Signaluntersuchungen an den HERMES Driftkammern BC 1/2

Diplomarbeit

von

Peter Budz

Physikalisches Institut
der
FRIEDRICH–ALEXANDER–Universität
Erlangen–Nürnberg

Januar 1999

Wenn Du mit anderen ein Schiff bauen willst,
so beginne nicht, mit ihnen Holz zu sammeln,
sondern wecke in ihnen die Sehnsucht
nach dem großen, weiten Meer.
(Unbekannt)

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Infolge der raschen Entwicklung der Technik und der daraus folgenden neuen Möglichkeiten, größere Experimente aufzubauen, erfuhr die Welt der kleinsten Teilchen eine regelrechte „Bevölkerungsexplosion“. So kann man über mehrere Stufen hinweg bekannte Strukturen wie z. B. das Atom in weitere Unterstrukturen unterteilen.
Erst eine Reihe von Streuexperimenten mit hochenergetischen Teilchen und die Einführung des Quarkmodells trugen dazu bei, daß sich dieser heranwachsende „Teilchenzoo“ recht übersichtlich strukturieren läßt. Somit liefern zwei große Teilchengruppen jene Bausteine, aus denen sich die Materie zusammensetzt. Innerhalb einer Gruppe zeichnen sich die Teilchen durch einen gemeinsamen Spin aus: Fermionen (Leptonen und Quarks) haben einen halbzahligen Spin, während Bosonen einen ganzzahligen Spin haben.
Jeweils drei Valenzquarks, Gluonen und die sogenannten Seequarks (Quark-Antiquark-Paare) bestimmen die Struktur eines Nukleons. Die Erforschung mikroskopischer Strukturen der Nukleonen bedeutet u. a., die Spinstruktur eines Nukleons zu untersuchen und den Beitrag der eizelnen Komponenten und möglicherweise des Bahndrehimpulses zum Gesamtnukleonenspin $S_{\mathrm{z}}^{\mathrm{N}}$ festzustellen. Die verstärkt zu diesem Zweck eingesetzten Streuexperimente haben als Aufgabe, diese Aufteilung zu erklären und somit zu einem besseren Verständnis der Spinverteilung beizutragen. Es wurden in diesem Zusammenhang die Spinstrukturfunktionen $\mathrm{g}_1^p(x_{\mathrm{Bj}}, Q^2)$ des Protons und $\mathrm{g}_1^n(x_{\mathrm{Bj}}, Q^2)$ des Neutrons in tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung gemessen ($\mathrm{x_{Bj}}$ - im weiteren Verlauf mit x bezeichnet - und Q^2 stellen ein Maß für die Inelastizität des betrachteten Streuereignisses bzw. ein Maß für die auflösbare Längenskala dar). So kam man zu dem Ergebnis, daß sich die Verteilung der Anteile anders gestaltet als erwartet. Die Quarks liefern insgesamt einen geringeren Beitrag und die s–Seequarks ein negative Polarisation. Somit kamen die Vorhersagen des einfachen Quark–Parton–Modells ins Wanken und es wird allgemein von einer „Spin-Krise“ gesprochen.
Ein Experiment ganz neuer Art heißt HERMES und hat sich als Ziel gesetzt, eine genaue Untersuchung der Spinstrukturfunktionen der Nukleonen vorzunehmen. Es wird am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg betrieben und hat mit der Datennahme im Frühjahr 1995 begonnen. Hierzu läßt man in tiefinelastischer Streuung derzeit longitudinal polarisierte Elektronen mit polarisierten internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}Helium wechselwirken.
Die Notwendigkeit einer genauen Bestimmung der physikalischen Größen setzt ein vertieftes Wissen über den Einfluß der äußeren Parameter auf die Messung voraus. Nur so ist eine hohe Qualität der Meßdaten gewährleistet.
Zur Rekonstruktion der Teilchenspur im HERMES–Spektrometer werden Driftkammern verwendet. In dieser Arbeit werden mit Hilfe einer FADC–Auslese verschiedene Eigenschaften von Driftkammergrößen wie Anstiegszeit, Pulshöhe, Pulsbreite, Pulsfläche und Mehrfachpulse in Abhängigkeit von angelegter Hochspannung und elektrischer Schwellenspannung im Detail untersucht.

2 Das HERMES–Experiment

2.1 Motivation

An dem Speicherring HERA (Hadron–Elektron–Ring–Anlage) in Hamburg sind in den Experimentierhallen die Exeprimente H1 (Halle Nord), ZEUS (Halle Süd), HERA-B (Halle West) und HERMES (Halle Ost) aufgebaut (s. Abb. 2.1). Von den beiden im Gegen-

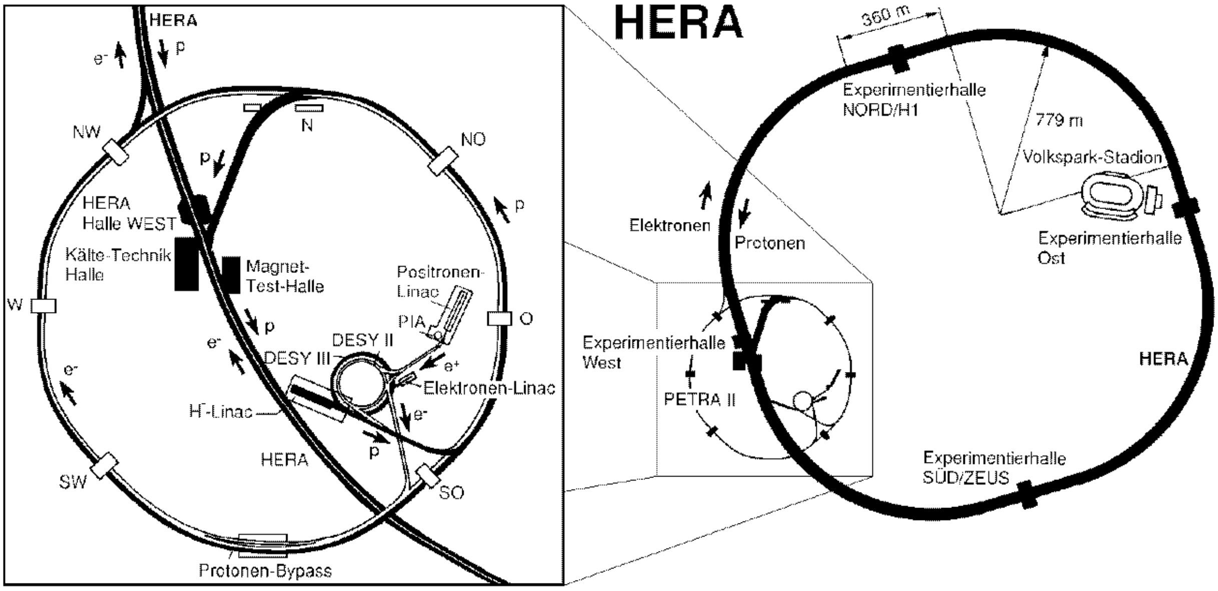


Abb. 2.1: *Die* HERA *Speicherringanlage und die Vorbeschleuniger* PETRA *und* DESY

sinn laufenden Strahlen (Elektronen, Protonen) verwendet HERMES nur den Elektronenstrahl, der unmittelbar vor dem Experiment longitudinal polarisiert wird.
Dieser hochenergetische Elektronenstrahl kann nun wie eine Sonde eingesetzt werden, um mittels tiefinelastischer Streuung an Nukleonen Längenausdehnungen, die wenige Bruchteile eines Femtometers betragen, abzutasten. Somit ist das HERMES–Experiment im Zusammenhang mit der HERA-Ringanlage mit einem übergroßen Elektronenmikroskop vergleichbar.
Die Verwendung eines polarisierten Elektronenstrahls und eines Gastargets mit kernspinpolarisierten H-, D- oder ^{3}He–Atomen ermöglichen nicht nur ein Ausleuchten der Substruktur der Nukleonen sondern auch eine Untersuchung und Bestimmung ihrer Spinstrukturfunktionen.

2.2 Theoretische Betrachtungen

Longitudinal polarisierte hochenergetische Elektronen werden inelastisch an polarisierten Nukleonen gestreut (s. Abb. 2.2). Die Wechselwirkung erfolgt über ein virtuelles Photon mit einem Quark des Nukleons.

Der Spin des einlaufenden Elektrons überträgt sich auf den Spin des ausgetauschten virtuellen Photons. Mit diesem vorgegebenen Spin kann das Photon aus Drehimpuls–Erhaltungsgründen bevorzugt mit Quarks wechselwirken, deren Spinorientierung entgegengesetzt gerichtet ist. Die zur eindeutigen Beschreibung dieses Vorganges verwendeten

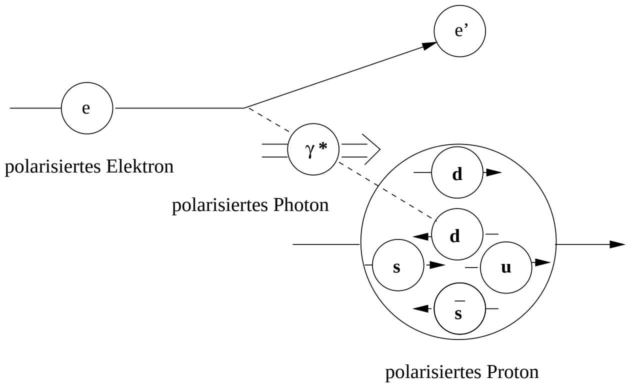


Abb. 2.2: *Wechselwirkung eine polarisierten Elektrons mit einem Nukleon. Austauschteilchen ist ein virtuelles Photon. Dieses kann aus Drehimpulserhaltungsgründen bevorzugt mit Quarks entgegengesetzt gerichteter Spins wechselwirken.*

kinematischen Größen sind durch die Energie E des einlaufenden Elektrons sowie der Energie E' und den Streuwinkel θ des gestreuten Elektrons gegeben. Üblicherweise werden dafür die Lorentz–invarianten Größen herangezogen. Beide Definitionen gelten im Laborsystem.
Das negative Quadrat der invarianten Masse des virtuellen Photons wird mit Q^2 bezeichnet:

$$Q^2 \;=\; 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2}\,. \tag{2.1}$$

Die Bjørkensche Skalenvariable x wird hier als Impulsbruchteil des getroffenen Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons festgelegt (hierbei ist M-Masse des Nukleons):

$$x \;:=\; \frac{Q^2}{2M(E-E')}\,. \tag{2.2}$$

Der spinabhängige Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnittes zweier entgegengesetzter Targetpolarisationen setzt sich zusammen aus den beiden Spinstrukturfunktionen g_1^p und g_2^p (vgl. Gl. 2.4 und 2.5):

$$\begin{aligned}\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dx\,dy\,d\phi} \;=\; & \frac{e^4}{4\pi^2Q^2}\Big[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]g_1^p(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2^p(x,Q^2)\right)\\ & -\sin\alpha\cos\phi\sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1^p(x,Q^2)+g_2^p(x,Q^2)\right)\Big]\,.\end{aligned} \tag{2.3}$$

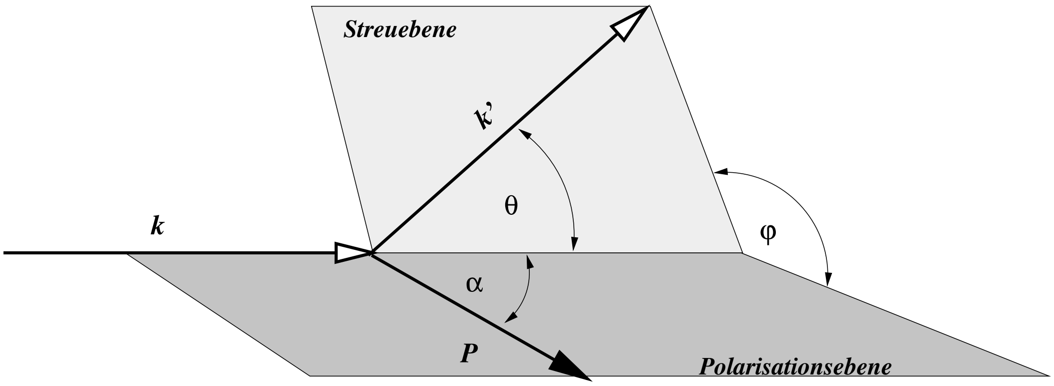


Abb. 2.3: *Definition der Winkel bei polarisierter Streuung. α gibt die Polarisationsrichtung des Nukleontargets relativ zur Richtung des longitudinal polarisierten Positronenstrahls an. Θ ist der Streuwinkel und ϕ der Winkel zwischen Polarisations- und Streuebene* [Neu 97].

E, E'	:=	Energie des einlaufenden bzw. gestreuten Elektrons
ν	:=	E–E' Energieübertrag des virtuellen Photons
Q^2	:=	negatives Quadrat der invarianten Masse des ausgetauschten virtuellen Photons
M	:=	Nukleonenmasse
x	:=	$Q^2/2M\nu$ Bjørkensche Skalenvariable
y	:=	ν/E Skalenvariable
γ	:=	$\sqrt{Q^2}/\nu$
$\mathrm{g}_1^p(x,Q^2)$, $\mathrm{g}_2^p(x,Q^2)$	:=	spinabhängige Strukturfunktionen
α	:=	Winkel zwischen Impulsvektor $\vec{k}$ des einfallenden Leptons und dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Targets
ϕ	:=	Winkel zwischen der Streu– und Polarisationsebene (s. Abb. 2.3)

Die beiden Spinstrukturfunktionen $\mathrm{g}_1^p(x,Q^2)$ und $\mathrm{g}_2^p(x,Q^2)$ beschreiben die gesamte Spinstruktur und haben folgenden Ausdruck:

$$g_1^p(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2 \left[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)\right] \cdot \tag{2.4}$$

wobei e_f die Ladungszahl des Quarks mit Flavor f ist.
Dabei stellt $\mathrm{q}_f^{+/-}$ die Wahrscheinlichkeit dar ein Quark f mit einem Impulsbruchteil im Intervall $[x, x+dx]$ und gleicher (+) bzw. entgegengesetzter (−) Helizität zu finden. Der zweiten Spinstrukturfunktion $\mathrm{g}_2^p(x,Q^2)$ kann im Partonmodell keine anschauliche Bedeutung zugeschrieben werden. Sie kann für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden.

$$g_2(x,Q^2) \simeq 0 \cdot \tag{2.5}$$

Bei allen elektromagnetischen Streuprozessen sind die Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Spineinstellungen verschieden (s. Gl. 2.2). Hierzu werden die Asymmetrien der Wirkungsquerschnitte des Photons und der Leptonen definiert.

- Photonenasymmetrie:

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \approx \frac{\sum_f e_f^2 (q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2))}{\sum_f e_f^2 (q_f^+(x,Q^2) + q_f^-(x,Q^2))} = \frac{g_1(x,Q^2)}{F_1(x,Q^2)}, \tag{2.6}$$

- Leptonenasymmetrie:

$$A_{||}(x,Q^2) = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\downarrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\downarrow\downarrow}} \approx D(x,Q^2) \cdot A_1(x,Q^2) \tag{2.7}$$

Dabei bedeuten :
$\sigma_{3/2}$ bzw. $\sigma_{1/2}$ sind die Absorptionsquerschnitte für Gesamtspinprojektion 3/2 (parallele Spinausrichtung) bzw. 1/2 (antiparallele Spinausrichtung) des Photospins auf den Nukleonspin.
$F_1(x,Q^2)$ ist die spinunabhängige Strukturfunktion und beschreibt die Impulsverteilung der Quarks im Nukleon.
$\sigma_{\uparrow\downarrow}$ bzw. $\sigma_{\downarrow\downarrow}$ beschreibt den Wirkungsquerschnitt mit antiparalleler bzw. paralleler Spinorientierung des Leptonspins relativ zum Nukleonspin.
$D(x,Q^2)$ ist der Depolarisationsfaktor und beschreibt den Anteil der Polarisation, der vom Elektron auf das Photon übertragen wird.
Experimentell kann man aber nur die Elektronenasymmetrie bestimmen. Aussagen über die Momente der Spinstrukturfunktionen lassen sich anhand der eigens dafür eingeführten Summenregeln machen.

- Bjørken–Summenregel: Die Bjørkensche Summenregel [Bjo 66] stellt eine Beziehung dar zwischen den Strukturfunktionen $g_1^n(x)$ des Neutrons und $g_1^p(x)$ des Protons und den Kopplungskonstanten g_V und g_A der schwachen Wechselwirkung.
  Mit QCD–Korrekturen in führender Ordnung lautet die Bjørkensche–Summenregel [Kod 79, Kod 80] :

  $$I_1^p - I_1^n \;=\; \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]\, dx \;=\; \frac{1}{6}\frac{g_\mathrm{A}}{g_\mathrm{V}} \cdot \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \cdot \tag{2.8}$$

  Das Verhältnis $\frac{g_\mathrm{A}}{g_\mathrm{V}}$ läßt sich aus dem Neutronzerfall bestimmen und beträgt [Fer 97]:

  $$\frac{g_\mathrm{A}}{g_\mathrm{V}} = -1{,}2601 \,\pm\, 0{,}0025 \cdot$$

  Mit den QCD–Korrekturen erhält man somit die Werte:

  $$\begin{array}{llll} I_1^p - I_1^n & = 0{,}187 \,\pm\, 0{,}003 & \text{mit} & \alpha_s(10\,GeV^2) = 0{,}24 \pm 0{,}03 \\ I_1^p - I_1^n & = 0{,}171 \,\pm\, 0{,}008 & \text{mit} & \alpha_s(3\,GeV^2) = 0{,}35 \pm 0{,}08 \cdot \end{array}$$

  Alle Messungen der Differenz der linken Seite aus Gleichung 2.8 sind in guter Übereinstimmung mit diesen Werten [Fer 97].

- Ellis–Jaffe–Summenregel: Die Ellis–Jaffe–Summenregel [Ell 74] gilt unter der Voraussetzung, daß die s-Seequarks keinen Spinanteil beitragen und daß die SU(3)–Symmetrie der drei leichten Quarks erfüllt ist.
  Für Protonen und Neutronen ergibt sich ohne QCD–Korrekturen somit [Jaf 90]:

$$I_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{2}(F - \frac{1}{9}D) \tag{2.9}$$

$$I_1^n = \int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{3}(F - \frac{2}{3}D)\cdot \tag{2.10}$$

F und D stellen symmetrische und antisymmetrische Tensorkonstanten dar und bestimmen das Verhältnis g_A/g_V der Axialvektor– und Vektorkopplungskonstante der schwachen Baryonenzerfälle in der SU(3)–Symmetrie. Ein Vergleich experimenteller Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen einschließlich QCD–Korrekturen höherer Ordnung ist in Abbildung 2.4 dargestellt [Kat 95, Lar 91, Lar 94].

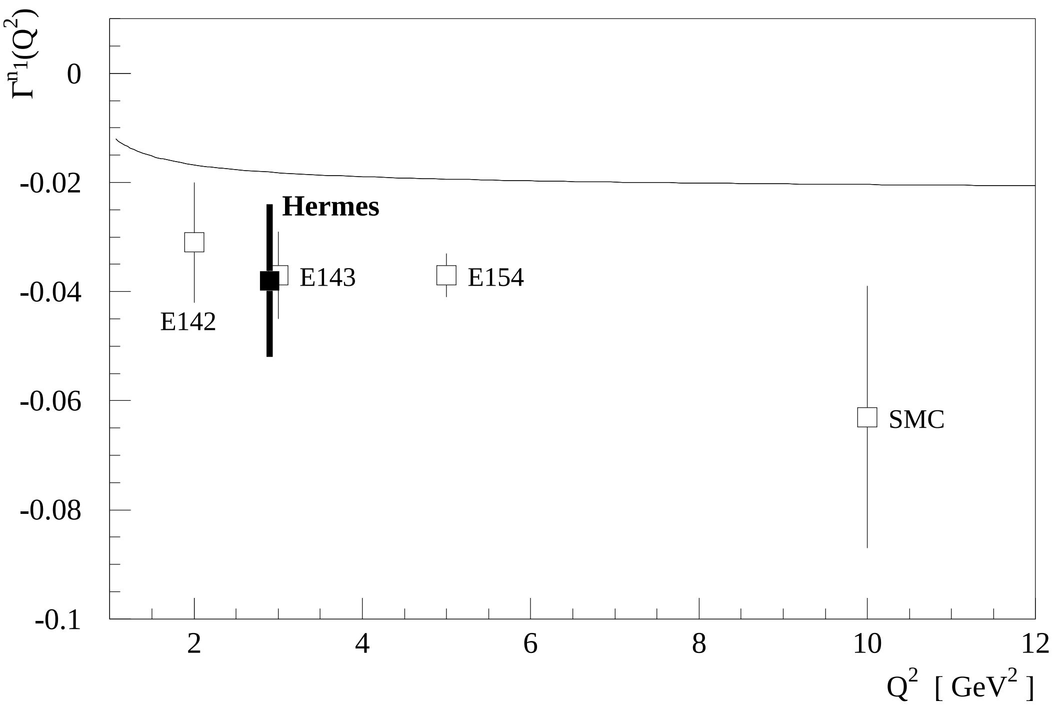


Abb. 2.4: *Messung der Ellis–Jaffe–Summenregel durch verschiedene Experimente beim Q^2 der jeweiligen Messung. Die durchgezogene Linie stellt den theoretischen Wert der Summenregel unter Berücksichtigung von QCD–Korrekturen dar* [Lac 98].

Die Messungen unterscheiden sich signifikant von der Vorhersage, was zu der sogenannten *Spinkrise* führte. Die experimentellen Ergebnisse zusätzlicher Messungen konnten zwar untereinander sehr gut in Übereinstimmung gebracht werden, die Verletzung der Ellis–Jaffe–Summenregel bestätigt sich aber.

2.3 Experimenteller Aufbau

HERMES bei HERA Der eine Gesamtlänge von 6,335 km umfassende Speicherring kann mit bis zu 210 Elektronenpaketen à $3{,}8 \cdot 10^{10}$ Elektronen gefüllt werden. Der zeitliche Abstand zwischen den Paketen beträgt 96 ns. Der Strahlstrom kann einen Wert von maximal 60 mA erreichen. Dabei ist die Ladung der Elektronen für das Experiment und seine Physik ohne Bedeutung.
Die Energiewerte der Elektronen bzw. der Protonen betragen $E_{\mathrm{max}}(e^-)$=27,6 GeV und E_{max}(p)=800 ... 900 GeV.

Der polarisierte Strahl Beim Durchgang der Elektronen durch das Dipolfeld der Ablenkmagneten erfahren diese eine Beschleunigung und geben einen Teil ihrer Energie in Form von Synchrotronstrahlung ab. Dadurch kann der Spin der Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit umklappen, wodurch sich insgesamt eine transversale Polarisation einstellt. Dabei wird sich das magnetische Moment der Elektronen in Richtung des Magnetfeldes der Dipolablenkmagneten einstellen. Der zeitliche Verlauf der Polarisation folgt einem exponentiellen Anstieg und ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Dieser Vorgang ist auch als SOKOLOV–TERNOV–Effekt bekannt [Sok 64].
Die für die Streuung erforderliche longitudinale Elektronenpolarisation wird vor dem Einlauf der Elektronen ins Experiment mittels eines Spin Rotators 1 erreicht (s. Abb. 2.6). Die ursprüngliche transversale Polarisation stellt beim Auslaufen der Elektronen ein zweiter Spin Rotator 2 wieder her.
Eine weitgehende Optimierung der Funktionsparameter des Speicherringes minimiert den Einfluß depolarisierender Effekte (Resonanzen, Bahnabweichung der Elektronen) und hat dazu beigetragen, daß im HERA–Ring Elektronenpolarisationen von bis zu 70 % erzielt werden. Die transversale bzw. die longitudinale Polarisation werden von dem transver-

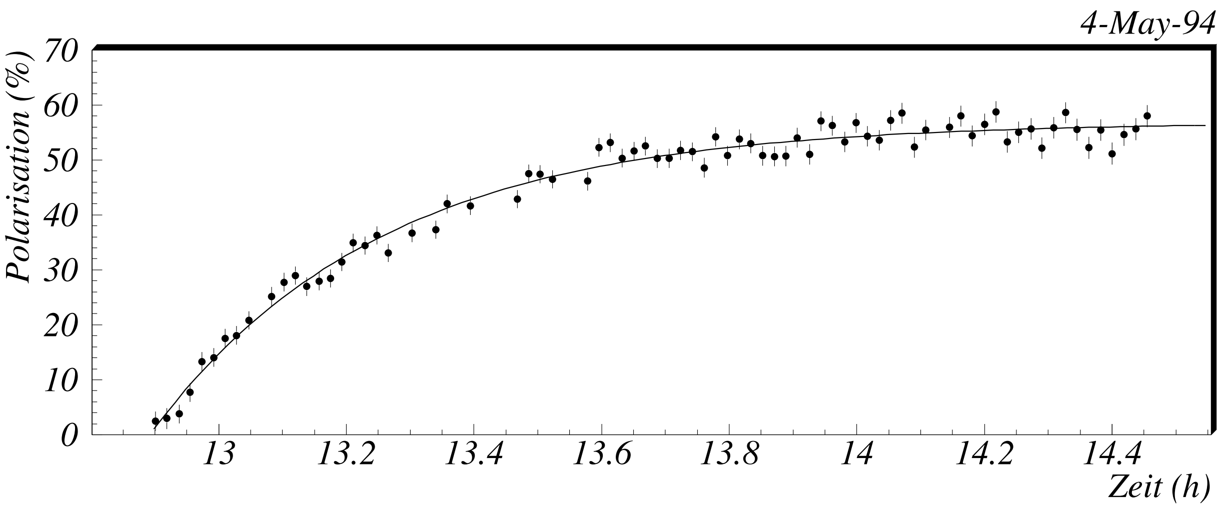


Abb. 2.5: *Polarisationsaufbau im* HERA *Elektronenspeicherring. Gezeigt sind die Ergebnisse des weltweit ersten Nachweises longitudinaler Polarisation in einem Speicherring.*

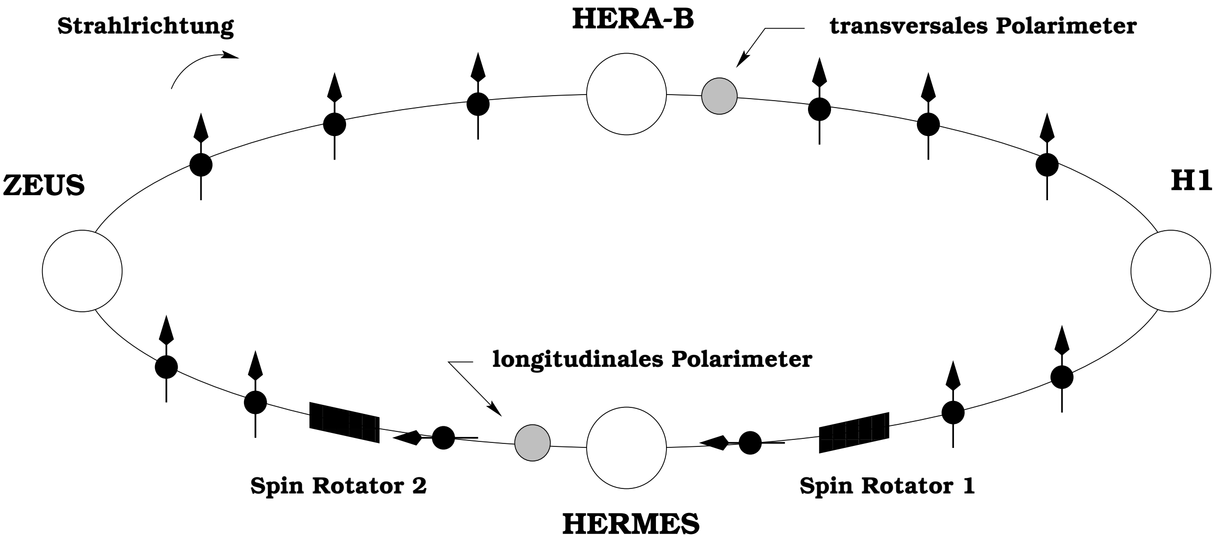


Abb. 2.6: *Darstellung der Spineinstellungen der Elektronen entlang des* HERA–*Ringes und die Lokalisierung der Spinrotatoren und Polarimeter*

salen Polarimeter im Bereich von HERA–West und vom longitudinalen Polarimeter im Bereich von HERA–Ost gemessen.

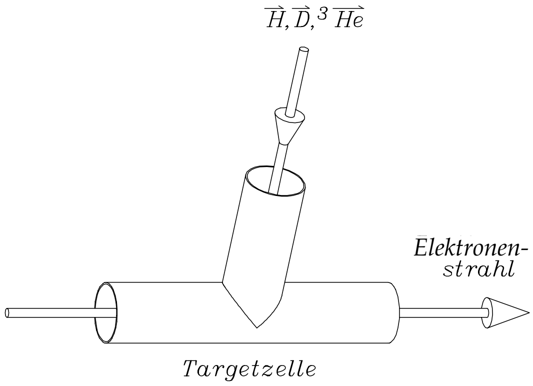


Abb. 2.7: *Prinzip der internen Speicherzelle*

Das polarisierte Target HERMES verwendet erstmals eine neuartige Targettechnologie (s. Abb. 2.7). Dabei handelt es sich um eine Speicherzelle, die sich direkt im Strahl des Speicherrings befindet. Sie ist an beiden Enden offen, wodurch man Streuung der Strahlelektronen an unpolarisierbarem Wandmaterial vermeidet. Diese Methode ermöglicht, gegenüber den sogenannten Strahlgastargets, eine um bis zu zwei Größenordnungen höhere Targetdichte.
Die als Target verwendeten Gase sind Wasserstoff, Deuterium oder ^{3}He. Die Vorteile dieser Technologie leiten sich aus dem hohen Reinheitsgrad der Gase, der hohen Polarisation ($\geq$90 % für H, D und 50 . . . 60 % für ^{3}He) und einer schnellen Polarisationsumkehr, d. h. Spinrichtungsänderung, ab.

