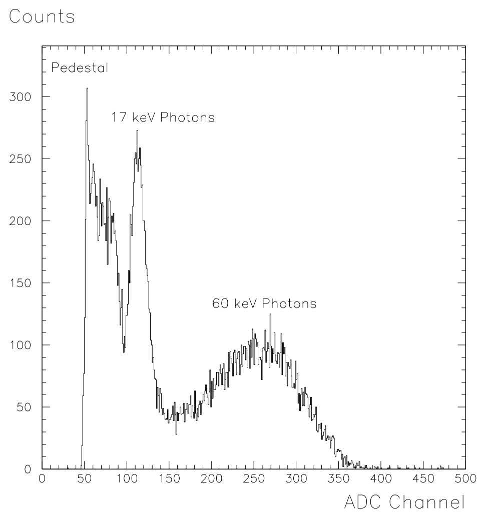


Abbildung 6.13: ^{241}Am-Spektrum mit dem Gas $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3

Das Spektrum weist mehrere Peaks auf, von denen uns nur die scharfe 17 keV Linie des Molybdän-Blechs interessiert. Sie sitzt auf quasikontinuierlichem Hintergrund. Um den Schwerpunkt der Linie zu ermitteln, fitten wir in einen engen Spektralbereich, der den Peak enthält, eine Kurve der Form „Gauß + Polynom 2. Grades", wobei das Polynom den Hintergrund approximiert. Das Molybdän-Blech ist zu dünn, um alle 60 keV Photonen der Americium-Quelle zu absorbieren und zu 17 keV zu konvertieren. Deshalb bleibt im Spektrum immer ein Rest der 60 keV Linie übrig.

Die Ergebnisse der Am/Mo-Messungen sind in Abb. 6.14a dargestellt. Abb. 6.14b vergleicht die für $G = 2 \cdot 10^4$ notwendige Spannung mit den entsprechenden Werten der Myonenstrahlmessungen. Auch der ^{55}Fe-Meßpunkt für Rohr 50 I ist aufgenommen. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

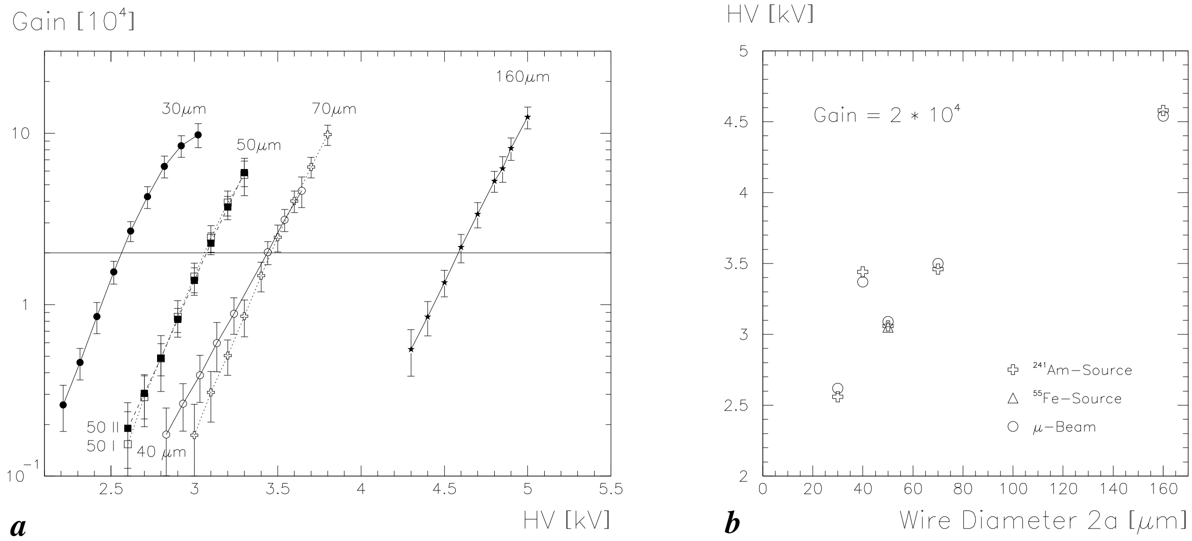


Abbildung 6.14: a: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 für 17 keV Photonen
b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, als Funktion des Drahtdurchmessers

Bei hohen Spannungen jedoch gibt es erkennbare Unterschiede zwischen Myonen und Photonen, was die Sättigung der Gasverstärkung anbelangt. Besonders deutlich wird dies aus Abb. 6.15, wo alle mit 50 μm Drähten genommenen Daten zusammengefaßt sind. Am stärksten ist die Sättigung für Myonen, am schwächsten für die 5.9 keV Photonen aus der ^{55}Fe-Quelle. Zur Erläuterung seien noch einmal die Primärionisationen der drei Strahlungsarten wiederholt: Ein 5.9 keV Photon produziert 227 e, ein 17 keV Photon 667 e. Die von den positiven Ionen erzeugte Raumladung, die für den Sättigungseffekt verantwortlich ist, wird also im Falle der ^{55}Fe-Quelle geringer sein als für die Am/Mo-Quelle. Ein Ionisations-Cluster eines Myons enthält zwar im Mittel nur ca. 3 Elektronen, jedoch entstehen entlang der im Mittel 2.36 cm langen (senkrecht zum Draht verlaufenden) Bahnen ca. 248 solche Cluster, die alle innerhalb von maximal 800 ns die Lawinenregion erreichen. Die Ionen aller Lawinen sammeln sich in Anodennähe an und driften nur sehr langsam zur Kathode, die sie erst einige Millisekunden später erreichen. Es tragen also alle Cluster der Myonenbahn zur Raumladung bei; das sind

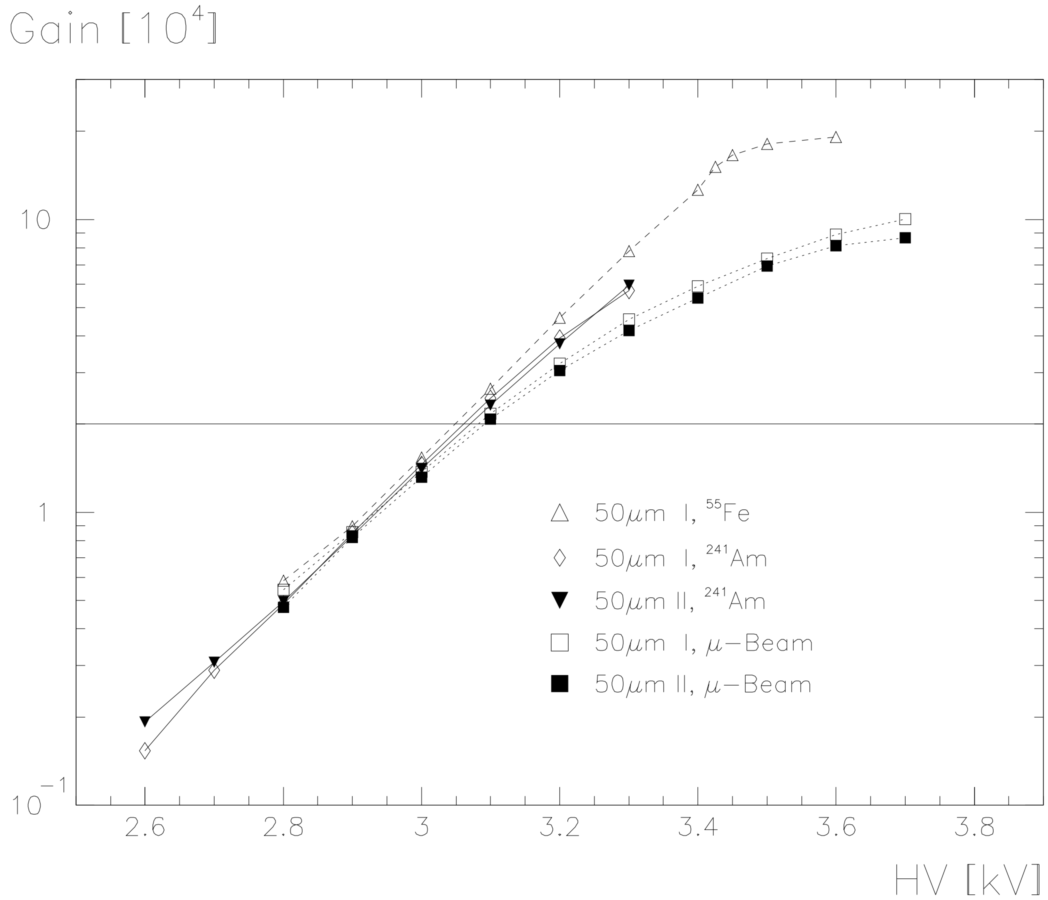


Abbildung 6.15: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 für 50 μm Drähte

im Mittel 700 Elektronen. Die Gainsättigung ist demnach für Myonen noch etwas stärker als für 17 keV Photonen. Vorausgesetzt ist dabei, daß die Flugrichtung der Myonen senkrecht zum Draht steht, was für unseren Aufbau zutrifft. Andernfalls würde sich die Lawinenladung auf eine längere Drahtstrecke verteilen, und Raumladungseffekte blieben aus.

c. Bestimmung und Diskussion der Diethorn-Parameter

Wir haben wieder nach der im Rahmen des „Seattle-Gases“ eingeführten Methode aus unseren Messungen der Gasverstärkung die Diethornparameter bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 6.2 (Myonendaten), 6.3 (Am/Mo-Daten) und 6.4 (^{55}Fe-Daten) zusammengefaßt. Innerhalb der Tabellen sind die Werte im Rahmen der Fehler miteinander vereinbar. Jedoch scheint eine starke Abhängigkeit der Parameter von der Art der ionisierenden Strahlung zu bestehen. Bei genauer Betrachtung von Abb. 6.12 und Abb. 6.14 fällt auf, daß die Steigungen der $\ln G$-HV-Kurven in der Tat für Myonen und Photonen auch unterhalb der Sättigung voneinander abweichen. Vielleicht hat die Elektronenclustergröße auch im nichtgesättigten Proportionalbereich schon Einfluß auf den Lawinenmechanismus, was in Diethorn's Näherung nicht vorgesehen ist. Möglich ist auch, daß der Undershoot im ADC-Gate dazu beiträgt. Wegen der unterschiedlichen Pulsformen bei Quellen- und Strahlmessungen geht auch verschieden viel Undershoot ins Gate ein. Völlig geklärt ist dieser Effekt, der bei allen Gasen beobachtet wurde, nicht.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	77 ± 5	$14 \pm 2 \pm 10$	$4.7 \pm 0.6 \pm 3.5$
50 I	74 ± 1	$22 \pm 1 \pm 5$	$7.3 \pm 0.3 \pm 1.7$
50 II	72 ± 10	$23 \pm 7 \pm 4$	$7.8 \pm 2.3 \pm 1.2$
70	72 ± 1	$28 \pm 1 \pm 7$	$9.3 \pm 0.1 \pm 2.5$
160	74 ± 4	$33 \pm 2 \pm 6$	$10.9 \pm 0.7 \pm 2.1$
Mittel	73.4	24.4	8.14

Tabelle 6.2: Diethorn-Parameter von $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 aus Myonen-Daten

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	44 ± 1	$44 \pm 2 \pm 7$	$15 \pm 1 \pm 2$
50 I	47 ± 1	$48 \pm 1 \pm 9$	$16 \pm 0 \pm 3$
50 II	51 ± 1	$42 \pm 1 \pm 11$	$14 \pm 0 \pm 4$
70	45 ± 1	$50 \pm 1 \pm 7$	$18 \pm 0 \pm 2$
160	54 ± 1	$46 \pm 1 \pm 5$	$15 \pm 0 \pm 2$
Mittel	48.2	46.9	15.6

Tabelle 6.3: Diethorn-Parameter von $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 aus Am/Mo-Daten

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
50 I	51 ± 1	$42 \pm 1 \pm 2$	$14 \pm 0 \pm 1$

Tabelle 6.4: Diethorn-Parameter von $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 aus ^{55}Fe-Daten

6.4.3 $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$ („Chuck's Gas“)

a. Messungen im Myonenhalo

Für die Daten mit Myonen wurde ein ADC-Gate von 580 ns (abzüglich 50 ns zwischen Gate-Beginn und ersten Pulsen) verwendet.

Die Ergebnisse sind in Abb. 6.16 zusammengefaßt.

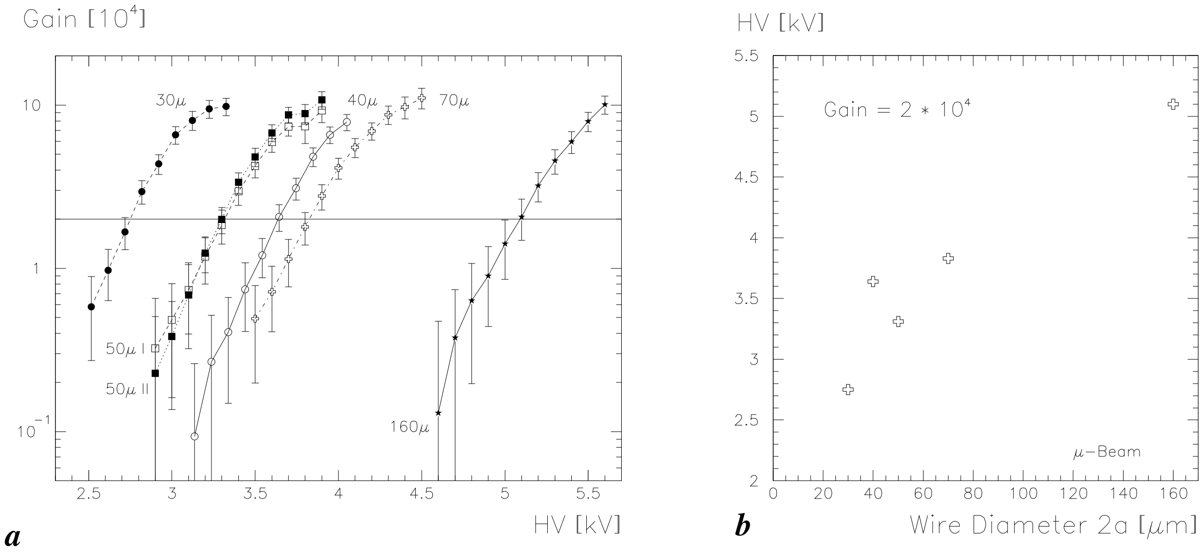


Abbildung 6.16: a: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 für Myonen
b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, als Funktion des Drahtdurchmessers

b. Messungen mit Photonenquellen

Als Quellen wurden wieder ^{55}Fe und ^{241}Am/Mo verwendet. In allen Messungen betrug die Gate-Länge 580 ns. Der Abstand zwischen Gate-Beginn und den Pulsen war diesmal 122 ns lang, woraus eine effektive Integrationszeit von 458 ns folgt. Diese Zeit war eigentlich zu lang, so daß wohl Undershoot mit ins Gate geraten ist und die Verstärkungswerte leicht nach unten verfälscht wurden.

„Chuck's Gas“ wurde nach dem „Seattle Gas“ als zweites untersucht, während die Erkenntnis, daß für Quellenmessungen ein kürzeres Gate zu verwenden ist, erst beim dritten („Freiburg Prime“) und vierten Gas („Seattle Prime“) zum Tragen kam.

Abb. 6.17a zeigt die Ergebnisse aller Quellenmessungen. In Abb. 6.17b sind wieder die für $G = 2 \cdot 10^4$ nötigen Spannungen gegen den Drahtdurchmesser aufgetragen, und zwar sowohl für Myonen- als auch für Photonenmessungen. Wir sehen, daß dieser Gain für alle untersuchten ionisierenden Strahlungen bei Spannungen erreicht wird, die um maximal 40 V voneinander abweichen. Bei hohen Verstärkungen, wo Sättigungseffekte ins Spiel kommen, gilt das nicht mehr. Wie beim „Seattle-Prime-Gas“ ist die Sättigung für Myonen am stärksten (Abb. 6.18).

Unterschiede zwischen Myonen und Photonen gibt es auch wieder in den Steigungen der $\ln G$-HV-Kurven.

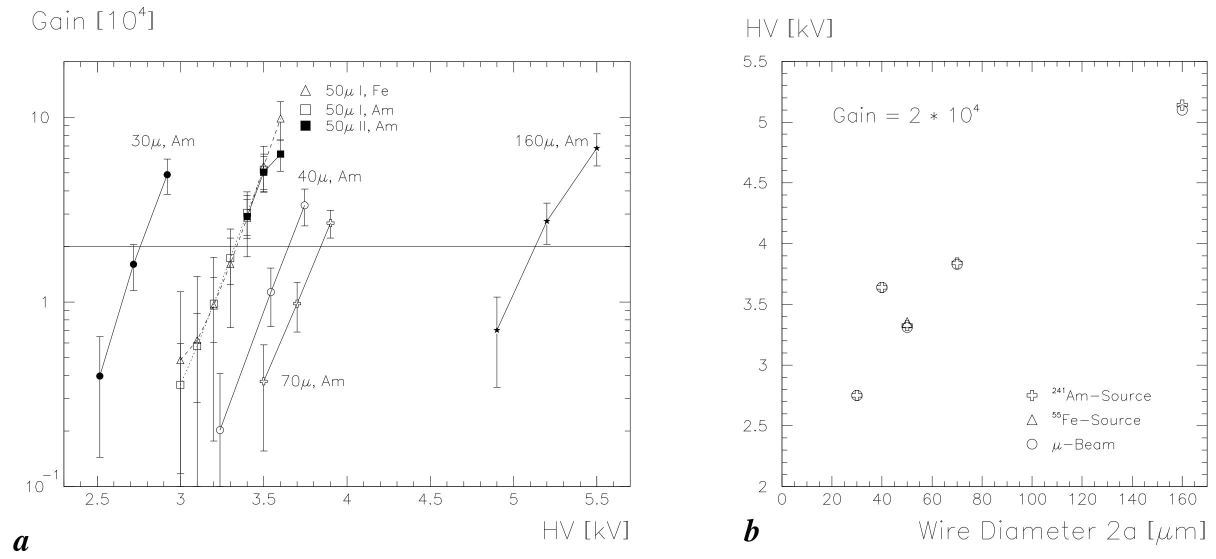


Abbildung 6.17: a: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 für Photonen
b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, als Funktion des Drahtdurchmessers

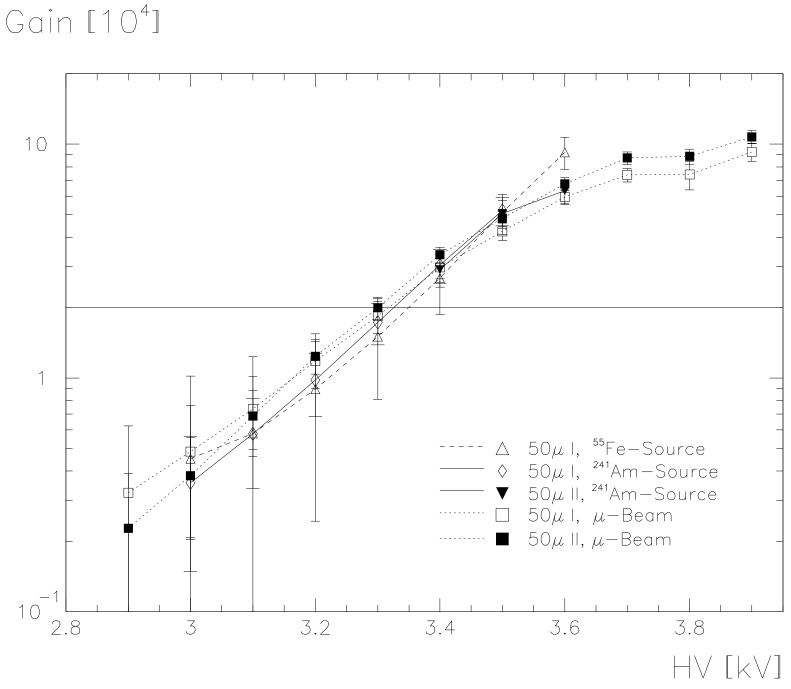


Abbildung 6.18: Gasverstärkung von $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 für 50 μm Drähte

c. Bestimmung und Diskussion der Diethorn-Parameter

Die für Ar 59 / CO_2 2 / N_2 2 / CF_4 1 ermittelten Diethorn-Parameter sind in den Tabellen 6.5 (Myonen), 6.6 (Am/Mo-Quelle) und 6.7 (^{55}Fe-Quelle) zusammengefaßt.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	54 ± 2	$39 \pm 2 \pm 4$	$13 \pm 1 \pm 1$
50 I	73 ± 3	$28 \pm 2 \pm 4$	$9 \pm 1 \pm 1$
50 II	41 ± 3	$66 \pm 5 \pm 2$	$22 \pm 2 \pm 1$
70	62 ± 4	$45 \pm 4 \pm 4$	$15 \pm 1 \pm 1$
160	65 ± 23	$47 \pm 15 \pm 6$	$16 \pm 5 \pm 2$
Mittel	57.1	40.3	13.4

Tabelle 6.5: Diethorn-Parameter von $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 aus Myonen-Daten

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	39 ± 3	$66 \pm 3 \pm 5$	$22 \pm 1 \pm 2$
50 I	45 ± 2	$62 \pm 3 \pm 3$	$21 \pm 1 \pm 1$
50 II	44 ± 3	$63 \pm 4 \pm 10$	$21 \pm 1 \pm 3$
70	47 ± 1	$64 \pm 1 \pm 2$	$21 \pm 0 \pm 1$
160	50 ± 1	$59 \pm 1 \pm 3$	$20 \pm 0 \pm 1$
Mittel	46.5	62.2	20.7

Tabelle 6.6: Diethorn-Parameter von $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 aus Am/Mo-Daten

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
50 I	50 ± 5	$54 \pm 7 \pm 3$	$18 \pm 2 \pm 1$

Tabelle 6.7: Diethorn-Parameter von $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 aus ^{55}Fe-Daten

Die Werte für Am/Mo passen untereinander gut zusammen, während die Werte für Myonen eine große Streuung haben und von den Photonenergebnissen abweichen. Wie schon beim „Seattle-Prime-Gas“ festgestellt, scheint der Verstärkungsmechanismus auch im Proportionalbereich von der Anzahl der Primärelektronen abzuhängen.

