Bau und Inbetriebnahme eines Driftzeitmonitors für das Driftkammersystem des HERMES-Experimentes

Diplomarbeit
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Institut für Physik
der Humboldt-Universität zu Berlin

angefertigt am
DESY-Institut für Hochenergiephysik Zeuthen

von
Alexandra Buchsteiner
Januar 1996

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Zu erkennen „ ... was die Welt im Innersten zusammenhält ... “ ist seit jeher ein Ziel der Menschen gewesen. Die Hochenergiephysik ist von Natur aus besonders dazu prädestiniert, diesem Ziel schrittweise näherzukommen. Auf der Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie dringt sie dabei mit immer höheren Energien in immer kleinere Dimensionen vor.

Schon in der Antike bildete sich die Vorstellung heraus, daß jegliche Materie aus kleinsten unteilbaren Teilchen, den Atomen, besteht. Am Ende des 19. Jahrhunderts schloß man aus der Existenz von fast 100 chemischen Elementen mit periodisch sich wiederholenden Eigenschaften, daß die Atome eine innere Struktur besitzen müssen und nicht unteilbar sind. Seit Beginn unseres Jahrhunderts wurden immer genauere Vorstellungen vom Aufbau der Materie entwickelt. Rutherfords Experimente führten zum modernen Bild des Atoms, welches aus einem dichten Kern besteht, der von einer Elektronenwolke umgeben ist. Bis zur Mitte der 30er Jahre waren Proton, Neutron, Elektron und das Photon bekannt, mit denen sich die bis dahin bekannten Phänomene der Atom- und Kernphysik beschreiben ließen.

Der Einsatz von Teilchenbeschleunigern ermöglichte die ersten systematischen Untersuchungen von Kernen. Dies führte zur Entdeckung einer ganzen Reihe neuer Teilchen in den 50er und 60er Jahren. Auch diese ließen sich wiederum in Gruppen mit ähnlichen Eigenschaften einteilen. 1963 schlugen Murray Gell-Mann und George Zweig unabhängig voneinander das Quark-Modell vor. Zuerst nur rein mathematische Hypothese, entwickelte es sich zur modernen Theorie, mit der alle bekannten Hadronen als Kombination von zwei bzw. drei Quarks beschrieben werden konnten. Dabei lassen sich die (zunächst nur) drei Quarks *up*, *down* und *strange* den drei Basiszuständen der speziellen unitären Symmetriegruppe $\mathbf{SU(3)}$ zuordnen.

Seit Beginn der modernen Atomphysik waren Streuexperimente eine grundlegende Methode, um kleinste Strukturen zu untersuchen. Die Ergebnisse tiefinelastischer Streuexperimente an Nukleonen haben gezeigt, daß die Strukturfunktionen der Kernbestandteile weitgehend unabhängig vom negativen Viererimpulsübertrag Q^2 sind. Da die Strukturfunktionen mit den Ladungsverteilungsfunktionen zusammenhängen, kann man aus der relativen Konstanz der Strukturfunktionen auf eine punktförmige Substruktur der Nukleonen schließen. Diese punktförmigen Konstituenten werden heute mit den Quarks identifiziert. Weiterhin ließ sich durch diese Experimente die Spin$\frac{1}{2}$-Natur des Quarks bestätigen.

Eine grundlegende Fragestellung ist, wie sich der Spin der Nukleonen zusammensetzt. Ein überraschendes experimentelles Ergebnis dabei war, daß der Hauptanteil des Nukleonenspins nicht von den Quarks getragen wird. Heute geht man davon aus, daß sich der Spin des Nukleons aus den Spinbeiträgen der Valenzquarks, der Seequarks, der Gluonen und dem Bahndrehimpuls zusammensetzt.

Das HERMES-Experiment will nun mit präzisen, teilweise auf neuartigen Technologien beruhenden Messungen der spinabhängigen Strukturfunktionen zur Aufklärung der Spinstruktur der Nukleonen beitragen. HERMES ist ein Festtarget-Experiment am HERA-Speicherring des Deutschen Elektronen-Synchrotron, welches mittels verschiedener Detektorkomponenten die Flugbahn der am Target gestreuten longitudinal polarisierten Positronen rekonstruiert und aus den Energie- und Winkelverteilungen die spinabhängigen Strukturfunktionen bestimmt.

Die HERMES-Gruppe des DESY-Institut für Hochenergiephysik Zeuthen ist mit vier großen Mehrebenen-Driftkammern am Experiment beteiligt. Diese dienen zur Vermessung der Teilchenbahnen im hinteren Teil des Spektrometers. Um die Meßgenauigkeit langfristig zu garantieren, muß man die jeweiligen Arbeitsbedingungen kennen.

Aus diesem Grund wurde ein Analysegerät benötigt, welches die Driftgeschwindigkeit in den Driftkammermodulen überwacht und damit Hinweise auf eine eventuelle Veränderung der Gaszusammensetzung bzw. auf eine Verunreinigung des Driftkammergases geben kann. Der Bau dieses sogenannten Driftzeitmonitors war Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Nach den einführenden Kapiteln, in denen eine kurze Beschreibung des HERMES-Experimentes, der Spinphysik bei HERMES und der allgemeinen Theorie der Arbeitsweise von Driftkammern erfolgt, werden die Konstruktion und der Aufbau des Gerätes beschrieben, die Auslese der Daten erläutert und die Meßergebnisse vorgestellt. Außerdem wurde für einige Gasmischungen die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom reduzierten elektrischen Feld bestimmt sowie die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Gastemperatur und dem Druck untersucht.

2 Das HERMES-Experiment

HERMES ist ein Experiment am HERA-Speicherring (**H**adronen-**E**lektronen-**R**ing-**A**nlage) am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, welches die Spinstruktur der Nukleonen mittels tiefinelastischer Streuung polarisierter Positronen an einem polarisierten Gastarget untersucht. Im HERA-Ring werden zur Zeit Protonen und Positronen gegenläufig auf Energien von $E^{p}_{\max} = 820\,\mathrm{GeV}$ bzw. $E^{e^+}_{\max} = 27.5\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt. HERMES nutzt nur den Positronenstrahl. Durch die Nutzung von Positronen wird eine längere Lebensdauer des Strahles erreicht, da durch einen Elektronenstrahl positiv ionisierte Teilchen eingefangen werden. Die im Ring kreisenden Positronenpakete haben eine Länge von 27 ps und einen zeitlichen Abstand von 96 ns. Es sollen Strahlströme von 50 mA erreicht werden. Bei diesem Experiment werden zwei neuartige Technologien angewendet: zum einen die longitudinale Polarisierung des Positronenstrahls mittels Spinrotatoren und andererseits ein internes Gastarget in Form einer Speicherzelle innerhalb des Beschleunigerrohres, welches mit polarisiertem Wasserstoff, Deuterium bzw. ^{3}Helium gefüllt ist.

2.1 Spinphysik bei HERMES

Tiefinelastische Streuexperimente untersuchen die Lepton-Hadron-Streuung im Bereich großer Impulsüberträge. Ende der 60er Jahre lieferten solche Experimente den ersten Hinweis auf eine punktförmige Substruktur der Nukleonen und spielten somit eine große Rolle bei der Entwicklung der Quantenchromodynamik (QCD). In niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik (QED) wird dieser Streuprozeß durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben. Dabei erfolgt die Wechselwirkung des Elektrons bei hinreichend hohen Energien mit einem einzelnen Quark des Nukleons. Abbildung 2.1 zeigt das zugehörige Feynman-Diagramm. Bei inklusiven Streuexperimenten wird nur das gestreute Lepton analysiert, wogegen bei semi-inklusiven Messungen darüber hinaus auch ein Teil des hadronischen Endzustandes untersucht wird.

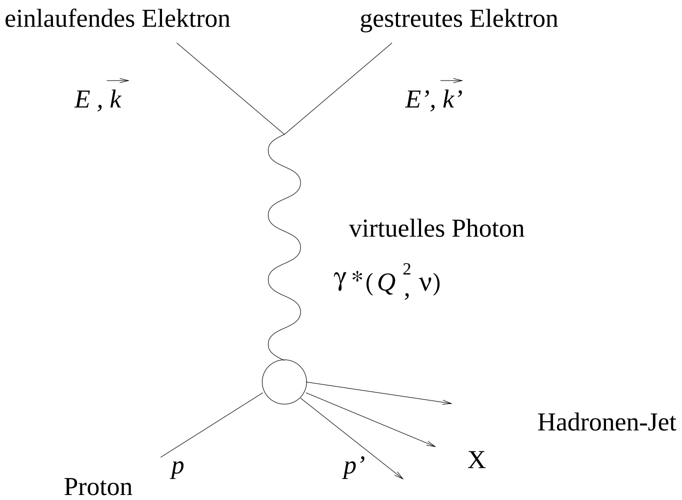


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm für tiefinelastische Streuung eines Elektrons an einem Proton in niedrigster Ordnung QED

Als erstes sollen nun die relevanten kinematischen Größen definiert werden. k und k' sind die Viererimpulse des einlaufenden bzw. gestreuten Leptons, p der Viererimpuls des

Protons und p' der des hadronischen Endzustandes. q^2 ist das Quadrat des Viererimpulses des ausgetauschten virtuellen Photons. Es gelten folgende Beziehungen:

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 > 0 \; , \tag{2.1}$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \; , \tag{2.2}$$

$$W^2 = {p'}^2 = (p+q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \; . \tag{2.3}$$

Hierbei ist M die Masse des Protons und W die invariante Masse des hadronischen Endzustandes. Die Masse der Leptonen kann in den meisten Fällen vernachlässigt werden.
Im Laborsystem, in dem das Targetproton in Ruhe ist, gilt weiterhin $p = (M, \vec{0})$. Mit $q = (\nu, \vec{q}\,)$ ist

$$\nu = E - E' \tag{2.4}$$

die Energie, die durch das virtuelle Photon vom Elektron auf das Proton übertragen wird, wobei E und E' die Energien des Leptons vor bzw. nach dem Streuprozeß sind. Q^2 ist die invariante Masse des ausgetauschten Photons. Die BJORKENsche Skalenvariable x wird definiert als

$$x = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2M\nu} \; . \tag{2.5}$$

Sie ist ein Maß für die Inelastizität des Prozesses. Im Falle elastischer Streuung gilt $W = M$ und damit nach (2.3) $x = 1$. Für inelastische Prozesse gilt $W > M$ und somit $0 < x < 1$. Im Quark-Parton-Modell läßt sich x als Impulsbruchteil des Nukleons interpretieren, den das Quark trägt, an welchem das Elektron streut. Bei einer vorgegebenen Energie des einlaufenden Leptons ist die Kinematik des tiefinelastischen Streuprozesses vollständig durch zwei unabhängige Variablen, z.B. Q^2 und ν, bestimmt. Man erhält für den Fall von unpolarisierten Strahlteilchen und unpolarisiertem Target den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \left(\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu}\right)^*_{MOTT} \left(W_2(Q^2,\nu) + 2W_1(Q^2,\nu) \cdot \tan^2\frac{\theta}{2}\right) \; , \tag{2.6}$$

worin $W_1(Q^2,\nu)$ und $W_2(Q^2,\nu)$ sogenannte Strukturfunktionen sind und θ der Streuwinkel. Der Stern deutet hierbei an, daß der Rückstoß des Kernes vernachlässigt wird. Die Strukturfunktionen beschreiben also die innere Struktur des Nukleons, da bei der Berechnung des MOTTschen Streuquerschnittes von punktförmigen Nukleonen ausgegangen wird. Man beobachtet nun bei tiefinelastischen Streuprozessen ein sogenanntes Skalenverhalten dieser Strukturfunktionen, das heißt, sie sind weitgehend von Q^2 unabhängig. Da die Strukturfunktionen im wesentlichen die Fourier-Transformierten der Ladungsverteilungsfunktionen der Nukleonen sind, kann aus diesem Verhalten auf eine punktförmige Substruktur der Nukleonen geschlossen werden. Üblicherweise ersetzt man W_1 und W_2 durch zwei dimensionslose Strukturfunktionen

$$\begin{aligned} F_1(x,Q^2) &= MW_1(Q^2,\nu) \; , \\ F_2(x,Q^2) &= \nu W_2(Q^2,\nu) \; . \end{aligned} \tag{2.7}$$

Zwischen ihnen gilt die Callan-Gross-Beziehung [Call69]:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \ . \tag{2.8}$$

Daraus läßt sich schlußfolgern, daß die punktförmigen Konstituenten des Nukleons Spin$\frac{1}{2}$ haben. [Musl88] [Povh94]

Ähnliche Überlegungen und Berechnungen lassen sich nun auch für den Fall eines polarisierten Teilchenstrahles und polarisierten Targets durchführen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt muß jetzt auch den Winkel φ zwischen gestreutem Lepton und Targetpolarisationsvektor $\overrightarrow{P}$ einbeziehen. Analog zum unpolarisierten Fall lassen sich Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ einführen, und man erhält für den spinabhängigen Anteil des tiefinelastischen Wirkungsquerschnittes

$$\begin{aligned}\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dxdyd\varphi} = \frac{e^4}{4\pi^2Q^2}\Bigg[&\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]g_1(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right)\\ &-\sin\alpha\cos\varphi\ \sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\Bigg] \ ,\end{aligned} \tag{2.9}$$

wobei $y = \nu/E$, $\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$ und α der Winkel zwischen Targetpolarisationsvektor und Strahlrichtung ist. Der Wirkungsquerschnitt wird dabei durch die Differenz der Wirkungsquerschnitte zweier entgegengesetzter Targetpolarisationen gegeben. Für eine Erläuterung der Winkel und Vektoren siehe Abbildung 2.2.

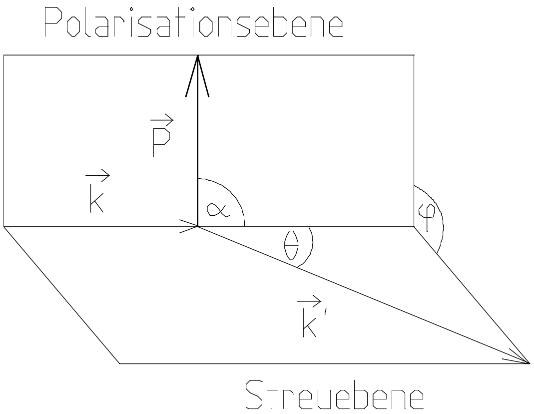


Abbildung 2.2: Schematische Skizze von Streu- und Polarisationsebene mit einer Erläuterung der verwendeten Bezeichnungen für die Winkel und Vektoren

Die Strukturfunktion $g_1(x,Q^2)$ läßt sich im Quark-Parton-Modell durch die Quark-Verteilungsfunktionen $q_f^+(x,Q^2)$ und $q_f^-(x,Q^2)$ ausdrücken:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2\left[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)\right] \ . \tag{2.10}$$

Hierbei kann man q_f^+ (bzw. q_f^-) als Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit Impulsanteil x und einem Spin parallel (bzw. antiparallel) zum Nukleon zu finden, interpretieren. Die Summation läuft über alle Quarkflavours.

Die Interpretation von $g_2(x, Q^2)$ ist weit weniger anschaulich und nach wie vor Gegenstand zahlreicher theoretischer Diskussionen.
Der Gesamtanteil eines Quarks des Flavours f ergibt sich damit durch Integration der polarisierten Quark-Verteilungsfunktionen über die Skalenvariable x

$$\Delta q_f(Q^2) = \int_0^1 \delta q_f(x, Q^2) dx = \int_0^1 \left(q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2)\right) dx \ . \tag{2.11}$$

Der Gesamtspin des Nukleons setzt sich nach heutigen Erkenntnissen aus den Spinbeiträgen der Valenzquarks, der Seequarks, der Gluonen und dem Bahndrehimpuls zusammen:

$$s_z^N = \frac{1}{2}(\Delta u_v + \Delta d_v + \Delta q_s) + \Delta G + L_z = \frac{1}{2} \ . \tag{2.12}$$

Experimentell können die Strukturfunktionen $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ durch zwei verschiedene Messungen mit unterschiedlicher Targetpolarisation (longitudinal bzw. transversal) bestimmt werden. Die gemessenen Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien

$$A_\parallel = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \ , \qquad A_\perp = \frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow} - \sigma^{\uparrow\leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\rightarrow} + \sigma^{\uparrow\leftarrow}} \tag{2.13}$$

sind folgendermaßen mit den Asymmetrien der Absorption des ausgetauschten virtuellen Photons verknüpft

$$A_\parallel = D \cdot (A_1 + \eta \cdot A_2) \ , \qquad A_\perp = d \cdot (A_2 + \xi \cdot A_1) \ , \tag{2.14}$$

wobei D, d, η und ξ Faktoren sind, die aus der Kinematik des Streuprozesses berechenbar sind.
Diese Photon-Asymmetrien stehen in direkter Beziehung mit den Wirkungsquerschnitten des vom Nukleon absorbierten virtuellen Photons und damit auch mit den Strukturfunktionen g_1, g_2 sowie F_1. Es gilt für ein gegebenes x und Q^2

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \ , \\ A_2 &= \frac{2\sigma_{TL}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1} \ . \end{aligned} \tag{2.15}$$

Dabei bezeichnen $\sigma_{\frac{3}{2}}$ und $\sigma_{\frac{1}{2}}$ die Wirkungsquerschnitte der Photonabsorption für den Fall paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung des Photonenspins zum Nukleonenspin (Gesamtspinprojektion $\frac{3}{2}$ bzw. $\frac{1}{2}$). σ_{TL} beschreibt die Interferenz transversaler und longitudinaler Wechselwirkungsamplituden, und die spinunabhängige Strukturfunktion F_1 beschreibt die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern.
Es existieren keine theoretischen Vorhersagen für die x-Abhängigkeit der spinabhängigen Strukturfunktionen. Es existieren jedoch Vorhersagen für die ersten Momente

$$\Gamma_1^{p(n)} = \int_0^1 g_1^{p(n)}(x) dx \tag{2.16}$$

der Strukturfunktionen. Diese sogenannten Summenregeln beruhen auf bestimmten Modellvorstellungen. Die experimentell gewonnenen Strukturfunktionen ermöglichen nun eine Überprüfung dieser Summenregeln und damit Aussagen über die Gültigkeit der theoretischen Modelle.

Für g_1 gibt es zwei wesentliche Summenregeln:

- Die BJORKENsche Summenregel [Bjor66]

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \int_0^1 \big(g_1^p(x) - g_1^n(x)\big)dx = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\underbrace{\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - \cdots\right)}_{QCD_{\mathrm{corr}}} \tag{2.17}$$

setzt nur die Isospinsymmetrie von Proton und Neutron voraus. g_A und g_V sind die Axialvektor- und Vektorkopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung. Eine Verletzung der BJORKENschen Summenregel würde die Gültigkeit des Quark-Parton-Modells bzw. der QCD in Frage stellen. Heute ist die Gültigkeit durch Ergebnisse vom SLAC [SLAC95] und SMC [SMC93] innerhalb einer Genauigkeit von 10 Prozent bestätigt. Die Abhängigkeit der Gleichung (2.17) von QCD-Korrekturtermen ermöglicht eine Bestimmung von α_s, der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung, und die Überprüfung ihrer Q^2-Abhängigkeit. Eine Übereinstimmung dieses Wertes mit auf anderem Wege erhaltenen Daten wäre ein weiterer Beweis für die Gültigkeit der QCD.

- Die ELLIS-JAFFE-Summenregel [Elli74]

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{18}\big(9F - D\big) = 0.185\ , \\ \Gamma_1^n &= \int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{18}\big(6F - 4D\big) = -0.024 \end{aligned} \tag{2.18}$$

geht davon aus, daß die s-Quarks nicht zum Nukleonenspin beitragen und die $\mathbf{SU(3)}_f$-Symmetrie exakt ist. F und D sind Konstanten, die aus dem Hyperon- bzw. Neutron-Zerfall bestimmt wurden. 1987 wurde Γ_1^p für $Q^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2$ durch die EMC-Kollaboration gemessen und mit dem theoretischen Wert verglichen [EMC89]:

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx = (0.189)_{\mathrm{theor}} = (0.126 \pm 0.010 \pm 0.015)_{\mathrm{exp}}\ . \tag{2.19}$$

Die Fehler sind in der Reihenfolge statistischer Fehler, systematischer Fehler angegeben. Weitere Experimente bestätigten diese Werte. Die Verletzung dieser Summenregel löste die sogenannte „Spinkrise“ aus. Sie wird heute z.T. damit erklärt, daß auch die s-Quarks einen Beitrag zum Gesamtspin liefern.

Für g_2 wird HERMES die Gültigkeit

- der BURKHARDT-COTTINGHAM-Summenregel [Burk70]

$$\Gamma_2 = \int_0^1 g_2(x)dx = 0 \tag{2.20}$$

überprüfen.

Die Bestimmung der Strukturfunktionen des Neutrons wird im HERMES-Experiment auf zwei völlig verschiedenen Wegen geschehen: einerseits durch Messung der ^{3}He-Asymmetrie und andererseits durch Subtraktion der Deuteron- bzw. Proton-Asymmetrien.

Weiterhin werden semi-inklusive Messungen (neben dem gestreuten Lepton wird ein weiteres Teilchen (i.a. ein Hadron) in die Untersuchungen mit einbezogen) die explizite Bestimmung der Spinbeiträge der einzelnen Quarkflavours ermöglichen. Durch Streuung eines unpolarisierten Positronenstrahls an einem polarisierten Target werden weitere Strukturfunktionen zugänglich.

HERMES wird die Bestimmung von Γ_1^p und Γ_1^n mit einer hohen Genauigkeit, das heißt, mit einem sehr kleinen statistischen Fehler vornehmen können.

[Herm93] [Dürn95] [Voss95]

2.2 Aufbau des Experimentes

Polarisation des Positronenstrahles

HERMES benutzt für die Untersuchung tiefinelastischer Streuprozesse den Positronenstrahl des HERA-Beschleunigers, der im Bereich des Experimentes longitudinal polarisiert ist. Positronen in Speicherringen werden transversal polarisiert. Dies geschieht durch den SOKOLOV-TERNOV-Effekt [Soko64]: Positronen, die sich auf Kreisbahnen bewegen, emittieren Synchrotronstrahlung. Diese Synchrotronstrahlung führt zu Spinübergängen, deren Übergangswahrscheinlichkeiten unterschiedlich sind. Dabei werden die Übergänge, nach denen der Positronenspin parallel zum Magnetfeld der Ablenkmagneten ausgerichtet ist, erheblich bevorzugt (Faktor 25). Allerdings treten solche Spinübergänge nur relativ selten (Größenordnung 10^{-10}) im Vergleich zur Emission gewöhnlicher (d.h. nicht spinwechselnder) Synchrotronstrahlung auf. Eine hohe Polarisation kann jedoch nur erreicht werden, wenn depolarisierende Effekte (u.a. Spindiffusion, Resonanzen, Alignmentfehler der Ablenkmagneten) so gering wie möglich gehalten werden. Dies geschieht durch eine Optimierung der entsprechenden Maschinenparameter. Die für HERMES benötigte longitudinale Polarisation der Positronen wird durch einen Spinrotator vor dem Experiment hergestellt (siehe Abbildung 2.3). Der hinter dem Experiment befindliche Spinrotator stellt dann die transversale Polarisation wieder her.

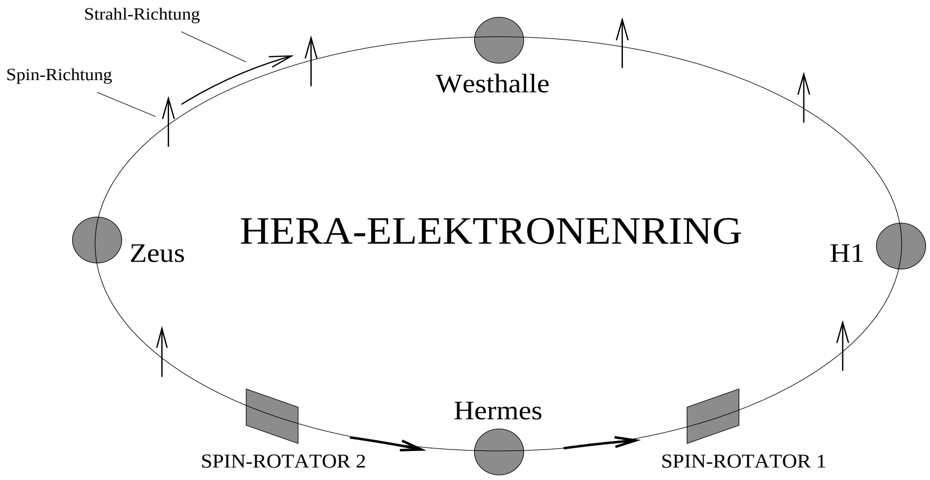


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des HERA-Elektronenringes, welche die Position der Spinrotatoren zeigt. Die Pfeile kennzeichnen die Ausrichtung der Spins für einen polarisierten Elektronenstrahl.

Durch dieses Verfahren wird bei HERMES eine longitudinale Polarisation von bis zu 70 % stabil erreicht [Dürn94].

Target

Ein wichtiger Aspekt bei einem Präzisionsexperiment wie HERMES ist die Verwendung eines reinen Targets mit einem hohen Polarisationsgrad. Zu diesem Zweck wurde ein internes polarisiertes Gastarget, welches mit Wasserstoff oder Deuterium gefüllt ist, entwickelt. Bei einer zweiten Targetvariante findet ^{3}Helium Verwendung.

Solche Gastargets haben gegenüber Festkörpertargets entscheidende Vorteile:

- Hochgradige Reinheit, keine Verunreinigung durch unpolarisierte Atome anderer Elemente.
- Sehr hoher Polarisationsgrad ($\geq$ 90 % für Wasserstoff, Deuterium, 50–60 % für ^{3}He).
- Eine Spinumkehr der Targetatome ist innerhalb kürzester Zeit (weniger als 1 Sekunde) möglich. Dies verringert den Anteil des systematischen Fehlers, der vom Target bedingt wird, erheblich.
- Niedrige Untergrundrate (es finden nur wenige Streuungen an unpolarisierten Fremdatomen statt).

Die Anwendung der Speicherzellentechnologie bringt eine weitere Verbesserung der Eigenschaften (siehe Abbildung 2.4).

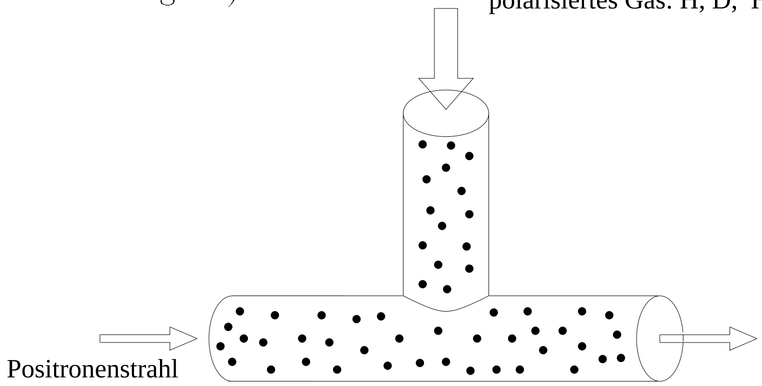


Abbildung 2.4: Prinzip der Speicherzellentechnologie

Dabei strömt das polarisierte Gas in eine T-förmige dünnwandige elliptische Speicherzelle aus hochreinem Aluminium, die sich im Strahlrohr befindet. Dadurch wird das Gas nahe dem Positronenstrahl konzentriert. Die Dichte des Targets wird durch die hohe Anzahl der Wandstöße, die die Gasatome vor Verlassen der Zelle ausführen, vergrößert. Außerdem wird die Zelle gekühlt, um die Geschwindigkeit der Gasatome zu reduzieren. Durch diese Technologie ist die Targetdichte um einen Faktor 100 gegenüber einem freien Gas-Strahl-Target erhöht. Nur so läßt sich eine für ein Experiment mit einem Leptonenstrahl ausreichend hohe Luminosität (Luminosität = Strahlstrom $\times$ Targetflächendichte) erreichen. Die Wandstärke der Speicherzelle ist kleiner als 100 μm, um die Vielfachstreuung zu reduzieren, die die Teilchen erfahren, die durch die Zellwände aus dem Target austreten. Außerdem muß die Speicherzelle ausreichend gegen Synchrotronstrahlung abgeschirmt sein, um die dadurch entstehende Untergrundrate möglichst gering zu halten. Dies geschieht einerseits durch einen genügend großen Abstand zwischen dem letzten Ablenkmagneten vor dem Experiment und der Targetregion und andererseits durch ein mehrteiliges Kollimatorsystem, das sich vor der Speicherzelle befindet. Pumpsysteme vor und hinter dem Target sorgen dafür, daß die Strahlqualität im Speicherring durch das eingefüllte Gas nicht beeinträchtigt wird. [Herm93] [Dürn95]

Spektrometer

Der Aufbau des HERMES-Spektrometers entspricht der prinzipiellen Anordnung für Festtargetexperimente, bei denen die Streuung nur in Vorwärtsrichtung erfolgt. Dabei teilen die Strahlröhren das Spektrometer horizontal in zwei identische Hälften. Abbildung 2.5

zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus in Richtung des Positronenstrahles gesehen.

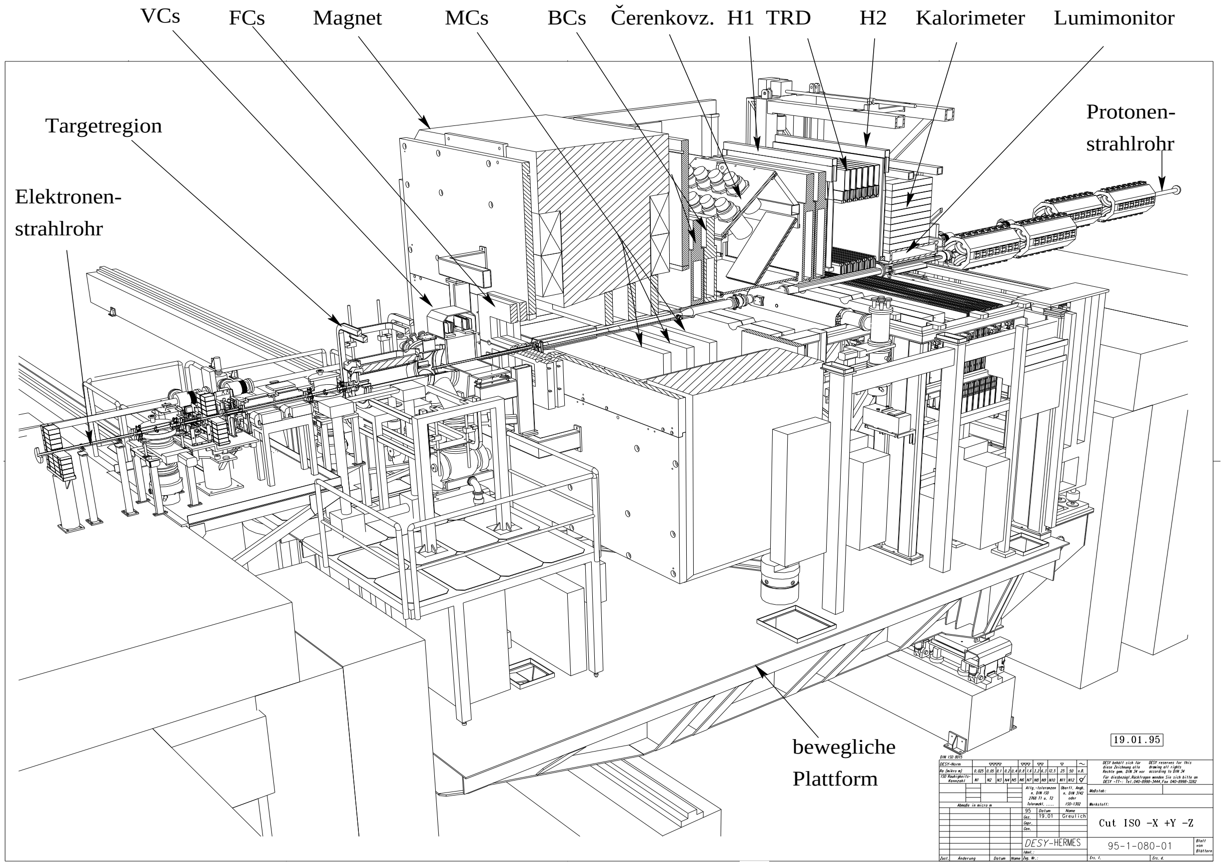


Abbildung 2.5: Aufbau des HERMES-Experimentes. Der Positronenstrahl läuft hierbei von links nach rechts. [DESY95]

Die tiefinelastische Streuung findet am internen Gastarget statt. Das gestreute Positron und die entstandenen Wechselwirkungsprodukte verlassen das Strahlrohr durch ein dünnwandiges Austrittsfenster. Die Richtung und die Position der Teilchenspuren werden im vorderen Teil des Detektors durch eine Reihe von Spurkammern zwischen dem Austrittsfenster und dem Spektrometermagneten bestimmt (Vertex Chambers VC1/2 und Forward Chambers FC1/2).

Innerhalb des Spektrometermagneten befinden sich drei Proportionalkammern (Magnet Chambers MC1, MC2 und MC3). Der Impuls und das Ladungsvorzeichen jedes Teilchens ergeben sich aus dem Ablenkwinkel der Spur innerhalb des magnetischen Feldes der Dipole des Spektrometermagneten. Die Strahlröhren sind durch eine Stahlplatte von den starken Dipolfeldern des Magneten (integrierte Flußdichte $\int Bdl = 1.3$ Tm) abgeschirmt.

Die Spurparameter hinter dem Magneten werden durch zwei Paare von Driftkammern (Back Chambers BC1/2 und BC3/4) bestimmt.

Die Energie der Teilchen wird durch ein Kalorimeter, bestehend aus einer Wand von 50 cm langen Bleiglasblöcken (Querschnittsfläche $9{\times}9\,\mathrm{cm}^2$), die durch Photomultiplier ausgelesen werden, gemessen. Durch dessen Energieschwelle von 3.5 GeV werden ein großer Teil des hadronischen Untergrundes (Pionen) sowie niederenergetische Elektronen unterdrückt. Das Kalorimeter liefert in Koinzidenz mit den Hodoskopen H1 und H2 den physikalischen Trigger, das heißt, ein Signal in allen drei Detektorkomponenten signalisiert den Durchgang eines geladenen Teilchens mit einer Energie größer als 3.5 GeV. Die Koinzidenz mit

dem Hodoskop H1 sorgt dabei für eine Unterdrückung von Photonensignalen. Vor dem Hodoskop H2 befindet sich eine 11 mm dicke Bleischicht, wodurch H2 als Preshower-Detektor für das Kalorimeter wirkt und die Separation von Pionen und Positronen weiter verbessert. Darüber hinaus können die aus Plastikszintillatorstreifen bestehenden Hodoskope zusammen mit dem Kalorimeter innerhalb einer zweiten Triggerstufe für eine grobe Spurrekonstruktion genutzt werden, um die Anzahl der Fehltrigger zu reduzieren. Als dritte Komponente zur Unterdrückung des Pionenuntergrundes befindet sich ein Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Detector) zwischen den beiden Hodoskopen. Insgesamt wird somit eine Separation $\pi/e^+ \approx 1 : 40000$ erreicht. Durch einen Schwellen-Čerenkovzähler zwischen den Driftkammern BC1/2 und BC3/4 werden in einem Energiebereich zwischen 4.4 GeV und 15.8 GeV Pionen von Kaonen und Protonen getrennt. Die Identifizierung der Kaonen ist Bestandteil semi-inklusiver Untersuchungen.
Die Luminosität des Experimentes wird durch den Nachweis der an den Hüllenelektronen des Targets Bhabha-gestreuten Positronen durch ein Koinzidenzsignal zweier kleiner Kalorimeter, die sich dicht an der Strahlröhre befinden, bestimmt. Damit wird auch die Untersuchung von Positronen ermöglicht, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut wurden.
Der geometrische Akzeptanzbereich des HERMES-Spektrometers ist bezüglich des Wechselwirkungspunktes gegeben durch:

$$\begin{aligned} 40\ \text{mrad} < |\theta_{\text{vertikal}}| &< 140\ \text{mrad}\ , \\ |\theta_{\text{horizontal}}| &< 170\ \text{mrad} \end{aligned} \qquad (2.21)$$

(siehe Abbildung 2.6). Dabei wird das Minimum durch die Dicke der die Strahlröhren gegen das Magnetfeld abschirmenden Stahlplatte und das Maximum durch die Öffnung des Magneten bestimmt.
Der Akzeptanzwinkel für im Magnetfeld abgelenkte Teilchenspuren ist demgegenüber um 100 mrad vergrößert, bezogen auf die Mitte des Magneten. [Herm93] [Dürn95]

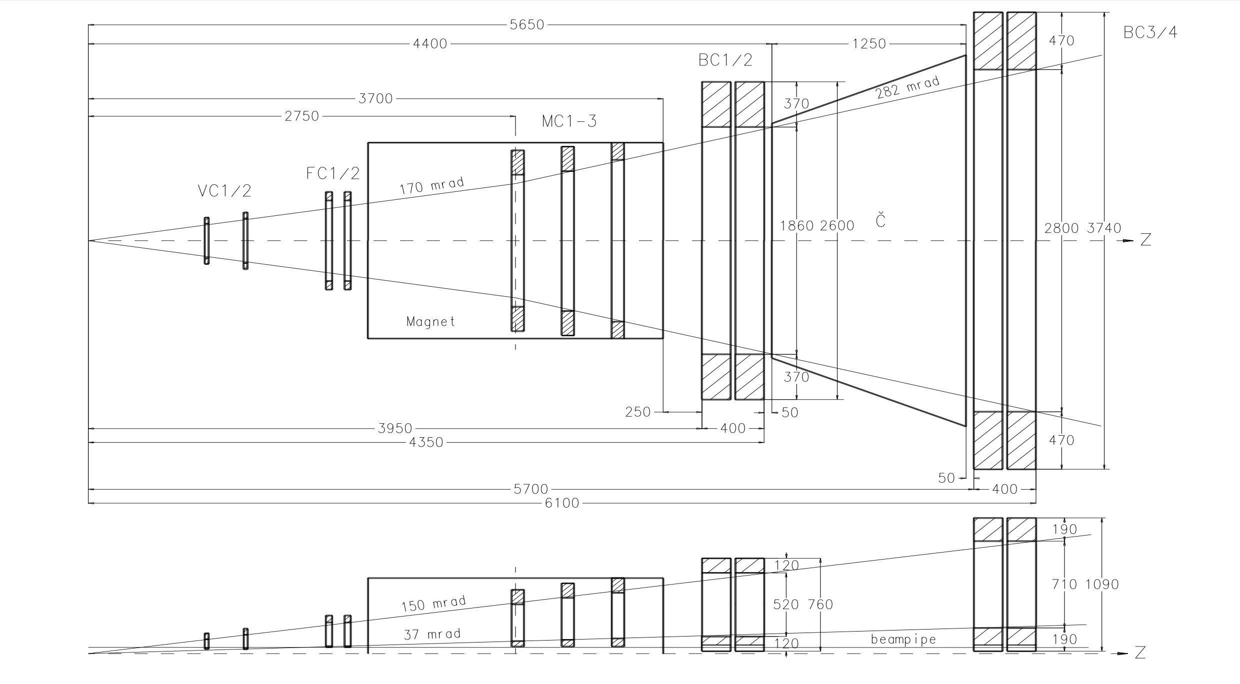


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Spurkammersystems des HERMES-Spektrometers mit eingezeichneten Akzeptanzwinkeln [DESY95]

Das Tracking-System

Die Spurrekonstruktion der das HERMES-Spektrometer passierenden Teilchen geschieht durch eine Reihe von sogenannten Tracking-Detektoren. Dazu gehören die vor dem Magneten befindlichen Vertex-Kammern (Vertex Chambers) VC1/2 und vorderen Driftkammern (Forward Chambers) FC1/2, die Magnet-Kammern (Magnet Chambers) MC1–3 sowie die rückwärtigen Driftkammern (Back Chambers) BC1/2 und BC3/4. Abbildung 2.6 zeigt die Anordnung und relative Lage der Spurdetektoren.