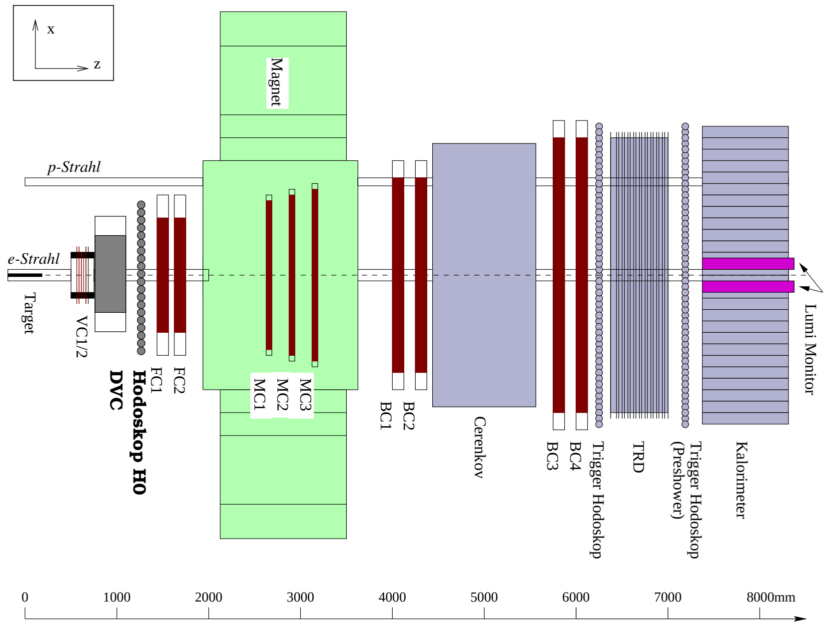


Abb. 2.8: *Schematische Ansicht des* HERMES*–Detektors*

Zur Polarisierung der Targets werden für die Gase Wasserstoff und Deuterium eine Atomstrahlquelle und für ^{3}He eine lasergepumpte Quelle eingesetzt.

Das Spektrometer Die Durchführung von semiinklusiver Messungen, bei denen sowohl die gestreuten Elektronen als auch die hadronischen Zerfallsprodukte nachgewiesen werden, erfordert ein System von Detektoren, das in der Lage ist, die Teilchensorte und Energie, Impuls und Streuwinkel dieser Teilchen zu bestimmen.

Bei HERMES hat man die einzigartige Möglichkeit, semiinklusive Messungen durchzuführen und sowohl Elektronen als auch die hadronischen Zerfallsprodukte nachzuweisen. Dieses setzt ein System von Detektoren voraus, die diesen Anforderungen genügen. Aus den Ladungsasymmetrien der Pionen können bei verschiedenen Targets die Spinverteilungen $\triangle u_v$ und $\triangle d_v$ der Valenzquarks als Funktion von x bestimmt werden. Die Messung der Spinasymmetrien von K^-– Mesonen bzw. Λ–Hyperonen, welche ein s–Quark enthalten, erlaubt die Bestimmung des Beitrages der s–Quarks zum Spin der Seequarks. Der Beitrag der anderen Quarks ist über die π^-–Asymmetrien zu bestimmen. Der zu diesem Zweck eingesetzte Detektor hat eine Gesamtlänge von 8 m und ist in Abbildung 2.8 schematisch wiedergegeben. Auf die einzelnen Detektorkomponenten soll im weiteren Verlauf kurz eingegangen werden.
Der Detektor wird durch die beiden Strahlrohre in zwei Hälften geteilt, die spiegelsymmetrisch oberhalb und unterhalb der Rohre angebracht sind. Der Elektronen– und der Protonenstrahl wird mit einer horizontalen Septumplatte, die im Zentrum des Magneten angebracht ist, von dem starken Magnetfeld (integrierte Flußdichte $\int B \cdot dl = 1{,}3$ Tm) abgeschirmt. Die unterschiedlichen Bestimmungen der einzelnen Detektorkomponenten ermöglichen eine einfache Gliederung.

- Spurendefinierende Detektoren: Der Bestimmung von Impuls– und Winkelverteilung des gestreuten Elektrons und der hadronischen Zerfallsprodukte liegt eine genaue Spurenbestimmung zugrunde. Vor dem Magneten liefern Mikrostreifengasdetektor (VC: vertex chamber), die Spurenkammern DVC und zwei Modulebenen ebener Driftkammern (FC1/2: front chambers) die Informationen über Vertexposition und Streuwinkel.
  Nach dem Durchlauf des Teilchens durch den Magneten sind es die 4 Driftkammern (BC 1–4: back chambers) die Informationen über die abgelenkten Teilchenspuren liefern und somit eine Impulsbestimmung ermöglichen.
  Die Proportionalkammern (MC1–3: magnet chambers) stellen die Verbindung zwischen diesen beiden Bereichen dar und ermöglichen dadurch eine genaue Zuweisung der Teilchenspuren vor und hinter dem Magneten.
  Im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit wird auf die Rolle der Driftkammern und ihre Funktionsweise noch näher eingegangen.

- Detektoren zur Teilchenidentifikation: Um dem Anspruch eines Detektors mit Nachweismöglichkeiten mit semiinklusivem Charakter zu genügen, wird ein Teilchenidentifizierungssystem errichtet, das sich wie folgt zusammensetzt: ein ringabbildender Čerenkov–Detektor (Nachweis von Positronen, Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen im ganzen Energiebereich), ein Übergangsstrahlungs–Detektor (Unterscheidung von Pionen und Elektronen), die Hodoskope (Bestimmung von Elektronen und Hadronen) und das Kalorimeter (Nachweis auch von Photonen).

- Trigger: Den Trigger für den ganzen Detektor liefern die zwei Szintillatorebenen (Hodoskop 1,2) und das Bleiglaskalorimeter in einer Koinzidenzschaltung. Dabei muß die deponierte Mindestenergie 1,4 GeV betragen. Die tiefinelastischen Ereignisraten für Wasserstoff als Target betragen unter diesen Voraussetzungen ca. 1 Hz.

- Luminositätsmonitor: Für Messungen, die absolute Zählraten erfordern, wird die Lumiosität $\mathcal{L}$ ($\mathcal{L}$ = Strahlstrom $\times$ Targetflächendichte) mit dem Luminositätsmonitor bestimmt, der koinzidente e^+e^-–Paare aus der Bhabha–Streuung der Strahlpositronen an den Targetelektronen nachweist [Ben 98, Wei 98].

3 Aufbau der HERMES–BC

In dem Gesamtaufbau und der Funktionalität eines komplexen Detektorsystems muß jede einzelne Komponente die aus den physikalischen Messungen folgenden Anforderungen erfüllen. Dem Bau und der Verwendung der Driftkammern als Spurenrekonstruktionssystem sind eine Reihe von Randbedingungen vorgegeben, die sich aus den Parametern der anderen Detektorkomponenten, der angestrebten hohen Datenqualität und den allgemeinen Sicherheitsbestimmungen am Experimentierort herleiten [Has 95].

3.1 Geometrie der Driftkammern

3.1.1 Driftkammern bei HERMES

Im HERMES Experiment wurden die Driftkammern nach dem bewährten Modell der großen ebenen Driftkammern nach Heintze, Walenta gebaut [Cha 70, Wal 71].
Das Spurenrekonstruktionssystem der Driftkammern besteht aus 4 Modulebenen. Die ersten beiden Module (BC 1/2) liegen, in z-Richtung gesehen, unmittelbar hinter dem Magneten und die nächsten beiden (BC 3/4) in einem Abstand L=1,3 m hinter dem Čerenkov-Detektor. Der Abstand L geht in die Bestimmung des Winkels θ und der Impulsauflösung σ(p) ein. Je weiter die Driftkammernpaare auseinanderliegen, desto genauer ist die Bestimmung der oben genannten Größen.
Jede Modulebene besteht aus zwei Driftkammern gleicher Bauart, die sich ober– und unterhalb der Strahlrohre befinden und durch ihre Konstruktion gegenseitig austauschbar sind. Die geometrischen Ausmaße der einzelnen Driftkammern werden vom horizontalen und vertikalen Akzeptanzwinkel des Spektrometers und ihrer Position im Detektor bestimmt.

3.1.2 Konstruktion

Bei einer vertikalen Akzeptanz von 40 ... 140 mrad für eine Hälfte und einer horizontalen Akzeptanz im Bereich $-170\ldots 170$ mrad ergibt sich eine aktive Fläche vom Ausmaß 1860 mm $\times$ 520 mm für die BC 1/2 und 2880 mm $\times$ 710mm für die BC 3/4 (s. Abb. 3.1). Konstruktionsart und Montage der Komponenten der Driftkammer wird in [Ber 95a] ausführlich beschrieben und besprochen. Die Driftkammer besteht aus 6 Drahtrahmen, die in einer HERMES-internen Notation mit U0–, U1–, X0–, X1–, V0– und V1–Ebene bezeichnet werden und aus 7 Kathodenrahmen. Sie haben eine Dicke von 8 mm und bestehen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK). Die Kathodenrahmen spannen die beidseitig graphitierten Potentialfolien auf. Je zwei Oberflächen einer Potentialfläche schließen eine Drahtebene ein. Zwei Kathodendraht–Ebenen grenzen eine Driftzelle ein. Die Größe der Driftzelle beträgt 15$\times$16 mm^2 (s. Abb. 3.3). Nach außen sind die Abdeckfolien mit einer Mylarfolie verstärkt. In Abbildung 3.2 ist eine Driftkammer schematisch dargestellt. Zu erkennen ist die Anordnung der einzelnen Ebenen, ihre Hochspannungsversorgung, die

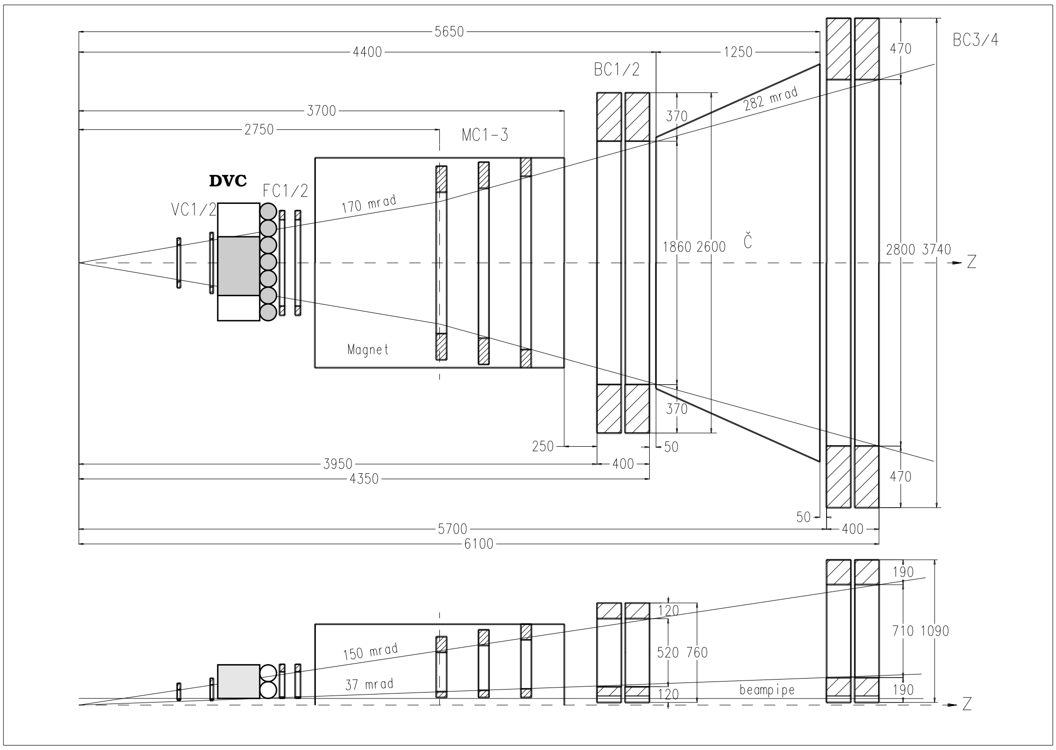


Abb. 3.1: *Akzeptanz des* HERMES-*Spektrometers.*

Lage der Vorverstärkerkarten und der Gaseinlaß und –auslaß. Die beiden massiven Stahlrahmen der Driftkammer gewährleisten eine mechanische Stabilität der 6 Draht– und 7 Kathodenrahmen.

Monte Carlo Studien zur Verbesserung der Impuls– und Winkelauflösung führten zur Festlegung eines eigenen Koordinatensystems mit dem Stereowinkel β von 30°. Unter diesem Winkel sind die Drähte der U– und V–Ebenen gegenüber den Drähten der X–Ebenen in positiver und negativer Richtung geneigt (s. Abb. 3.2).

Die Ortskoordinaten einer Meßebene können in das HERMES–Koordinatensystem umgerechnet werden:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ \cos\beta & -\sin\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \tag{3.1}$$

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{\cos\beta} & \frac{1}{\cos\beta} \\ \frac{1}{\sin\beta} & -\frac{1}{\sin\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}. \tag{3.2}$$

Die Koordinaten (x,y) bezüglich des HERMES–Koordinatensystems (Gl.3.2) erhält man durch Invertieren der Matrix (Gl.3.1). Die gegenüber den U0–, X0–, und V0– Ebenen um die Länge einer halben Driftzelle versetzten U1–, X1–, V1–Ebenen schließen eine links-rechts Unsicherheit in der Bestimmung der Ortskoordinaten des Teilchendurchgangs aus, wie es in Abbildung 3.3 gezeigt ist. Eine genaue Ortsbestimmung ist nur dann gegeben, wenn die einzelnen Signaldrähte in einem genau definierten und konstanten Abstand zueinander liegen. Hierzu werden vor dem Bespannen der Drahtrahmen die Positionen der

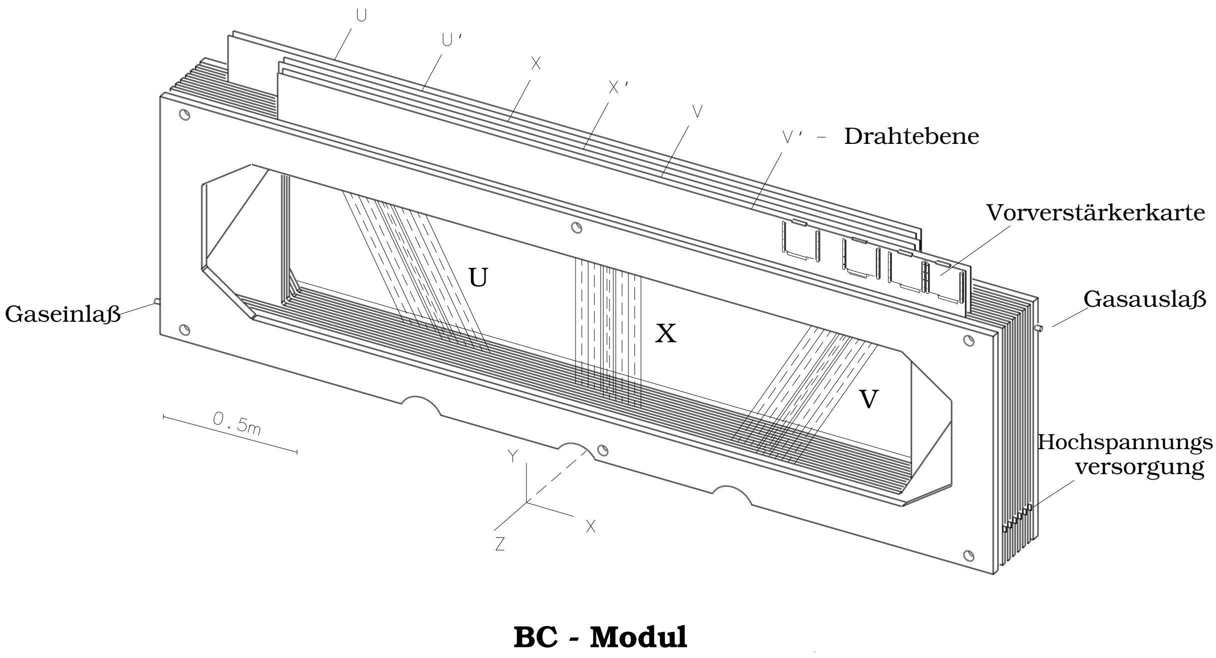


Abb. 3.2: *Darstellung einer* HERMES-*Driftkammer. Symmetrische Anordnung der oberen und unteren Module. Die z-Achse wird in Strahlrichtung gelegt.*

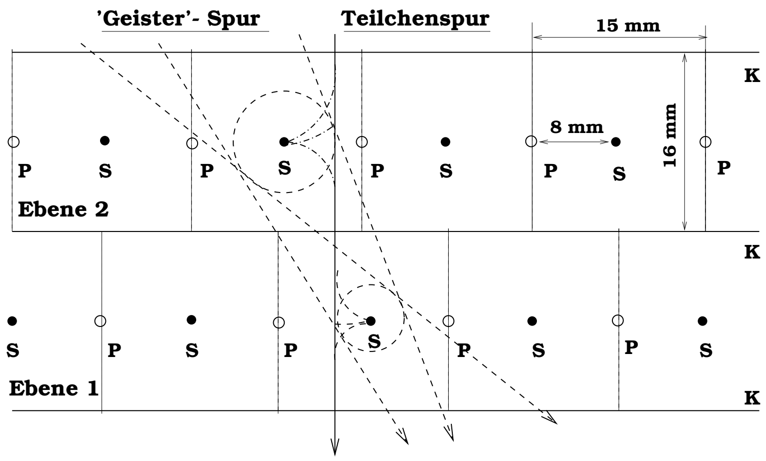


Abb. 3.3: *Schematische Darstellung eines Teilchendurchgangs. Teilchenspur und Geisterspur haben die gleichen Isochronen. Darstellung des Aufbaus einer Driftzelle.*

Drähte mittels Paßstiften festgelegt. Dieses ist erforderlich, da aufgrund der Größe der Kammer und der mechanischen Spannung, die durch das Befestigen der Drähte aufkommt, die Sollposition der Drähte eingehalten werden soll. Dieses wurde mit einer Positionsgenauigkeit von 20 μm erreicht [Gut 94].
Jeweils 16 Signaldrähte werden mit einer Leiterplatine, auch 'FANOUT'-Platine genannt, zusammengefaßt und von der Vorverstärkerkarte ausgelesen. Eingehende Studien mit Vorverstärkerkarten sind in [Rus 95] zu finden.

3.1.3 Kammerelektronik

Signaldrähte, Potentialdrähte und Verstärkerkarten werden bei den Driftkammern BC 1/2 nach außen durch die Mylarfolie und Messingbleche gegen hochfrequente Störeinflüsse abgeschirmt. Die Driftkammern BC 3/4 werden durch Kupferklebefolien abgeschirmt.
Die Hochfrequenzabschirmung übernimmt gleichzeitig die Rolle der Massenzuführung der Folien, Potentialdrähte, Verstärkerkarten und des gesamten Stahlrahmens. Über die Zuleitungen sind die Folien mit einem 2,2 nF Kondensator und die Potentialdrähte mit einem 3,3 nF Kondensator gegen Hochfrequenzeinflüsse abgeschirmt. Die Signaldrähte werden über die Vorverstärkerkarten mit 100 kΩ Widerstand abgeschlossen und liegen zusammen mit dem Hochspannungsnetzgerät (CAEN) und den Niederspannungsnetzgeräten auf dem gleichen Massenpotential.
Zur Unterdrückung niederfrequenter Störeinflüße wird der gesamte Detektor auf eine eigene Masse gelegt.
Die kapazitive Wirkung der Drähte einer Driftkammer hängt von ihrem Durchmesser und der Zellgeometrie ab und läßt sich nach [Cha 70] berechnen:

$$C = \frac{4\,\pi\,\epsilon}{\ln\sinh(\frac{\pi L}{s}) - \ln\sinh(\frac{\pi d}{2s})}\,. \tag{3.3}$$

Dabei ist L der Abstand der Drähte zu den Potentialfolien und beträgt 8 mm, s ist der Abstand der Drähte zueinander und beträgt 7,5 mm. Mit (3.3) berechnet sich die Kapazität eines Signaldrahtes mit einem Durchmesser von 24,7 μm bzw. eines Potentialdrahtes mit 127 μm zu 7,03 pF bzw. 8,85 pF.
48 Vorverstärkerkarten lesen bei den Driftkammern BC 1/2 die analogen Signale an den 768 Signaldrähten eines Moduls aus. Die Karten wurden für die HERMES–Driftkammern konzipiert und angefertigt und sind durch ihre Konstruktion untereinander austauschbar. In einer ersten Stufe werden die Signale analog verstärkt. Ein Diskriminator unterdrückt alle Signale unterhalb einer gewissen, einstellbaren Schwellspannung $v_{\rm thr}$ und digitalisiert die restlichen Signale jeweils in ein Rechtecksignal. Die Endstufe liefert ein bipolares ECL (emitter-coupled-logic) Signal, welches aus dem eigentlichen Rechtecksignal und einem dazu komplementären Signal besteht (s. Abb. 3.4). Die Signalinformation ist somit im Differenzsignal enthalten. Alle Störeinwirkungen auf dieses Signal werden dadurch vollständig ausgeglichen. Die Verwendung von paarweise verdrillter (*engl.:* twisted-pair) Kabelleitung ermöglicht eine fehlerfreie Übertragung der Signale über eine Strecke von 30 m bis zu dem Elektronikraum. Über einen Zeit-Digital-Wandler "Time to Digital Converter" (TDC) werden die Signale auf ihre Ankunftszeit untersucht und somit ein zweites Mal digitalisiert. Die insgesamt 7500 Kanäle der BC 1/2 und BC 3/4 werden mit je einer Leitung ausgelesen, was eine große Azahl an TDC und eine aufwendige Verlegung der Kabelleitungen bedeutet.
Die sofortige Digitalisierung der Kammersignale hat zum einen den Vorteil, daß die Einstreuung möglicher Störeinflüsse unterbunden wird und zum anderen den Nachteil, daß jede Information über die Form der analogen Signale dadurch verloren geht.
Die Möglichkeit, Analogsignale zu untersuchen, hat man, indem man an der Verstärkerkarte im Analogteil nach der letzten Verstärkerstufe eines Kanals einen Ausgang für die

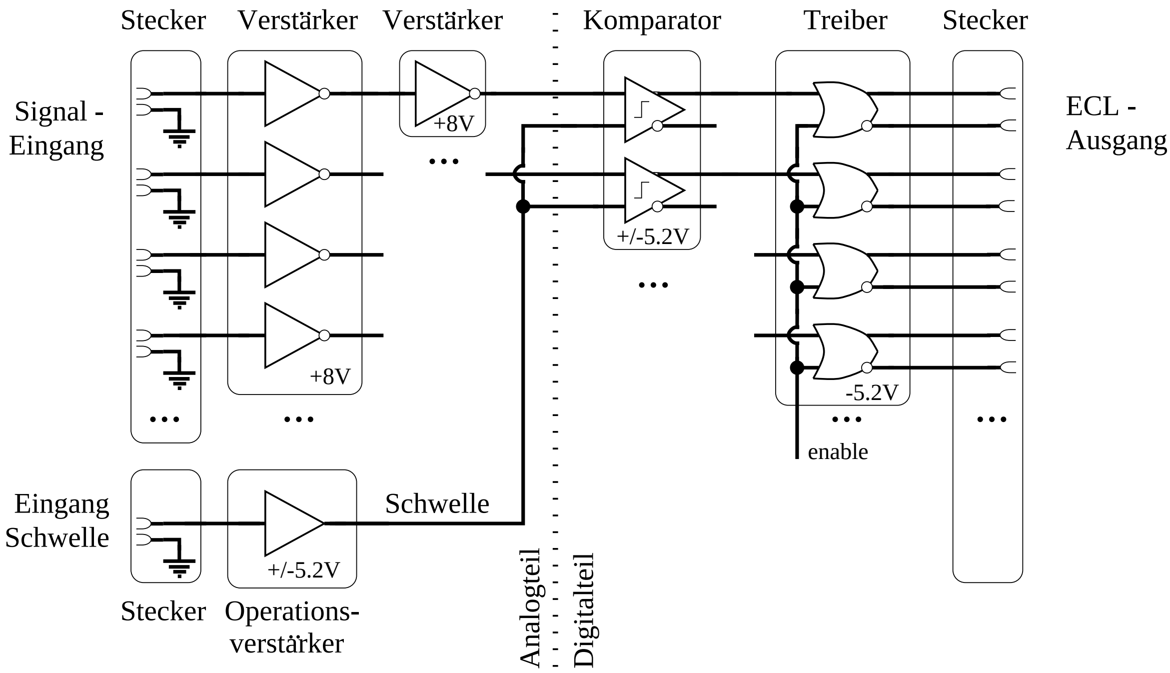


Abb. 3.4: *Funktionsweise der Vorverstärkerkarte* [Lac 98].

Analogsignale anbringt (s. Abb. 3.5). Dadurch hat die Schwellspannung v_{thr} keinen Einfluß mehr auf die Signale.
Analyse und Studien zur Form der Pulssignale wurden von [Rus 95] vorgenommen und liegen weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit zugrunde.

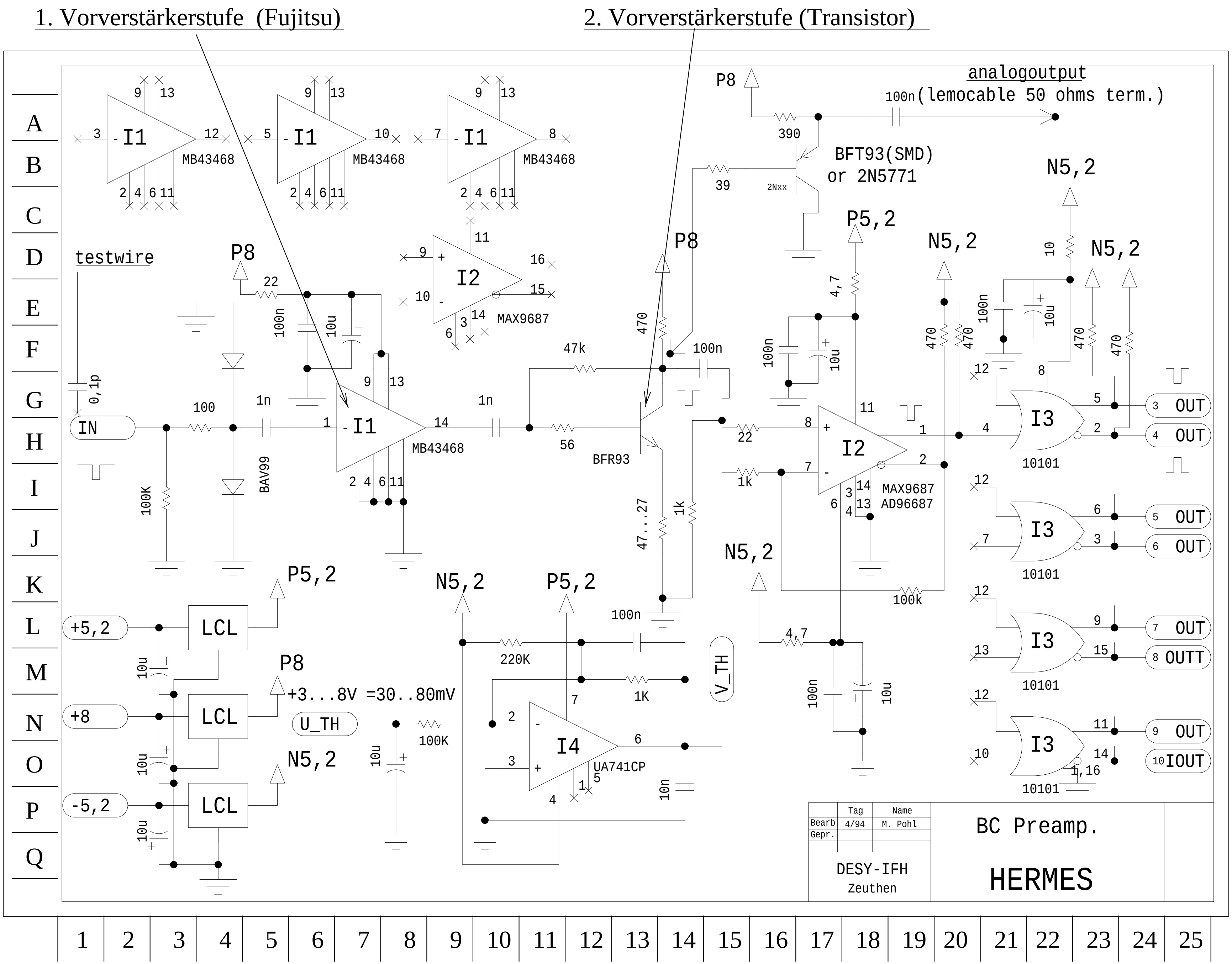


Abb. 3.5: *Schaltplan eines Kanals einer modifizierten Vorverstärkerkarte* [Poh 96].

4 Die Physik der Driftkammern

Ende der sechziger Jahre wendeten Charpak und seine Mitarbeiter [Cha 68] das Prinzip des Proportionalzählrohres auf großflächigen Proportionalkammern an und legten somit den Grundstein für die heutigen Driftkammern.
Der Nachweis beruht auf dem Prinzip der Wechselwirkung eines schnellen Teilchens beim Durchgang durch ein Medium. Dabei sind für unsere Betrachtungen die elektromagnetischen Wechselwirkungen ausreichend und relevant. Die Energie der Teilchen wird auf die Gasatome und –moleküle übertragen und kann diese, je nach Größe des Energiebetrages, in Anregungs- bzw. Ionisationszustände versetzen. Die dabei freigesetzten Ionen und Elektronen driften, entsprechend ihrer Ladung, zu den jeweiligen Elektroden. Durch die angelegte Hochspannung an den Anodendrähten dringen die Elektronen in ein Gebiet hoher Feldstärken ein. Aufgrund von Gasverstärkungprozessen kommt es zu Mehrfachionisationen und letztendlich zur Enstehung einer Ladungslawine, die als Signal nachgewiesen wird.