6.4.4 $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 („Freiburg-Prime-Gas“)

a. Messungen im Myonenhalo

Die ADC-Gate-Länge wurde diesmal richtig an die maximalen Driftzeiten angepaßt. Sie betrug 620 ns abzüglich 50 ns Abstand zwischen Gate-Beginn und den ersten Myonenpulsen.

Es wurden mit jedem Rohr zwei Meßreihen durchgeführt, deren Ergebnisse in guter Übereinstimmung sind (Abb. 6.19).

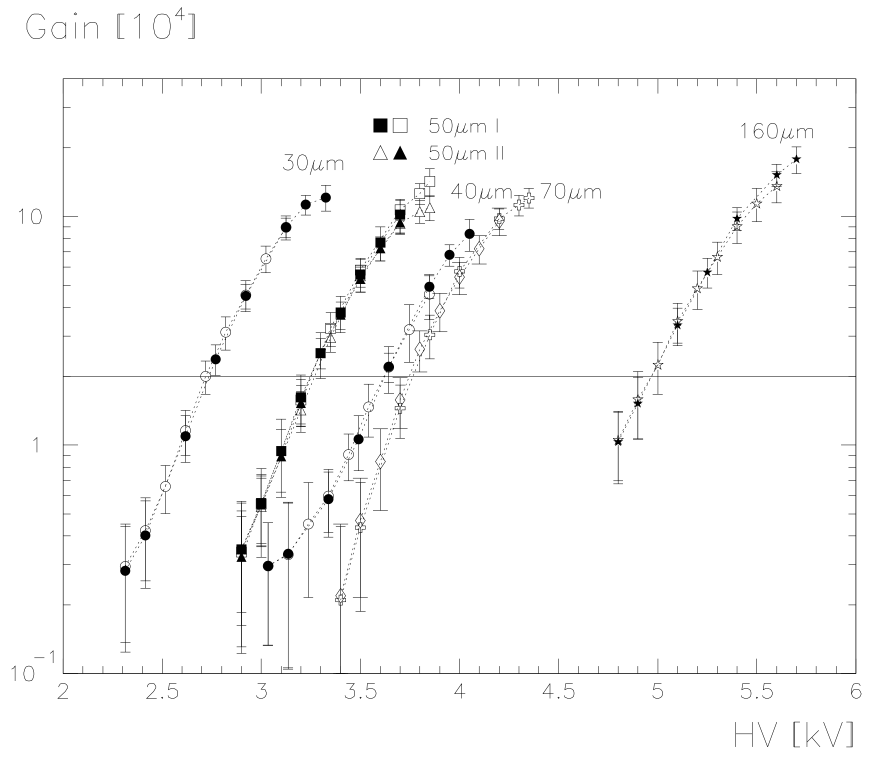
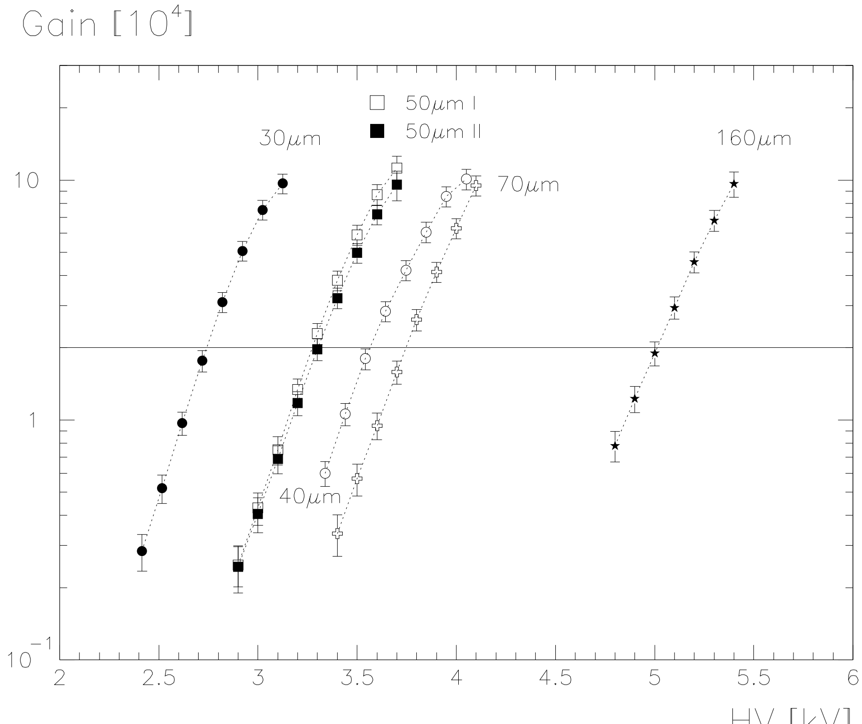


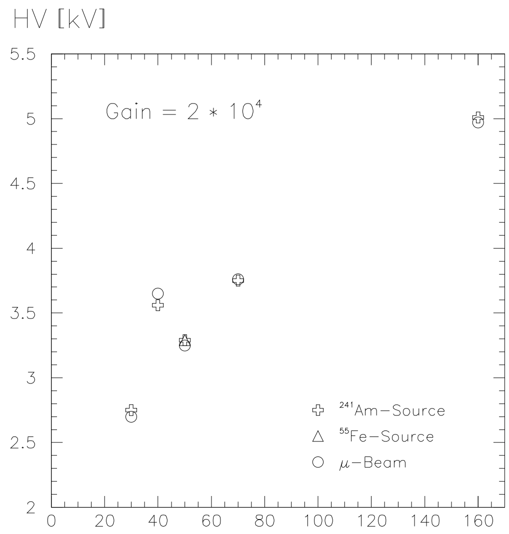
Abbildung 6.19: Gasverstärkung von $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 für Myonen

b. Messungen mit Photonenquellen

Auch für das „Freiburg-Prime-Gas“ wurden Messungen mit den Röntgenpräparaten ^{55}Fe und Am/Mo durchgeführt. Das ADC-Gate wurde diesmal korrekterweise so kurz gewählt (300 ns - 50 ns), daß kein Undershoot mitintegriert wurde. Abb. 6.20a zeigt die Resultate der Gain-Berechnungen für die 17 keV Photonen der Am/Mo-Quelle; die Messung mit den 5.9 keV Photonen der ^{55}Fe-Quelle ist zusammen mit allen anderen Daten von 50 μm Drähten in Abb. 6.21 dargestellt. Ein Vergleich der Spannungen, bei denen $G = 2 \cdot 10^4$ ist, für die verschiedenen Meßreihen ist in Abb. 6.20b zu finden. Die maximale Abweichung zwischen Myonen und 17 keV Photonen beträgt hier 100 V, allerdings beim 40 μm Draht, der sich ohnehin sonderbar verhält.



a



b

Abbildung 6.20: a: Gasverstärkung von $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ für 17 keV Photonen (Am/Mo)
b: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist, als Funktion des Drahtdurchmessers

c. Vergleich mit fremden Messungen

In die Graphik 6.21 sind außer unseren eigenen Resultaten die des BNL (Am/Mo-Quelle) und jene des Münchner Praktikanten C. Sartena („μ-Beam Current Integration“) aufgenommen. Die Spannungsstreuung beträgt bei moderaten Verstärkungen ca. 50 V.

C. Sartena [SAR 95] bestimmte die Gasverstärkung durch Messung des Entladungsstromes, der während der Myonenstrahlspills durch ein parallel zum Strahl ausgerichtetes Driftrohr mit 50 μm Draht floß. Bei bekannter Spill-Dauer konnte aus dem Strom die deponierte Ladung berechnet werden. Ein Szintillationstrigger an einem Rohrende zählte die Myonendurchgänge. Welche Strecke ein Myon im Mittel innerhalb des Rohres zurücklegte, war vorher in einer Profil- und Winkelvermessung des Strahls mit Hilfe zweier gegeneinander verschiebbarer Szintillatoren bestimmt worden. Allerdings wird diese Messung durch die im Strahl auch vorhandenen niederenergetischen Photonen und Elektronen beeinträchtigt.

Diese direkte Methode ist sehr einfach, da keine komplizierten theoretischen Korrekturen vorzunehmen sind. Sobald jedoch Streamer auftreten, wird die Gasverstärkung überschätzt (vgl. Abb. 6.21 ab etwa 3.5 kV).

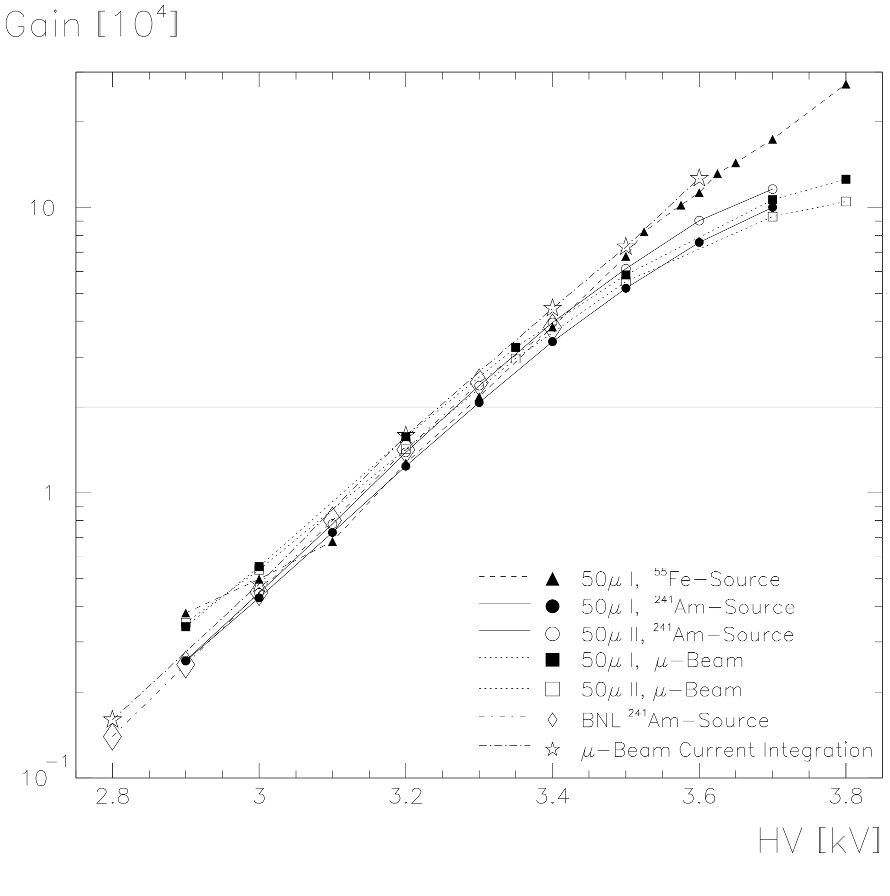


Abbildung 6.21: Gasverstärkung von $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 für 50 μm Drähte

d. Bestimmung und Diskussion der Diethorn-Parameter

Folgende Tabellen geben die berechneten Diethorn-Parameter, deren Streuung diesmal die 10 %-Grenze nur knapp überschreitet. Die Myonen-Daten unterscheiden sich wieder signifikant von den Photonen-Resultaten.

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	51 ± 2	$42 \pm 3 \pm 12$	$14 \pm 1 \pm 4$
50 I	54 ± 1	$46 \pm 2 \pm 8$	$15 \pm 1 \pm 3$
50 II	59 ± 1	$40 \pm 1 \pm 7$	$13 \pm 0 \pm 2$
70	62 ± 7	$43 \pm 7 \pm 9$	$14 \pm 2 \pm 3$
160	69 ± 1	$43 \pm 1 \pm 10$	$14 \pm 0 \pm 3$
Mittel	59.4	42.4	14.1

Tabelle 6.8: Diethorn-Parameter von $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 aus Myonen-Daten

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
30	38 ± 1	$67 \pm 2 \pm 4$	$22 \pm 1 \pm 1$
50 I	41 ± 1	$66 \pm 2 \pm 4$	$22 \pm 1 \pm 1$
50 II	46 ± 1	$58 \pm 2 \pm 4$	$19 \pm 1 \pm 1$
70	44 ± 1	$65 \pm 1 \pm 4$	$22 \pm 0 \pm 1$
160	54 ± 1	$54 \pm 1 \pm 4$	$18 \pm 0 \pm 1$
Mittel	44.6	61.3	20.4

Tabelle 6.9: Diethorn-Parameter von $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 aus Am/Mo-Daten

Drahtdurchmesser $2\,a$ [μm]	$\Delta\Phi$ [V]	E_{min}(3 bar) [kV/cm]	E_{min}(1 bar) [kV/cm]
50 I	44 ± 1	$62 \pm 2 \pm 11$	$21 \pm 1 \pm 4$

Tabelle 6.10: Diethorn-Parameter von $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 aus ^{55}Fe-Daten

6.4.5 Die Lösung des 40 μm-Mysteriums

Wir haben bei allen Gasen gesehen, daß der Gain unseres 40 μm Drahtes um ca. einen Faktor 5 zu niedrig ist und eher einem 65 μm Draht zu entsprechen scheint. So lag die Vermutung nahe, es könne sich tatsächlich um einen 65 μm Draht handeln. Dagegen jedoch sprechen folgende Fakten:

- Das Rohr existierte bereits im Vorjahr und verhielt sich nach Aussage der damals beteiligten Physiker wie ein 40 μm Rohr.
- Die Berechnung der Resistivität aus dem gemessenen Drahtwiderstand ergab unter der Annahme eines Durchmessers von 40 μm den gleichen Wert wie für die anderen CuBe-Drähte.

Es galt also eine andere Erklärung zu finden.

Zur Erläuterung der tatsächlichen Ursache muß auf ein Problem in der Testphase unseres Aufbaus zurückgegriffen werden:

Das 40 μm Rohr zeigte mit dem Gas Ar 95 / N_2 2 / CO_2 2 / CF_4 1 bei 3.3 kV sehr hohe Pulse (Amplitude ca. 350 μA), die mit einer näherungsweisen Periodizität von 700 ns auftraten (Abb. 6.22a), und zwar ohne Myonenstrahl und ohne Bestrahlung durch radioaktive Quellen. Für Proportionalsignale kosmischer Myonen waren diese Pulse zu hoch und zu häufig. Streamer könnten zwar die beobachtete Signalhöhe haben, träten jedoch auch mit kleineren Raten auf (Flußrate kosmischer Myonen $\approx$ 0.01 Hz/cm^2, also ca. 3 Hz pro Rohr). Bei den anderen Rohren traten – wie man erwarten würde – Funkensignale ähnlicher Höhe viel seltener und völlig unkorreliert auf.

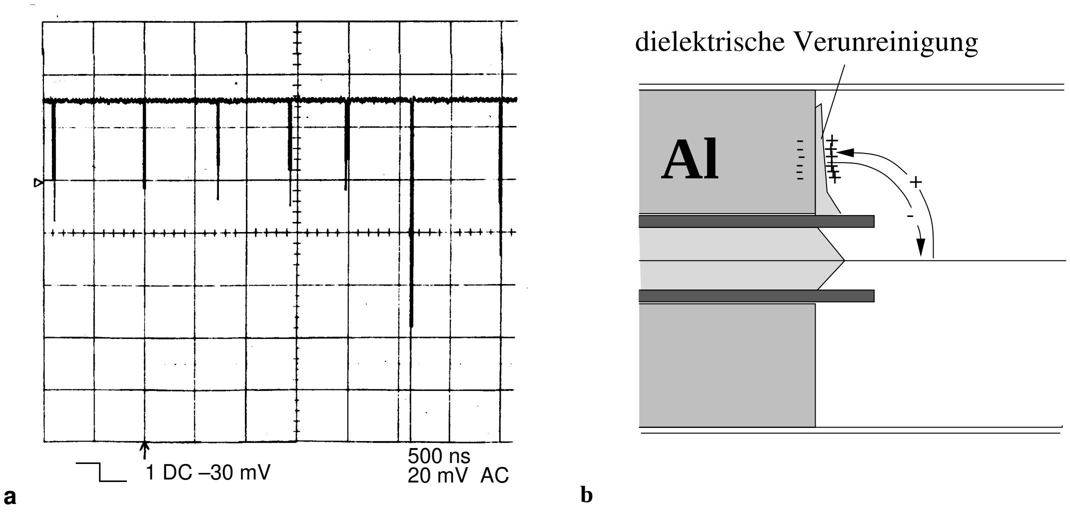


Abbildung 6.22: a: Periodische Entladungspulse im 40 μm Rohr
b: Schematische Darstellung des Malter-Effekts bei einem Endplug

Die Interpretation des Phänomens [GRU 95] war, daß die periodischen Entladungen im 40 μm Rohr Folge des Malter-Effekts [BLR 93] im Bereich eines Endplugs waren. Man stelle sich vor, auf dem Al-Teil des Endstopfens befindet sich eine dünne dielektrische Verunreinigung (z.B. Epoxydklebstoff), die bei der Rohrherstellung versehentlich dorthin gelangt ist (Abb. 6.22b).

Zunächst driften infolge kosmischer Myonen, die nahe des Rohrendes Lawinen erzeugen, Ionen zum Al-Endstopfen, der dort die nächste erreichbare Kathode darstellt. Jedoch können die Ionen die isolierende Schicht nicht durchdringen, sammeln sich auf ihr an und polarisieren sie. Nach einer gewissen Zeit ist das elektrische Dipolfeld so stark, daß aus dem Aluminium-Endplug durch das Dielektrikum hindurch Elektronen freigesetzt werden, die dann zum Draht driften, eine neue Ionenlawine erzeugen und so fort. Die Entladung verselbständigt sich. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen entspricht der Ionendriftzeit vom Draht zum Dielektrikum auf dem Endplug (in unserem Fall ca. 700 ns). So wären die beobachtete Periodizität und Strahlungsunabhängigkeit der Pulse zu erklären.

Vor dem Hintergrund dieser Interpretation hatten wir die unselige Idee, durch eine hinreichend starke Dauerentladung die dielektrische Verunreinigung wegzubrennen. Das Rohr wurde mit Luft gefüllt, dann drei Tage lang eine Spannung von 2.3 kV angelegt. Die anfängliche Stromstärke von 20 μA war nach den drei Tagen auf Null abgeklungen, was dafür sprach, daß die dielektrische Schicht verdampft war. Was war wirklich in dem Rohr geschehen?