Alle Kammern besitzen X-, U- und V-Ebenen, deren Drähte bzw. Streifen senkrecht bzw. um einen Winkel von $\pm 30^\circ$ geneigt verlaufen. Die vorderen Detektoren rekonstruieren den Vertexpunkt und bestimmen den Streuwinkel der Teilchenbahnen vor dem Magneten. Zu diesem Zweck wurden die Vertexkammern als Mikrostreifengaszähler (Microstrip Gas Counters) ausgeführt, die eine hohe Auflösung besitzen (bei gleichzeitig geringerer Empfindlichkeit gegenüber großen Untergrundraten, die durch Synchrotronstrahlung und Schauerteilchen verursacht werden). Bei Mikrostreifengaszählern driften die durch Ionisation entstandenen Teilchen in Richtung eines Glassubstrates, auf welchem sich eine Anordnung dünner Aluminiumstreifen befindet, die abwechselnd als Anode bzw. Kathode fungieren. Die so produzierten Signale sind wesentlich größer als bei entsprechenden Silizium-Detektoren, und man erhält ein deutlich besseres Signal-Rausch-Verhältnis sowie eine Ortsauflösung von $45\,\mu$m (die allerdings wesentlich schlechter als bei Si-Detektoren ist).

Weiterhin existieren insgesamt 12 Module konventioneller Driftkammern FC1/2, BC1/2 und BC3/4. Jede Kammer besteht aus 6 Ebenen sich abwechselnder Kathoden- und Anodendrähte, die sich zwischen je zwei Kathodenfolien befinden. Die Zellgröße beträgt $7\times 8\,\mathrm{mm}^2$ für die Forward Chambers und $15\times 16\,\mathrm{mm}^2$ für die Back Chambers. Die geringe Zellgröße der FCs ist Voraussetzung für die Verarbeitung höherer Teilchenraten, wie sie vor dem Magneten vorhanden sind. Außerdem wird dadurch (wie bei den VCs) eine ausreichend große Unempfindlichkeit gegen hohe Untergrundraten erreicht.

Die rückwärtigen Driftkammern wurden durch die Zeuthener und die Erlanger HERMES-Gruppe gebaut und werden im folgenden Kapitel näher beschrieben. Insgesamt stehen damit 18 Meßebenen (je drei von den VCs und je 6 von den FCs) vor und 24 Meßebenen hinter dem Magneten zur Spurrekonstruktion zur Verfügung.

Die Hauptaufgabe der Vieldrahtproportionalkammern MC1–3 ist die Vereinfachung der Spurfindung bei großen Multiplizitäten in den Driftkammern. Die drei Kammern mit je drei Ebenen befinden sich im hinteren Teil des Magneten. Vieldrahtproportionalkammern wurden ausgewählt, da diese Kammern in einem starken Magnetfeld arbeiten müssen und für ihre Aufgabe eine Auflösung von 1 mm ausreichend ist.

Da eine präzise Lage der Detektorkomponenten relativ zueinander notwendig ist, wurde ein optisches Laseralignmentsystem installiert, welches mit Hilfe eines Laserstrahles und beidseitig an den Detektorrahmen angebrachter Fresnel-Linsen Positionsänderungen jedes Detektors ausreichend genau bestimmen kann.

2.3 Die rückwärtigen Driftkammern

Die rückwärtigen Driftkammern sind Teil des Spurrekonstruktionssystems des HERMES-Experimentes. Die insgesamt 8 Module (4 in der oberen Spektrometerhälfte und 4 in der unteren) befinden sich 3.95 m (BC1/2) bzw. 5.7 m (BC3/4) vom Target entfernt. Die aktive Fläche beträgt $1860 \times 520\,\mathrm{mm}^2$ für die BC1/2 und $2880 \times 710\,\mathrm{mm}^2$ für die BC3/4. Um eine hohe Spurauflösung zu erreichen, wurde ein möglichst großer Abstand zwischen den Kammermodulen BC1/2 und BC3/4 gewählt, der jedoch durch den insgesamt verfügbaren Platz beschränkt wird.

Konstruktion und physikalische Parameter

Jede der 8 Driftkammern besteht aus 6 Meßebenen mit der Anordnung U U′ X X′ V V′. Die Drähte der XX′-Ebenen verlaufen senkrecht, die der UU′- bzw. VV′-Ebenen um einen Winkel von $\pm 30°$ gegen die X-Ebenen geneigt. Die U′X′V′-Ebenen sind gegenüber den UXV-Ebenen um eine halbe Zellbreite versetzt, was die Auflösung der Rechts-Links-Mehrdeutigkeit erlaubt. Abbildung 2.7 zeigt die Anordnung der Driftzellen und Drähte zweier Ebenen einer solchen Driftkammer. Der Durchgang eines geladenen Teilchens und die daraus resultierende Spur sowie die bei nur zwei betrachteten Ebenen noch vorhandene Mehrdeutigkeit der Spurfindung sind eingezeichnet. Für eine eindeutige Rekonstruktion der Spur werden 4 Drahtebenen benötigt (Spur als Schnitt von zwei durch je zwei Drähte aufgespannte Ebenen), vorausgesetzt es sind keine weiteren Spuren vorhanden. Insgesamt stehen 24 Ebenen zur Verfügung, so daß man erstens eine hohe Effektivität erhält und zweitens eine gute Ortsauflösung, da für diese gilt: $\sigma_{\mathrm{Spur}} \sim \frac{1}{\sqrt{\text{Anzahl der getroffenen Ebenen}}}$.

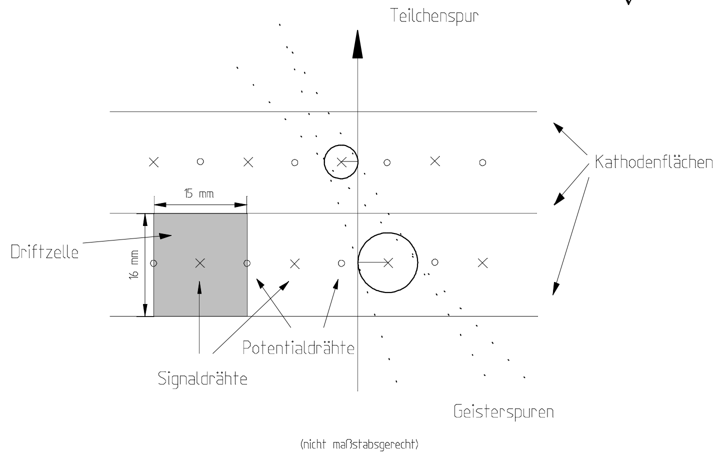


Abbildung 2.7: Darstellung von zwei Drahtebenen einer Driftkammer mit eingezeichneter Teilchenspur und Markierung einer einzelnen Driftzelle

Die Gesamtkonstruktion eines Kammermoduls zeigt Abbildung 2.8. Jedes Modul besteht aus 6 Draht- und 7 Folienrahmen, die abwechselnd angeordnet sind. Die Folienrahmen sind mit einer beidseitig graphitierten Kaptonfolie bespannt, die die Kathodenflächen bildet. Der Abstand zwischen zwei Signal- bzw. Potentialdrähten beträgt jeweils 15 mm. Die Zellgröße von $15 \times 16\,\mathrm{mm}^2$ und das ausgewählte Driftgas (siehe nächsten Abschnitt) stellen sicher, daß sich höchstens die Ereignisse von zwei aufeinanderfolgenden Positronenpaketen (zeitlicher Abstand 96 ns) überschneiden. Dies erleichtert die spätere Analyse der Daten.

Eine ausreichende mechanische Stabilität wird durch zwei äußere nichtmagnetische Stahlrahmen gewährleistet.
Die Potentialdrähte und die Kathodenflächen liegen auf negativer Hochspannung, während die Signaldrähte auf Masse liegen. Alle Kammern arbeiten im Proportionalmodus. Während eines Testexperimentes wurde die mittlere Auflösung eines Driftkammermoduls zu $\approx 180\,\mu$m und die mittlere Effektivität zu $96-97\,\%$ bestimmt [Hash95].

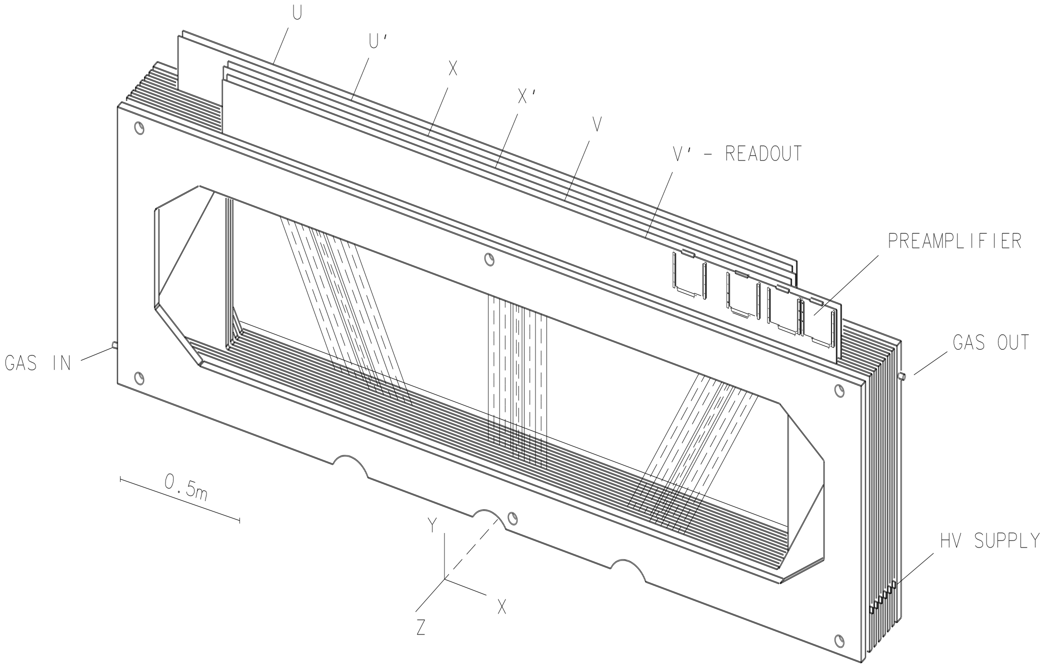


Abbildung 2.8: Aufbau der Driftkammermodule mit angedeuteter Orientierung der Drahtebenen

Das Gasversorgungssystem

In diesem Abschnitt soll nur eine erste kurze Einführung zur Gasversorgung der Driftkammern stattfinden. Eine ausführlichere Diskussion findet sich in den Unterkapiteln 4.3.2 und 6.1.
Das für die HERMES-Driftkammern verwendete Gas muß hauptsächlich zwei Eigenschaften besitzen:

- Es sollte aus Sicherheitsgründen unbrennbar sein. Die Verwendung eines brennbaren Gases wäre mit einem wesentlich höheren Aufwand verbunden.
- Die erreichbare Driftgeschwindigkeit muß mindestens so groß sein, daß man entsprechend der im letzten Abschnitt erwähnten Bedingung innerhalb einer Driftzelle Spuren von höchstens zwei Positronenpaketen vorfindet.

Nach Erfahrungen in anderen Laboratorien und nach umfangreichen Simulationen mit dem Programm MAGBOLTZ [Biag90] wurde die Mischung Argon (90%)CO_2(5%)CF_4(5%) ausgewählt.

Eine Abbildung des Gassystems findet sich auf Seite 71. Das im Driftkammersystem verwendete Gas wird weitgehend recycelt. Unter normalen Arbeitsbedingungen werden bei jeder Zirkulation 90 % des Gases wiederverwendet und 10 % ausgetauscht. Die zehnprozentige Frischgaszufuhr gewährleistet zum einen eine gleichbleibende Gasqualität, und andererseits sorgt sie dafür, daß der durch vorhandene Lecks sowie Diffusion durch die Kathodenfolien bedingte Stickstoffanteil bei ca. 1 % konstant gehalten wird. Der ebenfalls durch die Lecks eindringende Sauerstoff wird mittels spezieller Sauerstoffilter entfernt.

3 Die Funktionsweise von Driftkammern

Driftkammern werden in der Hochenergiephysik zur Bestimmung der Flugbahn von ionisierenden Teilchen sowie zur Teilchenidentifizierung verwendet. Sie sind häufig Bestandteil von Detektorsystemen, die zur Spurrekonstruktion eingesetzt werden. In diesem Kapitel sollen das Prinzip des Teilchennachweises mit Driftkammern erläutert werden sowie die grundlegenden physikalischen Prinzipien, auf denen die Funktionsweise von Driftkammern beruht. Außerdem werden das Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD und das Programm MAGBOLTZ, welches zur Berechnung von Gasparametern verschiedener Gasgemische dient, vorgestellt, und es wird ihre Arbeitsweise beschrieben.

3.1 Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen können beim Durchgang durch Materie auf vielfältige Weise wechselwirken. Für ihren Nachweis durch Teilchendetektoren wird jedoch fast ausschließlich die elektromagnetische Wechselwirkung ausgenutzt, da diese um viele Größenordnungen wahrscheinlicher ist als starke oder schwache Prozesse.
Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so tritt es mit dem elektrischen Feld der Atome bzw. Moleküle in Wechselwirkung und verliert dabei Energie.
Dies geschieht durch Anregung gebundener Elektronen, Ionisation der Targetatome sowie Emission von Bremsstrahlung, Čerenkovstrahlung und Übergangsstrahlung. Im folgenden werden diese Beiträge näher beschrieben.

Die Anregung gebundener Elektronen durch Stoßprozesse zwischen den geladenen Teilchen und den Hüllenelektronen des durchquerten Mediums führt bei der nachfolgenden Abregung zur Freisetzung niederenergetischer Photonen, die durch passende Detektoren registriert werden können. Bei genügend großen Energieüberträgen werden die Atome ionisiert, das heißt, die Elektronen verlassen den Atomverband. Wegen der großen Bedeutung der Ionisation für die Arbeitsweise von Driftkammern wird hierauf in Abschnitt 3.3 noch einmal gesondert eingegangen.

Schnelle geladene Teilchen verlieren zusätzlich zu ihrem Ionisationsverlust Energie durch Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Kerne der durchdrungenen Materie. Werden die Teilchen im elektrischen Feld des Kerns abgebremst, so wird ein Teil ihrer kinetischen Energie in Form von Photonen, der sogenannten Bremsstrahlung, abgegeben. Im Unterschied zur Ionisation ist der Bremsstrahlungsverlust proportional zur Energie und umgekehrt proportional zum Massenquadrat des einfallenden Teilchens und spielt deshalb nur bei Elektronen bzw. sehr hohen Energien (>1 TeV für schwere Teilchen) eine Rolle.

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit v durch ein Medium mit dem Brechungsindex n, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit c/n des Lichtes innerhalb des Mediums (Čerenkovschwelle), so wird eine charakteristische elektromagnetische Strahlung, die Čerenkovstrahlung, freigesetzt.

Auch unterhalb der Čerenkovschwelle wird von Teilchen Strahlung emittiert. Diese Strahlung wird immer dann erzeugt, wenn geladene Teilchen einen Übergang zwischen Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften (unterschiedliche relative Dielektrizitätskonstanten) passieren. Die dabei durch Übergangsstrahlungsphotonen abgestrahlte Energie steigt monoton mit dem Lorentzfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (wobei $\beta = v/c$) an und ist nicht nur wie z.B. der Energieverlust durch Ionisation oder Čerenkovstrahlung proportional zur Geschwindigkeit v. Dadurch wird eine Teilchenidentifizierung bei hohen Energien (relativistische Teilchen) möglich.

Der Hauptanteil des Energieverlustes in Gasen wird durch Anregung und Ionisation hervorgerufen. Alle anderen Beiträge sind vernachlässigbar klein und spielen damit beim Betrieb von Driftkammern keine Rolle.

3.2 Teilchennachweis mit Driftkammern

Ausgehend von der Vieldrahtproportionalkammer, die 1967/68 von G. Charpak und Mitarbeitern [Char68] entwickelt wurde, erkannte man die Möglichkeit, genauere Informationen über den Ort des Teilchendurchganges zu gewinnen, indem man die Zeit mißt, die Elektronen brauchen, um vom Ort der Primärionisation zu einem Anodendraht zu driften.

Eine ebene Driftkammer ist im wesentlichen ein abgeschlossener gasgefüllter Raum, der mit (meist mehreren) Signaldrähten (Anoden) und Kathodenflächen versehen ist. Die Anodendrähte liegen im Vergleich zu den Kathodenflächen auf positivem Potential und erzeugen so ein elektrisches Feld im Driftkammerinnenraum. Es existieren unterschiedlichste Konstruktionsformen, auch solche unter Verwendung zusätzlicher Potentialdrähte und/oder Kathodenstreifen, die zur Feldformung dienen (siehe Abbildung 2.7 als Beispiel einer möglichen Driftkammerkonstruktion).

Durchquert ein geladenes Teilchen den Nachweisraum, so ionisiert es entlang seiner Trajektorie die Gasatome. Die dabei entstehenden Elektronen driften längs des elektrischen Feldgradienten zum nächstliegenden Draht. Dabei wird das Gebiet, aus dem die Elektronen stets zum gleichen Draht driften, als Driftzelle bezeichnet. Eine Driftkammer besteht also üblicherweise aus mehreren Driftzellen. In unmittelbarer Umgebung des Drahtes setzt aufgrund der dort herrschenden hohen Feldstärken ein lawinenartiger Prozeß ein, bei dem die driftenden Elektronen weitere Gasatome und -moleküle ionisieren, die ihrerseits ebenfalls genügend Energie erlangen, um weitere Ionisationen hervorzurufen. Dieser Prozeß wird Gasverstärkung genannt. Dabei werden um vier bis sechs Größenordnungen mehr Elektronen freigesetzt, als ursprünglich durch Primärionisation entstanden sind [Grup93]. Diese Ladungsmenge ist dann im allgemeinen ausreichend, um am Signaldraht einen Spannungsimpuls zu erzeugen, der von geeigneter Ausleseelektronik registriert werden kann. So ist es möglich, den Durchtritt des Teilchens durch die Kammer zu detektieren. Abbildung 3.1 illustriert noch einmal das Arbeitsprinzip einer Driftkammer.

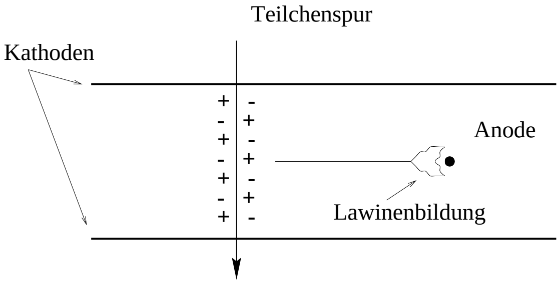


Abbildung 3.1: Arbeitsprinzip einer Driftkammer (Lawinenbildung nur symbolisch)

Um eine genaue Information über den Durchgangsort des Teilchens zu erhalten, mißt man die Zeit, die die Elektronen benötigen, um zum Signaldraht zu driften, und kann daraus auf den minimalen Abstand der Teilchenspur vom benachbarten Draht schließen. Während die Ankunftszeit der Elektronen am Draht durch die Position der Anstiegsflanke des Spannungsimpulses gegeben ist, muß man den Zeitpunkt des Teilchendurchganges unter Verwendung eines zusätzlichen Detektors, der das sogenannte Triggersignal erzeugt, bestimmen (*engl.:* to trigger = auslösen). (Eigentlich ist der Teilchendurchgang durch ein Zeitintervall Δt definiert, aber es gilt $\Delta t \ll t_{\mathrm{Drift}}$, d.h. die Breite des Intervalls darf vernachlässigt werden.) Sind nun die Signaldrähte in mehreren Ebenen angeordnet, kann man die Spur des Teilchens innerhalb der Driftkammer rekonstruieren.

3.3 Primärionisation

Unter Primärionisation versteht man die Ionisation des Gases durch ein geladenes Teilchen entlang seiner Flugbahn. Der Energieverlust, den ein Teilchen beim Durchqueren eines Gasvolumens durch Ionisation und Anregung der Gasatome bzw. -moleküle erfährt, wird durch die Bethe-Bloch-Formel ([Beth30] [Bloc33]) beschrieben: Näherungsweise ist der mittlere Energieverlust dE pro Wegstrecke dx für schwere Teilchen (d.h. keine Elektronen/Positronen) gegeben durch:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho N_A \frac{z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \tag{3.1}$$

mit

$z \cdot e$	Ladung des einfallenden Teilchens
$2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$	maximaler Energieübertrag $E_{\max}$
Z, A	Kernladungszahl und Massenzahl des Absorbers
m_e	Masse des Elektrons
$v = \beta c$	Geschwindigkeit des Teilchens
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$	Lorentzfaktor
N_A	Avogadrozahl (Anzahl der Atome pro Mol)
ρ	Gasdichte
I	effektives Ionisationspotential (gasspezifisch).

Dies gilt unter der Voraussetzung, daß die Masse der Hüllenelektronen vernachlässigbar klein gegenüber der Masse der ionisierenden Teilchen ist.

Für die Berechnung des Energieverlustes von Elektronen muß der Term

$$\left[\ln\left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad \text{durch} \quad \left[\ln\left(\frac{\gamma m_e c^2}{2I} \right) - \beta^2 \right] \tag{3.2}$$

ersetzt werden (Änderung des Wertes des maximalen Energieübertrags, da das einfallende Elektron nicht wie schwere Teilchen seine gesamte Energie auf das Hüllenelektron des Gasatoms übertragen kann).

Der Energieverlust durch Anregung und Ionisation in Luft pro Einheitsstrecke ist in Abbildung 3.2 für verschiedene Teilchen dargestellt. Aus Gleichung (3.1) folgt, daß er nicht von der Masse des ionisierenden Teilchens, sondern nur von dessen Geschwindigkeit abhängt.

Der mittlere Energieverlust ist materialabhängig, da

- das effektive Ionisationspotential I eine für das bremsende Material charakteristische Größe ist (es gilt
$$I \approx 16\ Z^{0.9}\ \text{eV für } Z > 1\ ; \tag{3.3}$$
I hängt nicht nur vom Material selbst, sondern auch von der molekularen Verbindung der Absorberatome ab [Grup93]),
- die Gasdichte und
- das Verhältnis von Kernladung zur Atommasse ($Z/A \approx 0.5$ für die meisten Stoffe) in Gleichung (3.1) eingehen.

Die Primärionisation steigt außerdem linear mit der Dichte ρ bzw. dem Druck an.

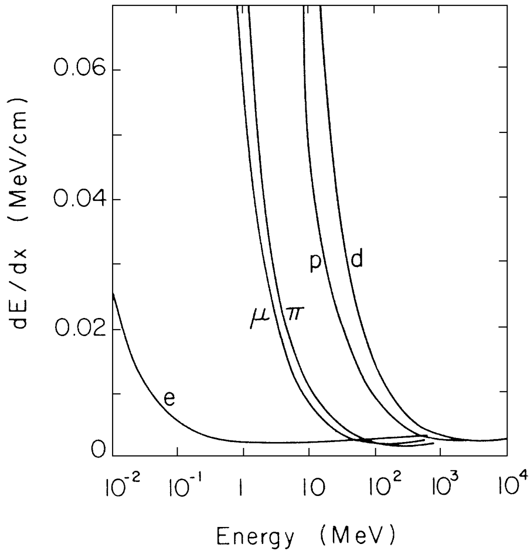


Abbildung 3.2: Mittlerer Energieverlust durch Anregung und Ionisation pro Einheitsstrecke in Luft in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen [Saul77]

Der Energieverlust fällt zunächst wie $1/\beta^2$ ab (nichtrelativistischer Bereich), durchläuft ein Minimum der Ionisation in der Nähe von $\beta\gamma \approx 4$ und steigt bei relativistischen Teilchenenergien wieder an. Relativistische Teilchen ($\beta \approx 1$), die einen Energieverlust entsprechend diesem Minimum besitzen, heißen „minimal ionisierende Teilchen". Der minimale Energieverlust liegt für alle Materialien außer Wasserstoff zwischen 1 und 2 MeV g^{-1}cm^2 [Klei92].

Bei hohen Energien (und für Elektronen/Positronen beliebiger Energie) werden Energieverluste durch Bremsstrahlung immer bedeutsamer und können dann nicht mehr vernachlässigt werden [Grup93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\,\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \cdot E\ \ln\frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0} \tag{3.4}$$

wobei

Z, A	Kernladungszahl und Massenzahl des bremsenden Mediums
$z \cdot e, m, E$	Ladung, Masse und Energie des einfallenden Teilchens
α	Feinstrukturkonstante.

Die Strahlungslänge X_0 wird durch Gleichung (3.4) definiert und gibt die Schichtdicke des bremsenden Mediums an, nach deren Durchquerung die Energie des abgebremsten Teilchens auf $1/e$ abgefallen ist (ergibt sich durch Integration von Gleichung (3.4)). In Gasen kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung in der Regel vernachlässigt werden (kleine Z und A).

Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt, wie oben dargelegt wurde, den mittleren Energieverlust eines Teilchens durch Anregung und Primärionisation beim Durchgang durch Materie. Die dabei freigesetzten Elektronen besitzen im Mittel genügend Energie (mehr als das Ionisationspotential des Mediums), um weitere Atome in ihrer unmittelbaren Umgebung (wenige μm) ionisieren zu können und dadurch sekundäre Elektronen zu produzieren. Die Gesamtanzahl der Ionenpaare, die von einem Teilchen pro Driftstrecke erzeugt werden, ist proportional zum Gesamtenergieverlust ΔE des Teilchens:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \ , \tag{3.5}$$

wobei W_i die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares ist (ca. 30 eV für Gase).

Sie setzt sich aus dem Anteil der Primärionisation und dem der Sekundärionisation zusammen und ist näherungsweise linear von der Kernladungszahl der Atome abhängig (siehe Abbildung 3.3). Jede Primärionisation produziert etwa 2.5 Sekundärionisationen [Saul77]. Dies gilt jedoch nur gemittelt über hinreichend lange Wege, da die Clustergröße statistisch verteilt ist.

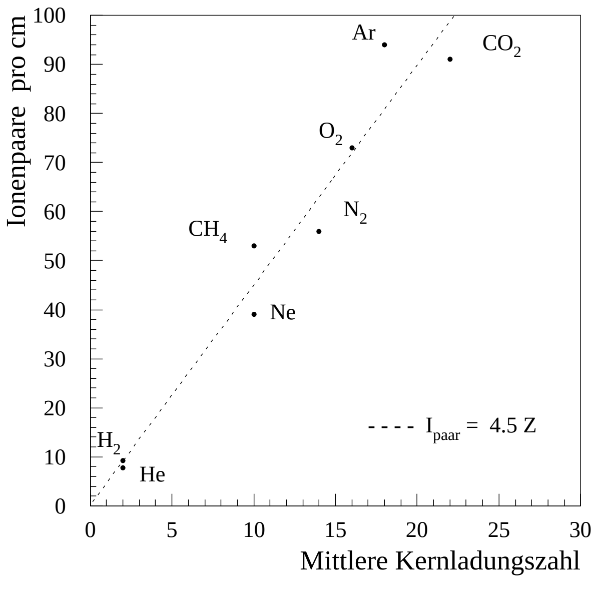


Abbildung 3.3: Gesamtanzahl der Ionenpaare, die durch ein minimal ionisierendes Teilchen bei Normaldruck erzeugt werden [Saul77]

Das heißt also: Entlang der Teilchenspur bilden sich Gruppen freier, räumlich eng lokalisierter Elektronen, sogenannte Cluster, die für typische Driftkammergase mit hohen Argonanteilen aus durchschnittlich 3 Elektronen bestehen. Die Orte der Primärionisationen sind dabei statistisch verteilt. Ihre Anzahl folgt der Poissonverteilung. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, daß (bei einer durchschnittlichen Anzahl n_p von Primärionisationen) bei einem bestimmten Teilchendurchgang k Primärionisationen stattfinden, gegeben durch

$$P_k^{n_p} = \frac{{n_p}^k}{k!} \ e^{-n_p} \ , \tag{3.6}$$

und die Ineffektivität des Detektors (einfallendes Teilchen verursacht keine Ionisationen und wird demzufolge auch nicht detektiert) bestimmt sich zu

$$1 - \varepsilon = P_0^{n_p} = e^{-n_p} \ . \tag{3.7}$$

Der Energieübertrag bei einer Ionisation liegt stets zwischen der Ionisationsenergie und dem maximalen Energieübertrag $E_{\max}$. Die daraus resultierende Energieverlustverteilung ist für dünne Absorberschichten (hauptsächlich für Gase) stark unsymmetrisch und kann durch eine Landauverteilung beschrieben werden [Grup93]:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \left\{ -\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{-\lambda}\right) \right\} , \tag{3.8}$$

wobei λ die Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust angibt:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi(x)} , \tag{3.9}$$

ΔE	tatsächlicher Energieverlust innerhalb x
ΔE^W	wahrscheinlichster Energieverlust in x
ξ	materialabhängiger Normierungsfaktor
x	Schichtdicke.

Die Verteilung der Cluster hat auch Einfluß auf die mit der Driftkammer erreichbare Ortsauflösung, da im allgemeinen mehrere Primärelektronen zur Registrierung der Ankunft der Elektronen am Signaldraht benötigt werden (Triggerschwelle der Elektronik). Dabei verschlechtert sich vor allem die Ortsauflösung von Spuren in Drahtnähe. Das Elektron, das die Registrierung in der Elektronik auslöst, wird Triggerelektron genannt. Abbildung 3.4 illustriert dieses Prinzip: Verläuft die Spur des einfallenden Teilchens im Abstand r vom Signaldraht und stammt das Triggerelektron aus dem i-ten Cluster, so wird anstelle des Abstandes r der Abstand d_i bestimmt.

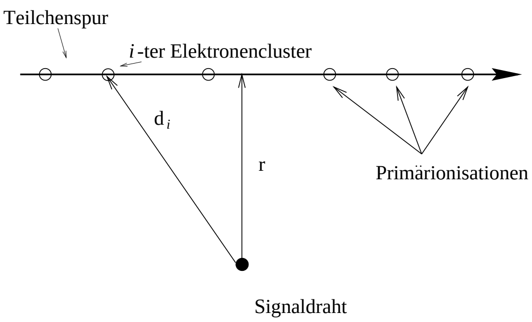


Abbildung 3.4: Einfluß der Verteilung der Primärionisationsorte auf die Messung der Driftstrecke. Je kleiner der Abstand r ist, desto größer ist die Differenz zwischen dem Abstand r und der gemesssenen Driftstrecke d_i.

Man kann den Fehler, der durch die Primärionenstatistik verursacht wird, minimieren, indem man auf eines der ersten Elektronen triggert (d.h. niedrige Triggerschwelle der Elektronik). Außerdem läßt sich der Fehler durch die Wahl eines höheren Gasdruckes verringern, da die Cluster bei steigendem Druck dichter zusammenliegen und sich die Differenz zwischen r und d_i verkleinert.

3.4 Elektronenbewegung in Gasen

Die Drift der Elektronen vom Ort der Primärionisation zum Signaldraht ist einer der wesentlichsten Aspekte beim Funktionieren einer Driftkammer. Die Drifteigenschaften, wie Driftgeschwindigkeit und Diffusion, sind stark vom jeweiligen Gasgemisch abhängig und beeinflussen sowohl die erreichbare Auflösung bei der Ortsbestimmung als auch die verarbeitbare Teilchenrate.

Thermische Bewegung und Diffusion

Elektronen und Ionen, die durch Ionisation entstanden sind, verlieren sehr schnell ihre Energie durch Vielfachstöße mit Atomen und Molekülen des Gases. Dabei ändern sie ständig ihre Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit und nehmen die thermische Energieverteilung an, die der Gastemperatur entspricht. Die mittlere Geschwindigkeit dieser Bewegungen ist

$$w = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}} \qquad \begin{array}{ll} k & \text{Boltzmannkonstante } (1.38 \cdot 10^{-23}\ \text{J/K}) \\ T & \text{Temperatur (in Kelvin)} \\ m_e & \text{Elektronenmasse } (0.91095 \cdot 10^{-30}\ \text{kg}). \end{array} \tag{3.10}$$

Dies folgt aus $\varepsilon = \frac{3}{2}kT$ (ε ist die mittlere Energie der Elektronen) und $w = \sqrt{2\varepsilon/m_e}$ (w thermische Geschwindigkeit der Elektronen).

Die durch die Vielfachstöße bedingte Ausdehnung der Elektronencluster folgt einer Gaußverteilung

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \tag{3.11}$$

und wird als Diffusion bezeichnet. Dabei ist dN/N der Bruchteil der Ladung, der im Längenelement dx im Abstand x nach der Zeit t gefunden wird. D ist der Diffusionskoeffizient.

Für die lineare Diffusion (Standardabweichung der Gaußverteilung) folgt daraus:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}\ . \tag{3.12}$$

Die Breite der Verteilung nimmt also monoton mit der Zeit zu. Die zunächst isotrope Diffusion wird unter dem Einfluß elektrischer bzw. magnetischer Felder richtungsabhängig, und es muß zwischen longitudinaler (in Feldrichtung) und transversaler Diffusion (senkrecht zur Feldrichtung) unterschieden werden. Die Diffusion variiert mit dem elektrischen Feld und ist stark abhängig von der Wahl des Gases. Außerdem gilt $D \sim 1/\sqrt{p}$, so daß die Beschränkung der Auflösung der Driftkammer bei zunehmendem Druck kleiner wird.

Die Ortsauflösung einer Driftkammer wird insgesamt durch die Primärionenstatistik (siehe Kapitel 3.3), die Diffusion sowie die Zeitauflösung der Elektronik bestimmt.

Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld

Bewegen sich die Ladungsträger in einem elektrischen Feld, so wird der statistisch ungeordneten Diffusionsbewegung eine gerichtete Driftbewegung entlang den elektrischen Feldlinien überlagert. Dies setzt allerdings voraus, daß Elektronen und Ionen nicht rekombinieren und sich auch nicht an die Gasatome bzw. -moleküle anlagern. Die mittlere Geschwindigkeit dieser Driftbewegung ist wesentlich kleiner als die Geschwindigkeit der thermischen Bewegungen und kann aus der Lösung der BOLTZMANNschen Transportgleichung bestimmt werden [Pall75]. Eine vereinfachte Betrachtung [Klei92] führt zu:

$$v_{\mathrm{Drift}} = \frac{e}{m} E \cdot \tau(E, \varepsilon) = \frac{e}{m} E \left\langle \frac{\lambda_e}{w} \right\rangle , \qquad (3.13)$$

mit

E	Betrag der elektrischen Feldstärke
w	absolute Geschwindigkeit der Elektronen
$\lambda_e = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)}$	mittlere freie Weglänge ($\sigma(\varepsilon)$ ist der energieabhängige Stoßquerschnitt und N die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit mit $N \sim$ Druck/Temperatur)
τ	mittlere Zeit zwischen zwei Stößen
$\varepsilon = \frac{mw^2}{2} = \varepsilon_E + \frac{3}{2}kT$	Gesamtenergie der Elektronen (ε_E ist der Energiegewinn im elektrischen Feld).

(Die Mittelung erfolgt über die MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilung.)

Die Driftgeschwindigkeit ist also abhängig vom Gas, von der Temperatur, der elektrischen Feldstärke und vom Druck.

Stellt sich zwischen dem Energieverlust durch die Stöße mit den Gasatomen und dem Energiegewinn im elektrischen Feld ein Gleichgewicht ein, so ergibt sich eine konstante mittlere Driftgeschwindigkeit. Diese wird in der Regel in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld E/p angegeben, da sie mit dieser Größe skaliert. Typische Driftgeschwindigkeiten liegen im Bereich von einigen cm/μs.

Aus der Driftgeschwindigkeit und der Zeit, die die Elektronen benötigt haben, um vom Ort der Primärionisation (Zeitpunkt t_0) zum Anodendraht (Zeitpunkt t_1) zu driften, läßt sich der zugehörige Abstand bestimmen

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_{\mathrm{Drift}}(E, t)\, dt \ . \qquad (3.14)$$

In vielen Gasen findet man keine konstante Driftgeschwindigkeit und erhält deshalb eine nichtlineare Orts-Driftzeit-Beziehung (SDTR: Space Drift Time Relation) $x = f(t)$.

Bewegen sich die Elektronen zusätzlich noch in einem magnetischen Feld, so wirkt auf sie die Lorentzkraft und zwingt sie zwischen zwei Stößen auf Kreis- oder Spiralbahnen. Gemittelt über viele Teilbewegungen bewegen sich die Elektronen auf einer Geraden, die mit der Feldrichtung des elektrischen Feldes den Lorentzwinkel θ_L einschließt. (Sowohl die Zeuthener Driftkammern als auch die Monitorkammer werden nicht unter dem Einfluß von Magnetfeldern betrieben.)

3.5 Auswahl der Gase

Die Auswahl des passenden Driftkammergases hängt stark von den Anforderungen ab, die vom jeweiligen Experiment an das Gas gestellt werden.
Im allgemeinen sind dies:

- ausreichend hohe Driftgeschwindigkeit, falls hohe Teilchenraten verarbeitet werden sollen,
- niedrige Diffusion, um eine hohe Ortsauflösung zu erhalten,
- genügend große Gasverstärkung, um Ineffizienzen klein zu halten, die dadurch entstehen, daß zu kleine Pulse unter die Triggerschwelle der Elektronik fallen,
- die Funktion Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten Feld sollte ein möglichst breites Plateau aufweisen (dadurch wirken sich Schwankungen des Feldes (also hauptsächlich Spannungsschwankungen der Kathoden und Potentialdrähte) nur wenig auf die Driftgeschwindigkeit aus, und man erhält somit eine weitgehend lineare Orts-Driftzeit-Beziehung),
- Unbrennbarkeit (aus Sicherheitsgründen) und
- Möglichkeit des Betriebs der Kammer im Proportionalmodus (siehe Kapitel 3.6) und nicht im Streamermodus (geringere Alterung der Kammern und durch kürzere Totzeiten höhere Teilchenraten verarbeitbar).

