

PETER ROBMANN

MESSUNG DER GASVERSTÄRKUNG
AM PROTOTYP DER
ZENTRALEN INNEREN Z-KAMMER
DES H1 EXPERIMENTES

DIPLOMARBEIT
VON
VINZENZ BICKEL

AUSGEFÜHRT IN DER GRUPPE VON
PROF. DR. P. TRUÖL
UNTER DER LEITUNG VON
DR. P. ROBMANN

MÄRZ 1996
PHYSIK-INSTITUT DER UNIVERSITÄT ZÜRICH

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretischer Teil	3
1.1	Durchgang von Strahlung durch Materie	3
1.1.1	Nachweis von geladenen Teilchen	3
1.2	Beweglichkeit von Ionen	5
1.2.1	Diffusion in Gasen	7
1.3	Gasgemische für Driftkammern	8
1.3.1	Die Gasverstärkung	8
1.3.2	Anforderungen an ein Gasgemisch	9
2	Apparatur	13
2.1	Einfache Erklärung der Funktionsweise einer Driftkammer für Nichtphysiker- Innen	13
2.2	Die Driftkammer	14
2.3	Die Signalposition senkrecht zum Draht	15
2.4	Die Signalposition entlang des Drahtes	16
3	Datenaufnahme	19
3.1	Computer und Hardware	20
3.1.1	Der Computer	20
3.1.2	Der VME-Bus	20
3.1.3	Der schnelle Analog-Digital Wandler FADC	20
3.1.4	Die Input-/Outputkarte	21
3.2	Software	21
3.3	Anmerkung zum VME-Crate	22
3.4	Die Messungen	23
3.4.1	Eichmessung	23
3.4.2	Messung der Gasverstärkung	24
4	Auswertung	25
4.1	Bearbeitung der Rohdaten	25
4.2	Erste Bearbeitung der Ntuple	26
4.3	Auswertung der Testpulse	27
4.4	Auswertung der Ladungsverstärkung	30

4.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	34
A Benutzeranweisung für die Programme	41
A.1 Datenaufnahme	42
A.2 Programm zur Inbetriebnahme der Kammer	48

Einleitung

Die Zentrale Innere z-Kammer (CIZ) ist Teil des H1 Detektors am DESY (Deutsches Elektron Synchrotron) in Hamburg. Am Speicherring HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) werden Elektronen und Protonen beschleunigt und im Wechselwirkungspunkt zur Kollision gebracht. Dabei erreichen die Elektronen eine Energie von 26.7GeV und die Protonen eine Energie von 820GeV . Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von 292GeV .

Nach der Kollision eines Elektrons mit einem Proton müssen die Reaktionsprodukte nachgewiesen werden. Dazu baut man einen Detektor, der aus verschiedenen Komponenten besteht. Diese Komponenten haben verschiedene Aufgaben. Die einen messen die Energie eines Teilchens, andere den Impuls u.s.w. Die CIZ misst einen Punkt der Flugbahn der Teilchen.

In dieser Arbeit wurde der CIZ Prototyp der Kammer im Experiment so gut wie möglich angepasst. Ich schrieb Programme um die Kammer zu testen, für die Steuerung des Experimentes und die Datenaufnahme. Die Daten wertete ich aus und bestimmte die Gasverstärkungen in den Gasmischungen CH_4/Ar 20%/80% und $\text{C}_2\text{H}_6/\text{Ar}$ 30%/70% bei verschiedenen Spannungen. Die Resultate wurden mit den aktuellen Daten der CIZ des H1 Experimentes verglichen.

Kapitel 1

Theoretischer Teil

1.1 Durchgang von Strahlung durch Materie

Grundsätzlich unterscheiden wir beim Durchgang von Strahlung durch Materie zwischen geladenen und neutralen Teilchen. Durchqueren geladene Teilchen Materie, überwiegt ihre elektromagnetische Wechselwirkung und es können folgende Prozesse auftreten: die Atome werden ionisiert, das Teilchen emittiert Cherenkov-Licht oder es verursacht Übergangsstrahlung.