Um dieser Frage nachzugehen, entnahmen wir den Anodendraht. Schon bei Betrachtung mit bloßem Auge fiel die grüne Farbe der Oberfläche auf der ganzen Länge des Drahtes auf. Unter dem Elektronenmikroskop bot sich dann ein erstaunlicher Anblick (Abb. 6.24a-d). Der Draht ist vollständig von einem komplizierten Geflecht blasenförmiger Ablagerungen überzogen. Nach bestmöglichem Abkratzen dieser Oberflächenschicht kam ein weiterer, sehr harter Drahtüberzug von ca. 1 μm Dicke zum Vorschein (Abb. 6.24e-f). Der Durchmesser des Drahtes selbst beträgt wie erwartet 40 μm. Die Gesamtdicke des Drahtes von im Mittel 65 μm incl. aller Verunreinigungen erklärt, warum unsere Verstärkungsmessungen auf einen 65 μm Draht hingewiesen haben. Die Vergrößerung des effektiven Drahtdurchmessers durch die Ablagerungen versperrte den innersten Bereich der Multiplikationszone, so daß die Elektronenlawinen nicht die für einen 40 μm Draht typische Endgröße erreichen konnten.

Das verwendete Elektronenmikroskop war mit einem Röntgenstrahlendetektor ausgerüstet, mit dem die von der Probe infolge des Elektronenbeschusses emittierte charakteristische Strahlung analysiert werden konnte. Die Linien des Spektrums (Abb. 6.23) zeigen an, welche Elemente in der Probe vorhanden sind. Die Hauptbestandteile sind Kupfer (was bei einem CuBe-Draht nicht verwundert), Chlor und Sauerstoff. Mit zweiterem hatten wir nicht gerechnet. Vermutlich war das Chlor in dem Dielektrikum enthalten, das den Malter-Effekt verursacht hatte und das wir durch die Dauerentladung weggebrannt haben. Dabei wurden wohl Cl-Radikale gleichmäßig auf dem Anodendraht verteilt, die das Kupfer angriffen. Die grünlichen Ablagerungen könnten demnach aus den hygroskopischen Verbindungen $CuCl_2$ und $Cu(OH)_2$ bestehen, deren Kristallwasser die Sauerstoff-Linie im Spektrum erklären würde. Das Fehlen einer H-Linie im Spektrum wäre ebenso wie das Fehlen einer Be-Linie (vom CuBe-Draht) darauf zurückzuführen, daß der Photonendetektor für die niederenergetische charakteristische Strahlung leichter Elemente nicht mehr sensitiv ist.

Der Grund für das Auftreten der Al-Linie im Spektrum ist die Aluminium-Unterlage in der Probenkammer des Elektronenmikroskops.

Die geschilderten Erfahrungen zeigen, daß durch unvorsichtige Handhabung oder ungeeignete Materialien (z.B. chlorhaltige Kunststoffe) innerhalb sehr kurzer Zeit (3 Tage in unserem Fall) ein signifikantes künstliches Ageing provoziert werden kann.

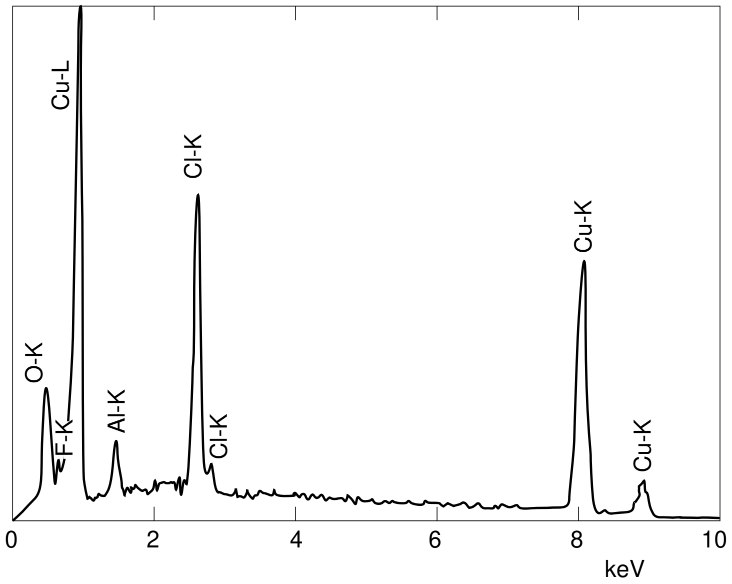


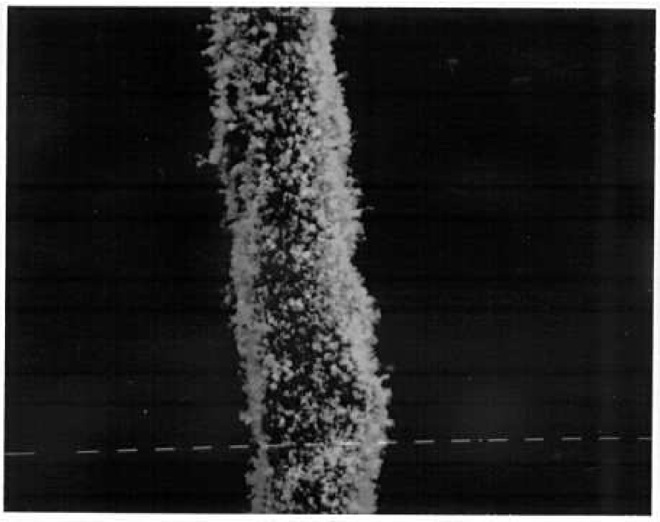
Abbildung 6.23: Charakteristisches Röntgen-Spektrum der Ablagerungen auf dem 40 μm Draht (Elektronenenergie = 15 keV)

---

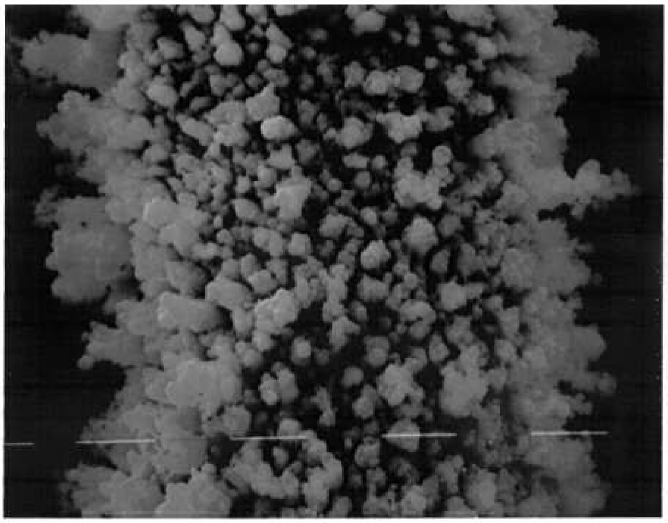
nächste Doppelseite:

Abbildung 6.24: Elektronenmikroskopische Aufnahmen des 40 μm Drahtes:
a,b: Drahtausschnitte (1 Teilstrich $\hat{=}10\mu m$)
c: Detail der Drahtoberfläche (1 Teilstrich $\hat{=}10\mu m$)
d: kleineres Detail der Ablagerungen (1 Teilstrich $\hat{=}1\mu m$)
e,f: Drahtausschnitte nach stellenweisem Entfernen der äußeren Ablagerungsschicht (1 Teilstrich $\hat{=}10\mu m$)

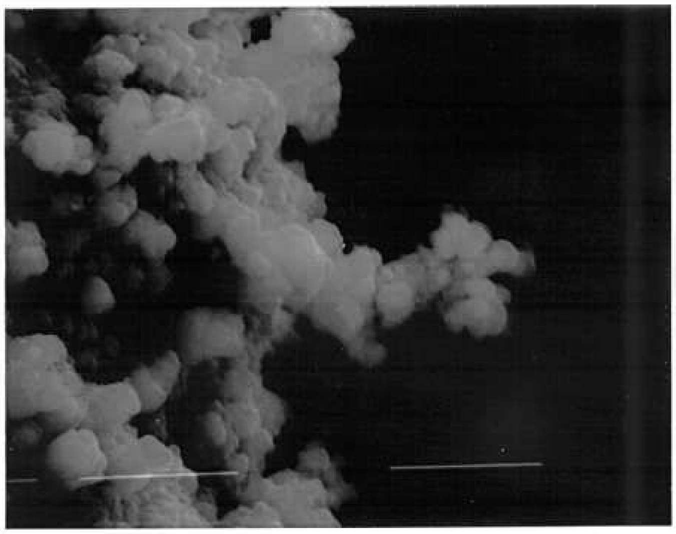
(a)



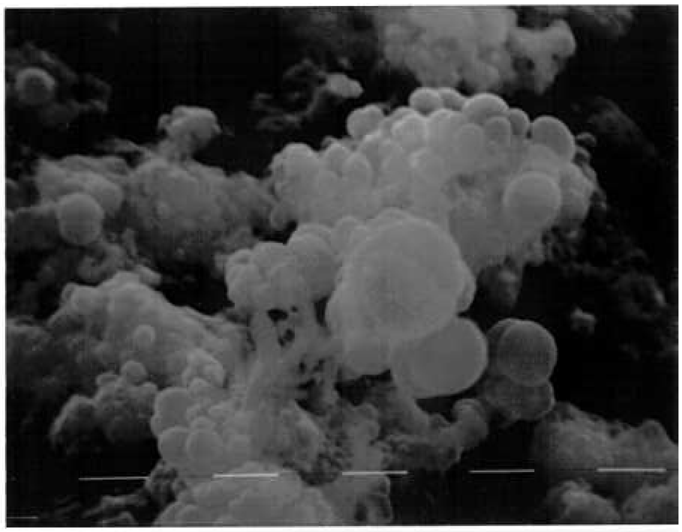
(b)



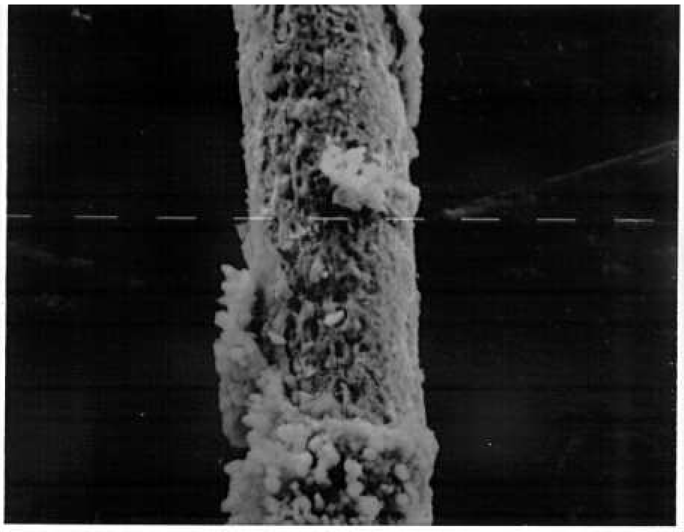
(c)



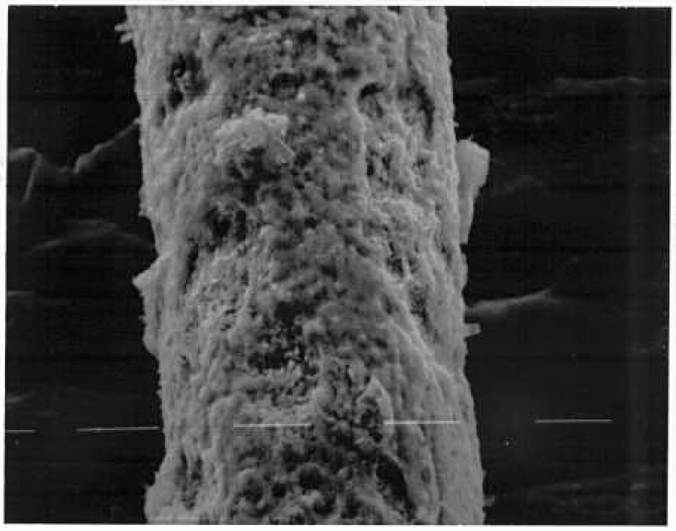
(d)



(e)



(f)



6.5 Résumé

Wir haben für unsere vier Gase und verschiedene Drahtdurchmesser den Zusammenhang zwischen Anodenspannung und Gasverstärkung hergestellt. Damit ist nun die zu $G = 2{\cdot}10^4$ gehörige Arbeitsspannung bekannt, bei der zukünftige Untersuchungen der Ortsauflösung vorzunehmen sind. Zusammenfassend geben wir in Tabelle 6.11 für alle verwendeten Gase, Drähte und Strahlungsarten diejenige Anodenspannung an, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist. Da die Ergebnisse für den 40 μm Draht systematisch falsch sind, verzichten wir hier auf ihre Angabe. Die Angaben für 50 μm sind aus den Werten für die beiden Rohre gemittelt.

Die Verwendung eines zur Ladungsmessung eigentlich ungeeigneten Vorverstärkers machte eine komplizierte Korrekturrechnung erforderlich, die auf die Bereitstellung der r-t-Relation des betreffenden Gases als Eingangsparameter angewiesen ist. Trotzdem zeigt die meist gute Übereinstimmung der Resultate mit Vergleichsmessungen anderer Detektoren, daß unsere Methode richtig ist. Die Diethorn-Analysen machen deutlich, daß für gleiche ionisierende Teilchen und verschiedene Drähte die ermittelten Gasverstärkungen miteinander konsistent sind (abgesehen vom „Seattle Gas“ $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$, dessen Untersuchungen durch Verunreinigungen beeinträchtigt waren).

Wir haben Unterschiede zwischen den Gasverstärkungen für Myonen und Photonen verschiedener Energien festgestellt. Bei hohen Spannungen sind sie auf Sättigungseffekte zurückzuführen, die von der spezifischen Primärionisation abhängen. Die Abweichungen bei niedrigen Spannungen können ihre Ursache im Undershoot des Vorverstärker haben.

Gas		30 μm	50 μm	70 μm	160 μm
Messungen im Myonenstrahl					
$Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$	(„Seattle“)	2.59	3.08	3.57	4.72
$Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$	(„Seattle Prime“)	2.62	3.09	3.50	4.54
$Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$	(„Chuck's Gas“)	2.75	3.31	3.83	5.10
$Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$	(„Freiburg Prime“)	2.70	3.25	3.76	4.97
Messungen mit $^{241}Am/Mo$					
$Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$	(„Seattle“)	—	—	—	—
$Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$	(„Seattle Prime“)	2.56	3.06	3.46	4.58
$Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$	(„Chuck's Gas“)	2.75	3.33	3.84	5.14
$Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$	(„Freiburg Prime“)	2.75	3.29	3.75	5.01
Messungen mit ^{55}Fe					
$Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$	(„Seattle“)	—	3.14	—	—
$Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$	(„Seattle Prime“)	—	3.05	—	—
$Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$	(„Chuck's Gas“)	—	3.35	—	—
$Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$	(„Freiburg Prime“)	—	3.29	—	—

Tabelle 6.11: Spannung, bei der $G = 2 \cdot 10^4$ ist

Im Hinblick auf den ATLAS-Strahlungshintergrund wären noch Gain-Messungen mit thermischen Neutronen interessant, besonders für Stickstoff-haltige Gase wie $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$, die mit Neutronen große Reaktionsquerschnitte haben.

Ob bei den gefundenen Arbeitsspannungen die ATLAS-Operation wirklich möglich ist, hängt nun noch vom Streamer-Anteil in den Signalen ab. Dieser Frage ist das nächste Kapitel gewidmet.

Kapitel 7

Streamer-Studien

In diesem Kapitel wird der Übergang zwischen Proportional- und Streamer-Modus untersucht.

Wir werden zunächst darstellen, wie einem ADC-Spektrum der Anteil von Streamern an der Gesamtheit der Signale entnommen wird.

Nach der Ermittlung der Beziehung zwischen Streamer-Anteil und Hochspannung wird unter Verwendung der Ergebnisse des letzten Kapitels für jedes Gas und jeden Draht der Zusammenhang zwischen Streamer-Anteil und Gasverstärkung hergestellt.

7.1 Methode zur Bestimmung des Streamer-Anteils

Bei der Erklärung des Streamer-Mechanismus in Kap. 2.1 wurde schon erwähnt, daß die Ladung eines Streamers die eines Proportionalpulses um bis zu zwei Größenordnungen übertrifft. Sie zeigt nur schwache Abhängigkeit von der Anodenspannung, kann aber von Gas zu Gas sehr verschieden sein. Bei den beiden Mischungen „Seattle" ($Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3) und „Seattle Prime" ($Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3; siehe Abb. 7.1) bilden die Streamer-Einträge noch innerhalb des ADC-Spektrums einen Buckel, während sie bei „Chuck's Gas" ($Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1; siehe Abb. 7.1) und bei „Freiburg Prime" ($Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5) alle im Overflow des Spektrums landen.

Quantitative Aussagen über die Streamer-Ladung können wir auch im ersten Fall nicht machen, da die hohe Amplitude der Streamer-Signale (einige hundert μA) vom L3-Vorverstärker nicht mehr linear wiedergegeben werden kann; er geht bei einem Eingangsstrom von ca. 50 μA in Sättigung. Daß trotzdem ein qualitativer Vergleich der Ladungen für verschiedene Gase anhand der ADC-Spektren möglich ist, liegt an der unterschiedlichen zeitlichen Ausdehnung der Signale, die Funktion der Quench-Fähigkeit der Gase ist.

Die Ermittlung des Streamer-Anteils aus einem ADC-Spektrum besteht im Zählen der Einträge im Streamer-Bereich des Spektrums (ggf. im Overflow). Die Anzahl der Streamer wird dann zur Gesamtzahl der Einträge des Spektrums in Relation gesetzt (die Einträge im Pedestal werden jedoch nicht berücksichtigt):

$$\text{Streamer-Anteil} = \frac{\text{(Streamer-Einträge)}}{\text{(Gesamtzahl der Einträge) - (Pedestal-Ereignisse)}}$$

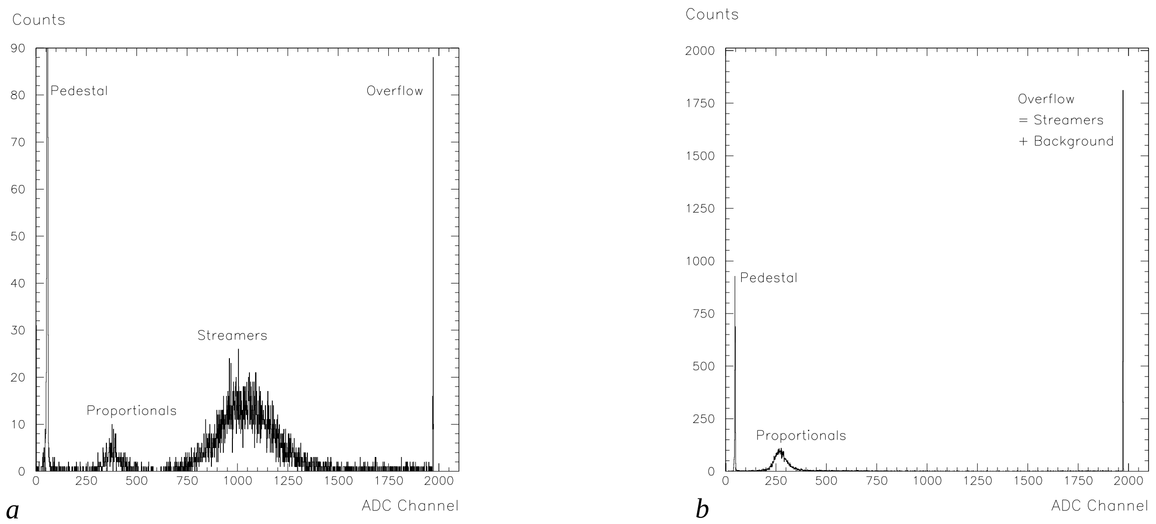


Abbildung 7.1: ADC-Spektren mit Streamern (Myonen-Daten): a: „Seattle Prime“ bei 3.7 kV
b: „Chuck's Gas“ bei 3.7 kV

Die Entscheidung, auf welchen ADC-Kanal die Grenze zwischen Proportional- und Streamer-Einträgen zu legen ist, bereitet oft Schwierigkeiten. Oberhalb der Proportional-Ereignisse liegt außer den Streamern ein gleichmäßiger „Rasen“ aus Hintergrundereignissen. Solche Störereignisse sind z.B. auf elektromagnetische Schauer zurückzuführen, die ein Myon, das die Triggerbedingungen erfüllt, begleiten können. Besonders bei niedrigen Streamer-Anteilen ($\ll 1$ %) gehen die Streamer-Einträge leicht in diesem Rasen unter. Große Fehler sind die Folge. Um in diesem Bereich zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, bedürfte es einer sehr guten Statistik, d.h. langer Meßreihen. Aus Gründen begrenzter Meßzeit steht uns aber für jede Spannungseinstellung meist nur eine Gesamtzahl von 30000 Ereignissen zur Verfügung.