Ausgehend von Gleichung (3.13) erhält man die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Stoßquerschnitt $\sigma(\varepsilon)$ und der Gesamtenergie ε der Elektronen:

$$v_{\mathrm{Drift}} \sim \frac{1}{\sigma(\varepsilon) \cdot \sqrt{\varepsilon}} \,. \tag{3.15}$$

Für Gase bzw. Gasgemische mit kleinen Stoßquerschnitten und/oder niedrigen Elektronenenergien sind also große Driftgeschwindigkeiten zu erwarten.

Nun hängt der Stoßquerschnitt bei (einigen) Edelgasen stark von der Elektronenenergie ε ab und durchläuft ausgeprägte Maxima und Minima (RAMSAUER-Effekt).

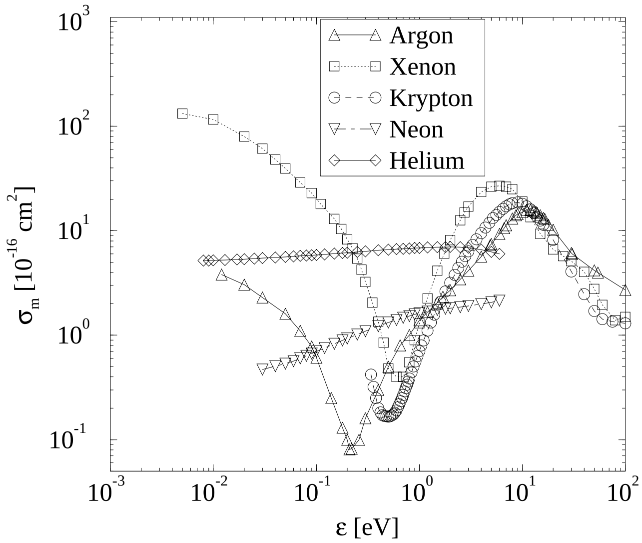


Abbildung 3.5: Stoßquerschnitt für Elektronen in Edelgasen als Funktion ihrer kinetischen Energie [Huxl74]

Dies wird durch quantenmechanische Interferenzeffekte verursacht, die dadurch zustande kommen, daß im Energiebereich von einigen eV die Wellenlänge der Elektronen dem Durchmesser der Elektronenbahnen der Edelgase entspricht. Argon besitzt im Minimum den niedrigsten Stoßquerschnitt der Edelgase, wogegen Helium und Neon kein RAMSAUER-Minimum aufweisen (siehe Abbildung 3.5). Driftkammergasgemische basieren aus den genannten Gründen häufig auf Edelgasen. Bei reinem Argon liegen die mittleren Elektronenenergien über 2 eV für $E/p > 0.2\,\mathrm{V cm^{-1} Torr^{-1}}$ (siehe Abbildung 3.6), und die Wirkungsquerschnitte befinden sich nicht im RAMSAUER-Minimum (wie man in Abbildung 3.5 sieht). Die Elektronen stoßen mit den Argonatomen rein elastisch und behalten so ihre vergleichsweise hohe Energie bei. In reinem Argon erreicht man also nur sehr niedrige Driftgeschwindigkeiten ($\leq 3\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$).
Dies ändert sich bei Zugabe molekularer Gase (wie z.B. CH_4, CO_2, CF_4, N_2, NH_3), deren mittlere Elektronenenergien wesentlich kleiner sind ($\leq 1\,\mathrm{eV}$ für $E/p \leq 3\ \mathrm{V cm^{-1} Torr^{-1}}$) (siehe Abbildung 3.6). Die Elektronen streuen inelastisch an den Gasmolekülen und geben einen großen Teil ihrer kinetischen Energie ab. Diese wird von den Molekülen in Rotations- oder Vibrationsenergie umgewandelt. Durch die Zugabe solcher Gase senkt sich also die mittlere Elektronenenergie, das heißt, sie verschiebt sich zu den RAMSAUER-Minima. Da sich somit sowohl der Stoßquerschnitt als auch die mittlere Elektronenenergie gesenkt haben, erhält man nach Gleichung (3.15) eine wesentlich größere Driftgeschwindigkeit.

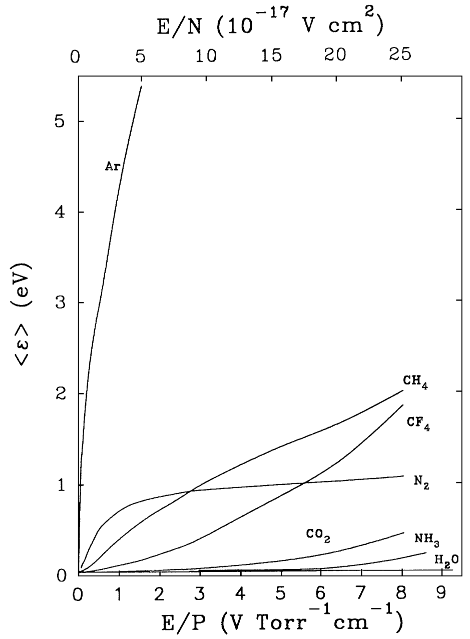


Abbildung 3.6: Mittlere Elektronenenergien verschiedener Gase in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld [Chri91]. Man spricht bei Argon von einem „heißen" Gas, da die Elektronenenergie von der Größe des elektrischen Feldes dominiert wird ($\varepsilon \sim \varepsilon_E \gg \frac{3}{2}kT$), während CO_2 ein „kaltes" Gas ist ($\varepsilon \sim \frac{3}{2}kT$).

Die molekularen Gase dienen jedoch nicht nur zur Erhöhung der Driftgeschwindigkeit, sondern auch als sogenannte Quenchgase (*engl.:* to quench = löschen). Dies wird in Abschnitt 3.6 näher erläutert.

Gasgemische, die auf Neon basieren, können trotz des nicht vorhandenen RAMSAUER-Minimums sehr schnell sein, da die Stoßquerschnitte generell sehr niedrig sind.

Bei mehratomigen Gasen besteht die Möglichkeit, daß sich Elektronen niedriger Energie beim Stoß an das entsprechende Molekül anlagern. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen

Elektroneneinfanges ist bei elektronegativen Gasen wie O_2, Cl_2, NH_3 und H_2O besonders hoch. Da dadurch die Pulshöhe am Signaldraht empfindlich verringert werden kann, sind spezielle Filter bzw. eine hohe Reinheit der Driftkammergase erforderlich.

Geringe Anteile von Stickstoff wirken „plateaubildend“ (siehe MAGBOLTZ-Simulation auf Seite 67), das heißt, die Driftgeschwindigkeit ist innerhalb eines großen Bereiches des reduzierten elektrischen Feldes konstant.

Ein weiteres wichtiges Kriterium bei der Wahl des Edelgases ist eine hohe Primärionisation, da die Anzahl der freigesetzten Elektronen im Proportionalmodus auch die Pulshöhe bestimmt. Die höchste Anzahl Primärionisationen pro Wegstrecke weist Xenon auf ($n_p = 44\,\mathrm{cm}^{-1}$) [Grup93]. Da Xenon sehr teuer ist, wird beim Betrieb großer Driftkammern meistens Argon ($n_p = 29\,\mathrm{cm}^{-1}$) genutzt.

Für die HERMES-Driftkammern wird das Gasgemisch Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) verwendet. Das reduzierte elektrische Feld nimmt Werte zwischen 0.1 und 3.0 $\mathrm{Vcm}^{-1}\mathrm{Torr}^{-1}$ an, mit der größten Häufigkeit bei 0.6 $\mathrm{Vcm}^{-1}\mathrm{Torr}^{-1}$ [Hash95]. CF_4 besitzt bei diesen Feldstärken Elektronenenergien von 0.05 bis 0.4 eV (ersichtlich aus Abbildung 3.6). Das heißt, CF_4 senkt die Elektronenenergien zum RAMSAUER-Minimum (bei 0.2 eV, siehe Abbildung 3.5) und ermöglicht eine sehr hohe Driftgeschwindigkeit (max. 7 cm/μs). Dies ist einer der Hauptgründe für den Einsatz von CF_4. Die Verwendung von CF_4 bietet daneben weitere Vorteile. Es ist strahlungsresistent, besitzt die Eigenschaft, als Minoritätsanteil in Gasmischungen die Kammeralterung zu verhindern bzw. sogar rückgängig zu machen, und weist eine hohe Primärionisation ($n_p = 51\,\mathrm{cm}^{-1}$) auf [Vavr92]. (Unter Alterung einer Kammer versteht man die Ablagerung von Polymeren auf den Elektroden. Diese bilden sich durch Polymerisation freier Radikale, die bei der Lawinenbildung entstehen können. Dadurch wird die Gasverstärkung (siehe nächstes Kapitel) verringert, und die Kammereigenschaften verschlechtern sich.)

CO_2 senkt die Elektronenenergien weiter (dies verhindert den Elektroneneinfang durch CF_4 vollständig [Vavr92]) und hat den Vorteil, die Diffusion zu verringern [Klei92]. Sowohl CF_4 als auch CO_2 wirken als Quenchgase und sind nicht brennbar (was eine Voraussetzung bei der Wahl des Kammergases war).

Die sich ergebende Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld zeigt Abbildung 3.7.

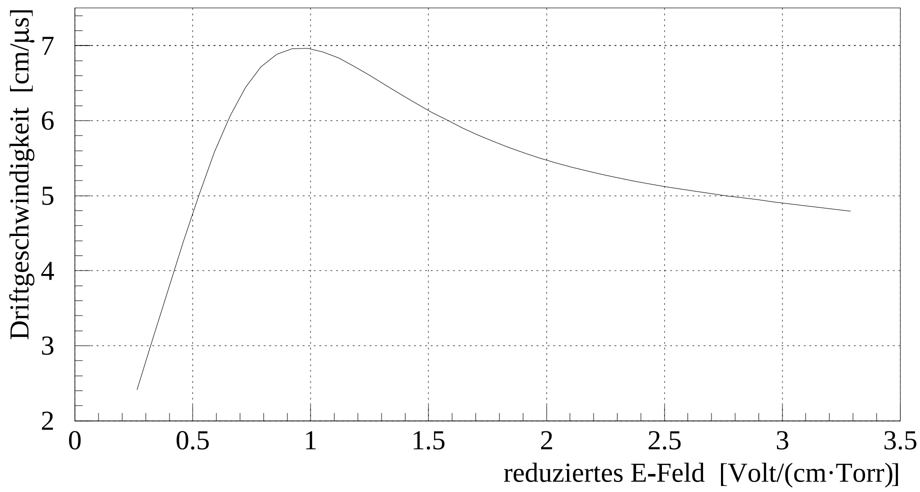


Abbildung 3.7: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld für das Gasgemisch Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%) bei 20 °C und 760 Torr. Die Werte wurden mit MAGBOLTZ berechnet [Biag90].

Hier erkennt man auch den entscheidenden Nachteil des Gasgemisches: Es ist keinerlei Plateau vorhanden, und der Feldstärkenbereich mit der größten Häufigkeit liegt im steilen Anstieg der Kurve. Das heißt, die Driftgeschwindigkeit ist relativ sensitiv auf Feldänderung, und man erhält eine stark nichtlineare Orts-Driftzeit-Beziehung.

3.6 Gasverstärkung und Signalbildung

In diesem Abschnitt soll der Prozeß beschrieben werden, der zur Signalentstehung führt.

Das von den driftenden Elektronen verursachte elektrische Signal am Anodendraht ist zu klein, um von der Ausleseelektronik registriert zu werden. Deshalb nutzt man den Prozeß der Gasverstärkung, bei dem 10^4- bis 10^6mal so viele Elektronen entstehen, wie ursprünglich durch Ionisation erzeugt wurden.

Die Elektronen driften entlang den Feldlinien zur Anode. In unmittelbarer Nähe des Drahtes gelangen sie in einen Bereich sehr hoher Feldstärken, da das elektrische Feld wie $1/r$ abfällt und die Signaldrähte sehr dünn sind ($\approx 30\,\mu$m). Im Gegensatz zur Driftregion können die Elektronen hier zwischen zwei Stößen genügend Energie aus dem Feld aufnehmen, um die Gasatome und -moleküle ihrerseits zu ionisieren; auch die dabei freigesetzten Elektronen erlangen genügend Energie für weitere Ionisationen, und es kommt zur Lawinenbildung (Gasverstärkung). Elektronen und Ionen entstehen dabei an derselben Stelle und driften dann auseinander, wobei die Driftzeit der Ionen wesentlich größer ist als die der Elektronen.

Die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die ein Elektron pro Längeneinheit beim Lawinenaufbau erzeugt, heißt „erster TOWNSEND-Koeffizient“ α und ist das Inverse der mittleren freien Weglänge:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda(\varepsilon)} = \frac{1}{N\sigma_{\mathrm{i}}(\varepsilon)} \; ; \tag{3.16}$$

(σ_{i} ist der Stoßionisationsquerschnitt und N die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit).

α ist abhängig vom Gasgemisch, vom Druck sowie vom elektrischen Feld. Gase, die ein hohes Ionisationspotential besitzen, weisen eine geringere Gasverstärkung auf, da die Elektronen eine längere Driftstrecke zurücklegen müssen, um für eine erneute Ionisation genügend Energie aufgenommen zu haben. In homogenen elektrischen Feldern ist die Gasverstärkung einfach zu beschreiben: Für die Anzahl der Elektronen $N(x)$ am Ort x folgt aus $dN(x) = \alpha N(x)\,dx$ durch Integration:

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \; ; \tag{3.17}$$

(N_0 ist hier die Anzahl der primär erzeugten Elektronen).

Im allgemeinen gilt jedoch $E = E(x)$ und damit $\alpha = \alpha(x)$, so daß αx in (3.17) durch $\int \alpha(x) dx$ ersetzt werden muß. Der Gasverstärkungsfaktor M ist definiert als Verhältnis der Gesamtanzahl der Elektronen zur Anzahl der primär erzeugten und ergibt sich damit zu:

$$M = \frac{N}{N_0} = \exp\left(\int_{r_k}^{r_i} \alpha(x) dx\right) \; , \tag{3.18}$$

wobei r_i der Radius des Anodendrahtes ist und r_k derjenige Abstand vom Mittelpunkt des Drahtes, ab dem das elektrische Feld die kritische Feldstärke übersteigt, so daß die Lawinenbildung einsetzt; r_k liegt in der Größenordnung von einigen 10 μm [Grup93].

Nach Stärke und Art der Gasverstärkung unterscheidet man die Betriebsmodi von Driftkammern. Ist das am Draht entstehende Signal proportional zur Anzahl N_0 der primären Elektronen, so arbeitet die Kammer im Proportionalmodus. Die Lawinenbildung erfolgt lokalisiert am Ort der Ionisation, und die Lawine breitet sich nicht entlang dem Draht aus. Dies gilt, solange die durch die Gasverstärkung hervorgerufene Änderung des elektrischen Feldes am Signaldraht vernachlässigbar bleibt. Die HERMES-Driftkammern arbeiten in diesem Modus.

Bei höheren Feldstärken (d.h. höheren Anodenspannungen) spielen Raumladungseffekte eine zunehmende Rolle, und die Gasverstärkung wird unabhängig von der Zahl der durch Primärionisation und Clusterbildung entstandenen Elektronen. Die Lawine breitet sich dann entlang dem Draht aus. Die diesem Betriebsmodus entsprechenden Feldstärken liegen im sogenannten GEIGER-MÜLLER-Bereich.

Steigert man den Anteil der Quenchgase (und die Spannungen), so wird die laterale Ausbreitung der Lawine vollständig verhindert, und es bilden sich senkrecht zum Anodendraht Plasmaschläuche (sogenannte Streamer) aus. (Streamermodus)

Im Proportionalmodus stammt das Signal am Anodendraht überwiegend von den sich langsam bewegenden positiven Ionen und nicht von den schnell auf den Draht zudriftenden Elektronen. Da die Signalanstiegszeit der Elektronenkomponente im Nanosekunden-Bereich, die der Ionen dagegen im Millisekunden-Bereich liegt, kann man durch geeignete Differenzierung des Signals mit einem RC-Glied, das Elektronensignal allein messen. Dies ist für die Verarbeitung hoher Teilchenraten unbedingte Voraussetzung. Der Nachteil des relativ kleinen Elektronensignals wird durch eine genügend hohe Gasverstärkung ausgeglichen. Außerdem kann der Anteil der Elektronenkomponente durch Herabsetzung des Gasdruckes (d.h. Vergrößerung der mittleren freien Weglänge) erhöht werden.

Beim Prozeß der Lawinenbildung findet bei den Stößen nicht nur Ionisation statt, sondern die Atome und Moleküle können auch in angeregte Zustände versetzt werden. Sie fallen dann unter Aussendung eines Photons sehr schnell in den Grundzustand zurück. Die freigesetzten Photonen haben ausreichend hohe Energien (mindestens 11.7 eV für Argon), um nach Durchquerung der Driftzelle aus der Kathode mittels Photoeffekt weitere Elektronen auslösen zu können (Schwelle 7.7 eV für Kupfer) und sehr schnell nach der ersten Lawinenbildung weitere Lawinen zu initiieren. Diese ständigen Entladungen würden eine Pulsauflösung unmöglich machen. Um dies zu verhindern, werden dem Gas Quencher beigemischt. Dafür werden meistens Kohlenwasserstoffmoleküle mit fünf oder mehr Atomen eingesetzt (so z.B. Methan, Ethan, Isobutan). Diese wandeln die Energie der Photonen in Rotations- oder Vibrationsenergie um, ohne selbst wieder Photonen gleicher Energie auszustrahlen. Die Energie wird bei Stößen mit anderen Gasatomen strahlungslos wieder abgegeben.

In den HERMES-Driftkammern dienen, wie bereits erwähnt, CF_4 (Tetrafluormethan) und CO_2 als Quenchgase. Die oben genannten Gase kamen wegen Brennbarkeit nicht in Frage. CO_2 hat allerdings (wie auch N_2) etwas schlechtere Quencheigenschaften, da es aus weniger Atomen besteht und somit weniger Rotations- und Vibrationsmoden angeregt werden können.

3.7 Die Simulationsprogramme GARFIELD und MAGBOLTZ

Sowohl bei der Suche nach Kammergasen mit bestimmten Eigenschaften als auch bei der Optimierung von Driftkammern und deren Arbeitsparametern kann man auf Simulationsprogramme zurückgreifen. Dabei erhält man mindestens Anhaltspunkte, in welche Richtungen man seine experimentellen Untersuchungen lenken muß.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Programme GARFIELD und MAGBOLTZ verwendet, deren Arbeitsweise und Funktionsumfang hier näher beschrieben werden soll. Abbildung 3.8 zeigt eine Übersicht über den Informationsfluß sowie die jeweiligen Ein- und Ausgabeparameter.

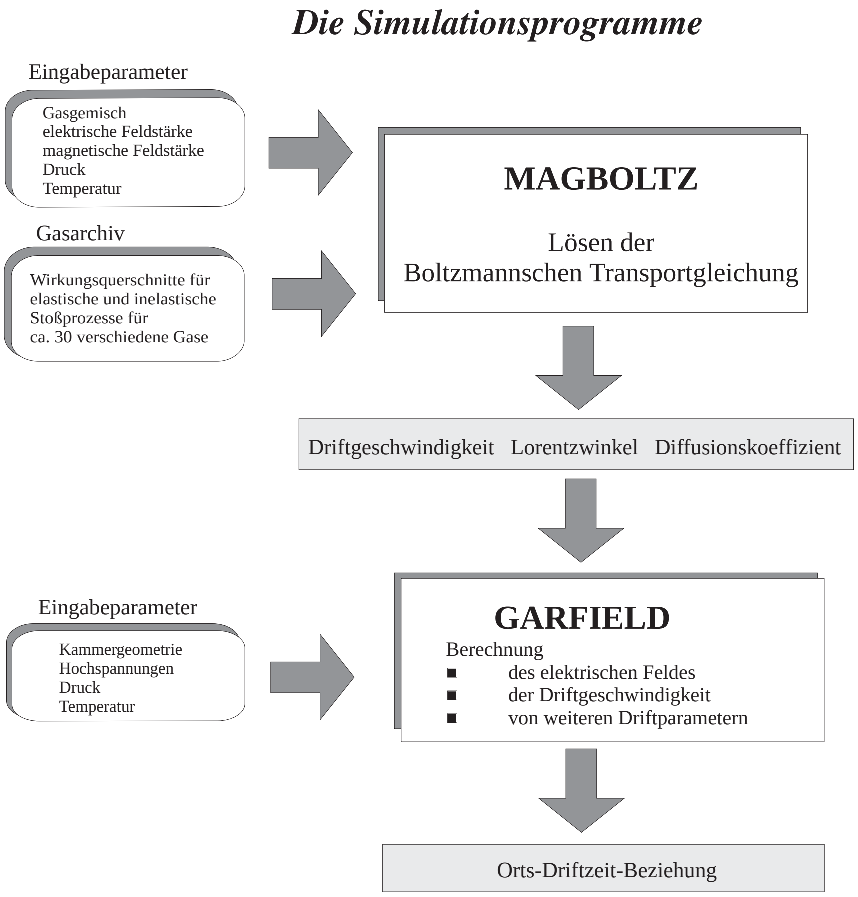


Abbildung 3.8: Die Simulationsprogramme und ihr Informationsfluß

GARFIELD [Veen93] ist ein Driftkammersimulationsprogramm, mit dem zweidimensionale Kammergeometrien und deren Eigenschaften simuliert werden können. Dabei ist die Geometrie auf zwei Kathodenebenen und eine endliche Anzahl von Drähten beschränkt. Das heißt, komplexere Konstruktionsformen (wie z.B. feldformende Potentialstreifen) müssen durch eine genügend hohe Anzahl von Drähten angenähert werden. Da bei den Rechnungen von dünnen Drähten ausgegangen wird (die Abstände zwischen den einzelnen Drähten sollten wesentlich größer sein als deren Durchmesser), ist diese Approximation nicht besonders exakt, nichtsdestoweniger aber für die meisten Probleme ausreichend. Man kann Daten über Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Lorentzwinkel (die Ausgabeparameter von MAGBOLTZ) sowie bestimmte Gasparameter eingeben und damit die Drift von Elektronen in gegebenen elektrischen und magnetischen Feldern bei beliebigen Gasmischungen berechnen. Das GARFIELD-Programm berechnet zunächst aus den Angaben über die an den Kathoden und Drähten anliegenden Hochspannungen das elektrische Feld in der Kammer mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-8}. Man kann dann Teilchenspuren auswählen, von denen GARFIELD Elektronen zum Signaldraht driften läßt. Die Ankunftszeit des schnellsten Elektrons wird als Driftzeit ausgegeben. Weiterhin kann GARFIELD u.a. Orts-Driftzeit-Beziehungen und Ankunftszeitverteilungen berechnen sowie das am Anodendraht induzierte Signal simulieren. Die Hauptfehlerquelle für die Ergebnisse liegt hierbei nicht in den Berechnungen der SDTR, sondern in der Bestimmung der Gasparameter durch das Programm MAGBOLTZ.

MAGBOLTZ [Biag90] gestattet die Bestimmung von Gasparametern für verschiedene Gasmischungen, die aus bis zu vier Komponenten bestehen können. Die grundlegende Gleichung für alle Berechnungen des MAGBOLTZ-Programmes ist die BOLTZMANNsche Transportgleichung [Grim88]:

$$\frac{\partial(nf)}{\partial t} + \vec{w}\frac{\partial(nf)}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{F}}{m}\frac{\partial(nf)}{\partial \vec{w}} = B(t) \ . \tag{3.19}$$

Sie beschreibt die Änderung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(\vec{w}, \vec{r}, t)$ der Elektronen als Ergebnis der verschiedenen physikalischen Prozesse, denen die Elektronen unterworfen sind. Dabei ist $n = n(\vec{r}, t)$ die Dichte der freien Elektronen im Gas und $\vec{w}$ deren absolute Geschwindigkeit, $\vec{F}$ die äußere Kraft auf die Elektronen ($\vec{F} = e\vec{E}$ für die Kraft durch ein elektrisches Feld) und m die Masse des Elektrons. $B(t)$ ist der sogenannte *Stoßterm*, der unter anderem die Verteilungsfunktionen der Stoßpartner enthält. Die (partielle) zeitliche Änderung der Größe nf setzt sich danach aus Änderungen infolge der Eigenbewegungen der Elektronen (zweiter Term der linken Seite), der Wirkung äußerer Kräfte (dritter Term der linken Seite) und der Stöße zusammen. Die BOLTZMANNsche Transportgleichung beschreibt also die Drift und Diffusion von Elektronen in Gasen unter dem Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes. MAGBOLTZ löst diese Gleichung numerisch in einer Reihenentwicklung mit einer Genauigkeit von 0.1 %. Die Berechnungen basieren auf gemessenen Eingabeparametern wie den Wirkungsquerschnitten für elastische und inelastische Stöße der Elektronen im Gas. Hier liegt auch die Hauptfehlerquelle für alle weiteren Berechnungen (siehe z.B. [Vavr93]). Ausgabeparameter sind für ein gegebenes elektrisches und magnetisches Feld sowie für gegebene Werte von Druck und Temperatur die Driftgeschwindigkeit, der Diffusionskoeffizient und der Lorentzwinkel.

4 Der Driftzeitmonitor

4.1 Aufgabenstellung

Für das Driftkammersystem des HERMES-Experimentes sollte ein Analysegerät gebaut werden, welches die Driftgeschwindigkeit mißt und deren Konstanz überwacht. Dies ist notwendig, um zu gewährleisten, daß die während des Testexperimentes bestimmten Orts-Driftzeit-Beziehungen [Hash95], die in das Spurrekonstruktionsprogramm HRC [HRC94] eingehen, nach wie vor exakt sind. Würde dies nicht geschehen, so könnte der systematische Fehler bei der Spurbestimmung unzulässig vergrößert werden. Aus der Analyse der Driftgeschwindigkeit lassen sich vor allem Rückschlüsse auf die Gaszusammensetzung ziehen, darunter insbesondere auf den Stickstoff- und Sauerstoffgehalt.

Der Aufbau und Test dieses Driftzeitmonitors war Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Um bei der Messung der Driftgeschwindigkeit auch den Einfluß von Gastemperatur und Kammerdruck berücksichtigen zu können, sollten Temperatursensoren sowie eine Möglichkeit zur Druckmessung integriert werden. Weiterhin sollte der Einfluß von geringen Stickstoff- und Sauerstoffanteilen auf die Driftgeschwindigkeit untersucht werden. Zum Umfang der Arbeit zählten außerdem die Erstellung eines Programms, welches die physikalischen Daten wie Driftzeit und Triggerinformation ausliest und daraus die Driftgeschwindigkeit berechnet, sowie ein Monitorprogramm zur automatischen Überwachung und graphischen Darstellung der Driftgeschwindigkeit. Um eine spätere Kontrolle der Werte zu ermöglichen, sollten die Daten regelmäßig extern gespeichert werden.

4.2 Arbeitsprinzip

Der Hauptbestandteil des Driftzeitmonitors ist eine kleine Driftkammer, die aus einer einzelnen Driftzelle besteht. Diese wird im Abstand von ≈ 1 cm von einer Plexiglasbox umgeben. Das Kammergas durchströmt die gesamte Box, wobei das Gas durch Löcher in den Kathodenwänden in die eigentliche Driftzelle gelangt.

Auf der Driftzelle sind in definiertem Abstand voneinander zwei radioaktive Quellen plaziert. Die durch einen Kollimator begrenzten Zerfallselektronen dringen in die Kammer ein und ionisieren dort das Kammergas. Nach Durchgang durch den Driftraum werden sie mittels zweier Szintillatoren registriert. Deren über einen Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher) verstärktes und gewandeltes Signal liefert den Trigger. Andererseits driften die durch Ionisation entstandenen Elektronen zu den in der Mitte der Driftzelle befindlichen Anodendrähten. Beide Signale (Trigger von den Szintillatoren und Anodensignal) werden von einem TDC (Time to Digital Converter) ausgelesen; dieser ermittelt daraus dann die entsprechende Driftzeit. Man erhält somit ein Driftzeitspektrum, welches zwei Peaks aufweist. Aus deren Abstand läßt sich die Driftgeschwindigkeit innerhalb der Driftzelle (genauer innerhalb des Bereiches, der durch die Meßpositionen vorgegeben ist) berechnen.

In den nächsten Abschnitten wird die Konstruktion des Driftzeitmonitors beschrieben. Es werden sowohl Auswahl und Dimensionierung der wesentlichen Bestandteile dargestellt als auch einige Aspekte des Arbeitsprinzips näher erläutert.

4.3 Konstruktion

Den prinzipiellen Aufbau des Driftzeitmonitors zeigt Abbildung 4.1. Er besteht (wie z.T. schon beschrieben) aus einer Driftkammer, einem zweiteiligen Kollimator, zwei radioaktiven Quellen, zwei Szintillatoren, einem Photomultiplier sowie der notwendigen Verstärker-Elektronik (Vorverstärker, Diskriminatorstufe).

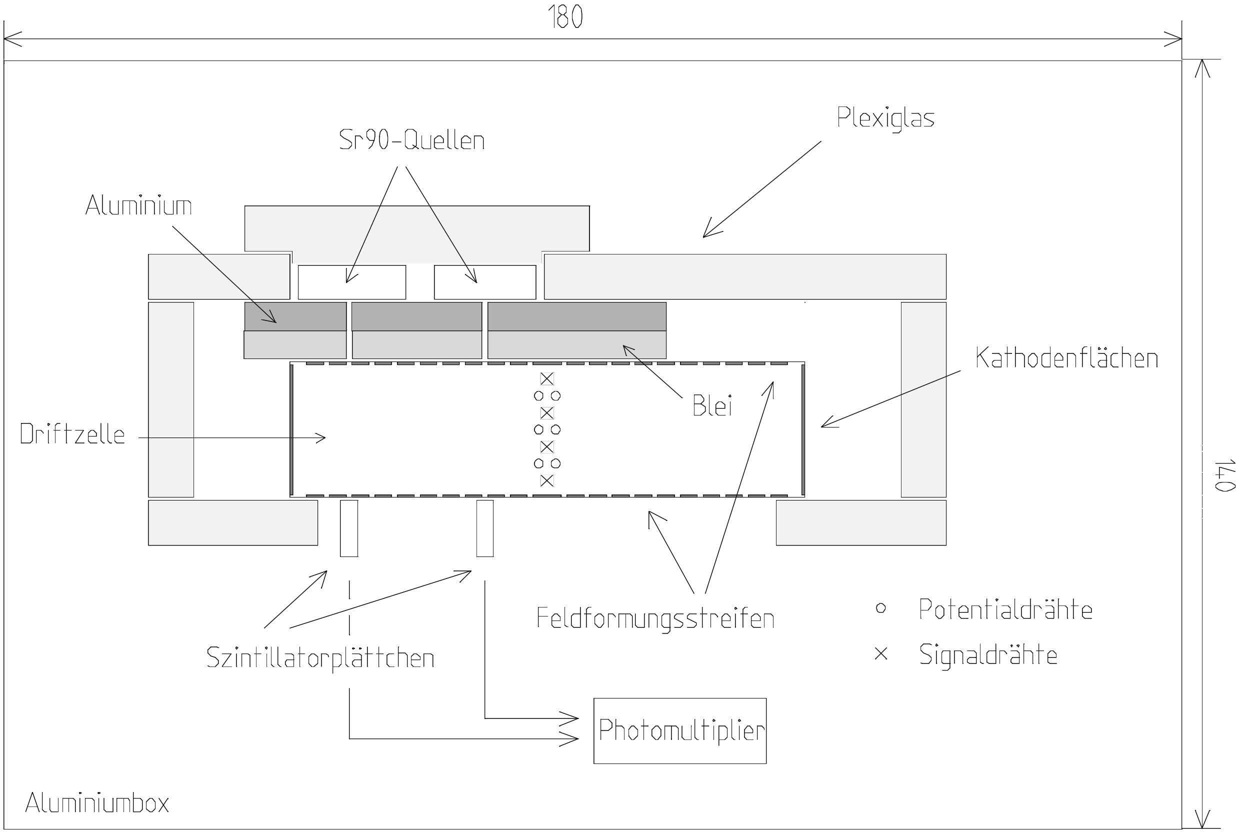


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau des Driftzeitmonitors. Dargestellt ist ein Schnitt durch die Monitorkammer. (Alle Maßangaben in mm.)

Die Auslese und Verarbeitung der Informationen wird von einem TDC und weiterer Ausleseelektronik vorgenommen.
Die radioaktiven Quellen sind nach oben durch einen zusätzlichen Plexiglasdeckel abgeschirmt. Alle Plexiglasteile sind entweder verklebt oder mit Gummidichtungen ausgestattet, so daß der durch die Plexiglaswände begrenzte Raum gasdicht ist.

Der gesamte Driftzeitmonitor wird von einem lichtdicht schließenden Aluminiumkasten ($140 \times 180 \times 620\,\mathrm{mm}^3$) umgeben. Dies ist hauptsächlich erforderlich, um die absolute Abgeschlossenheit der Szintillatoren vom Umgebungslicht zu gewährleisten. Zusätzlich wird damit die Konstruktion, vor allem die Komponente aus Photomultiplier und Szintillator, geschützt, mechanisch wesentlich stabiler, leichter handhabbar und transportabel.

4.3.1 Driftzelle

Die Driftzelle ist 91×24×125 mm^3 groß und besteht aus acht Platten kupferkaschierten Leiterplattenmaterials. Die beiden Seitenflächen bleiben vollständig mit der Kupferschicht überzogen und bilden die Kathoden. Auf den restlichen Platten befinden sich auf den Innenseiten schmale Kupferstreifen (Breite 3 mm), die zur Feldformung im Driftraum dienen. In der Mitte der Driftzelle verlaufen vier Signaldrähte (Abstand 6 mm) und drei Paare Potentialdrähte (Abstand zwischen den Drähten eines Paares 6 mm). Die Signaldrähte bestehen aus einer Wolfram/Rhodium-Legierung und haben einen Durchmesser von 30 μm. Die Potentialdrähte bestehen aus einer Kupfer/Beryllium-Legierung und weisen einen Durchmesser von 127 μm auf. Alle Drähte sind vergoldet, da Gold sehr reaktionsträge ist. Die Anordnung der Drähte ist aus den Abbildungen 4.1 und 4.2 ersichtlich. Vergoldete Wolframdrähte sind gegenüber Alterungserscheinungen sehr resistent, wogegen Widerstandsdrähte (Nickel/Chrom/Aluminium/Kupfer-Legierungen) häufig mit Verunreinigungen des Gases reagieren, was zu drastischen Alterungseffekten führen kann [Grup93]. Kupfer wird hier jedoch nur für die flächigen Kathodenstrukturen und die dickeren Potentialdrähte verwendet, bei denen nicht so hohe Feldstärken wie in unmittelbarer Nähe der wesentlich dünneren Signaldrähte auftreten.
Abbildung 4.2 zeigt eine Ansicht der Driftzelle und des darüber befindlichen Kollimators.

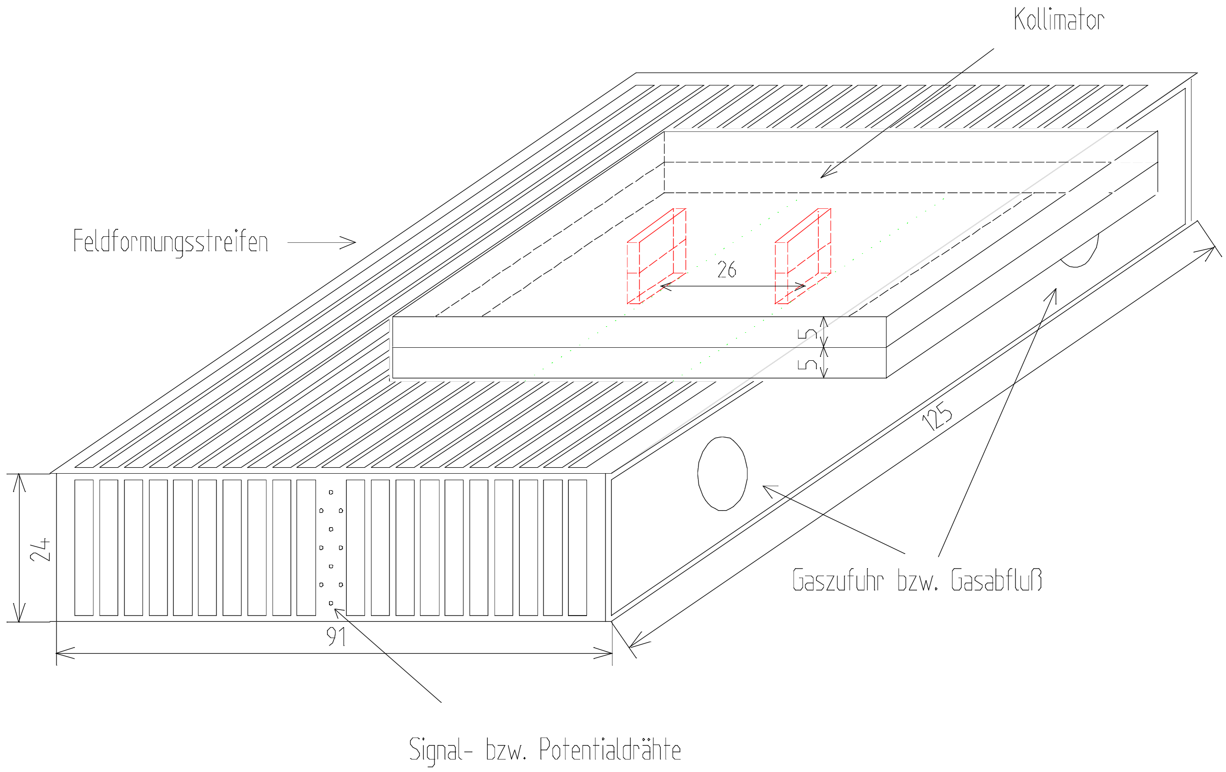


Abbildung 4.2: Außenansicht der Driftzelle und des Kollimators. Dargestellt sind die feldformenden Potentialstreifen sowie die Gaszuführungen in den Kathodenflächen. Außerdem ist die Lage der Schlitze und die Anordnung der Signal- und Potentialdrähte erkennbar. (Alle Maßangaben in mm.)

In der Deckplatte und der Bodenplatte der Driftzelle befinden sich im Abstand von 12 und 38 mm von den Signaldrähten jeweils 0.8 mm breite Schlitze (zwischen je zwei der feldformenden Kupferstreifen). Durch diese dringen die Zerfallselektronen der radioaktiven Quellen ein und treten nach Durchquerung der Driftzelle wieder aus. Da die Bodenplatte eine Außenfläche der Driftkammer bildet, d.h. nicht vollständig innerhalb der Plexiglasbox ist (siehe Abbildung 4.1), mußte die Gasdichtheit wieder hergestellt werden. Zu diesem Zweck wurden alle vier Schlitze mit einer 60 μm starken Kaptonfolie beklebt. Dafür wurde ein zweikomponentiger Epoxidharzklebstoff verwendet. Da das Gas in Driftkammern möglichst rein sein sollte, muß auf Ausgasung der verwendeten Kammermaterialien geachtet werden, d.h. auf die Verunreinigung des Kammergases. Für den Driftzeitmonitor selbst kann der Einfluß der dort verwendeten Materialien außer acht gelassen werden, da das Gas lediglich einmal die Kammer durchfließt und sich somit keine Verunreinigungen ansammeln können.

