Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Marc Stockmeier
aus
Ludwigshafen am Rhein

November 1996

PHIDOO
Eine Testkammer für FOPI

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt
am
Physikalischen Institut
der Universität Heidelberg
unter der Betreuung
von

Herrn Prof. Dr. D. Pelte

Für Lea

und

Silke

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den FOPI-Driftkammern, CDC und HELITRON, bei deren Betrieb in den vergangenen Jahren verschiedene Probleme auftraten. Die gemessenen Amplituden der minimalionisierenden Teilchen waren zu klein, so daß die Anzahl der Punkte auf einer Spur zur Spurfindung nicht immer ausreichte. Um ein Verbesserung der Spurgüte zu erreichen, sollte daher eine neue Gasmischung gefunden werden. Im Verlauf der Arbeit zeigte sich, daß ein Grund für diese Probleme in Alterungserscheinungen der Driftkammern zu finden war. Zur Untersuchung der verschiedenen Einflüsse auf den Betrieb der Driftkammern wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit der Testzähler PHIDOO und verschiedene Proportionalzähler gebaut. Die mit den Testzählern erhaltenen Meßergebnisse für verschiedene Gasmischungen, Amplituden, Driftgeschwindigkeiten und Alterungsverhalten werden vorgestellt. Aufgrund dieser Untersuchungen wurde zum einen das Gassystem geändert und zum andern das Gasgemisch für CDC und HELITRON mit einem Wasserdampfzusatz von 3000*ppm* versehen. Zusätzlich wurde PHIDOO, verstärkt durch drei Proportionalzähler, zur Beobachtung der Gaseigenschaften während der Strahlzeit September 1996 eingesetzt. Die hierbei erhaltenen Beobachtungen werden beschrieben.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Wie verhält sich Kernmaterie, die sich nicht in ihrem Grundzustand befindet, sondern verdichtet und erhitzt wurde? Dies ist eine der grundlegenden Fragen, die sich ein Astrophysiker stellt, wenn er das Verhalten von Materie in Neutronensternen und Supernovae erklären will. Um diese Frage aus der Astrophysik auf ein irdisches Laboratorium zu übertragen, entstand die Idee, schwere Ionen (Kernmaterie) auf andere, im Laborsystem als Teil einer dünnen Folie (Target) ruhende Kerne zu schießen. Zur Untersuchung solcher Kern-Kern Stöße wird von der **GSI** (***G***esellschaft für ***S***chwer***I***onenforschung mbH) in Darmstadt ein Beschleunigersystem, bestehend aus dem Linearbeschleuniger **UNILAG** und dem Schwerionensynchrotron **SIS**, zur Verfügung gestellt. An der GSI ist es möglich, Ionen verschiedener Elemente z. B. Nickel und Gold auf Energien von 100 bis zu $2000 AMeV$ zu beschleunigen. Bei einer solchen Schwerionenkollision entstehen bis zu 200 geladene Reaktionsprodukte. Darunter sind nicht nur Baryonen $p, d, t, \alpha, ...$ und häufig Mesonen wie z. B. $\pi^+, \pi^- \pi^0, \eta, ...$, sondern auch abhängig von der Einschußenergie seltene, besonders interessante Teilchen wie $K^+, K^-, K^0, \Lambda, \Phi, \bar{p}, ...$. Zum Nachweis der Reaktionsprodukte existieren an der GSI verschiedene Experimente, die mit unterschiedlichen Zielsetzungen und Konzepten aufgebaut worden sind. Die wichtigsten Detektoren sind **KAOS**, **TAPS**, **FRS**, **FOPI** und bald das Dileptonenspektrometer **HADES**.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der internationalen, aus etwa 70 Wissenschaftlern bestehenden **FOPI**-Kollaboration, die den FOPI-Detektor im Cave B betreibt[1]. Der FOPI-Detektor dient zum Nachweis der geladenen Reaktionsprodukte im Raumwinkel von 4π (im Schwerpunktsystem), den er mit seinem modularen Aufbau nahezu vollständig abdeckt. Zwei Hauptkomponenten des Detektors sind die Driftkammern CDC (seit 1992) und das HE-

[1] Vertreten sind Gruppen aus Budapest, Bukarest, Clermont-Ferrand, Darmstadt, Heidelberg, Moskau, Straßburg, Warschau und Zagreb

LITRON (seit 1994), mit denen sich diese Arbeit im besonderen beschäftigt. Am Anfang der Arbeit stand als Zielsetzung eine Vergrößerung der Pulshöhen für MIPs (Minimum Ionising Particles). Es stellte sich die Frage, ob eventuell andere Gasgemische, die aber die gleichen günstigen Eigenschaften wie das bisher benutzte Argon/Methan/Isobutan-Gemisch ($Ar/CH_4/i - C_4H_{10}$ im Verhältnis [88/2/10]) haben sollten, helfen könnten. Im Verlauf der Arbeit stellte sich aber heraus, daß ein Großteil der beobachteten Probleme auf Alterungserscheinungen der Kammern zurückzuführen sind. Mit der Aufgabenstellung, eine eventuell bessere Gasmischung zu finden, wurde während dieser Diplomarbeit der Testzähler **PHIDOO** (***P***ulse ***H***e***i***ght and ***D***rift Vel***o***city m***o***nitor) entwickelt, mit dessen Hilfe es möglich ist, Driftgeschwindigkeiten und Pulshöhen zu messen. Wegen ihrer einfacheren Geometrie wurden zusätzlich Proportionalzähler zur einfacheren Pulshöhenmessung gebaut. Die Gasuntersuchungen waren im Hinblick auf die Strahlzeit im September 1996 zeitlich limitiert, da bis dahin die neue Mischung gefunden sein mußte. Auch die Änderungen am Gassystem, die aufgrund neuer Erkenntnisse über Alterungserscheinungen von Drahtkammern vorgenommen wurden, mußten bis dahin beendet worden sein. Während der Strahlzeit kam PHIDOO mit drei Proportionalzählern zur Beobachtung der Gaseigenschaften zum Einsatz.

Der Inhalt dieser Arbeit gliedert sich wie folgt: Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise einer Driftkammer wird in Kapitel 2 beschrieben. Zusätzlich ist in diesem Kapitel das Verhalten schneller, geladener Teilchen in einem Gasraum zu finden. In Kapitel 3 ab Seite 15 wird eine kurze Beschreibung des FOPI-Detektors gegeben. Der experimentelle Aufbau PHIDOOs und der verwendeten Proportionalzähler wird in Kapitel 4 ab Seite 29 behandelt. Kapitel 5 (ab Seite 51) befaßt sich mit den Ergebnissen der Gastests, die mit PHIDOO und den Proportionalzählern erhalten wurden. Der Einsatz zur Gasüberwachung und die dabei gemachten Beobachtungen finden sich in Kapitel 6 ab Seite 61. Kapitel 7 gibt einen kurzen Ausblick auf weitere mit PHIDOO und den Proportionalzählern geplanteVorhaben.

Kapitel 2

Driftkammern

In der Hochenergiephysik der Elementarteilchen werden häufig Driftkammern zur Teilchenidentifikation und Messung der Trajektorien geladener Teilchen verwendet, während in der Schwerionenphysik im LBL-SIS-Energiebereich Driftkammern seltener zum Einsatz kommen[1]. FOPI ist der einzige 4π-Detektor, der eine nahezu vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels mit Driftkammern erreicht. Die Ortskoordinaten der Spur werden durch die Lage der Zähldrähte und über die Bestimmung der Driftzeit ermittelt[2]. Die Koordinate entlang des Lesedrahts kann mit zusätzlicher Messung der Ladungsteilung am Draht erhalten werden. Durch die Kombination mit einem magnetischen Feld ist die Messung des Gesamtimpulses und des Transversalimpulses über die Spurkrümmung möglich. Mit dem Energieverlust der Teilchen im Detektorgas ist dann eine Teilchenidentifikation mittels der Bethe-Bloch-Gleichung 2.3 für bestimmte Impulsbereiche durchführbar. In Verbindung mit einer Flugzeitbestimmung kann die Teilchenidentifizierung weiter verbessert werden. Im Vergleich zu TPCs (Time Projection Chamber) ist eine Driftkammer durch die kürzeren Driftwege ein schneller Detektor, mit dem hohe Reaktionsraten (bis zu $50Hz$) gemessen werden können. Dem gegenüber ist der Nachteil der gespannten Drähte zu sehen, da es an diesen unter Umständen zu Vielfachstreuung der zu messenden Teilchen kommen kann. In Abb. 2.1 ist der prinzipielle Aufbau einer Driftkammer schematisch dargestellt. Die Kathodenebene schafft das elektrische Feld, in dem die Elektronen der Ionisationsspur zu den Zähldrähten driften, wo sie dann im Feld des Zähldrahtes multipliziert werden. Der Potentialdraht liegt gegenüber dem Zähldraht auf negativem Potential. Die Felddrähte stabilisieren das Driftfeld und schirmen das Segment gegen äußere Einflüsse ab.

[1] LBL: Lawrence Berkeley Laboratory

[2] Entspricht dem Abstand der primären Ionisation zum Zähldraht

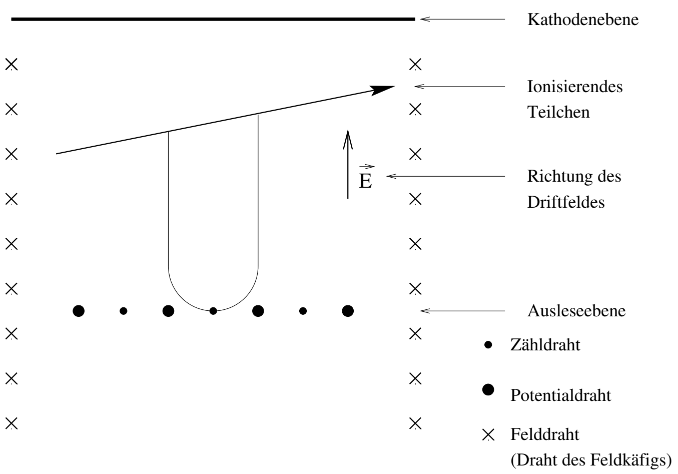

Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer Driftkammer

2.1 Primäre Ionisation

Beim Durchflug geladener Teilchen durch das Detektorgas wird dieses ionisiert und es entstehen Elektronen/Ionen-Paare. Diesem Effekt der primären Ionisation folgen durch sekundäre Effekte weitere Elektronen/Ionen-Paare. Das primäre Elektron besitzt noch eine kinetische Energie, die weit über der Ionisationsenergie des Detektorgases liegt. Es finden deshalb weitere ionisierende Stöße der primär frei gewordenen Elektronen statt. Betrachtet man beide Mechanismen gemeinsam, so finden Reaktionen der folgenden Art statt [Blu94], wobei P das ionisierende Teilchen und A ein Teilchen des Detektorgases bezeichnet.

$$PA \rightarrow PA^{+}e^{-}, PA^{++}e^{-}e^{-}, ... \qquad \text{prim. Ionisation} \tag{2.1}$$

$$e^{-}A \rightarrow e^{-}A^{+}e^{-}, e^{-}A^{++}e^{-}e^{-}, ... \qquad \text{sek. Ionisationseffekte} \tag{2.2}$$

Es erfolgen zusätzlich Sekundärionisationen über angeregte Zustände der im Detektorgas befindlichen Atome bzw. Moleküle. Aufgrund der nächsten inelastischen Stöße verlieren die Elektonen weiter ihre kinetische Energie, bis diese unter die Ionisationsenergie gefallen ist. Es entstehen z.B. durch ein minimalionisierendes Teilchen unter Normbedingungen auf einem Zentimeter Wegstrecke in Argon $\mathrm{n_P} \approx 30$ Elektronen durch direkten Einfluß des ionisierenden Teilchens und insgesamt $\mathrm{n_T} \approx 100$ Elektronen. Tabelle 2.1 zeigt die Gasabhängigkeit der Zahl der Primärelektronen $\mathrm{n_P}$ und der insgesamt erzeugten Elektronen $\mathrm{n_T}$. Im folgenden werden alle Elektronen, die die Ionisationsspur bilden, als primäre Elektronen bezeichnet.

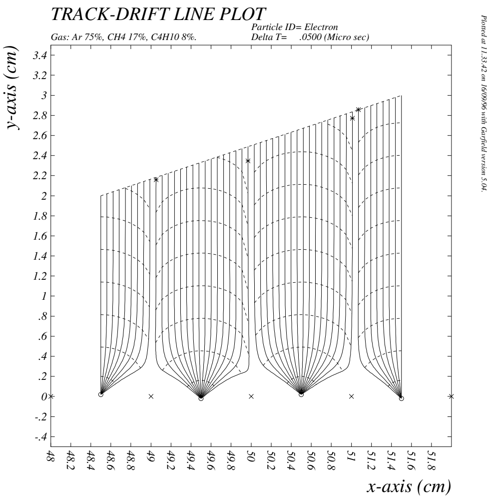

Abbildung 2.2: Drift der Elektronen einer Ionisationsspur (ohne magnetisches Feld)

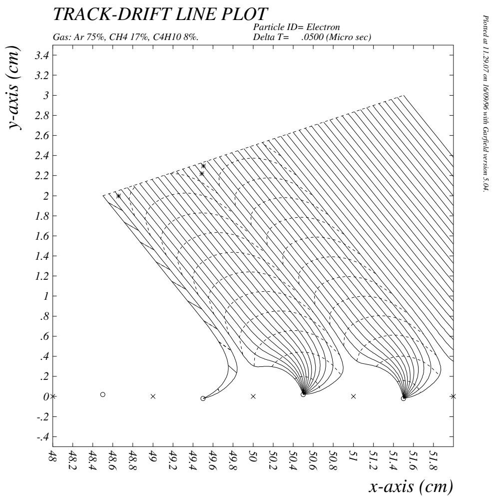

Abbildung 2.3: Drift der Elektronen einer Ionisationsspur (mit $B = 0,6$ Tesla)

Aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladungen werden die Elektronen von den Ionen durch das anliegende elektrische Feld (Driftfeld) voneinander getrennt. Die Abbildungen 2.2 und 2.3 zeigen die Driftwege, denen die Elektronen einer Ionisationsspur bei ihrer Drift zu den in der Ausleseebene befindlichen Zähldrähten folgen. Der Winkel, mit dem die Elektronen in Abb. 2.3 gegenüber ihrer ursprünglichen Driftrichtung ohne magnetisches Feld (Abb. 2.2) driften, wird als der Lorentzwinkel α_L bezeichnet. Deutlich sind die Bereiche der Spur zu erkennen, die auf einem Zähldraht (hier angedeutet durch einen offenen Kreis) nachgewiesen werden. Den Raumbereich, in dem Elektronen auf einem Zähldraht nachgewiesen werden, nennt man Driftzelle. Zusätzlich sind die Linien gleicher Ankunftszeit im Abstand von $50ns$ angegeben. Die beiden Abbildungen entstammen einer Simulation mit dem Programmpaket GARFIELD des CERN, das es erlaubt, E-Felder, Drift von Elektronen in verschiedenen Gasmischungen und verschiedenen angelegten elektrischen und magnetischen Feldern zu berechnen [Gar94].

2.2 Energiedeposition in Drahtkammern

Der oben beschriebene primäre Ionisationsvorgang ist mit einem Energieverlust des Teilchens verbunden. Der mittlere Energieverlust dE pro Wegstrecke

dx wird durch die Gleichung von Bethe und Bloch beschrieben, die erstmals 1930 von Bethe aus quantenmechanischen Überlegungen beim Stoß eines Teilchens mit einem einzigen Atom des Detektorgases hergeleitet wurde:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{M} \rho \frac{1}{\beta^2} z^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \gamma^2 \right) - \beta^2 \right] \tag{2.3}$$

mit Z,A Kernladungs- bzw. Nukleonenzahl des Mediums, N_0=Avogadrosche Zahl, r_e=klassischer Elektronenradius (2,82 fm), $z \cdot e$=Ladung des ionisierenden Teilchens, I=effektives Ionisationspotential ($I = I_0 \cdot Z$, $I_0 = 12\ eV$)und β,γ die üblichen relativistischen Bezeichnungen.
Mit der Gleichung

$$W_{IP} \langle N_{IP} \rangle = L \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle , \tag{2.4}$$

die den Energieverlust dE/dx mit der Anzahl der Elektronen/Ionen-Paare N_{IP} entlang der Ionisationspur der Länge L verbindet, wird es möglich, die Bethe-Bloch-Gleichung zur Teilchenidentifikation zu nutzen[3]. W_{IP} ist die durchschnittliche Energie, die zur Erzeugung von einem Elektron/Ion-Paar nötig ist. Tabelle 2.1 enthält Werte für W_{IP} in verschiedenen Gasen [Sau77].

Gas	Z	A	ρ $[g/cm^3]$	I_0 $[eV]$	W_{IP} $[eV]$	$< dE/dx >$ $[keV/cm]$	n_p $[I.P/cm]$	n_T $[I.P/cm]$
Ar	18	39,9	$1,66 \times 10^{-3}$	15,8	26	2,44	29,4	94
CH_4	10	16	$6,70 \times 10^{-4}$	13,1	16	4,50	16	53
C_4H_{10}	34	58	$2,42 \times 10^{-3}$	10,8	23	1,48	(46)	195
CO_2	22	44	$1,86 \times 10^{-3}$	13,7	33	3,01	(34)	91

Tabelle 2.1: Gaseigenschaften verschiedener Detektorgase: Z,A Ladungs- bzw. Nukleonenzahl, ρ Dichte, I_0 niedrigste Ionisationsenergie, W_{IP} mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares, $< dE/dx >$ mittlerer Energiverlust, n_p und n_T primäre und totale Anzahl der Ionisationselektronen (alle Angaben bei Normaldruck und für MIPs)

Die entstandenen Elektronen und Ionen driften nun, dem Driftfeld entsprechend, zur Leseebene bzw. zur Kathodenebene.

[3] N_{IP} entspricht der Gesamtanzahl der Ionisationselektronen n_T

2.3 Drift von Elektronen in Gasen

Bei der Beschreibung driftender Elektronen sind zwei Vorgehensweisen möglich. Zum einen die Beschreibung der mikroskopischen Vorgänge, wobei auf das Verhalten der Elektronen bei Einzelstößen mit dem Detektorgas eingegangen wird, zum anderen der makroskopische Ansatz, dem im folgenden nachgegangen wird. Durch Lösen der allgemeinen Bewegungsgleichung mit Reibung der Form

$$m\frac{d\vec{u}}{dt} = e\vec{E} + [\vec{u} \times \vec{B}] - K\vec{u} \tag{2.5}$$

erhält man

$$\vec{u} = \frac{\mu}{1+\omega^2\tau^2}\left(\vec{E} + \frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B}\omega\tau + \frac{(\vec{E}\cdot\vec{B})\cdot\vec{B}}{B^2}\omega^2\tau^2\right). \tag{2.6}$$

mit $\vec{u}$=Driftgeschwindigkeitsvektor, $\vec{E}$, $\vec{B}$ der E- bzw. B-Feldvektor, $\omega = e/m\vec{B}$=Zyklotronfrequenz, $\mu = e/m \cdot \tau$ die Beweglichkeit der Elektronen (τ=Zeit zwischen zwei Stößen).

Der für die FOPI-Driftkammern interessante Fall $\vec{E}\perp\vec{B}$ ergibt sich aus Gleichung 2.6 durch Einsetzen von $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ und $\vec{B} = (0, 0, B_z)$. Hieraus erhält man für die Driftgeschwindigkeitskomponenten $\vec{v}_{drift} = (v_x, v_y, v_z)$ und den Lorentzwinkel α_L:

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{(e/m)\tau}{1+\omega^2\tau^2}|\vec{E}|, \\ v_y &= -\frac{(e/m)\tau}{1+\omega^2\tau^2}\omega\tau|\vec{E}|, \\ v_z &= 0, \\ \tan\alpha_L &\equiv \frac{v_y}{v_x} = -\omega\tau. \end{aligned} \tag{2.7}$$

Für den Betrag von $\vec{v}_{drift}$ gilt somit

$$|\vec{v}_{drift}| = \frac{(e/m)\tau}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}|\vec{E}| = \frac{e}{m}\tau|\vec{E}|\cos\alpha_L. \tag{2.8}$$

Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Blu94] und [Kle92].

2.3.1 Tonkssches Theorem

Mit dem für die Gasuntersuchungen verwendeten Testzähler PHIDOO ist es nicht möglich, in einem Magnetfeld zu messen, das dem des Magneten des FOPI-Detektors entspricht. Um von den Messungen mit PHIDOO die wahre Driftgeschwindigkeit in der CDC zu bestimmen, ist es notwendig auf die Verhältnisse mit Magnetfeld (im Fall der FOPI-Driftkammern $0.6T$) extrapolieren zu können. Das kann mit Hilfe des Tonksschen Theorems [Ton55]

$$|\vec{v}_{drift}| = F(E, B) = F(E \cos \alpha_L, 0) \tag{2.9}$$

einfach gelöst werden (vgl. 2.8). Der Tonkssche Lehrsatz besagt, daß der Betrag der Driftgeschwindigkeit $|\vec{v}_{drift}|$ (entlang der Driftrichtung) im Magnetfeld B und dem elektrischen Feld E gleich der Driftgeschwindigkeit ohne B-Feld im effektiven E-Feld $E \cos \alpha_L$ (E-Feld entlang der Driftrichtung der Elektronen) ist. Mit Geichung 2.9 ist es also möglich, die Driftgeschwindigkeiten, die bei Messungen mit unterschiedlichen magnetischen Feldern erhalten wurden, auf eine universelle, magnetfeldunabhängige Driftkurve v_{drift} über E/P zu bringen, die der Driftkurve gemessen ohne magnetisches Feld entspricht. Zur Veranschaulichung sind in Abb. 2.4 Driftkurven von P10 (Ar/CH_4) gezeigt, welche am MIT bei unterschiedlichen B-Feldern gemessen wurden[4] [MIT96]. Die Diagramme in der oberen Zeile (a,b) zeigen die gemessenen Werte der Driftgeschwindigkeit in Richtung des E-Feldes v_x und den gemessenen Lorentzwinkel α_L. Die Diagramme der unteren Zeile zeigen die Driftgeschwindigkeit in Richtung der Elektronendrift (c) v_{drift} und die durch das Tonkssche Theorem erhaltene universelle Driftkurve (d). Um diese universelle Driftkurve zu erhalten, ist die E-Feldkoordinate für jeden Meßpunkt auf das effektive E-Feld mit dem Kosinus des Lorentzwinkels α_L skaliert worden.

2.4 Gasverstärkung

Die zur Leseebene driftenden Elektronen sollen an dieser nachgewiesen werden. In einer Driftkammer, wie sie in Abb. 2.1 schematisch dargestellt ist, geschieht dies durch den Nachweis der Sekundärionisationen am Zähldraht. Sekundärionisation findet ab einer bestimmten Größe des E-Feldes E_{min} in der Nähe des Drahtes statt, ab der die kinetische Energie der Elektronen zwischen zwei Stößen groß genug wird, um durch inelastische Stöße mit dem Detektorgas weitere Ionisationen hervorrufen zu können. Die folgende Betrachtung ist aus [Blu94] entnommen:

[4] MIT: Massachusetts Institute of Technology

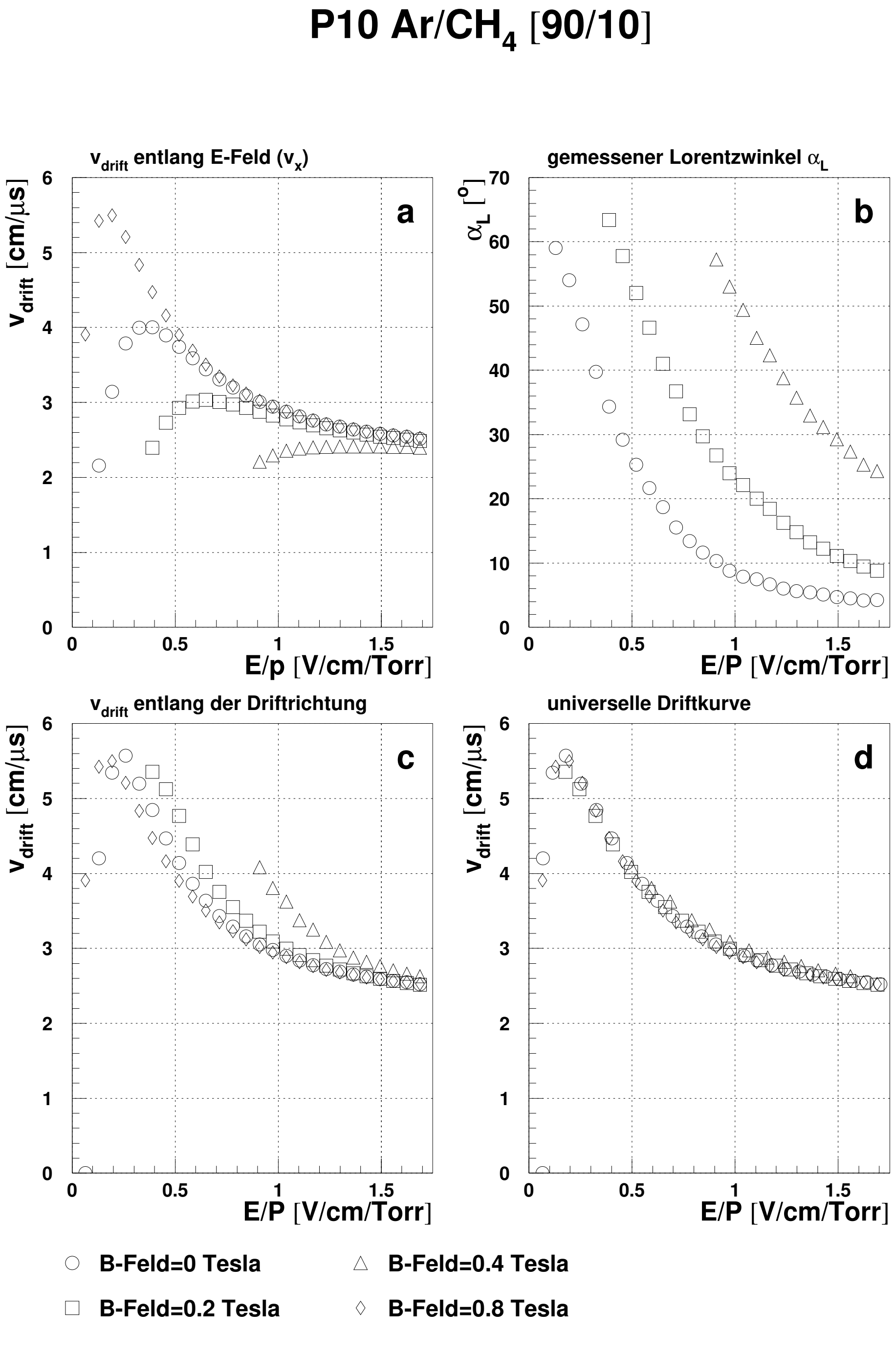

Abbildung 2.4: Driftgeschwindigkeiten und Lorentzwinkel bei verschiedenen B-Feldern