Um uns die Bestimmung der Schnittstelle zwischen Proportional- und Streamer-Einträgen zu erleichtern, wählten wir eine andere Darstellungsweise der Spektren: Trägt man für alle Ereignisse den ADC-Kanal gegen die First-Hit-TDC-Zeit auf, so entsteht ein räumlicher Eindruck, und der Hintergrund kann leichter von Streamern unterschieden werden. Natürlich kann diese Darstellungsweise nur für Messungen angewandt werden, für die der TDC angeschlossen war, also nur für Myonen-Daten, nicht aber für die selbstgetriggerten Photonen-Messungen.

Zwei Beispiele sind in Abb. 7.2 gezeigt. Sie stellen die gleichen Meßreihen dar wie die gewöhnlichen ADC-Spektren von Abb. 7.1.

In Abb. 7.2a würden wir alle Einträge oberhalb von Kanal 600 als Streamer werten, einschließlich des Overflows. Die Hintergrundereignisse im Bereich hoher Kanäle bleiben so zwar unberücksichtigt, jedoch ist der dadurch verursachte Fehler nur bei kleinen Streamer-Anteilen von Bedeutung.

Die schräge Struktur links oben in Abb. 7.2b ist auf die endliche Gate-Länge zurückzuführen. Umso länger die Driftzeit eines Elektronen-Clusters ist, desto kleiner ist der Teil des Streamer-Pulses, der ins Gate fällt. Oberhalb einer bestimmten Driftzeit (unterhalb einer gewissen TDC-Zeit τ) schneidet das Gate-Ende so viel vom Puls ab, daß die integrierte Ladung noch unter dem ADC-Overflow liegt. Um auch diese abgeschnittenen Pulse in der Streamer-Zählung zu berücksichtigen, würde man im Beispiel von Abb. 7.2b die Schnittstelle zwischen Proportional- und Streamer-Einträgen etwa auf Kanal 1250 legen. Eine Fehlerabschätzung für den Streamer-Anteil erhält man, indem man die Schnittstelle im Rahmen des Vertretbaren verschiebt und so Maximal- und Minimalwerte ermittelt.

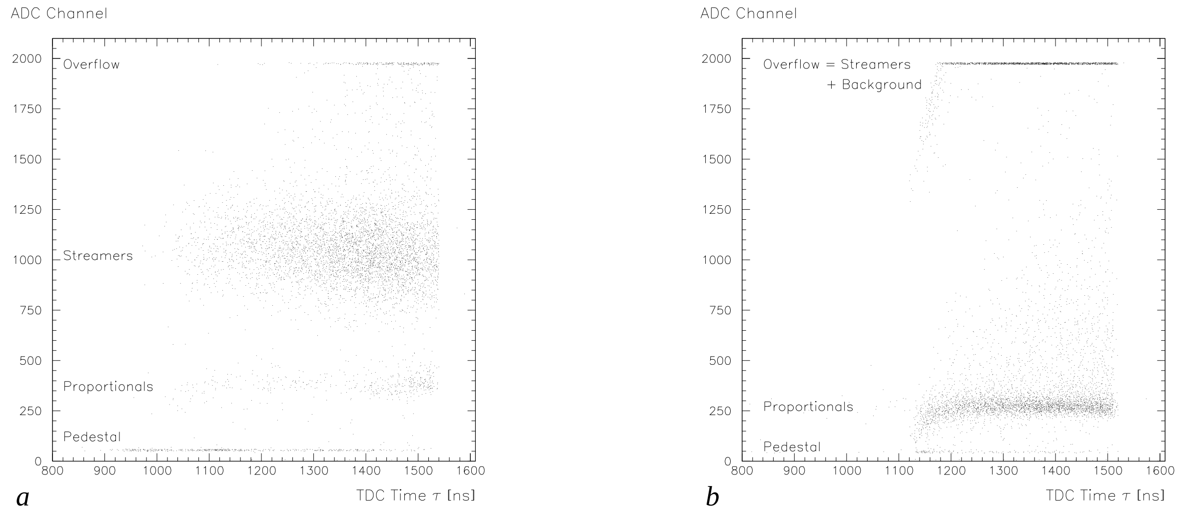


Abbildung 7.2: ADC gegen TDC (Myonen-Daten): a: „Seattle Prime“ bei 3.7 kV
b: „Chuck's Gas“ bei 3.7 kV

Wir präsentieren nun der Reihe nach die Ergebnisse für unsere vier Gase.

7.2 Meßergebnisse

7.2.1 $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ („Seattle-Gas“)

In Abb. 7.3 sind die aus Myonen-Messungen bestimmten Streamer- Anteile für alle Drähte gegen die Anodenspannung aufgetragen. Wir sehen, daß das 40 μm Rohr wie bei der Gasverstärkung eine Sonderrolle spielt.

In Abb. 7.4 vergleichen wir die Streamer-Anteile für verschiedene Messungen mit 50 μm Drähten. Aufgenommen sind unsere ^{55}Fe-Daten, unsere Myonen-Daten und die Ergebnisse der University of Washington in Seattle. Die Übereinstimmung zwischen den drei Meßreihen ist gut.

Nun ist die Spannungsabhängigkeit der Streamer-Anteile für einen Vergleich der verschiedenen Drähte nicht sehr aussagekräftig, da ja die Arbeitsspannung (bei $G = 2 \cdot 10^4$) Funktion des Drahtdurchmessers ist. Wir tragen deshalb in Abb. 7.5 den Streamer-Anteil gegen die Gasverstärkung auf und können so die spezifische Streamer-Neigung jedes Drahtes studieren.

Die erste und für die ATLAS-Arbeitspunktbestimmung wichtigste Feststellung ist, daß bei $G = 2 \cdot 10^4$ für alle untersuchten Drahtdurchmesser erheblich weniger als 1 % Streamer auftreten (maximal 0.1 % für 70 μm). Die Überschreitung der 1 %-Schwelle findet für alle Drähte in einem relativ engen Gain-Intervall statt (zwischen 3.7 $\cdot 10^4$ und 6.5 $\cdot 10^4$).

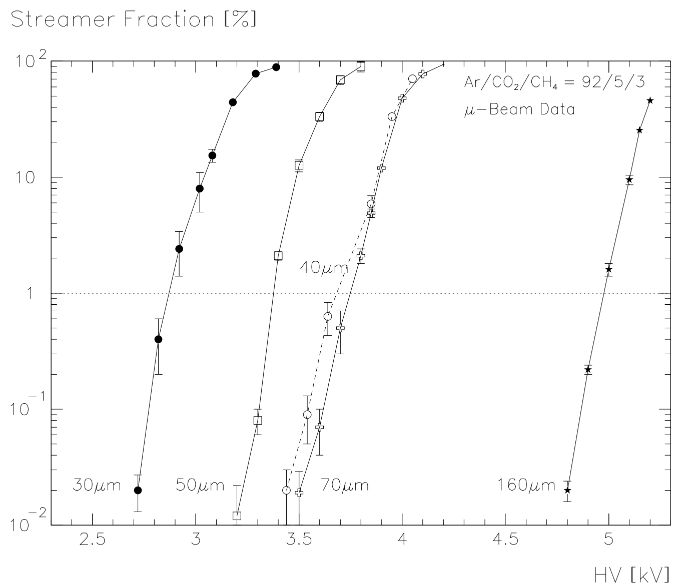


Abbildung 7.3: Streamer-Anteil als Funktion der Anodenspannung für verschiedene Drahtdurchmesser (Myonen-Messungen)

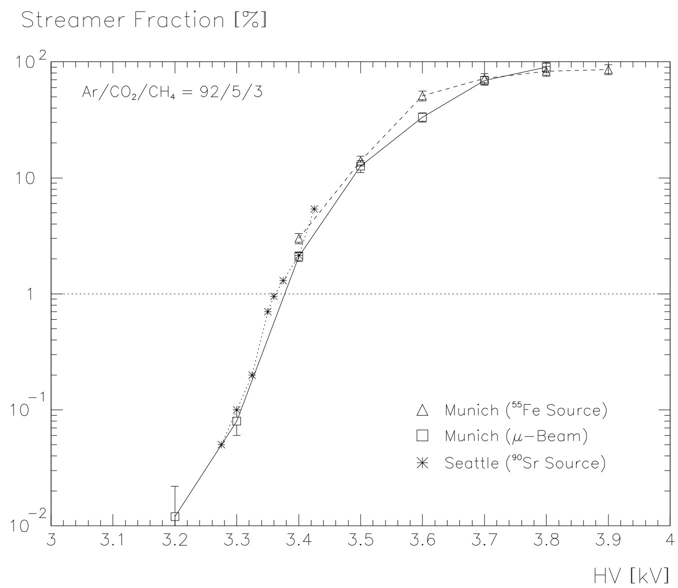


Abbildung 7.4: Streamer-Anteil als Funktion der Anodenspannung für verschiedene Messungen mit 50 μm Drähten

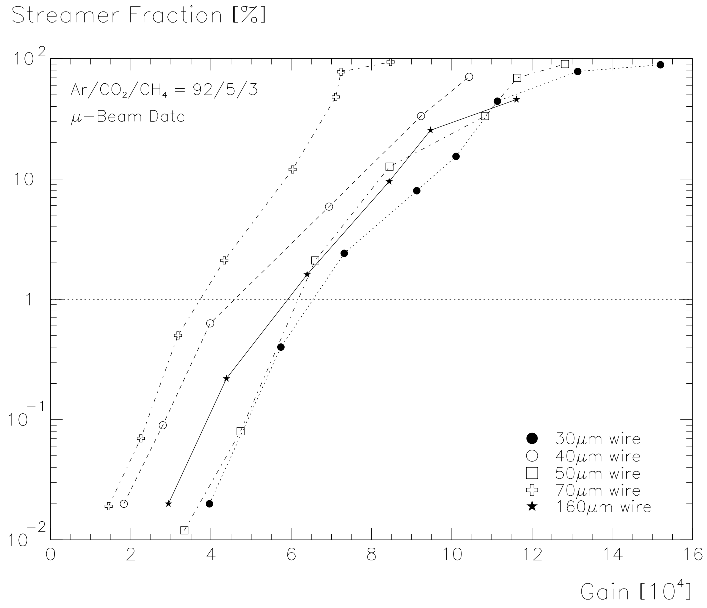


Abbildung 7.5: Streamer-Anteil als Funktion der Gasverstärkung für verschiedene Drahtdurchmesser (Myonen-Messungen)

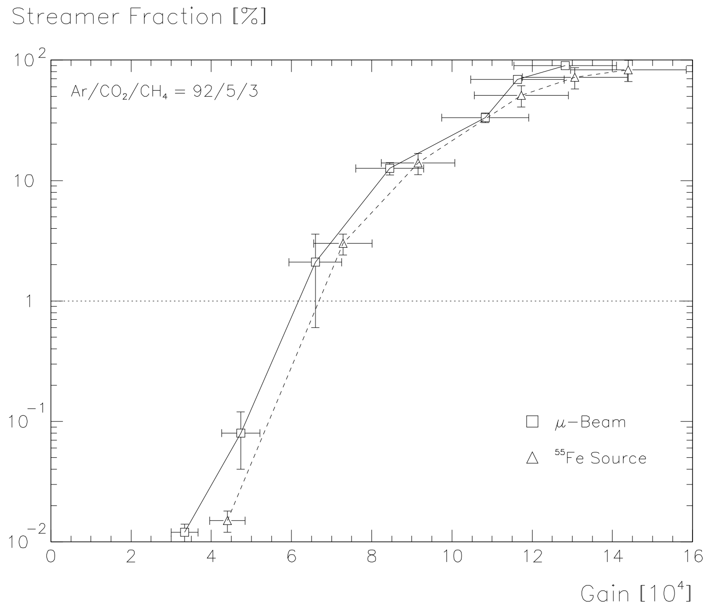


Abbildung 7.6: Streamer-Anteil als Funktion der Gasverstärkung für 50 μm Drähte

Angesichts der großen Fehler in der Gasverstärkung (die der Übersicht halber in Abb. 7.5 nicht eingezeichnet sind) ist insbesondere beim „Seattle-Gas“ eine Aussage über die Reihenfolge der Kurven sehr schwierig, zumal die Abhängigkeit des Streamer-Anteils vom Drahtdurchmesser nicht sehr stark ist. Eine theoretische Beschreibung der Spannungs- und Anodendurchmesser-Abhängigkeit des Streamer-Verhaltens existiert noch nicht. Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen (vgl. z.B. [BO1 95]) haben jedoch ergeben, daß die Streamer-Neigung mit zunehmendem Drahtdurchmesser größer wird. Eine solche Tendenz ist in unseren Ergebnissen nur mit gutem Willen erkennbar (die Reihenfolge 30 - 40[1] - 70 μm ist gewahrt). Jedoch ist eindeutig feststellbar, daß der 160 μm Draht **nicht** die meisten Streamer zeigt. Wir werden dies auch bei den anderen Gasen sehen. Es ist denkbar, daß die Streamerneigung in der Nähe von 70 μm ein flaches Maximum aufweist. Die Meßwerte bei 30, 40 und 50 μm lägen dann sehr nahe an diesem Maximum und könnten aufgrund von Meßfehlern leicht durcheinandergeraten. Interessant wäre ein Draht mit einer Dicke zwischen 70 und 160 μm. Unser 100 μm Draht ist nach einem Riß in der Aufbauphase leider nie ersetzt worden.

Abb. 7.6 vergleicht die Streamer-Gain-Beziehungen für Myonen- und ^{55}Fe-Daten, die mit unserem Rohr 50 I genommen wurden. Sie stimmen gut überein, was auch zu erwarten war, da sich sowohl $G(HV)$ (Abb. 6.8) als auch $Streamer(HV)$ (Abb. 7.3) für beide Arten ionisierender Strahlung fast gleich verhielten.

7.2.2 $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$ („Seattle-Prime-Gas“)

Die Ergebnisse der Streamer-Zählungen für Messungen mit Myonen sind in Abb. 7.7 dargestellt. Für das 30 μm Rohr konnten mangels Statistik Streamer-Anteile unter 1 % nicht bestimmt werden.

Trägt man den Streamer-Anteil gegen die Gasverstärkung auf (Abb. 7.8), so wird deutlich, daß bei $G = 2 \cdot 10^4$ für alle untersuchten Drähte weniger als 1 % Streamer auftreten. Allerdings kommen wir dieser Grenze näher als mit allen anderen Gasen. In diesem Verhalten weicht „Seattle Prime“ von „Seattle“ erheblich ab, obwohl der Quencher- (CH_4-) Anteil mit 3 % identisch ist und nur der CO_2-Gehalt um einen Prozentpunkt abweicht. Der Gain-Bereich, in dem sich die Überschreitung der 1 %-Grenze vollzieht, ist für die Drähte 30, 40, 50 und 70 μm noch enger als bei „Seattle“, während der 160 μm Draht noch deutlicher im Abseits liegt. Wieder könnte ein Maximum in der Abhängigkeit der Streamer-Neigung vom Drahtdurchmesser die Beobachtungen erklären. Dieses Maximum läge diesmal wohl unter 70 μm. Ein Wert bei 100 μm wäre sehr aufschlußreich.

Messungen mit der Am/Mo-Quelle sind zwar durchgeführt worden, jedoch kann der Streamer-Anteil nicht bestimmt werden: Die Streamer-Einträge im ADC-Spektrum fallen mit dem 60 keV Am-Peak zusammen und können von diesem nicht unterschieden werden.

[1] Das 40 μm Rohr zeigt bzgl. der Spannung sowohl einen zu niedrigen Gain als auch zu niedrige Streamer-Raten. Die Beziehung *Streamer(G)* kann aber durchaus richtig sein, da der verfälschende Effekt beide Größen in gleicher Weise beeinträchtigt.

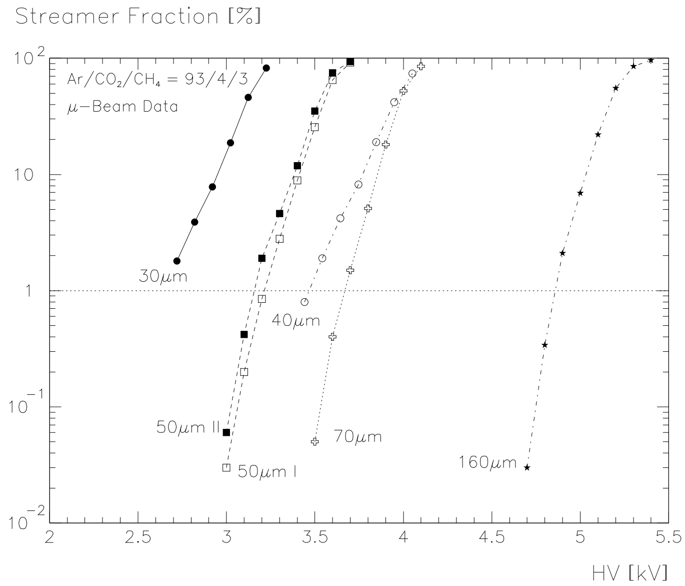


Abbildung 7.7: Streamer-Anteil als Funktion der Anodenspannung für verschiedene Drahtdurchmesser (Myonen-Messungen)

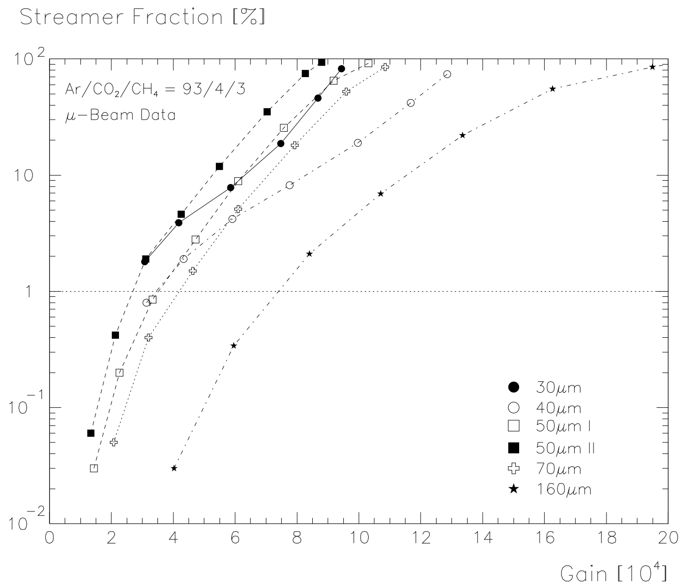


Abbildung 7.8: Streamer-Anteil als Funktion der Gasverstärkung für verschiedene Drahtdurchmesser (Myonen-Messungen)

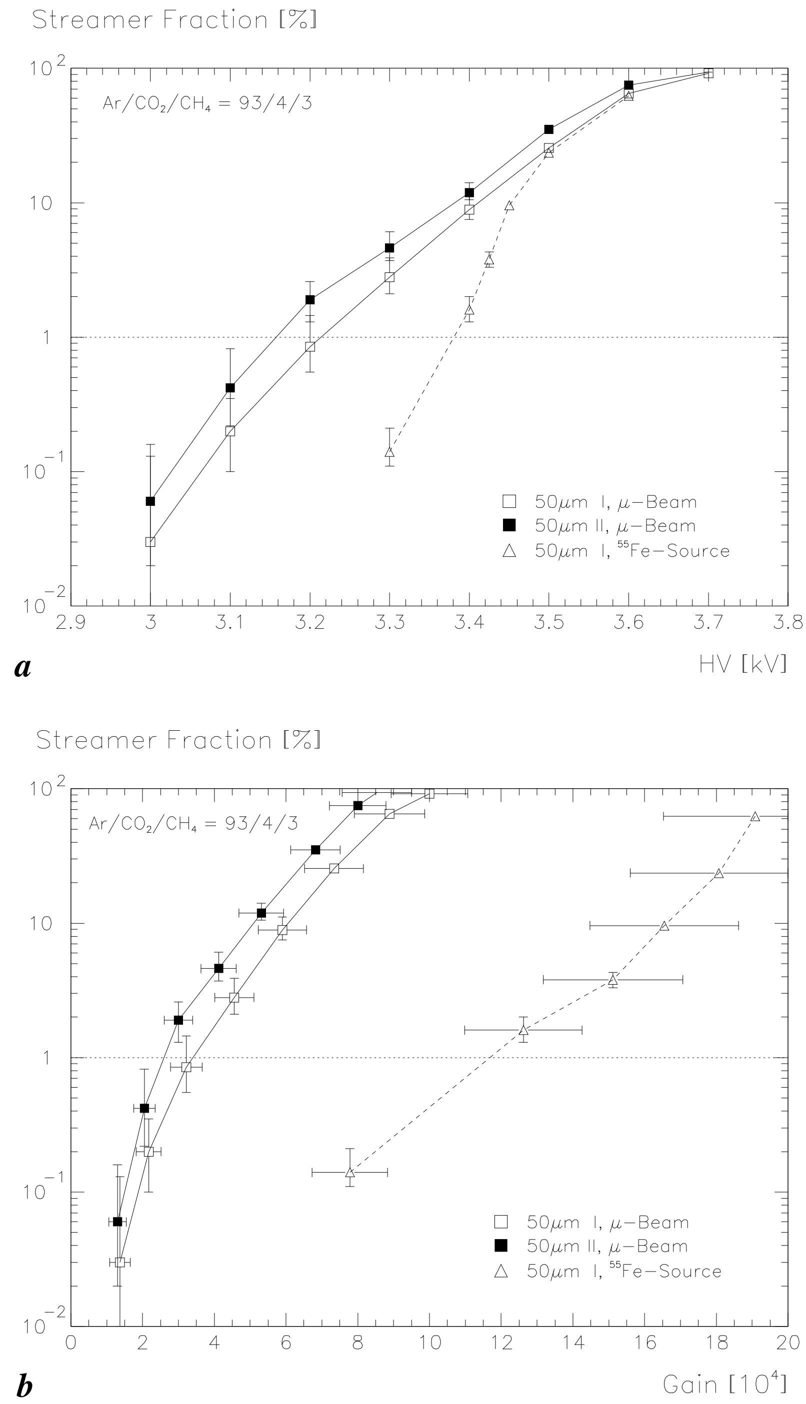


Abbildung 7.9: Streamer-Anteil für 50 μm Drähte: a: als Funktion der Spannung
b: als Funktion der Gasverstärkung

Wie aus Abb. 7.9a hervorgeht, zeigen die ^{55}Fe-Daten bei hohen Spannungen die gleichen Streamer-Raten wie die Myonen-Daten für das gleiche Rohr (50 I). Mit abnehmender Spannung geht jedoch die Übereinstimmung verloren. Einen Fehler in der Analyse der ADC-Spektren können wir ausschließen, da die Werte bei 3400 V, 3425 V und 3450 V auf sehr hoher Statistik beruhen (250000, 250000 und 100000 Ereignisse) und somit sehr zuverlässig sind.