4.1 Ebene Driftkammern

Die Erkenntnis, daß der Ort des Teilchendurchgangs in Korrelation steht zu der Driftzeit der Elektronen, die aus den Primärionisationprozessen herrühren, bewirkte 1970/71 eine Weiterentwicklung der Proportionalkammern zu den heute als Driftkammern bekannten Detektoren [Cha 70, Wal 71]. Es wurde zwischen zwei Signaldrähten ein auf einem negativen Potential liegender Felddraht (Potentialdraht) eingesetzt. Der Ort und die Zeit

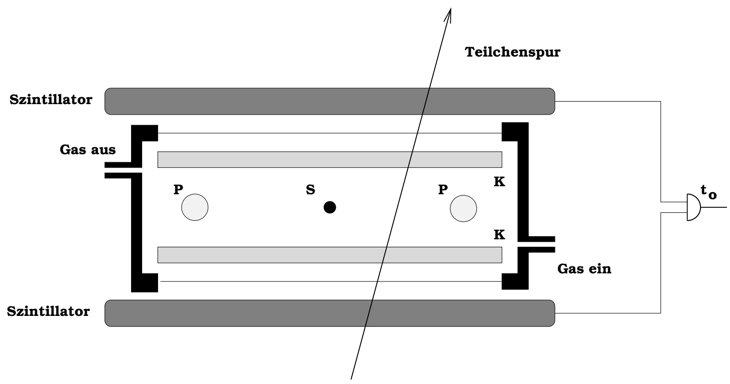


Abb. 4.1: *Meßprinzip einer Driftkammer. S und P sind die Signaldrähte bzw. Potentialdrähte und K die Kathodenfolie*

des Durchgangs eines Teilchens können nun anhand des dargestellten Versuchsaufbaus (s. Abb. 4.1) ermittelt werden. Die Bestimmung der Zeitdifferenz $\triangle t = t - t_0$ zwischen dem Teilchendurchgang und der Anstiegsflanke des Pulses an dem Signaldraht erlaubt es, bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_{Drift} eine genau Ortsbestimmung der Primärionisation durchzuführen. Diese Zeitdifferenz ist bestimmt durch die Driftzeit der durch Primärionisationsprozesse zur Zeit t_0 erzeugten Elektronen bis zu deren Eindringen in den Bereich der Gasverstärkung und der Signalerzeugung zum Zeitpunkt t. Die beiden Szintillatoren sind in Koinzidenz geschaltet und liefern die Zeitinformation t_0 des Teilchendurchgangs. Die Ortskoordinate $x(\triangle t)$ des Teilchendurchgangs relativ zum Signaldraht ergibt sich durch die Beziehung:

$$x(\triangle t) = \int_{t_0}^{t} v_{\mathrm{Drift}}(E, t')\, dt' \cdot \tag{4.1}$$

Ein über den ganzen Bereich des Driftweges homogenes elektrisches Feld führt zu einer konstanten Driftgeschwindigkeit v_{Drift}. Somit läßt sich Gleichung (4.1) auf eine einfache Form bringen:

$$x(\triangle t) = v_{\mathrm{Drift}}(E, t') \triangle t \cdot \tag{4.2}$$

Gleichung (4.2) beschreibt das lineare Verhalten der Ortskoordinate x der Primärionisation in Abhängigkeit von der Driftzeit $x(\triangle t)$. Sie stellt die Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR) dar. Aufgrund der Feldstärkenabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit kann man bei geringfügigen Änderungen des elektrischen Feldes bzw. der Driftgeschwindigkeit (Plateauverlauf) von einer linearen SDTR bzw. bei varierender Feldstärke und Elektronendriftgeschwindigkeit von einer nichtlinearen SDTR sprechen.

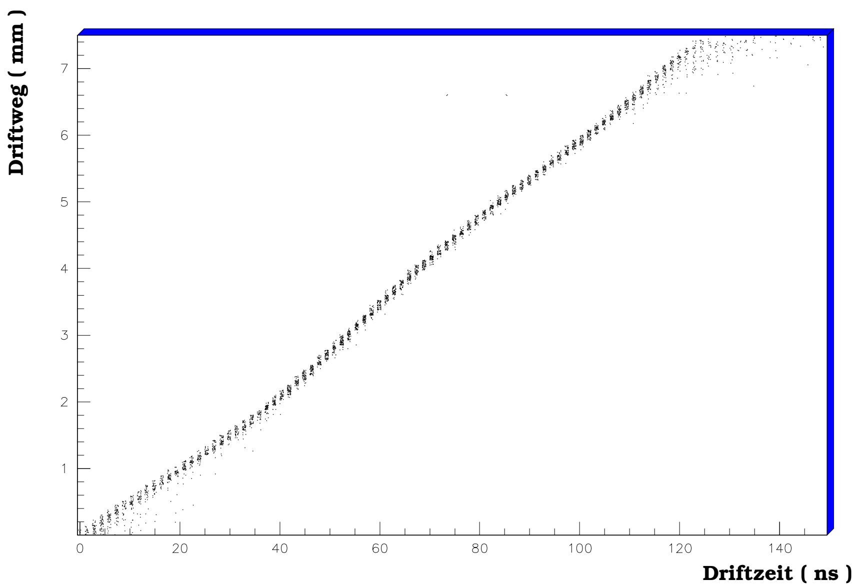


Abb. 4.2: *Simulierte Orts–Driftzeit–Beziehung SDTR für das Driftkammergas (Argon (90%), CO_2(5%), CF_4(5%)) bei einer Hochspannung von 1750 V und Normalbedingungen (1013 mbar, 27° C). Die Werte der mittleren Driftgeschwindigkeiten wurden experimentell bestimmt* [Sch 96].

Mit GARFIELD[1] kann man für bekannte Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Lorentzwinkel in einer zweidimensionalen Driftkammergeometrie Größen wie elektrisches Feld in der Driftzelle, die Drift der Elektronen, Ankunftsverteilung der Elektronen am Signaldraht und für simulierte Teilchenbahnen die Orts–Driftzeit–Beziehung SDTR der Kammer bestimmen. Die Angabe der Driftgeschwindigkeit reicht bei der Bestimmung der SDTR aus, da für die Diffusion des Gases auf Gasarchivwerte zurückgegriffen wird und der Lorentzwinkel nur für einen Betrieb der Kammer im Magnetfeld notwendig ist. In Abbildung 4.2 wird mit GARFIELD die SDTR für die Geometrie der BC–Kammern aufgrund von gemessenen Geschwindigkeitswerten [Sch 96] in dem Kammergas (s. Abschnitt 4.4.1) simuliert. Für die Bestimmung der SDTR (*engl.:* arrival time distribution) werden Signale für 5000 zufallserzeugte senkrechte Spuren berechnet. Es ist deutlich zu erkennen, wie in den Randbereichen der Driftzelle der nichtlineare Charakter der SDTR mit großen Feldstärkenänderungen zunimmt. In diesem Bereich nimmt die Ungenauigkeit der richtigen Zuweisung des Teilchenortes zu. Ein Vergleich von gemessenen Orts–Driftzeit–Beziehungen aus den Teststrahlmessungen mit Simulations–Rechnungen ist bei [Has 95] zu finden. Untersuchungen ergaben, daß für Driftwege unterhalb 4 mm eine gute Übereinstimmung der Kurven gegeben ist. Die Abweichungen lassen sich auf den Einfluß der Ausleseelektronik, der in den Simulationen nicht berücksichtigt wird, zurückführen. Eine vollständige und gleichzeitig eindeutige Spurenbestimung der Teilchen ist durch die Verwendung mehrerer Drahtebenen innerhalb einer Driftkammer gewährleistet. Die in der Driftkammer auftretenden Vorgänge lassen sich in die folgenden physikalischen Prozesse aufteilen:

a) Ladungsentstehung (Primär und Sekundärionisation)

b) Ladungstransport(Drift)

c) Ladungsnachweis (Gasverstärkung und Signalentstehung).

4.2 Ladungsentstehung

Durch Wechselwirkung der Teilchen mit den Atomen und Molekülen des Gases verlieren diese einen Teil ihrer Energie. Der Anteil der übertragenen Energie läßt sich unter Anwendung der nichtrelativistischen Stoßtheorie bestimmen und wird durch die Gleichung von Bethe und Bloch [Bet 30, Blo 33] quantifiziert.
Selbst Energieverluste bei Stoßpartnern mit höheren Ordnungszahlen konnten in guter Näherung berechnet werden. Dabei wird der mittlere Energieverlust dE pro zurückgelegter Weglänge dx angegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a m_e c^2 r_e^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ln\left(\frac{2 m_e v^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] . \tag{4.3}$$

[1]GARFIELD: ist ein im CERN entwickeltes Driftkammer–Simulationsprogramm [Ven 93a].

Dabei ist:

r_e	:=	klassischer Elektronenradius $= 2.817 \times 10^{-13}\,cm$
m_e	:=	Elektronenmasse
N_a	:=	Avogadro–Konstante $= 6.022 \times 10^{23}\,mol^{-1}$
I	:=	effektives Ionisationspotential, approximiert durch $I = Z^{0.9}\,16\,eV \qquad (Z > 1)$
Z	:=	Atomladungszahl des Absorbermaterials
A	:=	Atommassenzahl des Absorbermaterials
ρ	:=	Dichte des Absorbermaterials
z	:=	Ladung des stoßenden Partikels in Einheiten der Elementarladung
β	:=	Geschwindigkeit des stoßenden Partikels in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
γ	:=	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ relativistischer Faktor
δ	:=	Dichtekorrektur
C	:=	Hüllenkorrektur
$W_{\max}$	:=	maximal möglicher Energieübertrag $\simeq m_e e^2 \beta^2 \gamma^2$.

In die Gleichung (4.3) geht von den kinematischen Größen des ionisierenden Teilchens nur die Geschwindigkeit $v = \beta c$ ein.

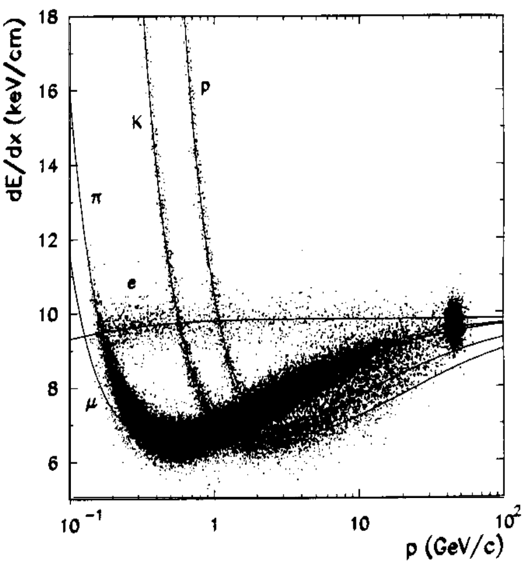


Abb. 4.3: *Mittlerer Energieverlust dE/dx nach Bethe–Bloch, in Abhängigkeit vom Teilchenpuls.* HERMES-*Energiebereich:* 3,5 . . . 27,5 *GeV*. *Gezeigt sind Meßergebnisse der* OPAL *Jet Chamber (aus* [Blu 93]*).*

Der mittlere Energieverlust dE pro Weglänge dx ist von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängig und der Verlauf ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Für nichtrelativistische Teilchen fällt der Energieverlust mit $1/v^2$ (v Teilchengeschwindigkeit) auf ein Minimum ($\beta\gamma = p/mc \approx 4$) ab und geht für relativistische Teilchen über einen logarithmischen Term in ein Plateau über. Der Anstieg hängt von der Dichte des Mediums ab und nimmt zu größer werdenden Dichten hin ab.

Die Teilchen, die sich mit ihrer Geschwindigkeit in dem Minimum befinden, werden minimal ionisierende Teilchen genannt. Der entsprechende Wert des minimalen Energieverlustes liegt zwischen 1 und 2 (Ausnahme ist Wasserstoff).
Für den Fall ununterscheidbarer Stoßpartner (e^-, e^+ als ionisierende und nachzuweisende Teilchen) gilt die Annahme einer großen Teilchenmasse gegenüber der Elektronenmasse. Dieses läßt sich anhand der Tatsache erklären, daß die Elektronen oder Positronen nach der Wechselwirkung nicht mehr als unabgelenkt zu betrachten sind.
Die Auslegung der Gleichung (4.3) auf diese Art von Stoßpartner mit gleichen Massen [Leo 94] ergibt:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{E_k^2(E_k+2)}{2(I/m_e c^2)^2}\right) + F(E_k) - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]. \tag{4.4}$$

Dabei ist:

W_{max}	:=	maximaler Energieübertrag $E_k/2$ des Elektrons oder Positrons
$F(E_k)$	:=	Entwicklungsterm, der von der Art des Teilchens abhängt

Die Effekte der Wechselwirkung der Elektronen mit den Coulombfeldern der Atome (Bremsstrahlung) sind für die Physik der Driftkammern ohne Bedeutung und können vernachlässigt werden.
Anhand der modifizierten Bethe–Bloch–Formel (4.4) kann nun der mittlere Energieverlust der Elektronen bestimmt werden. Im Bereich der bei HERMES nachgewiesenen Elektronen– bzw. Teilchenimpulse ($p \leq 30\,\mathrm{GeV/c}$) haben die Elektronen eine größere Energiedeposition als Pionen und Kaonen. Dieses wirkt sich gegenüber anderen Teilchensorten in einer besseren Nachweiseffizienz aus.
Die differentielle Verteilung der mittleren Energieverluste für eine dünne Gasschicht weist eine Abweichung von einer Gaußschen Kurve auf. Die Werte des mittleren Energieverlustes und der wahrscheinlichste Energieverlust sind unterschiedlich groß.
Um diese Verteilung zu berechnen, geht man von dem totalen Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen den bewegten Teilchen und den Hüllenelektronen aus:

$$\sigma = \int (\frac{d\sigma}{dE})\, dE \cdot \tag{4.5}$$

Im weiteren Verlauf wird die Verteilung der Energieverluste für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung auf einer Teilstrecke von x bestimmt. Durch n–fache Iteration und unter der Annahme eines einzelnen Energieübertrages erhält man die Energieverteilung für eine ausreichend große Zahl von Stößen in der Schicht der Gesamtlänge nx (s. Abb. 4.4). Diese Berechnung führte erstmals Landau durch [Lan 44]:

$$f(x,E) \approx e^{-\beta} \sum \beta^{\mu} e^{\mu\alpha} \frac{1}{\mu!} \delta(E - \mu E^*) \cdot \tag{4.6}$$

Dabei ist:

β	:= σNx
E, E^*	:= Energieverlust, Energieübertrag
α	:= Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung auf einem Teilintervall («0,0001)
δ(E)	:= eine bei $E = 0$ lokalisierte δ -Funktion.

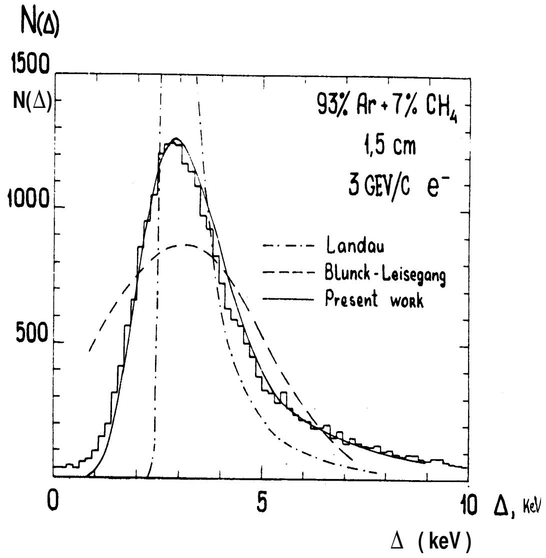


Abb. 4.4: *Energieverlustverteilungen für 3 GeV/c–Elektronen in 1,5 cm Argon (93%)–Methan(7%)* [Erm 77].

Der Prozeß der Energieverluste durch Ionisation und Anregung beim Durchgang eines Teilchens durch ein Gas läßt sich folgendermaßen beschreiben: Bei der Wechselwirkung des Teilchens mit den Gasmolekülen und –atomen werden diese angeregt und ionisiert. Man spricht von einer Primärionisation. Die Energieverteilung der Primärelektronen gehorcht einer Poisson–Verteilung und ist somit proportional zu $1/\epsilon^2$. In einer weiteren Stufe können Elektronen mit größerer Energie ($\geq$ 100 eV) andere Gasatome und –moleküle in sogenannten Sekundärprozessen ionisieren. Der Hauptanteil der Ionisationselektronen folgt aus den Sekundärionisationsprozessen.
Die Gesamtzahl der freigesetzten Ionen n_{ges} ist proportional zum Energieverlust im Material:

$$n_{\text{ges}} = \frac{\Delta E}{W_i} \; . \tag{4.7}$$

Dabei ist:

W_i	:= mittlerer Energieverlust pro Ion–Elektron–Paar
ΔE	:= deponierte Energie im Detektor.

Driftkammergase werden so gewählt, daß aufgrund der Wechselwirkung der Teilchen mit den Gasmolekülen die größtmögliche Gesamtzahl von Ion–Elektron–Paaren entsteht. In Abbildung 4.5 ist die Gesamtzahl der Ionenpaare gegen die mittlere Kernladungszahl aufgetragen. Für Gase mit niedriger Kernladungszahl besteht ein annähernd linearer Zusammenhang. Gase wie z. B. C_4H_{10}, Kr und Ar eignen sich gut als Driftkammergase, wobei der Kostenfaktor noch mitzuberücksichtigen ist.

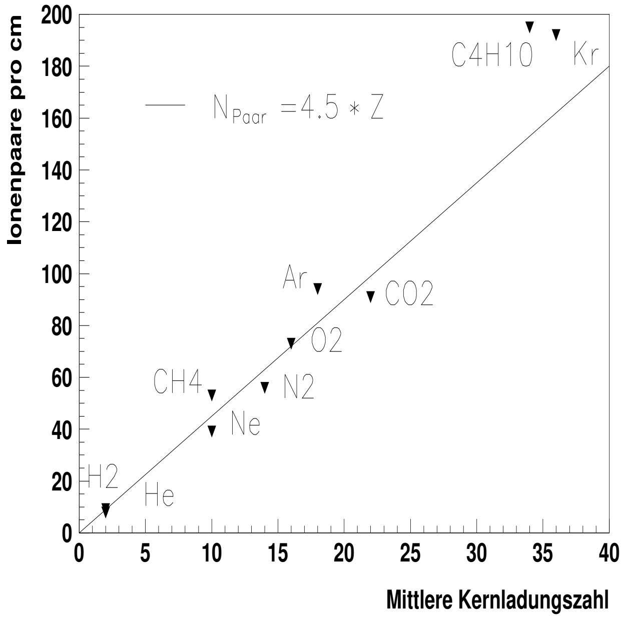


Abb. 4.5: *Gesamtzahl der Ionenpaare, die in einer Schichtdicke von* 1 *cm gebildet werden* [Kle 87].

Die Ladungswolke, die sich um den Ort der Primärionisation bildet , hat eine räumliche Ausdehnung R(E) und eine Gesamtladung von $(n + 1)$ Elementarladungen. Diese Ladungswolke wird auch Cluster genannt. Die Ausdehnung R(E) eines Clusters entspricht der Reichweite des Primärelektrons und stellt ein Maß für die Ortsauflösung der Kammer dar [Rus 95].
Bei der Bestimmung der Auflösung der Driftkammer spielt die Verteilung der Cluster eine wesentliche Rolle.Spezielle Gasgemische und hochempfindliche Verstärkerelektronik können die Auflösung des Detektors entscheidend verbessern. Allerdings wird durch die Ausleseelektronik eine untere Schwelle zur Signalregistrierung festgelegt. Demnach bedarf es mehrerer Cluster, um ein Signal zu erzeugen, welches diese Schwelle überschreiten kann. Die zurückgelegten Wege der Cluster bis zu dem Signaldraht haben für einen Teilchendurchgang unterschiedliche Längen. Einem ausgelösten Signal entspricht ein berechneter Ort dx, der für sehr naheliegende Trajektorien von dem senkrechten Abstand auf die Bahn verschieden ist (s. Abb. 4.6). Es ergibt sich eine wesentlich schlechtere Ortsauflösung der Bahnen in Signaldrahtnähe.

4.3 Ladungstransport (Drift)

Befinden sich Ionen eines Gasvolumen in einem elektrischen Feld der Feldstärke E, so bewegen sie sich im Zeitmittel mit der Geschwindigkei v_{Drift} entlang der elektrischen Feldlinien. Dieser gerichteten Bewegung (Drift) ist eine ungerichtete, statistische Bewegung (Diffusion) der Elektronen überlagert, die auf die Stöße der Elektronen mit den Gasatomen und –molekülen zurückzuführen ist.

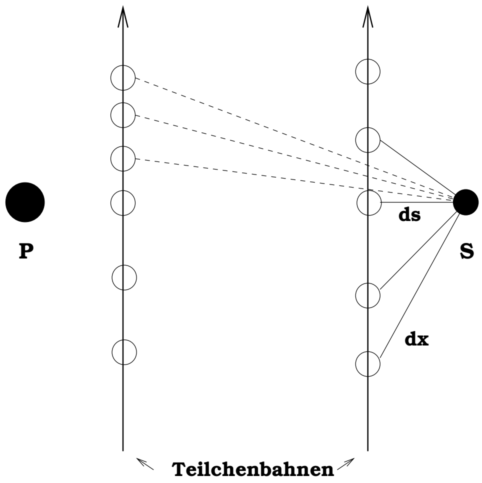


Abb. 4.6: *Einfluß der Primärionisation auf die Ortsauflösung der Driftkammern. Verschiedene Teilchenbahnen haben verschieden gute Ortsauflösung.*

Einen weiteren Einfluß auf die Bewegung der Elektronen würde ein äußeres Magnetfeld bewirken. Die mittlere Driftgeschwindigkeit, die um eine Größenordnung geringer ist als die absoluten Geschwindigkeiten der Elektronen, hängt nach Meßergebnissen linear mit dem Quotienten aus elektrischem Feld und Gasdruck p (bei Normalbedingungen) zusammen. Sie hängt auch von dem verwendeten Gasgemisch ab und variert mit verschiedenen Betriebsparametern und -bedingungen des Detektors.

4.3.1 Elektronendiffusion in feldfreien Gasen

Nach dem Äquipartitionsgesetz ist die mittlere thermische Energie ϵ_T eines Gasmoleküls mit drei Freiheitsgraden:

$$\epsilon_T = \frac{3}{2} k_{\mathrm{B}}\, T\,. \tag{4.8}$$

Dabei ist T die Temperatur und k_{B} die Boltzmannsche Konstante. Die thermischen Energien sind viel kleiner als die mittleren kinetischen Energien aufgrund des angelegten elektrischen Feldes. Bei Normalbedingungen ist $\epsilon \approx 0{,}035$ eV. Gase mit niedriger Elektronenenergie werden auch „kalte Gase“ genannt.
Eine zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ursprung lokalisierte punktförmige Ladungsverteilung diffundiert durch Vielfachstreuung in den umgebenden Raum, wobei sich eine zerfließende Gauß–Verteilung um den Ursprung bildet.
Die differentielle Dichteverteilung dN/N von Ladungsträgern als Funktion einer Ortskoordinate x zum Zeitpunkt t ist gegeben durch:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{\frac{-x^2}{4Dt}}\, dx\,. \tag{4.9}$$

Damit erhält man eine Standardabweichung σ_x in einer Koordinate (D = Diffusionskoeffizient; t = Driftzeit):

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D\frac{x}{v_{\mathrm{D}}(x)}}\,. \tag{4.10}$$

Der Diffusionskoeffizient D ist umso größer, je größer die mittlere thermische Geschwindigkeit ist und umso kleiner, je größer die Masse m der geladenen Teilchen ist.
Die Diffusion der Ladungsträger verändert sich unter dem Einfluß vom elektrischen und magnetischen Feld. Sie wird anisotrop. Man unterscheidet dabei zwischen einer longitudinalen und einer transversalen Diffusion. Detektorrelevant ist dabei nur der longitudinale

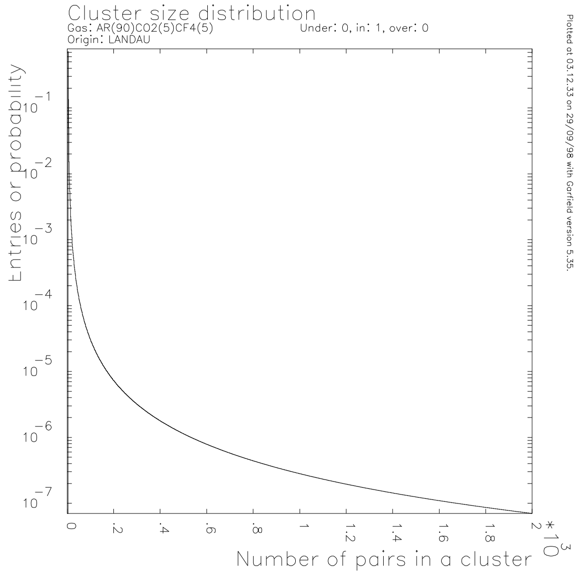


Abb. 4.7: *Verteilung der Clustergrößen bei einer angelegten Spannung von 1750 V*

Anteil der Diffusion. Er führt zu einer Ankunftszeitverteilung der Cluster am Signaldraht (s. Abb. 4.7).

4.3.2 Elektronendrift im elektrischen Feld

Die Ladungsträger bewegen sich entsprechend ihren Ladungen entlang der Feldlinien zu den jeweiligen Elektroden. Die Elektronen können durch das elektrische Feld zwischen den Stößen auf längeren Strecken beschleunigt werden. Sie bewegen sich zunächst mit stetig steigender momentaner Geschwindigkeit $v_e(\epsilon)$ (ϵ = kinetische Energie) und erfahren in entgegengesetzter Feldrichtung eine negative Beschleunigung. Es wird der statistischen thermischen Bewegung der Elektronen ein dominierender Anteil an gerichteter Bewegung überlagert. In Abbildung 4.8 ist der Potentialverlauf bei einer angelegten Spannung von 1750 V für eine Driftzelle dargestellt. Das daraus resultierende Gradientenfeld für eine Driftzelle ist in der Abbildung 4.9 dargestellt. Die Potentialdrähte liegen bei $x = \pm 0{,}75$ cm. Der Signaldraht und die Kathodenfolie liegen bei $x = 0$ cm bzw. $y = \pm 0{,}8$ cm.
Mit einer mittleren Stoßzeit $\tau = \lambda / v_e$ unterliegen die Elektronen weiteren Stößen mit den Gasatomen und -molekülen, wodurch sich ihre Momentangeschwindigkeit in Betrag und Richtung ändert. Unter der Annahme eines dynamischen Energiegleichgewichts der Elektronen (Energiegewinn im elektrischen Feld = Energieverlust durch Stöße), läßt sich die Geschwindigkeit der Nettobewegung aus der Boltzmannschen Transportgleichung der kinetischen Gastheorie berechnen:

$$v_{\mathrm{Drift}} = \frac{eE}{m}\,\tau = \frac{eE}{m}\,\frac{\lambda(\epsilon)}{v_{\mathrm{abs}}(\epsilon)} = \frac{eE}{mN}\,\frac{1}{v_{\mathrm{abs}}(\epsilon)\,\sigma_{\mathrm{I}}(\epsilon)}\,. \tag{4.11}$$

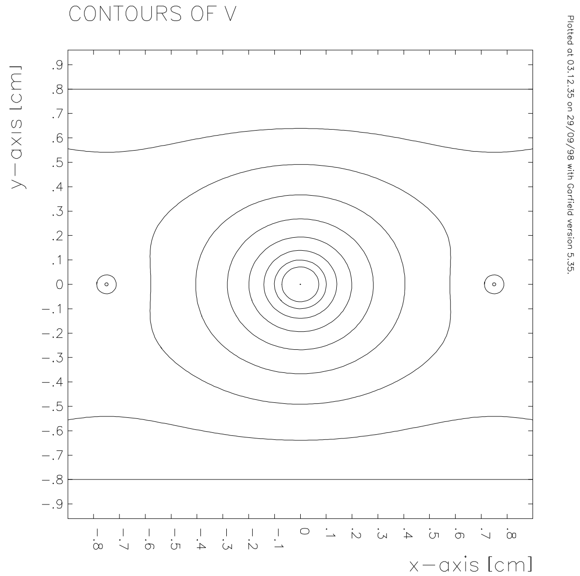


Abb. 4.8: *Äquipotentiallinien in einer Driftzelle.*

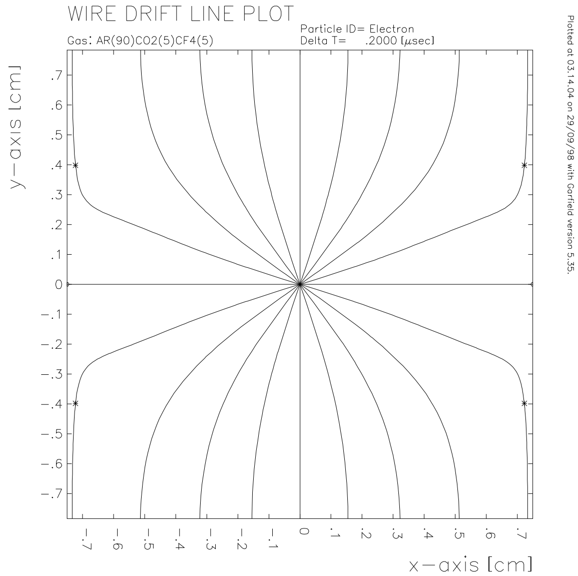


Abb. 4.9: *Gradientenfeld in einer Driftzelle.*

Dabei ist:

e	= Elementarladung
E	= Energie der Elektronen
τ	= mittlere Stoßzeit
σ_{I}	= Stoßionisationswirkungsquerschnitt
$\lambda(\epsilon)$	= mittlere freie Weglänge bezogen auf σ_{I}
ϵ	= mittlere Elektronenenergie $\epsilon=\frac{mw^2}{2}=E_{\mathrm{G}}+\frac{3}{2}kT$

Die mittlere Driftgeschwindigkeiten v_{Drift} beträgt einige Zentimeter pro μs. Für bekannte Driftgeschwindigkeiten und Driftzeiten t_{Drift} läßt sich der Ort der Signalentstehung in der Driftzelle berechnen. Die Driftgeschwindigkeit wird im Normalfall in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke angegeben, da sie mit dieser Größe skaliert. Mit der reduzierten Feldstärke beschreibt man das Verhältnis E/p aus elektrischer Feldstärke und Druck bei 20 °C. Über die Teilchenzahldichte N des Gases hängt die mittlere Driftgeschwindigkeit (Gl. 4.11) auch von dem Luftdruck p_{atm} ab. Diese errechnet sich für die mittlere Energie der Elektronen aus Gleichung (4.11) zu:

$$v_{\mathrm{Drift}} \approx \frac{1}{\langle\sigma\rangle\sqrt{\langle\epsilon\rangle}}. \tag{4.12}$$

Dabei ist $\langle\sigma\rangle$ eine Funktion der reduzierten Feldstärke. In Gleichung (4.12) ist zu erkennen, daß die mittlere Driftgeschwindigkeit mit zunehmender mittlerer Elektronenenergie und steigendem Luftdruck abnimmt. Das für die HERMES–Driftkammer eingesetzte Gas ist eine nichtbrennbare Mischung aus Argon (90 %), CO_2(5 %)und CF_4(5 %). Eine nähere Beschreibung dieses Gasgemisches und dessen Komponenten ist in Abschnitt 4.4.1 zu finden. Abbildung 4.10 stellt einen Vergleich zwischen den gemessenen und jenen mit

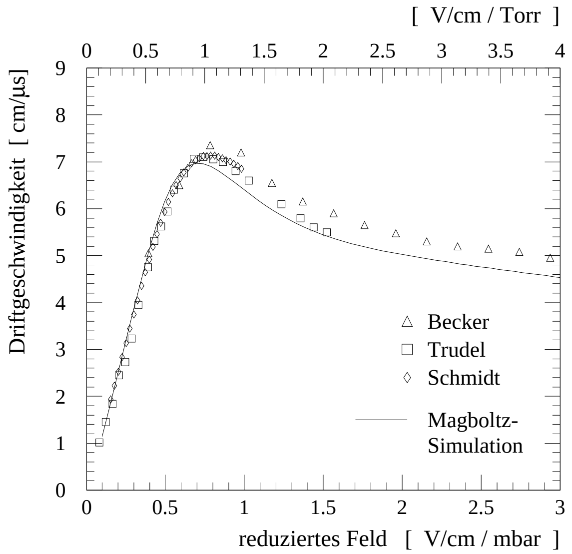


Abb. 4.10: *Vergleich von gemessenen und simulierten mittleren Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in einem AR(90 %)-CO_2(5 %)-CF_4(5 %) Gasgemisch als Funktion der reduzierten Feldstärke* [Sch 96].