Wenn Multiplikation stattfindet, vergrößert sich die Anzahl der Elektronen pro Weglänge:

$$dN = N\alpha ds \tag{2.10}$$

N Anzahl der Elektronen, α erster Townsend-Koeffizient (entspricht dem Inversen der freien Weglänge)
Der erste Townsend-Koeffizient α wird über die verschiedenen Wirkungsquerschnitte der Anregung und Ionisation des Detektorgases bestimmt. Durch Vergrößerung der kinetischen Energie erhöht sich der Ionisationswirkungsquerschnitt, so daß dadurch eine Abhängigkeit von α vom E-Feld hinzukommt. Bei festgehaltenem Verhältnis E/ρ (ρ=Dichte des Detektorgases) ändert sich α linear mit der Dichte ρ, da die freie Weglänge linear von der Dichte abhängt (mit dem fixen Verhältnis von E/ρ wurde sichergestellt, daß die kinetische Energie der Elektronen konstant bleibt). α läßt sich daher mit den gemachten Überlegungen wie folgt darstellen:

$$\alpha\left(\frac{E}{\rho},\rho\right) = \frac{\alpha_0}{\rho_0}\rho = f\left(\frac{E}{\rho}\right)\rho. \tag{2.11}$$

Für die Gasverstärkung G, die das Verhältnis der im Multiplikationsprozeß entstandenen Sekundärelektronen N zu den primär vorhandenen Elektronen N_0 darstellt, folgt aus Integration von Gleichung 2.10:

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp\int_{s_{min}}^{r_i} \alpha(s)ds = \exp\int_{E_{min}}^{E(r_i)} \frac{\alpha(E)}{dE/ds}dE. \tag{2.12}$$

s_{min}: Abstand vom Draht, bei dem $E(s_{min}) = E_{min}$ gilt; r_i Radius des Drahts.
Mit der Kenntnis der Ladung pro Einheitslänge λ hat das Feld in der Nähe des Drahts die folgende $1/r$ Abhängigkeit:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r}. \tag{2.13}$$

$\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} As/Vm$: Dielektrizitätskonstante
Damit folgt dann für die Gasverstärkung am Draht:

$$G = \exp\int_{E_{min}}^{E(r_i)} \frac{\lambda\alpha(E)}{2\pi\varepsilon_0 E^2}dE. \tag{2.14}$$

Mit der Annahme, daß bei den typischen E-Feldern von 10^2 bis 10^3 ($V/cm/Torr$) in der Nähe des Drahts der erste Townsend-Koeffizient proportional zu E ist ($\alpha(E) = \beta E$), gilt für die Gasverstärkung:

$$\ln G = \frac{\beta\lambda}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r_i E_{min}}. \tag{2.15}$$

Aus den Gleichungen 2.12 und 2.13 läßt sich β mit der durchschnittlichen Energie $< E >= e\Delta U$ zur Erzeugung eines neuen Elektrons in Verbindung bringen[5].

$$\phi(r_i) - \phi(s_{min}) = \int_{r_i}^{s_{min}} E(r)dr = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r_i E_{min}}. \tag{2.16}$$

Definiert man Z als die Anzahl der Verdopplungsgenerationen kann man für Z folgenden Ausdruck verwenden:

$$Z = (\phi(r_i) - \phi(s_{min}))/\Delta U, \tag{2.17}$$

so daß man für $G = 2^Z$ schreiben kann und sich daraus die Gleichung

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\Delta U} \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r_i E_{min}} \tag{2.18}$$

ergibt, die nicht mehr von β und somit vom ersten Townsend-Koeffizienten abhängt. Aus den Überlegungen zu α folgt, daß die Grenzfeldstärke E_{min} linear von der Gasdichte abhängt, so daß man mit

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \frac{\rho}{\rho_0} \tag{2.19}$$

die Dichteabhängigkeit und somit die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung erhält:

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\Delta U} \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r_i E_{min}(\rho_0)(\rho/\rho_0)}. \tag{2.20}$$

Die Anpassung der Gleichung 2.20 auf einen runden Proportionalzähler wird als die Diethorn-Gleichung bezeichnet. Da z.B. die FOPI-Driftkammern mit leichtem Überdruck zum Atmosphärendruck betrieben werden, dieser sich aber während einer Strahlzeit ändert, muß mit Verstärkungsschwankungen gerechnet werden. Das bedeutet für eine geringe Dichteschwankung $d\rho/\rho$ ändert sich die Verstärkung proportional:

$$\frac{dG}{G} = -\frac{\lambda \ln 2}{\Delta U 2\pi\varepsilon_0} \frac{d\rho}{\rho} = -k \frac{d\rho}{\rho}. \tag{2.21}$$

In der Praxis auftretende Werte für die Konstante k liegen zwischen 5 und 8, was mit den gemachten Beobachtungen, der in dieser Arbeit verwendeten Proportionalzähler gut übereinstimmt.

[5] e: Elementarladung, ΔU: nötige Potentialdifferenz.

2.5 Alterung von Driftkammern

Der Betrieb einer Driftkammer über einen langen Zeitraum kann die Elektrodenoberflächen verändern. Diese Alterungserscheinungen können sich in verschiedenster Art auf den Betrieb der Driftkammer auswirken. Alle möglichen Veränderungen werden in der Literatur unter dem Begriff „aging“ zusammengefaßt. Aus dem nun schon langjährigen Gebrauch von Drahtkammern sind eine Reihe Alterungserscheinungen bekannt. Welche Beobachtungen andere Kollaborationen gemacht haben, sollen folgenden Beispiele aus [Pro86] zeigen:

Nach einer Betriebszeit von sechs Jahren wurde beim Jade-Detektor ein Abfall der Pulshöhen um 20% bei den Drähten beobachtet, die dem Strahl am nächsten waren(S. 327). Das gleiche war nach vier Jahren Betrieb beim Experiment R807 bei der Jet Kammer vom AFS zu sehen (S. 317). Eine Beobachtung anderer Art wurde an der Vertexkammer am Jade-Detektor gemacht: eine Änderung der Gasmischung (von $Ar/CO_2/CH_4$ im Verhältnis [89/10/1] zu $Ar/CO_2/CH_4$ [90/5/5]) führte zur Bildung von Kohlenstofffilamenten. Ein Wechsel zur alten Mischung brachte Abhilfe (S. 212).

Welche Auswirkungen der Betrieb auf die FOPI-Driftkammern hatte, wird in Kapitel 3 beschrieben. Die während der Strahlzeit September 1996 hinzugekommenen Erfahrungen sind in Kapitel 6 zu finden.

Beim Altern der Kammern handelt es sich um Oberflächeneffekte, die sich auf Zähldrähten, Potentialdrähten und auf Drähten der Kathodenebene abspielen. Hervorgerufen werden diese Veränderungen durch das Gasgemisch selbst, oder/und durch Verunreinigungen in den verwendeten Gaskomponenten. Zudem sind Kammermaterialien, die in das Volumen der Kammer hinein ausdampfen, eine weitere Quelle von Verunreinigungen. Eine quantitative Erfassung der Alterungserscheinungen und das Zurückführen auf einen bestimmten Parameter ist sehr schwierig. Zum einen ist die Gasreinheit der Einzelgase endlich und zum anderen werden zum Bau von Driftkammern die unterschiedlichsten Materialien verwendet, die einzeln in hochreinen Testanlagen auf ihr Alterungsverhalten getestet werden müßten. In [Bou96] und [Kad91] sind einige Material- und Gaskombinationen getestet bzw. zusammengestellt worden.

Eine Möglichkeit der quantitativen Untersuchung von Alterungserscheinungen besteht im Nachweis des Amplitudenabfalls (z.B. einer ^{55}Fe-Quelle) als Funktion der Zeit bzw. der pro Drahtlänge deponierten Ladung Q/cm. Ein qualitativer Nachweis eingetretener Alterung ist der Malter-Effekt, der beim Vorhandensein dünner Ablagerungen eintritt [Mal36]: Vermessung des Zähldrahtstromes als Funktion der angelegten Spannung ergibt im Fall einer eingetretenen Alterung eine Art Hysterese-Kurve. Beim Erhöhen der Potentialspannung tritt bei einer bestimmten Spannung ein sprunghafter Anstieg von bis zu zwei Größenordnungen des Zähldrahtstroms auf. Dieser läßt sich nur durch erniedrigen der Potentialspannung wieder normalisieren. Durch verkleinern der Potentialspannung sinkt der Strom wieder, bleibt aber um die zwei Größenordnungen erhöht, um dann abrupt auf das anfängliche Niveau zu fallen. Der Anstieg des Stroms läßt sich auch durch eine starke z.B. β-Quelle hervorrufen (vgl. die PHIDOO-Messung in Abb. 4.17 auf Seite 46). Eine mögliche quantitative Aussage macht der Malter-Effekt durch die Spannung, bei welcher der Anstieg des Stromes eintritt, da bei fortgeschrittener Alterung die „Sprungspannung“ kleiner wird.

Kapitel 3

Der FOPI-Detektor

Der **FOPI**-Detektor (***FO**ur **PI***) am SIS in der GSI Darmstadt ist ein Detektor zum Nachweis aller geladenen Reaktionsprodukte, die bei Schwerionenkollisionen mit Energien von $0,1 AGeV$ bis $2 AGeV$ enstehen. FOPI deckt nahezu den gesamten Raumwinkel von 4π ab, um ein „vollständiges Bild“ der Kollision zu erhalten. Abb. 3.1 zeigt den Detektor, wie er im Experiment September 1996 betrieben wurde. In dem oben genannten, vom Schwerionensynchrotron SIS zur Verfügung gestellten Energiebereich, ist es mit dem FOPI-Detektor möglich, sowohl Cluster (IMF: Imidiate Mass Fragments) bei kleinen Einschußenergien, als auch strangenesstragende Teilchen bei hohen Energien nachzuweisen. FOPI deckt somit einen großen dynamischen Bereich ab, der vom Nachweis von Mesonen und Baryonen bis zu den großen Fragmenten reicht. Die FOPI-Detektorkomponenten sind so aufeinander abgestimmt, daß sie funktionell in Vorwärts- und Rückwärtskomponenten des Gesamtdetektors unterteilt werden können [Häf95], [Goe95], [Rit95]:

- **Vorwärtskomponenten:**
  - **HELITRON** Driftkammer zum Nachweis geladener, leichter Reaktionsprodukte bis Z=3 im Raumwinkel $7,5° < \Theta_{Lab} < 30°$.
  - **Plastikwand** Szintillatorwand bestehend aus 512 Szintillatormodulen zur Flugzeitbestimmung im Raumwinkel $7° < \Theta_{Lab} < 30°$.
  - **0°-Detektor** Szintillatoranordnung zur Flugzeitbestimmung im Raumwinkel $1° < \Theta_{Lab} < 7°$.
  - **Clusterdetektor** zum Nachweis von Reaktionsprodukten bis zu Ladungen $Z \approx 10$, bestehend aus Parabola[1] (Ionisationskammer für den Bereich $6° < \Theta_{Lab} < 30°$) und Rosace (dünner Szintillatorstern für den Bereich $1° < \Theta_{Lab} < 6°$).

[1]Kam in der Strahlzeit September 1996 nicht zum Einsatz

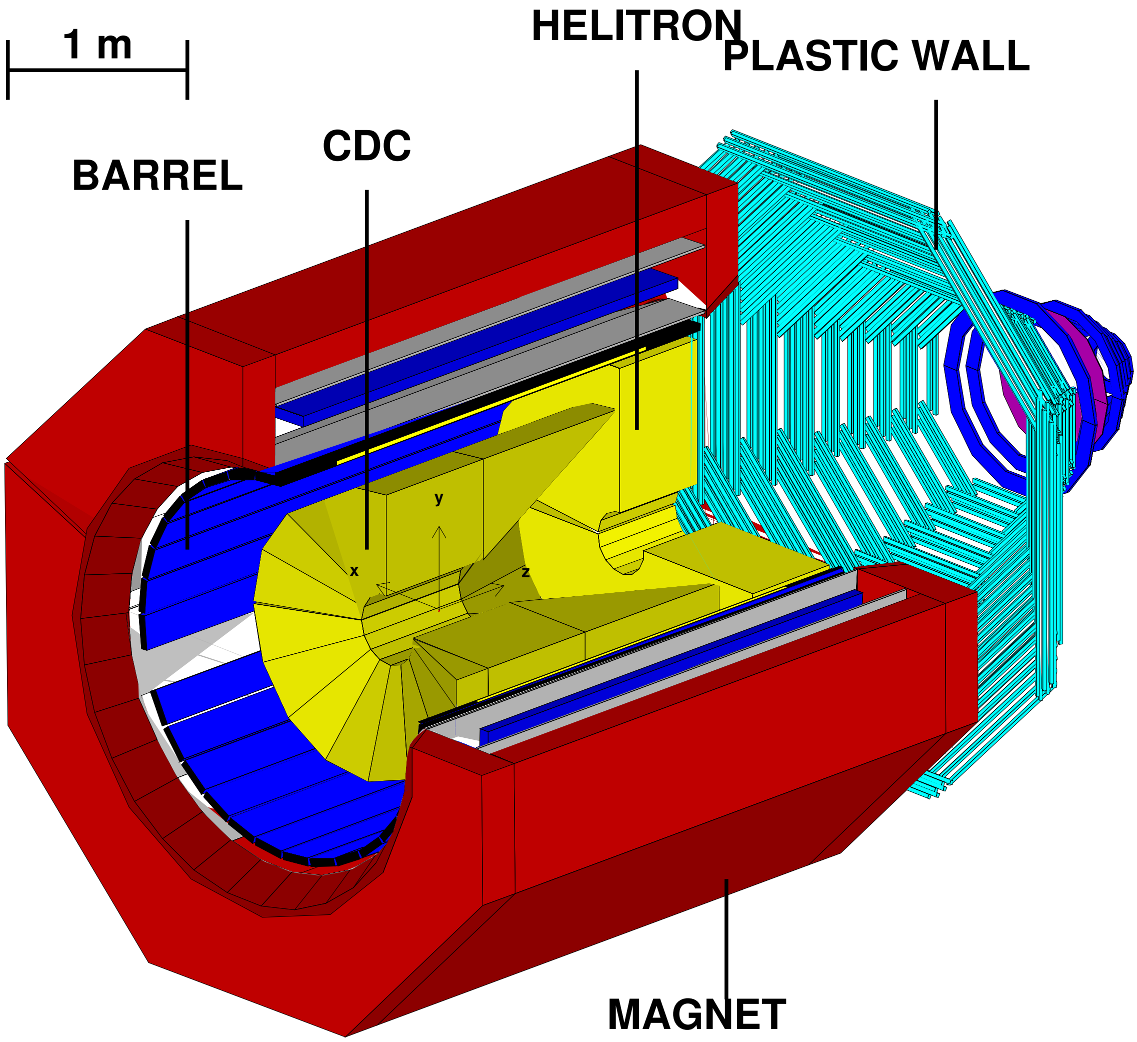

Abbildung 3.1: Der FOPI-Detektor am SIS in der GSI

- **Rückwärtskomponenten:**
  - **CDC** Zentrale Driftkammer zum Nachweis der im Winkelbereich $30° < \Theta_{Lab} < 150°$ emittierten Teilchen.
  - **Barrel** unterschieden in Plastik-Barrel (Szintillatorstreifen parallel zur Strahlachse zur Flugzeitbestimmung im Raumbereich von $45° < \Theta_{Lab} < 140°$) und Čerenkov-Barrel (Čerenkov-Schwellenzähler mit Wasser als Nachweismedium im gleichen Winkelbereich).

Beide Driftkammern befinden sich im Feld des Magneten, der aus einem supraleitenden Solenoid mit einem Durchmesser von $2,4m$ und einer Länge von $3,3m$ besteht. Bei einem Strom von $I = 720A$ wird ein homogenes Feld von $0.6T$ im Innern des Solenoids erzeugt. Die CDC befindet sich mit ihrem gesamten Volumen im Innern des homogenen Teils des Feldes, während das HELITRON sich teilweise am Rand des Feldes befindet.

Mit der Formel

$$\rho = \frac{3,33}{B}\frac{p_\perp}{q} \tag{3.1}$$

aus [Pro88], die den Radius ρ in Metern der Helix eines vom Target emittierten Teilchens im Magnetfeld B des Solenoids in der CDC angibt ($p\perp/q$ *Transversalimpuls pro Ladungseinheit in GeV/c und* Θ *Emissionswinkel in der* $z-\rho$*-Ebene*), ist entweder mit dem Energieverlust $\Delta E/\Delta x$ gegen den Impuls p_{Lab} im Laborsystem (Bethe-Bloch-Gleichung 2.3), oder in Kombination mit der Flugzeitmessung (ToF) mit Hilfe der Szintillatoren eine Teilchenidentifikation möglich[2]. Durch diese Überbestimmung ist eine Trennung der Heliumisotope ^{3}He und ^{4}He von den Wasserstoffisotopen d und t möglich, deren Energirverlustlinien in der Bethe-Bloch-Darstellung eng beieinander liegen. In [Moh96] werden die Verfahren der Kombination von HELITRON-Spuren mit Platikwand-Treffern und CDC-Spuren mit Barrel-Treffern ausführlich beschrieben.

3.1 Die FOPI-Driftkammern

Zur Messung des Transversalimpulses, des Energieverlusts und der Emissionsrichtung der geladenen Reaktionsprodukte werden die beiden Driftkammern des FOPI-Detektors, die CDC und das HELITRON, benötigt. Beide Kammern sind aus ähnlichen Materialien aufgebaut: Die Leseebene besteht aus $50\mu m$ dicken Ni/Cr-Zähldrähten mit einem spezifischen Widerstand von

[2]ToF: Time of Flight

500Ω und aus $100\mu m$ dicken Cu/Be-Potentialdrähten. Zudem sind die Lesedrähte in beiden Kammern gegenüber den Potentialdrähten um 200 μm aus der Ebene abwechselnd in beide Richtungen versetzt (Staggering), so daß damit eine Unterscheidung von Spur und Spiegelspur möglich ist, sofern die Ortsauflösung besser als 400μm ist, da dann bei der Spiegelspur Wellenstrukturen zu beobachten sind, die auf den für die Spiegelspur „falschen“ Zeitnullpunkt zurückzuführen sind [Pin95], [Moh96]. Der Abstand zwischen Zähl- und Potentialdraht beträgt in beiden Kammern $0,5cm$. In beiden Kammern wird die Koordinate entlang der Drähte durch Ladungsteilung bestimmt. Diese Methode wird in [Häf95] beschrieben. Die Kammerwände sind aus Epoxyverbundwerkstoffen zusammengesetzt. Bei dem verwendeten Detektorgas handelt es sich um ein mehrkomponentiges Gasgemisch, dessen Bestandteile zu Beginn dieser Arbeit Argon, Methan und Isobutan im Verhältnis [88/2/10] waren.

3.1.1 Die CDC

Die Zentrale Driftkammer (CDC: ***C***entral ***D***rift ***C***hamber) des FOPI-Detektors ist aus 16 Sektoren mit jeweils 60 Zähldrähten parallel zur Strahlrichtung aufgebaut. Die Ausleseebenen sind um 6° aus der radialen Richtung verdreht, so daß damit ein zusätzliches Kriterium zur Unterscheidung von Spur und Spiegelspur durch Rekonstruktion des Spurursprungs hinzukommt. Der Spurursprung der Spiegelspur wird an dem Target vorbeigehen [Häf95]. Um die bei der Schwerionenkollision entstandenen Teilchen, die in Vorwärtsrichtung emittiert worden sind, auf ihrem Weg zum HELITRON und der Plastikwand nicht zu stören, ist die CDC um $\Theta_{Lab} = 30°$ im Laborsystem in Strahlrichtung durch den vorderen Konus begrenzt. Nach hinten beträgt der Öffnungswinkel $\Theta_{Lab} \approx 140°$. Aus diesen geometrischen Gründen variiert die Drahtlänge von innen (am Strahlrohr) nach außen (am Magnet) von $80cm$ bis $200cm$. Die Auflösung in z-Richtung (entlang der Strahlachse) wird durch Ladungsteilung bewerkstelligt. Ein Ereignis der Strahlzeit September 1996 in der CDC ist in Abb. 3.2 dargestellt (^{96}Zr+^{96}Zr bei $1,5AGeV$):

Zu sehen ist ein Querschnitt der CDC in der x-y-Ebene umgeben von den Szintillatorstreifen des Barrels. Gezeigt ist ein vollständiges Ereignis mit allen Treffern und Spiegeltreffern. Identifizierte Spuren sind mit Zahlen gekennzeichnet. Treffer im Barrel, die einer CDC-Spur zugeordnet werden konnten, sind mit der Spurnummer der CDC-Spur bezeichnet. Die Krümmung der Spuren zeigt das Ladungsvorzeichen der Reaktionsprodukte an (im Uhrzeigersinn: positiv, entgegen dem Uhrzeigersinn: negativ). Rechts neben dem CDC-Querschnitt sind (von unten nach oben) drei Schnitte entlang der Leseebene der Sektoren 10,11,12 gezeigt, so daß die Winkelverteilung entlang

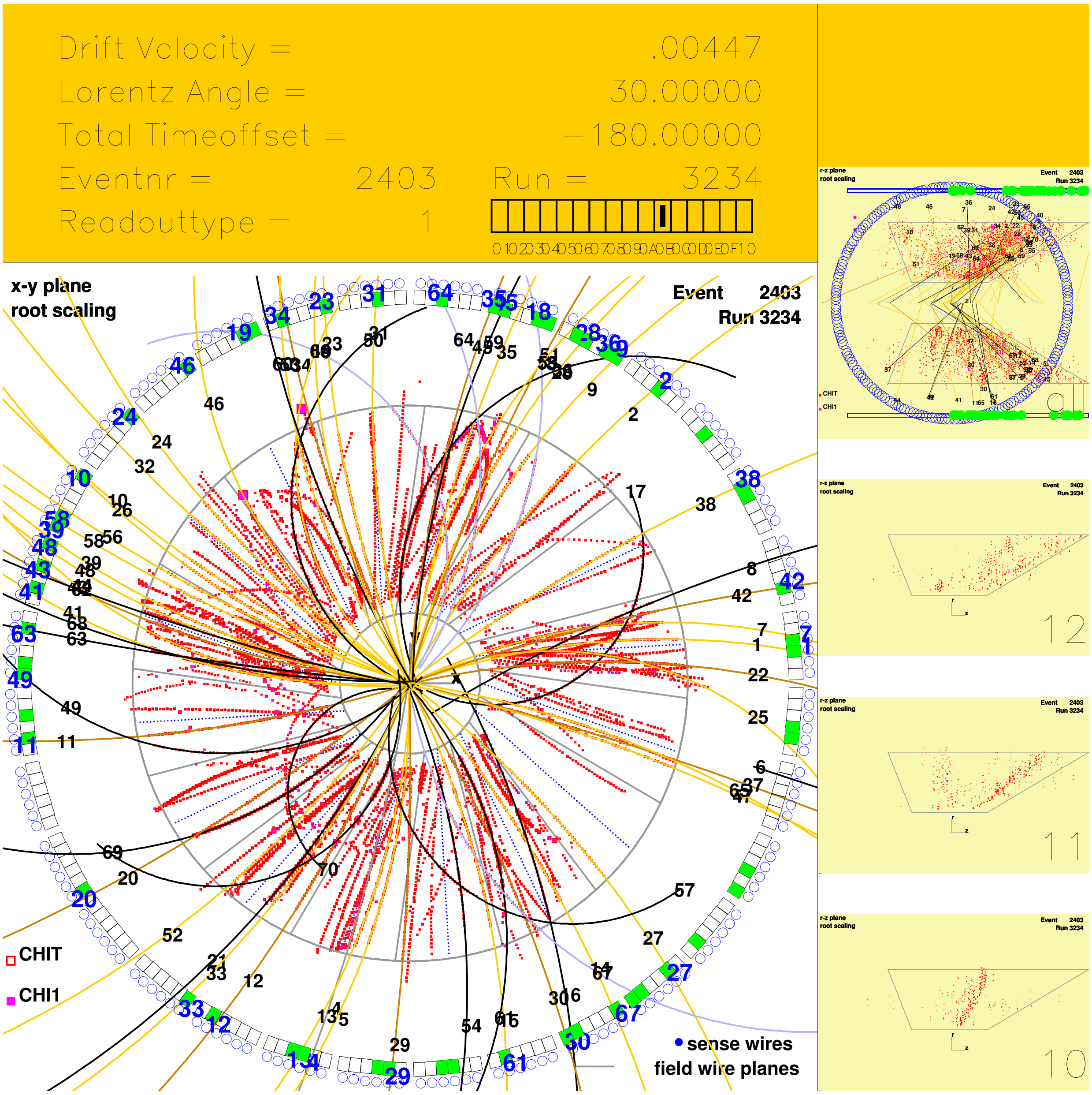

Abbildung 3.2: Event Display der CDC (Beschreibung siehe Text)

des Θ-Winkels deutlich wird. Darüber ein Schnitt mit der Projektion aller Sektoren. Am oberen Bildrand sind die verschiedenen globalen Parameter und deren Einstellung gegeben.

3.1.2 Das HELITRON

Das HELITRON, das den Teil der Reaktionsprodukte nachweist, der außerhalb des 30°-Winkels der CDC emittiert wird, ist aus 24 Sektoren mit 60 radial gespannten Zähldrähten aufgebaut. Aus dieser Bauart folgt, daß der radiale Abstand vom Strahl im HELITRON durch Ladungsteilung bestimmt werden muß. Die Auflösung in der x-y-Ebene setzt sich aus Ladungsteilung und der Abstandsbestimmung von der Leseebene durch die Driftzeit zusammen. Die Zähldrähte sind analog zur CDC um 200 μm aus der Ebene abwechselnd in beide Richtungen versetzt. Nur dadurch wird eine Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur im HELITRON möglich. Die Drähte der driftfelddefinierenden Kathodenebene sind parallel zur Strahlachse in Stesalit-Rahmen gespannt (vgl. [GSI91] Bild S. 352). Das HELITRON, das mit der CDC in den Solenoid geschoben wird, hat eine Tiefe von $60cm$, einen Innendurchmesser von $42,4cm$ und einen Außendurchmesser von $198cm$. Ein Ereignis, wie es im HELITRON während der Septemberstrahlzeit gemessen wurde, ist in Abb. 3.3 gezeigt (^{96}Ru+^{96}Zr bei $400AMeV$). In der Mitte der Abbildung ist das HELITRON mit den auf die Plastikwand extrapolierten Spuren zu sehen. Die Lage der Plastikwand zum HELITRON ist durch das Sechseck angedeutet. Die 24 Sektoren des HELITRONs sind durch die Kathodenebenen getrennt und durch die radial verlaufenden Linien angedeutet.