Als Funktion der Gasverstärkung zeigt die Streamer-Rate für Bestrahlung mit 5.9 keV Photonen ein Verhalten, das grundverschieden von dem für Myonen-Bestrahlung ist (Abb. 7.9b). Zur Erklärung erinnern wir uns daran, daß die Sättigung der Gasverstärkung für Photonen erst bei viel höheren Spannungen einsetzt als für Myonen (vgl. Abb. 6.10). Nun ist aber das Auftreten von Streamern eng korreliert mit Sättigungsphänomenen. Es ist also durchaus zu erwarten, daß Streamer für Photonen bei höheren Spannungen auftreten als für Myonen, was genau in Abb. 7.9b beobachtet wurde. Die Feststellung, daß ab etwa 3.5 kV die Streamer-Anteile übereinstimmen, ist darauf zurückzuführen, daß ab dieser Spannung die Gain-Sättigung (Abflachung der $\ln G(HV)$-Kurve) für beide Strahlungsarten ein vergleichbares Ausmaß annimmt. Da beim Einsetzen der Sättigung die Verstärkung für Photonen bereits viel größer ist als für Myonen, bleiben die Streamer-Gain-Kurven auch bei großen Streamer-Raten weit voneinander entfernt.

Wir halten als wichtige Erkenntnis fest, daß die Streamer-Neigung weder durch die absolute Größe der Gasverstärkung noch durch die Hochspannung eindeutig bestimmt ist, sondern durch die Sättigung der Verstärkung, die an der Abweichung der $\ln G(HV)$-Kurve von einer Geraden erkennbar ist. Da aber die Sättigungseffekte stark von der Art der ionisierenden Strahlung abhängen, müssen Streamer-Studien für alle ATLAS-relevanten Strahlungsarten durchgeführt werden, im Prinzip also auch für Neutronen.

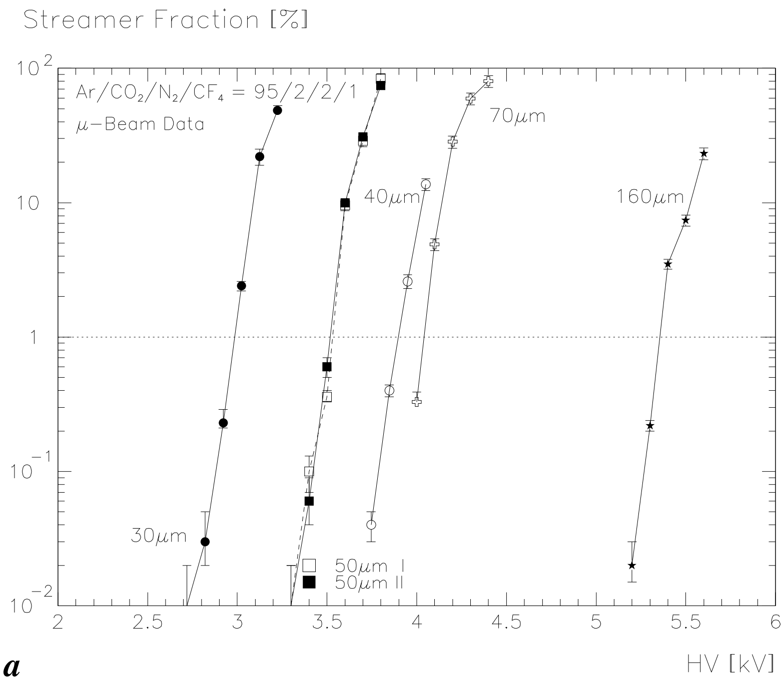
7.2.3 $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 („Chuck's Gas“)

Bei $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ enthalten die Streamer soviel Ladung, daß sie in den Overflow der ADC-Spektren eingehen. Sie kollidieren also bei Am/Mo-Messungen nicht mit dem 60 keV Peak, was die Möglichkeit einer weiteren Streamer-Meßreihe eröffnet. Abb. 7.10 zeigt die Streamer-Raten für Myonen- und Am/Mo-Daten in Abhängigkeit von der Spannung.

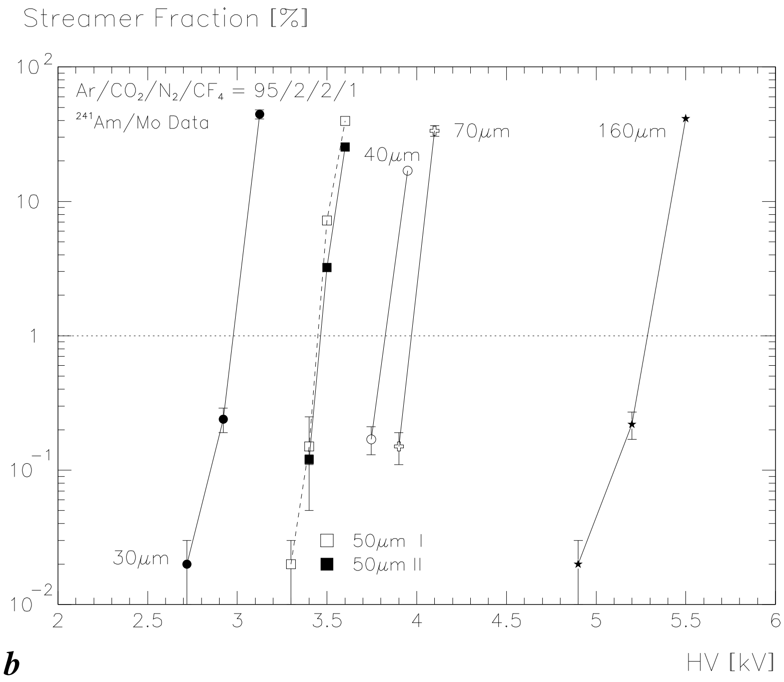
Abb. 7.11 vereint alle mit unseren 50 μm Drähten vorgenommenen Streamer-Analysen. Leider existieren für ^{55}Fe nur zwei Punkte. Bei niedrigeren Spannungen genügte die Statistik nicht, für höhere Spannungen wurden keine Daten genommen.

Mit der Am/Mo-Quelle sind erheblich mehr Streamer zu beobachten als im Myonenstrahl oder mit der ^{55}Fe-Quelle (siehe auch die Streamer-Gain-Kurven in Abb. 7.13). Die Sättigung der Gasverstärkung deutet nicht auf diese Eigenheit hin, da sie gemäß Abb. 6.18 nicht ausgeprägter ist als für Myonen. Eine entscheidende Rolle spielen wohl die 60 keV Photonen, deren riesige Ladungslawinen schon bei relativ niedrigen Spannungen zu Raumladungseffekten und Streamern führen dürften.

Die großen Unterschiede zwischen den beiden 50 μm Rohren (bis zu einem Faktor 2) sind nicht geklärt. Denkbar wären Fehler bei der Spannungseinstellung. Ein Unterschied von 20 V kombiniert mit dem üblichen Fehler in der Streamer-Rate wäre hinreichend.



a



b

Abbildung 7.10: Streamer-Anteil als Funktion der Spannung für verschiedene Drahtdurchmesser: a: Myonen-Messungen; b: Am/Mo-Messungen

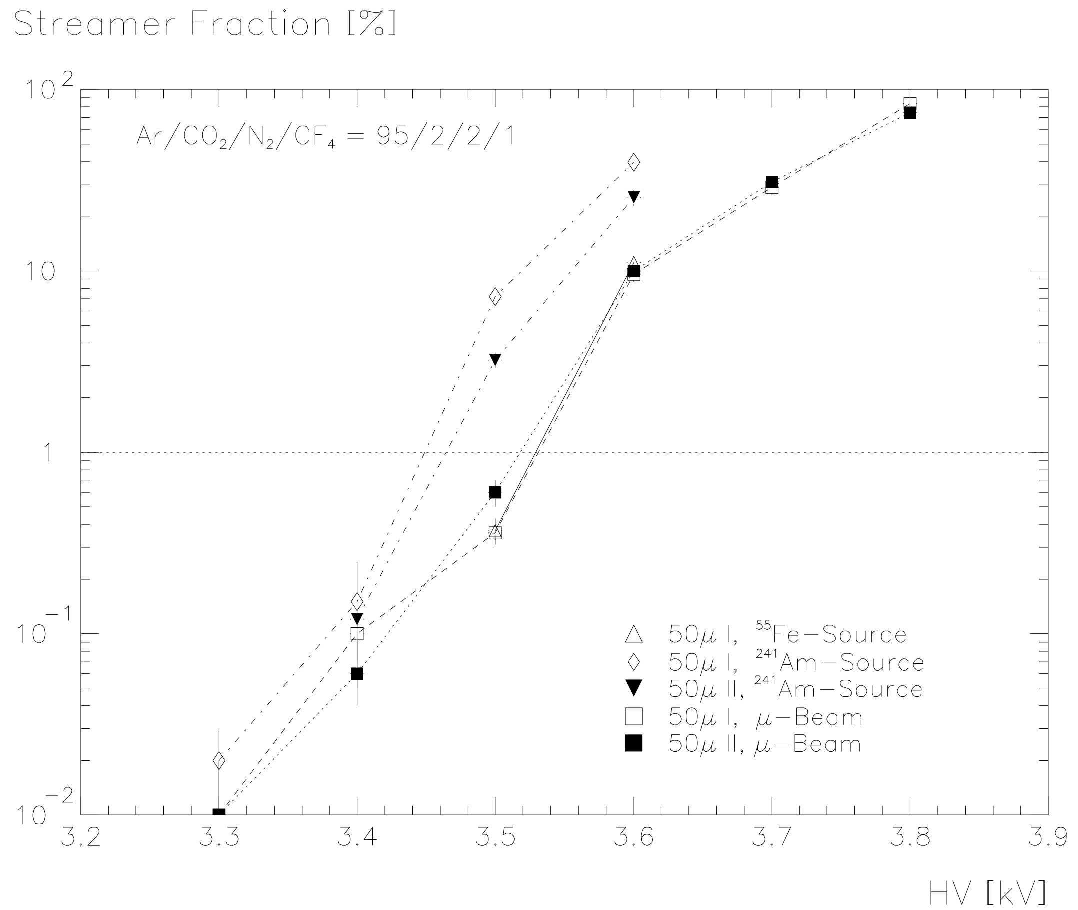
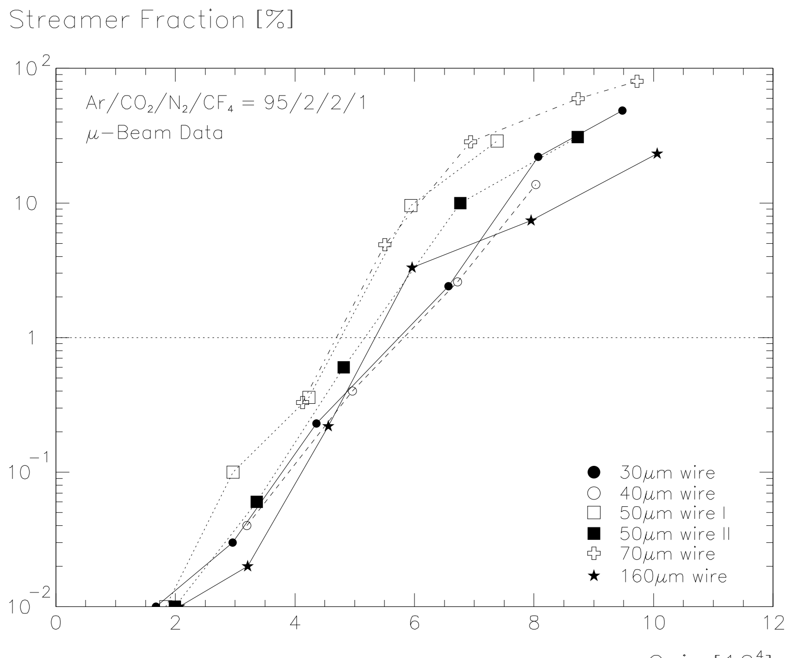


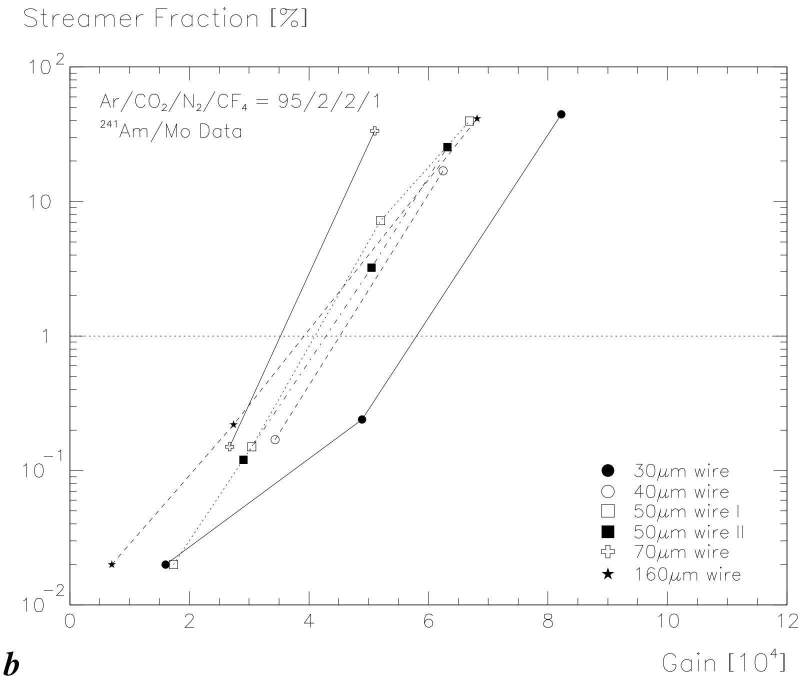
Abbildung 7.11: Streamer-Anteil für 50 μm Drähte als Funktion der Spannung

Als Funktion der Gasverstärkung betrachtet (Abb. 7.12) überschreitet der Streamer-Anteil die 1 %-Grenze reichlich oberhalb von $2 \cdot 10^4$. Die Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser ist besonders bei den Myonen-Daten sehr schwach: 1 % Streamer werden zwischen $4.7 \cdot 10^4$ und $5.8 \cdot 10^4$ erreicht. Bei Am/Mo liegt nur die 30 μm Kurve abseits (1 % Streamer bei $5.8 \cdot 10^4$ im Vergleich zum Intervall $[3.5 \cdot 10^4; 4.5 \cdot 10^4]$ für die anderen Drähte).

Mit ^{55}Fe ist bei gegebenem Gain die Streamer-Neigung am geringsten (Abb. 7.13), da die Sättigungseffekte am schwächsten sind. Auf diese Tendenz haben wir schon bei „Seattle Prime“ hingewiesen.



a



b

Abbildung 7.12: Streamer-Anteil als Funktion der Gasverstärkung für verschiedene Drahtdurchmesser: a: Myonen-Messungen; b: Am/Mo-Messungen

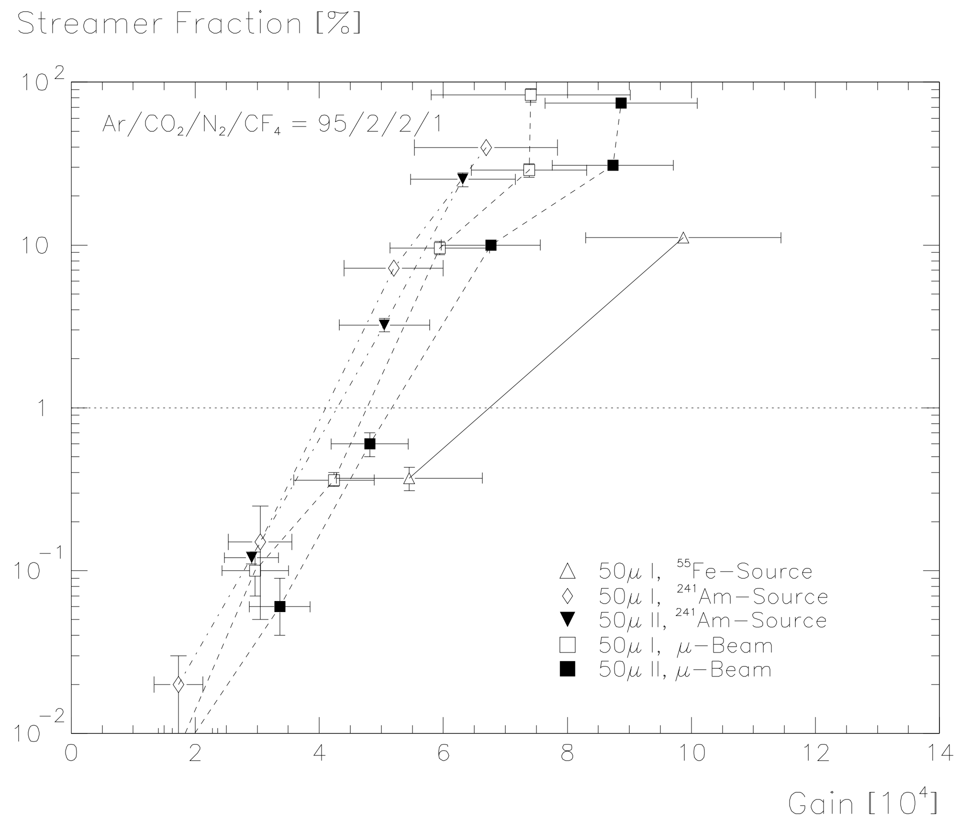


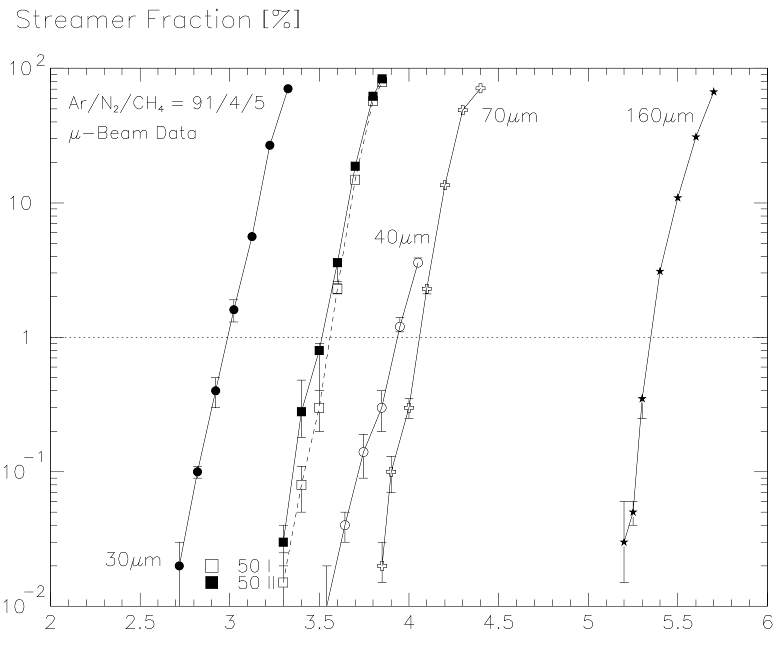
Abbildung 7.13: Streamer-Anteil für 50 μm Drähte als Funktion der Gasverstärkung