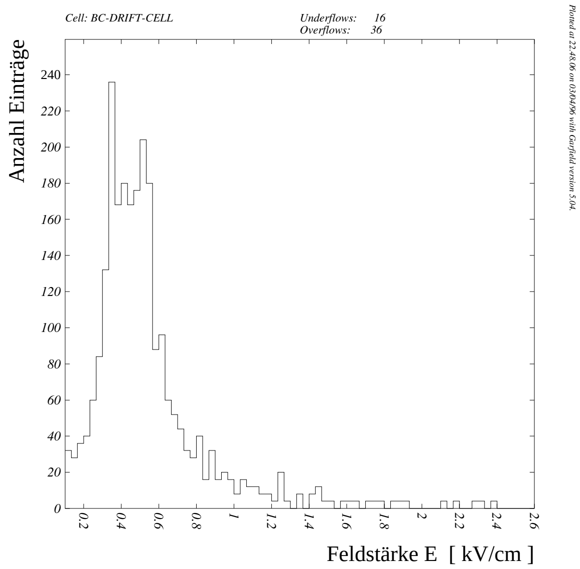


Abb. 4.11: *Feldstärken in der BC–Driftzelle für eine Hochspannung von 1750 V* [Lac 98].

MAGBOLTZ[2] simulierten mittleren Driftgeschwindigkeiten für die Gasmischung der Driftkammern dar. Für den Bereich der Feldstärken von 0,1 . . . 1V/cm/Torr, die in einer Driftzelle auftreten, hat das Argon eine große mittlere Elektronenenergie und gleichzeitig einen durch das Ramsauer–Minimum vorgegebenen, kleinen Wirkungsquersschnitt. Durch Hinzugabe von Gasen mit geringerer mittlerer Elektronenenergie führen diese beiden Effekte zu erhöhten Driftgeschwindigkeiten. MAGBOLTZ bietet die Möglichkeit, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Lorentzwinkel von beliebigen Gasen und Gasmischungen zu berechnen. Damit können anhand von vorgegebenen oder eigenen Messungen an den Komponenten des Gases in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke, dem Magnetfeld, dem Gasdruck und der Temperatur Daten für bestimmte Gasmischungen simuliert werden. Die reduzierte Feldstärke erhält man, aus den Werten der Feldstärke dividiert durch den Atmosphärendruck p_{atm}. Die Verteilung der Feldstärken in einer Driftzelle ist in Abbildung 4.11 zu erkennen.

Bei kinetischen Energien im Bereich von einigen eV haben die Wellenlängen der Elektronen und der Durchmesser der Elektronenbahnen in Edelgasen vergleichbare Größenordnungen, was sich in einer quantenmechanischen Interferenzerscheinung auswirkt. Dadurch weist der elastische Wirkungsquerschnitt σ eine starke Variation mit der Elektronenenergie

[2]MAGBOLTZ: ist ein im CERN entwickeltes Driftkammergas–Simulationsprogramm [Bia 90].

auf (Ramsauer-Effekt). Verbunden damit erfährt auch die Energieverteilung eine Veränderung und weicht von der ursprünglichen Maxwell–Verteilung ab. Die auftretende Diffusion breitet sich unabhängig von äußeren Kräften in alle Raumrichtungen gleichmäßig aus und gehorcht einer Gaußverteilung.

4.4 Gasverstärkung und Signalentstehung

Das Signal einzelner Elektronen reicht nicht aus, um von der Ausleseelektronik registriert zu werden. Erst durch die Gasverstärkung in Signaldrahtnähe kann die Ladungsmenge erzeugt werden, die als Signalpuls am Signaldraht abfließen kann.

4.4.1 Gasverstärkung

Die angelegte Hochspannung baut in einer Driftkammer ein hohes elektrisches Feld auf. In unmittelbarer Nähe der Signaldrähte erreicht die Feldstärke den Wert von einigen 100 keV/cm und es tritt das Phänomen der Gasverstärkung ein. Dabei wird den Elektronenclustern ausreichend Energie zugeführt, um innerhalb der mittleren freien Weglänge mit den Gasatomen und -molekülen in Wechselwirkung treten zu können und diese anzuregen oder zu ionisieren. Es kommt zu lawinenartigen Ionisationprozessen.
Die Verstärkung kann über den Verstärkungsfaktor G beschrieben und quantifiziert werden. Dabei vergleicht man die Anzahl der Elektronen vor und nach dem Verstärkungsprozeß. Je nach Gaszusammensetzung kann der Verstärkungsfaktor G Werte in den Größenordnungen 10^2 bei Edelgasen und 10^6 bei Kammergasen annehmen.
Es gilt im Falle eines:

- homogenen elektrischen Feldes:

$$G = \frac{N}{N_0} = N_0 \, e^{\alpha x} \tag{4.13}$$

α := Proportionalitätsfaktor
x := Ortsbereich der Verstärkung
N, N_0 := Anzahl Elektronen vor (N_0) und nach (N) dem Stoß

- inhomogenen elektrischen Feldes:

$$G \;=\; \exp\left[\int_{x_0}^{x} \alpha(x')\, dx'\right] \;=\; \exp\left[\int_{E_{\min}}^{E(x)} \frac{\alpha(E)}{dE/dS}\, dE\right] \tag{4.14}$$

x_0 := Entstehungsort der Lawine
$E(x)$:= elektrisches Feld an diesem Ort
x := Drahtradius
$E_{\min}$:= elektrisches Feld in Radiusnähe.

Der Ort, an welchem Lawinenbildung einsetzt, hängt von der Feldstärke an jenem Ort und der verwendeten Gasmischung ab. Eine genauere Berechnung des Verstärkungsfaktors G ist in [Blu 93] zu finden.
Diese Eigenschaft der Gase parametrisiert man mit dem ersten Townsendkoeffizienten α. Er stellt das Inverse der mittleren freien Weglänge dar und ist auf die Teilchenzahldichte normiert.
Es ist anzumerken, daß unter Beimischung von CO_2 zu dem Gasgemisch aus CF_4 und Ar der Townsendkoeffizient ausschließlich positive Werte annimmt. Es findet keine Elektronenabsorption (*engl.:*electron attachment) statt.
Ratenmessungen mit dem Kammergas (s. a. Abschnitt 7.3, Abb. 7.16) ergaben einen Verlauf in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung, der nach einem linearen Anstieg bei einer Spannung von 1650 V in einen Zustand der Sättigung übergeht. Es lösen fast alle durch die Zelle fliegenden Elektronen am Signaldraht ein Signal aus. Ein weiterer Anstieg der Hochspannung bewirkt nur ein sehr langsames Anwachsen der Raten, bis schließlich bei Spannungen größer 1850 V ein steiler Anstieg zu verzeichnen ist. In diesem Zustand werden mehr Signale erfaßt, als Elektronen die Driftzelle durchdringen, was sich folgendermaßen erklären läßt: Die Photonen, die durch den Übergang der Gasatome und –moleküle aus einem angeregten Zustand höherer Energie in einen Zustand niedriger Energie oder den Grundzustand herrühren, können von dem Gas nicht in ausreichendem Maße absorbiert werden (quenchen). Sie lösen an den Kathodenwänden durch Photoeffekt Elektronen aus. Mit der entsprechenden Zeitverzögerung treffen diese Driftelektronen an den Signaldrähten ein, wo sie einen zusätzlichen Signalpuls auslösen. Selbst Gasatome und -moleküle in großen Entfernungen vom Signaldraht können ionisiert werden und Driftelektronen abgeben. Ihnen ist das Auftreten von Doppelpulsformen zuzuschreiben.
Ein weiterer Anstieg der Hochspannung kann bei einer zu großen Raumladungszone mit einer Funkenentladung zu Schäden an den Drähten führen.
Um die Effekte der Photonenstrahlung weitgehend zu unterdrücken, müssen diese von einem sogenannten Löschgas (Quencher) absorbiert werden. Diese Gasmoleküle besitzen Rotations- und Schwingungsmodi und können Photonen in einem breitem Energieband absorbieren. Die absorbierte Energie wird in Form von Stoßenergie strahlungsfrei an andere Gasmoleküle abgegeben. Gebräuchliche Quenchergase sind: Kohlenwasserstoffverbindungen (CH_4, C_2H_4, Isobutan), Alkohole, CO_2, CF_4 und N_2.

4.4.2 Signalentstehung

Aufgrund der Lawinenverstärkung bei Elektronen und der Induktion von Raumladungen bei den Ionen werden am Signaldraht elektrische Pulse ausgelöst. In Abbildung 4.12 ist der zeitliche Verlauf einer Signalentstehung dargestellt. Der Anteil des Elektronenpulses ist sehr gering und beträgt 1 % des Gesamtpulses. Die entgegengesetzt driftenden Gasionen (s. Abb. 4.12) haben eine größere Potentialdifferenz zu überwinden und induzieren demnach ein Signal, das 99 % des Gesamtsignals ausmacht.
Der langsame Abfall des Signals ist der niedrigen Ionenmobilität zuzuschreiben, während die höhere Elektronenmobilität für den steilen Anstieg verantwortlich ist und für die Zeitbestimmung relevant ist.

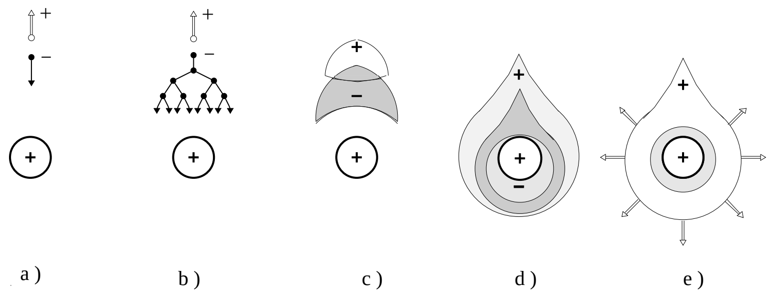


Abb. 4.12: *Entstehung der Ladungslawine am Signaldraht* [Sau 77].

Abbildung 4.13 zeigt einen Kammerpuls, der bei einem Luftdruck von 977,5 mbar und einer Betriebsspannung von 1750 V aufgenommen wurde.
In Abbildung 4.14 ist ein Puls aufgetragen, der für die gleichen Betriebsbedingungen mit GARFIELD simuliert wurde.

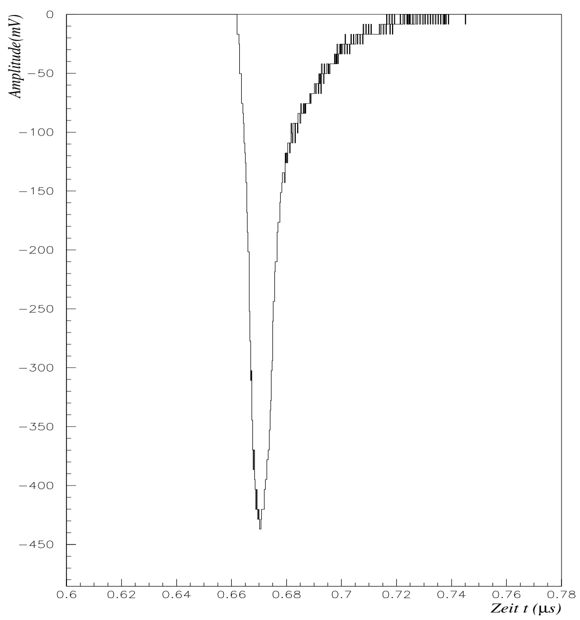


Abb. 4.13: *Echter Kammerpuls aufgenommen bei* 1750 *V*.

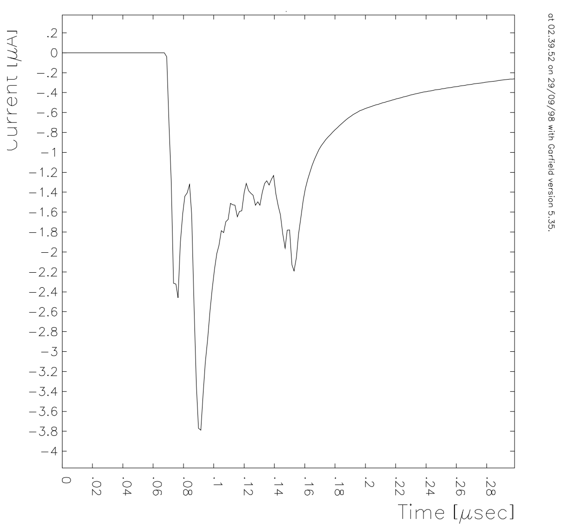


Abb. 4.14: *Mit* GARFIELD *simuliertes Signal bei* 1750 *V*.

5 Analog–Digital–Wandler

Der zeitliche Verlauf von Driftkammerpulsen weist physikalische Inhalte auf, die mittels einer leistungsfähigen Kurzzeit–Meßtechnik untersucht werden können. Dadurch steigen die Anforderungen an die Elektronik, Signale schnell und ohne Verlust an Informationen zu verarbeiten und in eine anschauliche Form zu bringen. Dabei werden üblicherweise Analogsignale in digitale Größen umgewandelt. Hierzu stehen die Analog–Digital–Konverter (ADC) zur Verfügung.
Die in dieser Arbeit verwendete Ausleseelektronik besteht im wesentlichen aus dem Parallel–Analog–Digital–Wandler DL 515 der Firma Struck für VME–Bus–Module (*engl.*: Versa Module Europe, VME). Im weiteren Verlauf soll auf die Konstruktion und die Funktionsweise dieses Wandlers näher eingegangen werden.

5.1 Der 1 GHz–Analog–Digital–Wandler

5.1.1 Motivation und Anwendungsbereich

In einigen Fällen wird in der Hochenergiephysik das Messen und Auswerten von Analogsignalen anhand von Impulshöhen–Spektren durchgeführt. Dabei wird die Zählrate $\frac{dN}{dU}$ gegen die Pulshöhe U oder Energie E aufgetragen. Solche Spektren können ladungssensitiv (*engl.*: charge sensitive) über einen Integral–Diskriminator und einen Zähler oder pulshöhensensitiv (*engl.*: peak–sensitive) über einen Einkanal–Diskriminator (Differential–Diskriminator) aufgenommen werden.
Die Idee, mehrere Einkanal–Diskriminatoren (EKD) zu betreiben und alle Kanäle mit dem Analogsignal parallel anzusteuern, führte zu der Entwicklung der sogenannten Parallel–ADC (*engl.*: Flash Analog Digital Converter, FADC). Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Diskriminatoren (Kanäle) kann $2^8 = 256$ (8 bit) und mehr betragen. Diese Größe stellt gleichzeitig ein Maß für das Auflösungsvermögen eines ADC dar. Die Zeit, die benötigt wird, um die Daten zu digitalisieren, wird Konversionszeit genannt. Sie beträgt bei dieser Art von ADC weniger als 1 μs. Dadurch sind die FADC die schnellsten, technisch aufwendigsten und damit die teuersten Wandler.
Dem FADC liegt ein sehr einfaches Funktionsprinzip zugrunde (vgl. Anhang B). Eine lineare Kette aus 2^n Widerständen R (n = Bit–Zahl) definiert zwischen den beiden anliegenden Referenzspannungen ($U_{\rm ref}$) eine Kette von Spannungsschwellen. Die Digitalisierung des Eingangssignals ($U_{\rm ein}$) erfolgt stufenweise, beginnend mit dem obersten Diskriminator. An diesem liegt die durch den entsprechenden Widerstand vorgegebene Schwellspannung an. Das Gatter wandelt dann den Pegel des Meßwertes in das Bitmuster einer Dualzahl um. Bei entsprechender Wahl der Widerstandskette können somit lineare und nichtlineare Kennlinien erzeugt werden.
Die Abtastrate eines FADC bestimmt die Häufigkeit, mit der die Punkte einer Signalkurve abgelesen und digitalisiert werden. Dabei wird die Fläche in diesem Bin aufintegriert und als Zahl abgespeichert. Bei dem FADC DL515 können wahlweise vier voneinander unabhängige Kanäle mit einer Abtastrate von je 250MHz und einer Speichertiefe von 2 KByte oder eine Reihenschaltung dieser vier Kanäle mit einer Gesamtabtastrate von

4×250 MHz und einer Gesamtspeichertiefe von 4×2 KByte betrieben werden (*engl.*: interleave–Modus) (s. Abschnitt 5.1.3). Pro Kanal wird das Analogsignal mit einer Periode von 4 ns eingelesen. Eine höhere Auflösung wird dadurch erreicht, daß die Einträge aller Kanäle um jeweils eine Nanosekunde zeitversetzt zusammengefügt werden.
Die Systematik der Schaltung erlaubt es, die Diskriminatoren und Widerstände auf ein einziges Bauelement (*engl.*: Chip) zu integrieren. Die Funktionen des Parallel ADC vom Typen DL515 werden von einem monolithischen Hochgeschwindigkeitschip (*engl.*: flash) getragen.

5.1.2 Technische Daten

Der FADC ist im sogenannten Europakartenformat (s. Anhang B.3) gebaut und für die Verwendung in einem VME–Crate gedacht. Er wird mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Spannungen versorgt. Dem Modul wird mittels der angebrachten Schalter eine VME–Speicheradresse zugewiesen.
Die Eingangsempfindlichkeit liegt in dem Bereich von $0 \ldots -2$V. Die Auflösung eines FADC ist gegeben durch den Wert der kleinsten Spannung, die ein FADC noch registrieren kann. Diese Grenze ist durch die Anzahl der Diskriminatoren bestimmt und beträgt bei einem 8 bit FADC ($2^8 = 256$ Diskriminatoren) 7,81 mV. Somit ergeben sich Sprünge zwischen den einzelnen Spannungswerten von 7,81 oder ganzzahligen Vielfachen davon.

Spannung in Volt	Stromverbrauch in Ampere	Leistung in Watt
+5	1	5
-5,2	8	41,6
+12	0,12	1,44
-12	0,12	1,44
Gesamt		49,48

Tab. 5.1: *Strom–und Leistungsverbrauch bei den verschiedenen Versorgungsspannungen.*

5.1.3 Funktionsweise im 1 GHz–Auslesemodus

Im 1 GHz–Modus wird das Analogsignal mit allen vier Kanälen verbunden. Dabei hat man einerseits die Möglichkeit, das Signal in vier Anteile zu splitten und diese mit einer Zeitverzögerung von 0 ns, 1 ns, 2 ns und 3 ns auf die einzelnen Kanäle zu legen. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß die Amplitude bei einem passiven Splitter um die Hälfte abnimmt. Die andere Möglichkeit besteht darin, die vier Kanäle miteinander zu verbinden und ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das analoge Signal wird bei hohen Eingangsimpedanzen (10 kΩ) mit einer Zeitverzögerung von 1 ns pro Kanal durch alle vier Kanäle durchgeführt und mit 50 Ω abgeschlossen. Dafür werden die einzelnen Kanäle mit einem 30–cm–langen Koaxialkabel verbunden und somit das Signal um jeweils 1 ns zeitverzögert. Somit kann eine Gesamtabtastrate von bis zu 1 GHz erreicht werden. Die

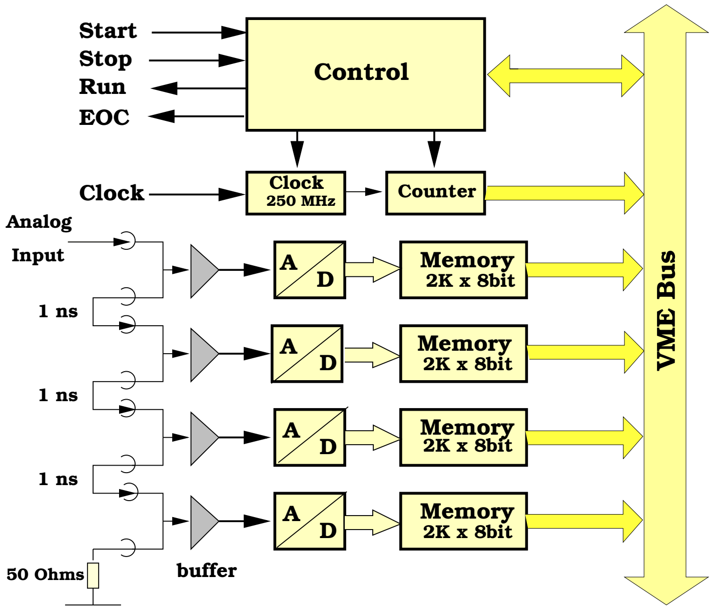


Abb. 5.1: *Blockschaltplan des FADC im 1 GHz Auslese–Modus. Die vier Kanäle werden mit einer Verzögerung von 1ns miteinander verbunden* [Struck].

Auslese des FADC kann über geeignete Rechnerprogramme oder extern über die Kontrolleingänge gesteuert werden. Die Eingänge der externen Steuerung befinden sich an der Frontseite. Der FADC kann mit einem NIM Signal über die START und STOP–Eingänge gestartet bzw. gestoppt werden. Das beim Start gesetzte RUN–Signal und beim STOP gesetzte EOC–Signal (*engl.*: End Of Conversion, EOC) markieren die Laufzeit bzw. das Ende der Datenkonversion und ihre Signale können an den dafür bestimmten Ausgängen abgegriffen werden.
Mit den geeigneten Ausleseprogrammen können diese Signale auch über den Rechner gesetzt oder zurückgesetzt werden, indem START, STOP und EOC durch jeweilige Register über die entsprechenden Adressen im VME Speicherbereich gesetzt werden. Je nach Bedarf ist auch eine Kombination beider Kontrollarten möglich.
Der Quarzkristall im Zähler (*engl.:* Clock) stabilisiert und taktet die vier Kanäle mit einer Frequenz von 250 MHz. Die einzelnen Kanäle bestehen jeweils aus einem Verstärker, einem Zwischenspeicher (*engl.*: buffer), dem Halbleiterkristall und einem internen Speicher. Die Adressierung des Speichers und der Kontrollregister erfolgt über die VME–Schnittstelle. Die Auslese des Speichers wird den physikalischen Anforderungen (Triggersignal) angepaßt und kann wahlweise in einem Modus mit gemeinsamem Start– oder Stop–Signal erreicht werden.

Allgemeiner Start–Modus: Einem vorangegangenen STOP–Signal kann durch ein Rücksetzen des EOC–Signals die Konversion gestartet werden. Hierzu wird der Speicher gefüllt und bei jedem Durchlauf überschrieben. Die Adressenzuweisungen, die ein Schreiben und Lesen des Speichers möglich machen, werden über einen Zeiger realisiert. Eine entsprechende Programmierung dieses Zeigers läßt diesen bei jedem neuen Durchlauf auf Null springen. Durch das gesetzte Autostop–Register wird die Datenkonversion beim

Füllen des Speichers unterbrochen. Dieser kann erst nach einem STOP–Signal ausgelesen werden. Hiermit wird gleichzeitig das RUN–Signal zurückgesetz und das EOC–Signal gesetzt (s. Anhang B.2).

Allgemeiner Stop–Modus: In diesem Modus wird das Zeigerregister für die Speicheradressen vor jeder Konversion auf Null gesetzt und der Speicher bei jedem Durchlauf überschrieben. So kann die Datenkonversion erst mit einem STOP–Signal beendet werden. Dabei wird das RUN–Signal zurückgesetzt und das EOC–Signal gesetzt. Von der Position des Zeigers des letzten Eintrages bis zu dem ersten Eintrag kann der Speicher nun ausgelesen werden.
Die zeitliche Abfolge der Signale in diesem Modus kann mittels eines Diagramms dargestellt werden (s. Anhang B.2).
Den vorliegenden Untersuchungen standen zwei FADC vom Typ DL515 zur Verfügung [Struck]. Diese werden mit einer maximalen Abtastrate von 1 GHz betrieben.
Die Anordnung des experimentellen Aufbaus, der im nächsten Kapitel dargestellt und beschrieben wird, ergab die Notwendigkeit, die Datenkonversion des FADC über ein externes Trigger–Signal zu unterbrechen. Entsprechend wurde der FADC konfiguriert und für den Betrieb im allgemeinen STOP–Modus programmiert. Die eigens dafür geschriebenen Ausleseprogramme waren Teil dieser Arbeit und werden im weiteren Verlauf beschrieben.

5.1.4 Auslese des FADC

Meßdatenerfassungssystem: Die hohen Raten der Speicherauslesesequenzen führen zu einem enormen Fluß an Daten, den nur ein leistungsfähiges und schnelles Meßdatenerfassungssystem verarbeiten kann.
Das eingesetzte Meßdatenerfassungssystem, kurz DAQ (*engl.*: Data AcQuisition), ist vom Prinzip her eine Nachempfindung des HERMES–Datennahmesystems und beruht auf dem FASTBUS–Hochgeschwindigkeitsübertragungssystem [DAQ 95].
Die (DEC 5000/240)–Station übernimmt die Funktion des Hostrechners und ist über ein SCSI–Interface mit dem FASTBUS Master CHI (Cern Host Interface) verbunden. Die Steuerung und Auslese der einzelnen Komponenten der Datennahme werden von dem entsprechend programmierten Frontend–Prozessor des CHI realisiert. Die eingelesenen Daten werden im EPIO–Format auf Magnetbänder geschrieben oder 'online' verarbeitet. Geeignete Treibermodule stellen eine Verbindung zwischen dem FASTBUS–Master und den Bussystemen VME und CAMAC her. Eine Beschreibung der verwendeten Module ist in (s. Anhang B.1) zu finden. Die Übertragung der Daten von dem modularen Bussystem (VME) erfolgt mittels dafür entwickelter VME–Hochgeschwindigkeitsübertragungssysteme, kurz VSB–Bus. Die Kapazität eines Übertragungssystems richtet sich im wesentlichen nach der Übertragungsbandbreite und beträgt bei einem VME–Bus 30 MByte/s.
Mit diesen Komponenten eines Meßdatenerfassungssystems können einerseits die Auslesedaten erfaßt und verarbeitet und andererseits die Module angesteuert werden. Die Aufgabe besteht darin, Programme zu entwickeln, die auf die hohe Auslesefrequenz der einzelnen Module abgestimmt sind und wegen der großen Menge an Daten eine Selektion vornehmen.