3.1.3 Datenauslese der Driftkammern

Die Signale der Zähldrähte werden auf beiden Seiten über Vorverstärker des Typs VV44 ausgelesen und über Twisted-Pair-Kabel an schnelle Analog-Digital-Wandler (ADC) übergeben. Diese sogenannten *Flash Analog Digital Converter* (FADC) digitalisieren den Verlauf des Pulses mit einer Abtastrate von $100Mhz$. Die einzelnen Abtastergebnisse werden in einem für $5\mu s$ ausgelegten und 8 Bit tiefen (nicht linearen) Speicher zwischengespeichert. Dadurch ist es möglich, auch mehrere Treffer auf einem Draht während eines Ereignisses zu messen. Das angeschlossene VME-Rechnersystem liest die digitalisierten Pulse aus den FADCs aus und verarbeitet diese mit dem sogenannten Front-End-Algorithmus zu den reduzierten Daten, die nur noch aus Zeitinformation (Lage des Pulses im FADC-Speicher) und Energieinformation (Integral des Impulses) bestehen. Diese reduzierten Daten werden dann an die Front-End-Prozessoren (FEP) weitergegeben, wo sie dann zur weite-

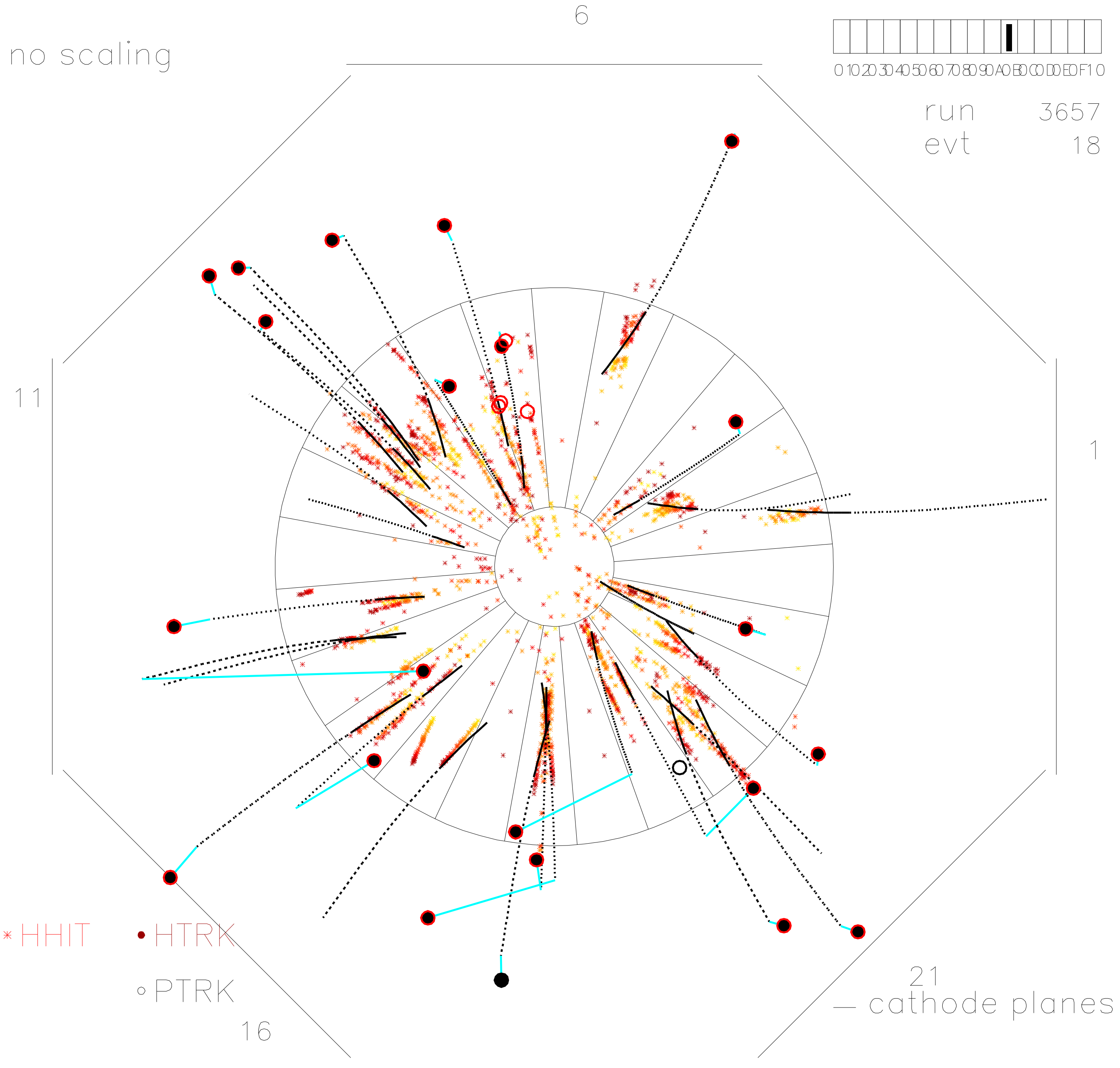

Abbildung 3.3: Event Display des HELITRONs: Schnitt durch das HELITRON entlang der x-y-Ebene mit der Spur-Trefferkombination mit der Plastikwand

ren Archivierung von der Datenaufnahme abgeholt werden können. Eine genaue Beschreibung der Datenauslese und der Datenaufnahme sind in [Goe95] und [Pin95] zu finden.

3.2 Flugzeitmessung

Wie oben erwähnt, kann die Teilchenidentifikation mit einer Flugzeitmessung verbessert werden. Gemessen wird diese durch schnelle Plastikszintillatoren, deren Zeitinformationen mit einem Referenz-Startzähler zur Flugzeitbestimmung verwendet werden. Der Startzähler besteht aus einer dünnen Szintillatorfolie und kann maximal 10^6 Teilchen pro Sekunde zählen. Die Plastikwand und das Barrel sind die Szintillatoren des FOPI-Detektors. Das ionisierende Teilchen fliegt durch das Szintillationsmedium und erzeugt einen Lichtblitz, der auf beiden Seiten des Plastikstreifens über Photomultiplier detektiert wird. Aus der Lage des Streifens und dem Verhältnis der Lichtmenge, die auf beiden Seiten nachgewiesen wird, ist die Ortsrekonstruktion des Treffers möglich. Die Teilchenidentifikation erfolgt über die Kenntnis der Flugzeit. Aus der Zeitdifferenz zwischen Startsignal (Startzähler) und dem Stopsignal des Barrels oder der Plastikwand ist eine Geschwindigkeitsmessung möglich.

3.3 Alterung der FOPI-Drahtkammern

Durch den nun schon mehrere Jahre dauernden Betrieb der CDC sind Alterserscheinungen zutage getreten, die zu den typischen Formen des „aging“ von Driftkammern gehören. Die Beobachtungen beim Öffnen der CDC werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

3.3.1 Zur Geschichte

Seit Beginn der Betriebszeit der CDC im Jahr 1991 bestand immer der Wunsch, die Potentialspannung möglichst hoch setzen zu können, um eine große Amplitude der minimalionisierenden Teilchen (MIPs) zu erreichen. Gleichzeitig wurde seitens der Elektronik versucht, das Rauschen und die Hochfrequenzeinstreuung möglichst klein zu halten, um die MIP-Signale aus dem Untergrund zu heben. Beide Aspekte sind maßgebend, um die Anzahl der Treffer pro Spur zu erhöhen, was für eine gute Spurfindung (Tracking) unerläßlich ist. Im Laufe der Betriebszeit ließ die Spannungsfestigkeit der Kammer nach, wobei sich als Schwachstelle vor allem der Bereich der inneren Drähte herausstellte. Besonders gravierend traten diese Probleme im Laufe des Jahres 1995 zutage. Am Ende dieses Jahres und Anfang 1996 war es auch nicht mehr möglich, die Driftspannung auf den Nominalwert zu bringen. Der Strom durch den Spannungsteiler war dann höher als der Sollwert, der sich durch die Widerstände der Widerstandskette errechnet. Um der Vermutung einer Verunreinigung im Innern der Kammer auf den Grund zu gehen, wurde der Innenzylinder der Kammer entfernt und die entstandenen Öffnungen durch Plexiglasflansche ersetzt. Beim Herausnehmen des Innenzylinders der CDC war auf diesem eine Staubschicht zu finden. Nach Einbau der Plexiglasfenster wurde die Kammer mit Argon gespült und dann mit Driftspannung versorgt. Es konnten Staubfilamente beobachtet werden, die als stabile Baumstrukturen durch die Hochspannung von einer Leseebene zur nächsten Kathodenebene wuchsen. Diese sogenannten Whiskers konnten als Parallelwiderstände zum Feldkäfig identifiziert werden[3].

Die CDC wurde dann entkabelt und in ein in der Experimentierhalle aufgestelltes Reinzelt transportiert, um dort mit Hilfe des CDC-Herstellers (STIPE Saclay) durch Abnehmen des Außenzylinders geöffnet zu werden. Die Diagnose der Alterungsmerkmale ergab grob eingeteilt drei Arten von Beschädigungen:

- Wenige schwarze „verbrannte“ Stellen, die auf den Konioberflächen und Leseebenen in der Nähe der Koni lokalisiert waren, von denen die größte eine Ausdehnung von ca. $1dm^2$ besaß. Die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen zum einen elektronenmikroskopische Aufnahmen eines Potential- und Lesedrahts aus einer solchen Region und zum anderen eine Vergrößerung des Lesedrahts. Deutlich sind die Ablagerungen an beiden Drähten zu erkennen. Die beiden Röntgenspektren darunter zeigen die Elementanalyse der Drahtoberfläche und der Ablagerung an dem Lesedraht in Abb. 3.6. In Abb. 3.7 sind die Elemente der Drahtoberfläche zu erkennen: Chrom, Nickel und Silizium[4]. Das Spektrum der Ablagerung (Abb. 3.8) zeigt als Hauptbestandteil Silber und Kohlenstoff. Die Vermutung liegt nahe, daß als Herkunftsort des Silbers die Oberfläche der Koni identifiziert werden kann, da zur Realisierung des Feldkäfigs dieser mit Leitsilber auf die Koni aufgetragen wurde.

- Weiße fleckenartige Ablagerungen, die bei entsprechender Beleuchtung (starkes Gegenlicht oder UV-Lampe im Dunkeln) mit bloßem Auge zu erkennen waren. Die Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen je eine Elektronenmikroskopaufnahme von Potential- und Lesedraht mit einer solchen

[3]Whiskers waren auch bei verschiedenen Gastests für den H1-Detektor beobachtet worden und sind dort auf die Verwendung von PVC-Schläuchen, die zur Gaszuführung verwendet wurden, zurückgeführt worden [Sch96].

[4]Zusammensetzung des ISAOHM Drahts laut Datenblatt: Ni 74,5%, Cr 20%, Mn 0,5%, Fe 0,5%, Si 1,0% und Al 3,5%.

Ablagerung. Die gezeigten Spektren beziehen sich auf den in Abb. 3.10 gezeigten Lesedraht. Das Spektrum in Abb. 3.11 zeigt das Ergebnis der Elementanalyse der Ablagerung und identifiziert diese eindeutig als Kohlenstoffablagerung. Beide Spektren in den Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen Analysen verschiedener Schichttiefen. Die Spektren der Drahtoberfläche in Abbildung 3.12 zeigen neben einem Kohlenstoffmaximum, das nach 60 Sekunden Sputtern fast vollständig verschwindet, die Hauptbestandteile des Zähldrahts Chrom und Nickel. Diese Art der Ablagerungen ließen sich unterschiedlich gut mit Aceton lösen. Teilweise genügte das Bestreichen des Drahts mit einem in Aceton getränkten Pinsel, manchmal mußte ein Skalpell zuhilfe genommen werden.

- Weiße Fäden, die filamentartig an den Drähten hingen. Vermutlich sind diese Fäden in einem Polymerisationsprozeß gewachsen. Die Abbildung 3.4 zeigt eines dieser fadenartigen Gebilde, die eventuell die

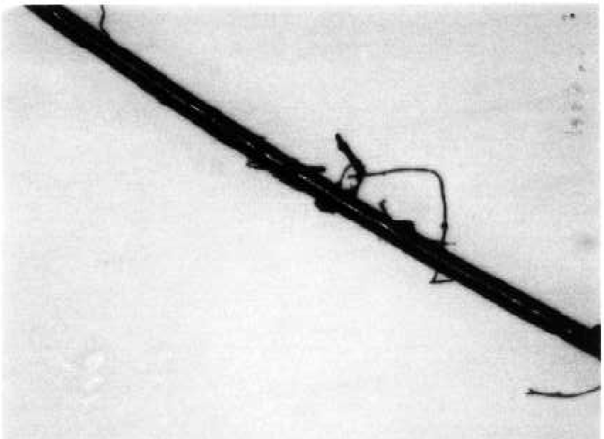

Abbildung 3.4: Lesedraht mit weißen Fäden

  Anfangspunkte und das Ausgangsmaterial zur Bildung der oben beschriebenen Baumstrukturen gewesen waren.

Zusätzlich zur zeitraubenden und mühsamen Reinigung der Kammer wurden die mechanischen Spannungen aller Lesedrähte überprüft. Abbildung 3.13 zeigt am Beispiel des Sektors 1 die mechanische Spannung der Lesedrähte wie sie vor sechs Jahren von der Herstellerfirma und an der GSI an der geöffnten Kammer gemessen wurden[5] [Hil96]. Die Übereinstimmung der Messung von STIPE 1990 mit der GSI-Messung sogar in den Feinstrukturen der Meßkurve ist erstaunlich. Drähte, die oberhalb der 10%-Grenze (in

[5]Aufgrund der Meßmethode über die Eigenschwingungen der Drähte ist die mechanische Spannung in [ms] (Schwingungsdauer) angegeben.

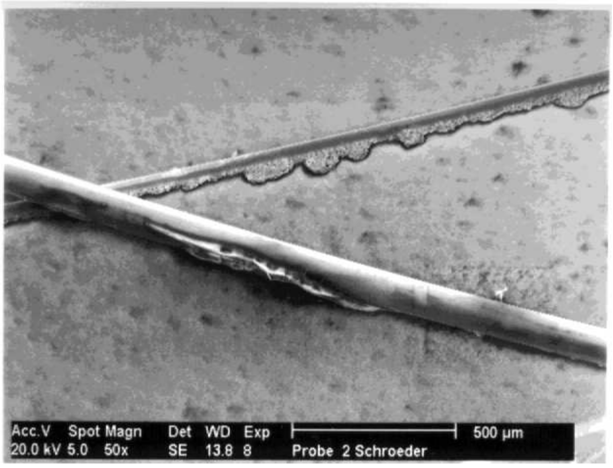

Abbildung 3.5: Zähl- und Potentialdraht

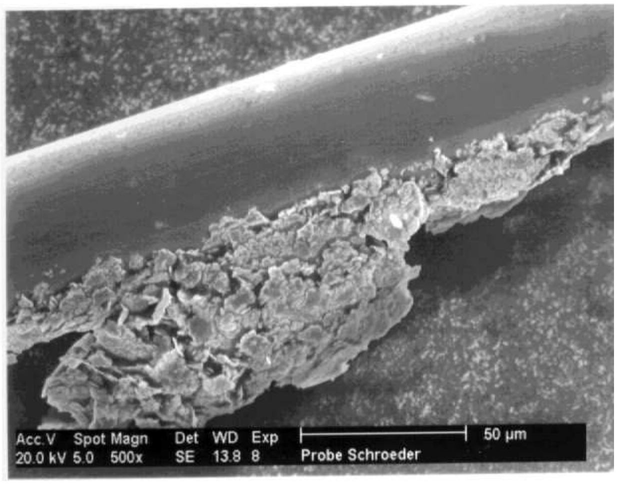

Abbildung 3.6: Vergrößerung des Zähldrahtes

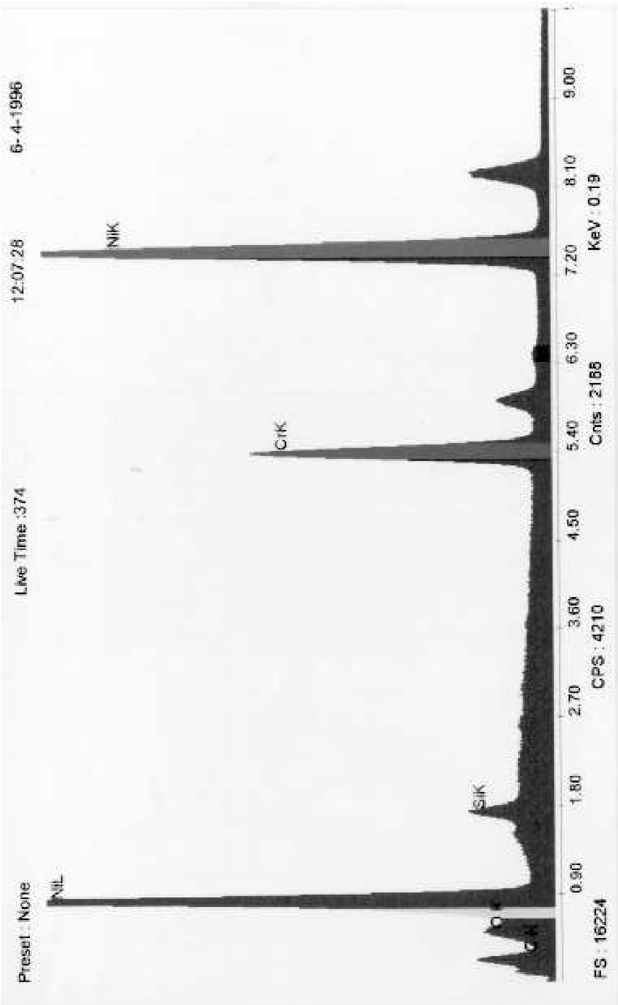

Abbildung 3.7: Spektrum der Drahtoberfläche

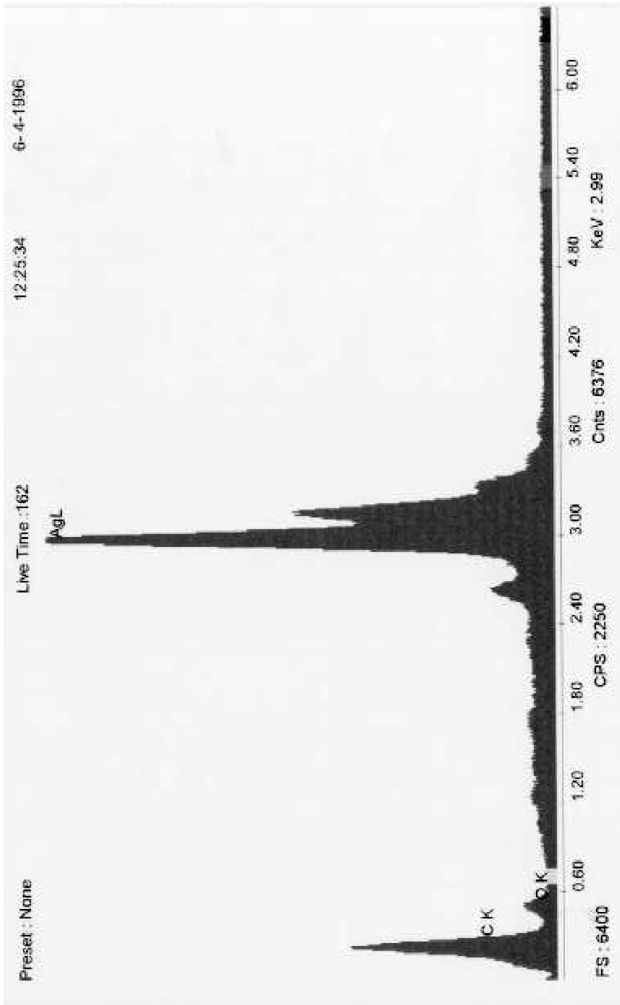

Abbildung 3.8: Spektrum der Ablagerung am Zähldraht

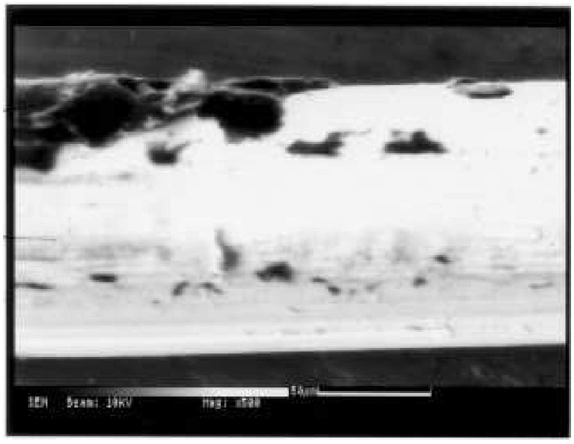

Abbildung 3.9: Potentialdraht mit Kohlenstoffablagerung

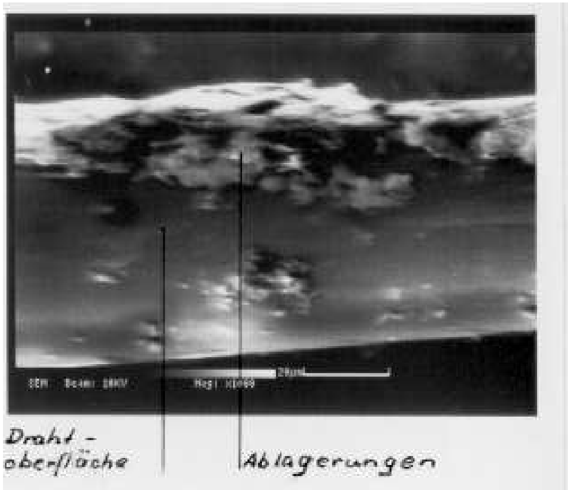

Abbildung 3.10: Lesedraht mit Kohlenstoffablagerung

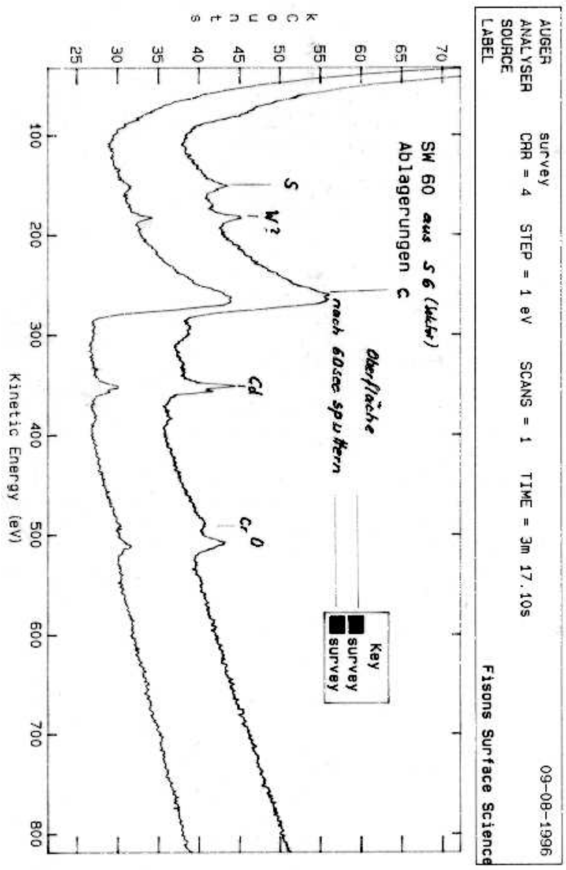

Abbildung 3.11: Spektrum der Kohlenstoffablagerung (des Lesedrahts)

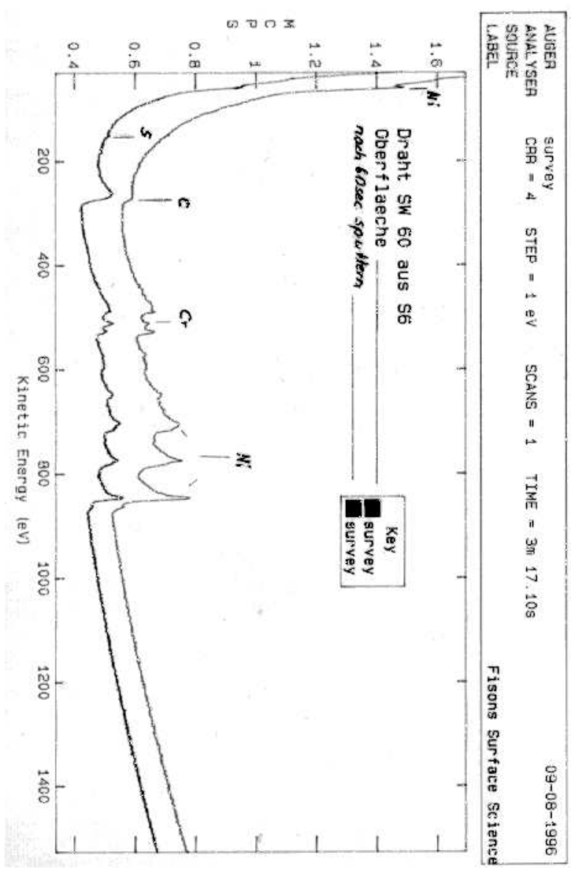

Abbildung 3.12: Spektrum des Lesedrahts an der Drahtoberfläche

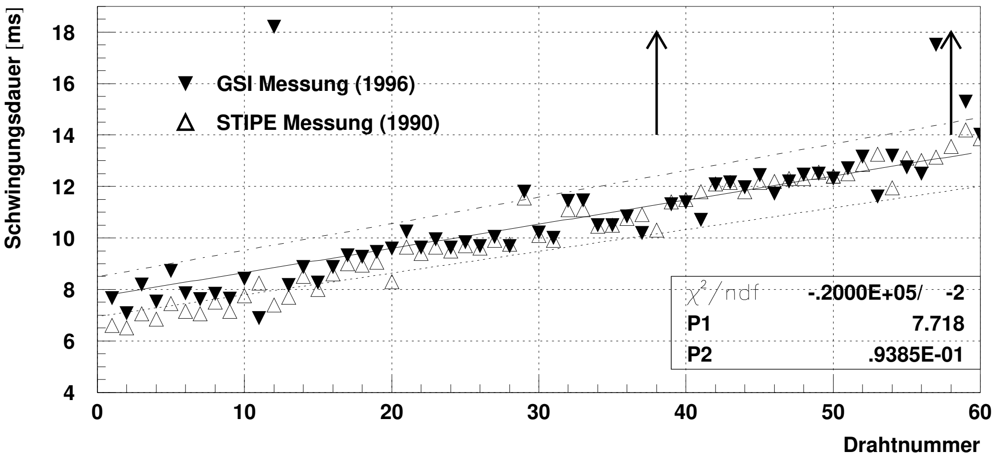

Abbildung 3.13: Drahtspannungen

ms, in Abb. 3.13 durch die gestrichelten Linien angedeutet) lagen, wurden gekennzeichnet. Im Diagramm deuten Pfeile die Drähte an, deren mechanische Spannung außerhalb des dargestellten Frequenzbereichs lag. Die mit dieser Methode als zu „schlaff“ identifizierten Drähte wurden zusätzlich zu den beschädigten Drähten ersetzt, so daß insgesamt 60 Drähte ausgewechselt wurden.