7.2.4 $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 („Freiburg-Prime-Gas")

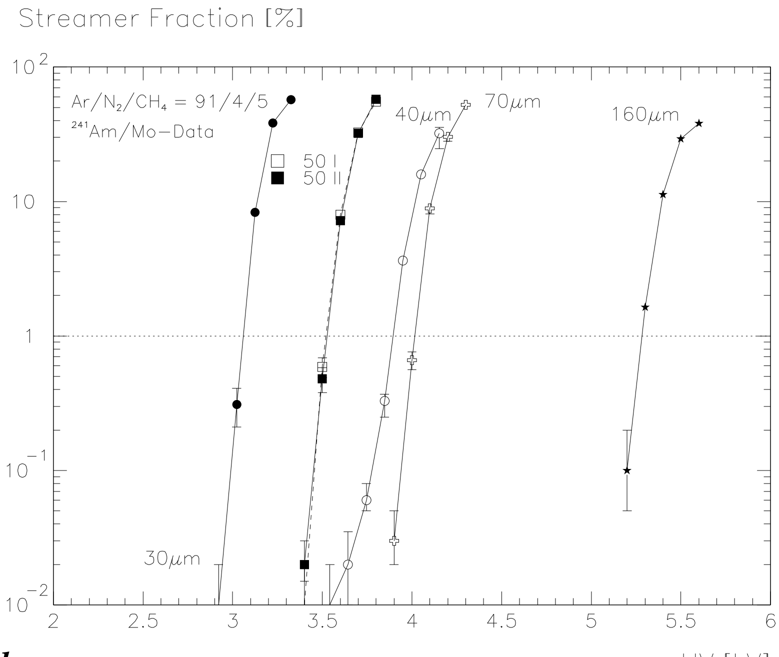
Wir beginnen diesen Abschnitt wie gewohnt mit der Darstellung des Streamer-Anteils als Funktion der Spannung, und zwar in Abb. 7.14a für die Myonen-Versuche und in Abb. 7.14b für die Messungen mit der Am/Mo-Quelle. Die ^{55}Fe-Daten des Rohres 50 I werden in Abb. 7.15 mit den anderen 50 μm Ergebnissen verglichen.

Wie bei den anderen Gasen setzen die Streamer bei Bestrahlung mit den 5.9 keV Photonen der ^{55}Fe-Quelle bei höheren Spannungen ein als mit den anderen Ionisationsquellen. Wir führen dies, wie im Rahmen des „Seattle-Prime-Gases" erläutert, darauf zurück, daß mit den relativ kleinen Elektronen-Clustern der 5.9 keV Photonen (227 Elektronen) Raumladungseffekte erst bei hohen Spannungen und hohen Verstärkungen erzeugt werden (vgl. auch Abb. 6.21. Aus diesem Grund ist auch die zu ^{55}Fe gehörende Streamer-Gain-Kurve von den anderen grundverschieden (Abb. 7.17).

Die großen Unterschiede zwischen den beiden Rohren in den Myonen-Meßreihen (Abb. 7.15) sind ungeklärt. Da in den Gasverstärkungskurven, die ja aus denselben Meßdaten entstanden, keine derartigen Diskrepanzen auftreten, ist eine fehlerhafte Spannungseinstellung auszuschließen.



a



b

Abbildung 7.14: Streamer-Anteil als Funktion der Spannung für verschiedene Drahtdurchmesser: a: Myonen-Messungen; b: Am/Mo-Messungen

Der Bereich der Gasverstärkung, in dem für die verschiedenen Drahtdurchmesser 1 % Streamer erreicht werden, ist sowohl für Myonenstrahlmessungen (Abb. 7.16a) als auch für Am/Mo-Messungen (Abb. 7.16b) wieder ziemlich eng: $(5.7 - 7.8) \cdot 10^4$ im 1. Fall, $(5.6 - 8.4) \cdot 10^4$ im 2. Fall. Eine eindeutige Reihenfolge ist wegen der nur schwachen Durchmesser-Abhängigkeit und der Meßfehler im Gain nicht erkennbar.

Wichtig ist, daß bei $G = 2 \cdot 10^4$ erheblich weniger als 1 % Streamer auftreten (maximal 0.04 % bei Myonen).

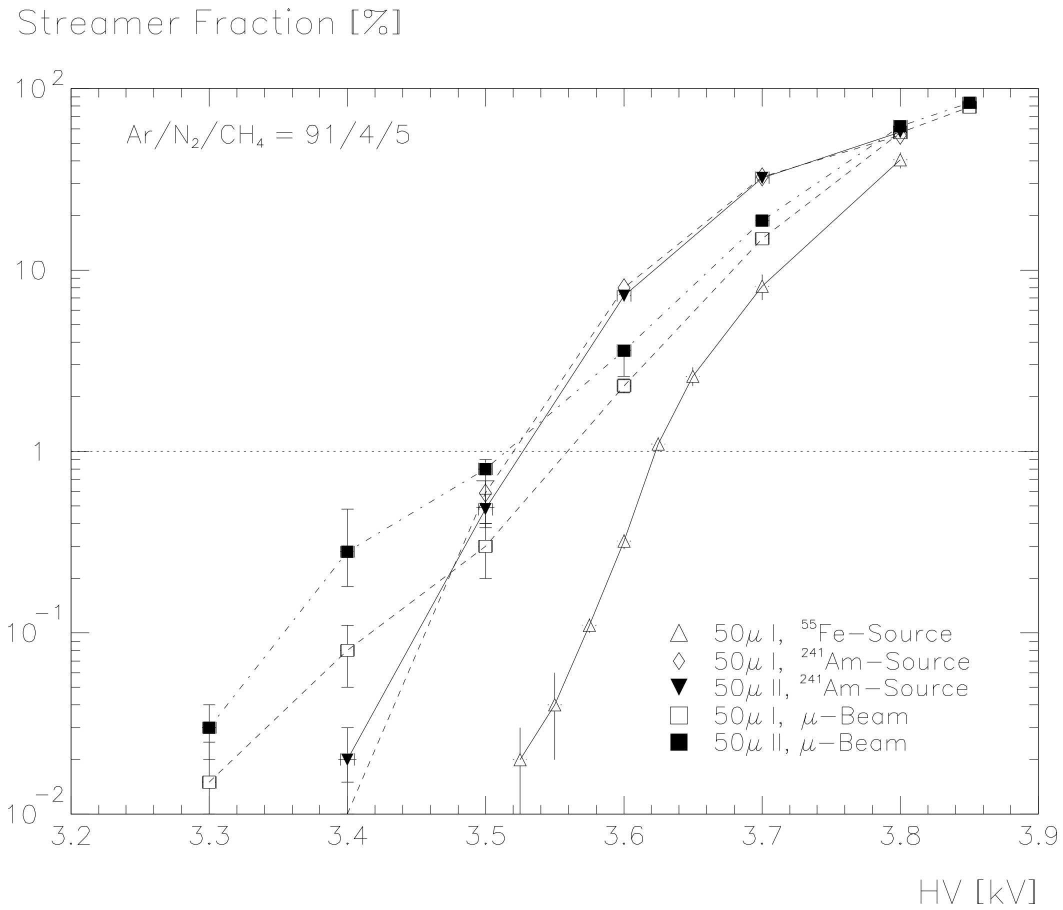
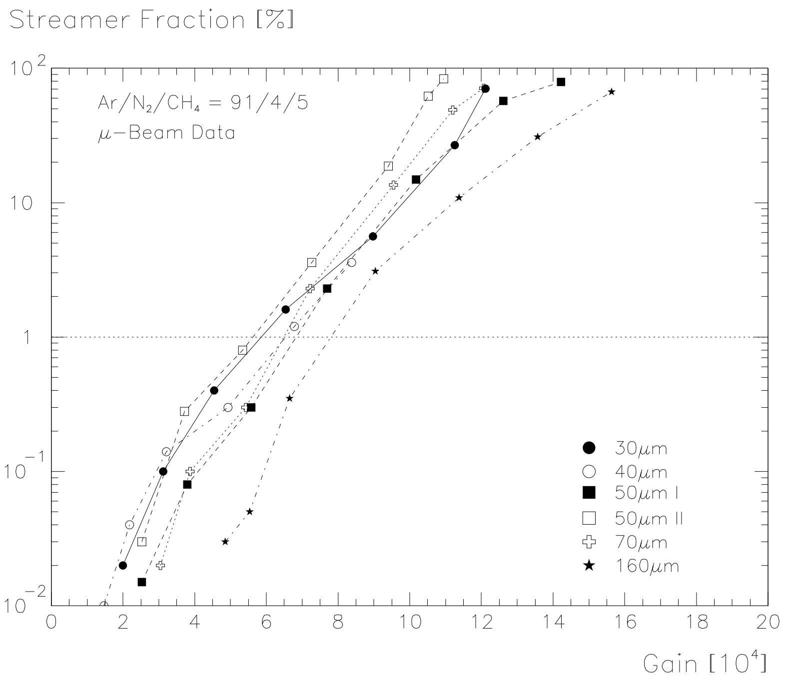
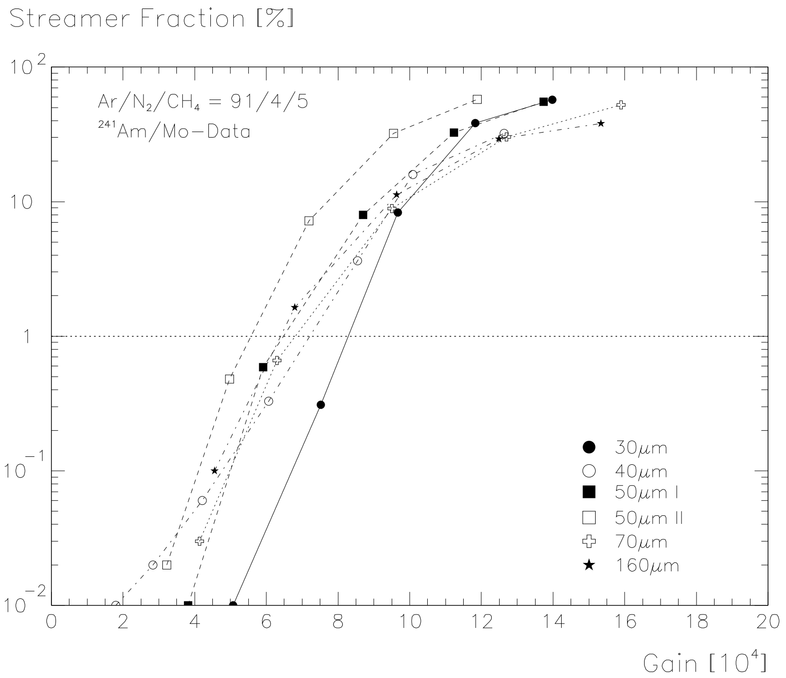


Abbildung 7.15: Streamer-Anteil für 50 μm Drähte als Funktion der Spannung



a



b

Abbildung 7.16: Streamer-Anteil als Funktion der Gasverstärkung für verschiedene Drahtdurchmesser: a: Myonen-Messungen; b: Am/Mo-Messungen

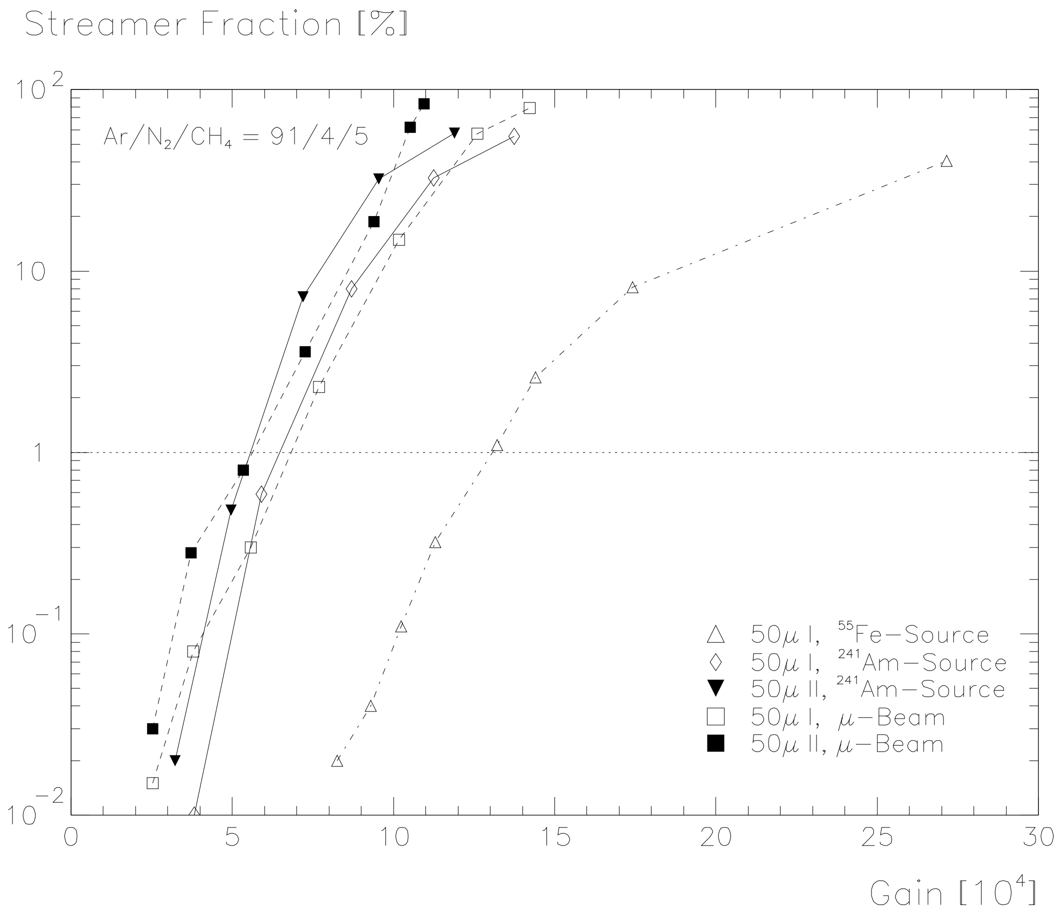


Abbildung 7.17: Streamer-Anteil für 50 μm Drähte als Funktion der Gasverstärkung

7.3 Der Effekt von Neutronen in N_2-haltigen Gasen

Da im ATLAS-Strahlungshintergrund Neutronen mit hohen Raten auftreten, muß untersucht werden, wieviel Ladung sie in Driftrohren deponieren. Problematisch sind in diesem Zusammenhang stickstoffhaltige Gase, von unseren Mischungen also $Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1 (Chuck's Gas) und $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 (Freiburg Prime).

Da experimentelle Daten über das Verhalten von Driftrohren unter Neutronen-Bestrahlung noch nicht existieren, werden wir im folgenden wird eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Effekte vornehmen.

In stickstoffhaltigen Gasen erzeugen thermische Neutronen ($\sim$ 0.025 eV) über die Reaktion ^{14}N(n, p)^{14}C hochionisierende 600 keV Protonen, deren Reichweite in 3 bar Ar nur ca. 1 cm beträgt [PDG 88]. Da ein solches Proton seine gesamte Energie im Rohr deponiert, erzeugt es bei einem effektiven Ionisationspotential der Argon-Atome von 26 eV etwa $\frac{600\text{keV}}{26\text{eV}} = 23 \cdot 10^3$ Primärelektronen.

Man erwartet, daß bei einer so hohen Ionisationsdichte hauptsächlich Streamer-Signale auftreten.

Aufgrund der mit den Streamern korrelierten Raumladungseffekte, die ja das elektrische Feld schwächen, ist die Größe eines Streamers begrenzt und weitgehend unabhängig von der Primärionisation. Wir rechnen mit einer angenommenen maximalen Streamer-Ladung von 100 mal der Proportionalpulsladung eines minimal ionisierenden Teilchens, also mit

$$Q_{str} \leq 100 \cdot 2 \cdot 10^4 \cdot 700\, e \approx 200 \text{ pC},$$

wenn die Primärionisation eines MIP innerhalb des Rohres in 3 bar Ar etwa 700 e beträgt und mit einer Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ gearbeitet wird.

Wir müssen nun noch die Protonen-Produktionsrate pro Einheitsrohrlänge $\frac{dN_p}{dt\,dl}$ abschätzen:

$$\frac{dN_p}{dt\,dl} = n_N \cdot \Phi_n \cdot \frac{dA}{dl} \cdot \sigma \cdot \Delta x$$

Hier sind:

n_N	$[\text{cm}^{-3}]$	die Teilchendichte von N-Atomen. Bei einem N_2-Anteil f_{N_2} im Gas ist bei 3 bar: $n_N = 1.25 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot 3 \cdot f_{N_2} \cdot \frac{6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{14 \text{ g mol}^{-1}} = $ $= f_{N_2} \cdot 1.6 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$
Φ_n	$[\text{Hz/cm}^2]$	die Flußrate thermischer Neutronen. Der gesamte Neutronenfluß ist 5 kHz/cm^2; ca. $\frac{1}{3}$ davon ist thermisch.
$\frac{dA}{dl}$	[cm]	die exponierte Fläche des Driftrohrs pro Einheitslänge: $\frac{dA}{dl} = 3$ cm
σ	$[\text{cm}^2]$	der Reaktionsquerschnitt für n und N. Für thermische Neutronen liegt eine Resonanz vor: $\sigma = 1.8$ barn $= 1.8 \cdot 10^{-24}$ cm^2 [TRE 96] (Zum Vergleich: Für Ar ist $\sigma = 0.66$ barn).
Δx	[cm]	die mittlere Neutronenbahnlänge im Rohr (wenn senkrecht zum Draht): $\Delta x = 2.4$ cm

Wir erhalten:

- für Chuck's Gas ($f_{N_2} = 2$ %): $\frac{dN_p}{dt\,dl} = 0.07$ Hz/cm
- für Freiburg Prime ($f_{N_2} = 4$ %): $\frac{dN_p}{dt\,dl} = 0.14$ Hz/cm

Nach 10 Jahren ATLAS wird aufgrund des Neutronen-Hintergrunds die Ladung

$$\frac{dQ_n}{dl} = \frac{dN_p}{dt\,dl} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ s} \cdot 200 \text{ pC}$$

deponiert.

- Für Chuck's Gas ist $\frac{dQ_n}{dl} = 0.004$ C/cm .
- Für Freiburg Prime ist $\frac{dQ_n}{dl} = 0.008$ C/cm .

Verglichen mit der absoluten Maximalladung von 1 C ist dies sehr wenig. Selbst unter Einbeziehung des üblichen Sicherheitsfaktors 5 würden die Neutronen im Falle des Freiburg-Prime-Gases höchstens einen Anteil von 4 % der Gesamtladung beitragen. Da jedoch einige Eingangsparameter unserer Abschätzung (Reaktionsquerschnitt, Streamer-Ladung) sehr unsicher sind, werden tiefere Untersuchungen, vor allem experimenteller Art, des Neutronen-Problems unerläßlich sein.