Die ungeladenen Teilchen unterscheiden wir nochmals. Photonen können durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarerzeugung mit der Materie wechselwirken. Niederenergetische Neutronen werden im Absorbermaterial durch elastische Stöße gestreut und in einer Driftkammer nicht detektiert. Hochenergetische Neutronen erzeugen durch starke Wechselwirkung mit Kernen Sekundärteilchen. Die Grenze liegt bei ungefähr 0.5 eV [5]. Neutrinos reagieren über die schwache Wechselwirkung mit Kernen oder Elektronen. Die Reaktionen von ungeladenen Teilchen spielen in dieser Arbeit keine Rolle und werden darum nicht besprochen.

1.1.1 Nachweis von geladenen Teilchen

Geladene Teilchen werden fast ausschliesslich durch ihre elektromagnetische Wechselwirkung nachgewiesen. Dabei treten die oben genannten Reaktionen auf. Für die Herleitung des Energieverlustes durch Ionisation und Strahlung betrachtet man die elektromagnetische Wechselwirkung des geladenen Teilchens mit der Masse m und der Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{\beta} \cdot c$ in einem Medium mit dem Brechungsindex n oder der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ mit $\epsilon_1 = n^2$. Bei der Wechselwirkung entsteht ein Photon mit der Energie $\hbar\omega$ und dem Impuls $\hbar k$. Für den Viererimpuls des auslaufenden Teilchens (p') und des Photons (p_γ) gilt dann $p' = p - p_\gamma$, wobei p der Viererimpuls des einlaufenden Teilchens ist. Für Photonenenergien mit $\hbar\omega \ll \gamma mc^2$ folgt dann

$$\omega = \vec{v} \cdot \vec{k} = v \cdot k \cos \vartheta_c$$

wobei ϑ_c der Winkel zwischen dem einlaufenden Teilchen und dem emittierten Photon ist. In einem Medium genügt das Photon der Dispersionsgleichung

$$\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\epsilon}$$

Bei Photonenenergien unterhalb der Anregungsenergie des Mediums ist ϵ reell, so dass ϑ_c reell ist. Die Emission reeller Photonen ist dann möglich (Cherenkov-Effekt). Bei Photonenenergien von etwa $2eV$ bis etwa $5keV$ ist $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ komplex mit $\epsilon_2 > 0$ und $\epsilon_1 < 0$. Es werden nur virtuelle Photonen zwischen dem Teilchen und den Atomen des Mediums ausgetauscht. Diese führen zur Anregung oder Ionisation der Atome und zu einem Energieverlust des Teilchens. Für Teilchenenergien im Röntgenbereich wird die Absorption klein. Die Schwellenenergie für den Cherenkov-Effekt liegt dann oberhalb der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Falls im Medium Diskontinuitäten des Brechungsindex auftreten wird dennoch Cherenkov-Licht emittiert. Dies ist die sogenannte Übergangsstrahlung.

Die genaue Rechnung im Photo-Absorptions-Ionisations-Modell (PAIM) [2] ergibt den mittleren Energieverlust mit $d\sigma/dE$ als differentiellen Wirkungsquerschnitt pro Elektron und pro Energieverlust dE des geladenen Teilchens:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = - \int_0^\infty N E \frac{d\sigma}{dE} \hbar d\omega \quad (1.1)$$

mit

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE} &= \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln[(1 - \beta^2 \epsilon_1)^2 + \beta^4 \epsilon_2^2]^{-1/2} \\ &+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln\left(\frac{2mc^2 \beta^2}{E}\right) \\ &+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{E^2} \int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z} dE' \\ &+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{ZN \hbar c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2}\right) \vartheta \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dabei stehen α für die Feinstrukturkonstante, ϵ für die komplexe Dielektrizitätskonstante, ϑ ist die Phase des Ausdrucks $1 - \epsilon_1 \beta^2 + i\epsilon_2$. σ_γ ist der Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons der Energie E durch die Atome des Mediums und $N = N_0 \rho / A$ beschreibt die Atomdichte.

Für Photonen im optischen Bereich (mit Energien unterhalb der Anregungsenergien, für die σ_γ verschwindet) bleibt nur der vierte Term übrig. Dieser ist für die Cherenkovstrahlung verantwortlich.