Nach der Beobachtung dieser Alterungserscheinungen stellt sich zum einen die Frage, worin die Ursache der Veränderungen lag, und zum anderen, wie im zukünftigen Betrieb der Kammern solche Erscheinungen vermieden werden könnten. Zwei Mängel stellten sich als besonders gravierend heraus:

- Das existierende Gassystem war mit seinen langen, aus Nylon bestehenden Zu- und Ableitungen nicht geeignet.
- Die Diagnosemöglichkeiten waren sehr begrenzt, insbesondere wurden die Ströme der Leseebenen nicht gemessen, so daß Dauerentladungen wie beim Malter-Effekt nicht registriert wurden.

Beim HELITRON sind Strommessungen während des letzten Jahres dank der Rossendorf-FOPI-Gruppe möglich geworden. In einer Teststrahlzeit im Februar 1996 konnte durch Messung des Malter-Effekts am HELITRON ein Belag auf den HELITRON-Drähten nachgewiesen werden. Auch ohne Teilchenstrahl war durch eine starke ^{90}Sr-β-Quelle der Malter-Effekt meßbar. Solche Dauerentladungen bleiben ohne Strommessung unentdeckt. Eine optische Inspektion der HELITRON-Drähte ergab die zusätzliche Bestätigung, daß auch beim HELITRON erste Alterungserscheinungen vorhanden sind, wenn auch nicht so gravierend wie bei der CDC.

Durch die Strommessung an beiden Kammern ist eine Abschätzung der „gesammelten“ Ladung in der CDC während ihrer gesamten Betriebszeit einschließlich 1996 auf $\sim 0,01C/cm$ möglich. Bei solchen Größen traten auch bei anderen Experimenten schon Alterungserscheinungen auf [Pro86].

Kapitel 4

Ein neuer Drift-Testzähler: PHIDOO

Ziel dieser Arbeit war es, einen Driftgeschwindigkeitstestzähler zu bauen, der einerseits für Gastests und andererseits zur Beobachtung der Gaseigenschaften während Strahlzeiten eingesetzt werden kann. Angestrebt wurde eine Anordnung, die den Aufbau der beiden FOPI-Driftkammern im wesentlichen wiedergibt, aber in handlicheren Dimensionen und ohne Magnetfeld. Vorangegangen waren sehr nützliche Erfahrungen mit dem TPC-Driftgeschwindigkeitsmonitor GOOFIE der NA49-Kollaboration, der an der GSI im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurde [Mar95]. Bei GOOFIE werden die Ionisationsspuren der α-Teilchen zweier α-Quellen (^{241}Am), die unterschiedlich weit von einem gemeinsamen Proportionalzähler entfernt sind, nachgewiesen. Als Startsignal der Driftzeitmessung dient der direkte Nachweis der α-Teilchen durch zwei Proportionalzähler gegenüber den Quellen. Das Signal des Proportionalzählers am Ende des Driftraums dient als gemeinsames Stopsignal. Mit diesem Aufbau ist eine sehr genaue Absolutmessung der Driftgeschwindigkeit möglich, was für die TPC-Anwendung mit etwa 10 mal längeren Driftwegen als bei einer Driftkammer unabdingbar ist. Mit GOOFIE war aber ein Betrieb mit den hohen E-Feldern der FOPI-Driftkammern nicht möglich, da die Spannungsfestigkeit in GOOFIE dadurch begrenzt ist, daß mit Startzählern, die sich in der Nähe der Feldelektroden befinden, die die hohen Driftspannungen führen, gearbeitet wird. Zudem war die Standard-CDC-Mischung mit GOOFIE nicht meßbar, da die α-Teilchen in diesem Gemisch zu kurze Reichweiten haben und die Startzähler nicht erreichten. GOOFIE konnte aus diesen Gründen nicht für die Gastests unter den Bedingungen der FOPI-Driftkammern eingesetzt werden. Deshalb wurde zur Realisierung des Drifttestzählers PHIDOO eine neue Konzeption der Driftgeschwindigkeitsmessung entwickelt, die in der Literatur nicht zu finden ist.

PHIDOO arbeitet nach dem Prinzip einer mittleren Kathode, die links und rechts mit unterschiedlich langen Driftstrecken versehen ist (siehe Abb. 4.3). Entlang der Kathodengrenze werden mit einer ^{241}Am-Quelle α-Teilchen kollimiert eingeschossen. Jede einzelne Ionisationsspur wird in Segmente aufge-

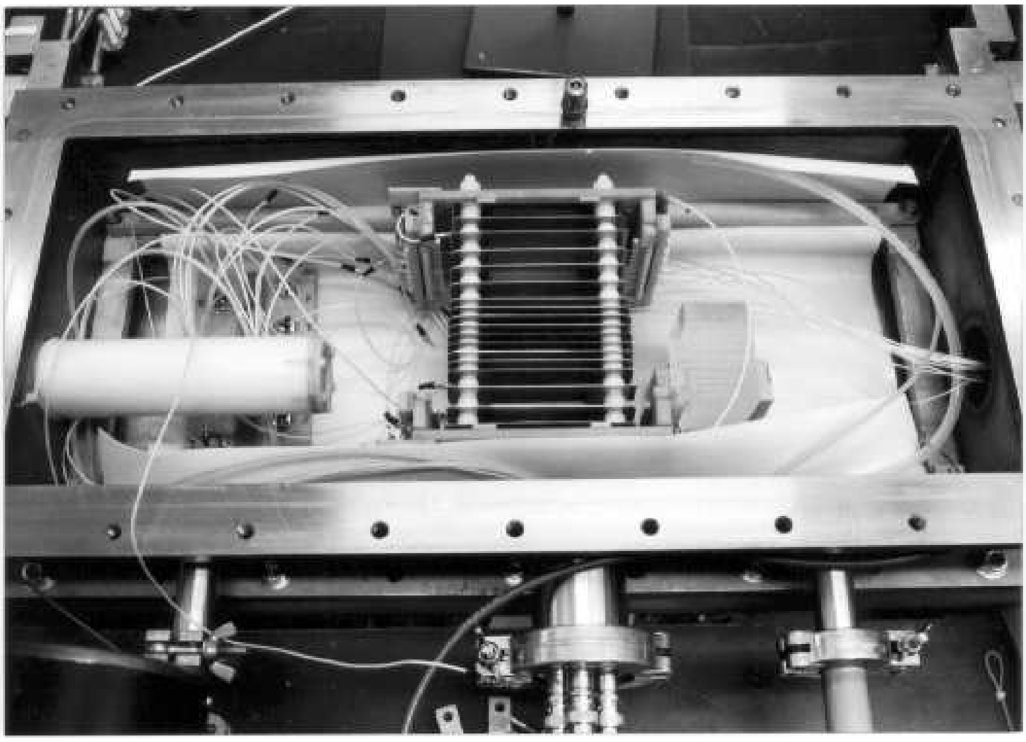

Abbildung 4.1: PHIDOO im geöffneten Metalltopf

teilt, die links und rechts alternierend von beiden Driftfeldern erfaßt werden[1] (vgl. Abb. 4.2). Jedes α-Teilchen produziert somit mehrere Signale auf beiden Leseebenen. Die Driftstrecke B ist doppelt so lang wie die Driftstrecke A, so daß die unterschiedlichen Ankunftszeiten der Signale an den beiden Leseebenen zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit v_{drift} dienen können. Aus Symmetriegründen fallen bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit die Unstetigkeiten der Driftfelder in der Nähe der Kathodenebene und die Inhomogenitäten an den Leseebenen weg, weshalb nur der Längenunterschied der Driftwege im homogenen Teil des E-Feldes in die Geschwindigkeitsbestim-

[1] Man ist nun nicht mehr von der Gasdichte abhängig, da das α-Teilchen nicht mehr direkt nachgewiesen werden muß. Die einzige Bedingung ist eine Reichweite von $2,5cm$, die die von uns getesteten Mischungen erfüllt haben.

mung eingeht. Damit ist eine relativ genaue Messung der Driftgeschwindigkeit trotz kleiner Driftstrecken möglich. Aus diesem Aufbau folgt neben den Vorteilen leider auch der Nachteil, daß einige unpraktische Bedingungen in Kauf genommen werden müssen, um die „symmetrischen Eigenschaften“ der elektrischen Felder zu gewährleisten. Abb. 4.1 zeigt PHIDOO im geöffneten Metallkasten (Erklärung des Bildes im nächsten Abschnitt).

4.1 Experimenteller Aufbau

Die Ionisationsspur eines α-Teilchens aus einer ^{241}Am-Quelle wird durch den Spurteiler (Abb. 4.2) in die beiden Driftregionen A und B geteilt (vgl. Abb. 4.3). Die Driftstrecken betragen $2,91cm$ im Bereich A und $5,66cm$

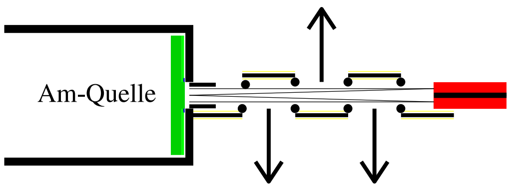

Abbildung 4.2: Ionisationsspurteiler

im Bereich B. Die elektrischen Felder der Driftbereiche werden mit Kupferelektroden, die durch Keramikabstandhalter voneinander getrennt sind, realisiert. Um die Feldeigenschaften des Driftfeldes in unmittelbarer Nähe des Spurteilers zu stabilisieren, ist dort der Elektrodenabstand gegenüber dem Elektrodenabstand des restlichen Driftraumes halbiert ($0,5cm$ gegen $1,0cm$). An den Enden der beiden Driftstrecken werden die driftenden Elektronen mit Ausleseebenen, bestehend aus 5 Zähldrähten und 6 Potentialdrähten, nachgewiesen. Die Zähldrähte sind wie in der CDC und im HELITRON um $\pm 200\mu m$ aus der Ebene der Potentialdrähte versetzt angeordnet. Durch die Benutzung der HELITRON-Kämme ist der Abstand zwischen den Potential- und den Lesedrähten auf $0,5cm$ festgelegt. Durch diesen asymmetrischen Aufbau ist es möglich, durch Messung der Zeitdifferenz zwischen den Ankunftszeiten an der fern- und nah-Ausleseebene und der Kenntnis der Abstandsdifferenz die Driftgeschwindigkeit v_{drift} zu bestimmen. Zwei Spannungsteiler in Form von zwei Widerstandsketten versorgen die Elektroden der beiden Driftbereiche A und B unabhängig voneinander mit der Driftspannung U_{Drift}. Das entstandene Feld ist in Abb. 4.4 als Potentiallinienverlauf nach einer GARFIELD-Rechnung zu sehen. Um die Möglichkeit eines schnellen Gaswechsels zu gewährleisten, ist PHIDOO in einen evakuierbaren Metalltopf eingebaut, der zum Schutz gegen Überschläge zwischen den Hochspannung führenden Teilen PHIDOOs und dem auf Erdpotential liegenden Metall mit gebackenem Teflon verkleidet ist. Der Topf ist mit genügend Durchführungen zum Auslesen

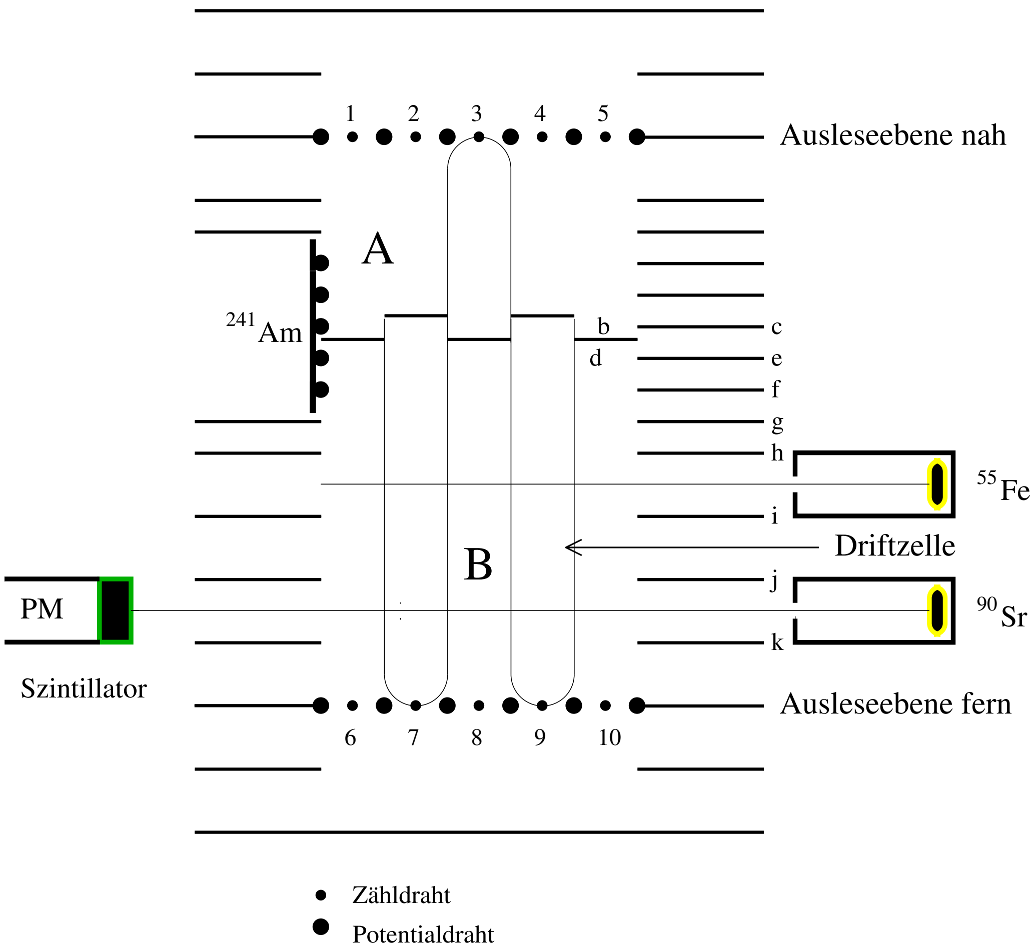

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung von PHIDOO

aller 10 Zähldrähte und mit drei Hochspannungsdurchführungen für die Driftspannung U_{Drift} und die Potentialspannungen U_{fern} und U_{nah} versehen. Die Driftspannung fällt entlang der Driftstrecke A auf ca. $1/2U_{Drift}$ ab, während die Spannung entlang der Driftstrecke B auf Erdpotential abfällt. Die Gasverstärkung wird über die beiden Spannungen U_{fern} und U_{nah} geregelt, wobei die beiden Spannungen an den Zähldrähten anliegen. Dementsprechend muß U_{nah} positiv und U_{fern} negativ sein. Die Potentialdrähte liegen auf der Spannung, die den benachbarten Elektroden entspricht (Erdpotential bei der Ausleseebene fern und $1/2U_{Drift}$ bei der Ausleseebene nah).

Die Abbildung 4.1 auf Seite 30 zeigt PHIDOO im geöffneten Metalltopf. Vorne rechts (am unteren Bildrand) ist der Gaseinlaß, daneben die Hoch-

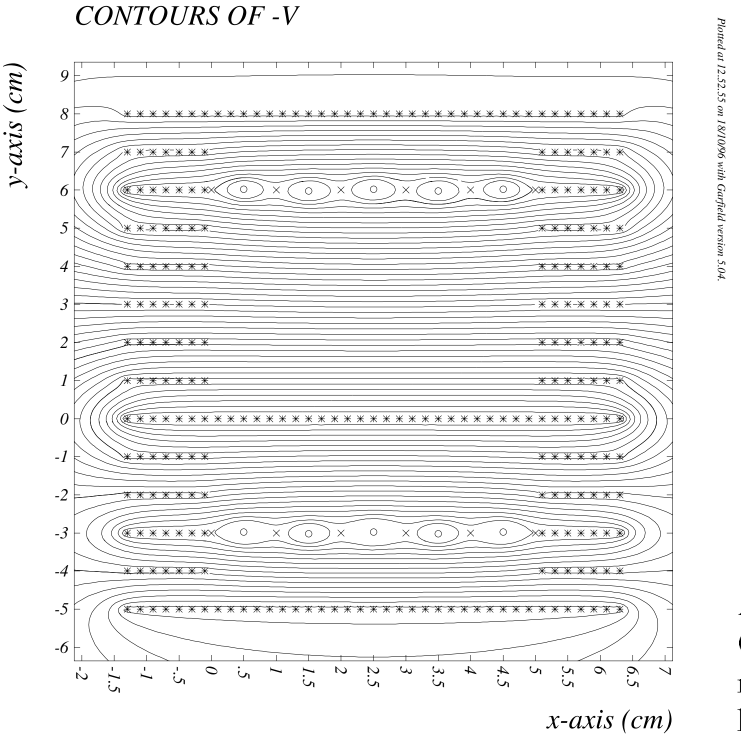

Abbildung 4.4: Mit GARFIELD berechnete Potentialverteilung in PHIDOO

spannungsdurchführungen und der Gasauslaß mit Manometer zu sehen. Das Rohrstück links ist vorne mit einer $20\mu m$ dicken Folie verschlossen und dient zur Aufnahme des Szintillators mit angeschlossenem Photomultiplier. Gegenüber, auf der anderen Seite PHIDOOs ist die β-Quelle zu erkennen. Unter der Szintillatordurchführung sind die Spannungsteiler für die Driftspannung plaziert. Von rechts sind die Kabel zur Auslese der Zähldrähte zu erkennen, die nach ihrer Durchführung direkt in die Vorverstärker münden. Unter dem Aufbau (im Bild nicht zu erkennen) befindet sich die Vakuumpumpe.

4.2 Driftgeschwindigkeitsmessung

Die Driftgeschwindigkeitsmessungen wurden mit dem oben beschriebenen Aufbau durchgeführt. Die zur Messung erforderliche Elektronik ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Signale, die durch Gasmultiplikation der Driftelektronen entstehen, werden bei PHIDOO über einen $1,5nF$ Kondensator ausgekoppelt und an die Vorverstärker des CDC-Typs weitergeleitet. Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wurden meistens die Signale der Drähte 3,7,9 (vgl. Abb. 4.3) verwendet, da die anderen Drähte im „Schatten“ des Spurteilers liegen. Um aus den Signalen Zeitinformationen zu erhalten, werden diese mit

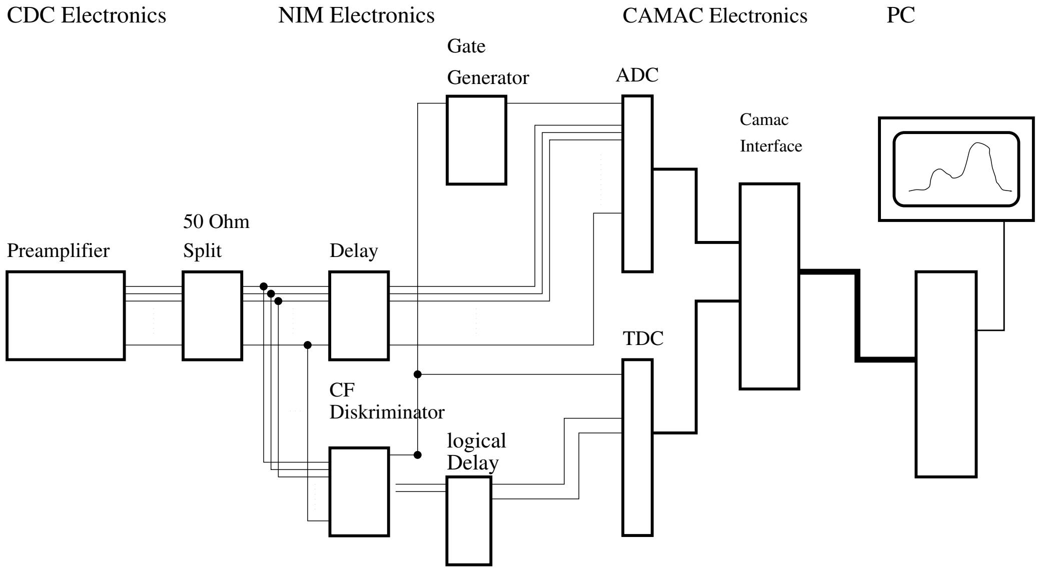

Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der benutzten Elektronik

CF-Diskriminatoren in Normpulse verwandelt. Die Zeitdifferenz der Normpulse (zwischen Draht 3 und 7 bzw. Draht 3 und 9) wird dann vom TDC (Time to Digital Converter) in eine Kanalzahl umgewandelt, die dann über die CAMAC-Schnittstelle vom PC mit dem Programm CAMDA [Ste96] ausgelesen werden kann. Das Auslesen wird über einen bestimmten Zeitraum wiederholt, so daß ein Zeitspektrum entsteht (vgl. Abb. 6.3). Zur Kalibrierung des Zeitnullpunkts werden die Stopsignale in einem logischen Delay um einen festen Wert ($2 \times 370ns$) verzögert, so daß durch Starten und Stoppen des Startsignals mit sich selbst ein Zeitoffset bestimmt werden kann. Um die Beeinflussung der Zeitmessung durch unterschiedliche Pulsformen klein zu halten, ist folgendes Verfahren gewählt worden: Nach Wahl der Driftspannung U_{Drift} wurde durch Verändern der Spannungen U_{fern} und U_{nah} die Pulshöhe auf beiden Seiten mit Hilfe eines Oszilloskops auf einen Wert knapp unter der Saturation der Vorverstärker eingestellt. Leider stellte sich bei diesem Verfahren heraus, daß der Einfluß der Driftspannung auf die Verstärkung nicht unerheblich ist. Der Effekt auf das Driftfeld wurde bei der Vermessung der Driftgeschwindigkeitskurve für die verschiedenen Gasmischungen vernachlässigt, so daß daraus die horizontalen Fehlerbalken folgen, die in Abb. 5.3 im nächsten Kapitel zu sehen sind. Eine Diskussion der Einflüsse der Driftspannung auf das Driftfeld wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.

4.3 E-Felder: In PHIDOO und FOPI

Ein hilfreiches Werkzeug zum Verstehen, Entwerfen und Betreiben von Driftkammern und Proportionalzählern ist das Programm GARFIELD, womit die elektrischen Felder und Potentiale einer spezifischen Zählergeometrie berechnet werden können. Ausgehend von der Geometrie und den angelegten Spannungen, kann man mit GARFIELD Werte für das Driftfeld $|\vec{E}|$ ($\equiv \mathrm{E_D}$) und für das elektrische Feld $\mathrm{E_{max}}$ an der Lesedrahtoberfläche ableiten. $\mathrm{E_D}$ ist maßgeblich für die Driftgeschwindigkeit und $\mathrm{E_{max}}$ bestimmend für die Amplituden der Signale. Anhand dieser Feldberechnungen können die Eigenschaften (z.B. Drift der Elektronen, Amplituden) verschiedener Zählergeometrien verglichen werden. Zudem ermöglichten die GARFIELD-Berechnungen eine Verbesserung des Feldkäfigs bei PHIDOO, die später zur Optimierung der FOPI-Kammern führten.