Ausleseprogramm: Das Ausleseprogramm zur vorliegenden Arbeit wurde in der Programmiersprache "C" erstellt. Es liefert bei jeder Messung, bestehend aus einer vorgegebenen Anzahl von Ereignissen, die erfaßten Pulse und die dazugehörenden Kenngrößen. Durch ein extern zugeführtes Stop–Signal wird die Datenkonversion im allgemeinen Stop–Modus durchgeführt. Demzufolge wird die Initialisierung und die Programmierung des FADC so angesetzt, daß bei jedem Durchlauf der Autostop–Modus ausgeschaltet wird. Das Schreiben bestimmter Daten in die entsprechenden Kontroll– und Steuerregister und das Auslesen des Speichers erfolgt über systemspezifische Schreibe– und Ausleseroutinen [DAQ 95]. Nach der Initialisierung wird das Modul gestartet und bleibt bis zum Stop–Signal für die Einlese und Konversion von Daten geöffnet. Ein Stop–Signal beendet die Konversion und erlaubt den Zugriff auf die Daten im Speicher. Es wird vom letzten Speichereintrag rückblickend der gesamte Speicher ausgelesen.
Anschließend wird das Modul in den Anfangszustand zurückgesetzt und für die nächste Konversion initialisiert. Von den insgesamt 4×2 KByte Speicherdaten wird nur der Anteil für die Weiterverarbeitung verwendet, der das Signal beinhaltet. Dieser entspricht einem Zeitfenster im Nanosekundenbereich, der von der Breite des Pulses und von der Verzögerung des Triggersignales abhängt. Die Daten in diesem Speicherbereich befinden sich noch im 'Rohzustand' und werden entsprechend den vier Kanälen über geeignete Masken aufgeteilt und zu einem Signal zusammengefügt.
Durch die Vielzahl elektronischer Bauelemente in einem FADC ist eine Überprüfung der Linearität und möglicher Verstärkungseffekte und somit eine Kalibration des Moduls unerläßlich. Diese wird im weiteren Verlauf beschrieben.

5.2 Kalibrationsmessungen

5.2.1 Meßaufbau

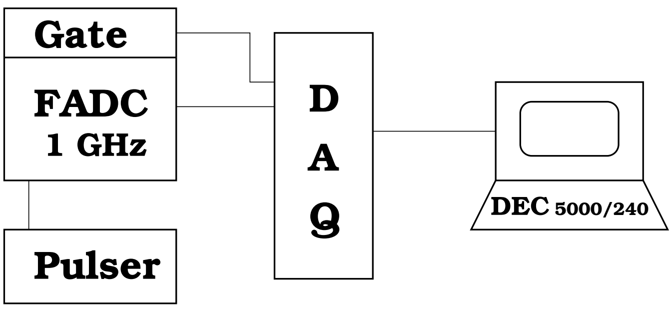


Abb. 5.2: *Blockschaltplan für die Kalibration des FADC im 1 GHz Auslese–Modus.*

Der FADC wird im "interleave"–Modus betrieben und mit einem Sekunden–Pulser getriggert. Die Eingangssignale werden von einem Testpulser HP 8116A (50 MHz, Hewlett Packard) erzeugt. Abbildung 5.2 gibt einen Überblick des Meßaufbaus.

5.2.2 Messungen und Ergebnisse

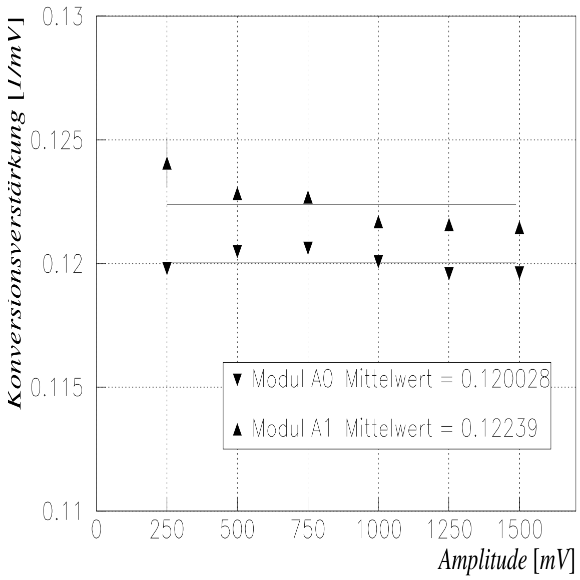


Abb. 5.3: *Amplitudenabhängige Konversionsverstärkung der beiden FADC–Module A0, A1.*

Linearität: In einer ersten Untersuchung wird für eine feste Frequenz von 1 MHz das Verhalten der beiden FADC untersucht. Hierzu wird an den Eingang des FADC ein Sägezahnsignal gelegt und über mehrere Werte der Eingangsamplitude das Verhältnis aus Binärzahl und Eingangsamplitude bestimmt (s. Abb. 5.3). Dieses Verhältnis gibt den Konversionsfaktor oder die Konversionsverstärkung an und wird häufig auf die Maximal–Amplitude bezogen. Damit erhält man die Gesamtauflösung eines FADC. Bei fester Frequenz von 1 MHz wird für mehrere Amplituden die Konversionsverstärkung bestimmt. In Abbildung 5.3 ist zu erkennen, daß der Konversionsfaktor unabhängig von dem angelegten Analogsignal ist. Das heißt die Wandlung in dem FADC erfolgt linear.
Durch den hohen Schaltungsaufwand der 2^n Kanäle (n = Bit–Zahl) einerseits und die begrenzte Stabilität und Genauigkeit der Referenz–Spannungsteiler und der Komparator–Schaltschwellen andererseits werden bei Auflösungen oberhalb von 8 Bit andere Konversionsmethoden verwendet. Zu diesen gehören die Sukzessive–Approximations–Methode und die Methode nach Wilkinson (auch Sägezahnmethode) [Leo 94, Sch 86] oder eine Kombination (hybrid) dieser beiden. Bei der Hybrid–Kombination werden die Vorteile beider Methoden aufeinander abgestimmt und umgesetzt. Bei diesen Methoden wird die separate Spannungsmessung für jeden Kanal vermieden.

6 Der Meßaufbau

6.1 Motivation

Die Effizienz der Driftkammern ist mit deutlichen zeitlichen Schwankungen behaftet, die auf Änderungen der Einflüsse der Arbeitsparameter und der Betriebsbedingungen zurückzuführen sind. Untersuchungen dieser Schwankungen waren Gegenstand mehrerer Arbeiten [Buc 96, Mei 98, Sch 96] und führten zu einer Stabilisierung der Effizienzen.
Das Betreiben der Driftkammern bei größeren Hochspannungswerten führt zu einer Verschiebung der Amplitudenverteilung der Signale zu größeren Werten und zusammen mit dem Absenken der Schwellenspannung zu einer Vergrößerung der Effizienzen.
Einflüsse äußerer Parameter werden in erster Linie vom Luftdruck verursacht, der sich auf die Dichte des Gases auswirkt. Eine direkte Abhängigkeit der Gasverstärkung und somit auch der Amplitudenverteilung der Signale von der Teilchenzahldichte des Kammergases ist durch die Abhängigkeit der mittleren Driftgeschwindigkeit vom Luftdruck p_{atm} gegeben. Höherer Luftdruck bedeutet größere Teilchenzahldichte und somit eine kleinere mittlere Driftgeschwindigkeit. Dadurch nimmt die Gasverstärkung ab und die Kammereffizienz wird geringer.
Genaue Untersuchungen der luftdruckabhängigen Schwankungen der Effizienzen wurden bereits durchgeführt [Mei 98]. Die Schwankungen können mit einer computergesteuerten Hochspannungsregelung unterdrückt werden. Dabei wird der Luftdruck in regelmäßigen Abständen über eine Druckdose eingelesen und somit jede Schwankung festgestellt. Aufgrund der gemessenen Luftdruckänderungen wird die Hochspannung der Driftkammern anhand einer geeigneten Parametrisierung [Arm 88] neu eingestellt. So wird bei einer Änderung von $\pm$ 30 mbar die Hochspannung um $\pm$ 20 V korrigiert. Diese Anpassung führt zu einer Verbesserung der Zeitstabilität der Effizienzen.
Der Zugang zu weiteren Informationen über die Abhängigkeit der Effizienzen und der Pulsformen von den Betriebsbedingungen und somit die Möglichkeit, weitere Korrekturfaktoren einzusetzen, kann nur erreicht werden, indem man die Pulsformen auf ihre Abhängigkeit von Luftdruck und Hochspannung untersucht.
Die zu diesem Zweck vorgenommenen Untersuchungen werden an dem Erlanger Ersatzmodul durchgeführt. Der Meßaufbau und die damit ausgeführten Messungen werden im weiteren Verlauf vorgestellt und beschrieben.

6.2 Vorbereitungen der Messungen

Die Kammer wird mehrere Tage mit reinem Stickstoff gespült. Damit wird sichergestellt, daß mögliche Verunreinigungen und Luftmoleküle entfernt werden. In einem nächsten Schritt werden die Hochspannungstests durchgeführt. Es werden alle 19 Hochspannungszuleitungen gleichzeitig versorgt. Mit einem sogenannten „Hochspannungstraining“ konnten die Dunkelströme der Kammer bei 1750 V von anfangs $1,2\,\mu$A bis auf etwa $0,2\,\mu$A gesenkt werden. Eine genaue Beschreibung dieses Vorgangs und dessen Bedeutung ist bei [Ber 95a] zu finden.

Nach Abschluß dieser Hochspannungs– und Funktionstests wird die Kammer an das eigentliche Meßgas angeschlossen. Vor Beginn der Messungen muß die Kammer mindestens einen halben Tag gespült werden.

6.3 Der Meßaufbau

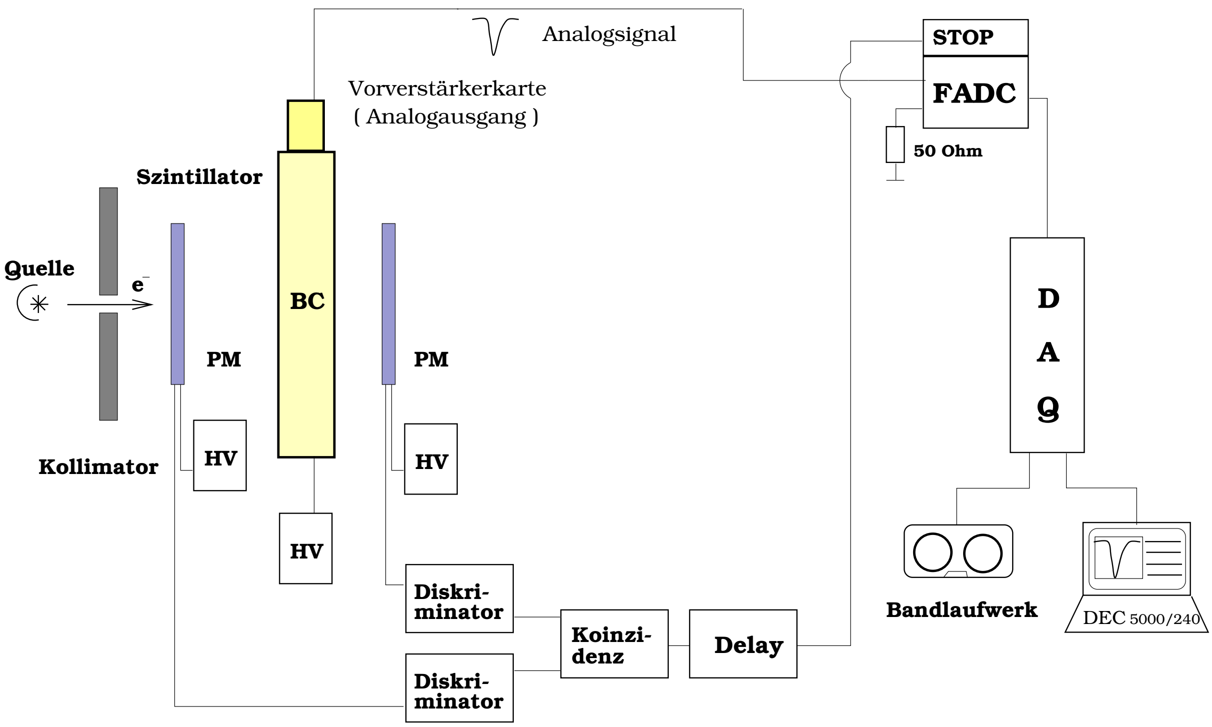


Abb. 6.1: *Blockschaltplan des Meßaufbaus (Erläuterungen s. Text).*

Abbildung 6.1 gibt einen Überblick des Meßaufbaus. Er besteht aus dem Erlanger BC–Ersatzmodul (**BC**), zwei Photomultipliern (**PM**), einer radioaktiven Quelle (**Quelle**), der notwendigen Verstärker– und Ausleseelektronik, dem FADC (**FADC**) und dem Datennahmesystem (**DAQ**). Auf die einzelnen Komponenten soll im weiteren Verlauf näher eingegangen werden. Für die Durchführung aller Messungen wurde eine X–Ebene verwendet.

6.3.1 Die radioaktive Quelle

Die Ionisation der Teilchengase durch eine β^-–Quelle hat gegenüber anderen Ionisationsmöglichkeiten (Laser, γ–Strahler) gewisse Vorteile [Mus 95]. Diese leiten sich aus ihren Eigenschaften und Kenndaten ab (s. Tab. 6.1). Die Ionisation durch Laser oder γ–Strahler basiert auf dem Photoeffekt. Dabei wird ein Photon aus dem Gasatom ein Elektron herausschlagen. Dieser Mechanismus wäre bei der Bestimmung der absoluten Gasverstärkung über Einelektronenmessung einzusetzen.

Die Proportionalität der Gasverstärkung zur Anzahl der ionisierten Elektronen führt bei der Verwendung von Elektronen als ionisierende Teilchen zu einer höheren Kammereffizienz. Bei einem Durchgang minimalionisierender Elektronen beträgt pro 1 cm Wegstrecke die durchschnittliche Anzahl der primär erzeugten Ionen in Argon 29,4 [Kle 87], in CO_2 34 [Sau 77] und in CF_4 41 [Fis 91].
Für das kontinuierliche Energiespektrum eines β^-−Strahlers wird eine maximale Energie und dementsprechend eine maximale Reichweite definiert. Die Beträge dieser beiden Größen und der Anteil an γ−Strahlen stellen Kriterien dar, nach denen eine radioaktive Quelle ausgesucht wird. Somit sind große Maximalenergien, große maximale Reichweiten und ein geringer Anteil an γ−Strahlung von Vorteil. Als verwendbare β^-−Strahler kommt neben Ruthenium ($^{106}_{44}$Ru) auch Strontium ($^{90}_{38}$Sr) in Frage.
In Tabelle 6.1 ist die Halbwertszeit, die Maximalenergie und die Zerfallswahrscheinlichkeit sowie der Anteil an γ−Strahlung einer $^{106}_{44}$Ru-Quelle wiedergegeben.

Nuklid	Halbwertszeit (Jahre)	Zerfallsart	Teilchen Max.–Energie (MeV)	Teilchen Emissions-w'keit	Photonen Energie (MeV)	Photonen Emissions-w'keit
$^{106}_{44}$Ru	1,02	β^-	0,039	100 %		
$\rightarrow^{106}_{45}$ Rh		β^-	3,541	79 %	0,512	21 %
					0,622	10 %
$^{90}_{38}$Sr	28,5	β^-	0,546	100 %		
$\rightarrow^{90}_{39}$ Y		β^-	2,283	100 %		

Tab. 6.1: *Zerfallsprozeß der* $^{106}_{44}$Ru- *und* $^{90}_{38}$Sr−*Quellen* [Pdb 98].

Für die Messungen wurde als Quelle der ionisierenden Teilchen ein Ruthenium β^-– Strahler (^{106}Ru) eingesetzt. Der Vorteil einer Ruthenium–Quelle gegenüber einer Strontium–Quelle liegt in der großen Maximalenergie sowie in der damit verknüpften großen maximalen Reichweite der Elektronen. Nachteilig wirken sich bei einer ^{106}Ru − Quelle die Anteile an γ−Quanten sowie die kurze Halbwertszeit aus.
Das aktive Material[3] befindet sich am Ende eines 1cm dicken Stabes. Die Quelle ist auf einem Schlitten gehaltert, der auf 1m Höhe und in 20cm Entfernung von der Kammer entlang einer Schiene frei bewegbar ist.

Beim Durchgang der Elektronen durch den Szintillator und die Driftkammer wechselwirken die Elektronen mit dem Material des Szintillators bzw. mit den Kammergasmolekülen, dem Material der Folien (Kapton und Mylar), den Kathodenebenen und schließlich mit Luft. Nach [Mus 95] haben Elektronen mit der Energie 1 MeV in Luft eine maximale Reichweite von 2 m. Hiermit läßt sich der Abstand bestimmen, in dem ein weiterer Szintillator hinter der Driftkammer aufgestellt werden muß, um damit nur minimalionisie-

[3] Berechnete Aktivität: $4{,}5 \cdot 10^5$ Bq (2.11.1998)

rende Elektronen zu registrieren. Demzufolge sind Elektronen im Energiebereich $1,5\ldots$ 3,54 MeV minimalionisierend und der Abstand des Szintillators errechnet sich zu ca. 1 m.

6.3.2 Der Kollimator

Um sicherzustellen, daß nur Elektronen betrachtet werden, die durch eine Driftzelle gehen, wird der aus der radioaktiven Quelle austretende Elektronenstrahl durch einen Kollimator begrenzt. Der kollimierende Spalt hat eine Länge von 10 mm und eine Breite von 1 mm. Das Material des Kollimators wurde so gewählt, daß Bremsstrahlungseffekte nach Möglichkeit unterdrückt werden (niedrige Ordnungszahl) und Photonen absorbiert werden (hohe Ordnungszahl). Somit ergibt sich für den Kollimator eine Kombination aus einer Lage Aluminium und einer Lage Blei. Beide haben eine Dicke von je 5 mm.

6.3.3 Das Triggerystem

Wie in Abbildung 6.1 gezeigt, werden die Amplituden der Driftkammersignale mit einem FADC ausgelesen. Um die Konversion des FADC mit einem anliegenden Signal zu korrelieren, muß dieser mit einem Triggersignal angesteuert werden. Die Möglichkeit, ein Triggersignal zu erzeugen, ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Das zeitlich konstant versetzte Signal zweier in Koinzidenz geschalteter Szintillatoren, die vor und hinter der Driftkammer angebracht sind, wird als Triggersignal benutzt. Hierzu werden zwei Photomultiplier der Marke Hamamatsu, Typ H3167 [Ham] verwendet,die je einen Plastikszintillator auslesen, der lichtgeschützt eingepackt ist. Weitere zeitverzögernde Einflüsse werden durch die Triggerelektronik und die unterschiedlichen, laufzeitbestimmenden Kabellängen hervorgerufen. Für den Betrieb des FADC im Common–Stop–Modus wird eine weitere Zeitverzögerungseinheit eingesetzt, die das Triggersignal um 525 ns verzögert.

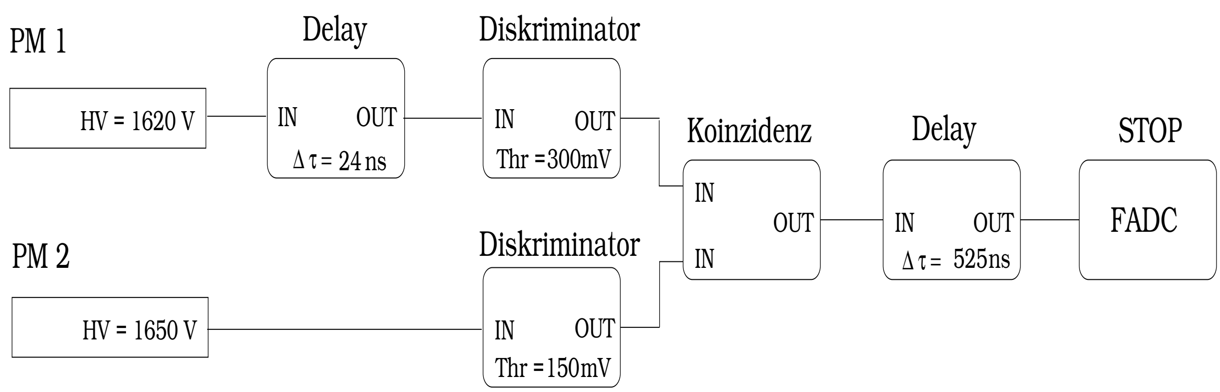


Abb. 6.2: *Triggerschema der Datennahme im Common–Stop–Modus.*

6.3.4 Das Gassystem

Für die Versorgung der Kammer mit Gas wird das in Kapitel 4 beschriebene Standardgasgemisch eingesetzt. Dieses wurde bereits in der DESY–Gasabteilung in den vorgegebenen Gasanteilen mit der geforderten Reinheit gemischt und abgefüllt. Über einen Druckminderer und einen Massenflußregler [Mks 90a] wird das Gas der Kammer zugeführt. Das Gas kann beim Verlassen der Driftkammer über einen Öl–Bubbler in die Atmosphäre entweichen. Ein Öl–Bubbler ist eine mit Öl gefüllte Glasvorrichtung und hat die Aufgabe, das Eindringen von Luft durch die Abflußleitungen in die Kammer zu verhindern. Der Teilchendurchfluß liegt bei 0,4 Liter/Minute. Alle Leitungen zu und von der Kammer bestehen aus PU–Schläuchen mit einem Durchmesser von 6 mm.

6.3.5 Die Spannungsversorgung

Die Versorgung der Kammer und der Photomultiplier mit Hochspannung übernimmt ein Mehrkanal–Hochspannungsversorgungssystem (C.A.E.N., Model SY527). Die Bedienung kann manuell oder rechnergesteuert durchgeführt werden.

6.4 Temperatur– und Druckmessungen

Das Verhalten der Drifteigenschaften ist, wie aus Gleichung 4.11 hervorgeht, von Temperatur und Druck in der Kammer abhängig. Diese Größen unterliegen den außen herrschenden Wetterbedingungen und sind für die Dauer der Datennahme gewissen Schwankungen unterworfen. Deshalb werden Druck und Temperatur fortlaufend gemessen und aufgezeichnet.

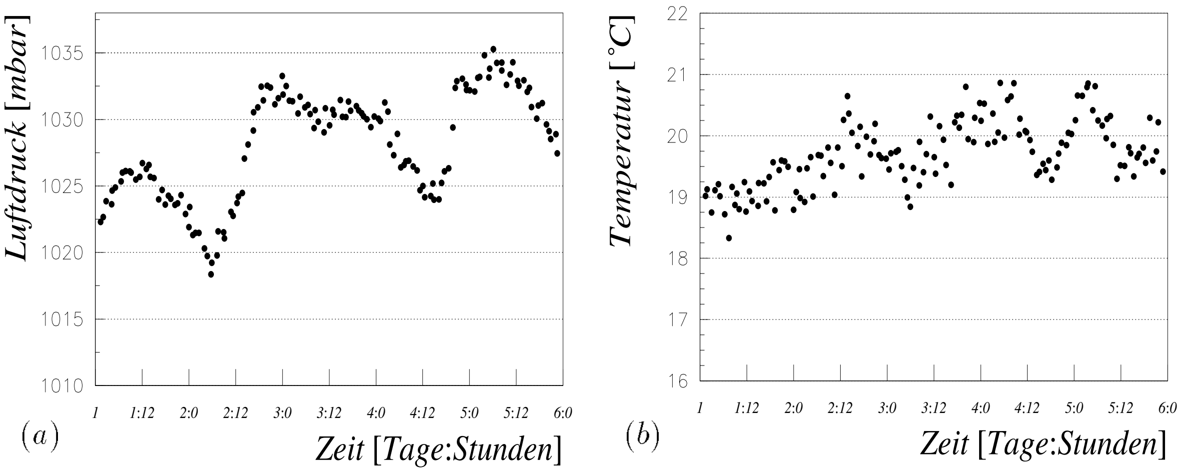


Abb. 6.3: *Schwankungen von Luftdruck* (a) *und Temperatur* (b) *während der Meßperiode.*

Exemplarisch für einen Zeitraum der Datennahme ist in Abbildung 6.3 der Verlauf des atmosphärischen Luftdrucks und der Temperatur dargestellt. Für die Temperaturmessung

wird ein glasfaserisoliertes Thermoelement (Typ K) eingesetzt, welches über ein Temperaturmodul von einem ADC ausgelesen und in einem Abstand von 200 Triggerereignissen dem FADC–Ausleseprogramm übergeben wird. Die Meßgenauigkeit des Thermoelementes beträgt 0,5 °C. Der Mittelwert der Temperatur beträgt 19,48 °C.
Um die Druckabhängigkeit einzelner Parameter festzustellen, wird der atmosphärische Luftdruck mittels einer Luftdruckdose MKS Baratron vom Typ 127A [Mks 92] aufgenommen. Hierzu wird in einem Abstand von 200 Triggerereignissen der Luftdruck über ein Rechnerprogramm ausgelesen und dem FADC–Ausleseprogramm übergeben. Der Mittelwert des Luftdrucks beträgt 1024,63 mbar.
Eine schematische Darstellung des Drucksensors ist in Anhang C.1 oder [Mks 94] zu finden. Die Meßgenauigkeit der Druckdose beträgt $0,15\,\%$ vom Meßwert.
In Abbildung 6.4 sind die Luftdruck– bzw. Temperaturänderungen für verschiedene Messungen aufgetragen. Die Schwankungen betragen für den Luftdruck ± 1,82 mbar(a) bzw. ± 3,05 mbar(b). Der Temperaturverlauf zeigt deutlich kleinere Schwankungen und zwar betragen diese ± 0,85 °C (**c**) bzw. ± 1,09 °C (**d**).

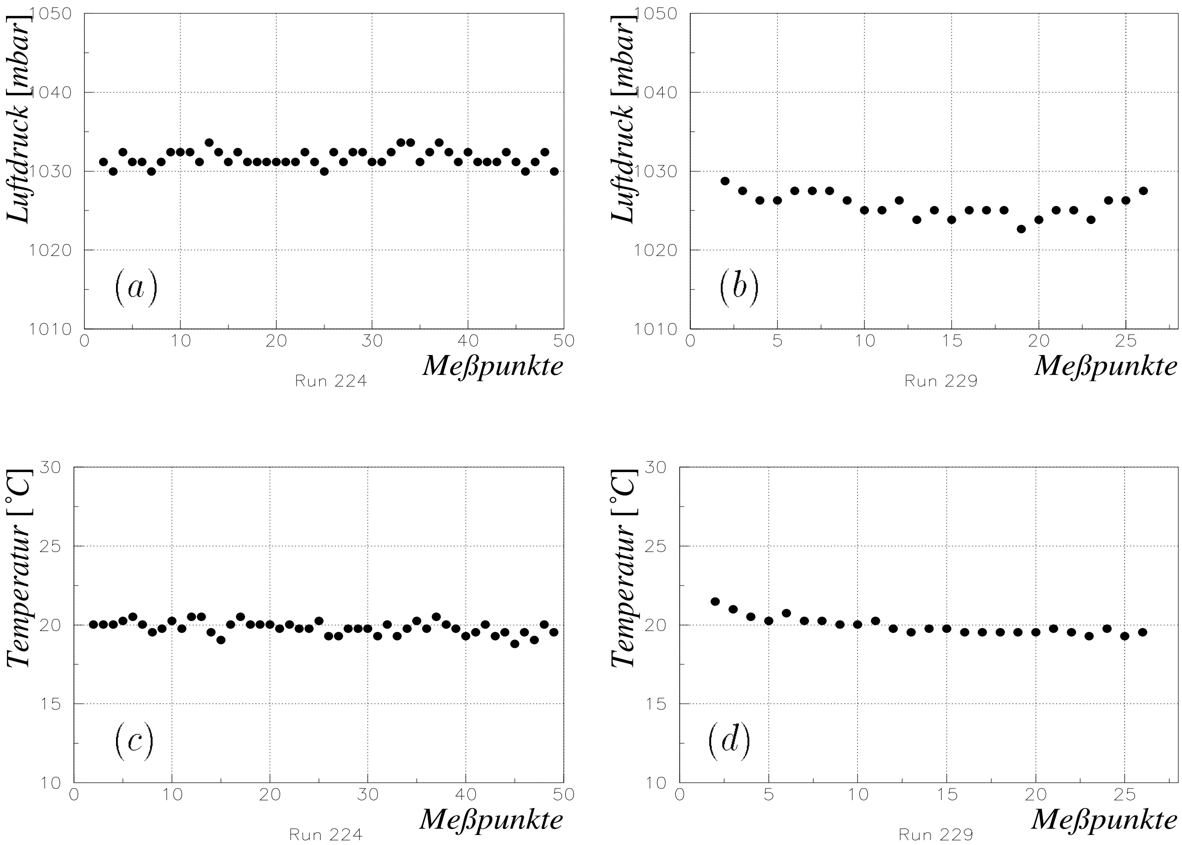


Abb. 6.4: *Schwankungen von Luftdruck* (**a**)*,* (**b**) *und Temperatur* (**c**)*,* (**d**) *bei verschiedenen Messungen.*

Die Schwankungen von Luftdruck und Temperatur innerhalb einer Messung sind so gering, daß jeder Messung ein Luftdruck und eine Temperatur zugewiesen werden kann.
In der HERMES–Experimentierhalle liegen die Bereiche für Druck und Temperatur um einen Jahresmittelwert von 1019 mbar bzw. 24 °C.

6.5 Durchführung der Messungen

Zur Durchführung der Messungen sind die einzelnen Komponenten so zu konfigurieren, daß sie einen optimalen Meßprozeß gewährleisten. Die für den Ablauf eines Meßvorgangs erforderlichen Betriebsbedingungen sollen jederzeit einlesbar sein.

6.5.1 Steuerung

Die Steuerung eines Meßdurchgangs erfolgt mittels des eigens dafür geschriebenen Ausleseprogramms. Beim Aufruf werden diesem die gewünschte Anzahl der getriggerten Ereignisse, die Anfangstemperatur (°C), der Anfangsluftdruck (mbar), die eingestellte Hochspannung (V) und die gesetzte Triggerschwelle übergeben. Über die in Abschnitt 5.1.4 beschriebenen systemspezifischen VME Schreibe– und Ausleseroutinen lassen sich die einzelnen Module ansteuern und auslesen.