4.3.2 Die Gasversorgung

Das Driftkammergas durchströmt die gesamte Plexiglasbox. Während Testmessungen in Zeuthen wurde ein in der Zusammensetzung des BC-Gases ($Ar(90\%)CO_2(5\%)CF_4(5\%)$) vorgemischtes Gas verwendet. Die Zuführung erfolgte von der Gasflasche über einen Druckminderer und einen Gasflußregler zur Kammer und von dort über einen „Öl-Bubbler“ ins Freie. Ein Öl-Bubbler ist ein mit zähflüssigem Öl gefülltes kleines Glasgerät. Er stellt sicher, daß keine Luft von außen durch die Abflußleitung in die Kammer eindringt und zeigt durch die austretenden Blasen an, daß das in die Kammer fließende Gas auch durch die Abflußleitung wieder ausströmt. Die Durchflußgeschwindigkeit des Gases liegt normalerweise in der Größenordnung von 0.1 Liter/Minute.
Alle Leitungen bestehen aus Kupferrohr bzw. PU-Schläuchen mit einem Durchmesser von 6 mm. Die Gesamtlänge beträgt ca. 7 Meter.
Ein großer Nachteil bei den Messungen in Zeuthen bestand darin, daß die Gasflasche aus Sicherheitsgründen in einem speziellen Raum stehen mußte, in dem im wesentlichen Außentemperatur herrschte. Große Temperaturschwankungen zwischen Tag und Nacht mußten daher berücksichtigt werden. Auf diese Problematik wird in Kapitel 5 näher eingegangen.
Beim Einbau in Hamburg wurde der Driftzeitmonitor in das Gassystem der Driftkammern integriert. Siehe Kapitel 6 für weitere Details.

4.3.3 Spannungsversorgung und elektrisches Feld

Das elektrische Feld innerhalb der Driftzelle wird von vier verschiedenen Hochspannungen erzeugt. Dies sind die Signaldrahtspannung, die Kathodenspannung, die Spannung des ersten feldformenden Streifens und die Spannung des mittelsten Feldstreifens. Die Kathode und der letzte Feldstreifen sind miteinander verbunden. Die Potentialdrähte liegen auf Massepotential. Diese Spannungen erfüllen verschiedene Aufgaben. Die Signaldrahtspannung bestimmt die Größe der Gasverstärkung. Die Spannung, die am mittelsten Feldstreifen anliegt, bestimmt die Homogenität des Feldes im Gebiet nahe des Signaldrahtes, und die Differenz zwischen Kathodenspannung und der Spannung des ersten feldformenden Streifens definiert den Feldgradienten in der Driftregion und damit die Driftgeschwindigkeit. Eine Spannungsteilerkette sorgt für eine linear abnehmende Spannung an den feldformenden Streifen. Hauptsächlich dadurch wird ein weitgehend homogenes Feld innerhalb des

Driftraumes erzeugt. Technische Details der Spannungsversorgung (Schaltpläne) finden sich im Anhang.
Nach experimentellen Untersuchungen zur Wahl des optimalen Arbeitspunktes (siehe dazu Kapitel 5.1) wurden folgende Spannungswerte für den Dauerbetrieb ausgewählt:

Signaldrahtspannung:	+2180 V
Kathodenspannung:	−2500 V
Spannung des ersten Feldstreifens:	+ 250 V
Spannung des zentralen Feldstreifens:	+ 300 V
Versorgungsspannung des Photomultipliers:	−1400 V

Das durch diese Spannungen erzeugte elektrische Feld zeigt Abbildung 4.3 . Die resultierenden Driftlinien sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

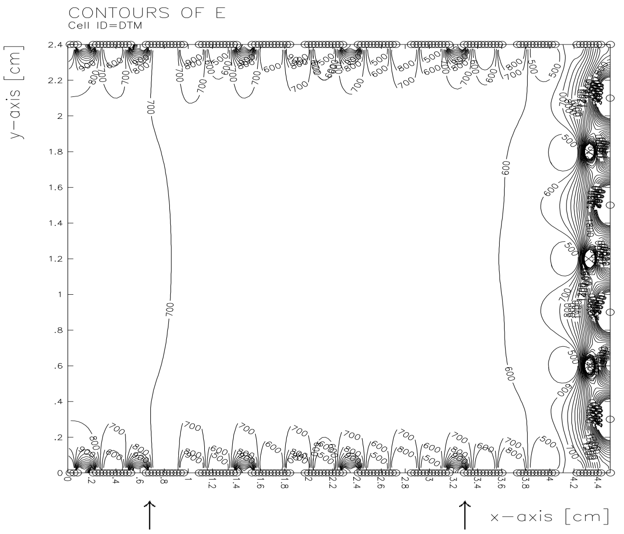


Abbildung 4.3:
Darstellung des elektrischen Feldes innerhalb der Driftzelle, Pfeile markieren die Quellenpositionen (Simulationen mit GARFIELD)

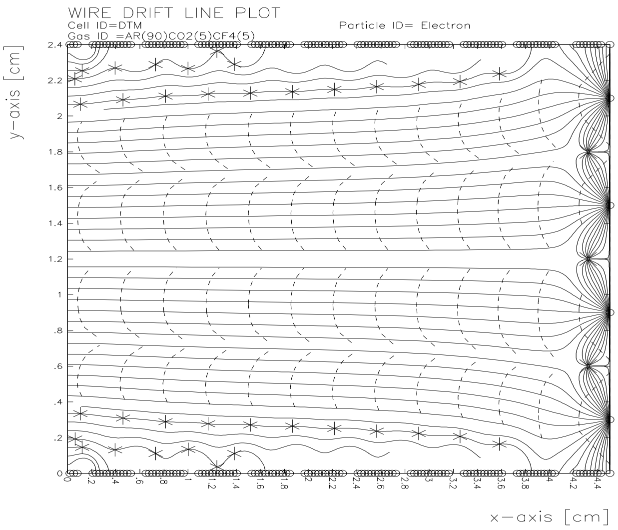


Abbildung 4.4:
Driftlinien und Isochronen (Abstand 50 ns), wie sie sich aus der nebenstehenden Feldverteilung ergeben

Die Position der Schlitze in Driftzelle und Kollimator wurde so gewählt, daß man im Bereich des homogenen elektrischen Feldes liegt, aber gleichzeitig eine maximale Driftstrecke zur Verfügung hat. Die Abbildung 4.3 zeigt insbesondere, daß der durch die Position der ersten Quelle definierte Ort im Abstand von 12 mm vom Signaldraht (rechte Pfeilposition) sich nicht mehr im sogenannten Nahbereich um den Signaldraht mit einem hochgradig inhomogenen Feld befindet. Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist somit sehr stabil möglich, da durch die Differenzbildung der beiden gemessenen Driftzeiten der Einfluß des Bereiches mit einem inhomogenen elektrischen Feld vollständig eliminiert ist.

Bei allen durchgeführten Untersuchungen wurde das elektrische Feld jeweils aus den angelegten Hochspannungen und der Kammergeometrie mittels GARFIELD berechnet.

Die Bereitstellung der Hochspannungen für die Kathoden, die Signaldrähte und den Photomultiplier erfolgt durch drei HV-Module der Firma C.A.E.N., die der übrigen beiden Spannungen durch ein Vierkanal-HV-Gerät der Firma Wenzel Elektronik.

4.3.4 Szintillatoren

Die Szintillatoren haben die Aufgabe, den Teilchendurchgang durch die Driftzelle zu detektieren, das heißt, sie bestimmen den Beginn der Driftzeitmesssung. Bei der Auswahl des geeignetsten Konzeptes spielt die mögliche Lichtausbeute die entscheidende Rolle, da diese die Effektivität der Messung bestimmt.

Es wurden zwei unterschiedliche Konzepte untersucht, und zwar die Verwendung

- zweier Bündel aus je fünf szintillierenden Fasern,
- zweier Szintillatorplättchen, die an einen Lichtleiter gekoppelt sind.

Dabei wurde das Hauptaugenmerk auf die szintillierenden Fasern gerichtet.

In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise von szintillierenden Fasern (bzw. organischer Szintillatoren allgemein) sowie der Mechanismus der Lichtleitung beschrieben. Danach werden die Untersuchungen bezüglich der beiden genannten Varianten und deren Ergebnisse erläutert.

Lichterzeugung in organischen Szintillatoren

Der Szintillationsmechanismus bei organischen Szintillatoren beruht im wesentlichen auf der Anregung von Molekülspektren. Organische Szintillatoren bestehen im allgemeinen aus drei Komponenten:

- Ein primärer Fluoreszenzstoff wird durch den Energieverlust von Teilchen angeregt. Beim Zerfall der entsprechenden Zustände wird ultraviolettes Licht emittiert, dessen Absorptionslänge jedoch sehr kurz ist (einige mm). Das heißt, der Fluoreszenzstoff ist für sein eigenes Licht nicht transparent.
- Ein Wellenlängenschieber ist für die Weiterleitung des Lichtes erforderlich. Dies ist ein zweiter fluoreszierender Stoff, der das primäre Fluoreszenzlicht absorbiert und Licht geringerer Frequenz wieder emittiert. (Die Wellenlänge des UV-Lichtes wird ins Grüne oder Blaue verschoben.) Dabei muß der Absorptionsbereich des Wellenlängenschiebers an die Wellenlänge des primär emittierten Lichts und der Emissionsbereich an die spektrale Empfindlichkeit des zur weiteren Signalverarbeitung verwendeten Photomultipliers angepaßt sein.
- Die dritte Komponente ist eine Trägersubstanz. Dies kann entweder eine organische Flüssigkeit sein, oder die beiden fluoreszierenden Komponenten werden mit einem organischen Material zu einer polymerisierenden Substanz vermischt. Aufgrund der Eigenschaften dieser Trägersubstanz (z.B. Polystyrol, Polyvinyltoluol oder Plexiglas (=Polymethylmethacrylat)) lassen sich fast beliebige Geometrien von Szintillatoren herstellen.

In Abbildung 4.5 ist der Szintillationsmechanismus schematisch dargestellt [Saul93]. Die verwendeten Fluoreszenzstoffe basieren alle auf dem Benzenmolekül, wobei dessen π-Elektronen die Grundlage des Szintillationsmechanismus bilden. Die π-Elektronenwolke kann durch Energieabsorption in angeregte Singlett- und Triplettzustände versetzt werden.
Durch strahlungslose Übergänge erfolgt die Abregung auf das S_1-Niveau (innerhalb von $\approx 10^{-11}\,\mathrm{s}$) bzw. T_1-Niveau und von dort unter Aussendung von Szintillationslicht,

fluoreszierend oder phosphoreszierend, zum Grundzustand. Da die Emission des Phosphoreszenzlichtes wesentlich später (≈ 0.1 ms nach Anregung) als die des Fluoreszenzlichtes (≈ 1 ns) erfolgt, wird das Phosphoreszenzlicht in der Regel nicht mit ausgelesen.

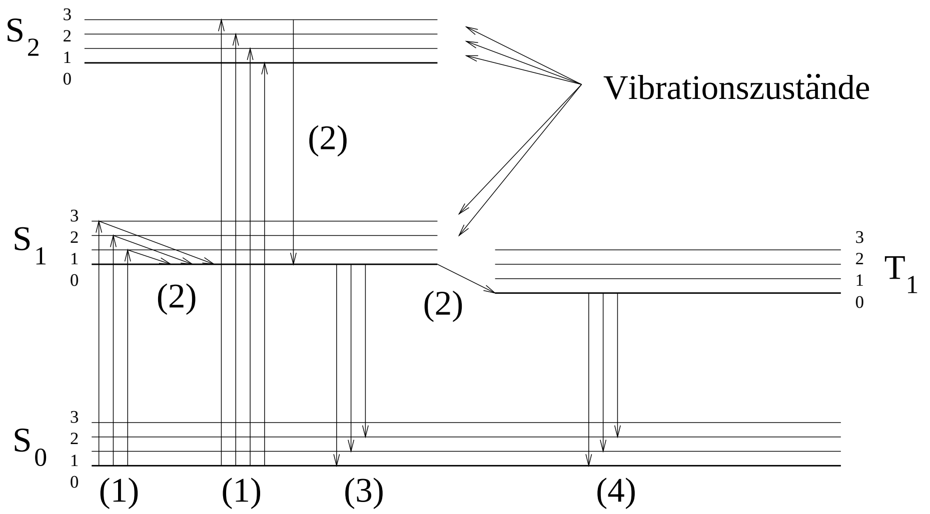


Abbildung 4.5: Szintillationsmechanismus. Energieniveaus der π-Elektronen. (1) Energieabsorption, (2) strahlungslose Übergänge, (3) Fluoreszenz, (4) Phosphoreszenz

Die Hauptmerkmale organischer Szintillatoren sind sehr kurze Abklingzeiten im Bereich von 1 ns bis 10 ns und eine relativ geringe Lichtausbeute, die bei ca. 1/5 derjenigen anorganischer Szintillatoren liegt.

Szintillierende Fasern sind organische Szintillatoren, die im allgemeinen aus einem Kern (typische Durchmesser 50 μm bis 1.5 mm) und einem Mantel (Dicke ≤ 20 μm) bestehen, siehe Abbildung 4.6.

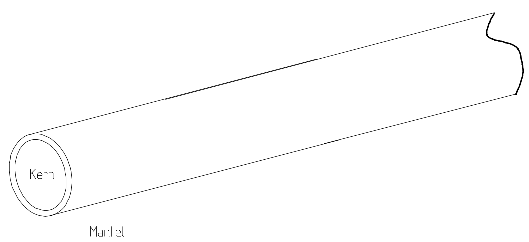


Abbildung 4.6: Mechanischer Aufbau einer szintillierenden Faser

Lichtleitung in szintillierenden Fasern und Lichtleitern

Die Lichtleitung in szintillierenden Fasern und Lichtleitern beruht auf demselben Prinzip (siehe Abbildung 4.7). Plastiklichtleiter bestehen aus den gleichen Kunststoffen wie die oben erwähnten Trägermaterialien bei organischen Szintillatoren, enthalten jedoch keine fluoreszierenden Stoffe. (Glasfasern sollen hier nicht weiter betrachtet werden.) Das in einem Punkt der Faser erzeugte oder eingekoppelte Licht wird teilweise durch Totalreflexion innerhalb der Faser weitergeleitet. Geht Licht von einem optisch dichteren Medium (Brechungsindex n_1) in ein optisch dünneres Medium (Brechungsindex n_2) über, so kommt es bei Einfallswinkeln $\theta > \theta_g$ mit

$$\theta_g = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \qquad (n_1 > n_2) \tag{4.1}$$

zur Totalreflexion.

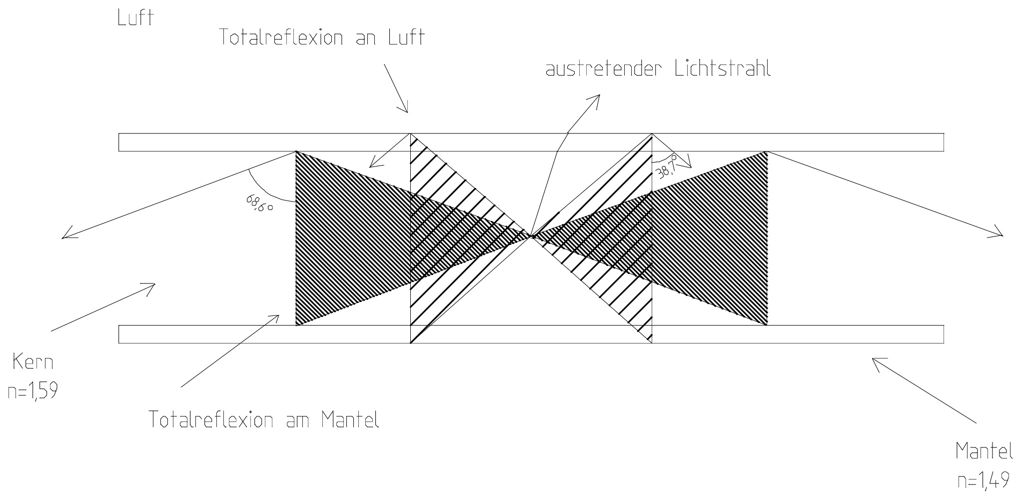


Abbildung 4.7: Prinzip der Lichtleitung durch Totalreflexion. Die angegebenen Brechungsindizes sind typische Beispielwerte.

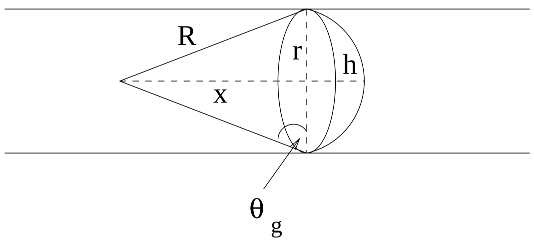
Totalreflexion tritt sowohl an der Grenzfläche Mantel-Kern als auch an der Grenzfläche Mantel-Luft auf. Sind die Fasern zusätzlich noch mit einer lichtundurchlässigen äußeren Schicht (EMA = Extra Mural Absorber) versehen, die dicht auf dem Mantel der Faser aufgetragen ist, so wird die Totalreflexion an der Grenzschicht Faser-Luft verhindert, und die Lichtausbeute verringert sich. Gleichzeitig wird dadurch aber ein Übersprechen zwischen benachbarten Fasern vermieden.

Insgesamt wird von szintillierenden Fasern nur ein geringer Bruchteil der isotrop emittierten Photonen weitergeleitet. Dieser Bruchteil ε läßt sich nach folgender Formel bestimmen:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n_{\mathrm{Mantel}}}{n_{\mathrm{Kern}}}\right) . \tag{4.2}$$

Für $n_{\mathrm{Mantel}} = 1.49$ und $n_{\mathrm{Kern}} = 1.59$ ergibt sich $\varepsilon = 0.031$ (3.1 %).

Die Größe von ε in Formel (4.2) ergibt sich wie folgt (siehe Skizze):



$V = \frac{2}{3}\pi h R^2$ (Volumen des Kugelsektors)
$R = x + h$
$\sin\theta_g = \frac{x}{R} = \frac{n_{\mathrm{Mantel}}}{n_{\mathrm{Kern}}}$ (nach Gleichung (4.1))
$\varepsilon = \frac{V}{V_{\mathrm{Kugel}}} = \frac{1-\sin\theta_g}{2}$

$\Rightarrow$ Gleichung (4.2)

Einsatz szintillierender Fasern als Trigger für den Driftzeitmonitor

Bei dieser Triggervariante wurden zwei Bündel mit je fünf szintillierenden Fasern aus Bicron BCF-12 mit einer Länge von 20 cm und einem Durchmesser von 1 mm verwendet. Die Manteldicke beträgt 5 μm. Die Fasern sind an beiden Enden poliert. Jedes Bündel ist in schwarzem Schrumpfschlauch lichtdicht verpackt. Auf der Kammerseite sind die Fasern in eine Halterung aus Plexiglas in zwei Reihen (5×1) eingeklebt (Abstand 26 mm, entsprechend dem Abstand der Schlitze). Dieser Stecker ist an der Plexiglasbox der Driftkammer angeschraubt, und seine exakte Positionierung wird durch 2 zusätzliche Paßstifte gewährleistet. Die anderen Enden der Fasern sind in einen Zylinder aus schwarzem PVC eingeklebt, der als Maske dient und direkt auf der Photokathode des Photomultipliers aufliegt. Der Lichtverlust bei diesem Kontakt wird durch die zusätzliche Verwendung optischen Fettes begrenzt.

Die Fasern müssen aus Platzgründen etwas gebogen werden. Bei nicht gebogenen Fasern unterliegt Licht, welches einmal totalreflektiert wurde, stets weiterhin der Totalreflexion. Bei Biegungen geht ein bestimmter Anteil des Lichtes verloren, da sich der Auftreffwinkel im Gegensatz zur Situation bei geraden Fasern bei jeder Reflexion ändert. Dieser Verlust ist jedoch vernachlässigbar, falls der Krümmungsradius groß gegenüber dem Durchmesser der Faser und damit die jeweilige Winkeländerung vernachlässigbar ist. Dieser Fall ist beim Driftzeitmonitor gegeben; der Biegeradius beträgt etwa 5 cm. Aufgrund der Biegung ist auch das Auftreten von Alterungseffekten möglich; Risse im Fasermantel können die Lichtausbeute erheblich schwächen.

Durch elastische Stöße der Photonen an den Molekülen (Rayleigh-Streuung) erfolgt weiterhin eine Abschwächung des Lichtes. Für die Intensität des Lichtes gilt:

$$I(x) \sim e^{-x/L} \,. \tag{4.3}$$

Dabei ist x der zurückgelegte Weg und L die sogenannte Abschwächlänge, bei der die Anfangsintensität auf 1/e abgefallen ist. Da Lichtleiter im allgemeinen größere Abschwächlängen als szintillierende Fasern haben, wurde erwogen, eine Kombination aus beidem zu verwenden. Jedoch zeigten Untersuchungen der Zeuthener Faserdetektorgruppe ([Lüde94], [Bähr93]), daß bei so kurzen Fasern die Verluste an der Verbindungsstelle zwischen beiden Komponenten den Intensitätsgewinn wieder aufheben, siehe Tabelle 4.1 für genaue Daten. Deshalb wurde diese Variante nicht realisiert.

	Standardprobe (200 mm szintillierende Faser)	Kombination aus Szintillator und Lichtleiter (65 mm sz. Faser + 135 mm Lichtleiter)			
		geklebt		thermisch verschmolzen	
Szintillator-material	A	A	(T)	A	(T)
Bicron BCF-12	308	242	(0.79)	240	(0.78)
Polhitech 42	306	298	(0.97)	316	(1.03)

Tabelle 4.1: Ergebnisse von Amplitudenmessungen für 20 cm lange szintillierende Fasern und einer Kombination aus szintillierender Faser und Lichtleiter mit der gleichen Gesamtlänge und zwei unterschiedlichen Verbindungsarten ([Lüde94], [Bähr93]). (A ist die Amplitude in willkürlichen Einheiten, T = $A_{sz.+ll.}/A_{sz.}$)

Schließlich wurden Testmessungen durchgeführt, um zu prüfen, ob szintillierende Fasern, die stirnseitig mit Elektronen bestrahlt werden, überhaupt ausreichend Licht produzieren, daß dies von der nachfolgenden Elektronik registriert werden kann. Zu diesem Zweck wurde eine Probe von 5 szintillierenden Fasern vermessen. Abbildung 4.8 zeigt die verwendete Versuchsanordnung.

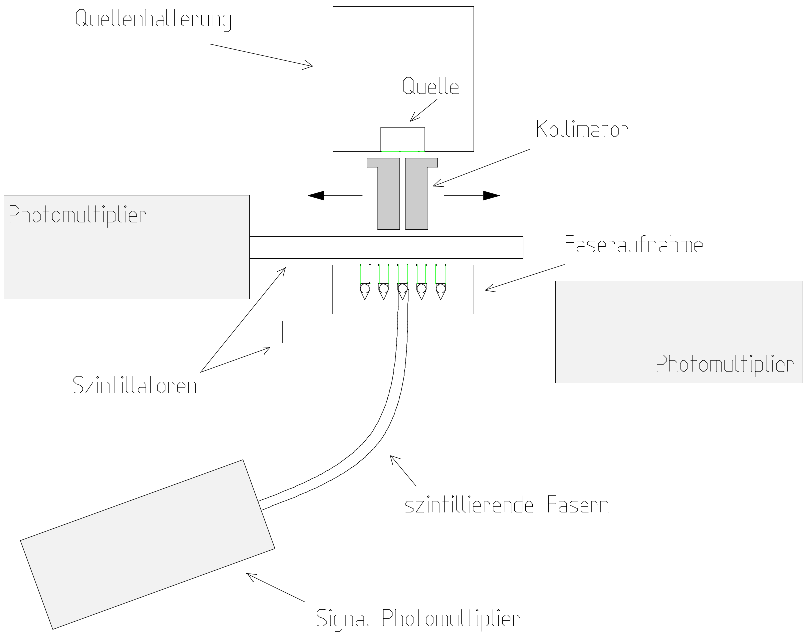


Abbildung 4.8: Versuchsanordnung zur Messung der erreichbaren Lichtausbeuten von szintillierenden Fasern. Die gesamte Anordnung befand sich in einem lichtdichten Kasten. Die Fasern „zeigen“ stets in die Zeichenebene.

Die Fasern wurden von einer β-Quelle (^{106}Ru, 30 MBq) von drei unterschiedlichen Positionen aus bestrahlt (jeweils nur eine Faser gleichzeitig). Der Signal-Photomultiplier (XP1911) registriert das Szintillationslicht und wird über einen ADC ausgelesen.

(a) Bei der ersten Messung strahlt die Quelle vertikal von oben auf die Fasern, wie es der Darstellung in Abbildung 4.8 entspricht. Das Signal der Fasern wird vom Signal-Photomultiplier in Koinzidenz mit den beiden oberhalb und unterhalb der Fasern befindlichen Photomultipliern registriert. Die Aussparungen in der Faserhalterung sind 12 mm$\times$1 mm groß. Die Höhe des Kollimators beträgt 31 mm.

(b) Die Quelle strahlt horizontal auf die Fasern (Quellenpostion ist gegenüber der Abbildung 4.8 um 90° gedreht); die Elektronen dringen stirnseitig in die Fasern ein. Der Abstand Quelle-Faser beträgt 28 cm.

(c) Die Quelle befindet sich in der gleichen Lage wie bei (b), aber der Abstand Quelle-Faser beträgt jetzt 5 cm. Damit entspricht diese Variante etwa der Anordnung, wie sie beim Driftzeitmonitor gegeben ist.

Da bei den Anordnungen (b) und (c) nicht in Koinzidenz mit den beiden dafür vorgesehenen Photomultipliern gemessen werden kann, wurde bei allen drei Varianten jeweils ein ADC-Spektrum ohne Quelle und eines mit Quelle aufgenommen, die dann für eine Einschätzung der Lichtausbeute voneinander subtrahiert wurden. Die Ergebnisse der Messungen zeigt Abbildung 4.9 für eine Faser. Die Vermessung der anderen Fasern lieferte ein analoges Ergebnis.

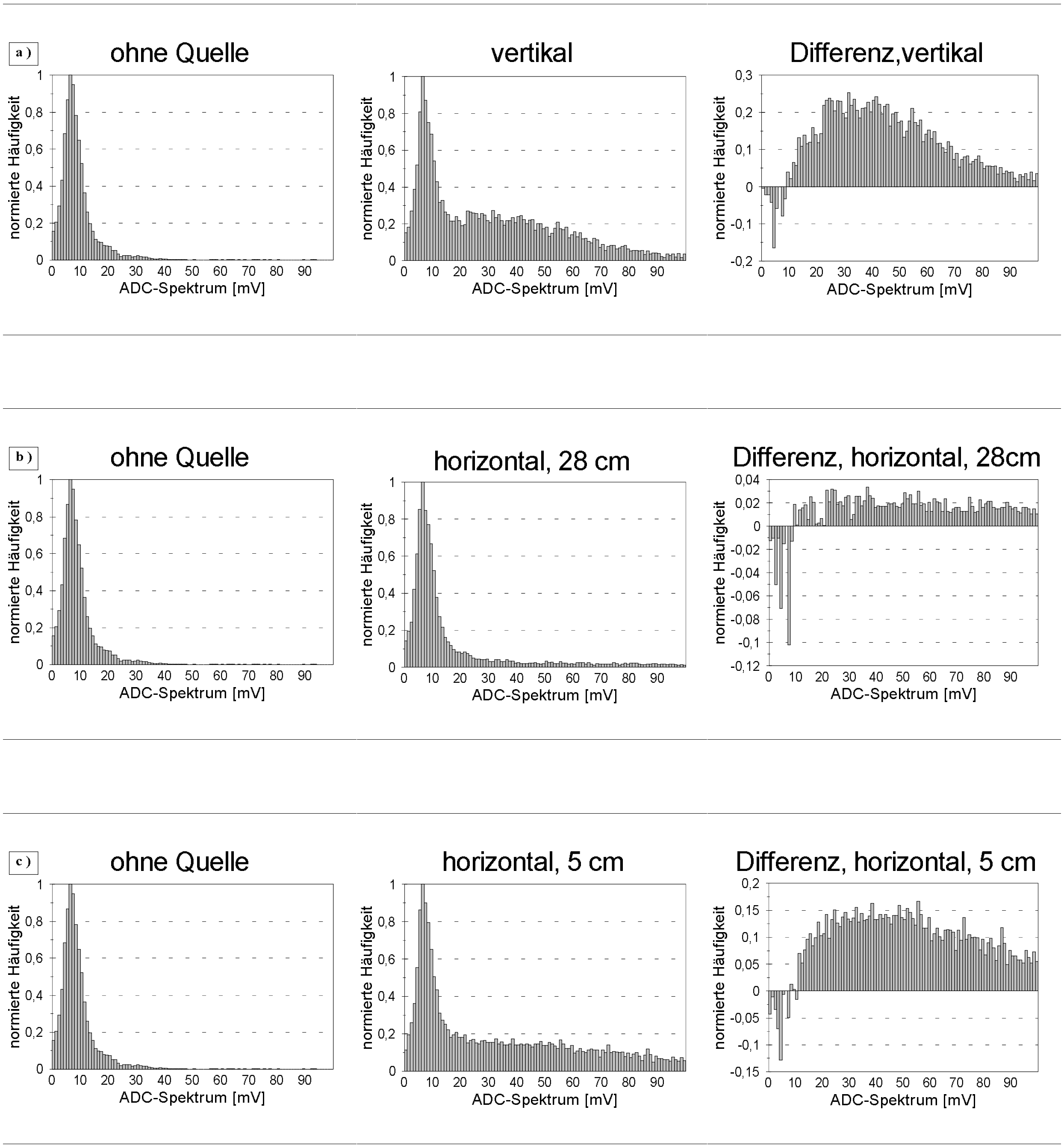


Abbildung 4.9: Ergebnisse der Fasermessung. Dargestellt ist jeweils das ADC-Spektrum für eine Messung ohne Quelle (der Peak entspricht den Rauschpulsen), eine Messung mit Quelle sowie die Differenz dieser beiden Spektren, d.h. das reine Fasersignal. Die Spektren sind auf 1 normiert, um die einzelnen Messungen miteinander vergleichen zu können. (Die negativen Werte sind durch statistische Schwankungen zwischen den einzelnen Messungen bedingt.)

Aus den obigen Diagrammen folgt, daß bei stirnseitigem Beschuß der Fasern und einem Abstand von 5 cm zwischen Quelle und Faser etwa genauso viele Signale gemessen wurden wie bei vertikaler Einstrahlung. Dagegen liegt die Lichtausbeute bei einem Abstand von 28 cm nur noch bei weniger als 1/5 dieses Wertes.

Aufgrund dieser Untersuchungen wurde bei sämtlichen Testmessungen in Zeuthen die hier beschriebene Szintillatorvariante mit 2×5 Fasern verwendet, wobei allerdings die Photomultpliersignale zusätzlich noch verstärkt wurden.

Einsatz einer Kombination aus Szintillatorplättchen und Lichtleiter als Trigger für den Driftzeitmonitor

In einer späteren Versuchsphase (nach dem Einbau in Hamburg) wurde noch eine weitere Szintillatorvariante getestet: An die Enden eines gabelförmigen Lichtleiters werden kleine Szintillatorplättchen geklebt. Abbildung 4.10 zeigt eine Skizze davon.

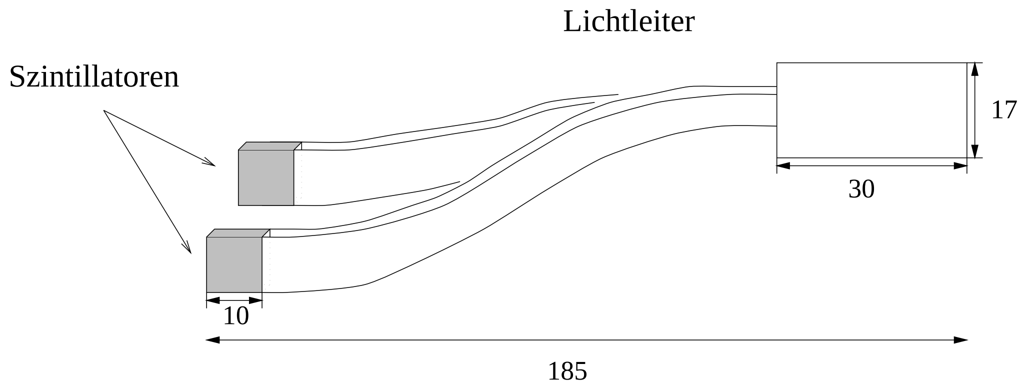


Abbildung 4.10: Konstruktionsskizze der zweiten Szintillatorvariante (Maßangaben in mm)

Für eine Optimierung der Lichtausbeute wurden die Stirnflächen der Szintillatorplättchen verspiegelt und anschließend Lichtleiter und Szintillator mit Mylarfolie umwickelt. Zur Abschirmung gegen Umgebungslicht dient eine Schicht aus schwarzem Spezialpapier sowie die Beklebung mit schwarzem Klebeband. Der Kontakt zwischen Lichtleiter und Photokathode wird hier ebenfalls durch die Verwendung von optischem Fett verbessert.

Diese Variante weist zwei Vorteile auf. Erstens ist die Konstruktion mechanisch wesentlich stabiler als die zuerst beschriebene, und zweitens ist die Lichtausbeute hoch genug, um auf eine weitere Verstärkung des Photomultipliersignals verzichten zu können. Im Gegensatz zu der Faservariante werden hier auch keine durch Biegung entstandenen Alterungseffekte eine Schwächung der Lichtausbeute verursachen. Deshalb wird für den jetzigen Dauerbetrieb des Driftzeitmonitors dieser Szintillatoraufbau verwendet.

Das vom Szintillator produzierte Licht wird von einem XP1911 Photomultiplier ausgelesen. Dieser liefert dann das Common-Stop-Signal für den TDC (siehe Kapitel 4.6).

4.3.5 Kollimator

Damit eine exakte Messung der Driftgeschwindigkeit erfolgen kann, ist es notwendig, die Orte des Teilcheneinfalls möglichst stark und exakt zu begrenzen, da dies die Breite der zu messenden Verteilung der Driftzeiten direkt bestimmt. Zu diesem Zweck dient der Kollimator. Die Schlitze im Kollimator sind 0.8 mm breit und 10 mm lang. Elektronen, die nicht diese Öffnungen passieren, sollen vollständig abgeschirmt werden.

Bei der Auswahl des passenden Materials muß berücksichtigt werden, daß bei Abschirmung der primären β-Strahlung zusätzlich Bremsstrahlung entsteht, die eine wesentlich geringere Abschwächung erfährt. Die Energie der Bremsstrahlungsphotonen reicht dabei von Null bis zur Maximalenergie der β-Quelle. Da die Intensität der Bremsstrahlung mit wachsender Ordnungszahl des Targetmaterials zunimmt (siehe Gleichung (3.4)), kann eine optimale Abschirmung von β-Strahlung durch eine Kombination zweier verschiedener Absorbermaterialien erreicht werden. Die der Strahlungsquelle zugewandte Schicht soll aus einem Material mit möglichst niedriger Ordnungszahl bestehen. Ihre Dicke soll etwas größer als die maximale Reichweite der β-Teilchen sein. In dieser Schicht werden die Elektronen restlos absorbiert, wegen der niedrigen Ordnungszahl entsteht dabei relativ wenig Bremsstrahlung. Die Bremsstrahlung wird in einer zweiten Schicht, einem Material mit möglichst hoher Ordnungszahl, geschwächt.

Beim Driftzeitmonitor sollte, wenn möglich, der zwischen Driftzelle und Plexiglasbox zur Verfügung stehende Platz von 10 mm zur Abschirmung der Strahlung ausreichen. Die abzuschirmende Strahlung stammt von zwei Strontium-Quellen ^{90}Sr mit einer Maximalenergie von $E_{\max} = 2.283\,\mathrm{MeV}$ (siehe Kapitel 4.4). Als Material mit niedriger Ordnungszahl bieten sich im allgemeinen Plexiglas und Aluminium an. Die maximale Reichweite $R_{\max}$ kann nach folgender Formel abgeschätzt werden [Schu83]:

$$\frac{R_{\max}}{\mathrm{g/cm^2}} = 0.542\,\frac{E_{\max}}{\mathrm{MeV}} - 0.133 \quad \text{für} \quad E_{\max} > 0.8\,\mathrm{MeV}\ . \tag{4.4}$$

Hierbei ist $E_{\max}$ die Maximalenergie des β-Strahlers. Die notwendige Dicke ergibt sich aus $D = R_{\max}/\rho$ für

$$\begin{array}{l} \text{Aluminium } (Z = 13,\ \rho = 2.7\ \mathrm{g/cm^3})\ \text{ zu }\ D = 4.1\,\mathrm{mm} \\ \text{Plexiglas } (Z = 7.25,\ \rho = 1.16\ \mathrm{g/cm^3})\ \text{ zu }\ D = 9.5\,\mathrm{mm}\ . \end{array}$$

Zusätzlich findet man in der Literatur auch tabellierte Werte. Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit der maximalen Reichweite von der Maximalenergie. Hier wird auch der Wert von $\approx 4\,\mathrm{mm}$ für die maximale Reichweite von β-Strahlung mit einer Maximalenergie von 2.283 MeV in Aluminium bestätigt.
Da nur 10 mm für die Gesamtdicke des Kollimators zur Verfügung stehen, wurde für die den Quellen zugewandte Seite eine 5 mm dicke Aluminiumschicht gewählt.

Für die Abschirmung entstandener Bremsstrahlung wird üblicherweise Blei ($Z = 82$) verwendet (noch stärker abschirmende Materialien wie Wolfram und Uran sind i.a. zu teuer). Da γ-Strahlung keine endliche Reichweite besitzt und man demzufolge keine Schichtdicke angeben kann, nach der die γ-Strahlung vollständig absorbiert ist, richtet sich die Dicke der Schicht nach dem zulässigen Wert der Strahlenexposition hinter der Abschirmung. In Abbildung 4.12 sind Zehntelwertschichtdicken für verschiedene Materialien aufgetragen.

Das sind diejenigen Schichtdicken, nach denen die Dosisleistung der Strahlenquelle auf ein Zehntel reduziert wurde.