In den Abbildungen 4.6 bis 4.8 sind als Beispiele die gerechneten Potentialverläufe verschiedener Zählergeometrien dargestellt: Abb. 4.6 ein runder Proportionalzähler, Abb. 4.7 ein Proportionalzähler mit quadratischem Außenprofil und Abb. 4.8 ein Volumenelement einer Driftkammer in der Nähe eines Zähldrahtes. Allen drei Abbildungen liegt der gleiche Zähldrahtdurchmesser von $50\mu m$, sowie der gleiche Abstand Zähldraht-Kathodenoberfläche bzw. Potentialdraht zugrunde. Aus den Abbildungen ist ersichtlich, daß in der Nähe des Zähldrahts (einige Zähldrahtradien) die Potentiallinien sich sehr gut als Kreise approximieren lassen. In diesem Bereich findet auch die Multiplikation statt, so daß diese nur über E_{max} von der Geometrie abhängt. Die Feldstärke als Funktion vom Abstand r in der Nähe des Drahts läßt sich daher durch die folgende einfache Formel ausdrücken:

$$E(r) = E_{max} \cdot \frac{r_i}{r}, \tag{4.1}$$

wobei E_{max} aus GARFIELD entnommen wird und r_i der Zähldrahtradius ist. Im Fall der Zylindergeometrie mit der Potentialspannung U_{pot}, dem Innenradius $r_i = 0,0025cm$ und dem Außenradius $r_a = 0,5cm$ gilt:

$$E_{max} = \frac{U_{pot}}{ln(r_a/r_i)} \frac{1}{r_a} = 75,5 \cdot U_{pot} \quad [V/cm]. \tag{4.2}$$

Wie aus Abb. 4.9 ersichtlich, gibt die Gleichung 4.1 die GARFIELD-Werte für die Kammergeometrie sehr gut wieder. Bei Driftkammern hängt aber E_{max} sowohl von der angelegten Potentialspannung U_{pot}, als auch von der Driftspannung U_D (allgemeiner vom Driftfeld E_D) ab. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.10 dargestellt: Die Driftspannung U_D wurde zwischen $-2000V$ und $-4000V$ gegenüber der Potentialspannung $U_{pot} = 0$ variiert, während die Spannung

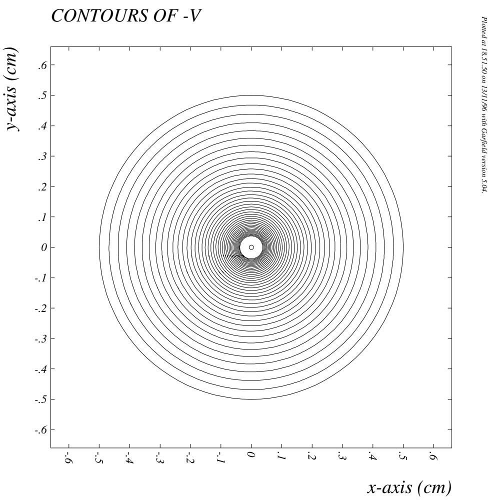

Abbildung 4.6: Runder Proportionalzähler (1cm Durchmesser)

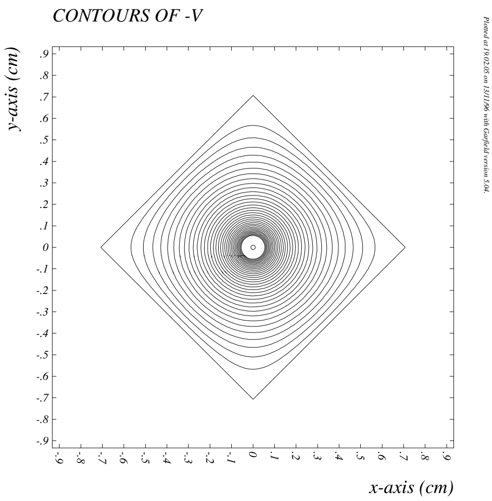

Abbildung 4.7: Quadratischer Proportionalzähler (1cm Kantenlänge)

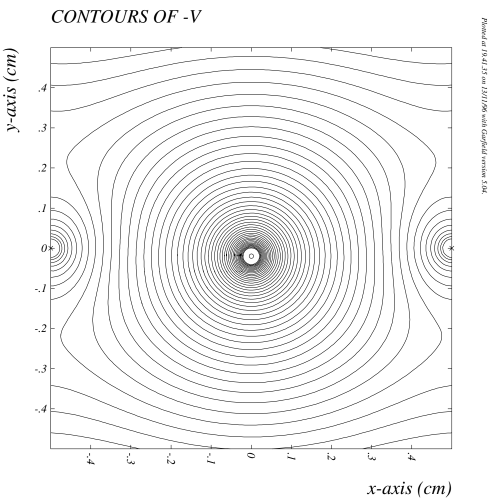

Abbildung 4.8: Potential um Zähldraht (1cm Potentialdrahtabstand)

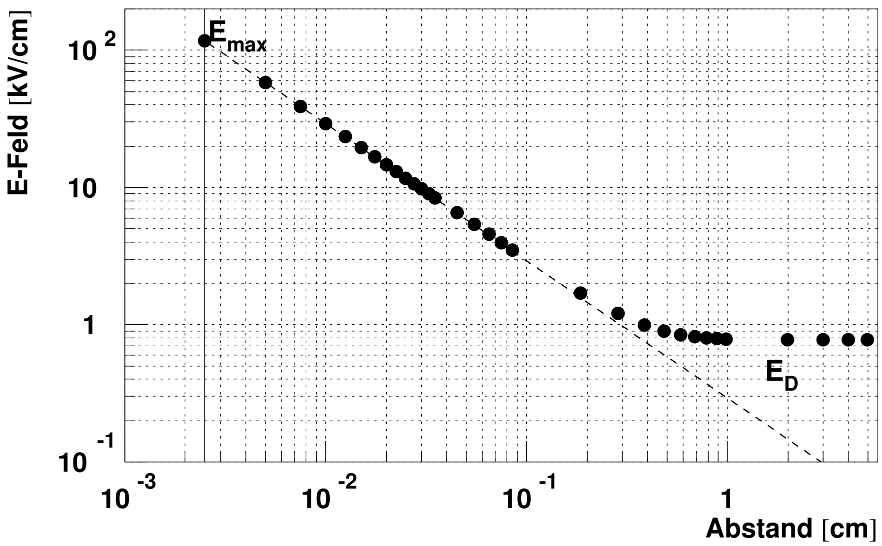

Abbildung 4.9: E-Feld als Funktion des Drahtabstands. Punkte: mit GARFIELD berechnete Werte, gestrichelte Funktion: Verlauf der Gleichung 4.1, senkrechte Linie: Andeutung des Lesedrahtradius

am Zähldraht um $400V$ im Bereich von $1200V$ bis $1600V$ variiert wurde. Zum Vergleich ist E_{max} nach Gleichung 4.2 mitangegeben. Entsprechende Zahlenwerte sind der Tabelle 4.2 zu entnehmen. Mit Hilfe der Angaben von E_{max} aus der Abb. 4.10 können die Amplituden in Driftkammern und einfachen Proportionalzählern verglichen werden. Den GARFIELD-Berechnungen zur Gestaltung des PHIDOO-Feldkäfigs wurde eine planparallele Geometrie zugrundegelegt, bestehend aus Äquipotentialflächen (Kathodenebenen), die sich im Abstand D symmetrisch über und unter einer Leseebene befanden[2]. Die Größe von D wurde entsprechend der Kammer gewählt, die betrachtet werden sollte. Die laterale Ausdehnung wurde gegenüber D so groß gewählt, daß Randeffekte zu vernachlässigen waren. Aus dieser Geometrie konnte dann der Wert des E-Feldes als Funktion zum Abstand eines Zähldrahtes entnom-

[2]Die Leseebene war mit Drahtdicke, -abstand und Staggering identisch mit der in den FOPI-Kammern und PHIDOO.

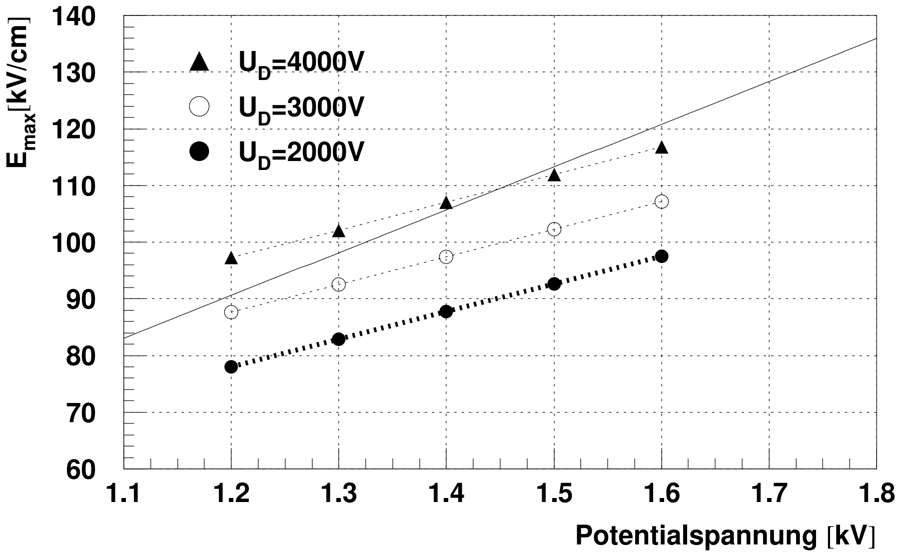

Abbildung 4.10: E_{max} als Funktion der Potentialspannung

men werden (vgl. Abb. 4.10) oder im homogenen Teil des Feldvolumens E_D extrahiert werden. Es zeigte sich, daß in einem Abstand von $\sim 1cm$ der Betrag des E-Feldes bereits den Sättigungswert E_D des Driftfeldes erreicht hat. Die Resultate solcher Rechnungen für das homogene Driftfeld sind in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Der Spannungsverlauf (U_D als Funktion des Abstands zur Leseebene) im Driftfeld von PHIDOO, dargestellt in der Abbildung 4.11, wurde ebenfalls diesen Rechnungen entnommen. Die Bedingungen in Abb. 4.11 entsprechen einer Messung der Driftgeschwindigkeit mit PHIDOO bei $E/P = 1$ und dienten als Grundlage für die Ausarbeitung des Spannungsteilers der PHIDOO-Feldelektroden. Der Betrieb von Driftkammern ist bei gegebenem Feld auf zwei Arten möglich:

- PHIDOO-Konfiguration:
  $U_{pot} = 0; \quad U_{lese} = +1300V; U_D = -4000V$

- FOPI-Konfiguratiom:
  $U_{pot} = -1300; \quad U_{lese} = 0V; U_D = -5300V$

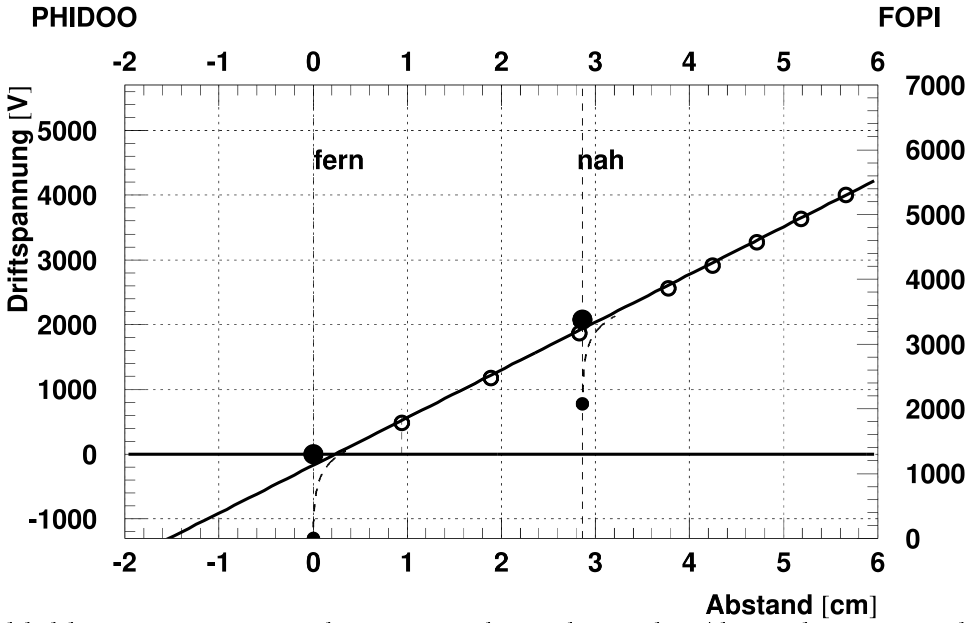

Abbildung 4.11: Potentialspannung als Funktion des Abstands zur Leseebene

Dies ist in Abb. 4.11 durch die beiden Achsenbezeichnungen angedeutet. Beide Konfigurationen unterscheiden sich durch einen Spannungs-Null-Versatz. In den beiden Konfigurationen ist dieser Versatz durch den Fußpunktwiderstand einzustellen, der unterschiedlich in PHIDOO und FOPI definiert ist:

- PHIDOO
  durch die Spannung an der ersten Elektrode k (vgl. Abb. 4.3 und Abb. 4.19), entsprechend dem linearen Verlauf des homogenen Driftfeldes. (siehe Tabelle 4.3)

- FOPI
  durch die Spannung in der Höhe der Leseebene entsprechend dem linearen Verlauf des homogenen Driftfeldes. (siehe Tabelle 4.4)

Der für eine Driftspannung $U_D = 4000V$ und eine Lesedrahtspannung von $U_{lese=1300V}$ optimierte PHIDOO-Spannungsteiler ist am Ende dieses Kapitels abgebildet (Abb. 4.19).

Bei der Einstellung des Fußpunktwiderstands muß im Fall der FOPI-Driftkammern auf ein möglichst gleiches (homogenes) E-Feld bei kleinen und bei großen Radien innerhalb der Sektoren geachtet werden. Anhand dieser GARFIELD-Rechnungen wurde vor der Strahlzeit im September 1996 festgestellt, daß der Fußpunktwiderstand am HELITRON um $\sim 20\%$ größer gewählt werden mußte. Eine Überprüfung der Spannungsteilerverhältnisse bei der CDC hat folgendes ergeben:

Bei einer Einstellung der Spannungen wie während der September'96 Strahlzeit mit $15,0kV$ Driftspannung U_D und $1,6kV$ Potentialspannung U_{pot} ist das E-Feld innen bzw. außen $782V/cm$ und $801V/cm$. Um es innen auf $801V/cm$ zu heben, müßte man den Fußpunktwiderstand von $2,7M\Omega$ auf $2,85M\Omega$ erhöhen. Der oben angegebene Unterschied im E-Feld bewirkt eine um $\sim 0,5\%$ andere Driftgeschwindigkeit innen bzw außen in der Kammer. Zudem bewirken $2,5\%$ Unterschied im Driftfeld einen Unterschied von 20% in der Pulshöhe zwischen den inneren und äußeren Drähten eines Sektors. Derartige Abhängigkeiten können einen Einfluß auf die Spurfindung und damit auf die Impulsbestimmung haben.

U_{Pot} U_D	2000	3000	4000
1200	419,2	538,4	747,6
1300	426,8	591,0	755,2
1400	434,4	568,6	762,7
1500	443,0	606,1	770,3
1600	449,6	613,7	777,9

Tabelle 4.1: Einfluß der Potentialspannung auf das Driftfeld E_D (angegebene Werte in $[V/cm]$)

U_{Pot} U_D	2000	3000	4000
1200	77,97	87,61	97,26
1300	82,86	92,50	102,1
1400	87,74	97,93	107,0
1500	92,63	102,3	111,9
1600	97,52	107,2	116,8

Tabelle 4.2: Einfluß der Driftspannung auf das Feld auf dem Draht E_{max} (angegebene Werte in $[kV/cm]$)

U_{Pot} U_D	2000	3000	4000
1300	396	392	216
1400	408	332	256
1500	445	372	296
1600	488	412	336

Tabelle 4.3: Fußpunktspannungen (PHIDOO) in Abhängigkeit von U_{Pot} und U_D (angegebene Werte in $[V]$)

U_{Pot} U_D	2000	3000	4000
1300	910	990	1071
1400	967	1048	1129
1500	1025	1106	1186
1600	1083	1163	1244

Tabelle 4.4: Fußpunktspannungen (CDC) in Abhängigkeit von U_{Pot} und U_D (angegebene Werte in $[V]$)

4.4 Pulshöhenmessung

Die Pulshöhenmessungen des nächsten Kapitels sind nicht mit PHIDOO direkt durchgeführt worden, sondern wegen der einfacheren Verhältnisse mit einem Proportionalzähler, der in Abb. 4.12 dargestellt ist. Der Zähldraht (CDC-Typ) befindet sich im Zentrum eines quadratischen Zylinders, der aus lötbarem Weicheisenblech mit einer Kantenlänge von $1,0cm$ besteht. Der Zähler ist $7,0cm$ lang und auf einem Stesalitplättchen angebracht. In der Mitte des Zylinders ist, um das Bestrahlen mit der ^{55}Fe-Quelle zu ermöglichen, ein $\varnothing = 0,8cm$ großes, mit $20\mu m$ dicker mit Gold bedampfter Mylarfolie verschlossenes Loch. In dieser Konfiguration liegt der Lesedraht auf Erdpotential und die Potentialspannung liegt am Weichblechgehäuse an. Um auch die Möglichkeit zu haben, den über den Lesedraht abfließenden Strom zu messen, wird der Puls über einen $1,5nF$ Kondensator ausgekoppelt und der abfließende Strom über ein hochempfindliches Ampèremeter ausgelesen. Der

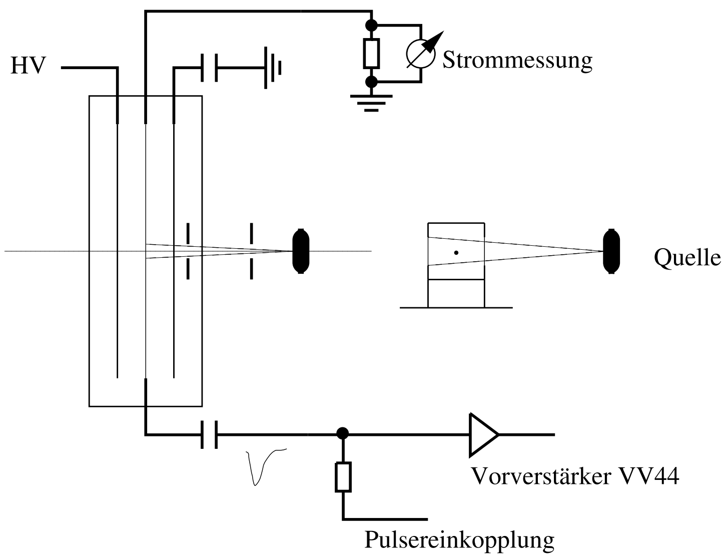

Abbildung 4.12: Proportionalzähler zur Pulshöhenbestimmung

Puls wird dann in einem 50Ω-Split geteilt. Der eine Teil wird nach Durchgang durch einen CF-Diskriminator zum Erstellen eines Gates für den ADC verwendet und der andere Teil wird in einem Kabeldelay verzögert bis er in dem Gate liegt, wo er dann im ADC integriert wird. Ausgelesen wird der ADC, wie der TDC zur Zeitmessung, über das CAMAC-Interface mit dem auf dem PC laufenden Programm CAMDA. Die mit diesem Proportionalzähler erhaltenen Ergebnisse sind im nächsten Kapitel in Abb. 5.1 zu sehen.

Mit Hilfe der Strommessung kann eine direkte Bestimmung der Gasverstärkung mit der Gleichung

$$I = Rate \times n_T \times q \times G \tag{4.3}$$

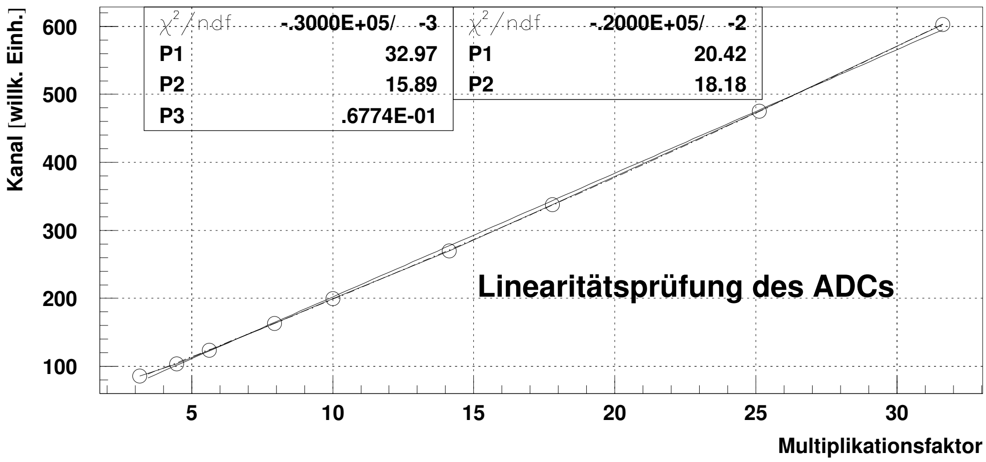

Abbildung 4.13: Linearität des verwendeten ADCs

durchgeführt werden[3]. Hierbei ist I der gemessene Strom, $Rate$ die gemessene Rate der Quelle, n_T die Zahl der Primärelektronen (~ 230 bei der ^{55}Fe-Quelle), q die Elementarladung $(1,6 \cdot 10^{-19} C)$ und G die zu bestimmende Gasverstärkung. Zur Prüfung der verwendeten Elektronik ist in Abb. 4.13 die Linearität des ADCs und in Abb. 4.14 die Linearität des TDCs dargestellt. Die Fitparameter P1 bis P3 zeigen das Ergebnis eines quadratischen Fits ($\mathrm{P3x^2 + P2x + P1}$) und die beiden Parameter P1 und P2 sind die entsprechenden linearen Fitparameter (($\mathrm{P2x + P1}$)).

4.5 Pulshöhen zur Alterungsbestimmung

Zur quantitativen Bestimmung von Alterungserscheinungen in Abhängigkeit der Strahlungsintensität wurde zusätzlich ein Proportionalzähler entwickelt, der in dreifacher Ausführung gebaut wurde. In seinem inneren Aufbau entspricht dieser dem Proportionalzähler, der im vorherigen Kapitel beschrieben worden ist, muß aber nicht wie dieser mit PHIDOO in den Gasraum eingesetzt werden. Der Zähldraht ist leicht zu ersetzen und genau positionierbar. Die Pulsereinkopplung und die Auslese des Zähldrahtes werden in der gleichen Weise wie beim zuvor beschriebenen Proportionalzähler durchgeführt (vgl.

[3]Gasverstärkung G: Verhältnis der Anzahl der Primärelektronen n_T zu den in der Lawine gebildeten Sekundärelektronen n_{Lawine}

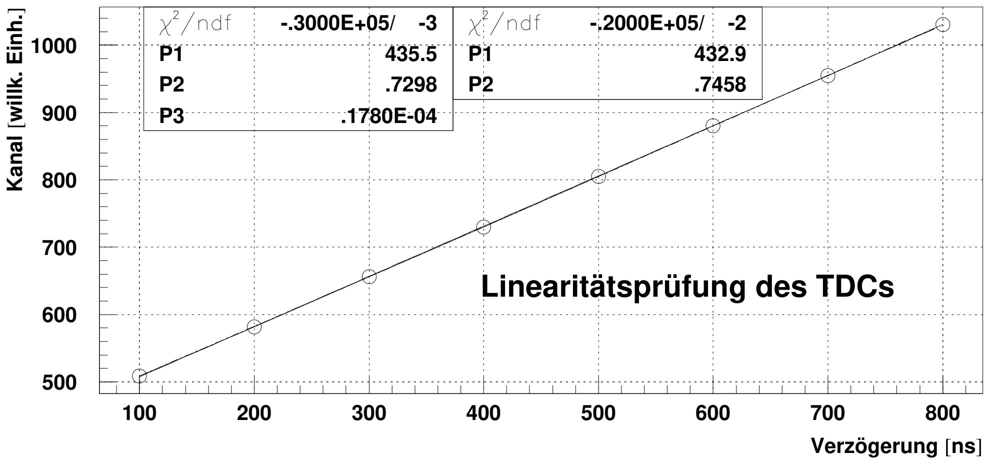

Abbildung 4.14: Linearität des verwendeten TDCs

Abb. 4.12). Um den Zähler besser in den Gasfluß integrieren zu können, ist dieser zwischen zwei KF-Flansche eingebaut, so daß das vergoldete Mylarfenster von außen zugänglich wird. So ist es möglich, mit verschiedenen Quellen in den Zähler zu schießen, ohne daß der Gasfluß unterbrochen werden muß. Durch die dreifache Ausführung kann zu Gastests nun ein Zähler als Referenz genutzt werden, indem er z.B. mit einer ^{55}Fe-Quelle mit geringer Intensität bestrahlt wird und die beiden anderen Zähler zur beschleunigten Alterung mit einer hohen Rate bestrahlt werden. Durch Messung der Pulshöhen aller drei Zähler in gleichen Zeitintervallen über einen langen Zeitraum und anschließendem Teilen der Pulshöhen der beiden Zähler durch die Pulshöhen des Referenzzählers können Alterungserscheinungen nachgewiesen werden. Der Aufbau mit diesen drei Proportionalzählern wurde zum Monitoring des Frischgases und der Brauchgase von HELITRON und CDC während der Septemberstrahlzeit eingesetzt. In Kapitel 6 wird die Konfiguration der drei Zähler und PHIDOOs zur Gasüberwachung während der Strahlzeit und die erhaltenen Ergebnisse beschrieben.

4.5.1 Erste Messungen mit PHIDOO

Eine der ersten Messungen mit PHIDOO war den MIP Amplituden gewidmet. Mit einer kollimierten ^{90}Sr-Quelle (Energiebereich der Elektronen bis $2,274 MeV$) wurde durch das lange Driftfeld PHIDOOs (Driftbereich B) in

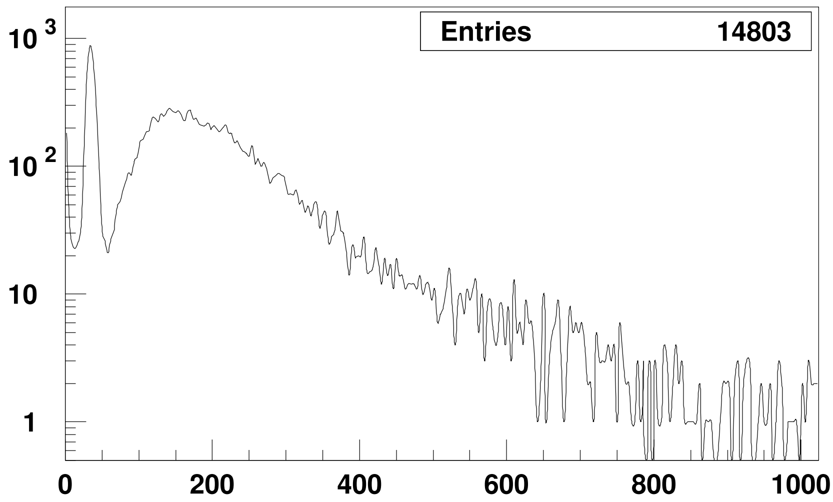

Abbildung 4.15: MIP-Spektrum

einem Abstand von $3cm$ zur Leseebene geschossen (vgl. Abb. 4.3). Der Energieverlust im Detektorgas befindet sich für Elektronen mit einer Energie um 1-$2MeV$ in seinem Minimum ([Sau77] Fig1 S.3). Der Energieverlust beträgt daher ca. $2,44keV/cm$, da der minimale Energieverlust für alle Teilchensorten etwa dem gleichen Energieverlust pro cm Wegstrecke entspricht (vgl. Tabelle 2.1 auf Seite 6). Mit dem der ^{90}Sr-Quelle gegenüber installierten Plastikszintillator konnten die energiereichen Elektronen selektiert werden. Somit wurde sichergestellt, daß nur minimalionisierende Elektronen in die Pulshöhenmessung eingehen. Mit dem Szintillator als Trigger wurde das in Abb. 4.15 gezeigte Spektrum aufgenommen.