6.5.2 Bestimmung des Arbeitspunktes

Die Qualität der Meßdaten einer Driftkammer kann deutlich verbessert werden, indem für den Betrieb der Driftkammer ein idealer Arbeitspunkt bestimmt wird. Betriebshochspannung und Triggerschwelle müssen so aufeinander abgestimmt werden, daß ein Kompromißzwischen einer hohen Auflösung, einer guten Effizienz und einem geringen Übersprechverhalten der Kammer gefunden wird. Dabei führten Untersuchungen [Has 95] zur Festlegung der optimalen Arbeitspunkte der HERMES–Driftkammern zu folgendem Ergebnis:

Hochspannung (V)	1700	1750	1800	1850
Schwelle (mV)	40	50	60	80

Tab. 6.2: *Hochspannung und Schwelle der vier Arbeitspunkte.*

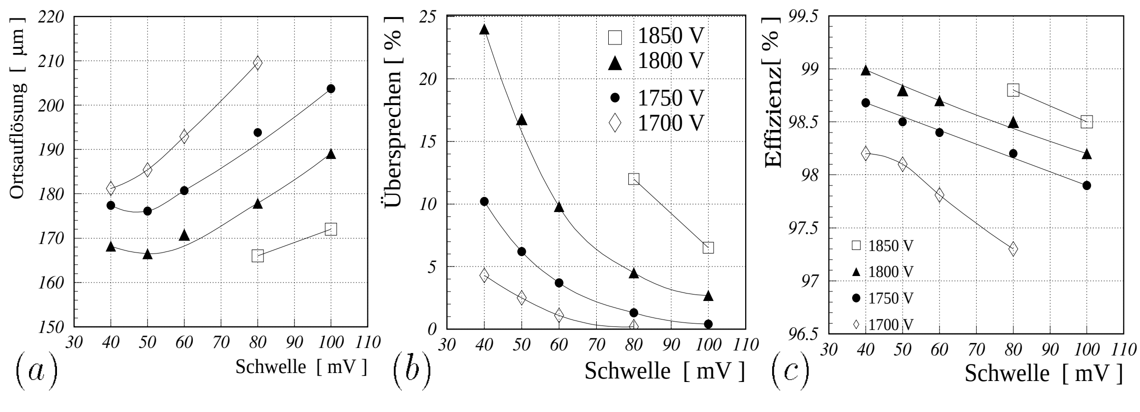


Abb. 6.5: *Darstellung von Auflösung* (**a**), *Übersprechen* (**b**) *und Effizienz* (**c**) *der* HERMES–*Driftkammern in Abhängigkeit von der Schwellenspannung.*

Die Auflösung einer Kammer wird über die vereinfachte lineare Orts–Driftzeit–Beziehung (s. 4.2) bestimmt. Durch das Übersprechen werden Signale in Nachbarkanälen induziert. Davon betroffen sind Kanäle innerhalb der gleichen Ebene und der benachbarten Ebenen. Die Kammereffizienz beschreibt das Verhältnis aus ausgelesenen Signalpulsen zu der Anzahl der Triggersignale.
In den Abbildungen 6.5 ist das Verhalten dieser Größen für die Hochspannungswerte der vier Arbeitspunkte dargestellt (TDC–Testmessungen) [Has 95].

7 Meßergebnisse und Diskussion

Die experimentellen Untersuchungen wurden an dem dargestellten Versuchsaufbau durchgeführt. Dabei wurden folgende Schwerpunkte beachtet:

- Beschreibung von Pulsgrößen und –formen
- Verteilungen charakteristischer Größen
- Temperatur– und Druckabhängigkeit dieser Verteilungen
- Gasverstärkung
- Mehrfachpulse
- Abschätzung der Fehler

7.1 Pulsgrößen und Pulsformen

Um eine Vielzahl von unterschiedlichen Pulsformen zu untersuchen, ist es notwendig, diese anhand weniger charakteristischer Größen zu beschreiben.

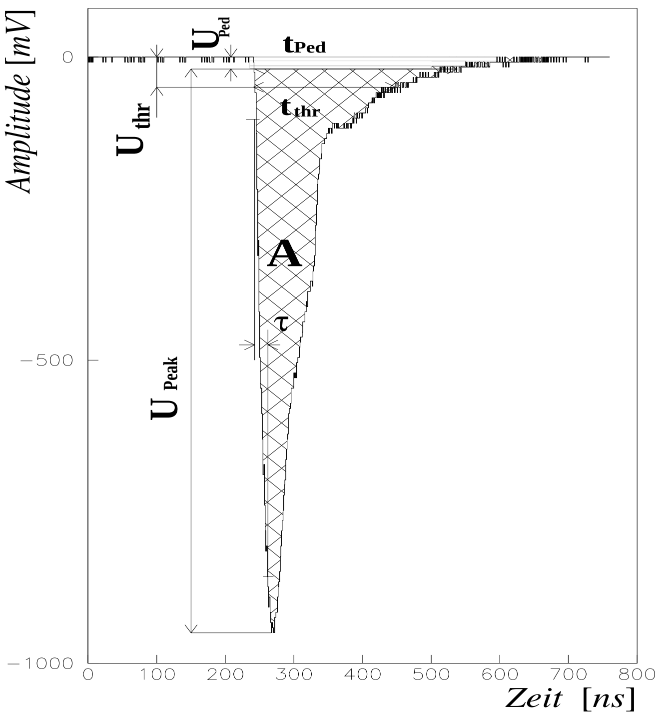


Abb. 7.1: *Definition der Variablen* τ, t_{thr}, A, t_{Ped}, U_{peak} *sowie* U_{thr} *und* U_{Ped}.

Somit definiert man für eine typische Pulsform (s. Abb. 7.1) die Anstiegszeit τ, die Pulsbreite t_{Ped}, die Pulsdauer t_{thr}, die Fläche des Pulses A und die maximale Pulsgröße U_{peak} [Lac 98].

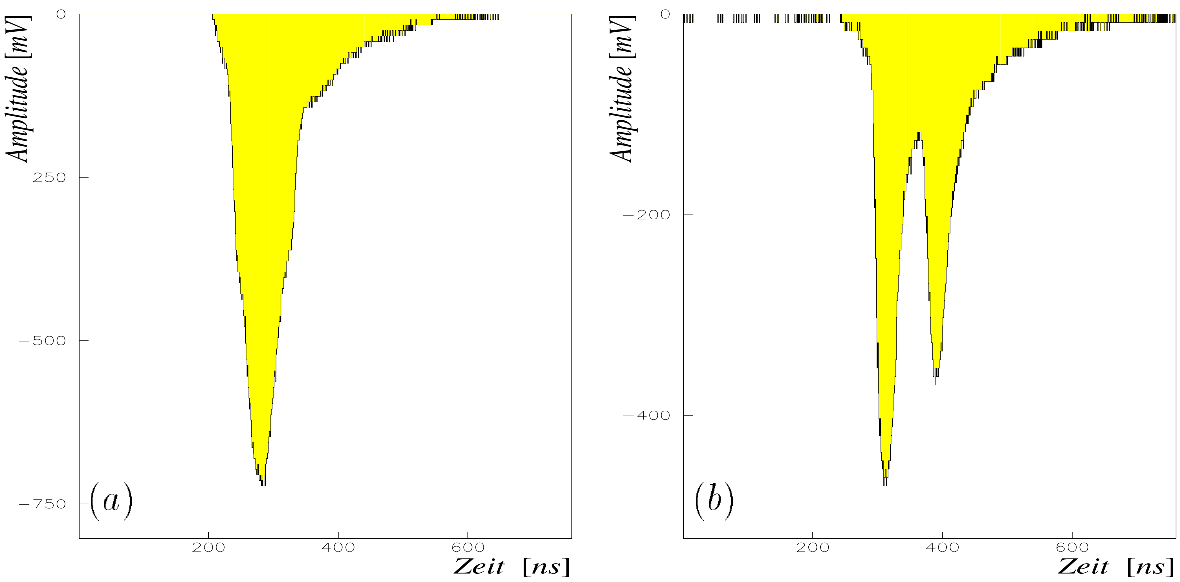


Abb. 7.2: *Typische Pulsformen bei einer angelegten Hochspannung von* 1750 *V*.

In Abbildung 7.2 sind typische Pulsformen bei einer angelegten Hochspannung von 1750 V dargestellt. Im weiteren Verlauf der Betrachtungen wird die Pulshöhe stets im Betrag angegeben und als Maximalamplitude bezeichnet. Die Pulshöhe ist das Hauptkriterium, wonach ein Puls von der Ausleseelektronik wahrgenommen werden kann. Pulse, die mit ihrer Maximalamplitude über die Triggerschwelle U_{thr} kommen, können ausgelesen werden. Von der Höhe der angelegten Schwelle hängt auch die Größe der Pulsdauer t_{Ped} ab. Die Nullpunktverschiebung U_{Ped} wird durch die Auflösung des FADC (8 bit) vorgegeben und als Korrekturfaktor der Daten mitberücksichtigt. Aufgrund der generell niedrigen Maximalamplituden wird diese Nullpunktverschiebung auf 20 mV, das sind 4,38 mV über dem Grundrauschen, angesetzt. Das Grundrauschen errechnet sich als ganzzahliges Vielfaches des Auflösungsvermögens des FADC und liegt bei $2 \times 7{,}81$ mV (s. a. Abschnitt 5.1.2). Somit kann die Pulsbreite als zeitlicher Abstand zwischen den Schnittpunkten der Nullpunktverschiebung und dem Signal definiert werden. Die Fläche, die von der Nullpunktgeraden und dem Signal eingeschlossen wird, bezeichnet man als Pulsfläche. Die Anstiegszeit τ beschreibt die Zeit, in der das Signal von 10 % bis zu 90 % seiner Amplitude ansteigt. Maximalamplitude und die Anstiegszeit sind unabhängig von der Wahl der Schwellenspannungen U_{thr}. Für Mehrfachpulse (s. a. Abschnitt 7.4) werden, bis auf die Pulsbreite t_{Ped} , alle Größen auf das erste Maximum bezogen.

7.1.1 Verteilungen charakteristischer Größen

Die Verteilungen der charakteristischen Pulsgrößen wurden bei einer Schwellenspannung von 50 mV und gleichen äußeren Betriebsparametern aufgenommen.

Amplituden– und Anstiegszeitverteilungen In Abbildung 7.3 sind die Verteilungen der Pulshöhen (a) bzw. der Anstiegszeiten (b) dargestellt. Die Auftragung der Amplitu-

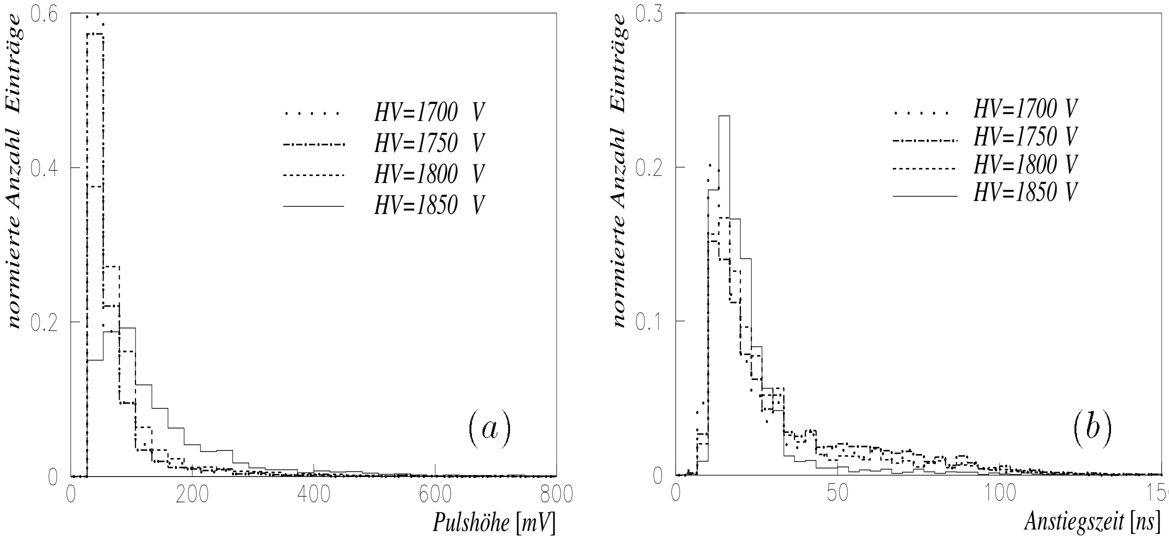


Abb. 7.3: *Verteilungen der Pulshöhen* **(a)** *und Anstiegszeiten* **(b)** *für eine Schwellenspannung von* 50 *mV bei unterschiedlichen Hochspannungen.*

denverteilungen ist auf den Bereich unterhalb 800 mV begrenzt, da sich oberhalb dieser Grenze nur sehr wenige Einträge befinden. Die Maximalamplituden, die erwartungsgemäß landauverteilt sind, hängen über die Gasverstärkung von der angelegten Hochspannung ab. Damit ist auch die Form der Amplitudenverteilung von der Hochspanung abhängig. Somit erreichen Kammerpulse mit großen Pulshöhen die 90 %–Marke ihrer Maximalamplituden schneller als Kammerpulse mit kleineren Pulshöhen. Folglich ist eine Verschiebung der Anstiegszeitverteilung zu kleineren Beträgen hin zu erwarten.
In Abbildung 7.3 (*b*) ist dieses Verhalten zu erkennen.

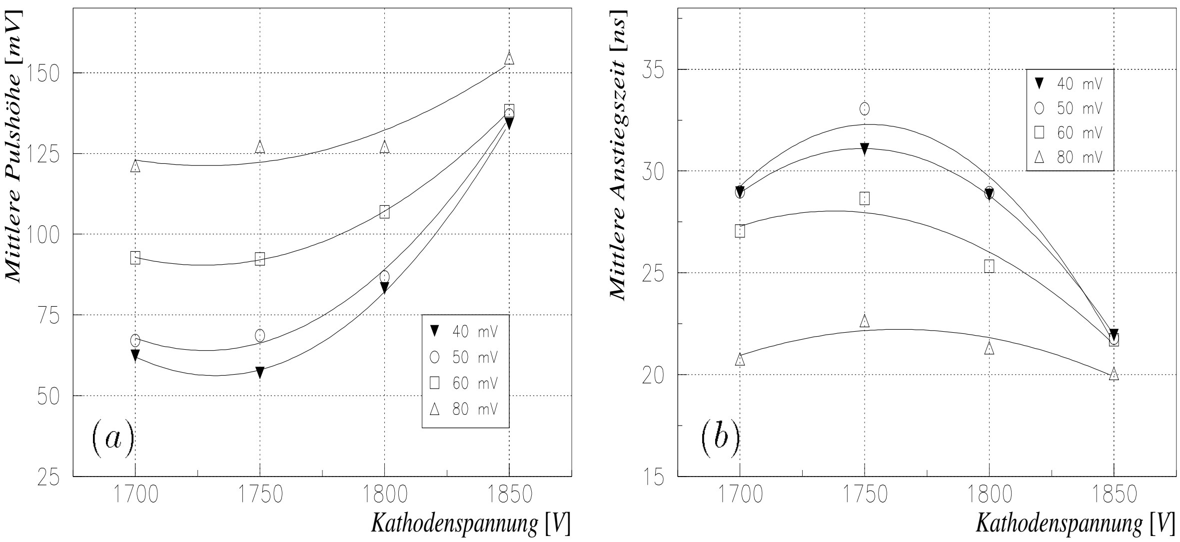


Abb. 7.4: *Mittlere Amplitudenhöhen* **(a)** *und mittlere Anstiegszeiten* **(b)** *in Abhängigkeit von der Kathodenspannung bei verschiedenen Schwellenspannungen.*

Die Breite, der wahrscheinlichste Wert und der Mittelwert der Verteilungen nehmen zu großen Hochspannungen hin zu. Mittelwert der Pulshöhen und Anstiegszeiten sind in Abbildung 7.4 (a) (b) dargestellt und für die Schwellenspannung von 50 mV in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Der Verlauf der mittleren Pulshöhen hat bei großen Hochspannungen erwartungsgemäß einen steilen Anstieg. Eine schlechte Auskopplung der Pulse aus der Driftzelle und mögliche Karteneffekte können die allgemein niedrigen Pulshöhen erklären.

Kathodenspannung [V]	1700	1750	1800	1850
Pulshöhe [mV]	79,12	86,6	126,6	212,8
Anstiegszeit [ns]	30,00	29,27	24,29	20,14

Tab. 7.1: *Mittlere Pulshöhe und Anstiegszeit bei einer Schwellenspannung von* 50 *mV*.

Flächen- und Pulsbreitenverteilung In Abbildung 7.5 sind die Verteilungen der vom Puls und der Nullpunktverschiebung eingeschlossenen Flächen (a) bzw. ihre Breite (b) auf dieser Höhe dargestellt. Mittelwert von Flächeninhalt und Breite steigen mit zunehmender Kathodenspannung an und haben bei großen Hochspannungen einen steilen Anstieg (s. Abb. 7.6).

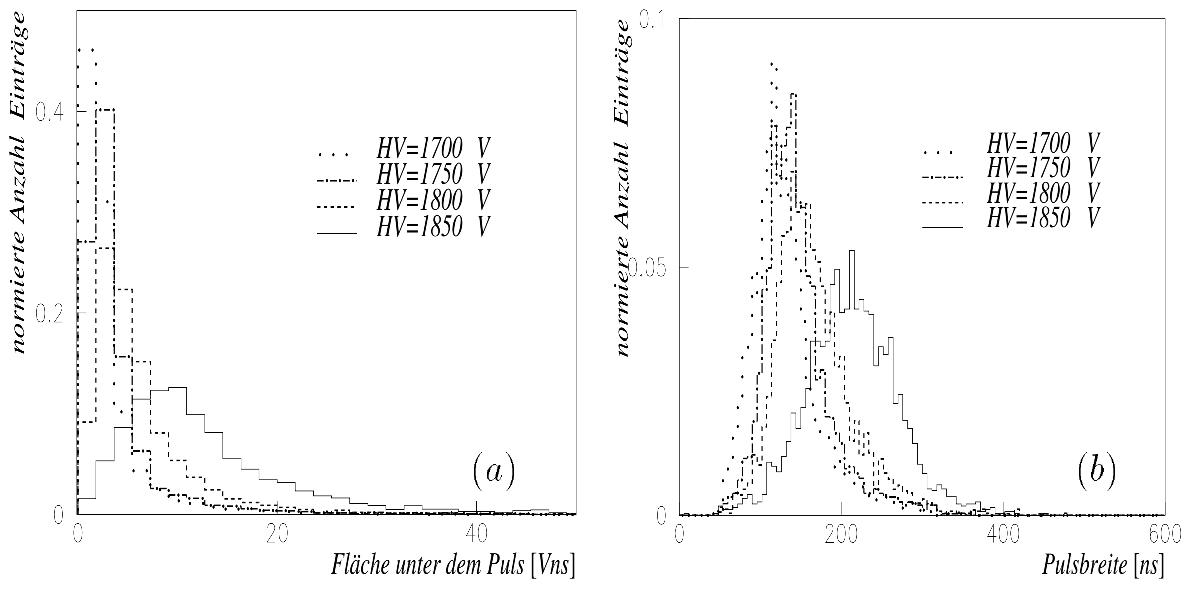
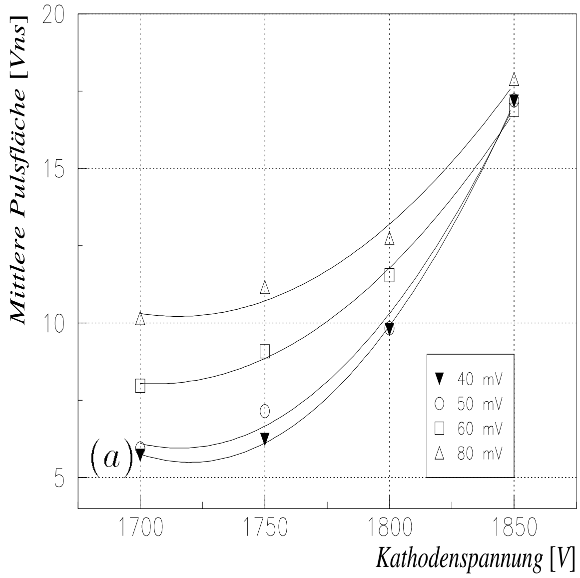


Abb. 7.5: *Verteilungen der Pulsflächen* (a) *und Pulsbreiten* (b) *bei einer Schwellenspannung von* 50 *mV und verschiedenen Hochspannungen*

In Tabelle 7.2 sind die mittleren Pulsflächen und Pulsbreiten für eine Schwellenspannung von 50 mV bei verschiedenen Hochspannungen zusammengefaßt.



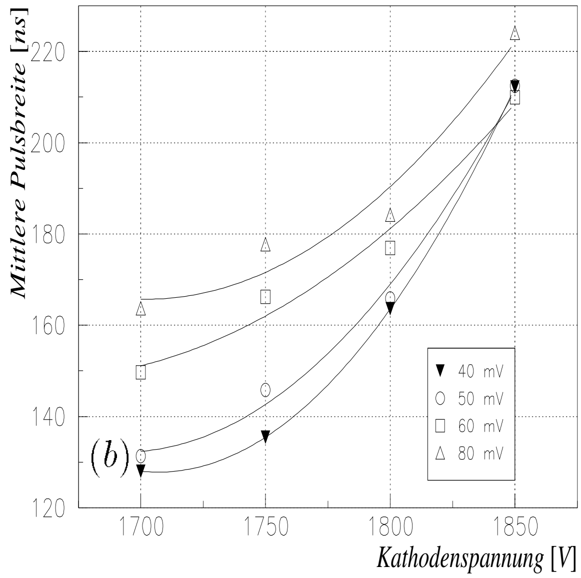


Abb. 7.6: *Mittlere Pulsflächen* **(a)** *und mittlere Pulsbreiten* **(b)** *in Abhängigkeit von der Kathodenspannung bei verschiedenen Schwellenspannungen.*

Kathodenspannung [V]	1700	1750	1800	1850
Fläche [Vns]	5,95	7,14	9,83	17,19
Pulsbreite [ns]	131,32	145,78	165,8	212,5

Tab. 7.2: *Mittlere Pulsfläche und Pulsbreite bei einer Schwellenspannung von* $50\,mV$.

Amplituden–und Flächenverteilung Für die Verteilungen der Einfachpulse ist eine gewisse Korrelation festzustellen (s. Abb. 7.3 (a) und 7.5 (a)). In diesem Fall führt die Verwendung von amplitudensensitiven oder ladungsintegrierenden Meßgeräten zum gleichen Ergebnis. In Abbildung 7.7 sind für unterschiedliche Hochspannungen die Pulshöhen über ihre Integrale aufgetragen.
Aufgrund der Streuung in den Spektren von Amplituden–und Flächenverteilung für große BC Analogsignale [Rus 95], sind die Verteilungen dieser Größen miteinander nicht korreliert. Dieses läßt sich damit erklären, daß bei diesen Verteilungen auch Mehrfachpulse mitberücksichtigt werden.
Die Vielzahl der unterschiedlichen Pulsformen ist auch in der Streuung der Anstiegszeiten bzw. der Pulslängen zu erkennen (s. Abb. 7.5).

Für Ausgangsspannungen kleiner als 3 V befinden sich die Vorverstärkerkarten im Proportionalbereich [Rus 95], das heißt Amplitudenhöhe und Anzahl der signalauslösenden Elektronen sind proportional zueinander. Eine Abschätzung der zur Triggerung erforderlichen Elektronen kann über die gemessenen Amplitudenverteilungen der Pulse (s. Abb. 7.3) am Ausgang der Verstärkerelektronik vorgenommen werden. Die Anzahl der Elektronen $n_{\rm tot}$ die durch Primärionisation und Clusterbildung freigesetzt werden, ist proportional zu

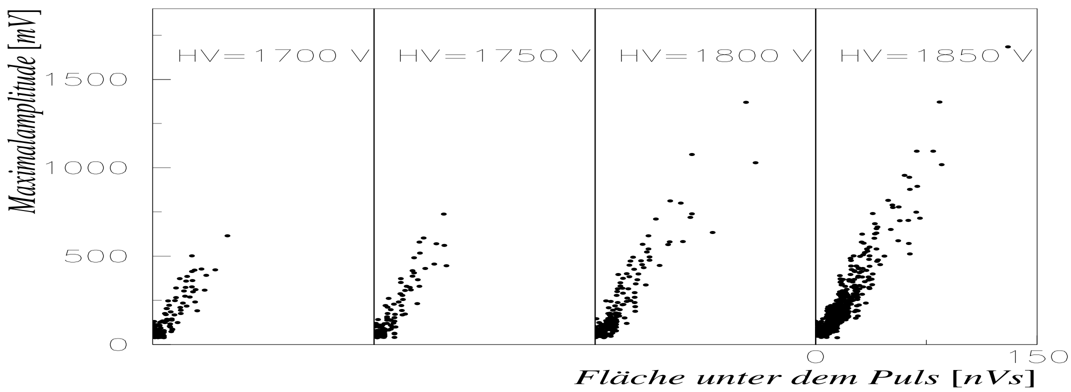


Abb. 7.7: *Abhängigkeit der Amplitude von der Pulsfläche bei verschiedenen Hochspannungen.*

dem gemessenen Signal. Für das Kammergasgemisch ist $n_{\text{tot}} \simeq 150$ [Has 95]. Somit gilt für die Pulshöhen bei den Arbeitspunkten der Kammer im Proportionalbereich (vgl. 6.2 Seite 44) die Beziehung:

$$\frac{\text{Diskriminatorschwelle}}{\text{Pulshöhe}} = \frac{n_{\text{Triggerel.}}}{n_{\text{tot}}}. \tag{7.1}$$

Gemäß Gleichung (7.1) läßt sich die Anzahl der Triggerelektronen für verschiedene Pulshöhen berechnen.

7.1.2 Auflösung einer Kammer

Aus den Untersuchungen der Kammersignale können Rückschlüsse über das Auflösungsvermögen der Kammer gezogen werden. Dafür definiert man die Durchlaufzeit als den Zeitpunkt, nach dem das Signal die Schwelle erreicht hat. Somit hängt die Durchlaufzeit bei einer vorgegebenen Schwelle von der Anstiegszeit τ und der Pulshöhe U_{peak} der einzelnen Signale ab [Lac 98]. Kennt man für jede Amplitude die entsprechende Durchlaufzeit, kann man sich aus der Streuung dieser Verteilung die Zeitauflösung und über die vereinfachte lineare Orts–Driftzeit–Beziehung die Ortsauflösung bestimmen (s. a. Abschnitt 6.5, Abb. 6.5). Aus den Verteilungen der Pulshöhen und Anstiegszeiten (s. Abb. 7.3) ist zu erkennen, daß eine genaue Bestimmung der Zeitauflösung nicht möglich ist, da diese Verteilungen korrelieren und außerdem nicht gaußförmig sind. Eine andere Möglichkeit, die Auflösung einer Kammer zu bestimmen, ist die Verwendung einer pulscharakteristischen Größe. Somit definiert man die Steigung (*engl.:* slope) eines Pulses und beschreibt damit die Steilheit beim Überschreiten des Schwellenspannungswertes.
Aufgrund der Auflösungsbegrenzung von ±7,81 mV bei der Auslese durch den FADC (Abschnitt 5), werden je drei Punkte vor und nach dem Überschreiten der Schwelle gemittelt und aus der Näherungsgeraden durch diese Mittelwerte die Steigung bestimmt (s. Abb. 7.8)[Lac 98]. Die betrachteten Punkte sind mit Dreiecken markiert und ihr Mittelwert durch je eine Linie gekennzeichnet. Der eingekreiste Punkt liegt der Schwelle am

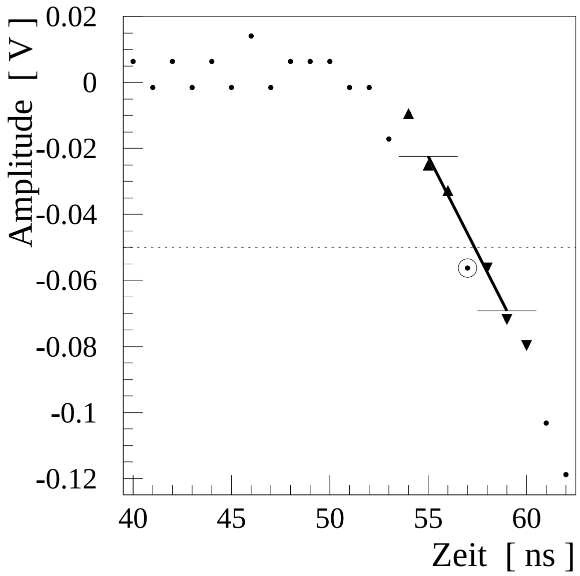


Abb. 7.8: *Berechnung der Steigung des Pulses („slope“) bei einer Schwelle von* $50\,mV$ [Lac 98].

nächsten und wurde aus programmiertechnischen Gründen für die Berechnung der Steigung nicht verwendet. Dieser Punkt des Pulses liegt der Schwelle am nächsten und wird nur als Bezug zur Bestimmung der anderen Punkte in die Berechnungen einbezogen.