7.4 Résumé

Die für ATLAS wichtigste Erkenntnis aus unseren Streamer-Studien ist, daß bei der angestrebten Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$ für alle untersuchten Arten ionisierender Teilchen (Myonen, 17 keV Photonen, 6 keV Photonen) weniger als 1 % der Signale Streamer sind. Damit ist gezeigt, daß die im vorigen Kapitel für die einzelnen Gase ermittelten Arbeitsspannungen sinnvoll sind. Unbekannt ist allerdings noch das Streamer-Verhalten für thermische Neutronen aus dem ATLAS-Strahlungshintergrund in N_2-haltigen Gasen. Bei der Reaktion thermischer Neutronen mit Stickstoff-Kernen entstehen hochionisierende 600 keV Protonen, die im Driftrohr ihre gesamte Energie deponieren und vermutlich in erster Linie Streamer erzeugen. Neutronen-Versuche sind von verschiedenen Instituten (z.B. JINR in Dubna) geplant.

Tabelle 7.1 gibt zusammenfassend für alle verwendeten Gase, Drähte und ionisierenden Teilchen den Gain an, bei dem 1 % Streamer erreicht werden.

Gas	30 μm	40 μm	50 μm I	50 μm II	70 μm	160 μm
Messungen im Myonenstrahl						
$Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3	6.5	4.6	6.2	—	3.8	6.0
$Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3	—	3.5	3.5	2.7	4.3	7.5
$Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1	5.7	5.8	4.8	5.2	4.7	5.4
$Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5	5.9	6.5	6.8	5.7	6.5	7.8
Messungen mit ^{241}Am/Mo						
$Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3	—	—	—	—	—	—
$Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3	—	—	—	—	—	—
$Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1	5.7	4.5	3.5	3.5	3.5	3.9
$Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5	8.4	7.2	6.5	5.6	6.8	6.4
Messungen mit ^{55}Fe						
$Ar/CO_2/CH_4$ = 92/5/3	—	—	6.7	—	—	—
$Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3	—	—	3.4	—	—	—
$Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1	—	—	3.5	—	—	—
$Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5	—	—	13	—	—	—

Tabelle 7.1: Gasverstärkung in 10^4, bei der 1 % Streamer auftreten

Das Gas mit der geringsten Streamer-Neigung (dem höchsten Gain bei 1 %Streamer) ist $Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5 („Freiburg Prime"), das auch aus den TDC-Studien über Linearität und maximale Driftzeiten als Favorit hervorgegangen war.

Die meisten Streamer zeigt das Gas $Ar/CO_2/CH_4$ = 93/4/3 („Seattle Prime"). Allerdings ist in seinen Streamern im Vergleich zu denen von „Chuck's Gas" und „Freiburg Prime" nur relativ wenig Ladung enthalten, was qualitativ daran erkennbar war, daß sie nicht in den Overflow des ADC eingingen. Da auch „Seattle" ziemlich kleine Streamer zeigt, führen wir den Effekt auf die streamer-quenchende Wirkung der beiden Gasen gemeinsamen Komponente CO_2 zurück. In „Chuck's Gas" ($Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1) ist vermutlich der CO_2-Anteil zu gering, während „Freiburg Prime" ($Ar/N_2/CH_4$ = 91/4/5) gar kein CO_2 enthält. Quantitative Aussagen über die Streamer-Ladung können wir wegen der Sättigung des Vorverstärkers nicht machen.

Die Abhängigkeit des Streamer-Verhaltens vom Drahtdurchmesser ist im untersuchten Bereich nur schwach. Deshalb und aufgrund unserer Standardfehler von ca. 10 % in der Gasverstärkung geht die Systematik der Durchmesser-Abhängigkeit aus unseren Daten nicht klar hervor. Die Tatsache, daß der 160 μm Draht meist erheblich weniger Streamer zeigt als alle anderen Drähte, weist jedoch darauf hin, daß die Streamer-Neigung für einen gegebenen Gain bei einem bestimmten Drahtdurchmesser ein Maximum hat. Die Position dieses Maximums scheint in der Nähe von 70 μm zu liegen und sowohl vom Gas als auch von der Art der ionisierenden Strahlung abzuhängen. Ein Draht zwischen 70 μm und 160 μm wäre sehr aufschlußreich.

Da das Streamer-Verhalten stark von der Identität der ionisierenden Teilchen abhängt (je dichter die Primärionisation desto mehr Streamer), ist es nicht durch den Gain alleine festgelegt. Entscheidend ist vielmehr das Auftreten von Raumladungseffekten, die sich in einer Abflachung der $\ln G(HV)$-Relation ausdrücken.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wollen wir zunächst die in unseren Experimenten gewonnenen Erkenntnisse über die Optimierung des Arbeitspunktes von Driftrohren zusammenfassen. Unsere Ergebnisse haben wir auch in den ATLAS Muon Notes [DEI 96] und [DED 96] veröffentlicht.

Wir haben einen Teststand für 6 Einzeldriftrohre der Länge 1 m aufgebaut. Für unsere Experimente mit den Gasen

$Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$	(„Seattle")
$Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$	(„Seattle Prime")
$Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$	(„Chuck's Gas")
$Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$	(„Freiburg Prime")

standen Rohre mit den Drahtdurchmessern 30, 50 (2 Stück), 70 und 160 μm zur Verfügung. Für jedes Rohr, jedes Gas und verschiedene ionisierende Teilchen (200 GeV Myonen, 5.9 keV und 17 keV Röntgenphotonen) wurden unter Variation der Anodenspannung die maximalen Driftzeiten, die Gasverstärkung, das Streamer-Verhalten und die Neigung zum Nachpulsen untersucht. Das anomale Verhalten eines weiteren Rohres (40 μm Draht) konnte durch dicke, nichtleitende Ablagerungen auf seinem Anodendraht erklärt werden, die aufgrund eines Alterungsprozesses vor Beginn unserer Messungen entstanden waren.

Durch die Messungen der Gasverstärkung wurde für jedes Gas und jeden Draht die Arbeitsspannung festgelegt, die dem angestrebten Gain von $2 \cdot 10^4$ entspricht.

Die analytische Berechnung der Signalformung und -ausbreitung im Rohr (Kapitel 6.3.2 und [DEI 96]) sowie des Einflusses der Front-End-Elektronik hat nicht nur Korrekturfaktoren zu den Gain-Messungen geliefert, sondern auch zum tieferen Verständnis dieser Vorgänge beigetragen. Anhand der Rechnungen kann die Front-End-Elektronik hinsichtlich maximaler Ladungsausbeute und minimaler Pulsverzerrung optimiert werden.

Es konnten zwei Gase gefunden werden, deren Eigenschaften den ATLAS-Anforderungen größtenteils gerecht werden:
$Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ („Freiburg Prime") und $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$ („Chuck's Gas").

Der Favorit ist „Freiburg Prime“:

- Seine sehr gute Linearität wurde aus Studien der TDC-Spektren und maximalen Driftzeiten deutlich (Kapitel 5).
- Die maximalen Driftzeiten bei $G = 2 \cdot 10^4$ liegen für alle untersuchten Drähte unter 500 ns.
- Es wurde kein Nachpulsen beobachtet.
- Der Anteil von Streamer-Signalen liegt bei $G = 2 \cdot 10^4$ unter 1 % (Kapitel 7).
- Als nachteilig könnte sich der N_2-Gehalt erweisen, da der Neutronen-Hintergrund in ATLAS über die Reaktion ^{14}N(n, p)^{14}C Protonen von 600 keV erzeugt, für die wegen der extrem hohen Primärionisationsdichte große Streamer-Raten zu erwarten sind. Die experimentellen Arbeiten über dieses Problem (z.B. am JINR in Dubna) haben noch keine Ergebnisse geliefert.

„Freiburg Prime“ wird 1996 für die Experimente im Teststrahl H8 und im Projekt DATCHA eingesetzt werden. In DATCHA (**D**emonstration of **AT**las **CH**amber **A**lignment) wird ein komplettes Barrel-Segment ($\eta < 1.05$, vgl. Abb. 1.2) des ATLAS-Myonen-Spektrometers gebaut und mit kosmischen Myonen getestet werden.

Auch „Chuck's Gas“ ($Ar/CO_2/N_2/CF_4$ = 95/2/2/1) fiel durch gute Linearität, sehr kurze Driftzeiten und geringe Streamer-Anteile auf. Das vielfach gegen das Gas vorgebrachte Argument des Afterpulsings erwies sich als nicht sehr stichhaltig, da bei $G = 2 \cdot 10^4$ weniger als 1 % Nachpulse auftreten. Nachteilig sind jedoch die hohen Kosten der Komponente CF_4. Außerdem möchte man nur dann auf ein 4-Komponenten-Gas zurückgreifen, wenn die gewünschten Eigenschaften mit 3 Komponenten nicht erzielt werden können.

Die $Ar/CO_2/CH_4$ Gasmischungen „Seattle“ (92/5/3) und „Seattle Prime“ (93/4/3) fallen aufgrund ihrer Nichtlinearität außer Betracht. „Seattle“ hat ferner die unangenehme Eigenschaft, auf geringste Verunreinigungen durch dramatische Veränderungen seines Driftverhaltens zu reagieren.

Unsere bisherigen Analysen haben keinen Anhaltspunkt ergeben, der gegen die Verwendung der von den meisten Arbeitsgruppen ohne Vergleichsmessungen favorisierten 50 μm Drähte spräche. Die Untersuchungen lassen es nicht zu, einem der verwendeten Drahtdurchmesser den Vorzug zu geben. Insbesondere haben wir festgestellt, daß das Streamer-Verhalten nur sehr schwach mit dem Drahtdurchmesser variiert. Unsere Daten weisen auf ein flaches Maximum der Streamer-Neigung bei einem Durchmesser nahe 70 μm hin.

Bei nichtlinearen Gasen (die aber für ATLAS ohnehin nicht in Frage kommen) wären dickere Drähte wegen kürzerer Driftzeiten (bei gegebenem Gain) vorteilhaft; lineare Gase wie „Freiburg Prime“ und „Chuck's Gas“ hingegen zeigen fast keine Drahtabhängigkeit der Driftzeiten.

Der Einzelrohraufbau steht für Tests neuer Gase zur Verfügung. Ob sie notwendig sein werden, werden die Erfahrungen mit „Freiburg Prime“ (z.B. Neutronen-Studien) in den nächsten Jahren zeigen. Zu Ladungsmessungen sollte man allerdings einen geeigneteren Vorverstärker ohne Undershoot verwenden. Streamer-Untersuchungen sind aufgrund der großen Signalhöhen sogar ganz ohne Verstärker denkbar. Man könnte dann auch die Streamer-Ladung mit einem

ADC messen, da die Signale nicht mehr in den Overflow des ADC eingingen, wie das mit Verstärker der Fall war.

Durch die Schwenkbarkeit der Rohrhalterung ist unsere Apparatur nicht auf einen Myonenstrahl angewiesen, sondern kann auch mit kosmischen Myonen arbeiten.

Für die endgültige Entscheidung über den optimalen Drahtdurchmesser und das zu verwendende Driftgas werden noch das Kriterium der Ortsauflösung und die Ergebnisse der Ageing-Studien zu berücksichtigen sein.

Die Bestimmung der Ortsauflösung, die mit unserer Apparatur durchgeführt wurde, aber nicht Gegenstand vorliegender Arbeit ist, erfolgte mit Hilfe eines externen Referenzsystems (Abb. 3.1) aus 4 Ebenen von Kathoden-Streifen-Kammern (CSC), die die Präzisionskoordinate senkrecht zum Driftrohrdraht mit einer Auflösung von 45 - 65 μm pro Ebene (ca. 30 μm am Ort der Rohre) messen. Zur Bestimmung der „zweiten Koordinate" parallel zum Draht dienen die vertikalen Szintillatoren der vier Hodoskop-Ebenen. Die erzielte Auflösung von ca. 1.5 cm am Ort der Rohre ist in dieser Koordinate hinreichend. Gegenwärtig liegen die ersten Ergebnisse vor. Sie werden zusammen mit einer umfassenden Beschreibung der Methode in der Diplomarbeit von J. Dubbert [DUB 96] veröffentlicht werden.

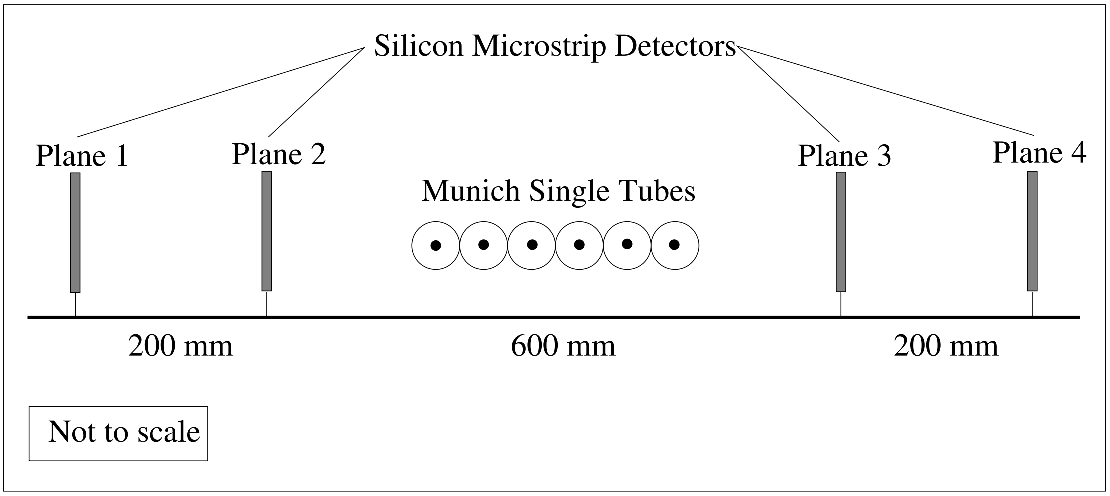


Abbildung 8.1: Silizium-Mikrostreifen-Teleskop als externes Referenzsystem für die Münchner Einzelrohre

Für spätere Teststrahl-Experimente ist zur Verbesserung der Genauigkeit von Ortsauflösungsstudien ein Hochpräzisionsreferenzsystem im Entstehen, dessen Bau wir zusammen mit N. Hessey übernommen haben, dessen Früchte wir jedoch nicht mehr selbst ernten werden: Es handelt sich um ein „Teleskop" aus 4 Ebenen von Silizium-Mikrostreifen-Detektoren, die eine Fläche von 52×52 mm^2 abdecken und eine Auflösung von 10 μm haben. Das Funktionsprinzip dieser Halbleiterdetektoren ist z.B. in [LEO 94] oder [HYA 83] erklärt.

Bei der Konzeption unseres Teleskops wurde darauf geachtet, daß es mechanisch zum Einzelrohrteststand kompatibel ist. Bei geeigneter Anordnung (Abb. 8.1) kann am Ort der Rohre eine Auflösung von bis zu 5 μm erzielt werden. Für technische Details siehe [DUB 96].

Die Einsatzmöglichkeiten dieses Referenzsystems beschränken sich nicht auf die Münchner Einzelrohre. Es wird sich auch zur externen Überprüfung der Autokalibration in Ausschnitten größerer MDT-Kammer-Prototypen vorzüglich eignen. Eine weitere geplante Anwendung des Silizium-Teleskops ist die Kontrolle von Autokalibration und Bahnmessungen im Magnetfeld.

Anhang A

Maximale Driftzeiten für $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$ („Seattle-Gas“)