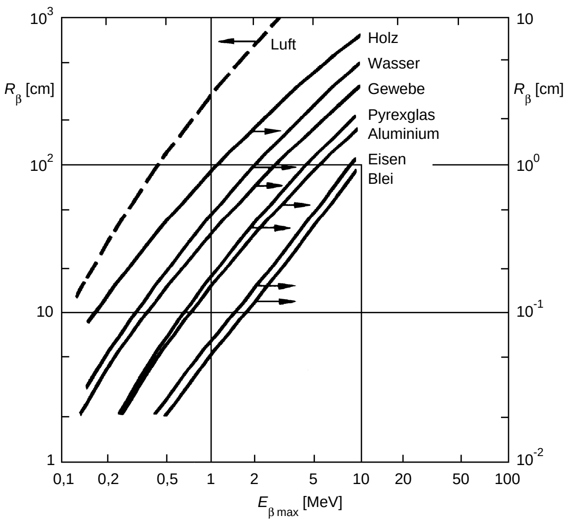


Abbildung 4.11:
Reichweite von β-Strahlung in verschiedenen Materialien in Abhängigkeit von der maximalen β-Energie [Dörs92]

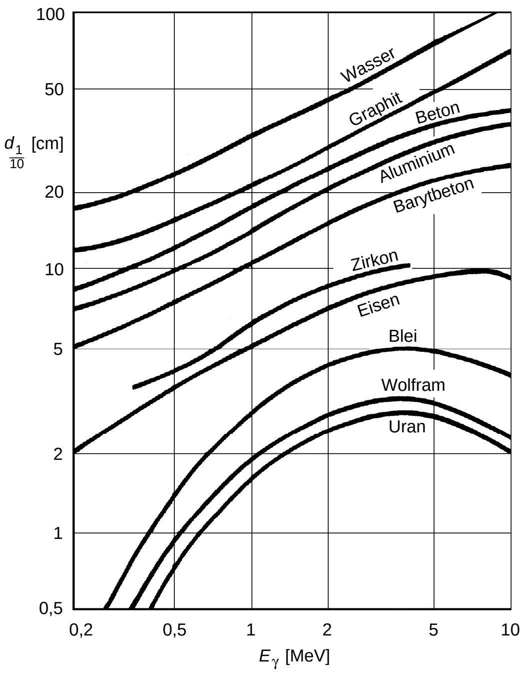


Abbildung 4.12:
Zehntelwertschichtdicken für verschiedene Abschirmmaterialien in Abhängigkeit von der Photonenenergie [Dörs92]

Es wurde zunächst eine 5 mm dicke Bleischicht gewählt, entsprechend den noch verbliebenen 5 mm Platz. Dies erwies sich im Experiment als ausreichend.
Aus den Gleichungen (3.1) und (3.4) kann man das Verhältnis des Energieverlustes durch Bremsstrahlung zu demjenigen durch Ionisation zu

$$T = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{brems.}} \Bigg/ \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{ionis.}} \approx \frac{Z \cdot E}{580\,\mathrm{MeV}} \qquad (4.5)$$

bestimmen. Für Aluminium und $E_{\mathrm{max}} = 2.283$ MeV ergibt sich $T = 0.05$, das heißt, es wird nur ein sehr geringer Bruchteil der Energie in Bremsstrahlung umgewandelt. Bei experimentellen Untersuchungen mit einem reinen Plexiglaskollimator wurde jedoch eine nach wie vor sehr hohe Zählrate gemessen. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß die meisten Bremsstrahlungsphotonen relativ niederenergetisch sind und sich deshalb von einer 5 mm starken Bleischicht ausreichend schwächen lassen. Nach Abbildung 4.12 wird die Dosisleistung von Photonen mit Energien kleiner ≈ 0.3 MeV auf ein Zehntel reduziert.
Oberhalb der Quellen befindet sich ein 10 mm starker Plexiglasdeckel, der zusätzlich zu den Quellenkörpern selbst zur Abschirmung der Strahlung nach außen dient.

Bei Messungen der Strahlenbelastung in unmittelbarer Umgebung der Quellen wurde eine maximale Äquivalentdosisleistung von 7 μS/h gemessen. Der zulässige Höchstwert beträgt 8 μS/h. Damit ist die Abschirmung nach außen ausreichend.

4.4 Die radioaktiven Quellen

Auswahl der Quellen und Eigenschaften von β-Strahlern

Für den Driftzeitmonitor werden als Quelle der ionisierenden Teilchen β-Strahler eingesetzt.

Minimalionisierende Elektronen erzeugen in Argon im Durchschnitt 30 Elektronen pro cm durch Primärionisation. Niederenergetische Photonen von γ-Strahlern setzen dagegen nur jeweils ein Elektron mittels Photoeffekt frei. Da aber, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, im Proportionalmodus die Signalhöhe proportional zur Anzahl der primär erzeugten Elektronen ist, eignen sich β-Quellen besser für die geplante Anwendung.

β-Strahler besitzen ein kontinuierliches Energiespektrum, welches durch die Angabe der Maximalenergie charakterisiert wird. Bei der Auswahl der am besten geeigneten Quellenart ist man an hohen Maximalenergien und damit an großen Reichweiten interessiert. Außerdem ist es sehr vorteilhaft, einen reinen β-Strahler zu verwenden, da man sich dann um die schwierige Abschirmung der γ-Strahlen außerhalb des Kollimators nicht zu kümmern braucht. Aufgrund dieser Überlegungen wurde ein Strontium/Yttrium-Präparat ausgewählt.

Das radioaktive Isotop ^{90}Sr zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28.5 Jahren über einen reinen β-Zerfall zu Yttrium, wobei Elektronen mit einer maximalen Energie von 0.546 MeV erzeugt werden. ^{90}Y zerfällt wiederum durch einen β-Prozeß zu Zirkonium und setzt dabei Elektronen mit einer Maximalenergie von 2.283 MeV frei. Es werden dabei keine γ-Quanten emittiert. Eine Sr-Quelle bietet zusätzlich den Vorteil, daß man aufgrund der großen Halbwertszeit des ersten Zerfallsprozesses auch bei einem Langzeiteinsatz kein Nachlassen der Aktivität berücksichtigen muß .
Im Vergleich mit Strontium hat Ruthenium (^{106}Ru, $E_{\max} = 3.54\,\mathrm{MeV}$) zwar eine höhere Maximalenergie, aber auch eine wesentlich kürzere Halbwertszeit (1 Jahr). Außerdem emittiert es auch einen gewissen Anteil γ-Strahlung.
Während der Experimentierphase in Zeuthen stand nur *eine* Strontium-Quelle mit einer Aktivität von 185 MBq zur Verfügung, so daß bei einer Reihe von experimentellen Untersuchungen nur Driftzeiten für jeweils eine Position gemessen und noch keine Driftgeschwindigkeiten bestimmt werden konnten. Abbildung 4.13 zeigt das Zerfallsschema für Strontium sowie das für Ruthenium.

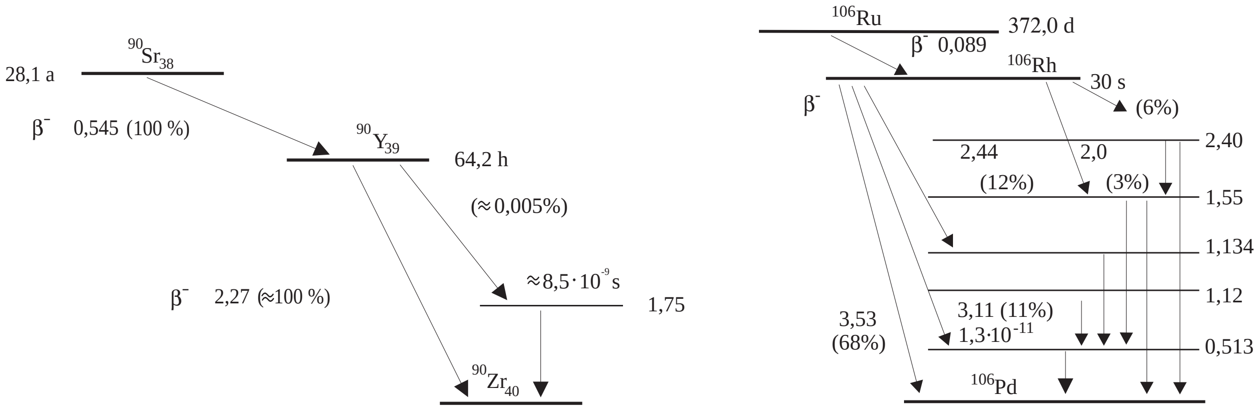


Abbildung 4.13: Zerfallsschemata von ^{90}Sr (links) und ^{106}Ru (rechts) [Herf86] (Energieangaben in MeV)

Für die Quellen wurden zwei zylindrische Trägerkörper sowie eine Quellenhalterung hergestellt. Abbildung 4.14 zeigt die technischen Konstruktionszeichnungen dazu.

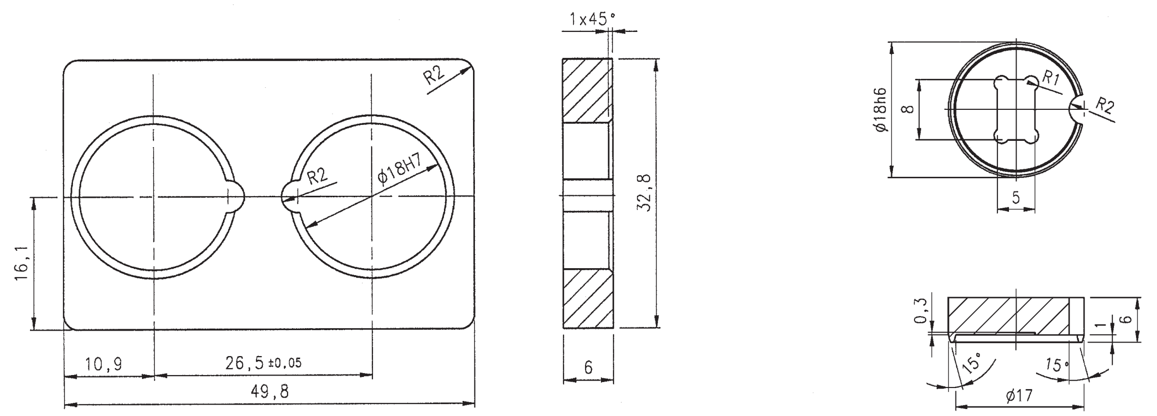


Abbildung 4.14: Quellenhalterung (links) und der Trägerzylinder (rechts)

In die Trägerkörper wurde dann industriell eine radioaktive Folie eingeklebt, die eine aktive Fläche von $5 \times 1.5\,\mathrm{mm}^2$ aufweist. Die so hergestellten Quellen besitzen eine Aktivität von jeweils 10 MBq, und es werden Triggerraten von maximal 300 Hz erreicht (pro Quelle).

4.5 Messung der Umgebungsparameter

4.5.1 Temperatursensoren

Die Driftgeschwindigkeit ist nach Gleichung (3.13) von der Temperatur und dem Druck in der Kammer abhängig. Um den Einfluß von Temperaturschwankungen berücksichtigen zu können, wurden in die Gaszuleitung und die Gasabflußleitung jeweils ein Temperatursensor integriert. Außerdem sollten dadurch Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit ermöglicht werden. Die Sensoren wurden, wie es Abbildung 4.15 zeigt, in ein kurzes Kupferrohrstück mit zweikomponentigem Epoxydharzklebstoff eingegossen, welches dann in einen Anschluß eines T-förmigen Gasverbindungsstückes eingeschraubt wird.

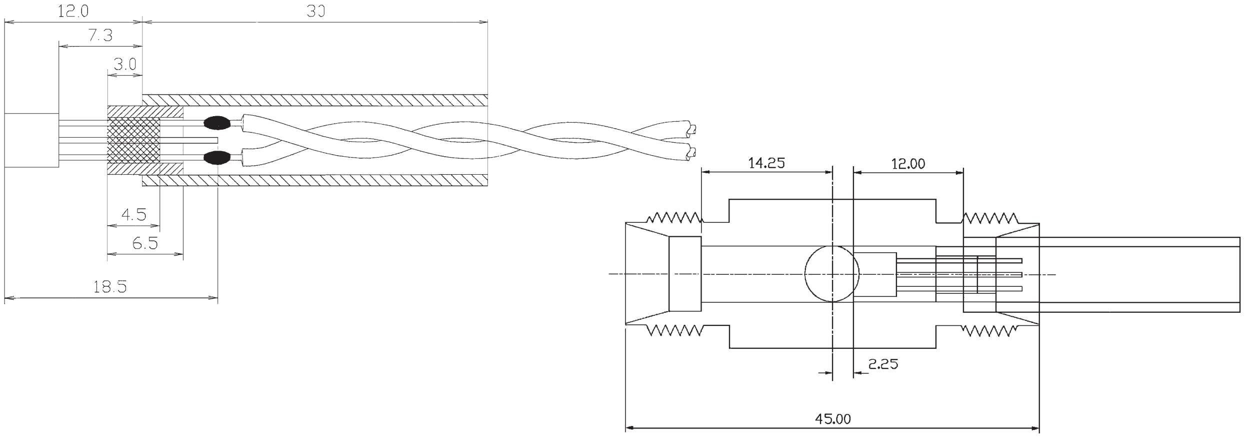


Abbildung 4.15: Konstruktionszeichnungen für den Einbau der Temperatursensoren

Diese T-Stücke befinden sich unmittelbar vor bzw. nach der Driftkammer im Gasfluß.

Die Temperatursensoren sind Transistoren, die wie Stromquellen arbeiten. Sie werden mit einer Spannung von 10 V versorgt und geben je nach Temperatur einen unterschiedlichen Strom ab. Pro Grad Kelvin fließt 1 μA, und damit fällt über dem Lastwiderstand von 1kΩ eine Spannung von 1 mV/K ab. Abbildung 4.16 zeigt den zugehörigen Schaltplan.

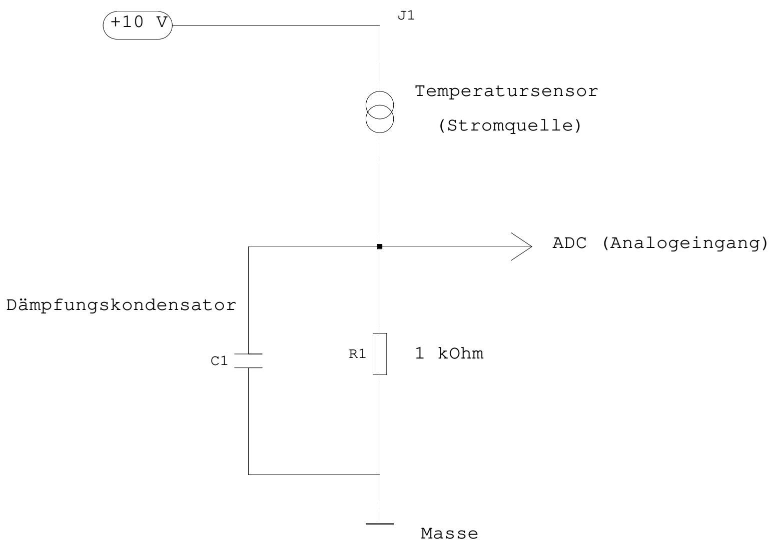


Abbildung 4.16: Schaltplan für die Einbindung und Auslese des Temperatursensors

Die so erzeugte Spannung wird über einen ADC (Analog Digital Converter) ausgelesen. In Zeuthen wurden dafür Module vom Typ ZFK ADC-DS 5326 verwendet. Am DESY in Hamburg konnten mangels einer Auslesemöglichkeit die Temperatursensoren bisher noch nicht angeschlossen werden.

4.5.2 Druckmessung

Da bisher kein Drucksensor zur Verfügung stand (eine spätere Nachrüstung ist vorgesehen), mußte eine andere Möglichkeit zur Druckbestimmung gefunden werden. Der Druck in der Driftkammer ist eine Funktion des Atmosphärendruckes und der Flußgeschwindigkeit des Gases. Dabei kommt die Abhängigkeit vom Luftdruck über die Verbindung des Kammergassystems mit der Außenwelt über den Öl-Bubbler zustande. Zur Druckmessung wird ein Manometer verwendet. Aus Platzgründen kann es nicht direkt an die Driftkammer angeschlossen werden. Da es jedoch auch nicht direkt an die Gaszuleitung anzuschließen ist (durch die hohe Gasflußgeschwindigkeit herrscht in engen Röhren ein niedrigerer Druck als in der Kammer), soll die Druckdose über einen Behälter, der etwa das gleiche Volumen wie die Driftkammer besitzt, in das Gassystem integriert werden.

Weil auch diese Variante noch nicht realisiert werden konnte, wurde für die Zeuthener Messungen der Luftdruck zunächst aus den Wetterinformationen, die täglich vom Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin veröffentlicht werden, entnommen. In Hamburg standen von der TRD-Gruppe mittels eines Drucksensors gemessene Atmosphärendruckwerte zur Verfügung. Die Verwendung des Luftdruckwertes ist insofern berechtigt, als bei konstanter Gasflußgeschwindigkeit eine konstante Differenz zwischen Luftdruck und Kammerdruck herrscht.

4.6 Die Verarbeitung und Auswertung der Daten

4.6.1 Die Auslese und Verstärkung der Signale

Die von den driftenden und gasverstärkten Elektronen am Anodendraht erzeugten Spannungsimpulse liegen in der Größenordnung von 4 mV und sind damit für eine direkte Weiterverarbeitung zu klein. Der Vorverstärker verstärkt die Signale auf ca. 1 Volt (Verstärkungsfaktor 250). In einem zweiten Schritt wird das Signal mittels einer Diskriminatorstufe digitalisiert und in ein ECL-Signal gewandelt. Dieses wird auf den Differenzeingang des TDCs gegeben. Die Diskriminatorschwelle liegt bei 40 mV. Die Auswahl der Schwellenspannung basiert auf zwei Gesichtspunkten. Einerseits soll sie so niedrig wie möglich liegen, um den Fehler, der durch die unterschiedlichen Lagen der Signalflanken entsteht, zu minimieren. Andererseits muß die Schwelle hoch genug sein, um den Hauptanteil der Rauschpulse, die z.B. von der Elektronik selbst erzeugt werden, zu unterdrücken.

Aus technischen Gründen wird nur ein Signaldraht ausgelesen. Um den Einfluß von Feldinhomogenitäten, wie sie in der Nähe der Wände der Driftzelle auftreten, klein zu halten, wurde einer der mittleren beiden Drähte dafür ausgewählt.

4.6.2 Das Datennahmesystem

Die Gewinnung und Verarbeitung der Daten erfolgt durch ein FASTBUS-System. Ein CHI-Prozessor (Cern Host Interface) dient als Master, und über einen SCSI-Bus (Small Computer System Interface) wird die Verbindung zu einer DEC Station 3100 hergestellt, die als Hostrechner dient. Auf der DEC Station läuft das zugehörige Monitorprogramm (siehe Abschnitt 4.6.4), welches die Driftgeschwindigkeit aus den gemessenen Daten ermittelt. Die Computerroutinen zur Steuerung des CHI und zur Auslese der Daten vom TDC wurden von H.O. Roloff zur Verfügung gestellt.

Abbildung 4.17 zeigt eine schematische Darstellung des Datennahmesystems, wie es bei den Testmessungen in Zeuthen verwendet wurde.

Beim Dauerbetrieb im HERMES-Experiment ist der Driftzeitmonitor in ein wesentlich komplexeres System eingebunden, welches aber auf den gleichen Prizipien beruht. Außerdem muß die Triggerrate auf 100 Hz begrenzt werden, so daß entsprechend längere Zeiten für die Ermittelung eines Driftgeschwindigkeitswertes benötigt werden. Das Datennahmesystem des HERMES-Experimentes wurde weitgehend von M. Kirsch und W. Brückner geschaffen.

4.6.3 Zeitmessung mit dem TDC

Für die Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt des Teilchendurchganges durch die Kammer und demjenigen, der durch die Position der Anstiegsflanke des Spannungsimpulses am Signaldraht gegeben ist, wurde bei den in Zeuthen durchgeführten Messungen ein FASTBUS TDC 1876 der Firma LeCroy verwendet [Croy94]. Dieser TDC besitzt 96 Kanäle, und pro Kanal können bis zu 16 Hits registriert werden. Die Zeitmessung ist im

Bereich von 0 bis 65535 ns möglich. Es gibt zwei verschiedene Betriebsmodi: „Common Start“ und „Common Stop“. Im Common Start Mode empfängt der TDC einen Startpuls (hier: den Trigger von den Szintillatoren), und die einzelnen Kanäle registrieren innerhalb eines definierten Zeitfensters die von der Driftkammer stammenden Signale. In diesem Modus wurden alle in Zeuthen vorgenommenen Messungen durchgeführt.

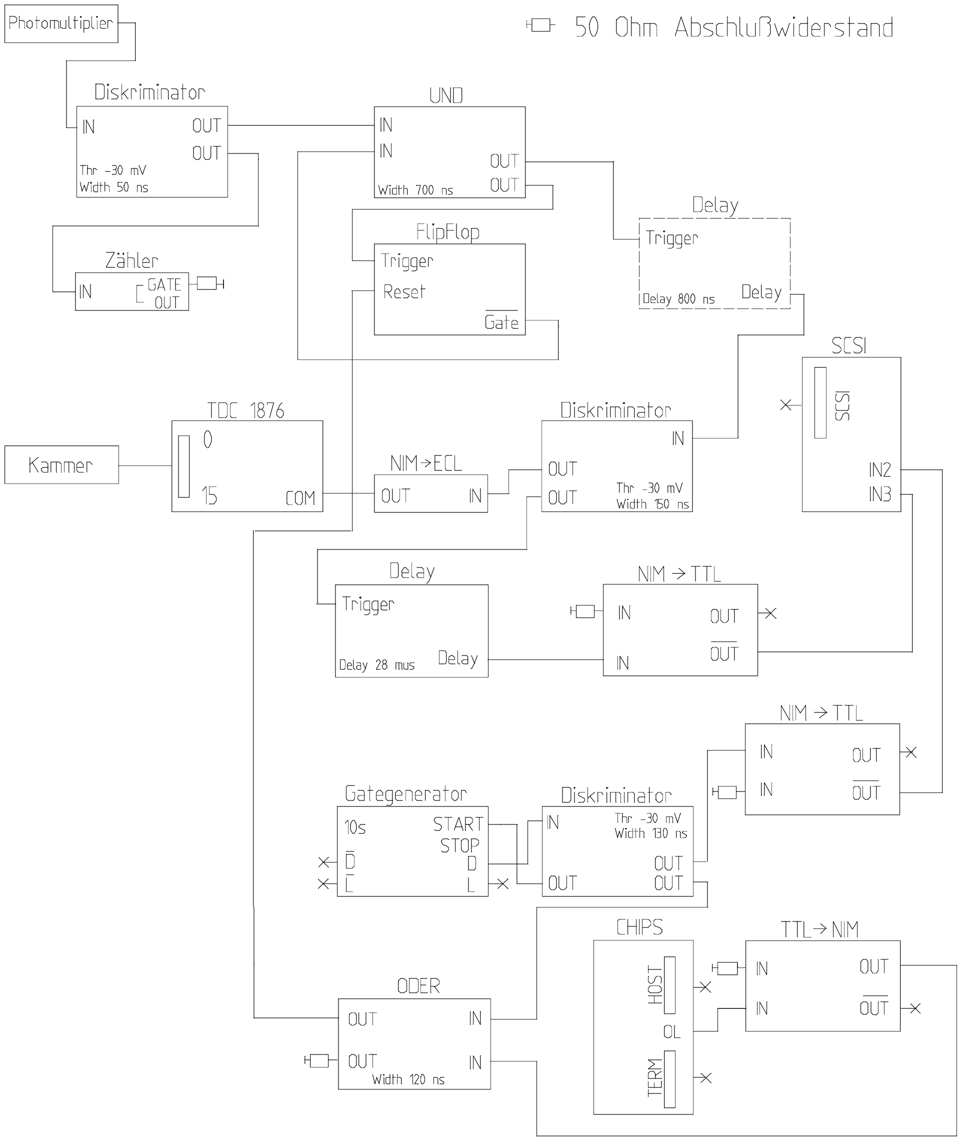


Abbildung 4.17: Triggerschema der Datennahme des Driftzeitmonitors. Das gestrichelt dargestellte Verzögerungsmodul wird nur im Common Stop Mode verwendet.

Im Common Stop Mode registrieren die 96 Kanäle die einkommenden Hits, bis der TDC den Stoppuls (das mindestens um die maximale Driftzeit verzögerte Triggersignal) erhält. In diesem Modus (in dem beim Dauerbetrieb des Driftzeitmonitors gearbeitet wird), beziehen sich die gemessenen Zeiten auf das Common-Stop-Signal, d.h. kurze Driftstrecken erhalten hohe Zeiteinträge. Da beim Betrieb des Driftzeitmonitors die Differenz zwischen zwei Driftzeiten gebildet wird, ist eine Korrektur der gemessenen Werte auf Realzeiten nicht erforderlich.
Der TDC kann sowohl steigende als auch fallende Flanken detektieren, von denen je zwei mindestens 20 ns Abstand voneinander haben müssen.

Beim HERMES-Experiment in Hamburg wird ein TDC 1877 eingesetzt. Der Hauptunterschied besteht in einer verbesserten Zeitauflösung von 0.5 ns. Die Zeitmessung ist auf einen Bereich von 0 bis 32768 ns beschränkt.

Da es beim Online-Betrieb erforderlich ist, Speicherplatz und Datenauslesezeit zu sparen, wird nur jeweils der erste Eintrag im entsprechenden TDC-Kanal und nur innerhalb der ersten 2 μs in das aufzunehmende Zeitspektrum eingetragen, das heißt, nur der erste Hit wird registriert. Um zu überprüfen, ob im allgemeinen der erste Hit auch derjenige ist, der zu dem getriggerten Elektron gehört, wurde zuvor unter Berücksichtigung aller Hits gemessen, wieviele jeweils vom TDC pro Triggerereignis registriert wurden. Abbildung 4.18 zeigt das Ergebnis dieser Messungen.

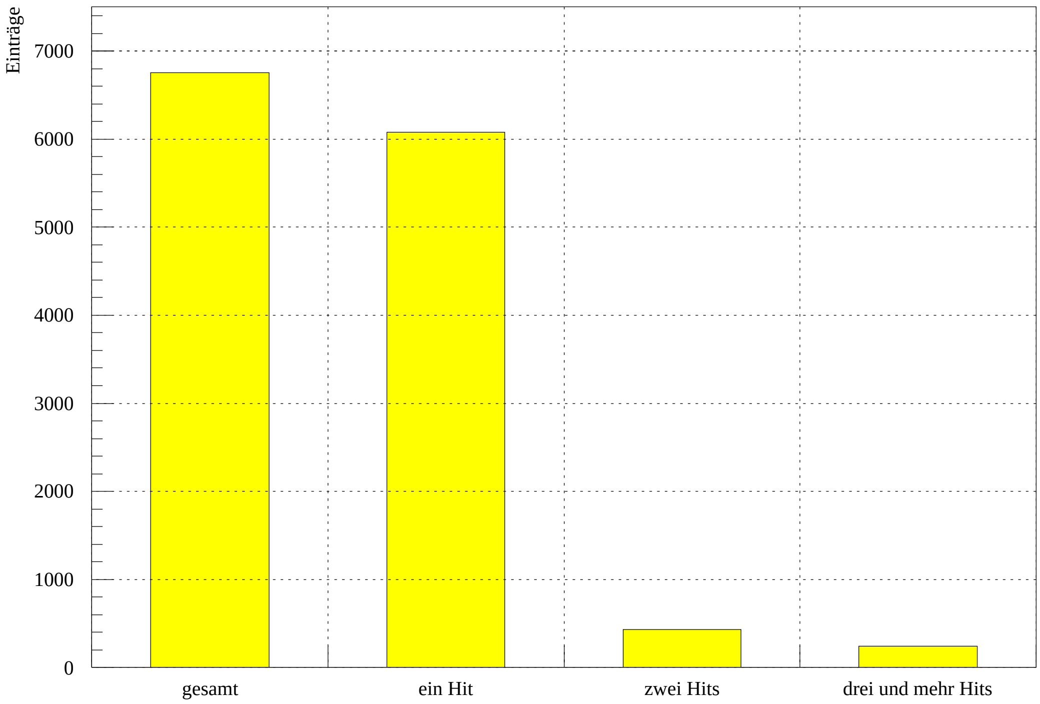


Abbildung 4.18: Häufigkeitsverteilung der Anzahl der pro Triggerereignis registrierten Hits

Die Triggerereignisse mit zwei oder mehr registrierten Hits sind also wesentlich seltener. Es sollte somit nur ein geringer Anteil „falscher“ (weil eventuell nicht zum Trigger gehöriger) Zeiteinträge in das Spektrum eingehen.

4.6.4 Das Monitorprogramm

Das Monitorprogramm liest die Rohdaten vom TDC aus (Zeuthener Version) bzw. bekommt sie von einer HERMES-internen Ausleseroutine geliefert (Hamburger Version). Diese Daten werden in Zeiten umgerechnet und in ein Histogramm eingetragen, solange eine vorgegebene Anzahl von Triggerereignissen noch nicht erreicht ist. Diese Anzahl geht später direkt in die Berechnung des Driftgeschwindigkeitsfehlers ein. Falls beim Auslesen des TDCs kein Fehler aufgetreten ist (z.B. keine Ereignisse in das Histogramm eingetragen wurden), wird mit der weiteren Verarbeitung der Daten begonnen. Man hat bis zu dieser Stelle ein Zeitspektrum, welches zwei Peaks aufweist, die zu den beiden Quellenpositionen gehören. Abbildung 4.19 zeigt ein typisches Beispiel eines solchen Histogramms.

Als nächstes wird ein Fitalgorithmus durchlaufen. Dieser versucht, eine Gaußfunktion optimal an jeden Peak anzupassen. Da ein gewisser Signaluntergrund vorhanden ist, wird genauer folgende Funktion verwendet:

$$f(t) = P1 \; + \; P2 \cdot \exp\left\{ -\frac{1}{2}\left(\frac{(t-P3)}{P4}\right)^2 \right\} . \tag{4.6}$$

Hierbei beschreibt $P1$ den konstanten Untergrund des Zeitspektrums, $P2$ gibt die Peakhöhe an, $P3$ ist der Mittelwert der Verteilung und damit die gesuchte Driftzeit, und $P4$ ist die Standardabweichung der Gaußverteilung. Für die Parameter $P1$ bis $P4$ werden Anfangsparameter, die etwa der erwarteten Verteilung entsprechen, vorgegeben.

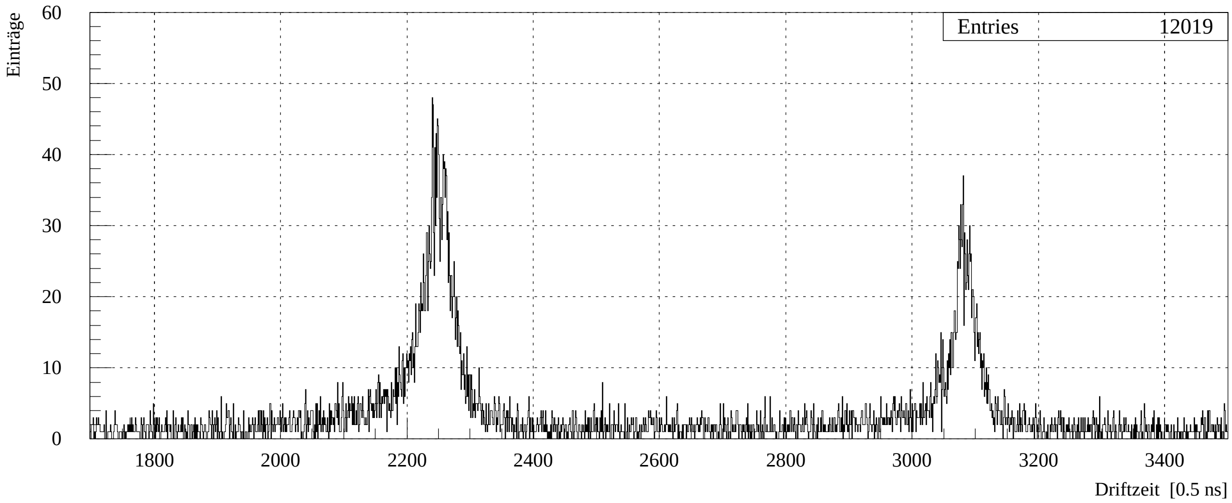


Abbildung 4.19: Beispiel eines mit dem Driftzeitmonitor gemessenen Driftzeitspektrums. (Dies sind TDC-Zeiten, die sich auf Common Stop beziehen, d.h. keine realen Driftzeiten.)

Nach dem ersten Fit wird die Einhaltung verschiedener Bedingungen geprüft, um eine Aussage über die Qualität des Fits zu erhalten. Die Werte von Driftzeit, Standardabweichung und χ^2 müssen innerhalb vorgegebener Intervalle liegen. χ^2 ist definiert als

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\text{beobachteterWert}_i - \text{erwarteterWert}_i}{\text{Standardabweichung}_i} \right)^2 \tag{4.7}$$

und gestattet eine Aussage darüber, wie gut erwartete und beobachtete Verteilung der Meßwerte übereinstimmen. Summiert wird über die Intervalle i, in die der Wertebereich der Meßwerte unterteilt wurde (das sind im vorliegenden Fall die Histogrammbins). Der in Abbildung 4.20 vorkommende Wert χ^2/ndf wird als reduziertes χ^2 bezeichnet und bezieht die Anzahl der Freiheitsgrade in die Überlegungen mit ein. Es läßt sich zeigen, daß bei einem Wert von ≈ 1 die beobachtete und die erwartete Verteilung gut übereinstimmen. Eine genaue Darstellung dieses χ^2-Tests findet sich in [Tayl88]. Abbildung 4.20 zeigt einen gefitteten Peak eines Driftzeitspektrums. Die Parameter werden dabei so variiert, daß die χ^2-Funktion ein Minimum aufweist.

Ist eine der obigen Bedingungen nicht erfüllt, so wird der Inputparameter für den Mittelwert ($P3$) abwechselnd zu kleineren bzw. größeren Zeiten verschoben, wobei die Differenz zwischen ursprünglichem Wert und neuem Inputwert jeweils vergrößert wird. Dies geschieht unter dem Gesichtspunkt, daß sich unter gewissen Umständen die Driftzeiten und damit auch die Lage der Verteilungen verändern können. Jedesmal wird erneut gefittet, und die Bedingungen werden überprüft. Diese Prozedur wird höchstens zehnmal durchgeführt. Ist bis dahin kein gültiger Fit erhalten worden, so wird kein Wert in die Auswertungshistogramme eingetragen. War der Fit dagegen erfolgreich (was in der Regel der Fall ist), so werden die aktuell ermittelten Werte für die beiden Driftzeiten, die daraus berechnete Driftgeschwindigkeit sowie die Peakhöhe des Peaks, der der größeren Driftstrecke entspricht, in Histogramme eingetragen. Die Driftgeschwindigkeit berechnet sich dabei wie folgt:

$$v_{\mathrm{Drift}} = \frac{\mathrm{Driftweg}}{t_1 - t_0} \,. \tag{4.8}$$

Für die in Abschnitt 4.3.3 angegebenen Spannungswerte ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit von 6.80 cm/μs. Der Fehler dieser Driftgeschwindigkeit bestimmt sich im wesentlichen aus den Standardabweichungen (σ_0, σ_1) und der Anzahl der Einträge in den beiden Peaks (N_0, N_1). Dabei werden nur die Einträge, die auch zur Gaußverteilung beitragen, gezählt. Das heißt, die Rate der Untergrundsignale wird vorher subtrahiert.

Der Driftweg wird als fehlerlos angenommen und beträgt 26.5 mm. Nach den Fehlerfortpflanzungsregeln ergibt sich für den Fehler der Driftgeschwindigkeit:

$$\Delta v_{\mathrm{Drift}} = \left\{ \frac{\frac{\sigma_1}{\sqrt{N_1}} + \frac{\sigma_0}{\sqrt{N_0}}}{(t_1 - t_0)} \right\} \cdot v_{\mathrm{Drift}} \,. \tag{4.9}$$

Im Mittel erhält man Werte von ca. 0.015 cm/μs (0.22 %).

Die Monitorierung der Peakhöhe des „Fernpeaks“ soll der Registrierung von eventuell auftretenden Sauerstoffanteilen dienen. Durch den Elektroneneinfang des Sauerstoffes müßte die Peakhöhe deutlich absinken. Dies wurde bis jetzt allerdings nur bei definiert zugesetzten Sauerstoffanteilen beobachtet.

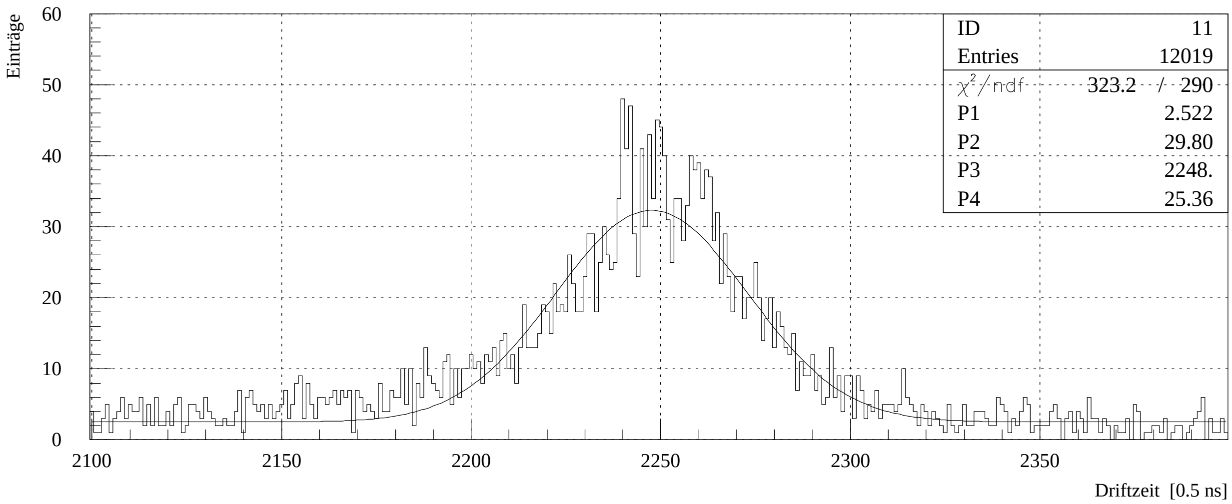


Abbildung 4.20: Beispiel eines Fits für einen Peak eines Histogrammes, wie es in Abbildung 4.19 dargestellt ist

Das Monitorprogramm ist in FORTRAN geschrieben und basiert z.T. auf HBOOK-Programmroutinen [HBOOK93]. Die erstellten Histogramme können unter PAW (Physics Analysis Workstation) [PAW92] angesehen und weiter ausgewertet werden.

5 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen dargestellt. Dabei wird inbesondere auf folgende Punkte eingegangen:

- Wahl des Arbeitspunktes,
- Abschätzung der Fehler bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit,
- Temperatur- und Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit,
- Einfluß von geringen Stickstoff- und Sauerstoffanteilen auf die Driftgeschwindigkeit und die Kammereffektivität.