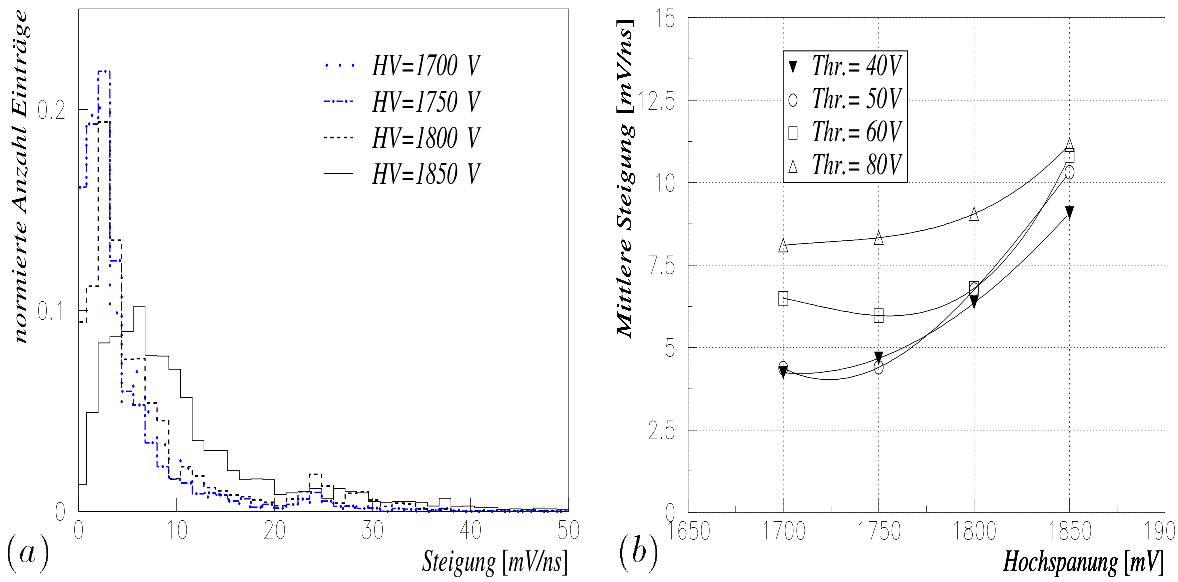


Abb. 7.9: *Verteilungen der Steigung bei einer Schwellenspannung* $U_{\rm thr}$=50 mV *und verschiedenen Hochspannungen* (**a**). *Mittlere Steigung für verschiedene Hochspannungen* (**b**).

In Abbildung 7.9 ist die Verteilung der Steigung (a) und die mittlere Steigung (b) für eine Schwelle von 50 mV bei verschiedenen Hochspannungen aufgetragen.

Die Steigung *slope* und die Streuung RMS kann man aus Tabelle 7.3 entnehmen. Es ist zu erkennen, daß die Verteilungen eine außergewöhnlich große Streuung haben, die sich

Kathodenspannung [V]	1700	1750	1800	1850
Mittelwert [mV/ns]	4,0	3,9	5,3	8,3
RMS [mV/ns]	4,2	4,5	5,3	5,4

Tab. 7.3: *Mittlere slope und RMS für eine Schwellenspannung von* $50\,mV$.

anhand der langen Ausläufer zu großen Werten hin erklären läßt. Diese Ausläufer stellen hohe Pulse mit großer *slope* dar.
Für eine sinnvolle Fehlerabschätzung wird das Auflösungsvermögen des FADC in Betracht gezogen. Dabei handelt es sich um die kleinste Digitalisierung von $\pm 7{,}81\,\mathrm{mV}$. Bei der Bestimmung des Fehlers wird dieser Betrag durch die Anzahl, der zur Berechnung der Steigung verwendeten Bins, dividiert. So ergibt sich ein mittlerer Fehler $\delta_{\mathrm{slope}} \simeq 0{,}66\,\frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{ns}}$.
Anhand der Steigung und des Fehlers kann die Zeitauflösung und damit die Ortsauflösung der Driftkammer berechnet werden [Lac 98]:

$$\delta_{\mathrm{ttr}} = \frac{U_{\mathrm{thr}}}{slope^2}\,\delta_{\mathrm{slope}} \qquad \text{für} \qquad U_{thr} \geq 20\,\mathrm{mV}. \tag{7.2}$$

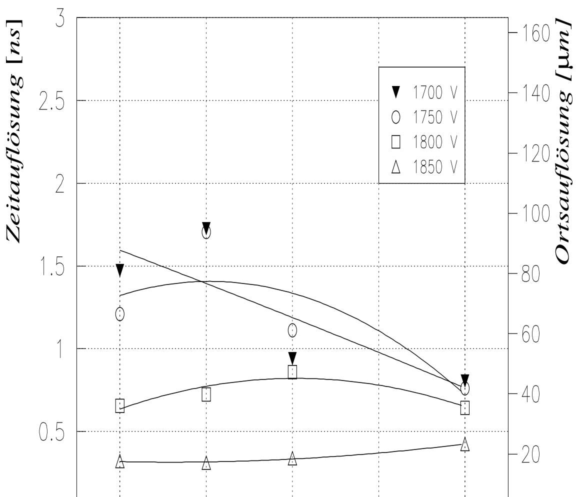


Abb. 7.10: *Orts– und Zeitauflösung der Kammer in Abhängigkeit von der Schwellenspannung.*

In Abbildung 7.10 ist die Auflösung der Kammer in Abhängigkeit von der Triggerschwelle dargestellt. Aus der Zeitauflösung läßt sich für eine mittlere Driftgeschwindigkeit von $5{,}5\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ die Ortsauflösung bestimmen. Eine Verbesserung der Zeit– bzw. Ortsauflösung bei höheren Hochspannungen ist zu erwarten und in Abbildung 7.10 auch bestätigt.
Gleichung 7.2 stellte keine lineare Abhängigkeit der Auflösung von der Schwellenspannung dar, da die Steigung selbst von der Schwelle abhängt. Für kleine Pulse gelten kleine Steigungen, somit eine geringe Streuung in der Verteilung. Aus Gleichung 7.2 folgt bei gleichbleibender Verteilung eine Verschlechterung der Auflösung. Dieses ist beim Verlauf

der 1850 V– Linie zu erkenen. Bei niedrigen Hochspannungen wird die Güte der Auflösung vorwiegend von der Steigung getragen. Das Auftreten von kleinen Pulshöhen kann aufgrund möglicher Reflexionen bei der Auskopplung der Signale aus der Driftzelle und einer geringen Gasverstärkung erklärt werden.
Im Falle eines linearen Anstiegs des Signals ist ein Zusammenhang zwischen der Steigung, der Pulshöhe und der Anstiegszeit gegeben durch die Formel:

$$\delta = 0{,}8 \cdot \frac{U_{\mathrm{peak}}}{\tau}. \tag{7.3}$$

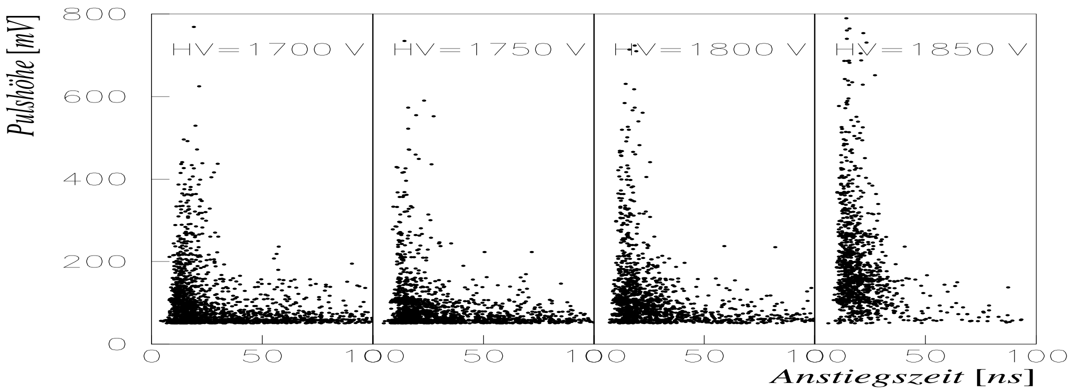


Abb. 7.11: *Abhängigkeit der Pulshöhe von der Anstiegszeit bei verschiedenen Hochspannungen.*

In Abbildung 7.11 ist zu erkennen, wie die Pulshöhe von der Anstiegszeit abhängt. Kurze Anstiegszeiten bedeuten hohe Pulshöhen und umgekehrt.

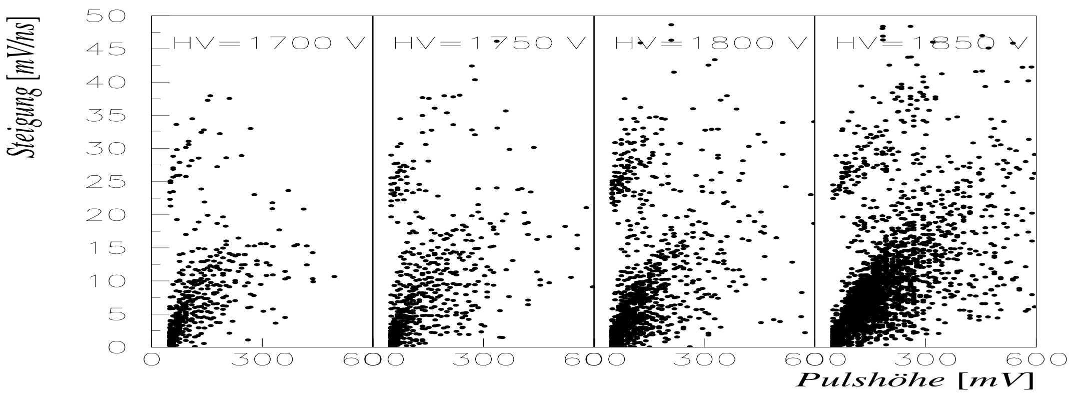


Abb. 7.12: *Abhängigkeit der Steigung von der Amplitude bei verschiedenen Hochspannungen.*

Die Abbildungen 7.12 bestätigen erwartungsgemäß die Abhängigkeit der Steigung von der Pulshöhe. Die Steigung nimmt bei etwa gleichbleibenden Anstiegszeiten zu großen Pulshöhen hin zu (s. Gl. 7.3). Eine Anhäufung von Pulsen bei mittelgroßen Pulshöhen und großen Steigung ist zu erkennen. Dieses sind Mehrfachpulse, bei denen der erste Peak gleichzeitig auch das Hauptmaximum darstellt. Die große Breiten dieser Pulse deuten auf einen oder mehrere Nebenpeaks oder einen langsamen Abfall hin.

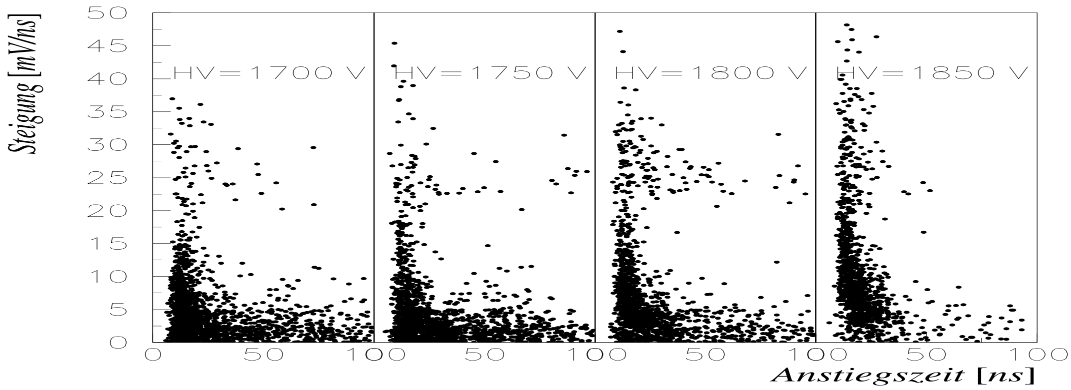


Abb. 7.13: *Abhängigkeit der Steigung von der Anstiegszeit bei verschiedenen Hochspannungen.*

Für große Pulshöhen nimmt die Anstiegszeit der Pulse ab (s. Abb. 7.11).
Abbildung 7.13 zeigt erwartungsgmäß, daß Pulse mit großer Pulshöhe und kleiner Anstiegszeit eine große Steigung haben. Ebenfalls zu erkennen sind Mehrfachpulse mit kleinen Anstiegszeiten und großer Steigung.

Statistische Betrachtungen Eine Abschätzung der benötigten Statistik zur Bestimmung der mittleren Ortsauflösung kann über eine RMS–Fehlerbetrachtung gemacht werden (s. Gl. 7.4). Dabei wurde die Genauigkeit $\Delta(\delta x) = \frac{\delta x}{\sqrt{2n}}$ verwendet. Eine Abschätzung der benötigten Statistik führt zu der Schlußfolgerung, daß bereits einige hundert Pulse ausreichen würden, um die mittlere Auflösung der Kammer zu berechnen (s. Tab. 7.4).

$$\begin{aligned}
\Delta\delta t_{tr} &= \frac{\partial \delta t_{tr}}{\partial slope}\,\Delta(slope) \oplus \frac{\partial \delta t_{tr}}{\partial \delta slope}\,\Delta(\delta slope) \\
&= \frac{\delta t_{tr}}{\sqrt{n}}\left(2\,\frac{\delta slope}{slope} \oplus \frac{1}{\sqrt{2}}\right)
\end{aligned} \tag{7.4}$$

Schwellenspannung [mV]	40	50	60	80
Zeitauflösung [ns]	0.515	0.644	0.772	1.030
Fehler (n_{ges})	0,008	0,012	0,016	0,020
Fehler (n_{800})	0,019	0,023	0,026	0,032

Tab. 7.4: *Zeitauflösung und relativer Fehler für alle Ereignisse bei einer Hochspannung von* 1750 V.

7.2 Temperatur– und Druckabhängigkeit dieser Verteilungen

Wie in Abbildung 6.3 dargestellt, werden die Messungen durch Schwankungen von Temperatur und Luftdruck beeinflußt.
Nach Gleichung 4.11 ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas von Druck und Temperatur abhängig. Aus Untersuchungen zur Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von diesen Parametern folgt, daß die Driftgeschwindigkeit gegenüber Luftdruckschwankungen eine wesentlich höhere Empfindlichkeit als gegenüber Temperatuschwankungen hat. So weist die Driftgeschwindigkeit bei einem Temperatur– bzw.Luftdruckanstieg einen ansteigenden bzw. einen abfallenden Verlauf auf [Buc 96]. Entsprechend diesem Verhalten der Driftgeschwindigkeit, unterliegen auch die Pulsparameter diesen Schwankungen.
Aufgrund der sehr geringen Temperaturschwankungen von (ΔT = 2,3 °C) kann für die Temperaturabhängigkeit der mittleren Pulsgrößen nur eine qualitative Aussage gemacht werden (s. Abb.7.14). Eigentlich müßte eine Untersuchung der Temperaturabhängigkeit für jeden Luftdruck separat durchgeführt werden. Diese ist unter den gegebenen Umständen nicht möglich. Deshalb spiegelt Abbildung 7.14 im wesentlichen die Luftdruckschwankungen wieder.

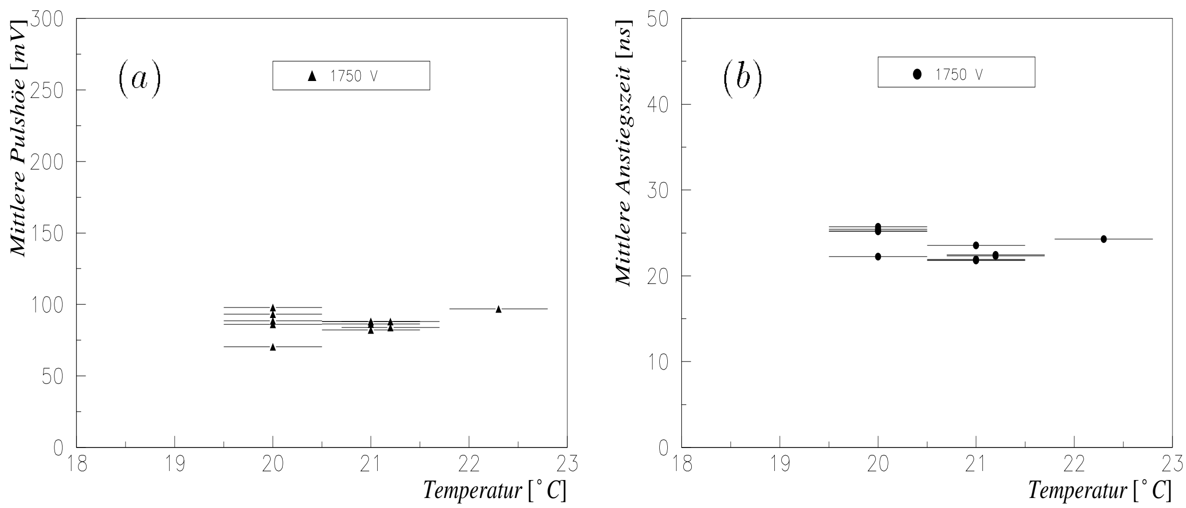


Abb. 7.14: *Temperaturabhängigkeit der mittleren Amplitudenhöhen* **(a)** *und mittlere Anstiegszeiten* **(b)** *bei einer Schwellenspannung von 50 mV.*

Es ist zu erwarten, daß die Mittelwerte aller Pulsparameter mit zunehmendem Luftdruck ein druckabhängiges Verhalten vorweisen.
Eine genaue Bestimmung dieser Abhängigkeit der charakteristischen Pulsparameter vom Luftdruck ist mit den durchgeführten Messungen aufgrund der zu geringen Statistik nur sehr bedingt möglich. In den Abbildungen 7.15 (a)–(d) sind jeweils die Mittelwerte dieser Parameter gegen den Luftdruck aufgetragen. Die Auftragung der mittleren Pulshöhen über den Luftdruck (a) weist den erwarteten abnehmenden Verlauf nicht auf. Dieser Verlauf geht aus der Darstellung der Effizienzen der HERMES–Driftkammern in Abhängigkeitvom Luftdruck. Bei den Anstiegszeiten (b) dagegen ist einen Anstieg zu großen Luftdruckwerten hin festzustellen, was auf kleiner werdende Amplituden zurückzuführen ist.

Bei den mitteleren Pulsflächen und–breiten (c), (d) ist die erwartete Luftdruckabhängigkeit auch festzustellen. Genaue Untersuchungen mit einer optimierten Elektronik sind deshalb erforderlich.

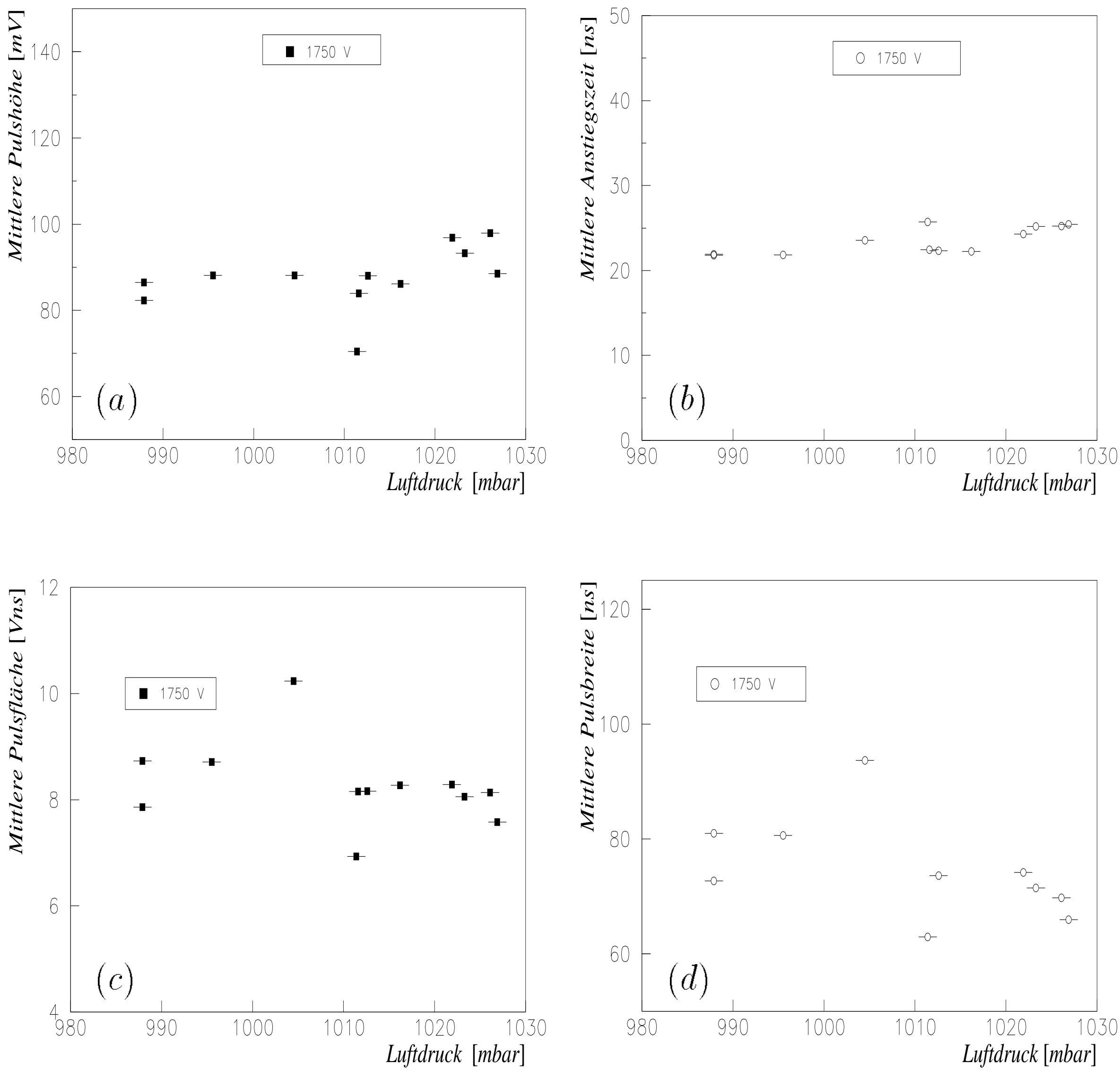


Abb. 7.15: *Luftdruckabhängigkeiten der mittleren Pulshöhen* **(a)**, *Anstiegszeiten* **(b)**, *Flächenintegrale* **(c)** *und Pulsbreiten* **(d)** *für eine Schwelle von 50 mV.*

7.3 Gasverstärkung

Die Gasverstärkung einer Kammer ist durch die pulsbildende Ladung der driftenden Elektronencluster bestimmt. Eine absolute Aussage über die Gasverstärkung ist nur bei einer genau bestimmbaren Ladung möglich (6.3.1). Zusätzlich ist der Einfluß der Verstärkerelektronik auf die Form und Höhe der Pulse zur Bestimmung der absoluten Gasverstärkung erforderlich. Mit dem vorliegenden Meßaufbau kann somit nur eine relative Gasverstärkung gemessen und deren Abhängigkeit von der Hochspannung bestimmt werden.

7.3.1 Abhängigkeit von der Hochspannung

Die nachgewiesene Teilchenrate als Funktion der angelegten Hochspannung wird in Abbildung 7.16 dargestellt und in Abschnitt 4.4.1 erklärt. In Abbbildung 7.16 sind die drei Be-

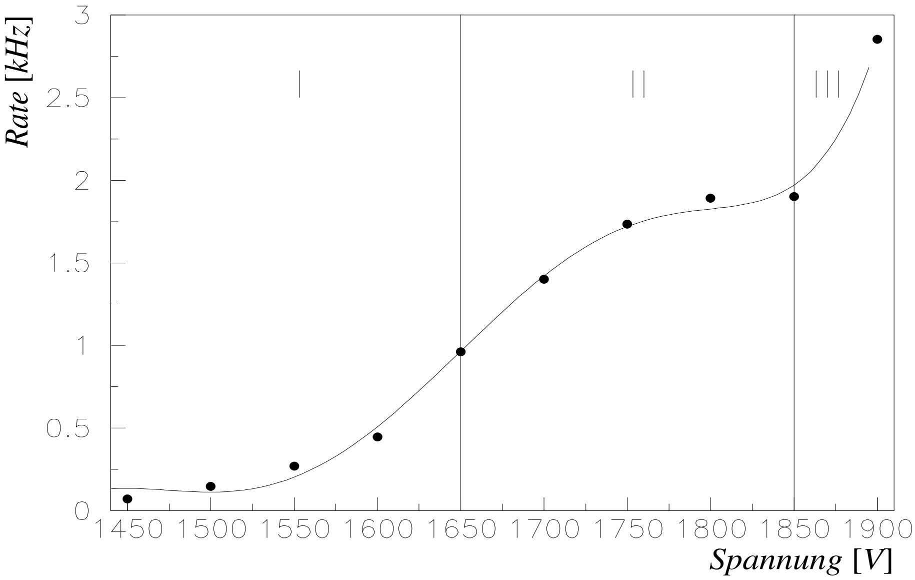


Abb. 7.16: *Ratenmessung an der Kammer für unterschiedliche Hochspannungsversorgungen.*

reiche eines Ionisationsdetektors zu erkennen. Im Ionisationsbereich (**I**) setzt aufgrund der großen Feldstärken die Gasverstärkung ein und ermöglicht den Nachweis eines Teilchendurchgangs. Rekombinations– und Anlagerungseffekte der Elektronen an Gasmoleküle werden im Sättigungsbereich (**II**) unterdrückt. Im Auslösebereich (**III**) kommt es zur Selbsterregung der Kammer aufgrund von Sekundärionisationsprozessen. Dabei steigt die Anzahl der registrierten Signale.

7.4 Mehrfachpulse

Wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben, führen die Effekte der Gasverstärkung bei höheren Hochspannungen zu einer steigenden Anzahl von Photonen, die in der unmittelbaren Umgebung der Ladungswolke nicht absorbiert werden. Dadurch können Gasmoleküle auch in großen Entfernungen vom Draht noch ionisiert werden und am Signaldraht einen zusätzlichen Puls erzeugen. Dieses führt zur Entstehung von Mehrfachpulsen.

7.4.1 Verteilung charakteristischer Größen

Wie in Abschnitt 7.1 erwähnt, werden bei Mehrfachpulsen alle Pulsgrößen jeweils auf den ersten Peak bezogen, das heißt, es wird nur der erste Elektronencluster zur Pulsanalyse verwendet. Aufgrund der Vielzahl der verschiedenen Pulsformen war es nicht möglich ein allgemeingültiges Auswahlkriterium für die Selektion der Mehrfachpulse zu finden. Somit kann man eine nicht eindeutige Zuordnung der Pulse nicht ausschließen.

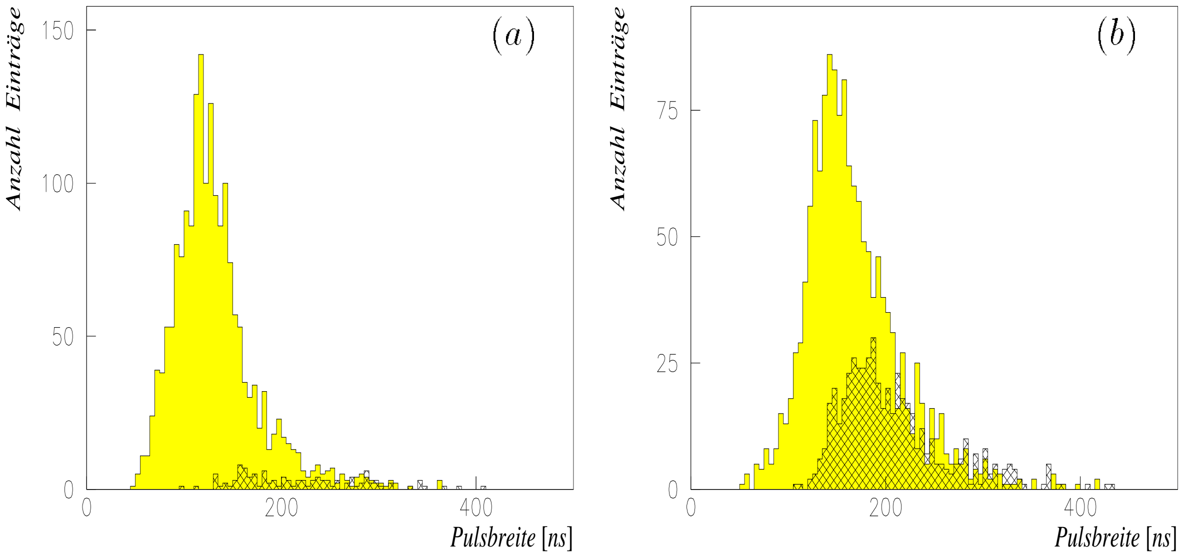


Abb. 7.17: *Verteilungen der Pulsbreiten für Einfachpulse (helle Fläche) und Mehrfachpulse (dunkle Fläche) bei zwei verschiedenen Spannungswerten (***(a)** *1700 V,* **(b)** *1800 V)*

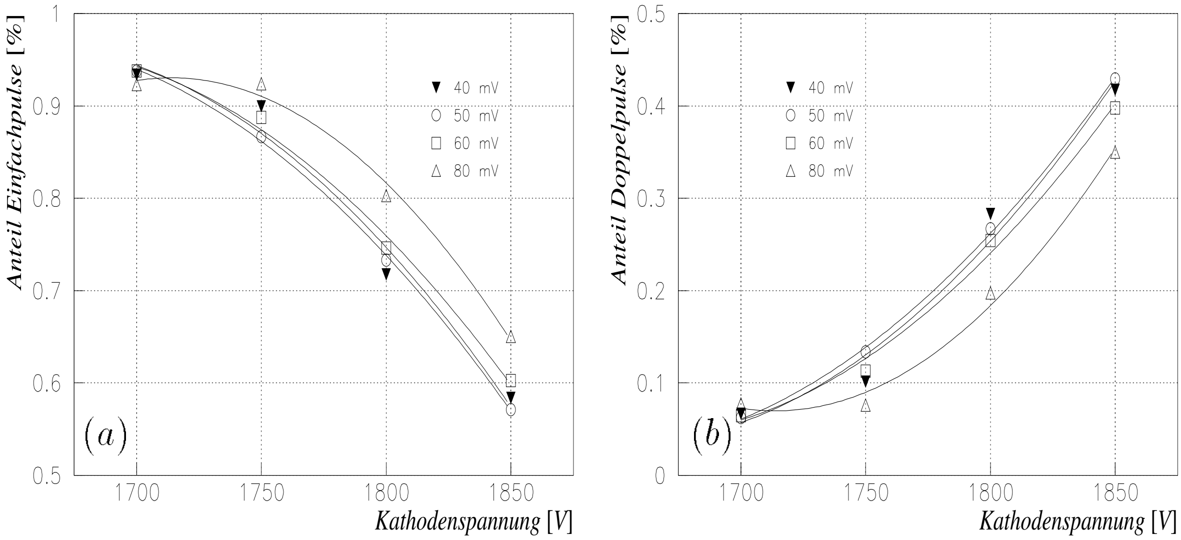


Abb. 7.18: *Anteile Einfachpulse* **(a)** *und Mehrfachpulse* **(b)** *in Abhängigkeit von der Kathodenspannung bei verschiedenen Schwellenspannungen. Gesamtzahl der Pulse beträgt jeweils 2000.*

In Abbildung 7.17 sind die Verteilungen der Pulsbreiten für Mehrfachpulse und Einfachpulse für zwei verschiedene Hochspannungswerte dargestellt. Mehrfachpulse haben erwartungsgemäß größere Pulsbreiten und eine breite Verteilung.
Wie in Abbildung 7.18 zu erkennen ist, nimmt der prozentuelle Anteil der Mehrfachpulse zu großen Hochspannungen zu während der prozentuelle Anteil der Einfachpulse in gleichem Maße abnimmt. Aus dem Verhalten der Anteile der Mehrfachpulse zu Einfachpulsen kann man Rückschlüsse über die Gasverstärkung der Kammer ziehen.