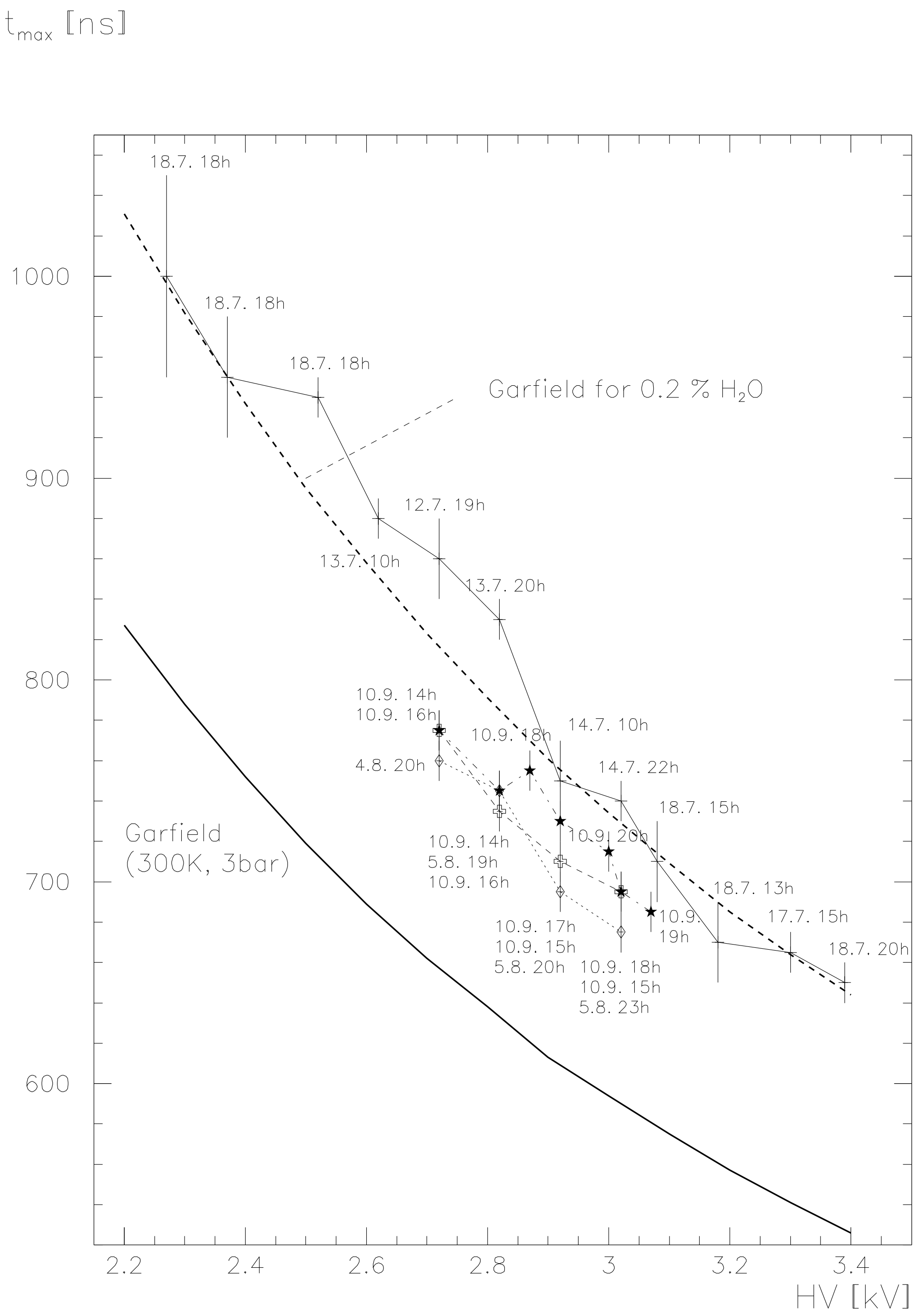


Abbildung A.1: Maximale Driftzeiten für einen 30 μm Draht

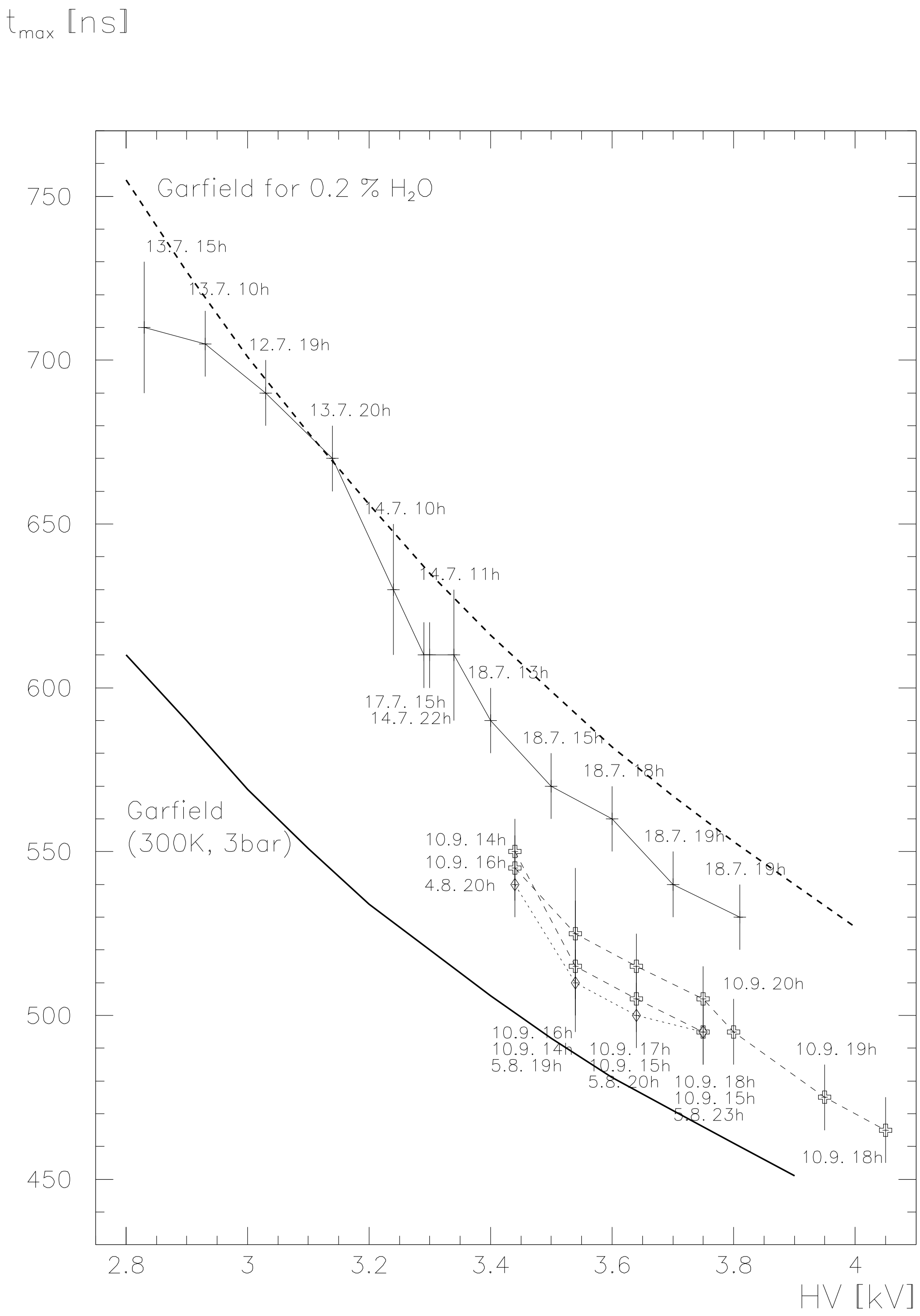


Abbildung A.2: Maximale Driftzeiten für einen 40 μm Draht

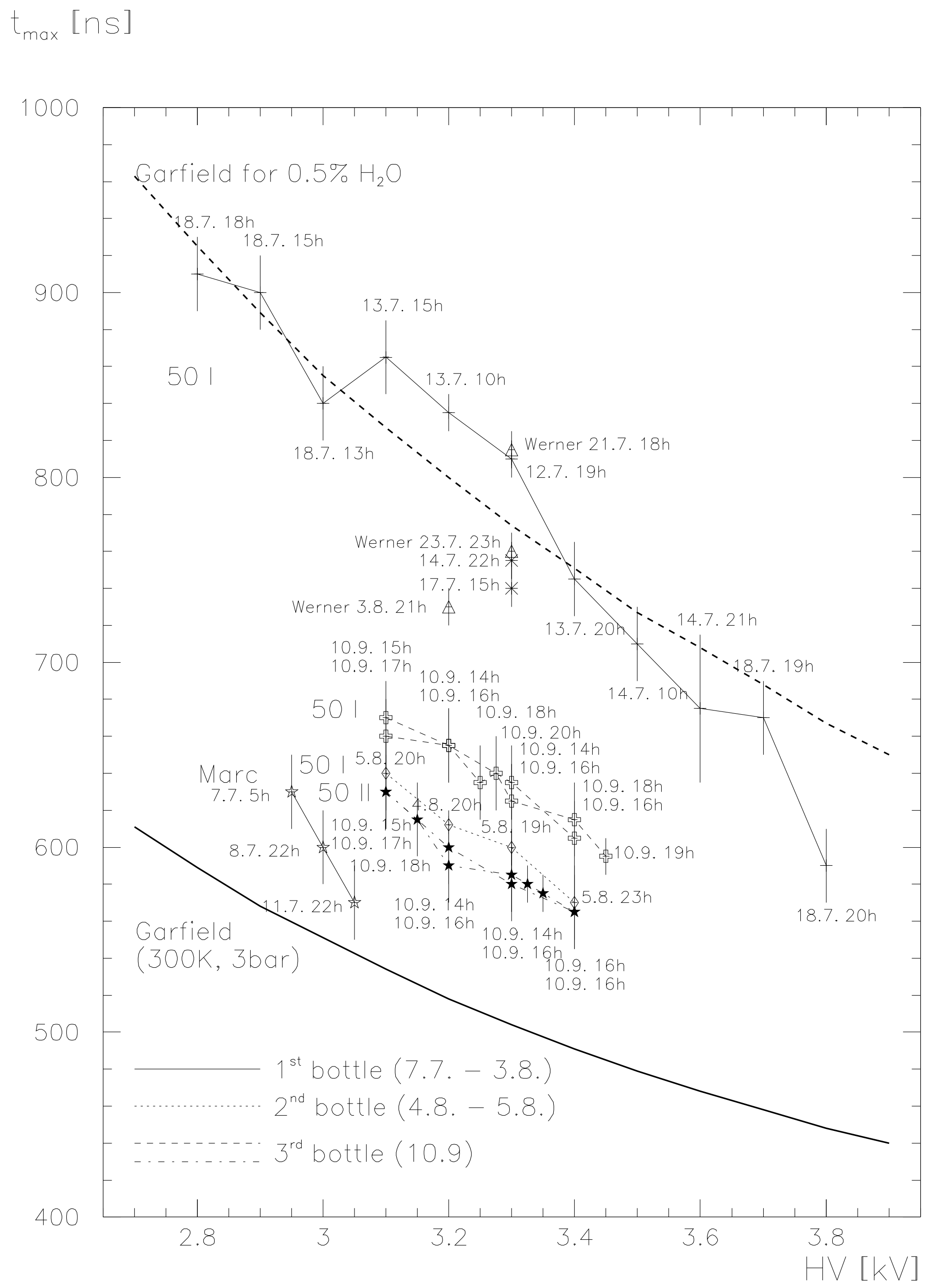


Abbildung A.3: Maximale Driftzeiten für einen 50 μm Draht

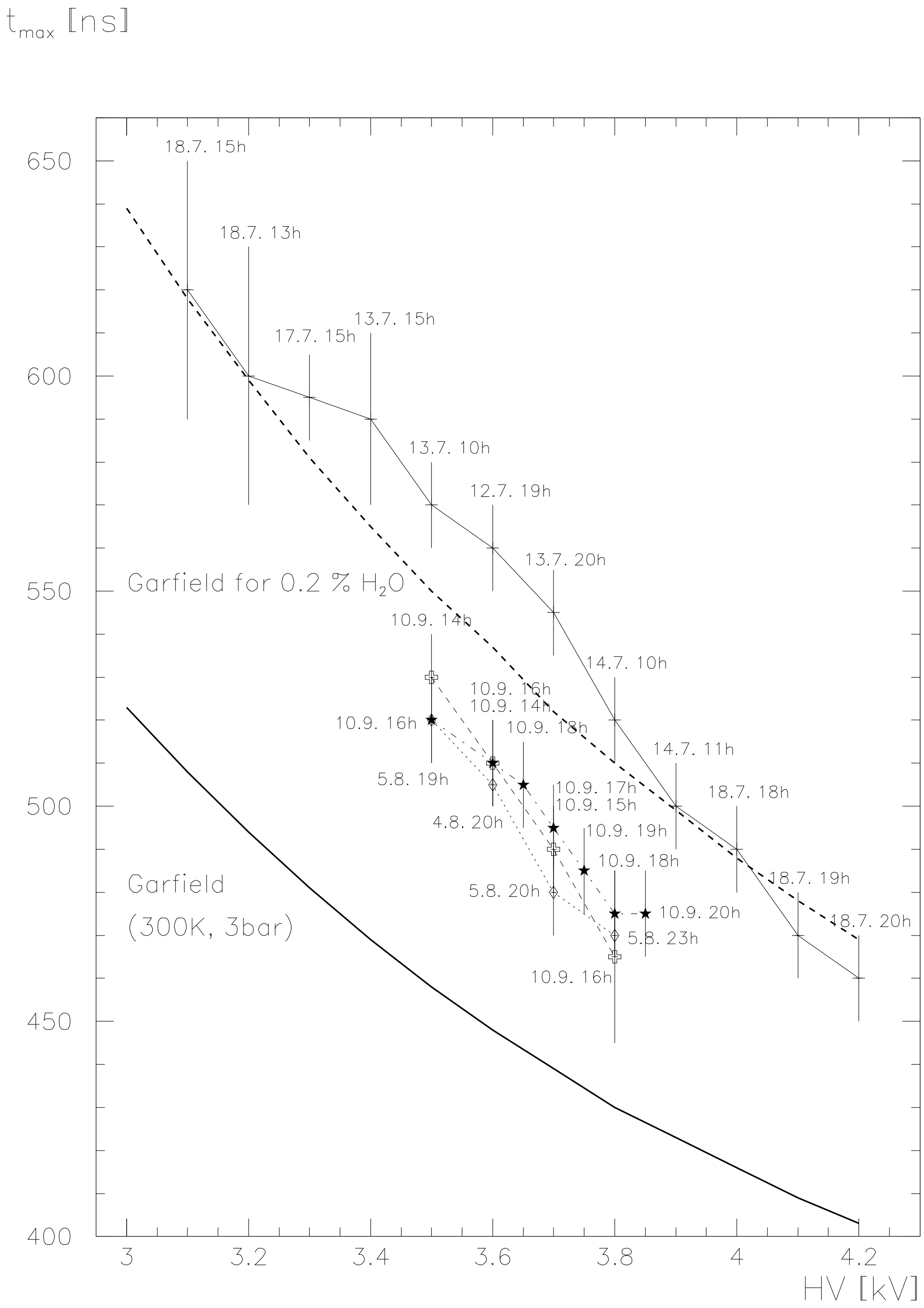


Abbildung A.4: Maximale Driftzeiten für einen 70 μm Draht

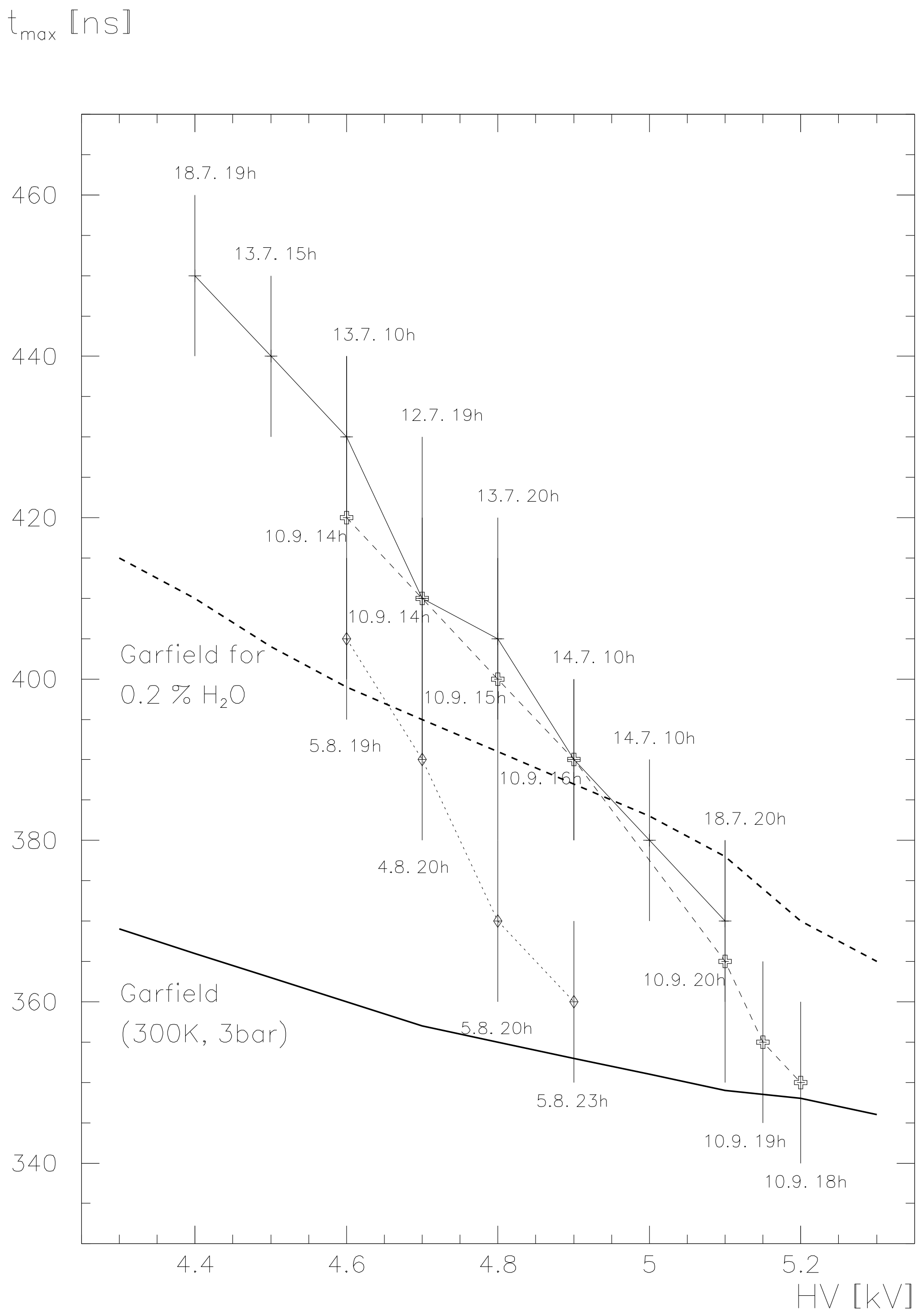


Abbildung A.5: Maximale Driftzeiten für einen 160 μm Draht

Literaturverzeichnis

[BAK 94] F. Bakker et al.: Honeycomb Strip Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer, ATLAS Muon Note 35, 1994

[BAR 94] S. Baranov et al.: Autocalibration Method for Determination of Drift Time - Space Relation for HPDT, ATLAS Muon Note 40, 1994

[BLR 93] W. Blum, L. Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers, Springer 1993

[BLU 93] W. Blum: High-precision drift tubes, ATLAS Muon Note 24, 1993

[BO1 95] I. R. Boyko et al.: Investigation of the ratio between the streamer and proportional signals in drift tubes, ATLAS Muon Note 88, 1995

[BO2 95] I. R. Boyko et al.: Ageing of Aluminium Drift Tubes Filled with $Ar + 5\ \%\ CO_2 + 3\ \%\ CH_4$, ATLAS Muon Note 89, 1995

[CHO 95] S. Chouridou: Studies of the ATLAS MDTs Properties for Different Gas-mixtures and Effect of the Operating Parameters on their Performance, Summer Student Report, CERN 1995

[DEI 96] M. Deile et al.: Charge Division and Intrinsic Pulse Shaping in Drift Tubes, ATLAS Muon Note 105, 1996

[DED 96] M. Deile et al.: Test Beam Studies of the Gas Mixtures $Ar/CO_2/CH_4 = 92/5/3$, $Ar/CO_2/CH_4 = 93/4/3$, $Ar/CO_2/N_2/CF_4 = 95/2/2/1$, $Ar/N_2/CH_4 = 91/4/5$ for Drift Tubes; ATLAS Muon Note, 1996

[DET 95] The ATLAS Muon Detector Physics Group: Criteria for the Choice of the MDT Operating Point, ATLAS Muon Note 98, 1995

[DUB 96] J. Dubbert: Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität München 1996

[GRA 94] V. Gratchev et al.: Position and Timing Resolution of Interpolating Cathode Strip Chambers in a Test Beam, ATLAS Muon Note 55, 1994

[GRU 95] C. Gruhn: persönliche Mitteilung

[HES 95] N. P. Hessey: The Muon Testbeam DAQ System in 1995, Version 2.0, CERN 1995

[HYA 83] B. Hyams et al.: A Silicon Counter Telescope to Study Short-Lived Particles in High-Energy Hadronic Interactions, NIM 205 (1983)

[JIN 94] An Integrated RPC and TGC Detector for the ATLAS Muon Trigger, ATLAS Muon Note 42, 1994

[KAD 91] J. A. Kadyk: Wire Chamber Ageing, NIM A 300 (1991)

[LEO 94] W. R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer 1994, chapter 13

[LHE 95] L. He, T. Zhao: Study of Ar-CO_2-CH_4 Gas Mixtures, University of Washington 1995

[LOH 92] E. Lohrmann: Hochenergiephysik, Teubner 1992

[LOI 92] ATLAS: Letter of Intent for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/92-4 LHCC/I2

[PAS 96] V. Paschhoff: Studies on Water Effects in Gases, Vortrag im Muon Test Beam Meeting vom 23.01.96

[PDG 88] Particle Data Group: Review of Particle Properties, American Institute of Physics 1988

[REW 86] P. Rewiersma: The L3 Wire-Amplifier Type NH19-6112, NIKHEF 1986

[SAR 95] C. Sartena: Driftröhren, F2-Praktikum am CERN, Universität München 1995

[SAU 77] F. Sauli: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09

[TEC 94] ATLAS: Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2

[TRE 96] M. Treichel: Ageing due to $^{14}N(n, p)^{14}C$ reactions, Vortrag im Detector Physics Meeting vom 05.03.96

[VEE 95] R. Veenhof: Garfield, a drift-chamber simulation program, User's guide, Version 5.13, CERN 1995

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, deren fachliche oder menschliche Unterstützung zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen hat.

Besondere Verbundenheit gilt meinen beiden Betreuern:

Prof. Dr. Arnold Staude eröffnete mir die Möglichkeit, meine Diplomarbeit im Rahmen des ATLAS-Projekts am CERN durchzuführen, und verhalf mir auf diese Weise zu einem Jahr, das mich in vieler Hinsicht bereicherte. Ihm sind das freundschaftliche Klima innerhalb der Münchner Arbeitsgruppe und die Freiheit zu selbständigem Forschen zu verdanken. Bei Fragen oder Problemen stand er mir jederzeit mit guten Ratschlägen zur Seite.

Dr. Nigel Hessey leistete die tägliche Betreuung an Ort und Stelle. Von ihm lernte ich die wichtigsten Methoden in Experiment und Datenauswertung. Er begleitete mich nicht nur in Experimentierhalle und Büro, sondern auch auf den Gipfeln des Jura und der französischen Alpen, wo die kühle Bergluft wirkungsvoll für die Erneuerung der kreativen Kräfte sorgte.

Zum Kreise der engsten Mitarbeiter zählte mein Mitdiplomand Jörg Dubbert. Ihm möchte ich für die kameradschaftliche Zusammenarbeit im gemeinsamen Experiment sowie für fruchtbare Diskussionen danken. So manche harte Nuß ließ sich erst durch vereinte Anstrengung knacken.

Wertvolle Anregungen kamen auch von den Kollegen anderer in der Test-Beam-Gruppe vertretener Institute:

Prof. Dr. Charles Gruhn (MPI München) und Georg Viehhauser (CERN) trugen in der schwierigen Anfangsphase des Experiments zur Überwindung der „Kinderkrankheiten" des Versuchsaufbaus bei und gaben uns wichtige Hinweise zur Interpretation der für den Anfänger schwer verständlichen Driftrohrsignale.

Reger Gedankenaustausch – besonders auf dem Gebiete der Elektroniksimulation – führte des öfteren zum österreichisch-bayerischen Zusammentreffen mit Werner Riegler (CERN).

Der Sachverstand und die Ideen unserer Techniker Horst Herbert und Konrad Bussmann führten manch mechanisches bzw. handwerkliches Problem zu einer schnellen und fachmännischen Lösung. Als langjährige CERN-Mitarbeiter konnten sie uns auch durch ihre Personenkenntnis Wege öffnen.

Den Mitarbeitern des MPI München sei für die Herstellung der Driftrohre und des mechanischen Unterbaus gedankt.

Anerkennung gebührt auch den zahlreichen hilfsbereiten Mitarbeitern des CERN, die mir durch unbürokratische logistische Unterstützung die Arbeit erheblich erleichterten. Besondere Dienste erwiesen mir Frau L. Levrat vom Bureau des Dessins, die an der Gestaltung von Bildern und Graphiken maßgeblich mitwirkte, und Frau G. Jesse von der metallurgischen Abteilung, die die elektronenmikroskopische Drahtanalyse durchführte.