Der dritte Term beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung energiereicher Anstoss-Elektronen (δ -Elektronen) und aus den ersten beiden kann näherungsweise der differentielle Energieverlust des Teilchens bestimmt werden. Dafür muss über die ausgetauschte Energie integriert werden. Diese Näherung ist die Bethe-Bloch-Formel [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 \right] \right) \quad (1.3)$$

dabei bedeuten N_0 die Avogadrozahl, Z und A die Ordnungs- und Massenzahl des Materials, ze die Ladung, m_e die Elektronenmasse, r_e der klassische Elektronenradius und I das effektive Ionisationspotential.

Der Energieverlust dE/dx hängt nicht von der Masse des ionisierenden Teilchens ab, sondern von dessen Geschwindigkeit (vergl. Abb. 1.1).

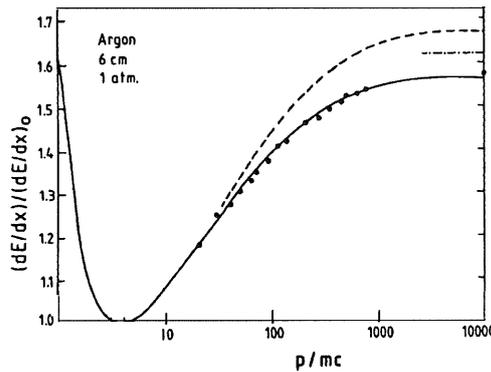


Abbildung 1.1: Energieverlust von Elektronen in Gas

Zusammenfassend haben wir also folgendes Bild: Ein geladenes Teilchen verliert beim Durchqueren eines Mediums Energie durch Anregung und/oder Ionisation der Atome. Elektronen mit genügend grosser Energie ($E > 100\text{eV}$) können dann weitere Atome ionisieren. Die totale Anzahl freigesetzter Ionen n_t ist proportional zum Energieverlust des Teilchens.

$$n_t = \frac{\Delta E}{w_i}$$

Hier steht w_i für den Energieverlust eines produzierten Ionenpaars. Abbildung 1.2 zeigt die Anzahl der primären Ionen pro cm Wegstrecke für minimal ionisierende Teilchen. Die mittlere Energie w_i , die gebraucht wird, um in Gasen ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, liegt zwischen 41 eV für Helium und 22 eV für Xenon (vergl. [4]).

1.2 Beweglichkeit von Ionen

Die momentane Geschwindigkeit \vec{v} eines Elektrons der Masse m und der Ladung e in einem Gas, überlagert von einem Magnetfeld \vec{B} und einem elektrischen Feld \vec{E} , lässt sich durch die Langevin-Gleichung ausdrücken [6]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{Q}(t)$$