7.5 Abschätzung der Fehler

In diesem Abschnitt soll nun eine Bestimmung und Abschätzung der Meßfehler aller gemessenen Größen vorgenommen werden.

- Die Genauigkeit der Luftdruckmessung mit der Absolutdruckdose ist mit einem Fehler von 0,15 % vom Meßwert behaftet. Dieses entspricht bei Normaldruck einem Fehler von ca. 1,5 mbar. Die Auslesegenauigkeit über den ADC beträgt 0,2 % vom Meßwert. Der Fehler bei Normaldruck beträgt 2,0 mbar.

- Die Genauigkeit der Temperaturmessung mit dem Thermoelement beträgt $\pm$ 0,5 °C. Die Auslese über den ADC liefert noch einen weiteren Fehlerbeitrag von $\pm$ 0,5 °C.

Zusammenfassung

Als spurendefinierende Detektoren sind die Driftkammern BC 1–4 Teil des HERMES–Magnetspektrometers. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Details der Pulsformen in einer Driftkammern an einem BC 1/2 Ersatzmodul untersucht. Dabei wurde die Anwendungsmöglichkeit eines sogenannten 1GHz–Parallel–ADC (*engl.*: Flash Analog Digital Converter, FADC) näher untersucht.
Um eine Vielzahl von unterschiedlichen Pulsformen zu untersuchen ist es notwendig, diese anhand weniger charakteristischer Größen zu beschreiben. Diese sind die Anstiegszeit τ, die Pulsbreite t_{Ped}, die Pulsdauer t_{thr}, die Fläche des Pulses A, die maximale Pulsgröße U_{peak} und die Steigung *slope*. Das Verhalten dieser Größen bei Variation von Hochspannung und angelegter Schwellenspannung konnte hiermit untersucht werden. Untersuchungen der Zeit–bzw. Ortsauflösung der Driftkammer wurden in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung und der festgelegten Schwellenspannnung durchgeführt. Die Einflüsse der Hochspannung auf die Form der Pulse wurden anhand von Untersuchung der Mehrfachpulse bestimmt.
Eine Druck–bzw. Temparaturabhängigkeit dieser Pulsparameter konnte nachgewiesen, aber nicht eindeutig quantifiziert werden.
Untersuchungen zur Bestimmung der Abhängigkeit der Effizienz von den Betriebsparametern konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.
Ein wesentlicher Faktor ist die Kenntnis der Gasverstärkung und damit verbunden das Auftreten von Mehrfachpulsen. Untersuchungen diesbezüglich konnten aufgrund der analogen Auslese erstmals durchgeführt werden.
Die zu diesem Zweck eingesetzte Ausleseelektronik besteht im wesentlichen aus dem o.g. FADC. Die Funktionweise eines FADC wurde eingehend studiert und für einen möglichen späteren Einsatz beim HERMES–Experiment vorbereitet.

A HERMES–Detektor

A.1 3D Ansicht des HERMES–Detektors

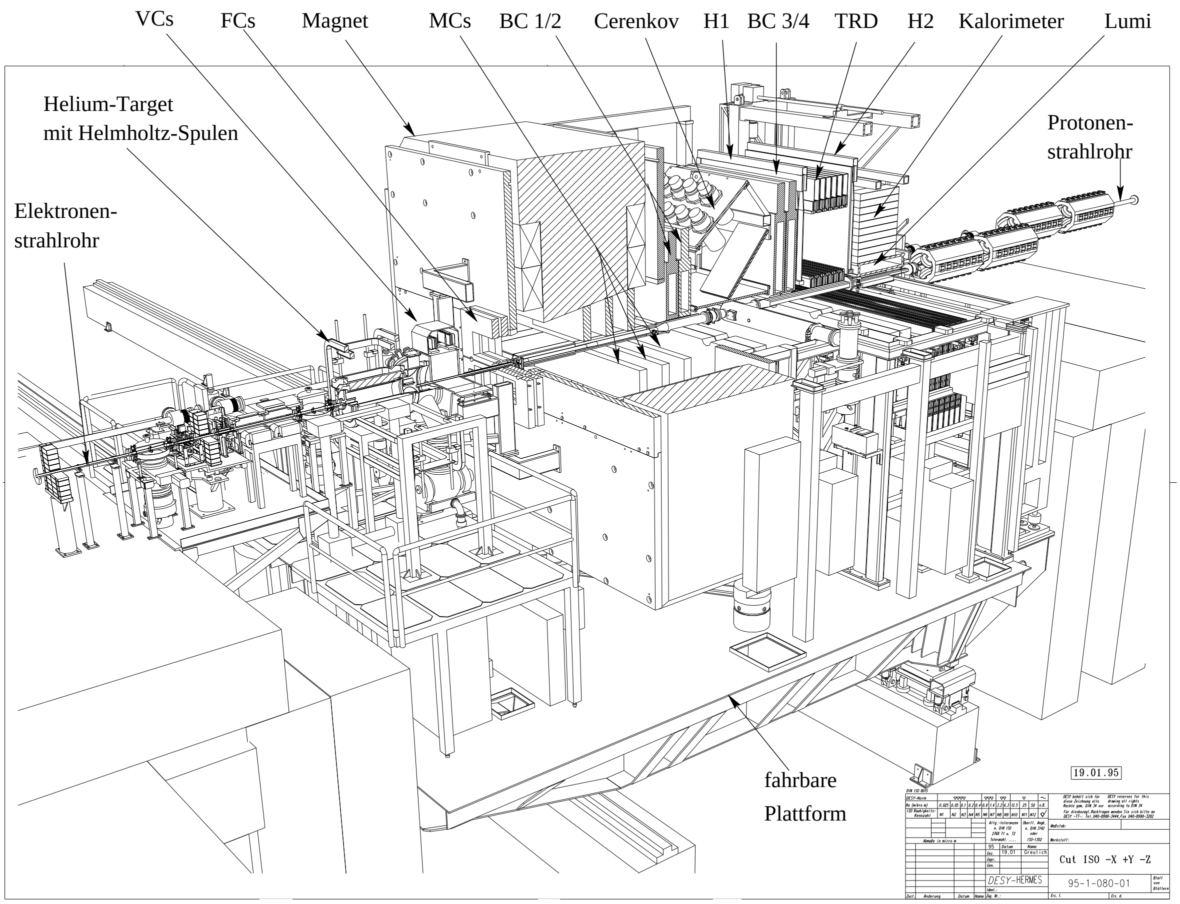


Abb. A.1: *Modell–Zeichnung des* HERMES–*Detektors.*

B Parallel Analog Digital Wandler DL515

B.1 Funktionsprinzip eines 8-bit Flash-ADC

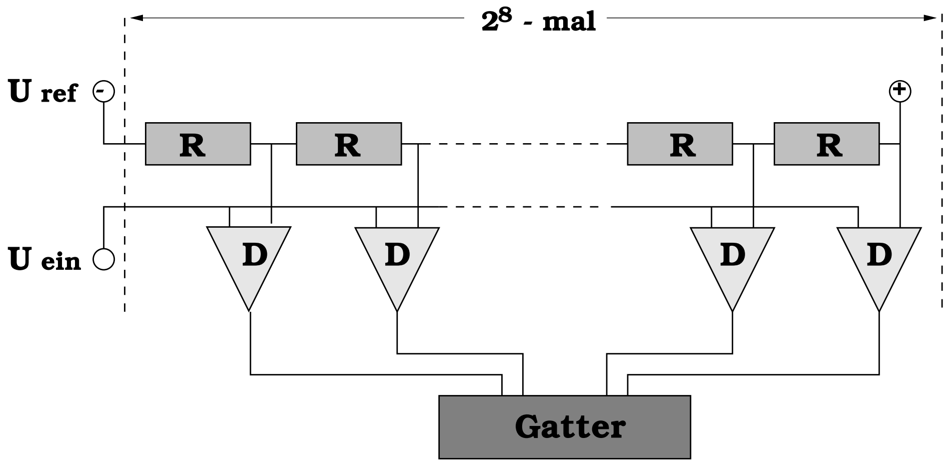


Abb. B.1: *Prinzip–Schaltbild eines 8-bit FADC's* [Ren 93].

B.2 Zeitskala einer Konversion

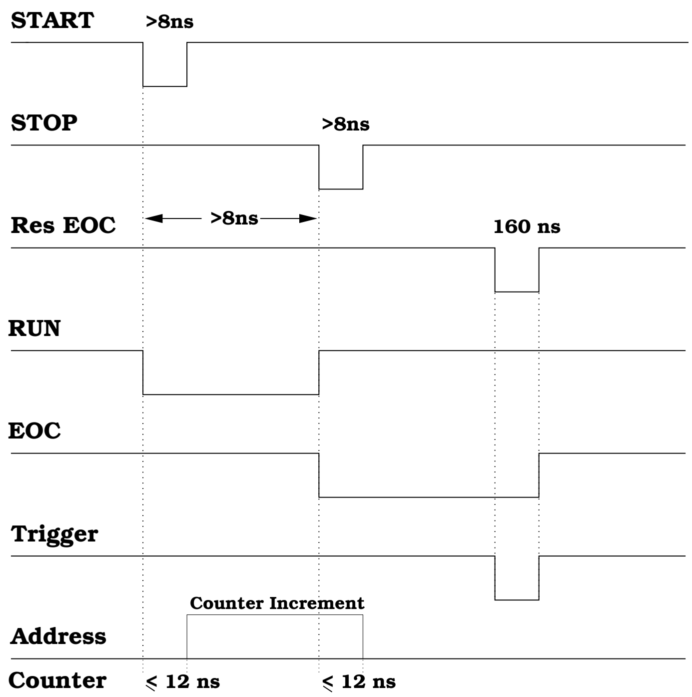


Abb. B.2: *Zeitliche Aufeinanderfolge der Steuersignale* [Struck].

B.3 Das VME - Modul FADC DL 515

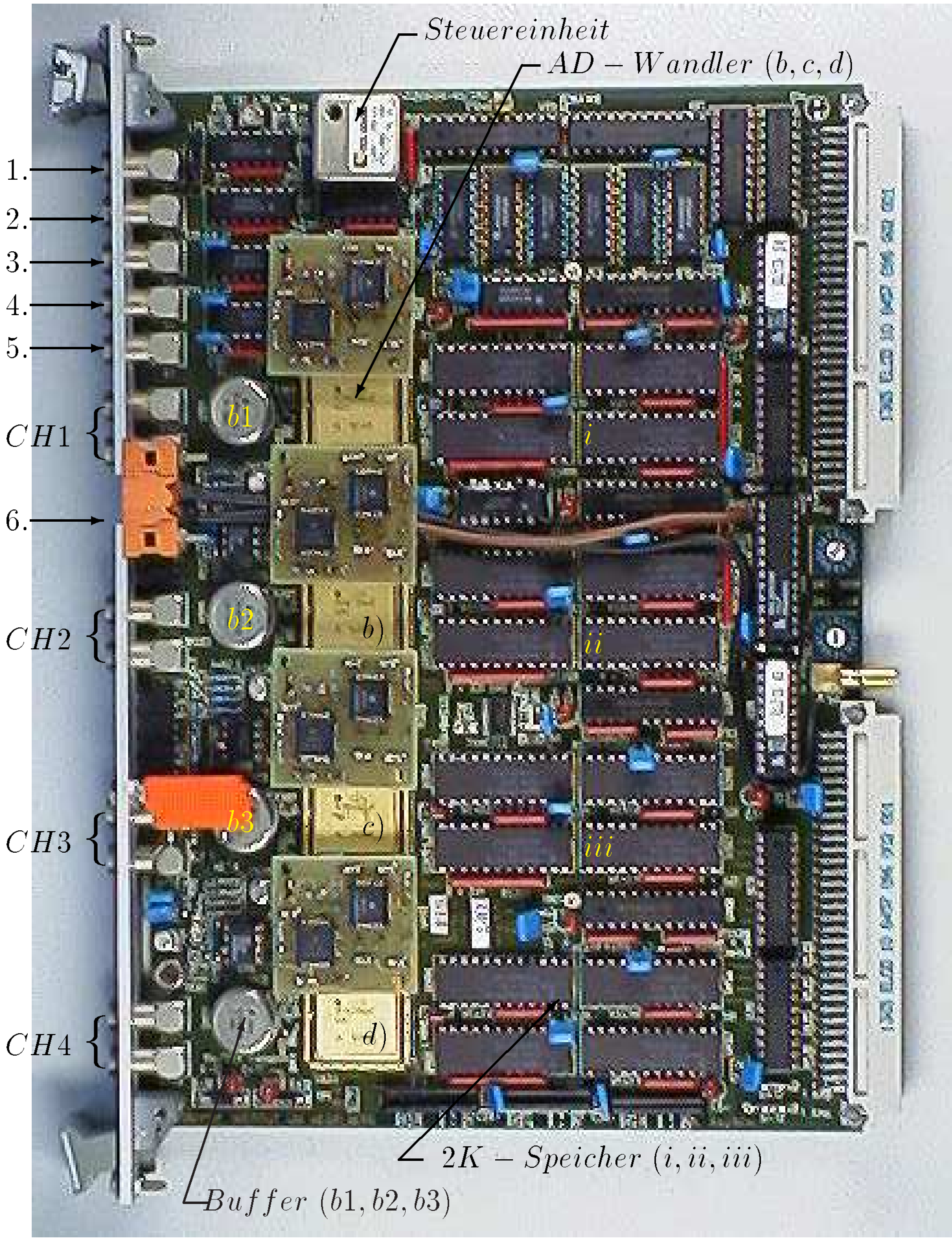


Abb. B.3: *Die Karte hat die Maße 160 mm × 216 mm. Nicht erkennbar an der Frontplatte befindet sich der Eingang für eine äußere Clock* (1)*, vier Steuerbuchsen* (2–5) *und die vier Kanäle* ($CH1-4$)*. Die Spannungsversorgung erfolgt extern* (6) *und über den VME–Bus.*

B.4 Datennahmesystem (Details)

	Typ	Funktion	Hersteller
FASTBUS–Module	STR330/CHIPS	FASTBUS–Master	Struck
	STR330/SCSI	FASTBUS–SCSI Interface	Struck
	STR330/VSB2	FASTBUS–VME Interface	Struck
	FBD STR320	FASTBUS–CAMAC Interface	Struck
VME–Module	STR 725	VME/VSB Coupler	Struck
	TSVME 500	RS232 Interface (4–fach)	Tekelec
	DL515	FADC	Struck

Tab. B.1: *Aufstellung der Datennahme–Module.*

C Druckdose Baratron Typ 127 A (MKS)

C.1 Sensorkonstruktion

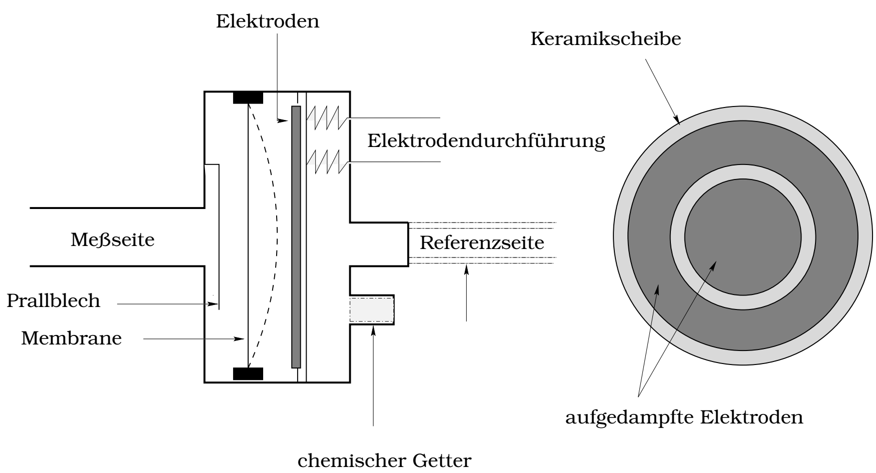


Abb. C.1: *Schematische Darstellug des Sensors* [Mks 94].

Literaturverzeichnis

[Arm 88] J. C. Armitage et al., NIM **A271** (1988) 588.

[BC98] HERMES BC–Group,
The HERMES Back Drift Chambers.
DESY 98–011, March 1998

[Ber 95a] S. Bernreuther, *Das* HERMES–*Driftkammersystem BC 1/2*,
Diplomarbeit, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1995.

[Ber 95b] S. Bernreuther et al., NIM **A367** (1995) 96.

[Ben 98] T. Benisch, *Polarisierte* BHABHA–*Streuung und Luminositätsmessung im* HERMES–*Experiment*,
Dissertation, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg, 1998.

[Bet 30] H. A. Bethe, Ann. d. Phys. **5** (1930) 325.

[Bia 89] S. F. Biagi, NIM **A283** (1989) 716.

[Bia 90] S. F. Biagi, Univ. Liverpool, MAGBOLTZ Program, Version 2.2 (1990).

[Bjo 66] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1457, **D1** (1970) 1367.

[Blo 33] F. Bloch, Ann. Physik **16** (1933) 285.

[Blu 93] W. Blum and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*,
Springer–Verlag, Berlin 1993.

[Bou 94] R. Bouclier et al., NIM **A350** (1995) 464.

[Buc 96] A. Buchsteiner,*Bau und Inbetriebnahme eines Driftzellenmonitors für das Driftkammersystem des* HERMES–*Experiments*,
Diplomarbeit, DESY IfH Zeuthen 1996.

[Bur 76] H. Burkhardt and W. N. Cottingham, Ann. of Phys. **56** (1970) 453.

[But 90] J. M. Butler et al, NIM **A290** (1990) 122.

[Cha 68] G. Charpak et al., NIM **62** (1968) 262.

[Cha 70] G. Charpak D. Rahm and H. Steiner, NIM **80** (1970) 13.

[DAQ 95] W. Brückner and M. Kirsch, HERMES Data Acquisition Manual,
HERMES Software (1995).

[Dür 95] M. Düren,
The HERMES *Experiment From the Design to the First Results*,
Habilitation, Interner Bericht DESY HERMES–95–02, July 1995.

[Ell 74] J. Ellis and R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444.

[Ell 95] J. Ellis and M. Karliner, Phys. Lett. **B341** (1995) 397.

[Erm 77] V. T. Ermilova et al., NIM **145**)1977) 555.

[Fer 97] M. Ferstl *Polarisierte tiefinelastische Streuung an einem* ^{3}*He–Target im* HERMES–*Experiment*,
Dissertation, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1997.

[Fis 91] H. Fischle,J. Heintze and B. Schmidt,NIM **A301** (1991) 202

[Gru 93] C. Grupen,*Teilchendetektoren*, BI–Wissenschaftsverlag 1993.

[Gut 94] A. Gute, *Ein Drahtvermessungssystem für die Driftkammern des* HERMES–*Experiments*,
Diplomarbeit, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1994.

[Ham] HAMAMATSU Photomultiplier Tubes and Assemblies.
For Scintillation Counting And High Energy Physics

[Has 95] D. Hasch, *Bestimmung der Parameter einer 6–Ebenen Driftkammer fü das* HERMES–*Experiment*,
Diplomarbeit, DESY IfH Zeuthen 1995.

[Her 90] The HERMES Collaboration: *A Proposal to Measure the Spin–Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA*, DESY–PRC 90/01, 1990.

[Her 93] The HERMES Collaboration: *Technical Design Report.*
DESY–PRC 93/06, MPIH–V20–1993, 1993.

[Jaf 90] R. L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B337** (1990) 509.

[Int2/92] DESY-IfH Zeuthen HERMES Group HERMES Rear Drift Chamber Configuration, Zeuthen Internal Note **2/92** (1992)

[Kat 95] A. L.Kataev and V. V. Starshenko, Mod. Phys. Lett. **A10** (1995) 235

[Kle 87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*,
Teubner Verlag (1987).

[Kod 79] J. Kodaira et al., Nucl. Phys. **B159** (1979) 99.

[Kod 80] J. Kodaira, Nucl. Phys. **B165** (1980) 129.

[Lac 98] W. Lachnit, *Die hinteren* HERMES–*Driftkammern und ihr Einfluß auf sytematische Fehler von Asymmetriemessungen*,
Dissertation, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1997.

[Lan 44] L. D. Landau, J. Exp.Phys.(USSR) 8(1944)201.

[Lar 91] S. A. Larin and J. A. M. Vermaseren, Phys. Lett. **B259** (1991) 345.

[Lar 94] S. A. Larin, Phys. Lett. **B334** (1994) 12.

[Leo 94] W. R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer Verlag (1994).

[Mat 85] M. Matoba et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS–**32** (1985) 541.

[Mei 95] F. Meißner, *Monitor der Driftkammern im* HERMES–*Experiment*, Diplomarbeit, Humboldt–Universität Berlin, 1995.

[Mei 98] F. Meißner, Dissertation in Vorbereitung, DESY–Zeuthen, 1998.

[Mks 92] Instruction Manual Pressure Gauge MKS Baratron Type 127 A, MKS (1992).

[Mks 94] Druckmeßgerät MKS Baratron Serie 100/200 , MKS (1994).

[Mks 90a] Instruction Manual Gas Flow Controller MKS Type 1259, MKS(1990).

[Mus 95] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger
Kern– und Elementarteilchenphysik
Verlag Harri Deutsch (1995)

[Neu 97] F. Neunreither, *Beiträge zur Messung der Spinstrukturfunktion* g_1^n
des Neutrons im HERMES–*Experiment*,
Dissertation, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1997.

[Pas 94] V. Paschoff, Gasstudien für die Myonkammer des ATLAS Detektors, Diplomarbeit,Universität Freiburg (1994).

[Paw 94] *PAW - Physics Analysis Workstation*,
An Introductory Tutorial, CERN Program Library Q121, Edition 1994.

[Pdb 98] The European Physical Journal **C , Volume 3 I, Number 1–4**, (1998), *Review of Particle Physics.*

[Pal 75] V. Palladino and B. Sadoulet, NIM **A128** (1975) 323.

[Poh 96] M. Pohl,DESY-IfH Zeuthen Gruppe, Schaltpläne, 1996.

[Pei 84] A. Peisert and F. Sauli: *Drift and diffusion of electrons in gases: A compilation*
CERN Report **84-08** (1984).

[Ram 21] C. Ramsauer, Ann. Phys. **66** (1921) 546.

[Ren 93] B. Renk, *Meßdatenerfassung in der Kern–und Teilchenphysik*,
Teubner Verlag (1993).

[Rus 95] H. Russo, *Analogauslese der Driftkammern des* HERMES–*Experiments*, Diplomarbeit, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1995.

[Sau 77] F. Sauli: *Principles of Operation of Multiwire Proportional– and Driftchambers*,
published in: *Experimental Techniques in High Energie Physics*,
Editor von T. Ferbel, Addison–Wesley, Menlo Park 1987.

[Sch 86] H. U. Schmidt, *Meßtechnik in der Kernphysik*
Teubner Verlag (1986).

[Sch 96] F. Schmidt, *Untersuchungen des Gasgemsiches Ar–CO_2–CF_4 der* HERMES*–Driftkammern BC 1–4*,
Diplomarbeit, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1996.

[Sok 64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokt. **8** (1964) 1203.

[Struck] Technical Manual DL515, 250 MHz, Flash–ADC VME Module or 1 GHz, 1–ch. Flash–ADC, Struck

[Ven 93a] R. Veenhof, GARFIELD*, a drift chamber simulation program*, User's Guide, Version 5.35,
CERN Program Library **W5050** (1996).

[Wal 71] A. H. Walenta et al., NIM **96** (1971) 373.

[Wei 98] Ch. Weiskopf, Untersuchungen der BHABHA–Asymmetrien mit dem HERMES–Luminositätsmonitor,
Diplomarbeit, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen-Nürnberg 1998.

[Zeu 93] DESY-IfH Zeuthen group,
A working scenario for the HERMES *Rear Drift Chambers BC 1 / 2 based on a gas mixture of Argon–CO_2–CF_4.*
HERMES / Zeuthen Internal Note 01/93.

[Zeu 94] DESY-IfH Zeuthen group and Th. Nunnemann,
Influence of the Variation of Temperature, Pressure and Gas Mixture on the Drift Behaviour of the HERMES *Rear Drift Chamber.*
HERMES / Zeuthen Internal Note 04/94.

Investigations on the HERMES DC Gas System.
HERMES / Zeuthen Internal Note 04/95.

Danksagung

An dieser Stelle angekommen, möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die auf die eine oder andere Weise ihren Anteil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Alle namentlich hier nicht erwähnten Personen, mögen mir dieses entschuldigen.

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe dieser Diplomarbeit, seine Unterstützung und die zahlreichen Hilfestellungen, ganz herzlich bedanken.

Ganz besonderes möchte ich mich bei meinen beiden Betreuern Stefan Bernreuther und Frank Schmidt bedanken. Sie hatten keine Mühe gescheut, in entscheidenden Momenten eine Lösung zu suchen und zu finden und dabei stets auch für eine moralische Unterstützung zu sorgen (Danke, Frank).

Die gesamte Erlanger Gruppe möchte ich hier dankend erwähnen. Eine Zusammenarbeit in dieser Gruppe war durch die gute Arbeitsatmosphäre eine Leichtigkeit und von großer Bedeutung.
Einige von ihnen sind bereits auf der Karriereleiter um eine Stufe aufgerückt und verweilen demnach nicht mehr in Erlangen. Ihr Bekanntschaft hat mir sehr viel bedeutet. Es sind diese Carsten Großhauser (Dankeschön fürs Mitnehmen), Manfred Ferstl und Wolfgang Lachnit. Die angenehmen Erfahrungen und die vielen Eindrücke, die ich ihnen zu verdanken habe, sind zwischen den Zeilen dieser Arbeit festgehalten. Andreas Gute, der trotz Endrunde bei seiner Arbeit jedesmal Zeit gefunden hat, um sich auf die Suche nach Signalen zu begeben. Ein Dankeschön sag ich auch meinem Mitstreiter Christoph Weiskopf für die Mühe die Arbeit so gründlich durchzulesen und somit die Anzahl der Fehler zu reduzieren.
Auch den restlichen Mitglieder der Gruppe Rith gebührt mein Dankeschön für die einzigartige Hilfsbereitschaft und vor allem für sehr viele, sehr anregende und sehr unterhaltsame Gesprächsrunden. Erwähnen möchte ich dabei aus der Niederlassung Erlangen Wolfgang Nagengast, Jürgen Wilbert, Daniel Körner (war alles sehr konkret), Peter Hanich (Dankeschön für alles), Stephan Lorenz (Viel Erfolg!), Michael Wiesmann und Klaus Fiedler. Von der Niederlassung Hamburg sind Bernd Braun, Norbert Koch, sein Zögling Alexander Naß und Michael Düren zu erwähnen.

Herrn Prof. Dr. Erhard Steffens danke ich für die netten und unterhaltsamen Gespräche.

Der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Muhr und Herrn Heimpel möchte ich für die guten Ratschläge und die prompte und einwandfreie Ausführung aller Aufträge bedanken. Der elektronischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Merkel möchte ich meinen Dank aussprechen für den Einsatz die Aufträge sofort und hochkarätig zu bearbeiten.

Durch Herrn Harrer und die Operateure haben die Begriffe Hilfsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung eine weitere Dimension bekommen. Es gab nichts was nicht schnell und unkompliziert gelöst werden konnte. Vielen Dank.

Bei Frau Löhner möchte ich mich ganz herzlich bedanken. Jedes Anliegen in Sachen Organisation und Verwaltung wurde sofort und unverzüglich ausgeführt.

Dankeschön sage ich allen Helferinnen und Helfern aus den Abteilungen I und IV.
Zu guter letzt möchte ich mich bei meinen besten Freunden, die mir das Studium nebenbei beschert hat, für die vielen interessanten und anregenden Unterhaltungen innerhalb und außerhalb der Universitätseinrichtungen bedanken. Es sind diese Eike Gerundt, Wolfgang Weisser und Robi Banerjee. Vielen, vielen Dank. Bin froh Euch kennengelernt zu haben.

Hier angekommen gibt es noch drei Personen, denen ich sehr viel zu verdanken habe. Sie haben mich in dieser Zeit um sehr viele Erfahrungen reicher gemacht: meine Mutter, die aufopferungsvoll sich für das Gelingen dieser Arbeit eingesetzt hat, mein Bruder, dessen Beitrag und Unterstützung nicht wegzudenken ist und letztendlich eine sehr, sehr liebe Person, die mir sehr viel bedeutet.

Dankeschön.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, im Januar 1999

Peter Budz