Das Spektrum zeigt die typische Form einer Landauverteilung, da der Energieverlust der Elektronen und damit auch aller MIPs Landaufluktuationen unterliegt. Zur Untersuchung der maximal erreichbaren MIP-Amplituden ist die Potentialspannung in PHIDOO variiert worden. Das Ergebnis einer Amplitudenmessung ist in Abb. 4.16 zu finden. Zur Charakterisierung der Pulshöhen ist die Lage des Maximums mit der Breite der halben Höhe als Fehlerbalken gewählt worden (FWHM)[4]. Mit PHIDOO war es mit der verwendeten CDC-Standardmischung möglich, Pulshöhen für MIPs bis zur Sättigung der Elektronik zu erreichen. Limitierender Faktor ist also die Spannungsfestigkeit der FOPI-Kammern. Zu dieser Messung der MIP-Amplituden sind, anders als in der Standardkonfiguration PHIDOOs, die Lesedrähte auf Erd-

[4]FWHM: Full Width Half Maximum

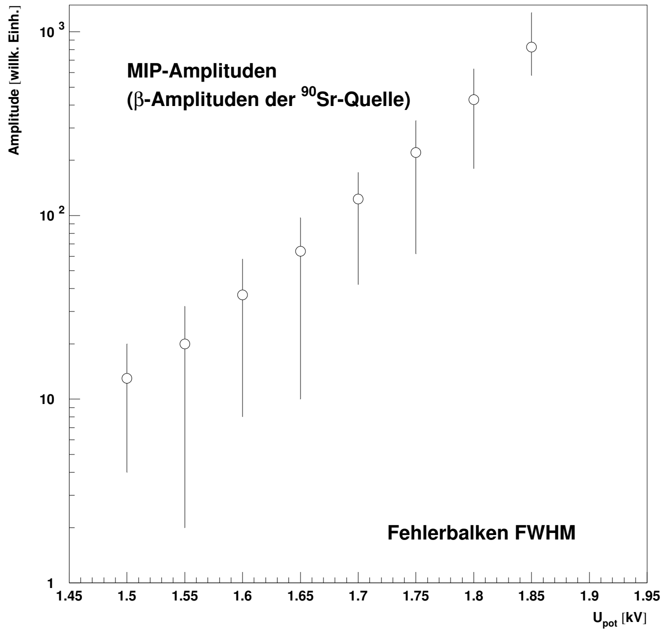

Abbildung 4.16: MIP-Amplituden in PHIDOO

potential gelegt worden. Die bei dieser Messung verwendeten Vorverstärker waren eine GSI-Entwicklung mit der Bezeichnung VV FL 8000. Es folgten einige weitere Hochspannungstests mit den unterschiedlichen Strahlungsquellen, bis die erhaltenen Spektren plötzlich nicht mehr reproduzierbar waren. Die PHIDOO-Leseebene war gealtert. Zum Nachweis von eventuell gebildeten Ablagerungen wurde der Malter-Effekt durch Messung des Stroms der Lesedrähte gezeigt. Die Strommessung wurde in der gleichen Weise durchgeführt wie für die Proportionalzähler beschrieben. Abb. 4.17 zeigt die gemessenen Ströme in Abhängigkeit der angelegten Potentialspannung. Die Fehler der Strommessung sind bei den im nA-Bereich liegenden Strömen mit 30% und im Bereich von einigen Hundert nA mit 10% veranschlagt. Der Verlauf des Stroms zeigt eine Art Hysterese: Erhöhen der Potentialspannung der mit einer Strahlungsquelle irritierten Leseebene zeigt den erwarteten exponentiellen Stromanstieg. Die Potentialspannung läßt sich unter diesen Bedingungen bis zu einer „Sprungspannung“ erhöhen, ab der dann der gemessene Zähldrahtstrom um bis zu zwei Zehnerpotenzen über den Normalwert steigt. Der Stromanstieg verläuft plötzlich und ohne meßbaren zeitlichen Verlauf. Allmähliches Absenken der Spannung reduziert den Strom. Ab einer bestimmten Spannung fällt der Strom wieder auf seinen anfänglichen Wert zurück. Dieses Verhalten kann beliebig oft reproduziert werden. Die Potenti-

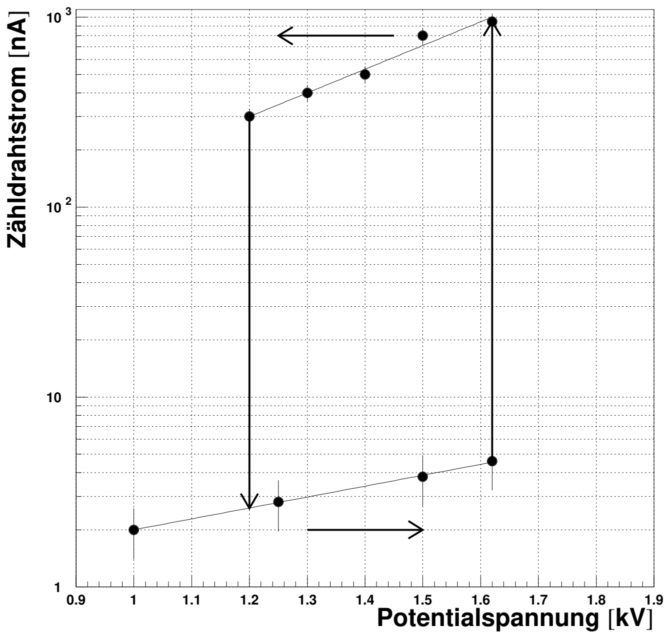

Abbildung 4.17: Malter-Effekt an der in PHIDOO gealterten Leseebene

alspannung, bei der der Stromanstieg zu verzeichnen ist, verkleinert sich von Mal zu Mal. Ist der Malter-Effekt einmal eingetreten, läßt er sich auch durch eine starke Quelle auslösen: Wird an die Leseebene eine Spannung knapp unter der Sprungspannung angelegt, kann z.B. durch Heranführen einer ^{90}Sr-Quelle der Stromsprung ohne erhöhen der Potentialspannung erreicht werden (vgl. Strommessung am HELITRON in Abschnitt 3.3).

4.6 Pulshöhen verschiedener Stahlungsquellen

Die verschiedenen Strahlungsarten radioaktiver Isotope (α- ,β- ,γ-Strahler) können mit einem einfachen Proportionalzähler, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, nachgewiesen werden. Unterschiedliche Energieverluste im Zählergas führen zu unterschiedlichen Pulshöhen. Die Energiverluste pro Zentimeter Wegstrecke und die Teilchenenergie sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. In Abb. 4.18 wurden Pulshöhen verschiedener Strahlungsquellen mit dem in Abb. 4.12 gezeigten Proportionalzähler aufgenommen. Das verwendete Zählgas war wieder die CDC-Standardmischung. Die Messung des gesamten Spannungsbereichs war nur mit den α-Teilchen der ^{241}Am-Quelle möglich, da deren Impulse im Ionisationsbereich gerade noch groß genug waren, um mit speziellen ladungsempfindlichen Vorverstärkern (Mi-

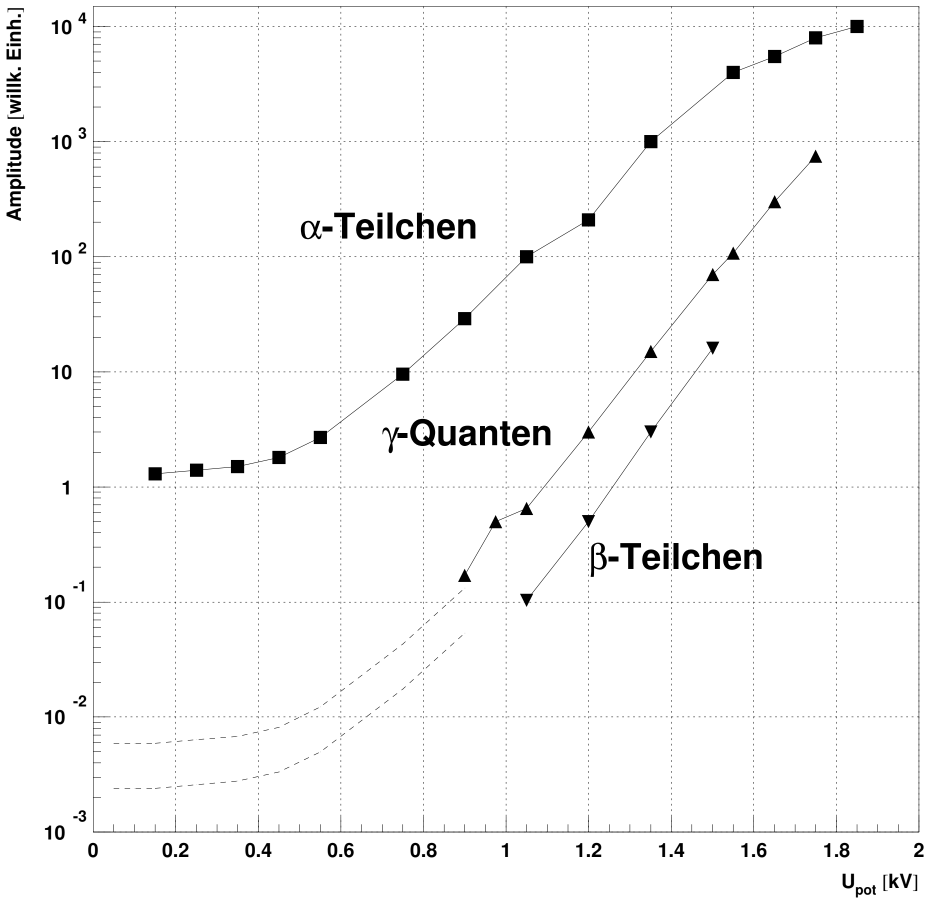

Abbildung 4.18: Amplituden verschiedener Quellen über einen großen Bereich verschiedener Potentialspannungen

Quelle	Teilchenart	Energie $[keV]$	Energieverlust $[keV/cm]$
^{241}Am	α	$5,468 \times 10^3$	$\approx 1 \times 10^3$
^{90}Sr	β	$546 - 2,274 \times 10^3$	2,44
^{55}Fe	γ (Röntgenbereich)	5,9	5,9 (Gesamtenergie)

Tabelle 4.5: Benutzte Strahlungsquellen im Überblick: Energieverluste in Argon unter Normalbedingungen

niCatsa) und Peaksensing ADCs aufgenommen zu werden. Das bei kleinen Potentialspannungen zu sehende Plateau entsteht durch den Nachweis der Primärionisation der α-Teilchen. Der Anstieg der Pulshöhen ab $400V$ Potentialspannung ist mit der beginnenden Multiplikation am Draht zu erklären, die mit steigender Spannung zunimmt. Der Übergang zum nächsten Plateau wird als Proportionalbereich bezeichnet, da hier die gemessenen Pulshöhen proportional zur Primärionisation sind. Das ab $1,8kV$ eintretende Plateau wird als Geiger-Müller-Bereich bezeichnet, da hier die Betriebsbedingungen für Geiger-Müller-Zählrohre erreicht sind, die unabhängig vom Energieverlust Impulse zählen. Die gemessenen Kurven der ^{90}Sr-β-Quelle und der ^{55}Fe-Quelle sind ebenfalls in Abb. 4.18 eingetragen, so daß ein direkter Vergleich der Energieverluste möglich wird. Die unterschiedlichen Steigungen zeigen ein „Zusammenlaufen" der Pulshöhen für steigende Spannungen in den Geiger-Müller-Bereich an. Die Ordinate ist so gewählt, daß die primäre Ionisation der α-Teilchen $\sim 1MeV/cm$ entspricht. Zur Veranschaulichung des Kurvenverlaufs im Ionisationsbereich der beiden anderen Strahlungsarten ist der Verlauf der gemessenen Pulshöhenkurve der α-Teilchen um das Verhältnis der primären Ionisationen nach unten skaliert (angedeutet durch die gestrichelten Kurven). Der Übergang des skalierten Verlaufs in die gemessene γ-Kurve ist sehr gut reproduziert. Für die gemessene β-Kurve ist eine leichte Abweichung zu sehen. Der Energieverlust der α-Teilchen ist als $1MeV/cm \pm 50\%$ angenommen. Ein Vergleich der Gasverstärkungsfaktoren von Abb. 4.16 mit den aus der Strommessung nach Gleichung 4.3 erhaltenen Werte zeigt eine gute Übereinstimmung.

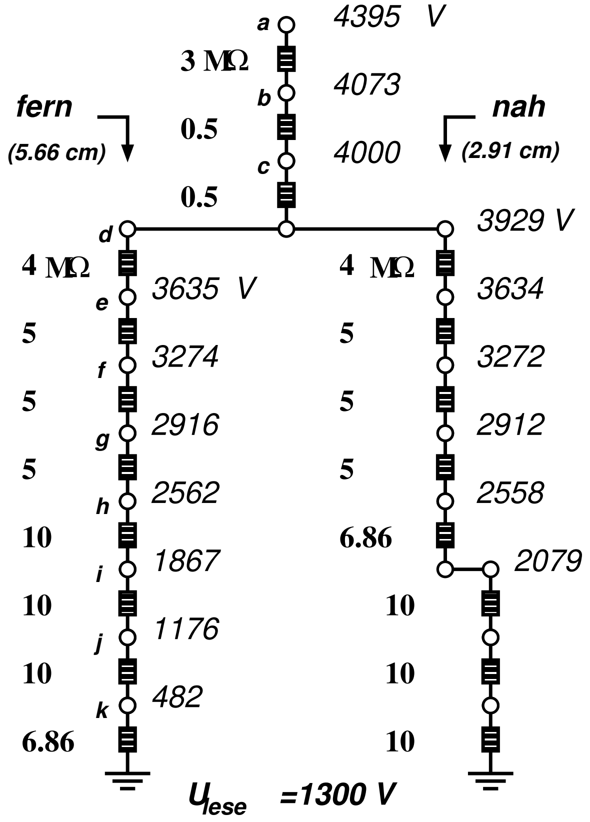

Abbildung 4.19: Optimierter Spannungsteiler

Kapitel 5

Ergebnis der Gasuntersuchungen

Mit PHIDOO und verschiedenen Proportionalzählern wurden Driftgeschwindigkeiten und Pulshöhen verschiedener auf Argon basierende Gasmischungen untersucht. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in diesem Kapitel dargestellt und die Verwendbarkeit der Gasmischungen für die FOPI-Kammern wird diskutiert. Die Messungen beschränkten sich auf fünf Mischungen, die unter verschiedenen Gesichtspunkten ausgewählt wurden. Zum einen P10 (Argon/Methan im Verhältnis [90/10]), da es sich um eine der am häufigsten beschriebenen Gasmischungen handelt und daher zum Vergleich der Meßergebnisse dieser Arbeit mit anderen Arbeiten dienen kann. Die beiden Argon/Methan/Isobutan-Mischungen in den Verhältnissen [88/2/10] und [88/10/2] sind aus „historischen Gründen" gewählt worden, da die erstere das bisher benutzte Standardgemisch darstellt, und die zweite, die sogenannte OPAL-Mischung, die zuerst vorgeschlagene für die FOPI-Driftkammern war. Hinzu kommen zwei Mischungen mit Ammoniak als eine der drei Komponenten, die aufgrund der Aussage der H1-Kollaboration, daß die Pulse, bei der von ihnen verwendeten Mischung bei einer um $300V$ niedrigeren Spannung die gleiche Größe besitzen wie in P10 unter gleichen Bedingungen gemessen, gewählt wurden. Zum einen die original H1-Mischung ((Argon/Ammoniak/Isobutan) im Verhältnis [92,5/2,5/5]) und zum anderen die Mischung Argon/Ammoniak/Methan in den gleichen Verhältnissen wie bei der H1-Mischung. Zu Beginn dieser Arbeit war eine der Fragestellungen, ob eventuell durch eine andere Gasmischung höhere Pulse für MIPs zu erreichen sind. Stellvertretend wurden deshalb die beiden Ammoniakmischungen getestet. Erweitert wurden die Messungen verschiedener Variationen der Standardmischung, um tendentielle Aussage machen zu können, welche Auswirkungen eine Änderung des Sollgemisches hat. Die Ergebnisse dieser Tests sind in der Tabelle 5.1 am Ende dieses Kapitels zusammengefaßt.

5.1 Pulshöhenuntersuchung

Die hier beschriebenen Ergebnisse der Pulshöhenuntersuchungen wurden mit dem in Abschnitt 4.4 beschriebenen Proportionalzähler erhalten. Die Zusammenfassung der Ergebnisse stellt Abbildung 5.1 dar, auf die sich der folgende Abschnitt bezieht. Alle Gase wurden unter den gleichen Bedingungen getestet. Die Einstellungen der Elektronik wurden zu keiner Messung verändert, was den direkten Vergleich aller Ergebnisse sicherstellt. In Diagramm a) ist die Lage des $5,9keV$-Maximums der ^{55}Fe-Quelle in Kanalnummern des ADCs gegen die am Proportionalzähler angelegte Spannung aufgetragen. Diagramm b) zeigt das Verhältnis der Kanalnummern des $5,9keV$-Maximums ($\mathrm{Max}_{5,9}$) und des Escape-Maximums ($\mathrm{Max}_{\mathrm{esc}}$), mit dessen Hilfe eine Aussage über die Saturation der Elektronenlawine gemacht werden kann, da die Energie des Escape-Maximums mit $3,2keV$ bekannt ist, und daher dieses Verhältnis physikalisch bei 1,84 liegen sollte. Saturieren nun die Pulse des ersten hochenergetischen Maximums und die des Escape-Maximums noch nicht, wird dieses Verhältnis kleiner. Diagramm c) zeigt als Maß der relativen Auflösung die Breite des $5,9keV$-Maximums dividiert durch die Lage. Diagramm d) zeigt schließlich die nach Gleichung 4.3 bestimmten Gasverstärkungen. Es folgt nun eine kurze Bewertung der Gasmischungen:

- **P10** Die Vergleichsmischung hat die kleinsten Pulse, d.h. es wird die größte Spannung benötigt, um über die Schwelle des CF-Diskriminators zu kommen ($U_{pot} = 1,64kV$). P10 wird wegen diesem Verhalten und der kleinen Driftgeschwindigkeit nicht in den FOPI-Driftkammern eingesetzt.

- **CDC** Die bisher in den FOPI-Driftkammern eingesetzte Mischung liegt im Vergleich der Pulshöhen aller Gase im Mittelfeld. Mit relativ moderaten Spannungen ($1,53kV$) ist das hochenergetische Maximum über der Schwelle. Die Saturation der Lawine findet erst ab $1,7kV$ statt. Die Energieauflösung ist im Bereich zwischen 9% und 12% in einer Region, die fast alle Gasmischungen einnehmen[1].

- **OPAL** Die Mischung, die am OPAL-Detektor am CERN mit einem Druck von $4bar$ eingesetzt wird, zeigt das gleiche Verhalten wie die CDC-Mischung, jedoch eine stärkere E/P-Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeitskurve (vgl. Abb. 5.3).

- **H1** Diese Mischung zeigt im Vergleich zu P10 tatsächlich die gleiche Pulshöhe bei einer um $300V$ geringeren Spannung. Hier erfüllt die

[1] Saturation: Verkleinerung des Verhältnisses $\mathrm{Max}_{5,9}/\mathrm{Max}_{\mathrm{esc}}$ unter 1,84

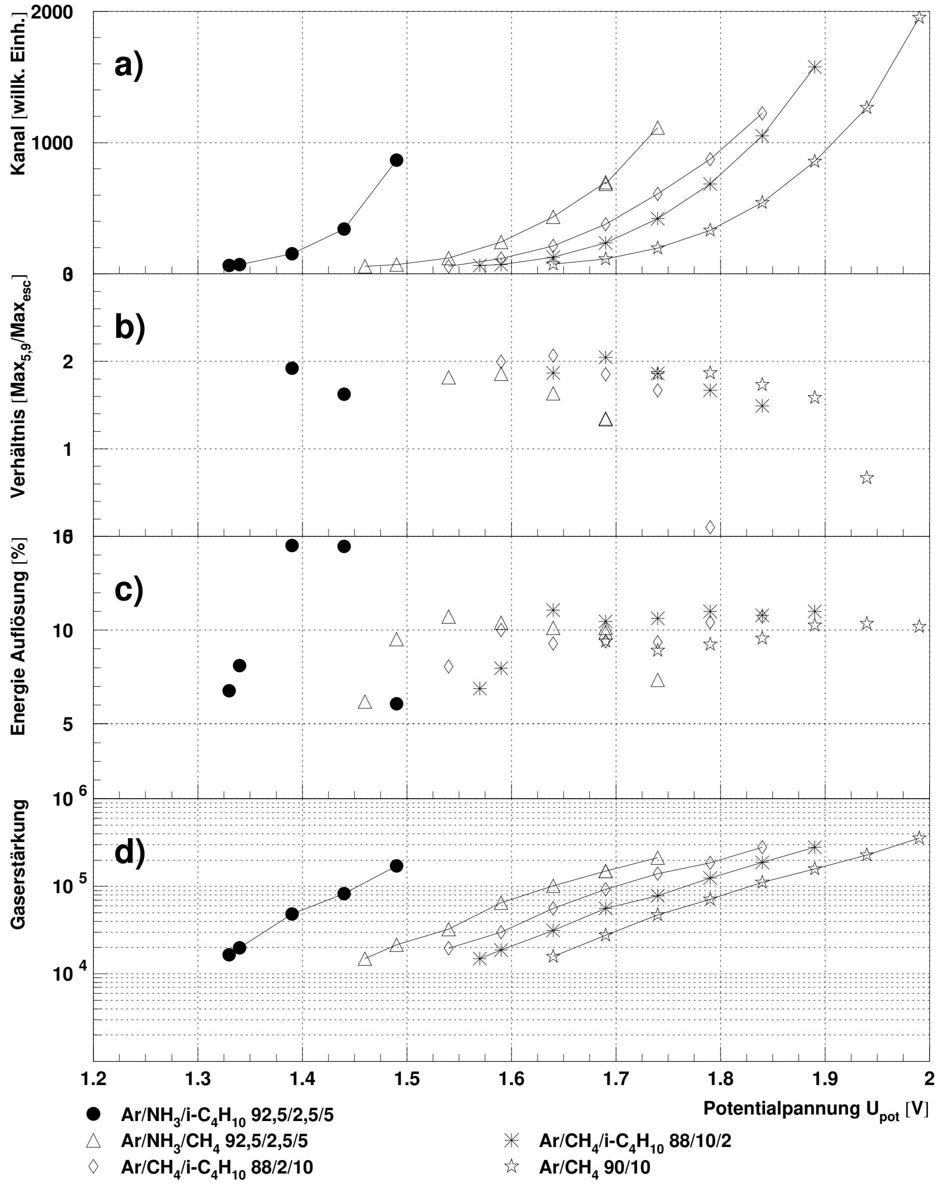

Abbildung 5.1: Pulshöhen der verschiedenen Gasmischungen

Mischung die Erwartungen. In Diagramm b) sind aber schon Schwierigkeiten zu erkennen: Während bei den ersten beiden Meßpunkten das $3,2keV$-Maximum noch nicht über der CF-Schwelle ist (keine Verhältnisbildung möglich), ist das $3,2keV$-Maximum beim letzten Meßpunkt schon in das $5,9keV$-Maximum hineingerückt. Diese Mischung liefert in dieser Darstellung der Verhältnisse nur in einem engen Spannungsintervall ein physikalisch sinnvolles Ergebnis[2]. Für die Energieauflösung c) gilt ähnliches: Die Verteilung des $5,9keV$-Maximums ist in Relation zu den Spektren, die mit den anderen Mischungen erzeugt werden, breit, deshalb die schlechte Energieauflösung (die beiden ersten Meßpunkte ausgenommen, da hier noch nicht das ganze Maximum über die CF-Schwelle gekommen ist)[3]. Der letzte Meßpunkt entsteht bei dieser Mischung durch die Saturation der Vorverstärker, da bei der Spannung von $1,49kV$ fast alle Pulse dieser Mischung die Saturationsgrenze von $600mV$ überschreiten.

- $Ar/NH_3/CH_4$ Diese Mischung verhält sich im wesentlichen wie die Mischungen aus Argon/Methan/Isobutan; jedoch mit dem Vorzug, bei geringeren Spannungen die gleiche Pulshöhe zu liefern.

Die Veränderung der Spektren mit zunehmender Spannung ist in Abb. 5.2 gezeigt. Herausgegriffen wurde stellvertretend das ^{55}Fe-Spektrum in der CDC-Mischung. Diese Spektren wurden mit einem der Zähler aufgenommen, die zur Gasüberwachung eingesetzt wurden. Die Lage der Maxima ist daher nicht mit denen in Abb. 5.1 direkt vergleichbar. Die Linie in allen Spektren bezeichnet die Lage des $5,9keV$-Maximums im Spektrum, das bei $U_{pot} = 1600V$ aufgenommen wurde, und soll als Orientierung dienen. Die Spannung von $1600V$ wurde als Arbeitspunkt während der gesamten Strahlzeit eingehalten. In der rechten Spalte der Abbildung 5.2 ist das „Hineinlaufen“ des Escape-Maximums in das höherenergetische Maximum durch die Saturation der Elektronenlawine deutlich zu sehen. Die schmalen Maxima rechts des ^{55}Fe-Spektrums sind mit dem Pulser erzeugt ($53dB$ und $45dB$ Abschwächung des Pulsersignals) und demonstrieren die Stabilität der Elektronik. Die Lage des Pulsermaximums veränderte sich während dieser Messung um weniger als 0,8% für beide Abschwächungswerte des Pulsers. Das schmale Maximum links in jedem der acht Spektren ist das Pedestal, das durch mit dem Signal unkorelliertes triggern mit dem Pulser entsteht. Das Pedestel stellt die Nullkalibrierung des ADCs dar und wurde in allen gezeigten Abbildungen von der Pulshöhe abgezogen.

[2] In Diagramm b) gilt das für alle Gase und die Meßpunkte, bei denen kein Verhältnis gebildet wurde.

[3] Für die anderen Gase gilt für die ersten Meßpunkte in Diagramm c) das gleiche.