5.1 Wahl des Arbeitspunktes

Test der Ausleseelektronik

Um sicherzustellen, daß alle beobachteten Effekte (z.B. Änderungen der Driftgeschwindigkeit aufgrund von Temperaturunterschieden) real sind, erfolgte zuerst eine Untersuchung der Zuverlässigkeit der Elektronik. Vor allem sollten dadurch eventuelle langfristige Instabilitäten oder eine unzureichende Spannungsstabilisierung der Elektronikmodule erkannt werden.
Zu diesem Zweck wurde direkt in den Vorverstärker ein Testpuls eingekoppelt, der von einem Pulsgenerator (Stanford Research Systems Inc., Model DG 535) erzeugt wird. Dieser stellt gleichzeitig auch das Triggersignal für den TDC (Common Start) bereit. Das Triggerschema (siehe Abschnitt 4.6.3) entsprach exakt dem beim normalen Betrieb des Driftzeitmonitors verwendeten. Die Meßdauer betrug etwa vier Tage.
Das Ergebnis dieser Untersuchung zeigt Abbildung 5.1. Jede eingetragene Zeit ist das Resultat einer Mittelwertbildung aus jeweils 10000 vom TDC gemessenen Zeiten. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Werten beträgt im Durchschnitt 9 Minuten.

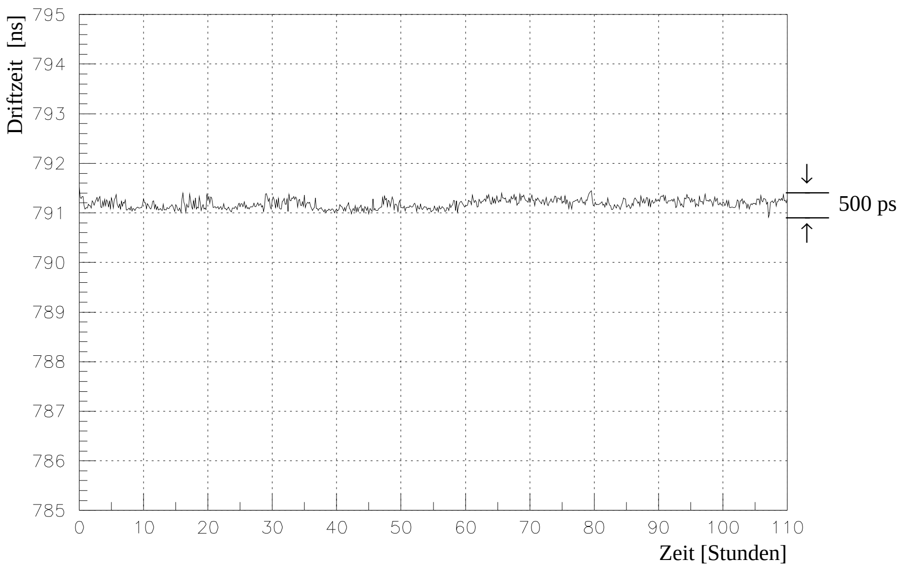


Abbildung 5.1: Ergebnis der Testpulsmessungen

Die Verteilungen der 10000 TDC-Zeiten weisen im Mittel eine Standardabweichung von 0.6 ns auf. Damit ergibt sich der statistische Fehler der in Abbildung 5.1 eingetragenen Werte zu $(0.6/\sqrt{10000})\,\mathrm{ns} = 6\,\mathrm{ps}$ (Fehler des Mittelwertes). Er ist also vernachlässigbar klein. Betrachtet man die Verteilung der Mittelwerte, so weist diese Gaußverteilung eine Standardabweichung von 98 ps auf. Dieser Gesamtfehler ist zwar wesentlich größer als der statistische Fehler der Messung, so daß systematische Effekte existieren müssen, er ist aber wesentlich kleiner als der Digitalisierungsfehler von $(1/\sqrt{12})\,\mathrm{ns} = 289\,\mathrm{ps}$ des TDCs.

Dies beweist die ausreichende Stabilität der gesamten verwendeten Elektronik (Vorverstärker, Triggerelektronik, TDC), auch gegenüber normalerweise auftretenden Schwankungen der Umgebungsparameter wie z.B. der Temperatur (die Raumtemperatur schwankte zwischen 23.5°C und 27.0°C) und gegenüber Schwankungen der Versorgungsspannung.

Wahl des Arbeitspunktes

Wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben, erfüllen die einzelnen Hochspannungen verschiedene Aufgaben. Durch Variation dieser Parameter innerhalb konstruktionstechnisch vorgegebener Bereiche wurde versucht, einen optimalen Arbeitspunkt zu finden.

Es wurden hauptsächlich zwei Kriterien betrachtet:

- Die Anzahl der korrelierten Kammerereignisse für eine konstante Triggeranzahl, das heißt, wieviele der Triggerereignisse auch von der Kammer registriert wurden. Diese Größe wird durch die Peakhöhe repräsentiert.
- Die Güte der Übereinstimmung der erhaltenen Daten mit einer Gaußverteilung. Um ein stabiles Funktionieren der Fitprozedur im Monitorprogramm zu gewährleisten, sollte die Verteilung der Meßwerte im jeweiligen Peak möglichst symmetrisch sein. Eine eventuell asymmetrische Verteilung der Daten liegt bei hohen *Kathodenspannungen* in einem dann weniger homogenen elektrischen Feld begründet, was durch GARFIELD-Simulationen bestätigt wird. Bei steigenden *Anodenspannungen* werden dagegen ständig mehr Elektronen zum Signaldraht gesaugt, die sich auf längeren Driftwegen annähern (siehe Abbildung 4.4, Bereich zwischen den Potential- und Signaldrähten).

Die Abbildungen auf den folgenden Seiten zeigen die Ergebnisse dieser Untersuchungen. Die Diagramme stellen die Peakhöhe des Histogrammpeaks, der dem größeren Driftweg entspricht (Fernpeak), in Abhängigkeit vom gewählten Parameter dar.

Auf der jeweils linken Seite befinden sich die Ergebnisse für die szintillierenden Fasern, auf der rechten diejenigen für die Szintillatorplättchen.
(Alle Werte für die Kathodenspannung und PM-Spannung sind negativ.)

Es lassen sich folgende Schlußfolgerungen ziehen:

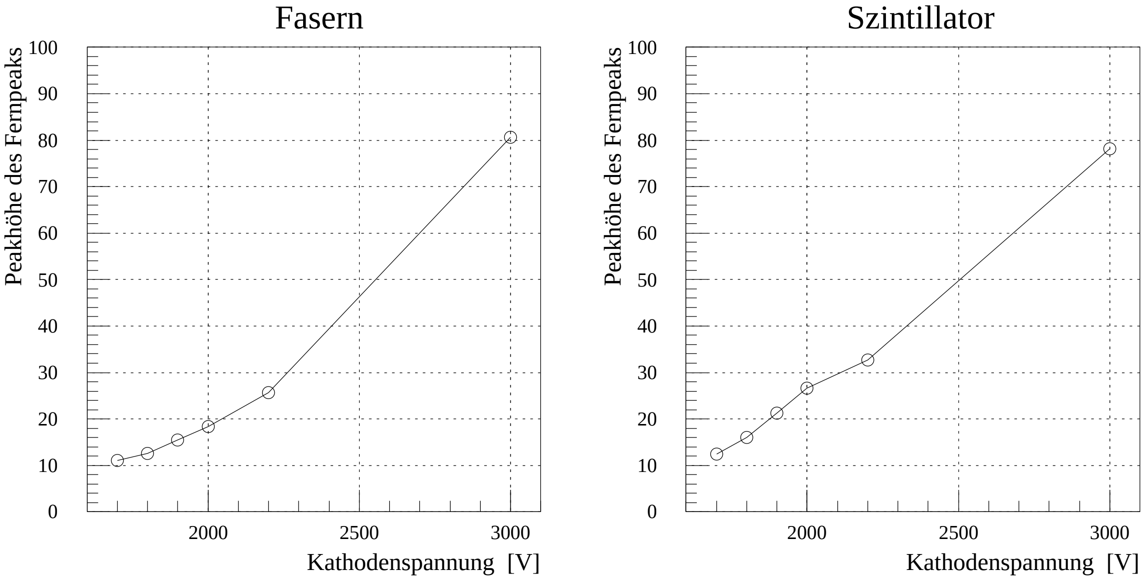


Abbildung 5.2: Variation der Kathodenspannung bei 2000 V bzw. 2250 V Anodenspannung

- Variation der Kathodenspannung (Abbildungen 5.2 und A.3 (siehe Anhang)): Die Anzahl der von der Kammer registrierten Ereignisse steigt stark mit der Kathodenspannung an. Jedoch wird die Verteilung der Meßwerte bei hohen Spannungen asymmetrisch (Abb. A.3). Als optimaler Wert wurde deshalb -2500 V ausgewählt.

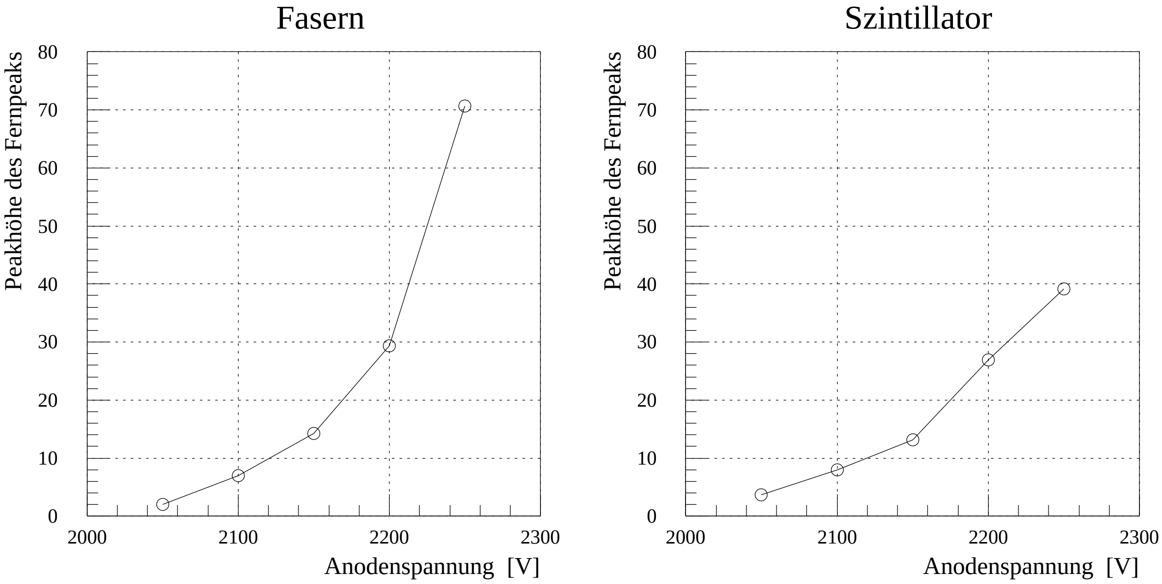


Abbildung 5.3: Variation der Anodenspannung bei -2000 V Kathodenspannung

- Variation der Anodenspannung (Abbildungen 5.3 und A.4): Die Anzahl der korrelierten Kammerereignisse steigt ebenfalls mit zunehmender Anodenspannung an. Die Verteilungen werden bei Spannungswerten über 2200 V asymmetrisch (Abb. A.4). Als optimaler Wert wurde deshalb 2180 V ausgewählt.

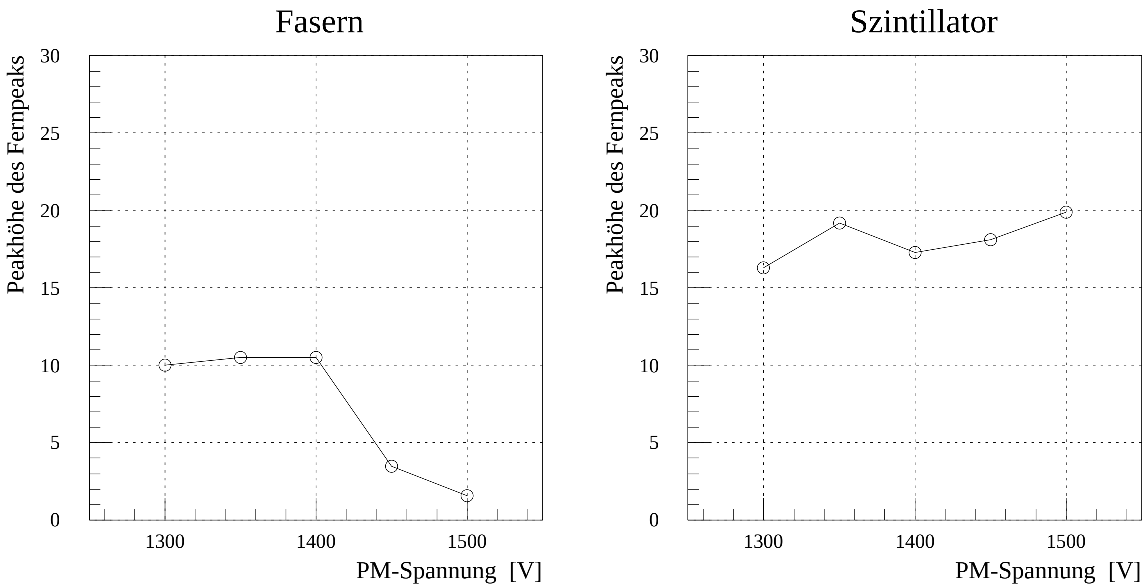


Abbildung 5.4: Variation der PM-Spannung bei 2150 V Anodenspannung

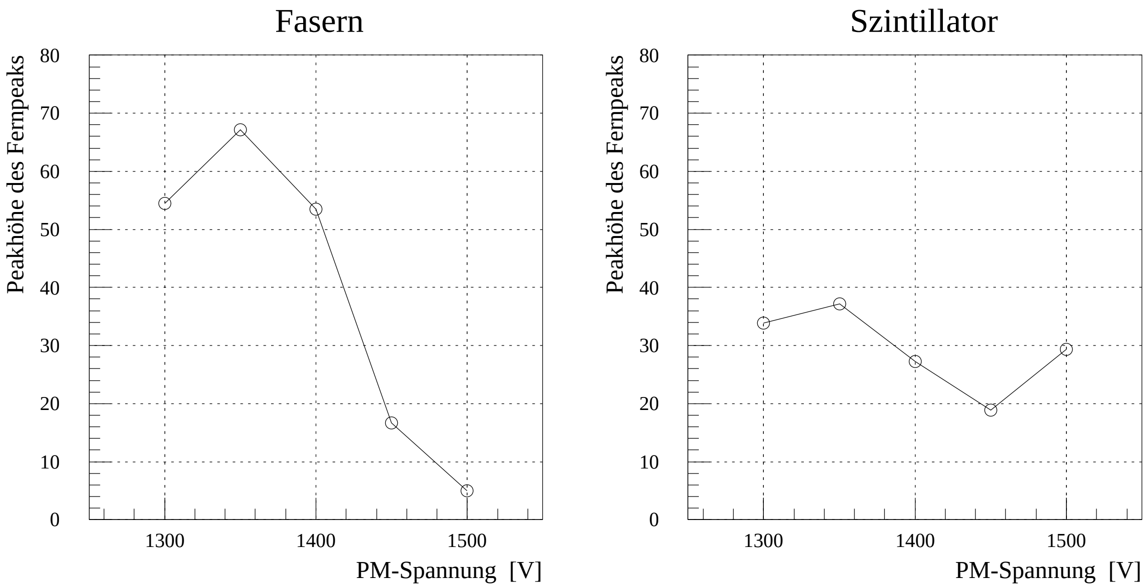


Abbildung 5.5: Variation der PM-Spannung bei 2230 V Anodenspannung

- Variation der Photomultiplierspannung bei 2150 V (Abbildung 5.4) und 2230 V (Abbildung 5.5) Anodenspannung: Die Peakhöhe liegt für PM-Spannungen zwischen -1300 V und -1400 V im selben Bereich; bei Spannungen ab -1450 V wird der Photomultiplier z.T. übersteuert. Als optimaler Wert wurde -1400 V ausgewählt.

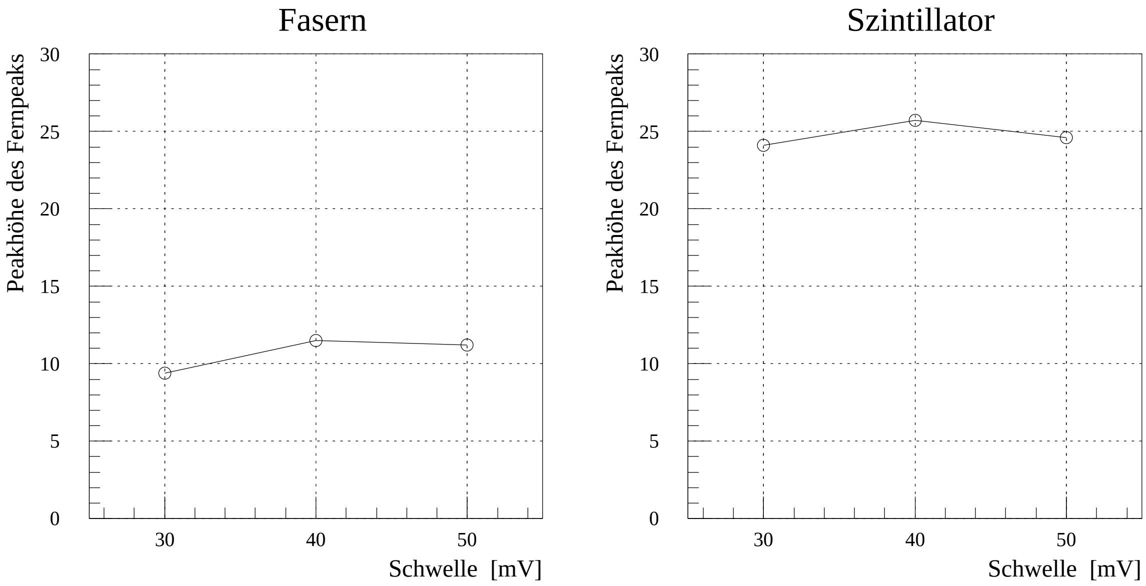


Abbildung 5.6: Variation der Diskriminatorschwelle

- Variation der Diskriminatorschwelle (Abbildungen 5.6 und A.5): Da sich die gemessenen Verteilungen bis auf statistische Schwankungen nicht unterscheiden, wurde der niedrigste Wert (30 mV) ausgewählt.

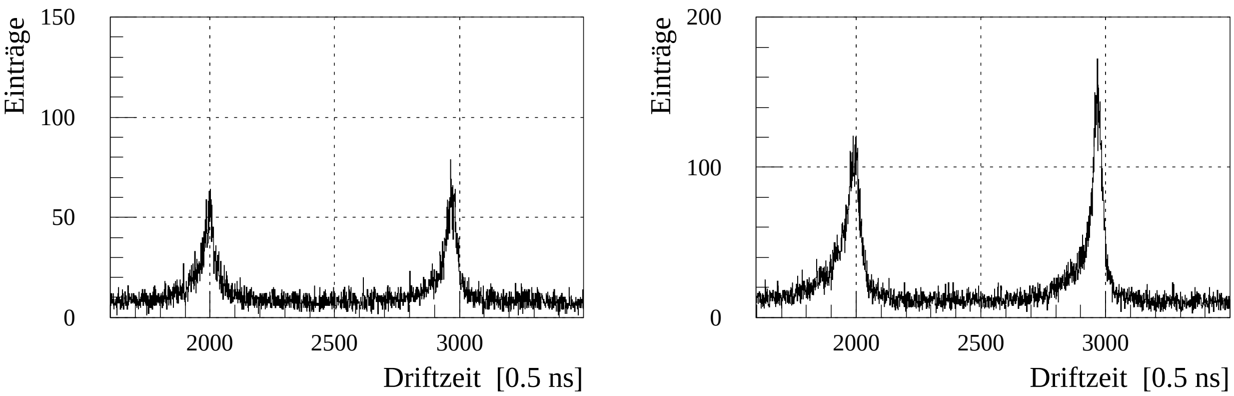


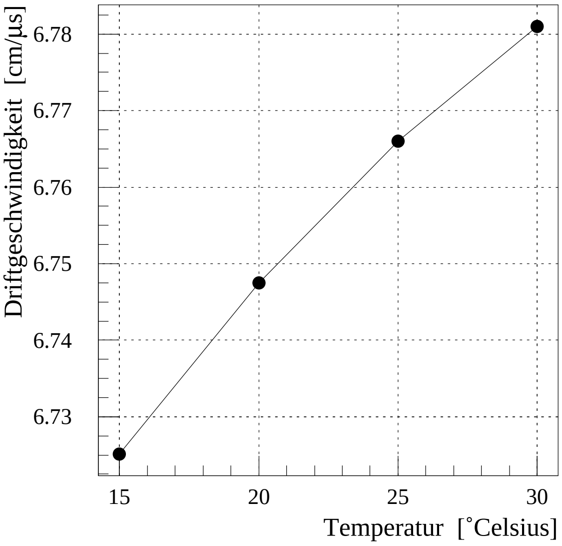
Abbildung 5.7: Beispiel zweier Zeitspektren bei 2200 V (links) bzw. 2250 V (rechts) Anodenspannung und einer Kathodenspannung von −2500 V

Die beiden Abbildungen 5.7 zeigen als Beispiel der verschiedenen Symmetrie der Zeitspektren diejenigen für eine Anodenspannung von 2200 V bzw. 2250 V bei 2000 V Kathodenspannung. Hierbei ist die Asymmetrie der Peaks im rechten Bild (d.h. bei einer Anodenspannung von 2250 V) schon deutlich ausgeprägt. Eine Übersicht sämtlicher Histogramme zur Beurteilung der Symmetrie der Verteilungen findet sich im Anhang. Da die Wahl der Photomultiplierspannung keinen Einfluß auf die Form der Verteilung hat, sind die entsprechenden Histogramme nicht mit aufgeführt.

5.2 Temperatur- und Druckabhängigkeit

Neben der Integration von entsprechenden Sensoren wurden Simulationen und Versuche zur Temperatur- und Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit durchgeführt. Dadurch sollte man in die Lage versetzt werden, die durch Veränderung dieser Größen verursachten Fehler abschätzen bzw. den Bereich vernachlässigbarer Effekte eingrenzen zu können.

Zunächst wurde die Druck- und Temperaturabhängigkeit mit MAGBOLTZ für die Gasmischung Ar(89.4%)CO_2(4.8%)CF_4(4.8%)N_2(1.0%) simuliert. Diese entspricht dem in den HERMES-Driftkammern real vorhandenen Gas. Die Abbildungen 5.8 zeigen die Ergebnisse dieser Berechnungen am gewählten Arbeitspunkt.



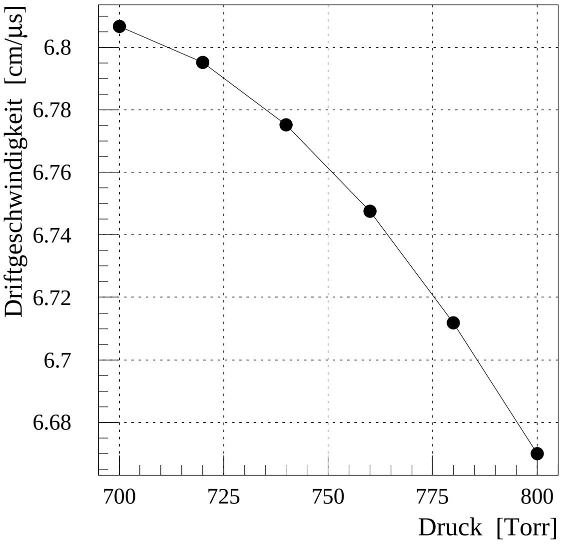


Abbildung 5.8: Simulation von Temperatur- (links) und Druckabhängigkeit (rechts) der Driftgeschwindigkeit

Aus den Abbildungen lassen sich näherungsweise, unter der vereinfachenden Annahme einer linearen Abhängigkeit, folgende Beziehungen ablesen:

$$\begin{aligned} \Delta T\,(1\,\text{Kelvin}) \mathrel{\widehat{=}} \Delta v\,(0.004\,\text{cm}/\mu\text{s}) \quad &\Longrightarrow \quad (\Delta v/v)_T = 0.06\,\%\,, \\ \Delta p\,(10\,\text{Torr}) \mathrel{\widehat{=}} \Delta v\,(0.015\,\text{cm}/\mu\text{s}) \quad &\Longrightarrow \quad (\Delta v/v)_p = 0.22\,\%\,. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Betrachtet man nun die normalerweise auftretenden Schwankungen von Druck und Temperatur in der Experimentierhalle, so erhält man die insgesamt zu erwartenden Variationen der Driftgeschwindigkeit. Für die Variation des Druckes wird hier diejenige des Atmosphärendruckes verwendet. Die Größe der Temperaturvariation beruht auf Messungen in der Experimentierhalle, bei denen die Temperatur stets zwischen 24 °C und 26 °C [Krau95] lag.

$$\begin{aligned} \Delta T\,(2\,\text{Kelvin}) \mathrel{\widehat{=}} \Delta v\,(0.008\,\text{cm}/\mu\text{s}) \quad &\Longrightarrow \quad (\Delta v/v)_T = 0.12\,\% \\ \Delta p\,(40\,\text{Torr}) \mathrel{\widehat{=}} \Delta v\,(0.060\,\text{cm}/\mu\text{s}) \quad &\Longrightarrow \quad (\Delta v/v)_p = 0.88\,\% \end{aligned} \tag{5.2}$$

Hieraus folgt, daß die Driftgeschwindigkeit gegenüber Druckschwankungen wesentlich sensitiver als gegenüber Temperaturschwankungen ist.

Zusätzlich zu den theoretischen Untersuchungen wurde versucht, dieses Verhalten experimentell zu überprüfen. Es konnten nur natürliche Änderungen der Temperatur und des Luftdruckes ausgenutzt werden.
Dabei stand ein relativ großer Temperaturbereich ($\Delta T = 23$ K) zur Verfügung. Der Driftweg betrug 38 mm und das elektrische Feld hatte eine Größe von 550 Vcm^{-1}. Da nur eine

Quelle verfügbar war, können nur mittlere Driftzeiten betrachtet werden. Die Temperatur- und Luftdruckwerte wurden von der Gruppe Meteorologie des Institutes für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin zur Verfügung gestellt. Die Temperaturwerte sind die der Außentemperatur und wurden nicht direkt in Zeuthen gemessen, so daß zwischen diesen Werten und der tatsächlichen Temperatur noch eine geringe Differenz herrschen kann. Abbildung 5.9 zeigt den gemessenen Verlauf von Driftzeit und Temperatur über einen Zeitraum von fünf Tagen. Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen für beide Größen. Der Atmosphärendruck innerhalb dieser Zeit ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

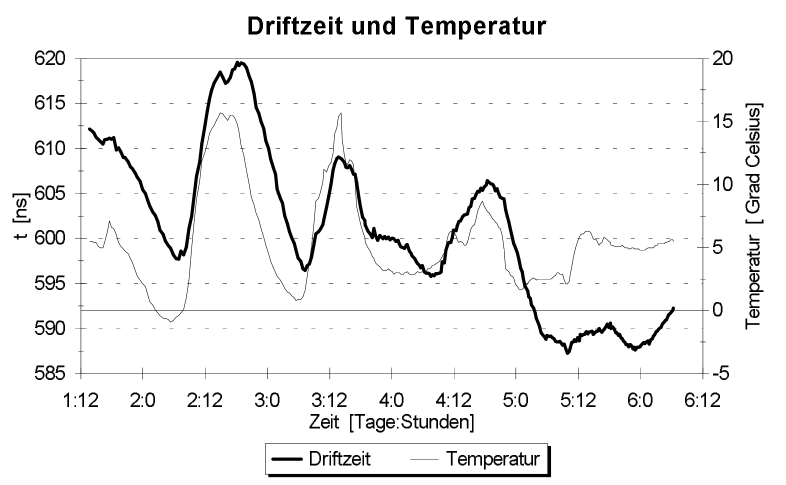


Abbildung 5.9: Darstellung von Driftzeit und Außentemperatur

Dieses beobachtete Temperaturverhalten widerspricht dem erwarteten. Als Ursache wird hier vermutet, daß sich der CO_2-Anteil im Gas in Abhängigkeit von der Temperatur reduziert, bzw. im Reduzierventil, welches den Druck der Gasflasche auf einen vom Gasflußregler verarbeitbaren Wert reduziert, ein entsprechender Anteil ausfriert. Durch einen geringeren CO_2-Gehalt bei abfallenden Temperaturen würde die Driftgeschwindigkeit steigen (siehe dazu Kapitel 5.4), wie es im obigen Versuch beobachtet wurde. Es können derzeit noch keine genaueren Aussagen zu möglichen Ursachen gemacht werden.

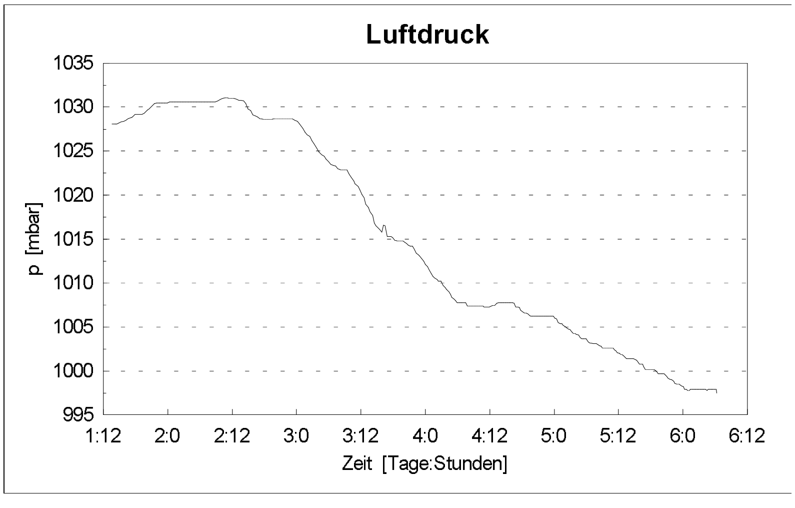


Abbildung 5.10: Luftdruck

Das simulierte Verhalten bei unterschiedlichen Drücken konnte dagegen experimentell verifiziert werden. Da im Bereich kleiner Feldstärken (hier: $550\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$) in guter Näherung $v \sim E/p$ gilt (vgl. Abbildung 3.7), muß bei gleicher Temperatur die Driftzeit für hohe Drücke größer sein als für kleine. Dieses Verhalten wird durch die Abbildungen 5.9 und 5.10 bestätigt. Betrachtet man z.B. den Anfangs- und Endbereich des Intervalls, so sieht man bei etwa gleicher Temperatur (5 °C) unterschiedliche Driftzeiten. Der Druckunterschied von $\approx 33\,\mathrm{mbar}$ bedingt eine Änderung der Driftgeschwindigkeit von $\approx 0.2\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$, die mit dem theoretisch erwarteten (d.h. mit MAGBOLTZ berechneten) Wert bei der oben erwähnten elektrischen Feldstärke übereinstimmt.

Die Problematik der Druck- und Temperaturabhängigkeit wird im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit [Schm96] zur Zeit näher untersucht.

Aus den Simulationsrechnungen folgt: Beide durch natürlich auftretende Schwankungen der Temperatur und des Druckes bedingte systematische Fehler liegen mindestens in der Größenordnung des statistischen Fehlers der Meßmethode ($0.015\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (0.22 %), Abschnitt 4.6.4). Es ist auf jeden Fall erforderlich, die Gase in einem temperierten Raum zu lagern bzw. die Anpassung an eine möglichst konstante Temperatur (die der Experimentierhalle) zu gewährleisten.

Insgesamt läßt sich schlußfolgern, daß sowohl die Temperatur als auch der Druck in der Kammer ständig monitoriert werden müssen, um ihren Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit von anderen Ursachen trennen zu können. Dies wird, wie in Abschnitt 4.5 dargelegt, beim Betrieb des Driftzeitmonitors auch getan.

5.3 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und Abschätzung der Fehler

Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Zunächst wurde die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld gemessen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.11.

In diese Abbildung sind eingetragen:

- Experimentelle Daten für BC-Gas bei einer Gasflußrate von etwa 0.1 l/min bzw. 0.8 l/min. Die für die reduzierten Feldstärken angegebenen Fehler resultieren aus der Ungenauigkeit der Feldbestimmung mittels GARFIELD sowie einer angenommenen Druckschwankung von ±10 Torr. Die eingetragenen Fehler der gemessenen Driftgeschwindigkeiten werden im Anschluß an diese Betrachtung berechnet.
- Mit MAGBOLTZ simulierte Daten für die Gasmischungen $Ar(90.1\%)CO_2(4.5\%)CF_4(4.5\%)N_2(0.9\%)$ und $Ar(88\%)CO_2(5.5\%)CF_4(5.5\%)N_2(1\%)$. Um Vergleichswerte simulieren zu können, wurde die Gaszusammensetzung mit einem Massenspektrometer bestimmt. Aus Erfahrungswerten wird für die Bestimmmung der Zusammensetzung ein Fehler von 10 % für CO_2, CF_4 sowie N_2 angegeben [Kück95]. Wie sich aus den im nächsten Kapitel betrachteten Simulationen ersehen läßt, wirken die einzelnen Gaskomponenten in sehr spezifischer Weise, so daß sich abschätzen läßt, bei welchen Zusammensetzungen „Extremwerte“ erhalten werden. Die oben angegebenen

Mischungen entsprechen diesen Extremwerten. Das heißt, der grau gefärbte Bereich gibt das Gebiet vor, innerhalb dessen die gemessenen Werte liegen sollten.

- Experimentelle Werte einer Referenzmessung am TRIUMF [Trud95] der Gasmischung Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%). Die Fehler dieser Referenzmessung wurden von den Autoren mit 5–10 % angegeben; hier wurde als mittlerer Wert jeweils ein Fehler von 7 % eingetragen.

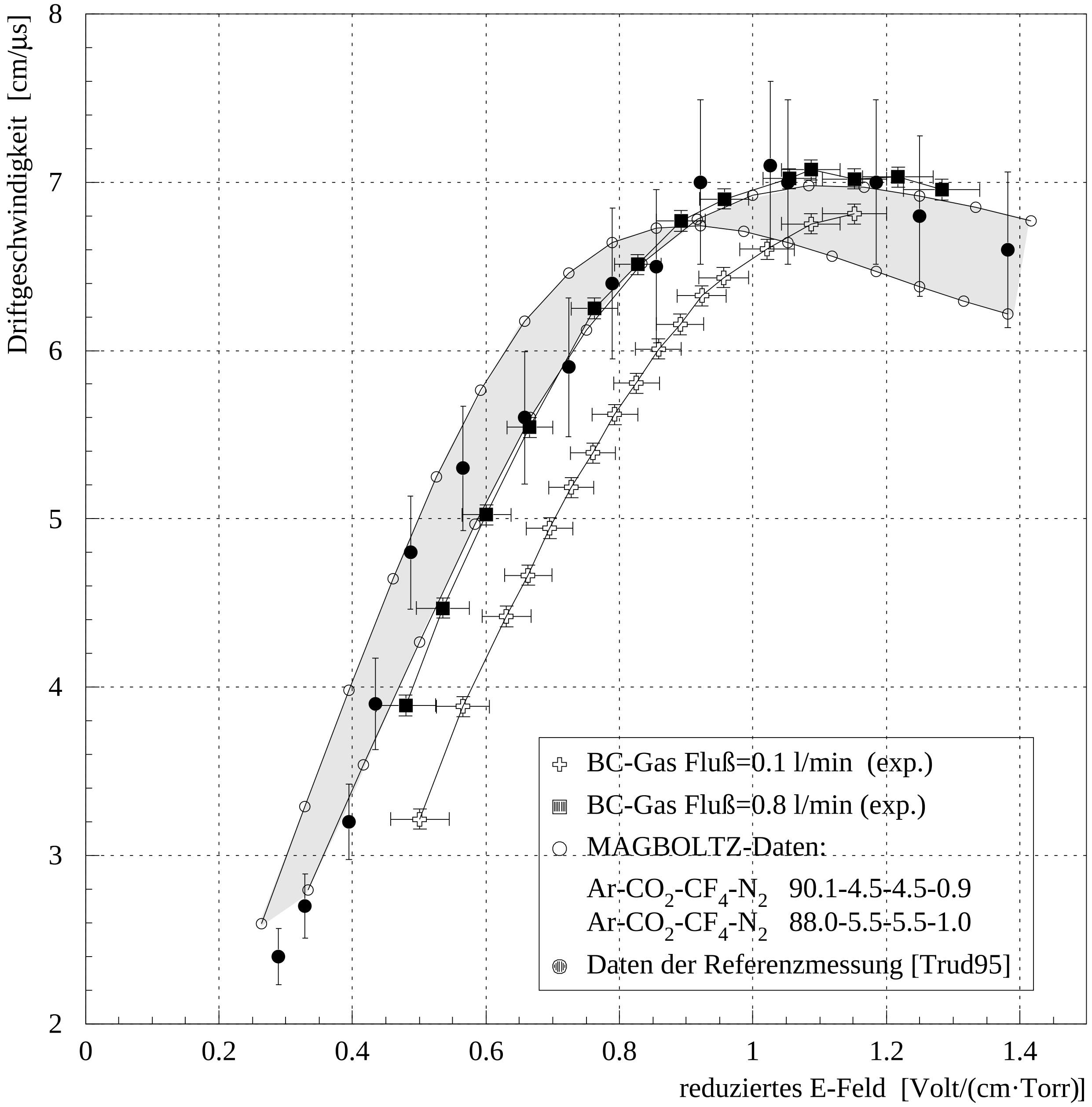


Abbildung 5.11: Experimentelle und simulierte Daten zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die Graphik läßt sich nun wie folgt interpretieren: Die Daten für die hohe Gasflußrate liegen am Rande, aber noch innerhalb des mit der Simulation ermittelten Wertebereiches. Sie befinden sich innerhalb der angegebenen Fehler in guter Übereinstimmung mit den Daten der Referenzmessung. Im Gegensatz dazu weisen die Daten, die bei der kleineren Gasflußrate gemessen wurden, gegenüber den theoretischen Werten große systematische Abweichungen auf.

Wegen der Unterschiede zwischen den Daten für die verschiedenen Gasflußraten in Abbildung 5.11 wurden weitere Messungen bei konstanter Feldstärke für unterschiedliche Gasflußraten durchgeführt: Dabei ergab sich eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Gasflußrate, wie sie in Abbildung 5.12 dargestellt ist.