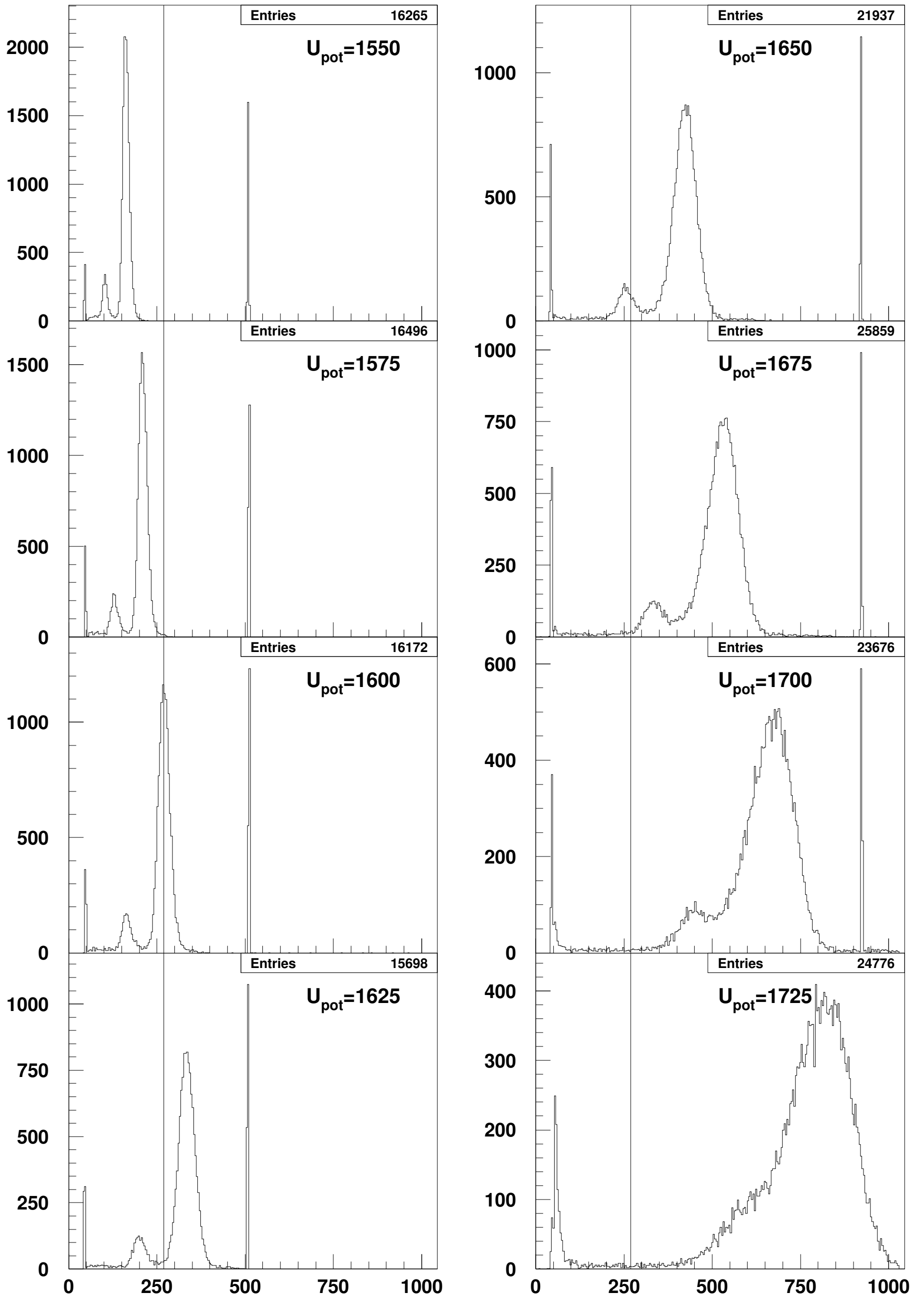

Abbildung 5.2: Veränderung eines ^{55}Fe-Spektrums mit der angelegten Potentialspannung U_{pot}

5.2 Driftgeschwindigkeiten

Die Driftgeschwindigkeiten der verschiedenen Gasmischungen sind in einem E/P-Bereich gemessen, der im wesentlichen mit dem übereinstimmt, dem die driftenden Elektronen im HELITRON durch die Inhomogenität des B-Feldes und der daraus folgenden Änderung des Lorentzwinkels ausgesetzt sind (vgl. Gleichung 2.9). Die Meßergebnisse dieser Driftgeschwindigkeitskurven sind mit der in Kapitel 4, Abschnitt 4.2 beschriebenen Methode erhalten worden. Aus der Änderung der Potentialspannungen während der Messung und den daraus von Meßpunkt zu Meßpunkt veränderten Feldverhältnissen (vgl. Tabelle 4.1) ergeben sich die horizontalen Fehlerbalken zu $\Delta E/E = \pm 0,03$. Der Meßpunkt mit den kleineren Fehlerbalken ist die PHIDOO-Messung, welche mit dem optimierten Spannungsteiler durchgeführt wurde. Der Fehler der Driftgeschwindigkeitsbestimmung ergibt sich aus der Zeit- und Abstandsbestimmung zu 2%. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Rechnungen von B. Schmitt und Macboltz für die OPAL- und CDC-Mischung mit angegeben[4]. Die Driftgeschwindigkeitskurven haben bis auf die der H1-Mischung in dem gemessenen Feldbereich einen sehr ähnlichen Verlauf. Der flache Verlauf der H1-Mischung wäre zwar von Vorteil, doch scheint diese Mischung aufgrund der schlechten Energieauflösung (vgl. Abschnitt 5.1) als Detektorgas für die FOPI-Kammern ungeeignet zu sein.

5.2.1 Variation der CDC-Mischung

Um einen ersten Anhaltspunkt zu erhalten, welchen Einfluß die Änderung einer Gaskomponente auf das Verhalten des Detektorgases in Bezug auf Driftgeschwindigkeit und Pulshöhen mit sich bringt, wurden verschiedene Variationen der Standard-CDC-Mischung gemessen. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist bei einem Feld von $E/E = 1,00 \pm 0,03 V/cm$ mit PHIDOO vorgenommen worden. Ausgegangen wurde von der Standard-CDC-Mischung, die mit der „alten“ Mischapparatur tatsächlich in einem Verhältnis von $Ar/CH_4/i\text{-}C_4H_{10}$ [89,11%/2,29%/8,60%] vorlag (nach einer Messung des Absolutflusses). Die linke Spalte der Tabelle zeigt die Mischungsverhältnisse nach der Umrechnung der Variation auf das Gesamtmischungsverhältnis. Bei den Variationen der CDC-Mischung zeigt sich, daß eine Erhöhung des Isobutananteils einen signifikanten Anstieg der Driftgeschwindigkeit und umgekehrt eine Verringerung des Isobutananteils einen Abfall der Driftgeschwindigkeit in der gleichen Größenordnung zur Folge hat. Gegenüber Variationen des Methange-

[4] Macboltz im Programmpaket GARFIELD

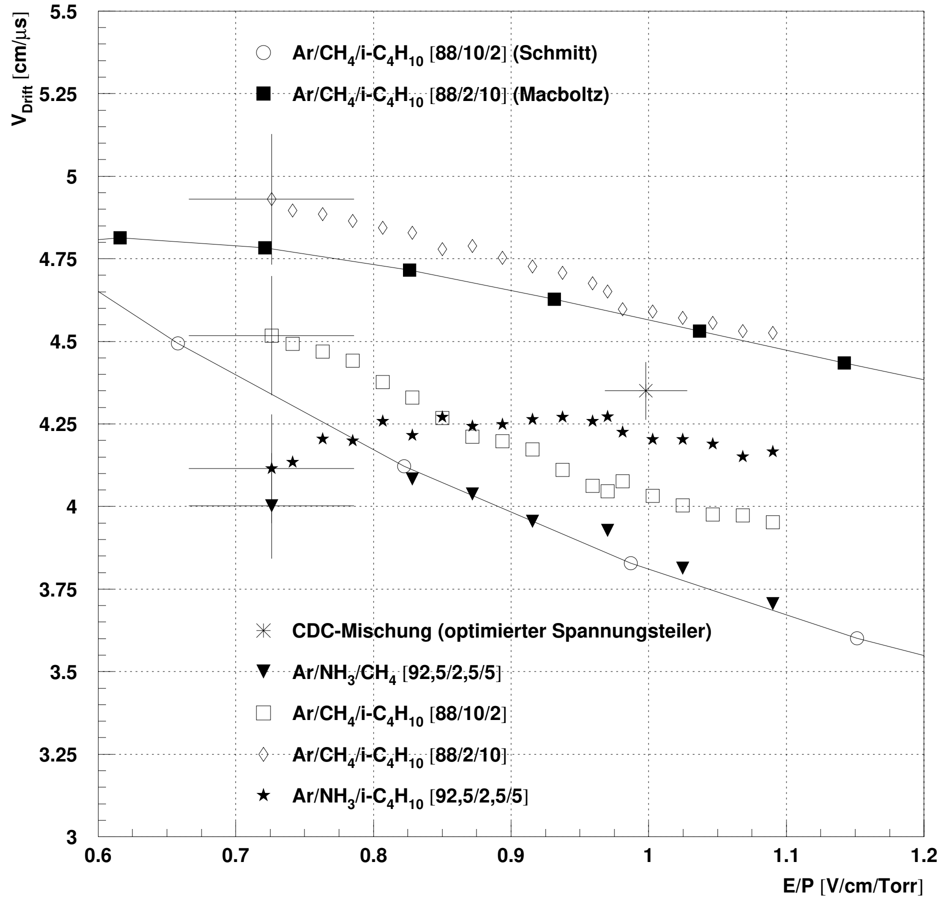

Abbildung 5.3: Driftgeschwindigkeiten in verschiedenen Gasmischungen

Ar [%]	CH_4 [%]	i-C_4H_{10} [%]	Art der Variation	v_d [$cm/\mu s$]	Δv_d [%]	Amplitude [Kanalnummer]
86,92	2,23	10,84	+40% i-C_4H_{10}	4,948	+6,4	103,8
90,41	2,33	7,27	-17% i-C_4H_{10}	4,350	-6,5	442,7
88,10	3,40	8,50	+59% CH_4	4,676	+0,5	189,7
89,63	1,73	8,65	-25% CH_4	4,518	-3	315,0
89,11	2,29	8,60		4,651		
Standard CDC-Mischung						
88,95	1,97	9,42		4,591		301,3
88,95	1,97	9,42		4,564		
+ 3000$ppm$$H_2O$						

Tabelle 5.1: Variationsmessungen

halts ist die Driftgeschwindigkeit nicht sehr sensitiv, da der Methangehalt der Gesamtmischung nur zwischen 1,7-3,4% liegt und die Driftgeschwindigkeit im wesentlichen nur von den Hauptkomponenten des Detektorgases Argon und Isobutan bestimmt wird. Die Pulshöhen zeigen ein sensibleres Verhalten. Eine Verringerung der Menge des Methans bzw. Isobutans brachte eine Erhöhung der Pulse um den Faktor 4 bzw. 2. Zusätzlich sind in Tabelle 5.1 die Mischverhältnisse und die gemessene Driftgeschwindigkeit für die „neue“ Mischapparatur mit und ohne Wasserzusatz enthalten.

5.2.2 Abhängigkeiten um den Arbeitspunkt der Driftkammern

Bei einer Strahlzeit von mehreren Wochen wie im September'96 sollen Driftgeschwindigkeit und die Pulshöhen konstant gehalten werden, so daß bei der Analyse der Daten die Kalibrierungsgrößen sich nicht oder nur geringfügig ändern. Änderungen wie z.B. des Atmosphärendrucks sind unvermeidbar und müssen deshalb registriert werden.

Ausgehend von den Forderungen der Datenanalyse in Bezug auf Impulsbestimmung und Teilchenidentifikation lassen sich die zulässigen Grenzen für Änderungen der Driftgeschwindigkeit v_{drift} und Amplitude A wie folgt abschätzen:

$$\frac{dv_{drift}}{v_{drift}} < 0,4\% \qquad \frac{dA}{A} < 5\%.$$

Beide Größen werden von vielen Parametern bestimmt, so daß Änderungen der Driftgeschwindigkeit v_{drift} und der Amplituden A durch Änderungen der

Potentialspannung U_{pot}, der Driftspannung U_D, des Drucks P, der Temperatur T, des Isobutanflusses F_{iso} und des Methanflusses $F_{\mathrm{CH_4}}$ hervorgerufen werden können.

	$\Delta U_{pot}/U_{pot}$	$\Delta U_D/U_D$	$\Delta P/P$	$\Delta T/T$	$\Delta F_{iso}/F_{iso}$	$\Delta F_{\mathrm{CH_4}}/F_{\mathrm{CH_4}}$
$\frac{dv_{drift}}{v_{drift}} < 0,4\%$	12,5% ($\sim 200V$)	2,4% ($\sim 290V$)	2% ($15Torr$)	2% ($5,4^oC$)	1,2% ($2,7ml/min$)	11,6% ($5,6ml/min$)
$\frac{dA}{A} < 5\%$	0,35% ($5,6V$)	0,7% ($100V$)	0,56% ($4,3Torr$)	0,56% ($1,6^oC$)	1,7% ($3,9ml/min$)	11,8% ($5,6ml/min$)

Tabelle 5.2: Tolerable Schwankungen um den Arbeitspunkt (erforderliche Genauigkeit zur Überwachung der Meßgröße)

Die Tabelle 5.2 erfaßt die tolerierbaren Schwankungen all dieser Parameter, um die oben angegebene Bedingung zu erfüllen. Zusätzlich zu diesen Anforderungen sollte auch die Toleranz der geometrischen Genauigkeit der Driftkammern, insbesondere Zähldrahtdurchmesser und Abstand Zähldraht-Potentialdraht, diskutiert werden. Aus Tabelle 5.2 kann man erkennen, daß Überwachung und genau reproduzierbare Einstellungen von Driftgeschwindigkeiten und Amplituden durchaus mit hohen Anforderungen verbunden sind.

Kapitel 6

Strahlzeit September 1996

Während der Strahlzeit September 1996 wurde zum erstenmal die CDC-Mischung mit zusätzlich $3000ppm$ Wasser eingesetzt. Zu diesem Zweck wurde das Gassystem entsprechend Abb. 6.1 geändert. Der Argonzufluß wurde geteilt, so daß ein Teil des Argons durch ein gekühltes Wasservolumen geleitet wurde. Die Größe des Argonteilflusses F^P_{Ar} bei festgelegtem Gesamtfluß F und gewünschter Menge Wasserdampf $P_{\mathrm{H_2O}}$ (in %) wurde mit Hilfe der folgenden Formel bestimmt[1]:

$$F^P_{\mathrm{Ar}} = F \times \frac{P_{\mathrm{H_2O}}}{1,22} \times 0,9878. \tag{6.1}$$

Es ergibt sich für einen Gesamtfluß von $2443ml/min$ und einen Wasserdampfanteil von 0,15% ($1500ppm$) ein Teilfluß des Argons von $296,7ml/min$. Die während der gesamten Strahlzeit eingehaltenen Gasflüsse lagen beim Argon bei $F_{\mathrm{Ar}} = 2165ml/min$, beim Isobutan bei $F_{iso} = 230ml/min$ und beim Methan bei $F_{\mathrm{CH_4}} = 48ml/min$. Der Teilfluß des Argons durch das Wasser betrug $F^P_{\mathrm{Ar}} = 290ml/min$. Das mit Wasserdampf gesättigte Argon wurde dann wieder den Trockengasen zugeführt. Die entstandene Mischung sollte damit $1500ppm$ Wasserdampf enthalten. Mit dieser Methode läßt sich im Prinzip durch die Wahl der Temperatur des Wassers und des Argonteilflusses die gewünschte Wassermenge in die Gasmischung einbringen. Aus dem Wasserverbrauch während der Strahlzeit ergab sich, daß der tatsächliche Wasserdampfanteil in dem Kammergas $3000ppm$ betrug. Die Diskrepanz zu dem berechneten Wasseranteil liegt vermutlich an der Tatsache, daß das Argon vor dem Durchgang durch das Wasser nicht gekühlt wurde, und somit die effektive Temperatur in den Gasbläschen höher war.

Zur Kontrolle der Gaseigenschaften während der Strahlzeit wurde PHI-DOO verstärkt durch drei Proportionalzähler zur Beobachtung sowohl der

[1] nur bei 10^oC gültig

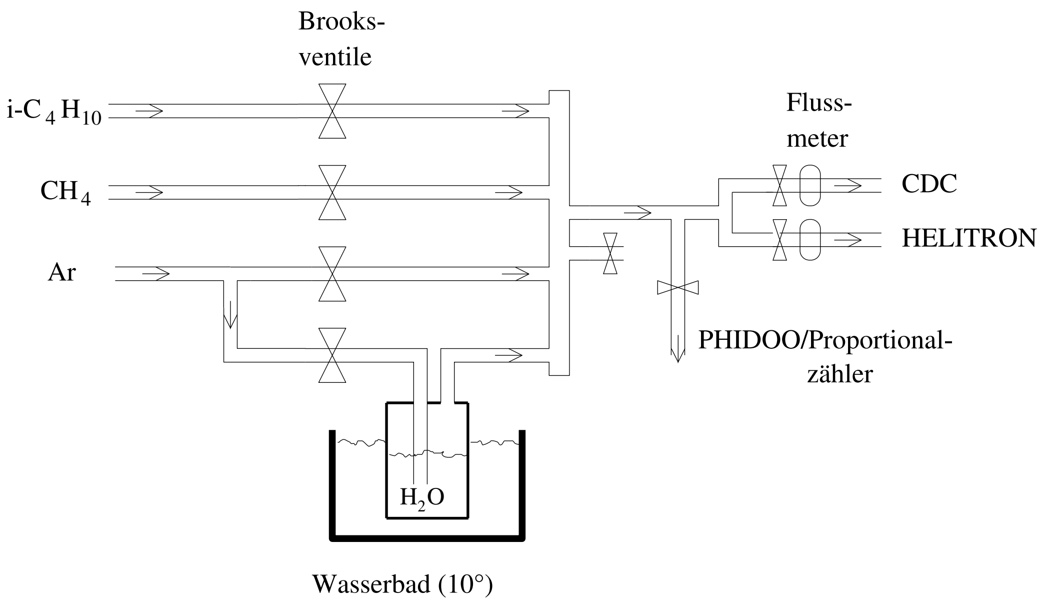

Abbildung 6.1: Das Gassystem während der Strahlzeit 1996

Frisch- als auch der Brauchgase eingesetzt. Abb. 6.2 zeigt den Aufbau PHIDOOs und der Proportionalzähler während der Strahlzeit. Das Frischgas wurde aus der gemeinsamen Zuleitung von CDC und HELITRON abgezweigt und dann durch das PHIDOO-Gehäuse hindurch zum Frischgaszähler geleitet. Die Brauchgase wurden aus den Ableitungen der beiden Drahtkammern direkt entnommen. Die in der Abbildung 6.2 als Kissen bezeichneten Aluminiumverbundwerkstoffkissen dienten als Druckausgleich für die unter leichtem Überdruck arbeitenden FOPI-Kammern und als Vorratsbehälter für PHIDOO, falls Driftgeschwindigkeitsmessungen an den Brauchgasen durchgeführt werden sollten, da dann nach dem Evakuieren des PHIDOO-Kastens dieser schnell wieder mit dem Gas aus dem jeweiligen Kissen gefüllt werden konnte. Es wurde die Entwicklung der Driftgeschwindigkeits- und der Pulshöhenspektren in regelmäßigen Abständen automatisch abgespeichert. Das wurde mit Hilfe einer modifizierten Version von CAMDA möglich.

6.1 Driftgeschwindigkeitsmessung

Während der Strahlzeit wurde das Frischgas ab dem 6. September 1996 über einen Zeitraum von etwa 500 Stunden mit PHIDOO beobachtet. Das zur Messung verwendete Frischgas wurde vor der Teilung des Gasflusses für CDC und HELITRON entnommen (vergl. Abb. 6.1). Der Arbeitspunkt für PHIDOO wurde auf eine Driftspannung $U_D = 4000V$ und eine Lesedraht-

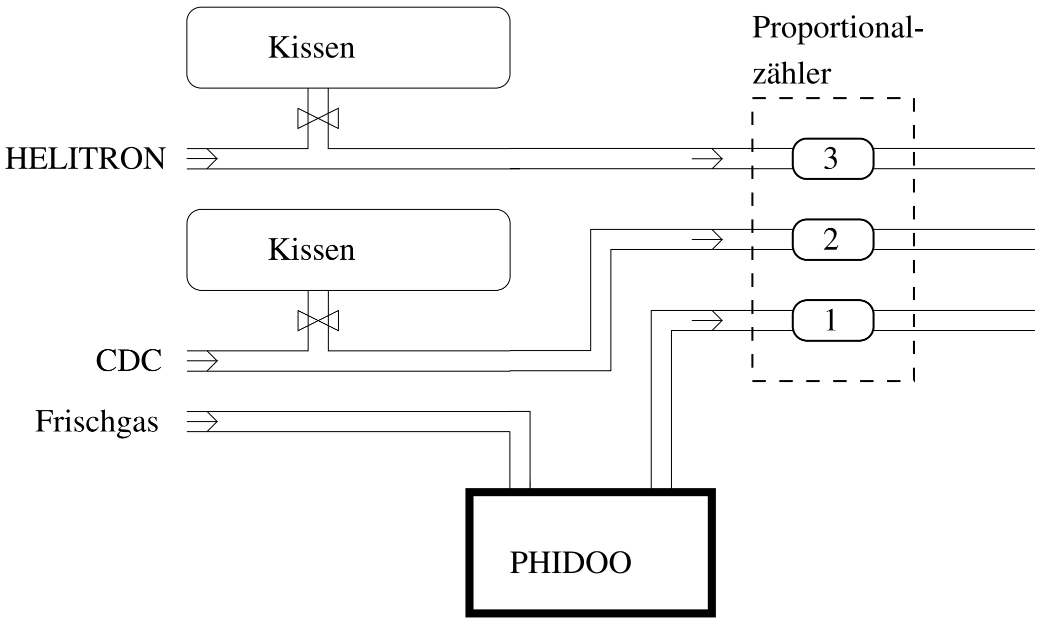

Abbildung 6.2: Konfiguration zum Monitoring

spannung von 1300 festgelegt und konstant eingehalten. Diese Bedingungen entsprechen einem Driftfeld E_D von $\sim 799V/cm$. Die über einen Zeitraum von fünf Minuten aufgenommenen Zeitverteilungen der Drähte 7 und 9 (Abb. 6.3) wurden zur Bestimmung der Driftzeit verwendet. In Abb. 6.4 ist der Verlauf der Driftgeschwindigkeit über den gesamten Zeitraum der Messung dargestellt[2]. Es sind deutlich zwei Bereiche konstanter Driftgeschwindigkeiten zu erkennen. Die eingezeichnete Linie weist auf den Zeitpunkt des Wechsels der Isubotanflasche (von einer Reinheit von 99,5% auf 99,95%) hin. Eine Änderung der Driftgeschwindigkeit um 1% konnte daraufhin mit PHIDOO detektiert werden. Die hier nachgewiesene Änderung führte zu einer häufigeren Driftgeschwindigkeitskalibrierung um diesen Zeitpunkt herum, um den Einfluß einer falsch bestimmten Driftgeschwindigkeit auf die Ergebnisse der FOPI-Kammern zu minimieren.

6.2 Pulshöhenverlauf

Wie die Driftgeschwindigkeit ist auch der Pulshöhenverlauf über den Zeitraum von etwa 500 Stunden gemessen worden. Die Pulshöhen des $5,9keV$-Maximums des Energiespektrums der ^{55}Fe-Quellen sind mit den drei in Ab-

[2]gemessen mit Draht 7.

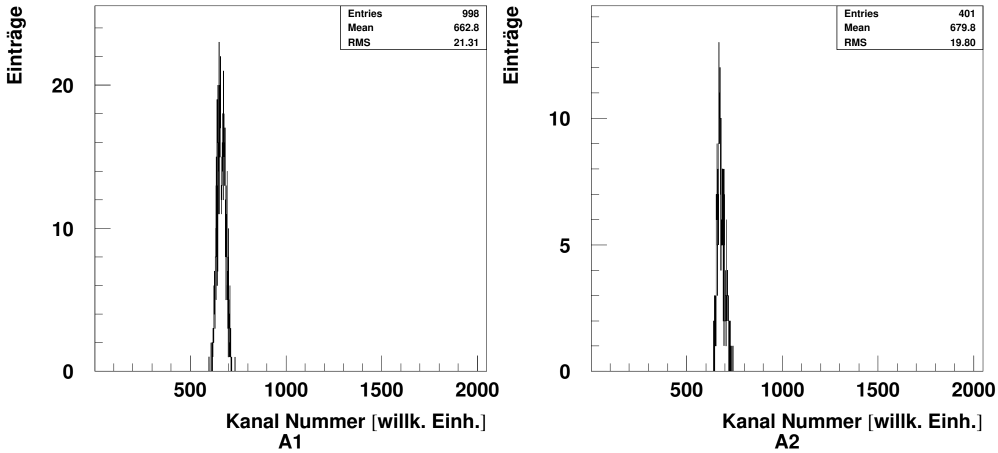

Abbildung 6.3: Driftzeitspektren

schnitt 4.5 vorgestellten Proportionalzählern aufgenommen worden. Zur Untersuchung eventueller Alterungserscheinungen wurden verschieden starke Quellen verwendet. Zähler 1, der als Referenzzähler dient, wurde mit einer Rate von $38Hz$ mit der ^{55}Fe-Quelle 1 bestrahlt, was einem Strom von $0,07nA/cm$ entspricht. Zähler 2 lag mit der Quelle 2 mit $43Hz$ $(0,07nA/cm)$ im gleichen Bereich und sollte daher keine Alterungserscheinungen erfahren. Zähler 3

Zeitabschnitt	Zähler 1	Zähler 2	Zähler 3
I	Frischgas Quelle 1	CDC Quelle 2	HELITRON Quelle 3
II	Frischgas Quelle 1	HELITRON Quelle 2	CDC Quelle 3
III	Frischgas Quelle 3	HELITRON Quelle 2	CDC Quelle 1

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der verschiedenen Versuchsbedingungen der Pulshöhenmessung während der Strahlzeit. CDC, HELITRON bezeichnen die Herkunft der Brauchgase, Quelle 1 bis 3 siehe Beschreibung im Text.

wurde mit einer kollimierten Quelle (^{55}Fe-Quelle 3) und $89Hz$ bestrahlt, was hier einem Strom von $0,63nA/cm$ entspricht. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in Abb. 6.5 zusammengefaßt. Dabei liegen jedoch in den drei durch I bis III gekennzeichneten Zeitabschnitten jeweils andere Versuchsbedingungen vor. In Abschnitt I liegt die in Abb. 6.2 beschriebene Anordnung vor. In Zeitabschnitt II wurde das Brauchgas des HELITRONs zu Zähler 2

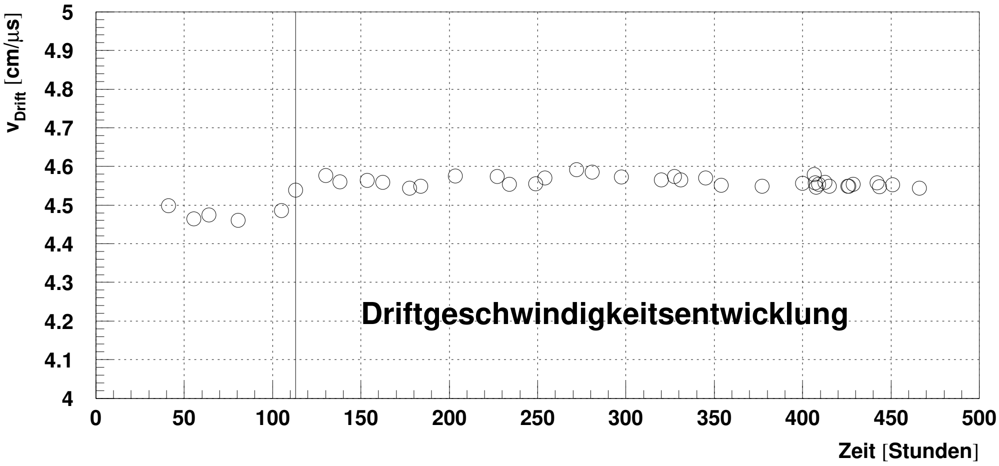

Abbildung 6.4: Driftgeschwindigkeiten während der Strahlzeit

und das Brauchgas der CDC zu Zähler 3 geleitet. Im Zeitabschnitt III wurde als letzte Änderung der Versuchsbedingungen die ^{55}Fe-Quellen von Zähler 1 und Zähler 3 getauscht. Tabelle 6.1 faßt die verschiedenen Bedingungen der Zeitintervalle I bis III noch einmal zusammen.

Diagramm a) zeigt die unkorrigierten Pulshöhen der Zähler 1,2 und 3. Die Tendenz von Zähler 3 während der Meßzeit zu kleineren Pulshöhen ist nur im Ansatz zu erkennen.

Diagramm b) zeigt zur Verdeutlichung der Herkunft der Pulshöhenschwankungen des Referenzzählers den Atmosphärendruck im Verlauf der Meßzeit. Der Vergleich der Diagramme a) und b) zeigt, daß eine Verringerung des Drucks um 1% eine Erhöhung der gemessenen Pulshöhen um 6% mit sich bringt[3] (vgl. 2.21). Da alle drei Zähler mit gleichem Umgebungsdruck betrieben werden, korrigiert die benutzte Methode des Referenzzählers automatisch auf den Druck.

Das Ergebnis ist in Diagramm c) zu sehen, in dem die Quotienten aus den gemessenen Pulshöhen der verschiedenen Zähler und dem jeweiligen Referenzzähler dargestellt sind. In Tabelle 6.2 sind zur besseren Übersicht die verwendeten Symbole aufgelistet.

Im Zeitintervall I zeigen die offenen Quadrate das Verhältnis von Zähler 2 zu Zähler 1 und die offenen Kreise das Verhältnis von Zähler 3 zu Zähler 1. In diesem Zeitabschnitt waren die Zähler entsprechend Abb. 6.2 und Tabelle 6.1

[3]Was mit Beobachtungen an der Aleph TPC übereinstimmt, wonach eine Druckminderung um 0,8% eine Erhöhung der Pulse um 5% zur Folge hat ([Blu94] S. 137).

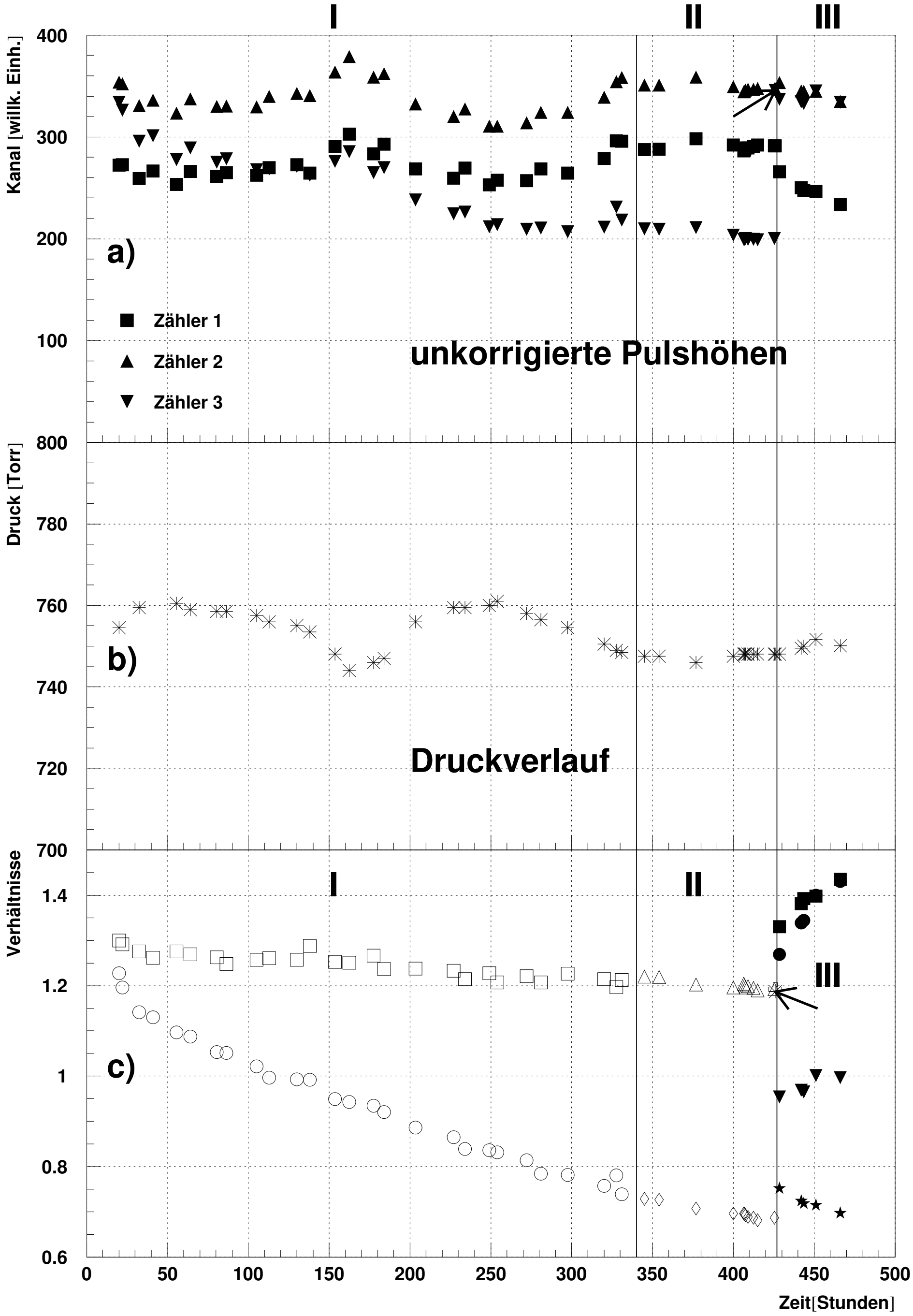

Abbildung 6.5: Pulshöhenentwicklung während der Strahlzeit

mit den verschiedenen Gasen verbunden. Die Verkleinerung der Pulshöhen des Zählers 3 ist nun deutlich sichtbar, was den Schluß zuläßt, daß Zähler 3 einer Strahlungsdosis ausgesetzt war, die Alterungserscheinungen zur Folge hatte.

Um einen Einfluß der Gasmischung auszuschließen, ist in Zeitabschnitt II das Brauchgas des HELITRONs zu Zähler 2 und das Brauchgas der CDC zu Zähler 3 geleitet worden. Hier entsprechen die Dreiecke dem Quotienten Zähler 2 zu Zähler 1 und die Rauten dem Verhältnis von Zähler 3 zu Zähler 1. Da sich jedoch an dem Trend der fallenden Pulshöhen nichts änderte, läßt dies den Schluß zu, daß sich das Gas während seines Durchgangs durch das HELITRON nicht in seiner chemischen Zusammensetzung geändert hat. Um die Lokalität des Alterungsprozesses zu zeigen, wurde die ^{55}Fe-Quelle an Zähler 3 auf eine andere Stelle des Drahts gerichtet, was zu einem sofortigen Anstieg auf die alte, am Anfang der Meßperiode gemessene Pulshöhe führte. Die Messung ist in den Diagrammen a) und b) durch einen Pfeil hervorgehoben. In Bereich III wurden, um die Ratenabhängigkeit zu zeigen,

Zeitabschnitt	Quotient	Symbol
I	2/1	□
	3/1	○
II	2/1	△
	3/1	◊
III	2/1	•
	3/1	■
	1/2	★
	3/2	▼

Tabelle 6.2: Die in Diagramm c) verwendeten Symbole

die Quellen von Zähler 1 und Zähler 3 vertauscht. Damit wird natürlich Zähler 1 als Referenzzähler unbrauchbar (schwarze Kreisflächen und Quadrate in Bereich III), da sofort eine Alterung von Zähler 1 eintritt. Mit Zähler 2 als Referenz, dessen Pulshöhenverlauf während der Meßphase flach war, wird dieses Verhalten deutlich: Die schwarzen Sterne (Quotient Zähler 1/Zähler 2) zeigen die fallenden Pulshöhen von Zähler 1 an, während die offenen Sterne den flachen Verlauf des nun nicht mehr alternden Zählers 3 zeigen. Die lokale Alterung von Zähler 3 ist nun nicht mehr zu sehen, da die nun verwendete Quelle nicht mehr kollimiert ist und somit ein größerer Bereich des Drahtes bestrahlt wird. Die Spektren in Abb. 6.6 zeigen ein „gealtertes“ Spektrum (oben) und das Spektrum der um wenige Millimeter verschobenen Quelle. Das $5,9 keV$-Maximum im Spektrum der verschobenen Quelle ist etwas schlechter

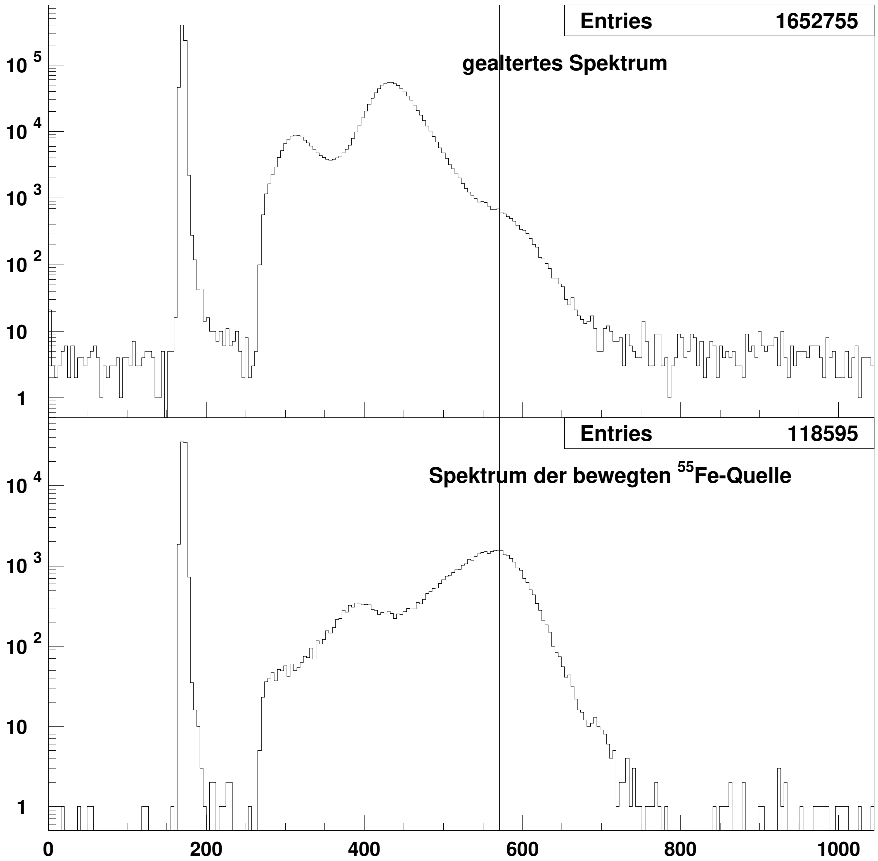

Abbildung 6.6: ^{55}Fe-Spektrum eines gealterten Drahtes und der danach bewegten Quelle. Die ursprüngliche Position des $5,9keV$-Maximums ist im „gealterten“ Spektrum nur noch als Schulter in logarithmischer Darstellung zu sehen

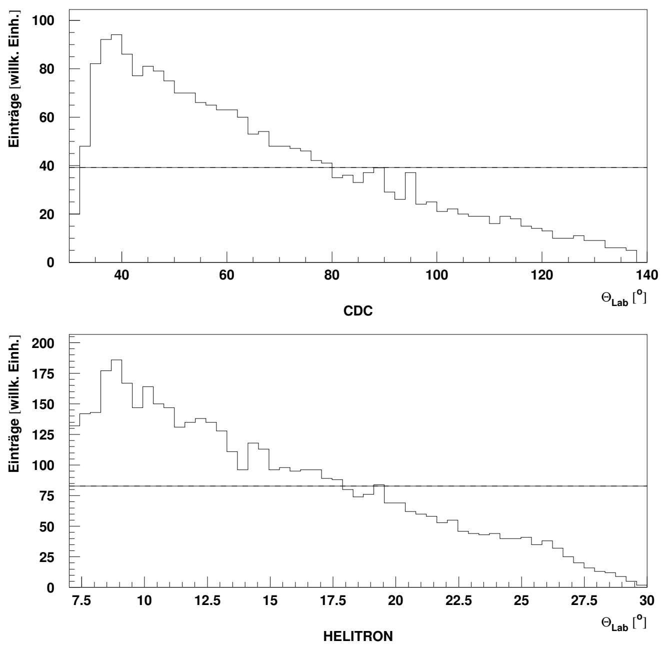

Abbildung 6.7: Trefferverteilung gegen den Winkel Θ_{Lab}

aufgelöst, da noch ein Teil des gealterten Drahtstücks bestrahlt wird, so daß die Pulse, die von diesem Teil des Drahts herrühren, gegenüber den Pulsen vom nicht gealterten Draht kleiner sind. Die Tendenz zu kleineren Pulshöhen ist im gealterten Spektrum deutlich zu sehen.

6.3 Alterungen in den FOPI-Kammern?

Die Möglichkeit zum Vergleich der mit den Proportionalzählern gemachten Erfahrungen mit den Driftkammern des FOPI-Detektors ergibt sich aus der Abschätzung der in den Kammern auf die Drähte deponierten Ladung. Die dazu notwendige Messung des Kammerstroms wurde in beiden Kammern an den Potentialdrähten durchgeführt. An PHIDOO durchgeführte Strommessungen haben gezeigt, daß mit dieser Methode nur 14% des tatsächlichen Zähldrahtstroms gemessen wird. Das heißt, es driften siebenmal mehr der in der Multiplikationszone entstandenen positiven Ionen durch das Driftfeld zur Kathodenebene, als zum benachbarten Potentialdraht. Zudem muß in die Abschätzung sowohl die spezifische Kammergeomtrie als auch die Trefferverteilung in Abhängigkeit des Θ_{Lab}-Winkels eingehen. Abbildung 6.7 zeigt die Trefferverteilung gegen den Winkel Θ_{Lab} für beide Kammern. Die horizontale Linie zeigt den Mittelwert der Treffermultiplizität. Die folgenden

Abschätzungen basieren auf folgenden Annahmen:

– Während der Strahlzeit, die $2,4 \times 10^6 s$ dauerte, war der Ionenstrahl zu 50% der Zeit auf das Target gerichtet.

– Der gemessene Potentialstrom muß mit dem Faktor 7 multipliziert werden.

– Die Kammergeometrie kann vernachlässigt werden.

- **CDC** Der gemessene Strom in der CDC betrug $2\mu A$, was einem Zähldrahtstrom von $14\mu A$ entspricht. Pro Draht entspricht das einem Strom von $14,5nA$ (960 Drähte). Auf die Länge des innersten Drahtes bezogen sind dies $0,2nA/cm$ ($76,5cm$). Um die Trefferverteilung einzubeziehen und die Regionen der höchsten Gefährdung zu erfassen, wird dieser Strom mit dem Faktor 2,5 gewichtet, so daß für die innersten Drähte der CDC im Vorwärtsbereich ein Strom von $0,5nA/cm$ angenommen werden kann. Multipliziert mit der Gesamtzeit des Experiments ($(1/2) \times 2,4 \times 10^6 s$) bedeutet das, daß eine Ladung von $0,6mC/cm$ in der Kammer deponiert wurde.

- **HELITRON** Im HELITRON liefert die gleiche Abschätzung mit einem gemessenen Potentialstrom von $0,5\mu A$:

  $$0,5\mu A \times 7/1440/80 \times 2,25 \times 1,6 \cdot 10^6 s = 0,082mC/cm. \tag{6.2}$$

  Der Faktor 2,5 bei der CDC-Abschätzung ist aufgrund der etwas anderen Trefferverteilung beim HELITRON zu 2,25 bestimmt worden. Die im HELITRON deponierte Ladung war während der Strahlzeit siebenmal kleiner als in der CDC.

CDC und HELITRON liegen im Vergleich mit den Proportionalzählern in Bezug auf die Ladung pro Zentimeter Draht genau in der Mitte der Belastung. Die auf die gesamte Strahlzeit extrapolierte Ladung beträgt für Zähler 1: $0,17mC/cm$ und für Zähler 3: $1,5mC/cm$.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Um einen optimalen Betrieb der FOPI-Driftkammern zu gewährleisten, sind im Rahmen dieser Diplomarbeit neue Instrumente und Methoden entwickelt worden, die zur Problemdiagnose und zu Tests neuer Gasgemische eingesetzt wurden und in Zukunft weiterhin eingesetzt werden können. Zudem ist eine Benutzung der Aufbauten als Gasüberwachungssystem während Strahlzeiten eine zuverlässige Kontrolle der Gaseigenschaften. Parallel zu diesen Entwicklungen wurden während des Verlaufs dieser Diplomarbeit neue unerwartete Einsichten über Alterungseffekte in den FOPI-Kammern durch das Öffnen der CDC möglich, so daß das Bereitstellen eines Systems zur Erforschung von Alterungserscheinungen in den Vordergrund trat.
Die innerhalb dieser Arbeit geleisteten Neuentwicklungen:

- Bau des neuen, spannungsfesten Drifttestzählers PHIDOO
- Aufstellung einer quantitativen Methode zum Vergleich verschiedener Gasgemische nahe der Durchbruchspannung mit Hilfe des Amplitudenverhältnises zwischen den beiden Linien der ^{55}Fe-Quelle.
- Nachweis der Alterungerscheinungen während der Strahlzeit auf der Basis der Amplitudenverhältnisse verschiedener Proportionalzähler.

Ausführliche Feldberechnungen mit GARFIELD haben nicht nur erlaubt, den Bau des Spannungsteilers von PHIDOO zu verbessern, sondern auch eine den Feldkäfig des HELITRONs. Solche Rechnungen erlauben auch einen Vergleich zwischen den Eichmessungen der Multiplikationsfaktoren in den Proportionalzählern mit α-, β- und γ-Quellen über drei Größenordnungen der Primärionisation und den Verlauf der dE/dx-Kurven bei der Teilchenidentifizierung in den FOPI-Driftkammern.

Mit PHIDOO konnte gezeigt werden, daß unter den getesteten Mischungen die FOPI-Gasmischung am zuverlässigsten erscheint. Für MIP-Spuren konnten große Pulshöhen bis in den Bereich der Sättigung der Vorverstärker erreicht werden.

Die mit der FOPI-Gasmischung während der September'96 Strahlzeit nachgewiesene Alterung des einen Zählers weist auf die Gefahr des „aging"hin. Ein Vergleich über die deponierte Ladung pro cm Draht in den Testzählern und in den FOPI-Kammern deutet darauf hin, daß trotz allen Verbesserungen am Gassystem und dem Wasserzusatz zur Standardmischung Alterung auch für die Kammern ein ernstzunehmendes Problem darstellt.

Auf den bisher mit PHIDOO und den Proportionalzählern gewonnenen Erfahrungen soll in Zukunft weiter aufgebaut werden. Die Suche nach besseren Alternativen zur verwendeten Gasmischung sollte nicht aufgegeben werden und kann mit PHIDOO und den Proportionalzählern durchgeführt werden. Die begonnenen Alterungstests sollten mit dem Ziel fortgesetzt werden, zuverlässige Vergleiche mit den FOPI-Driftkammern zu liefern. Am HELITRON werden bereits Tests mit der ^{55}Fe-Quelle durchgeführt, um die Genauigkeit bei der Bestimmung der Ladungsteilungskoordinate zu erhöhen. Bemühungen, das Elektronikrauschen an der CDC zu verkleinern, sollen zukünftig hinzukommen.

Literaturverzeichnis

[Blu94] W. Blum and L. Rolandi, „Particle Detection with Drift Chambers", second print, Springer-Verlag, (1994)

[Bou96] R. Bouclier, M. Capeàns, C. Garabatos, G. Manzin, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli, K. Silander, „Study of Materials Outgasing and their Effects on gaseous Detector Lifetimes", CMS TN/96-038, (1996)

[Gar94] Garfield - version 5.04, updated until 12/10/1994, CERN

[Goe95] G. Goebels, „Untersuchung der Bose-Einstein Korrelationen geladener Pionen in relativistischen Schwerionenkollisionen der Systeme Au+Au und Ni+Ni im Energiebereich von 1 AGeV bis 2 AGev", Dissertation, Universität Heidelberg, (1995)

[GSI91] J. Erö, „Progress Report on the HELITRON, the Forward Drift Chamber of the 4π-Detector", GSI Scientific Report, (1991)

[Häf92] E. Häfele, „Bau eines Testsegments für die CDC", Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (1992)

[Häf95] E. Häfele, „Untersuchung der Produktion geladener Pionen im System Au+Au bei 1 AGeV", Dissertation, Universität Heidelberg, (1995)

[Hil96] K. Hildenbrand, private Mitteilung

[Kad91] J. Kadyk, „Wire Chamber Aging",NIM A300, 436-479, (1991)

[Kle92] K. Kleinknecht, „ Detektoren für Teilchenstrahlung", Teubner Verlag (1992)

[Mal36] L. Malter, „Thin film field emission", Phys. Rev. 50, 48 (1936)

[Mar95] C. Markert, „Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment", Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[MIT96] U. Becker, „The MIT LNS Drift Gases R&D Experiment“, www-Seite, http://marie.mit.edu/ uchida/drift.html, (1996)

[Moh96] S. Mohren, „Ein FOPI-Experiment: ^{40}Ar auf ^{40}Ca bei einer Strahlenergie von $400 Mev/Nukleon$“, Dissertation, Universität Heidelberg (1996)

[Pin95] C. Pinkenburg, „Flußeffekte geladener Pionen im System Au+Au bei 1 AGeV“, Dissertation, Universität Heidelberg, (1995)

[Pro86] J. Kadyk(Workshop Organizer), „Proceedings of the workshop on radiation damage to wire chambers January 16-17, 1986“, LBL-21170,UC-34D,CONF-860162, (1986)

[Pro88] A. Gobbi et al. „Technical Proposal of the 4π Detektor for SIS/ESR“, GSI-88-03 Report, Januar 1988 (1988)

[Pre00] F. Prefect, private Mitteilung

[Rit95] J. Ritman, „Near threshold strangenessproduction in the system ^{58}Ni“,Proceedings Hirschegg 1995, (1995)

[Sau77] F. Sauli, „Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers“, Lectures given in the Academic Training Program of CERN 1975-1976, Geneva (1977)

[Sch96] B. Schmitt, private Mitteilung

[Schr96] C. Schröder, private Mitteilung

[Ste96] H. Stelzer, „CAMDA ein Programm zur Auslese von CAMAC Crates“,private Mitteilung

[Ton55] L. Tonks, „ Particle Transport, elctric currents and pressure balance in magnetically immobilized Plasma“, Phys. Rev. 97, 1443 (1955)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Pelte bedanken, daß er mir die Bearbeitung dieses interessanten Themas innerhalb der FOPI-Kolaboration ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. A. Gobbi, ohne dessen intensive Zusammenarbeit und ständige Diskussionsbereitschaft die Fertigstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Mein Dank gilt auch:

Den Mitgliedern der Heidelberg-Arbeitsgruppe, namentlich M. Eskef, G. Goebels, E. Häfele, M. Korolja, H. Merlitz und S. Mohren, die mir bei allen Fragen ein offenes Ohr liehen.

Allen Mitgliedern der GSI-Arbeitsgruppe, insbesondere N. Herrmann, Y. Leifels, J. Ritman, B. Hong und D. Schuell, die immer zu Diskussionen aller auftauchenden Problemen bereit waren; R. Kutsche, der den Bau der Monitorzähler übernahm, und T. Kress, der alle Umweltparameter überwacht.

Den Herren H. Fischer (NA49-Kollaboration) und F. Sauli (CERN Det.-Lab), die uns bei einem Besuch am CERN empfangen haben und uns von ihrem reichen Erfahrungsschatz profitieren ließen.

Dem „aging“-Experten C. Garabatos (HADES-GSI), der in einigen Diskussionen auf die Gefahr des Alterns und dessen Mechanismen hinwies.

Dem Detektor-Labor der GSI: H. Stelzer für das Programm CAMDA, ohne das die Daten nicht aus dem CAMAC-Grate zu bekommen sind und H. Daues.

Der Entwicklerin von GOOFIE C. Markert und H. Sann für die freundliche Genehmigung GOOFIE für erste Tests benutzen zu dürfen.

M. Marquardt für dessen technische Hilfe und D. Moisa und R. Schulze für deren Elektronikunterstützung.

Axel Schwank, der im Rahmen des Studentenprogramms der GSI am FOPI-Detektor mitarbeiten konnte.

C. Schröder und dem Labor für Angewandte Physik GSI und K.H. Herrmann und dem Analyse Labor Rossendorf für deren Drahtanalysen und Elektronenmikroskopaufnahmen.

K. Hildenbrand (GSI), der die Messungen der mechanischen Drahtspannungen durchführte und P. Mangeot und M. Enfreville (CEA-Saclay), die die Reparaturen der CDC durchführten.

Ganz besonderen Dank bin ich meiner Frau Silke schuldig, die mich in der Endphase ertragen und in allen Situationen unterstützt hat. Auch meine Tochter Lea hat ihren Beitrag zur Fertigstellung der Arbeit geleistet, indem sie mir durch ihr Lächeln immer wieder ein Ziel gegeben hat.
Nicht zuletzt meine Eltern, die mit ihrer finanziellen Unterstützung dazu beigetragen haben, daß ich das Studium konsequent durchführen konnte.

Erklärung:

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

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)