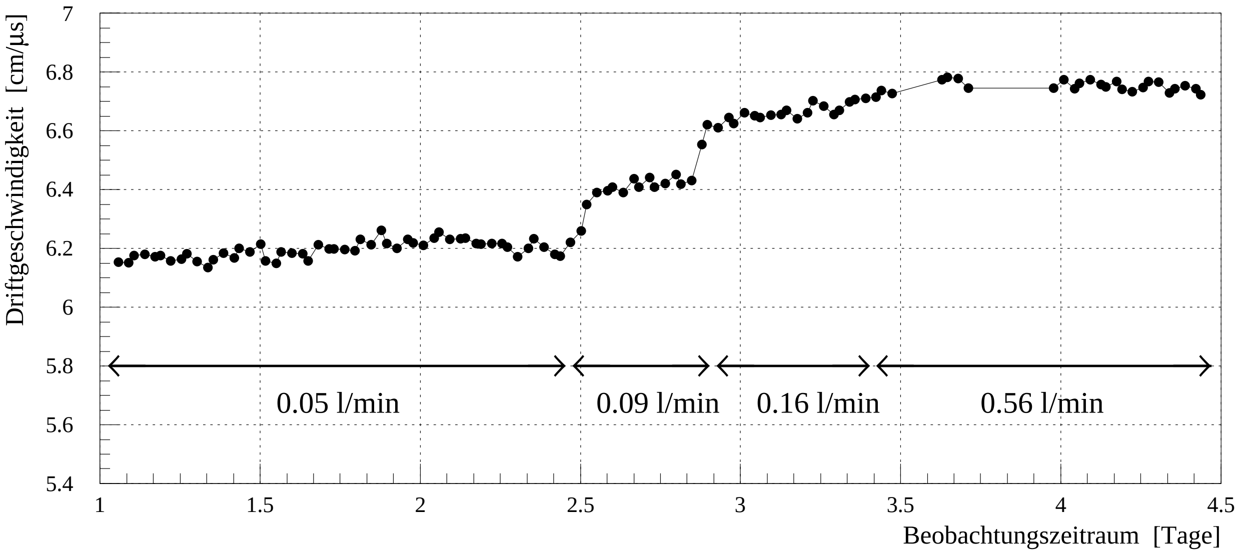


Abbildung 5.12: Fortlaufend monitorierte Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Gasflußraten

Da eindringende Luft einen solchen Effekt hervorrufen kann (der Anteil der verunreinigenden Gase und damit ihr Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit wird bei steigender Gasflußrate kleiner), wurde nach Lecks gesucht. Diese wurden z.T. auch gefunden und dann beseitigt. Dadurch ließ sich der oben beschriebene Effekt stark abschwächen: Es ist jetzt noch eine Mindestflußrate von 0.2 l/min notwendig, um eine weitgehende Unabhängigkeit zu gewährleisten. Vorher wurde diese erst bei Flußraten oberhalb von ungefähr 0.6 l/min erreicht; siehe Abbildung 5.12: die Driftgeschwindigkeit ändert sich beim Übergang von 0.16 l/min zu 0.56 l/min nur noch unwesentlich.

Bestimmung des Fehlers der Driftgeschwindigkeit

Zur Beurteilung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen ist es notwendig, das Verhalten der Driftgeschwindigkeit im Dauerbetrieb des Driftzeitmonitors zu betrachten und die Größe des dabei gefundenen Gesamtfehlers zu untersuchen. Wie in Abschnitt 4.6.4 gezeigt, beträgt der statistische Fehler des jeweiligen Meßwertes (der sich aus der Breite der Gaußfits und der jeweiligen Anzahl der Einträge im Histogramm bestimmt) im Mittel $0.015\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (0.22 %). Die Meßpunkte in Abbildung 5.13 zeigen als Beispiel den Verlauf der Driftgeschwindigkeit über einen Zeitraum von 2.5 Tagen. Das elektrische Feld in der Driftregion betrug $660\,\mathrm{V cm}^{-1}$. Während dieses Meßzeitraumes waren bis auf den Luftdruck alle Bedingungen, soweit erkennbar, konstant. Der Luftdruck wurde zu Vergleichszwecken mit eingezeichnet.

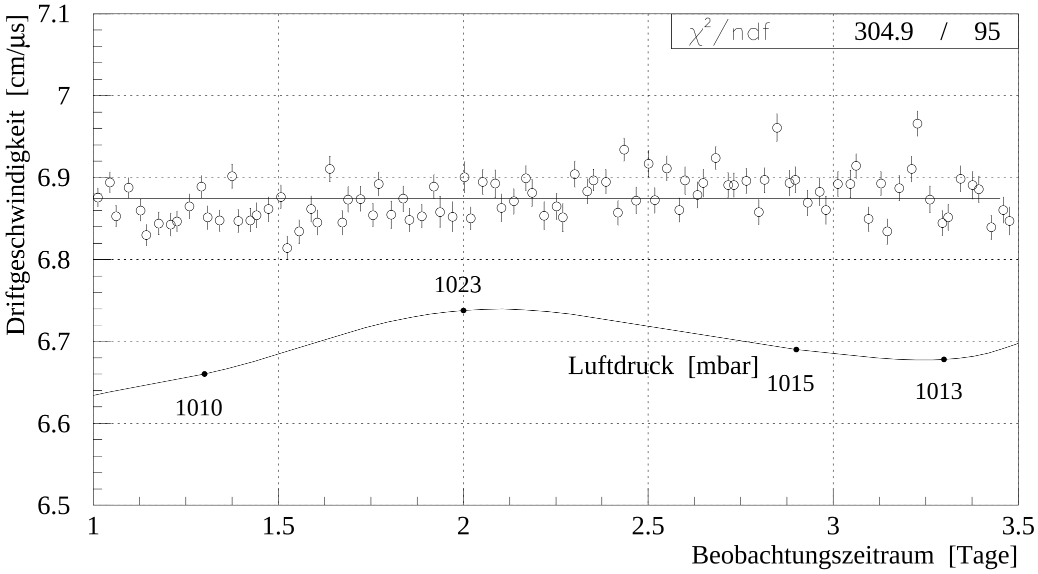


Abbildung 5.13: Verlauf von Driftgeschwindigkeit und Luftdruck über einen Zeitraum von 2.5 Tagen. Die eingezeichnete Gerade ist der Fit der Driftgeschwindigkeitswerte unter der Annahme der zeitlichen Konstanz der Driftgeschwindigkeit sowie unter Berücksichtigung der statistischen Fehler, die ebenfalls dargestellt sind.

Im folgenden wird der erwartete Einfluß des Luftdruckes auf die Meßwerte betrachtet. Abbildung 5.14 zeigt den simulierten Verlauf der Driftgeschwindigkeit (berechnet mit MAGBOLTZ) sowie die mittels

$$v_{\text{korrigiert}} = v_{\text{gemessen}} - \left[v_{\text{simuliert}} - v(1013\,\text{mbar})\right] \tag{5.3}$$

korrigierten Driftgeschwindigkeiten.

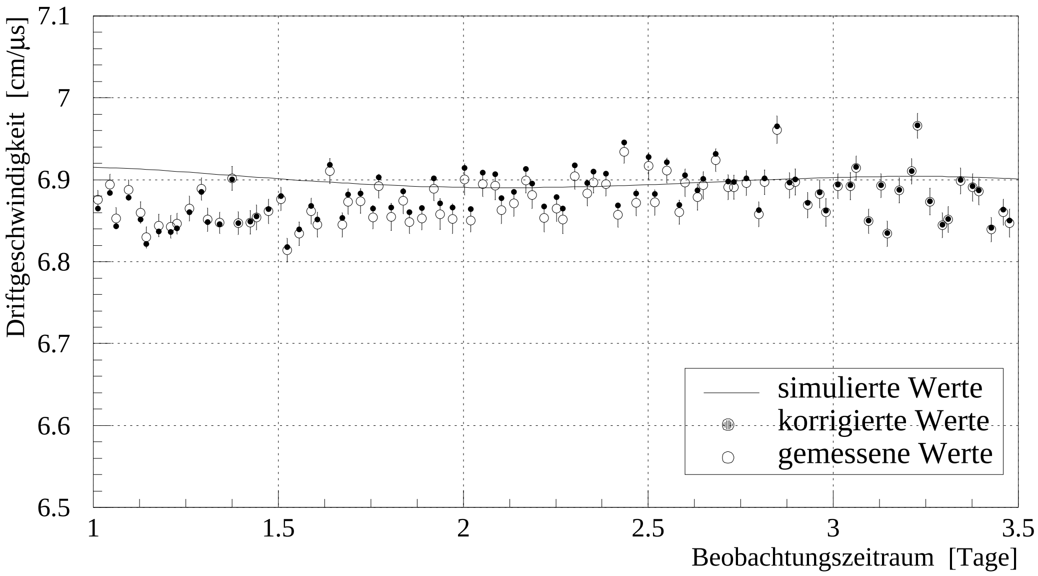


Abbildung 5.14: Vergleich der gemessenen, simulierten und korrigierten Driftgeschwindigkeitswerte

Die so korrigierte Driftgeschwindigkeit sollte konstant sein. Wie Abbildung 5.13 zeigt, reichen die Luftdruckschwankungen von insgesamt 13 mbar offensichtlich nicht aus, um eine klare Korrelation zwischen Driftgeschwindigkeit und Luftdruck erkennen zu lassen. Die gemessenen und die korrigierten Werte in Abbildung 5.14 unterscheiden sich nur minimal. Zur weiteren Untersuchung werden deshalb die gemessenen Daten verwendet.

Zur Überprüfung der Richtigkeit der Hypothese einer zeitlichen Konstanz der Driftgeschwindigkeit wurden die unkorrigierten Daten mit einem Polynom nullten Grades gefittet (siehe Abb. 5.13). Unter Berücksichtigung der statistischen Fehler erhält man innerhalb des betrachteten Zeitraumes $\chi^2 = 3.21$. (In diesem Kapitel werden stets reduzierte χ^2 betrachtet.) Für ein Signifikanzniveau von 1% und 95 Freiheitsgrade (entsprechen den 96 Meßwerten) ist $\chi^2_{(1\%)} \approx 1.37$ [Bran92]. Dies bedeutet, daß man bei einer tatsächlich konstanten Driftgeschwindigkeit und einer Stichprobe von 96 Werten mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 % ein $\chi^2 \geq \chi^2_{(1\%)}$ erhält. Ergibt sich aus den gemessenen Werten ein größerer Wert für χ^2 als $\chi^2_{(1\%)}$, so wird die Hypothese zu diesem Signifikanzniveau verworfen, weil man die entsprechende Wahrscheinlichkeit (hier 1 %) für zu gering ansieht.
Fittet man die Meßwerte in Abbildung 5.13 mit einem Polynom ersten Grades, so ergibt sich zwar ein geringerer Wert für χ^2 ($\chi^2 = 2.9$), der aber immer noch viel zu groß ist, um diese Hypothese auf dem Signifikanzniveau von 1 % zu akzeptieren. Da keine anderen Fakten für eine zeitliche Abhängigkeit sprechen, wird weiterhin von einer zeitlich konstanten Driftgeschwindigkeit ausgegangen.

Insgesamt bedeutet dies, daß der statistische Fehler allein die beobachteten Variationen der Driftgeschwindigkeit nicht erklären kann; es muß eine zusätzliche, kurzfristig wirkende Fehlerquelle existieren. Bisher konnte jedoch noch keine Größe gefunden werden, mit der die Abweichungen der Driftgeschwindigkeit vom Mittelwert korreliert sind.

Betrachtet man ein vom TDC aufgenommenes Zeitspektrum näher, so liegt die Annahme nahe, daß bei einem Teil der Spektren die Peaks eine Substruktur besitzen, die z.B. von einer Überlagerung zweier Gaußverteilungen stammen kann. Die Abbildungen 5.15 und 5.16 zeigen ein solches Beispiel. Durch das Zusammenfassen jeweils zweier Bins in Abbildung 5.16 wird diese Struktur klarer erkennbar.

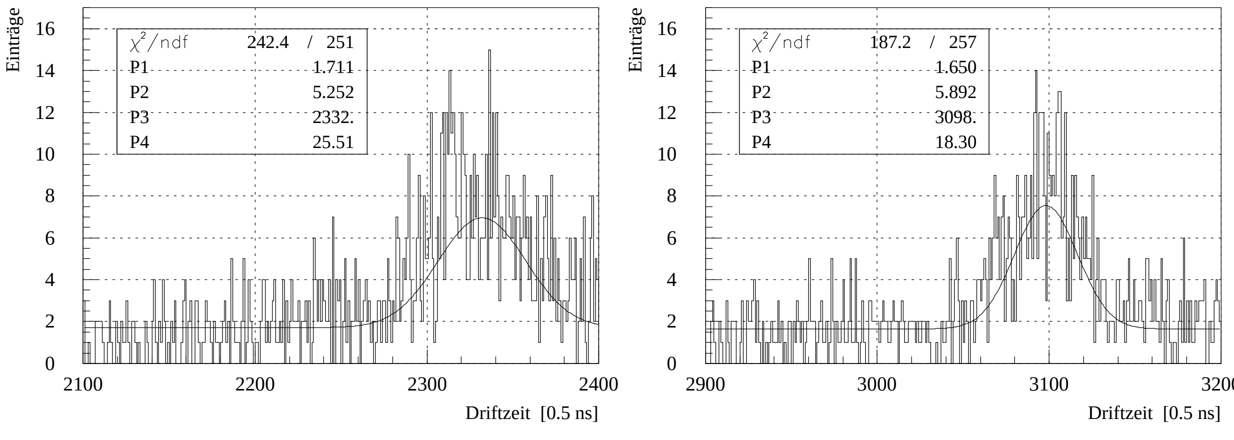


Abbildung 5.15: Beispiel eines TDC-Zeitspektrums. Es sind nur die Bereiche, in denen die Peaks liegen, dargestellt. Die linke Abbildung gehört zum Driftweg von 38 mm und die rechte zum Driftweg von 12 mm. Die Binbreite beträgt 0.5 ns. Die Verteilungen wurden mit einer Gaußfunktion gefittet.

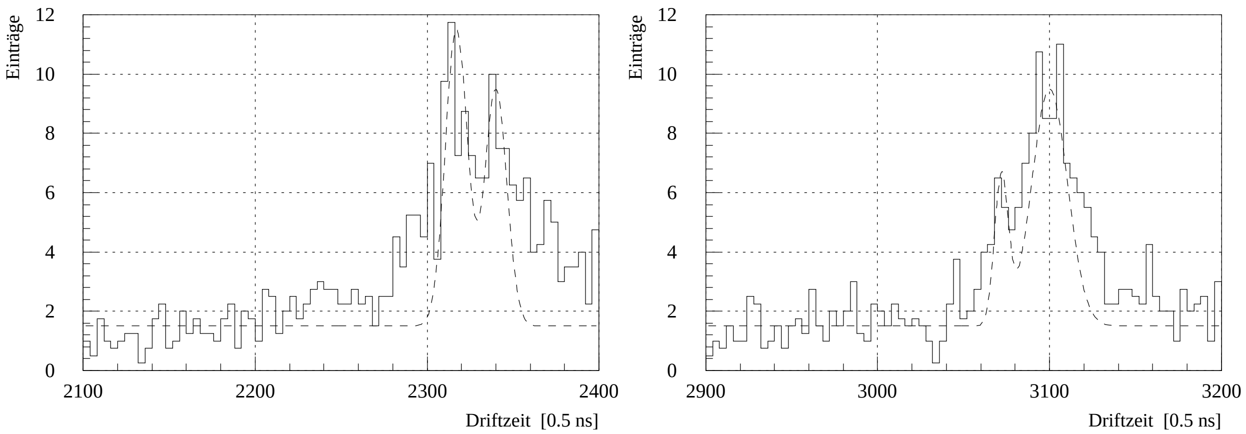


Abbildung 5.16: Darstellung desselben Zeitspektrums wie in Abbildung 5.15 . Hier wurden jedoch jeweils zwei Bins zusammengefaßt, so daß die Binbreite 1 ns beträgt. Die gestrichelte Kurve stellt eine Überlagerung zweier Gaußfunktionen dar (nicht gefittet).

Eine solche Substruktur ließe sich derart interpretieren, daß eine einflußnehmende Größe ihren Wert und damit auch die Driftgeschwindigkeit verändert. Sie ist auf jeden Fall ein Indiz dafür, daß der Gesamtfehler größer sein sollte als der statistische Fehler.

Für eine reale Abschätzung des Gesamtfehlers wurden die Driftgeschwindigkeitswerte aus einem Zeitraum von 20 Tagen entsprechend ihrer Häufigkeit aufgetragen und mit einer Gaußfunktion gefittet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.17.

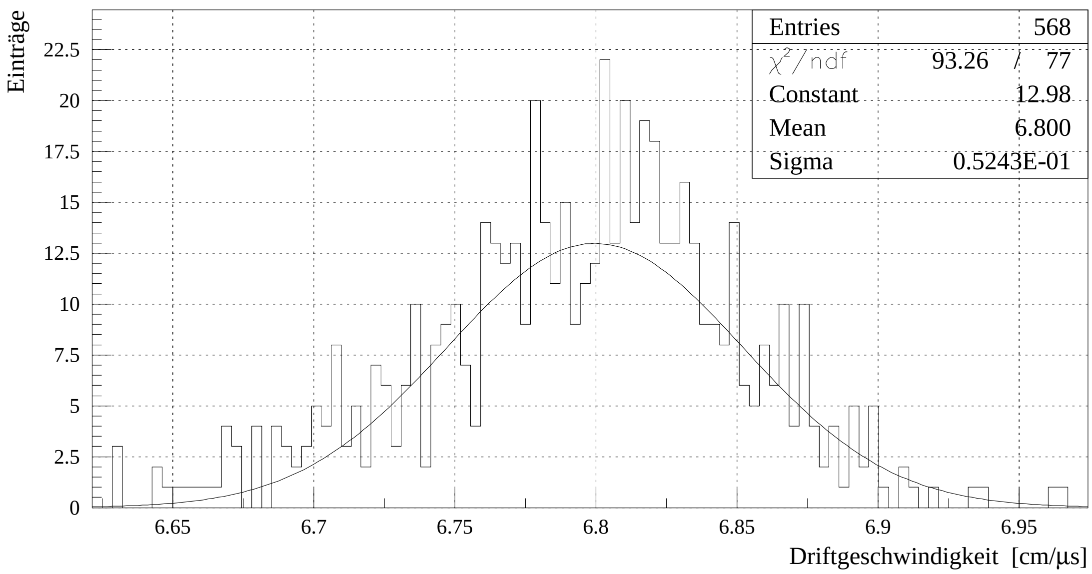


Abbildung 5.17: Häufigkeitsverteilung der Driftgeschwindigkeitswerte über einen Zeitraum von 20 Tagen und entsprechender Gaußfit

Aus $\chi^2 = 1.21$ (siehe Abbildung 5.17) folgt, daß für ein Signifikanzniveau von 5 % die erhaltene Verteilung mit einer Gaußverteilung verträglich ist ($\chi^2_{(5\%)} = 1.27$ [Bran92]). Die Standardabweichung dieser Verteilung stellt den Gesamtfehler der Messung der Driftgeschwindigkeit dar.

Insgesamt wurde auf diese Art und Weise ein Wert von

$$v = (6.80 \pm 0.06)\ \mathrm{cm}/\mu\mathrm{s} \tag{5.4}$$

ermittelt. Dies entspricht einem Fehler von 0.8 %. Damit ist die Meßmethode trotz nicht hinreichend bekannter Fehlerquellen ausreichend genau; bei der Konzipierung des Gerätes war ein Fehler von maximal 1 % vorgegeben worden.

Als Ursache für die Diskrepanz zwischen statistischem und Gesamtfehler kommen hauptsächlich drei Punkte in Frage:

(1) Nach Abbildung 5.9 und Gleichung (5.2) besitzt der Luftdruck einen großen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit. Im für die Abbildung 5.17 betrachteten Zeitraum schwankte der Luftdruck zwischen 1004 mbar und 1040 mbar. Dies könnte einen systematischen Fehler von bis zu $0.054\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (0.79 %) verursachen (Gleichung 5.2). Eine verläßliche Aussage über seinen Einfluß kann aber nur nach Messung des realen Druckes innerhalb der Kammer erfolgen, was bisher, wie schon erwähnt, nicht möglich war. Der Luftdruck wirkt auf jeden Fall nur langfristig, d.h. er kann Schwankungen der Driftgeschwindigkeit, die innerhalb weniger Stunden auftreten, nicht erklären.

(2) Die Temperatur in der Experimentierhalle variiert nach bisherigen Erfahrungen, wie schon bemerkt, um bis zu ± 1 Kelvin und bedingt dadurch einen Fehler von $\Delta v = 0.008\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (0.12 %). Sie wirkt ebenfalls nur über längere Zeiträume.

(3) Zusätzlich existiert eine kurzfristig wirkende Fehlerquelle, die eine Größenordnung von 0.6 % besitzen muß. Dies ergibt sich aus der Tatsache, daß die Summe aus statistischem und diesem kurzfristig wirkenden Fehler etwa den beobachteten Gesamtfehler von 0.8 % ergeben muß (auch aus Abbildung 5.13 abschätzbar). Für diese Fehlerquelle kommt eventuell eine, durch Druckunterschiede im Gassystem hervorgerufene, Schwankung der Gasflußrate und damit der Gaszusammensetzung (Verunreinigung durch Sauerstoff und Stickstoff) in Betracht. Diese könnte trotz der behobenen Lecks die Driftgeschwindigkeit noch leicht beeinflussen, da man davon ausgehen muß, noch nicht alle Lecks gefunden zu haben.
Die genaue Quelle dieses Fehlers muß noch näher untersucht werden.

Die Art und Weise, in der sich diese möglichen Fehler zu einem Gesamtfehler zusammensetzen, muß durch weitere Untersuchungen geklärt werden.

5.4 Einfluß von Stickstoff- und Sauerstoffanteilen auf die Driftgeschwindigkeit und die Kammereffektivität

Ausgehend von der Tatsache, daß sich in den Driftkammern des HERMES-Experimentes ein gewisser Anteil Stickstoff im Gas anreichert, sollten Untersuchungen durchgeführt werden, die den Einfluß der verschiedenen Gaskomponenten zum Gegenstand haben, darunter vor allem denjenigen von geringen Anteilen von Stickstoff und Sauerstoff. Im vorliegenden Kapitel werden zu diesem Zweck durchgeführte Simulationsrechnungen mit MAGBOLTZ dargestellt. Außerdem wird auf die Beeinflussung der Kammereffektivität eingegangen, wobei zu diesem Aspekt auch experimentelle Daten vorliegen. Es wird jeweils die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld betrachtet.

Zunächst wird auf die Beeinflussung der Driftgeschwindigkeit durch unterschiedliche Anteile der Gase eingegangen. Abbildung 5.18 und 5.19 zeigen die Änderung der Driftgeschwindigkeit für eine Variation der Anteile von CO_2, CF_4 und N_2.

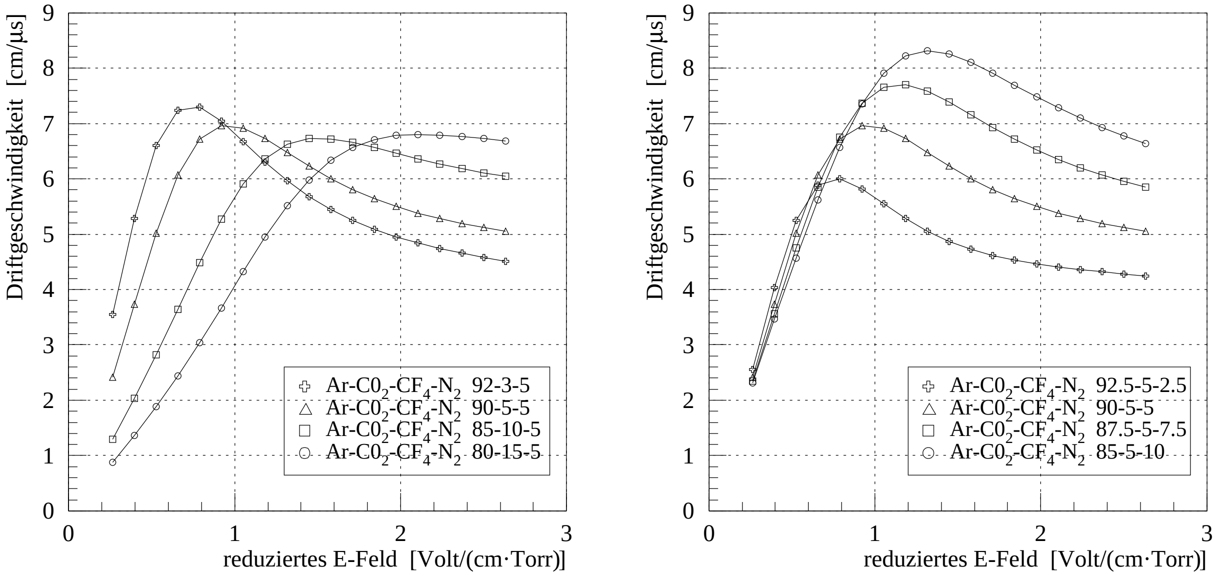


Abbildung 5.18: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten E-Feld bei Variation des $C0_2$-Anteils (links) bzw. des CF_4-Anteils (rechts)

Die maximale Größe der Driftgeschwindigkeit wird also maßgeblich vom CF_4-Anteil des Gases bestimmt, der ebenso auf die Lage des Driftgeschwindigkeitsmaximums Einfluß nimmt. Der CO_2-Gehalt wirkt ebenfalls auf die Lage des Maximums sowie zusätzlich auf die Steilheit des Anstieges.

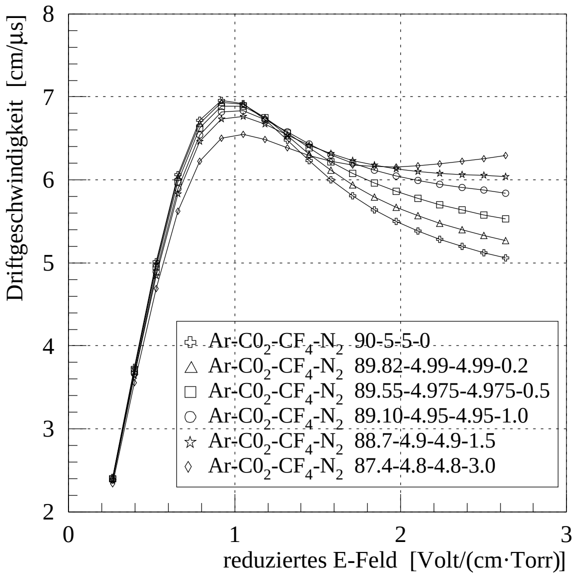


Abbildung 5.19: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten E-Feld bei Variation des N_2-Anteils

Stickstoff wirkt, wie schon in Kapitel 3.5 erwähnt, plateaubildend. Auf den Anstieg hat er fast keine Wirkung, jedoch beeinflußt er ebenfalls die maximale Driftgeschwindigkeit. Der Einfluß von definierten Stickstoffanteilen ist im nächsten Bild (Abbildung 5.20) noch einmal verglichen mit dem BC-Gas dargestellt. Hier wurden außer BC-Gas nur N_2-Anteile über 1 % betrachtet, da eine mögliche Veränderung des Stickstoffgehaltes im Gasgemisch nur eine Erhöhung durch zunehmende Anreicherung sein kann.

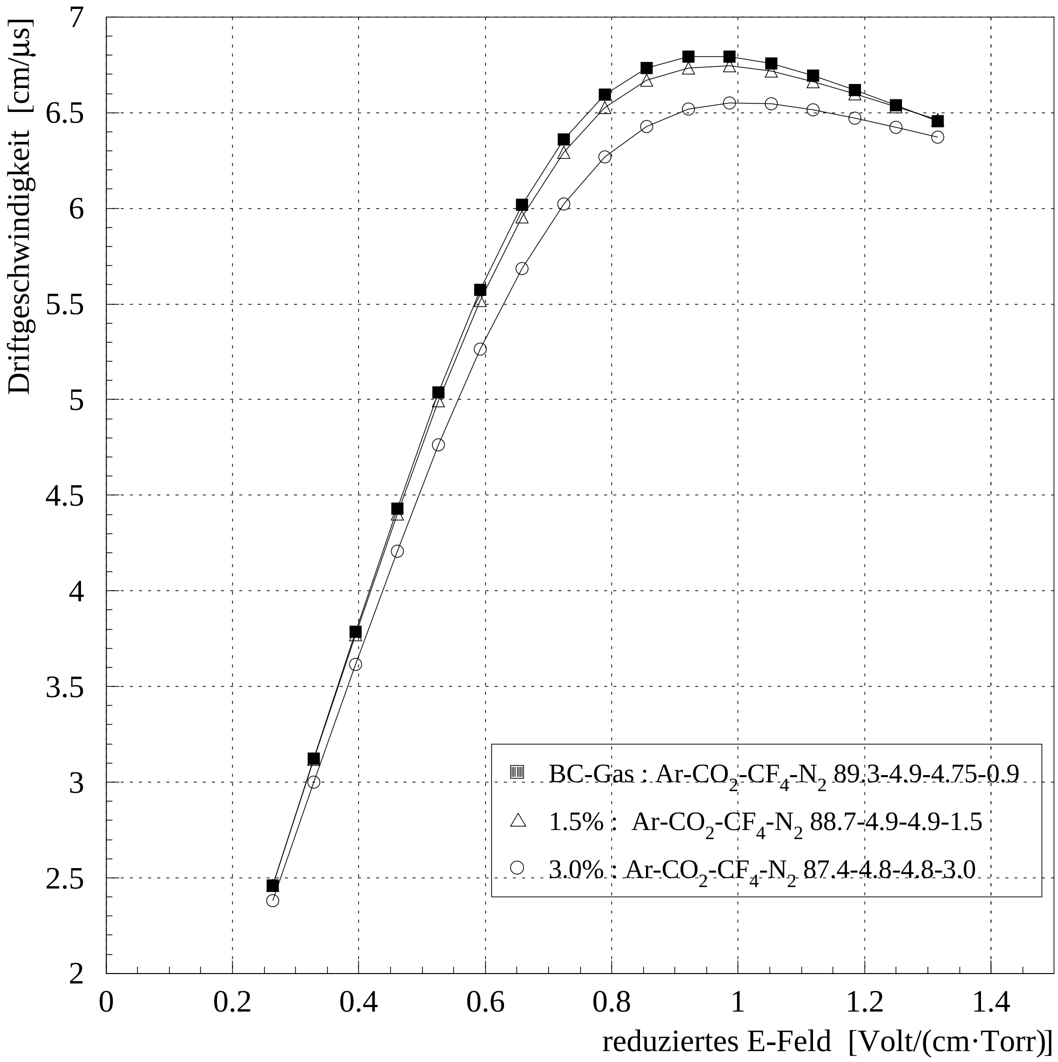


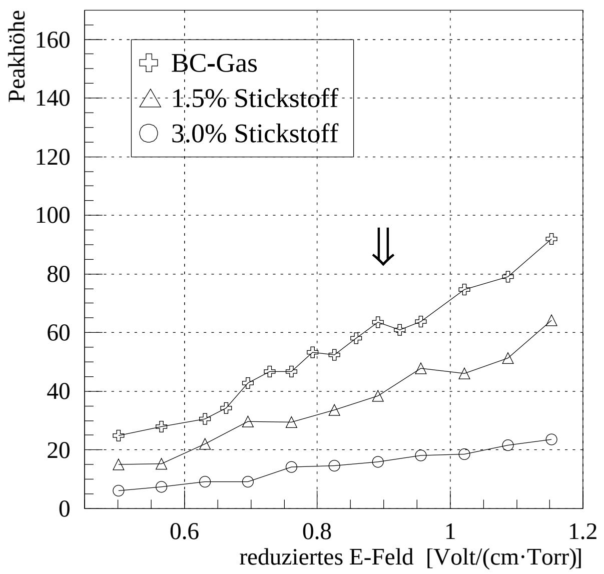
Abbildung 5.20: Verschiedene Stickstoffanteile verglichen mit BC-Gas

Betrachtet man z.B. ein reduziertes elektrisches Feld von 0.8 $\mathrm{V\,cm^{-1}Torr^{-1}}$, so ergibt sich ein Unterschied von 0.3 cm/μs (4.6 %) zwischen der Driftgeschwindigkeit für das BC-Gas und derjenigen für ein Gas mit einem Stickstoffanteil von 3 %.

Aus den Abbildungen 5.18 und 5.19 folgt nun: Da Stickstoff im Gegensatz zu Sauerstoff nicht aus dem Gaskreislauf herausgefiltert werden kann und schon geringe Anteile die Driftgeschwindigkeit merklich beeinflussen, sollte der N_2-Gehalt des Gases möglichst konstant gehalten werden. Zu diesem Zweck muß der Stickstoffgehalt permanent monitoriert werden.

Diese Möglichkeit bietet ebenfalls der Driftzeitmonitor.

In der folgenden Abbildung ist die Höhe der beiden Peaks eingetragen, die den Driftwegen von 12 bzw. 38 mm entsprechen. Das heißt, dies ist die Höhe der gefitteten Gaußverteilung, die ein Maß für die Anzahl der registrierten korrelierten Kammerereignisse ist.



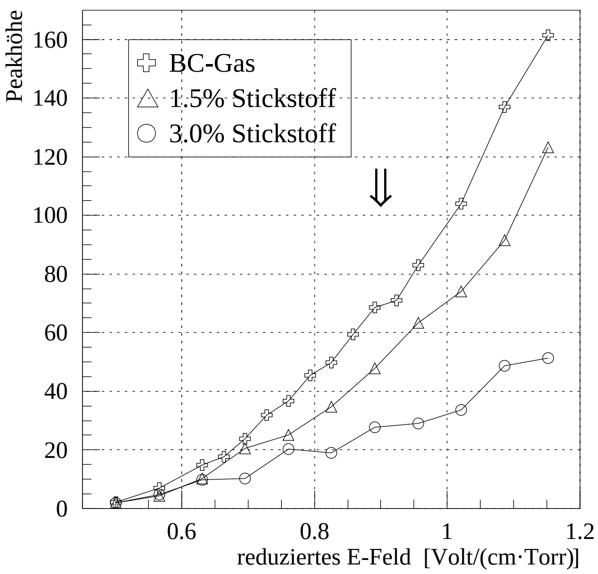


Abbildung 5.21: Peakhöhen entsprechend den Driftwegen von 12 mm (links) und 38 mm (rechts), die Pfeile markieren den gegenwärtigen Arbeitspunkt

Wie sich feststellen läßt, hängt die Peakhöhe stark vom Stickstoffanteil im Gas ab, und zwar für den längeren Driftweg noch wesentlich stärker als für den kürzeren. Dieses Verhalten ist auf den zunehmenden Elektroneneinfang durch Stickstoffanteile zurückzuführen, die dementsprechend auf einem längeren Driftweg stärker auf die Elektronenanzahl einwirken.

Aufgrund des oben diskutierten Verhaltens wird die Höhe des Fernpeaks (Driftweg 38 mm) neben der Driftgeschwindigkeit ständig monitoriert, um Hinweise auf eventuell zunehmende Stickstoff- und auch Sauerstoffanteile (Sauerstoff ist ebenfalls als „Elektronenfänger" bekannt) im Gas des Driftkammersystems zu erhalten.

6 Die Einbindung im HERMES-Experiment

In diesem Kapitel werden einige spezifische Aspekte behandelt, die mit der Integration des Driftzeitmonitors in das HERMES-Experiment und den Besonderheiten der Messungen am Standort DESY Hamburg verbunden sind.

6.1 Platz des Einbaus

Der Driftzeitmonitor befindet sich außerhalb des HERA-Tunnels, innerhalb des sogenannten Elektronik-Trailers, einer Plattform, die die Ausleseelektronik sowie einen Teil der Gasversorgung des HERMES-Experimentes enthält. Dieser Standort steht nicht unter dem Einfluß von Magnetfeldern und ermöglichte die einfache Einbindung des Driftzeitmonitors in das Gassystem der Driftkammern des HERMES-Spektrometers. Die Wahl des Platzes innerhalb der Experimentierhalle gewährleistet eine Temperaturstabilität von $\pm 1\,\mathrm{K}$ (siehe Kapitel 5). Im Routinebetrieb werden jeweils 10 % des Gases pro Durchlauf ausgetauscht [Int4/95]. Die Monitorkammer befindet sich in der Abflußleitung des Gases, angeschlossen über ein T-Stück. Ein direkt nachfolgendes Nadelventil vergrößert die Impedanz der Gasleitung. Dadurch wird erreicht, daß das Gas durch die Kammer und nicht nur durch die Abflußleitung fließt. Die folgenden Abbildungen zeigen einen Überblick des gesamten Gassystems (Abbildung 6.2) sowie einen daraus vergrößerten Ausschnitt, der speziell die Einbindung der Monitorkammer darstellt (Abbildung 6.1).

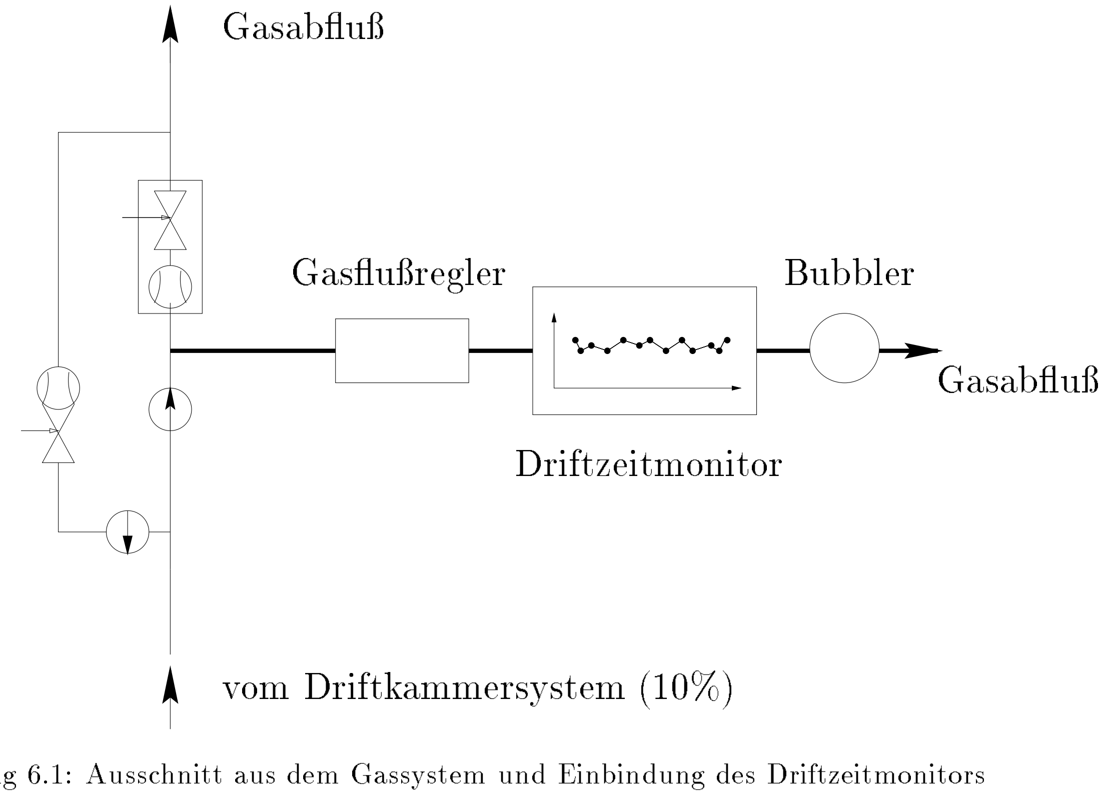


Abbildung 6.1: Ausschnitt aus dem Gassystem und Einbindung des Driftzeitmonitors

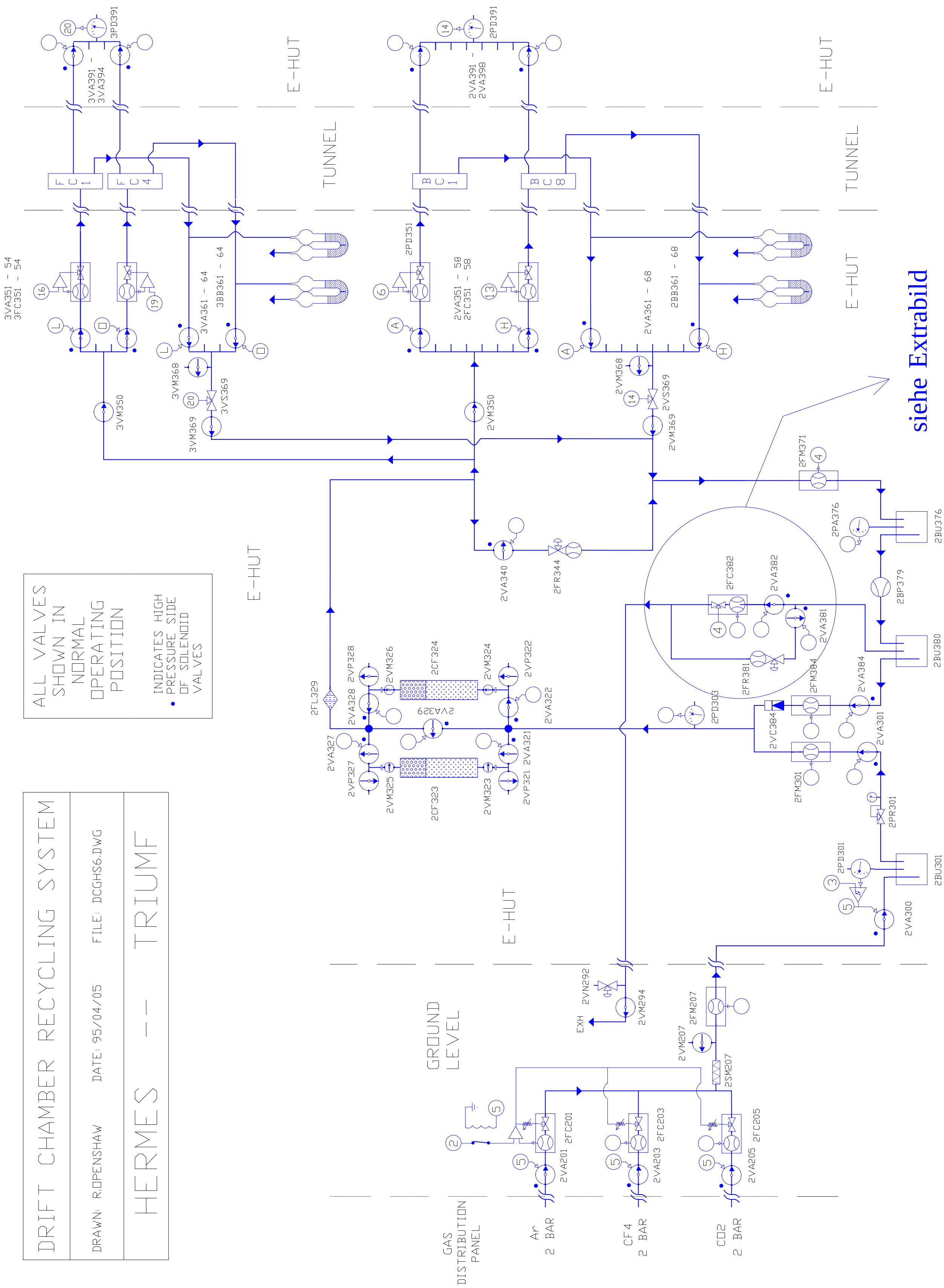


Abbildung 6.2: Übersicht des Gassystems der Driftkammern im HERMES-Experiment [Open95]

6.2 Graphische Darstellung der Meßwerte

Zusätzlich zu der in Abschnitt 4.6.4 beschriebenen Möglichkeit, die u.a. in Histogrammen gespeicherten Daten mittels PAW anzusehen und weiterzuverarbeiten, wurde mittels PinK [PinK95], einer erweiterten Tcl/Tk-Version, eine graphische Oberfläche geschaffen, die eine übersichtliche Darstellung der Driftgeschwindigkeit erlaubt, siehe Abbildung 6.3. Die Schwankungsbreite der Werte entspricht etwa der in Abschnitt 5.3 diskutierten. Die Zeitachse der Darstellung wird ständig aktualisiert. Diese Graphik kann jederzeit als PostScript-File abgespeichert oder auch ausgedruckt werden.

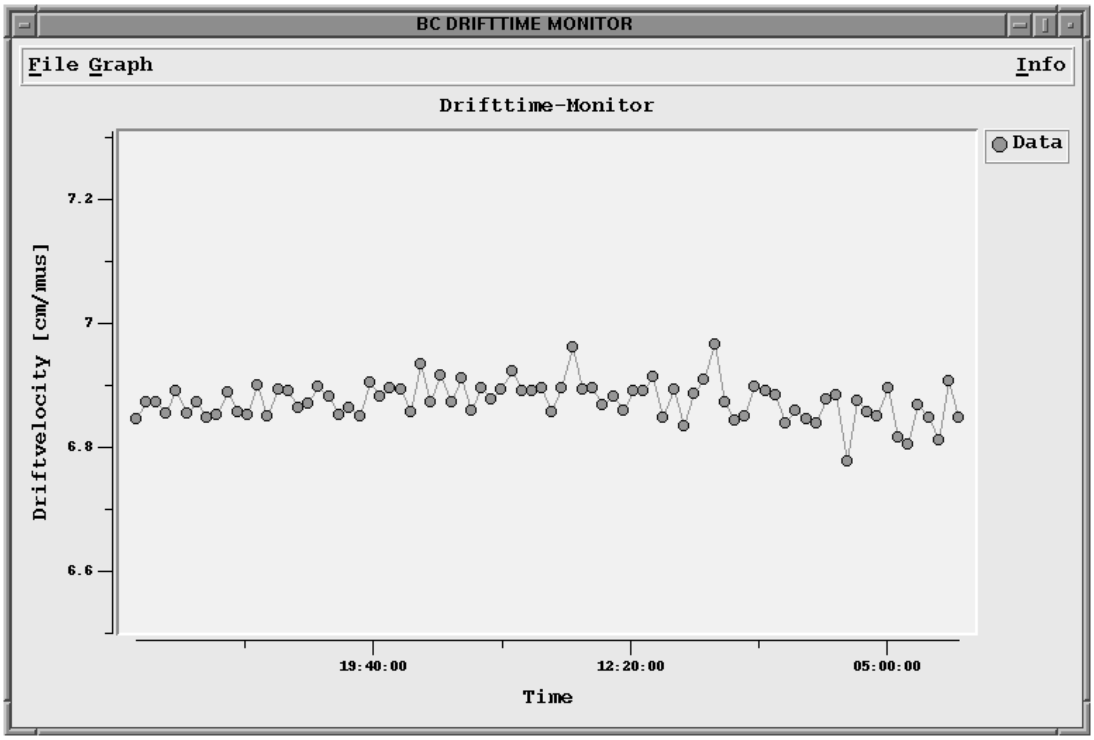


Abbildung 6.3: Graphische Oberfläche zur Darstellung der Driftgeschwindigkeit

Um neben dem Online-Monitoring auch eine spätere Analyse der Daten zu ermöglichen, werden zu Beginn jedes Runs die jeweils bis zu diesem Zeitpunkt neu ermittelten Werte der Driftgeschwindigkeit und des statistischen Fehlers der Driftgeschwindigkeit sowie die zugehörige Zeit auf Magnetband abgespeichert. Dies geschieht zusammen mit anderen Kalibrations- und Slow-Control-Daten (wie z.B. Hochspannungswerten, Temperatur- und Druckdaten) des HERMES-Experimentes, deren Speicherung ebenfalls mit dieser Häufigkeit erforderlich ist.

7 Zusammenfassung

HERMES ist ein Festtarget-Experiment, welches die Spinstruktur der Nukleonen mittels tiefinelastischer Streuung polarisierter Elektronen bzw. Positronen an einem polarisierten Gastarget untersucht. Dabei soll durch Messung der Spinstrukturfunktionen die Frage beantwortet werden, welche Komponenten in welchen Anteilen zum Nukleonenspin beitragen.

Mit dem Driftzeitmonitor wurde im Rahmen dieser Arbeit für das Driftkammersystem des HERMES-Experimentes ein Analysegerät gebaut, das die Driftgeschwindigkeit mißt und deren Konstanz überwacht.

Dies ist vor allem notwendig, um die Stabilität der für die Datenanalyse grundlegenden Orts-Driftzeit-Beziehung zu gewährleisten. Eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit weist dabei auf eine veränderte Gaszusammensetzung bzw. veränderte äußere Parameter hin.

Der Driftzeitmonitor ist in das Gassystem der Driftkammern des HERMES-Experimentes eingebunden. In diesem wird die Gasmischung $Ar(90\%)CO_2(5\%)CF_4(5\%)$ verwendet.

- Meßprinzip: Das Gas aus dem Rückstrom der HERMES-Driftkammern fließt durch eine kleine Monitorkammer und wird durch zwei β-Quellen an zwei definierten Stellen ionisiert. Das Feld im Driftraum ist durch die Verwendung von feldformenden Streifen weitgehend homogen. Die von den driftenden Elektronen verursachten Anodensignale werden von einem TDC ausgelesen, der von einem Szintillator getriggert wird. Aus der Differenz der beiden Driftzeiten läßt sich die Driftgeschwindigkeit bestimmen.
- Es wurden zwei Szintillatorkonzepte getestet: die Verwendung von 2×5 szintillierenden Fasern bzw. zwei Plättchen Szintillatormaterial, die an einen Lichtleiter gekoppelt sind. Die letztere Variante weist eine höhere Lichtausbeute und größere mechanische Stabilität auf und findet deshalb im Dauerbetrieb des Driftzeitmonitors Verwendung.
- Der Kollimator, den die β-Strahlung der Quellen nur durch zwei Schlitze durchdringen kann, besteht aus einer 5 mm dicken Aluminiumschicht und einer ebenfalls 5 mm dicken Bleischicht. Die Abschirmung der Strahlung nach außen geschieht durch den Quellenkörper selbst sowie einen 10 mm dicken Plexiglasdeckel. Messungen der Strahlenexposition ergaben eine Äquivalentdosisleistung von $7\,\mu S/h$ bei einem erlaubten Grenzwert von $8\,\mu S/h$; die Abschirmung ist damit ausreichend.
- Die Gastemperatur und der Kammerdruck werden mittels Sensoren gemessen (noch nicht vollständig implementiert). Es wurden Simulationsrechnungen zu Druck- und Temperaturabhängigkeit durchgeführt. Die Druckabhängigkeit konnte experimentell bestätigt werden.
- Das im Rahmen der Arbeit geschaffene Monitorprogramm liest die TDC-Werte aus und berechnet mit Hilfe einer Fitprozedur die Driftgeschwindigkeit und deren Fehler.
- Der optimale Arbeitspunkt für die fünf verwendeten Hochspannungen wurde experimentell bestimmt.
- Eine graphische Oberfläche, die auf PinK basiert, erlaubt eine übersichtliche Darstellung der Driftgeschwindigkeit.
- Durch zusätzliche Monitorierung der Höhe der Peaks der TDC-Zeitspektren erhält man Hinweise auf eine mögliche Änderung des Stickstoffanteiles im Gas.

- Für die Driftgeschwindigkeit ist ein Wert von (6.80 ± 0.06) cm/μs ermittelt worden. Der Fehler entspricht einem Wert von 0.8 %.
- Dieser Gesamtfehler setzt sich aus dem statistischen Fehler von 0.22 % und einem systematischen Fehler zusammen. Zum systematischen Fehler tragen langfristig wirkende Druckschwankungen mit maximal $\Delta v/v = 0.88\,\%$ und Temperaturschwankungen mit maximal $\Delta v/v = 0.12\,\%$ bei. Eine Analyse der Komponenten des Gesamtfehlers zeigt, daß darüber hinaus eine noch nicht bekannte, kurzfristig wirkende Fehlergröße der Größenordnung 0.6 % existiert.
  Der im Dauerbetrieb des Driftzeitmonitors erhaltene Gesamtfehler von 0.8 % ist kleiner als der bei der Konzipierung des Driftzeitmonitors vorgegebene maximal erlaubte Fehler von 1 %, d.h. die Monitorierung der Driftgeschwindigkeit ist ausreichend genau.

Der Driftzeitmonitor ist damit als ein Gerät zur fortwährenden Monitorierung der Driftgeschwindigkeit verfügbar. Er wird im Dauerbetrieb des HERMES-Experimentes eingesetzt.

A Anhang

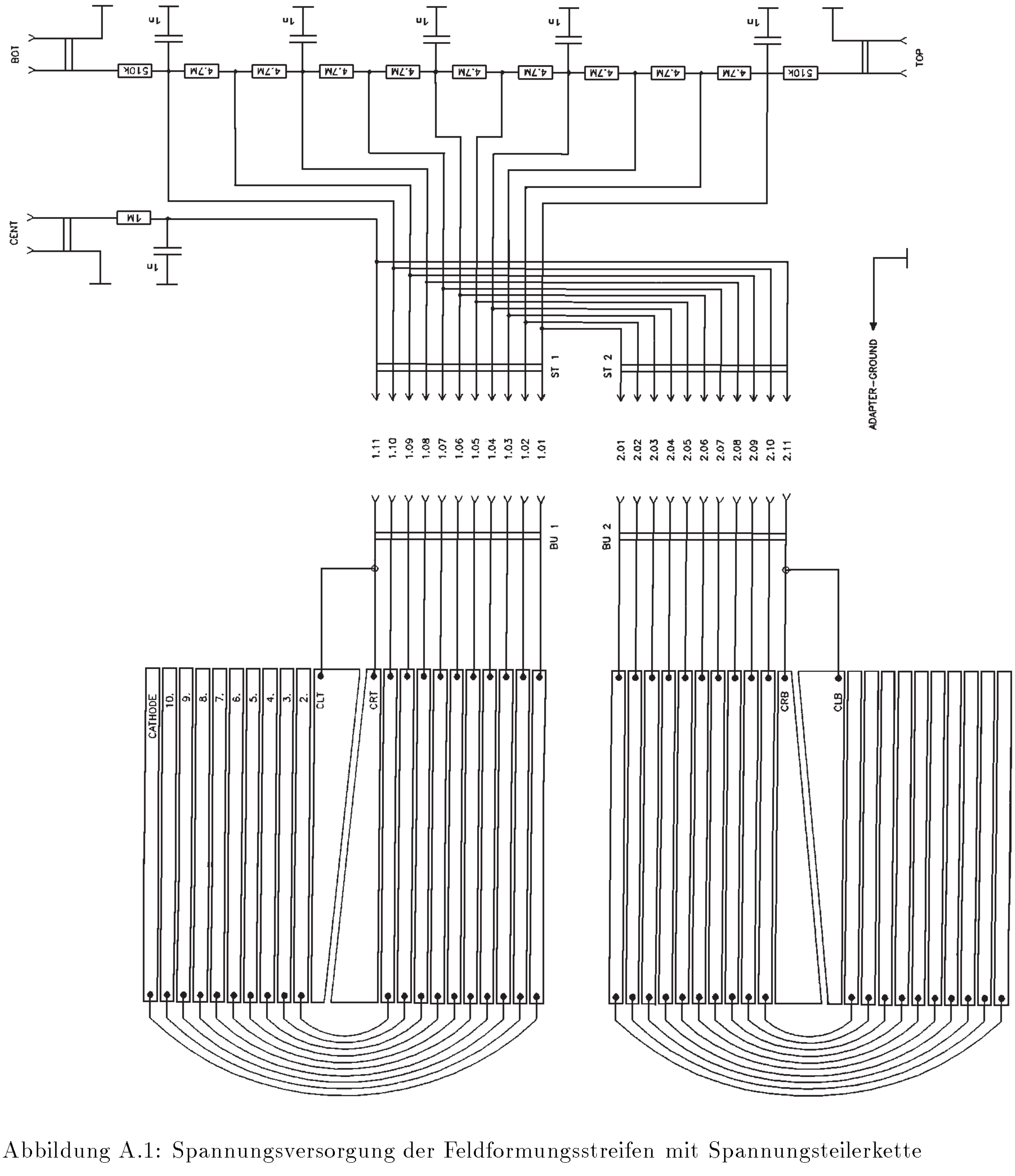


Abbildung A.1: Spannungsversorgung der Feldformungsstreifen mit Spannungsteilerkette

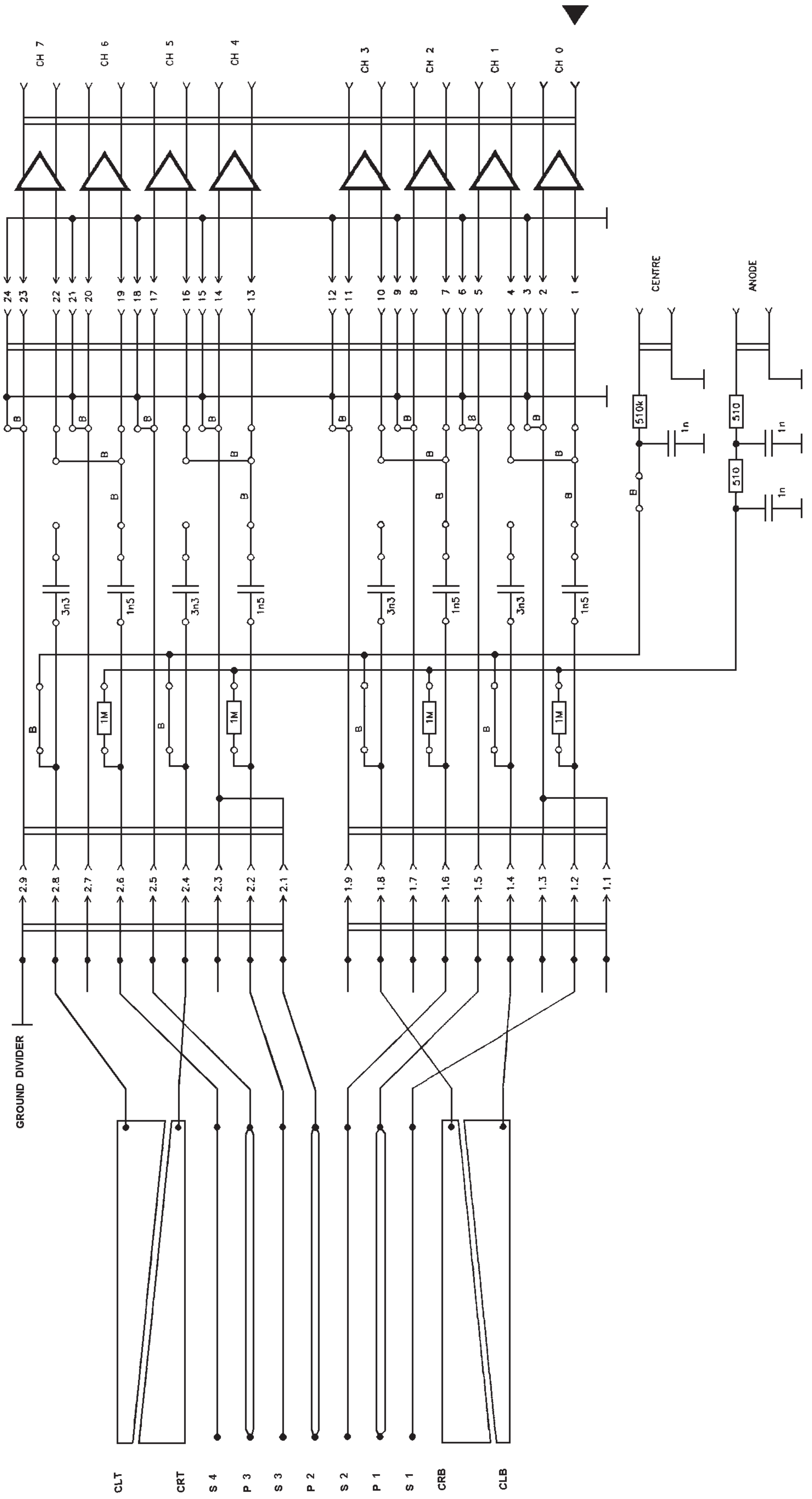


Abbildung A.2: Spannungsversorgung und Auslese der Drähte

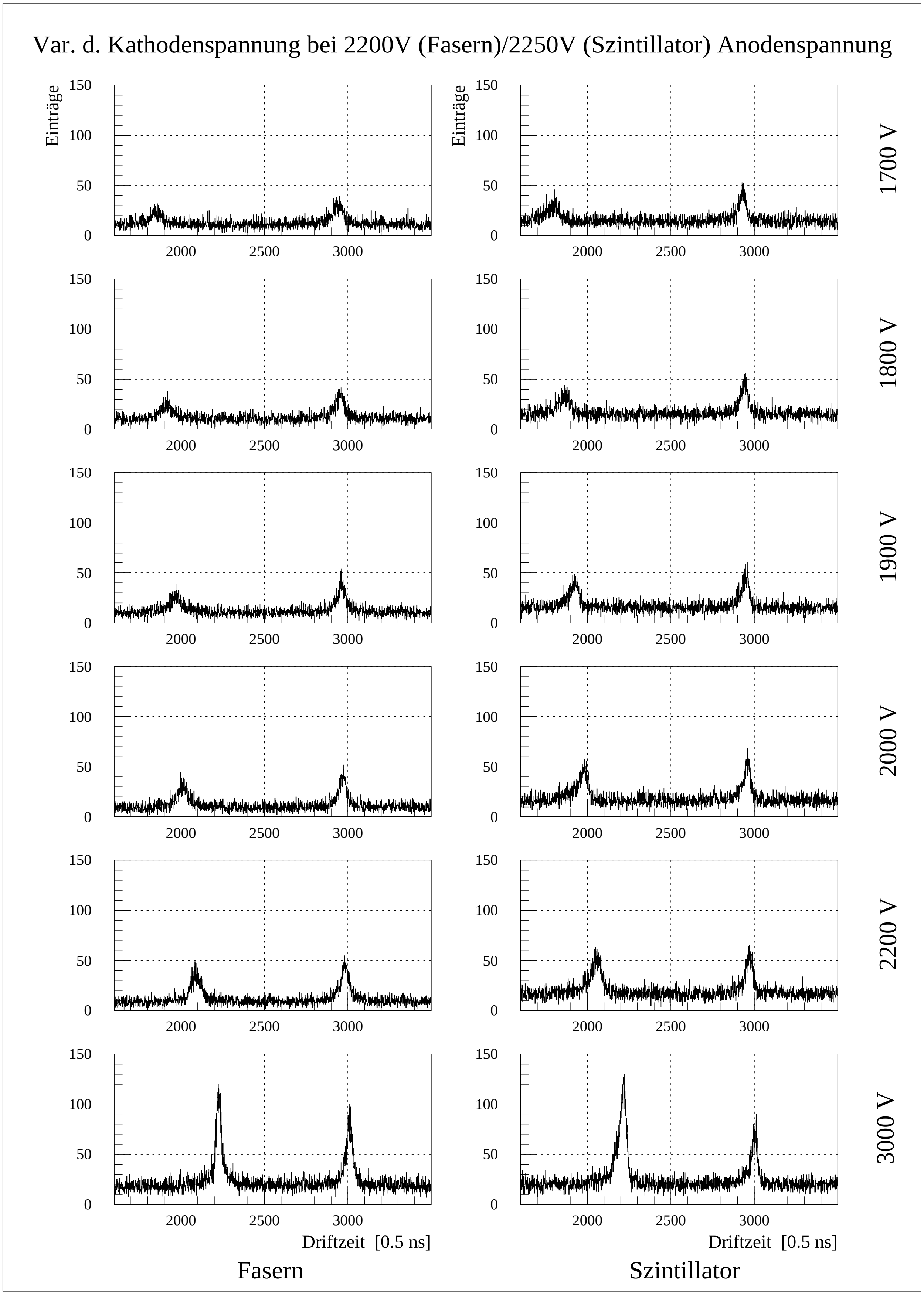


Abbildung A.3: Variation der Kathodenspannung bei 2000 V bzw. 2250 V Anodenspannung

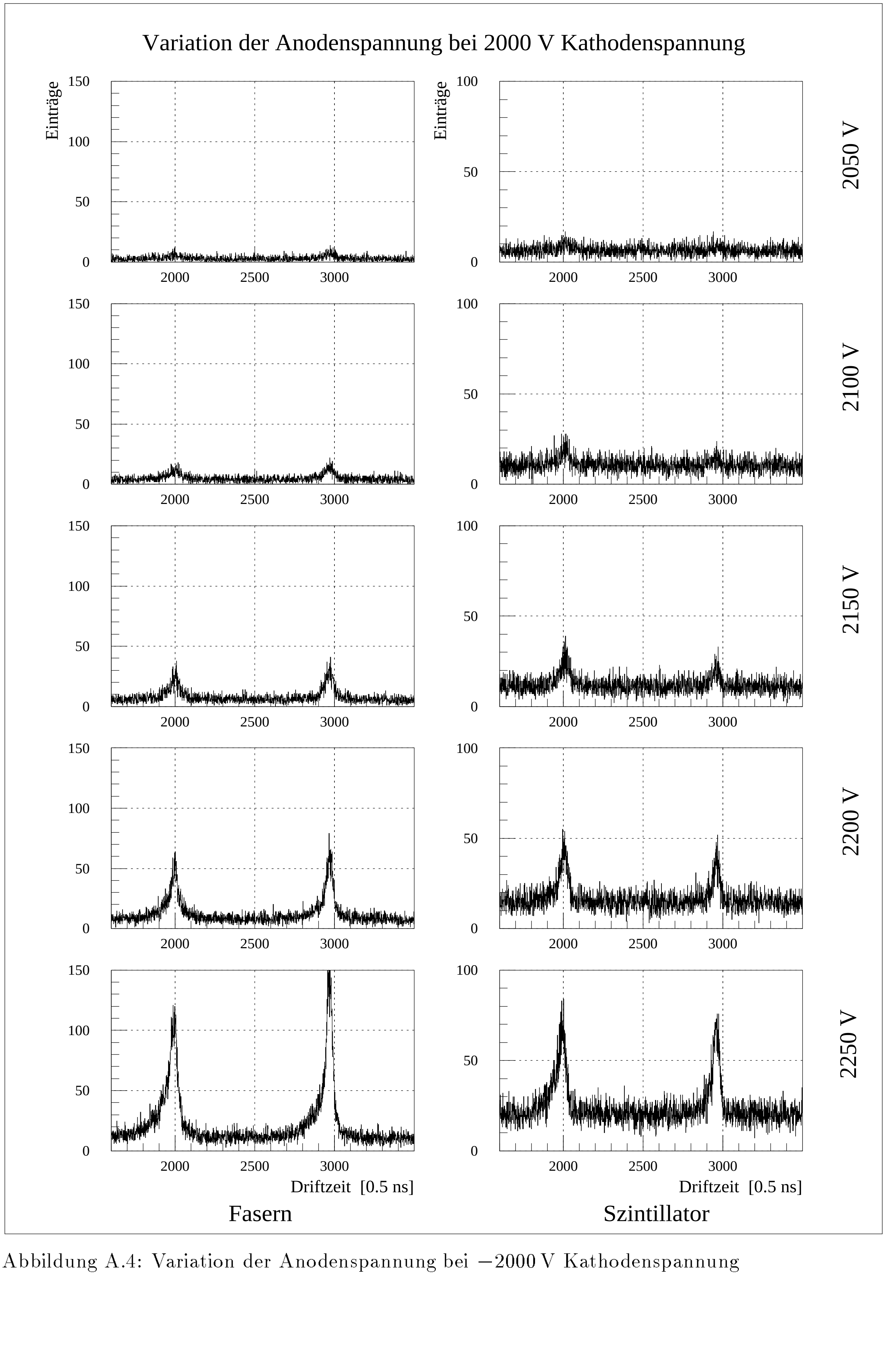


Abbildung A.4: Variation der Anodenspannung bei −2000 V Kathodenspannung

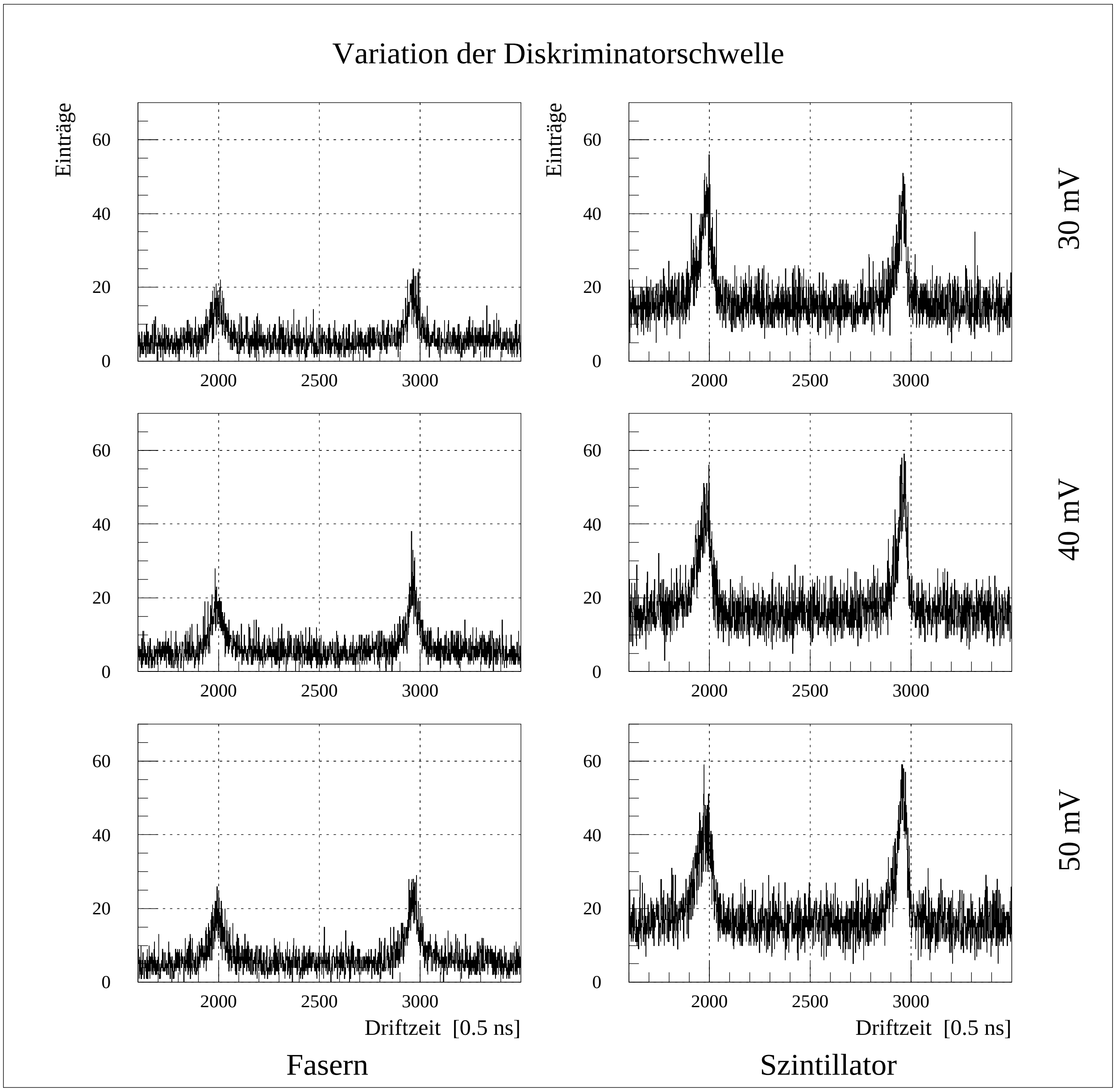


Abbildung A.5: Variation der Diskriminatorschwelle

Die in die Histogramme eingetragenen Zeiten sind unkorrigierte TDC-Zeiten, die sich auf ein Common-Stop-Signal beziehen. Bei den Ergebnissen ist von der unterschiedlichen Untergrundhöhe abzusehen. In diesem Versuchsstadium war der Driftzeitmonitor noch nicht ausreichend geerdet. Durch unterschiedliche Einstrahlung von Hochfrequenzfeldern, die beim Wechsel der Spinrichtung im Target des HERMES-Experimentes verursacht wurden, war die Rate der unkorrelierten Ereignisse jeweils verschieden. Die Anzahl der Trigger pro Histogramm war innerhalb einer Meßreihe jeweils konstant, aber nicht innerhalb der gesamten Untersuchung. Daraus folgt, daß auch die Peakhöhen nur innerhalb einer Meßreihe vergleichbar sind.

Literaturverzeichnis

[Bähr93] J. Bähr et al., *High Precision Particle Tracking with a Fiber Detector at the HERA ep-Collider*, DESY **93–200** (1993)

[Beth30] H.A. Bethe, Ann. Physik **5** (1930) 325

[Biag90] S.F. Biagi, *Magboltz Program*, Version 2.2 (1990)

[Bloc33] F. Bloch, Ann. Physik **16** (1933) 285

[Blum94] W. Blum and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag, Berlin 1994

[Bjor66] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1457;
Phys. Rev. **D1** (1970) 1367

[Bran92] S. Brandt, *Datenanalyse*, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1992

[Burk70] H. Burkhardt and W.N. Cottingham, Ann. Phys. (NY) **56** (1970) 453

[Call69] C.G. Callan Jr. and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156

[Char68] G. Charpak et al., NIM **62** (1968) 262

[Chri91] L.G. Christophorou et al., NIM **A309** (1991) 160

[Croy94] LeCroy, *Operator's Manual 96 Channel Fastbus TDC Model 1876*, 1994

[DESY95] DESY: HERMES-Kollaboration

[Dörs92] B. Dörschel, V. Schuricht und J. Steuer, *Praktische Strahlenschutzphysik*, Spektrum Akademischer Verlag, Berlin 1992

[Dürn94] M. Düren and K. Zapfe, *Experimental Techniques and Physics in a Polarized Storage Ring*, DESY **94–238** (1994)

[Dürn95] M. Düren, *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*, DESY **HERMES-95-02** (1995)

[Elli74] J. Ellis and R.L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444;
Phys. Rev. **D10** (1974) 1669

[EMC89] EMC, J.Ashman et al., Phys. Lett. **206B** (1988) 364;
Nucl. Phys. **B328** (1989) 1

[Grim88] E. Grimsehl, *Lehrbuch der Physik, Bd. 4 Struktur der Materie*, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1988

[Grup93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1993

[Hash95] D. Hasch, *Bestimmung der Parameter einer 6-Ebenen Driftkammer für das HERMES-Experiment*, DESY-Zeuthen **95-04** (1995)

[HBOOK93] *HBOOK–Statistical Analysis and Histogramming*, Reference Manual, Version 4.17, CERN Program Library **Y250** (1993)

[Herf86] L. Herforth und H. Koch, *Praktikum der Radioaktivität und der Radiochemie*, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1986

[HERM93] The HERMES Collaboration, *Technical Design Report*, DESY-PRC **93-06**, MPIH-**V20**-1993 (1993)

[HRC94] W. Wander, *HERMES Reconstruction Manual*, HERMES software (1994)

[Huxl74] L.G.H. Huxley and R.W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, John Wiley & Sons, New York 1974

[Int4/95] H. Böttcher et al., *Investigations on the HERMES DC Gas System*, Zeuthen Internal Note **4/95** (1995)

[Klei92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, Stuttgart 1992

[Krau95] B. Krause, persönliche Mitteilung

[Kück95] M. Kückes, persönliche Mitteilung

[Lüde94] H. Lüdecke, *Faserdetektoren im Vorwärts-Proton-Spektrometer von H1*, Vortrag am DESY-IfH Zeuthen am 13.12.1994

[Musl88] G. Musiol, J. Ranft, D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1988

[Open95] R. Openshaw, persönliche Mitteilung

[Pall75] V. Palladino and B. Sadoulet, NIM **128** (1975) 323

[PAW92] *PAW-Physics Analysis Workstation*, The complete Reference, Version 1.14, CERN Program Library **Q121** (1992)

[PinK95] K. Ackerstaff and M.-A. Funk, *PinK (Pink is not KUIP)–an interface between Tcl/Tk, Adamo and DAD*, Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, 18.–22. September 1995, to be published

[Povh94] B. Povh, K. Rith, Ch. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, Berlin 1994

[Saul77] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN-Report **77-09** (1977)

[Saul93] F. Sauli, *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, Singapore 1993

[Schm96] F. Schmidt, Diplomarbeit in Vorbereitung, 1996

[Schu83] V. Schuricht und J. Steuer, *Praktikum der Strahlenschutzphysik*, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1983

[SLAC95] E-142, P.L. Anthony et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 959; E-143, K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 346

[SMC93] SMC, B. Adeva et al., Phys. Lett. **B302** (1993) 533

[Soko64] A. Sokolov and J.M. Ternov, Sov. Phys. Doklady **8** (1964) 1203

[Tayl88] J.R. Taylor, *Fehleranalyse* , VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1988

[Trud95] A. Trudel, persönliche Mitteilung

[Vavr92] J. Va'vra, NIM **A323** (1992) 34

[Vavr93] J. Va'vra et al., NIM **A324** (1993) 113

[Veen93] R. Veenhof, *Garfield, a drift chamber simulation program*, User's Guide, Version 4.29, CERN Program Library **W5050** (1993)

[Voss95] R.Voss, *Experiments on Polarised Deep Inelastic Scattering*, Proceedings of the Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, Paris 1995

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die mich bei der Anfertigung meiner Diplomarbeit unterstützt haben, herzlich bedanken.

Herrn Professor Dr. T. Lohse danke ich für die Vergabe des Diplomthemas.

Meinem Betreuer, Herrn Dr. A. Schwind, gilt mein besonderer Dank für die interessante Aufgabenstellung sowie die vielen hilfreichen Anregungen bei ihrer Bearbeitung.

Ganz besonders möchte ich mich bei der gesamten Zeuthener HERMES-Gruppe für die vielfältig mir zuteil gewordene Hilfe in Form von zahlreichen Diskussionen und vielen wertvollen Hinweisen bedanken.

Danken möchte ich auch der Erlanger Gruppe sowie vielen anderen am HERMES-Experiment beteiligten Physikern für die angenehme Zusammenarbeit und den wissenschaftlichen Austausch über die Ergebnisse.

Ferner gilt mein Dank der mechanischen Werkstatt des Zeuthener Institutes, die einen großen Teil der mechanischen Komponenten des Driftzeitmonitors nach meinen Konstruktionszeichnungen angefertigt hat.

Der herzlichste Dank gebührt meinen Eltern, die mich in jeder Form unterstützt haben.

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne Inanspruchnahme fremder unerlaubter Hilfe, nur unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Berlin, den 4. Januar 1996

Alexandra Buchsteiner