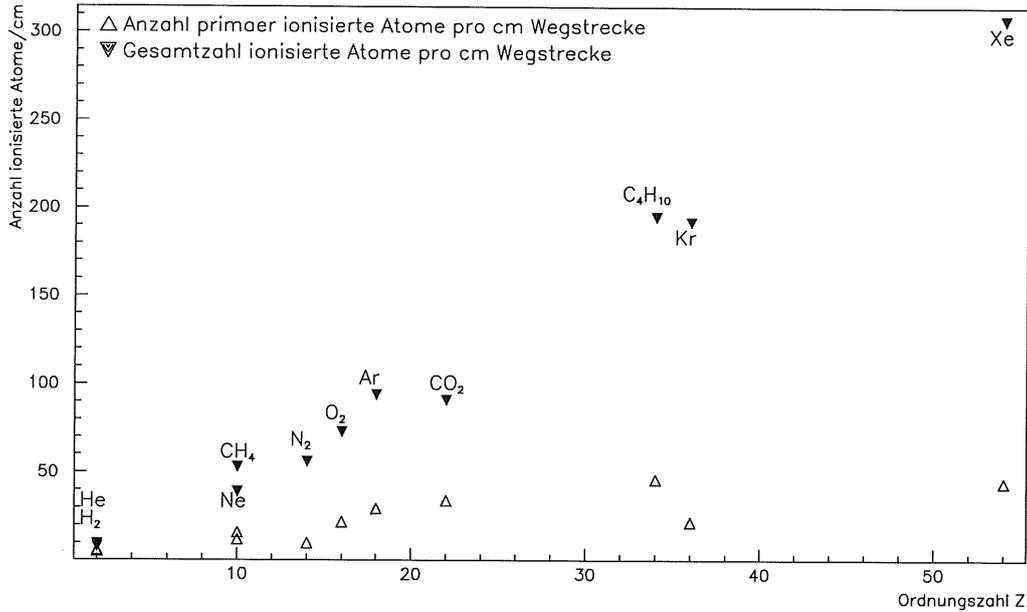


Abbildung 1.2: Anzahl primär ionisierte Atome und Anzahl total ionisierte Atome pro cm Wegstrecke für minimal ionisierende Teilchen.

$Q(t)$ beschreibt die elastischen Stöße des Elektrons mit dem Gas. Diese Gleichung kann gelöst werden, wenn über eine Periode (τ) gemittelt wird, die gross ist im Vergleich zur Zeit zwischen zwei Stößen. Dabei setzt man voraus, dass sich das Feld über die freie Weglänge der Elektronen nur wenig ändert. Die stationäre Lösung $v_D = \langle \vec{v} \rangle$ ist die Driftgeschwindigkeit und folgendermassen bestimmt:

$$0 = \langle m \frac{d\vec{v}}{dt} \rangle = e\vec{E} + e(\vec{v}_D \times \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \vec{v}_D$$

Führt man noch die Beweglichkeit μ der Elektronen im Gas ein, $\vec{v}_D = \mu \vec{E}$ für $\vec{B} = 0$, erhält man mit der Zyklotronfrequenz $\vec{\omega} = \frac{e\vec{B}}{m}$:

$$\vec{v}_D = \mu \vec{E} + \tau \vec{v}_D \times \vec{\omega}$$

Löst man die Gleichung nach \vec{v}_D auf, erhält man den bekannten Ausdruck der Driftgeschwindigkeit:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu E}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot [\hat{E} + \omega \tau \hat{E} \times \hat{B} + \omega^2 \tau^2 (\hat{E} \cdot \hat{B}) \hat{B}]$$

Dabei stehen \hat{E} und \hat{B} für die Einheitsvektoren von \vec{E} und \vec{B} .

1.2.1 Diffusion in Gasen

Ich betrachte zuerst die Diffusion in feldfreien Gasen. τ sei die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Dann wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron nach der Zeit t keinen Stoss erfährt mit $e^{-\frac{t}{\tau}}$ beschrieben. Bei der ersten Kollision legen die Elektronen die mittlere freie Weglänge l_0 zurück, skaliert mit $\frac{t}{\tau}$. In einer festen Richtung ergibt sich für die Elektronenwolke folgende Verteilung:

$$\sigma_0^2 = \frac{1}{3} \int_0^\infty \frac{dt}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left(l_0 \frac{t}{\tau}\right)^2 = \frac{2}{3} l_0^2$$

Dabei wurde $\frac{l_0}{\tau}$ als durchschnittliche Geschwindigkeit der Elektronen eingesetzt. Nach einiger Zeit ($t \gg \tau$) wird die Verteilung zu:

$$\sigma_0^2(t) = \frac{2}{3} l_0^2 \frac{t}{\tau}$$

Man bildet dann die Grösse:

$$D = \frac{\sigma^2(t)}{2t}$$

die man Diffusionskoeffizient nennt. In feldfreien Gasen ist er gegeben durch:

$$D = \frac{\sigma^2(t)}{2t} = \frac{1}{3} \frac{l_0^2}{\tau}$$

Der Einfluss des elektrischen Feldes hängt stark vom gewählten Kammergas ab. Ohne Feld ist die mittlere Geschwindigkeit v eines Elektrons:

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

Bei angelegtem Feld nimmt die Geschwindigkeit, in Abhängigkeit des Elektron-Gas-Wirkungsquerschnittes zu. Es gibt aber einen Bereich, in dem v (und darum auch τ und D) nicht vom angelegten Feld abhängt. Man nennt ihn thermischen Bereich. Dort gilt:

$$\frac{1}{3} v^2 = \frac{1}{3} \frac{l_0^2}{\tau^2} = \frac{\sigma^2(\tau)}{2\tau^2} = \frac{D}{\tau}$$

und daraus folgt

$$D = \frac{kT\tau}{m}$$

Berücksichtigt man die Driftgeschwindigkeit v_D und die Driftdistanz l_D

$$v_D = \mu E = \frac{e\tau}{m} E, \quad l_D = v_D t$$

findet man die Grenzen des thermischen Bereichs:

$$D = \frac{kT v_D}{eE}, \quad \sigma^2 = \frac{2kT}{eE} l_D$$

Dieses Verhalten wird in "kalten" Gasen wie CO_2 auch für relativ grosse Felder beobachtet. In Gasen wie Argon steigt die Elektronenergie bereits bei kleinen Werten von $\frac{E}{p}$ (p Druck des Kammergases) und die Elektronen zeigen kein thermisches Verhalten mehr. Beim typischen Kammergas $Ar - CH_4$ erreicht die Driftgeschwindigkeit ein Maximum bei Feldern von 100-200 V/cm atm wegen des Ramsauer-Effekts (Abb.1.3).

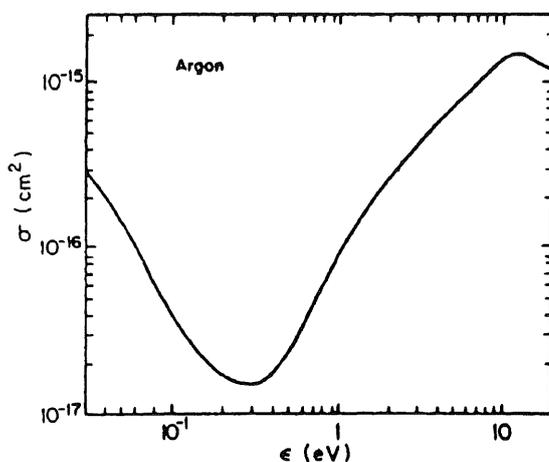


Abbildung 1.3: Elektronen Wirkungsquerschnitt in Argon

In diesem Fall ist die Diffusion nicht mehr Isotrop, da $D_L < D_T$ wird (D_L, D_T sind die Diffusionskoeffizienten transversal und longitudinal zum Feld). Viele Driftkammern werden mit einem Ar/CH_4 -Gemisch betrieben, weil bereits kleine Anteile von CH_4 die Driftgeschwindigkeit wesentlich erhöhen.

1.3 Gasgemische für Driftkammern

1.3.1 Die Gasverstärkung

Durchquert ein geladenes Teilchen ein Gas, entstehen durch Ionisation freie Elektronen. Es sind jedoch zu wenige, um in der Anode einen gut messbaren Strom zu erzeugen. Ihre Anzahl muss also vervielfacht werden und zwar um einen Faktor von $10^4 - 10^6$. Dazu baut man die Kammer so, dass in der Nähe der Anode Elektronenlawinen produziert werden. Elektronenlawinen entstehen aufgrund der kinetischen Energiezunahme einzelner Elektronen im elektrischen Feld. Bei schwachen Feldern driften die Elektronen und die Ionen zur Anode bzw. zur Kathode. Dabei stossen sie mit den neutralen Gasmolekülen zusammen und geben Energie ab. Da die Ionen gross und langsam sind, gewinnen sie zwischen zwei Stössen wenig kinetische Energie. Die kleinen Elektronen werden stärker beschleunigt und der Energiegewinn ist dementsprechend gross. Übersteigt er die Ionisationsenergie der Gasmoleküle kann ein zusätzliches Elektron-Ion-Paar entstehen. Da die mittlere, kinetische Energie mit

wachsendem elektrischen Feld zunimmt, gibt es eine Schwelle, über der Sekundärionisation möglich ist. In typischen Gasen für Kammern bei Normaldruck liegt diese bei etwa 10^6 V/m . Das neue freie Elektron wird auch beschleunigt und ionisiert ein anderes Molekül, falls die Energiezunahme genügend gross ist. So entsteht eine Kaskade von freien Elektronen, die zur Anode driften und dort einen Strom erzeugen (Townsend-Lawine).

In der Nähe des Anodendrahtes ist das Feld dasselbe, wie in einer normalen zylindrischen Kammer (z.B. Geiger-Müller-Zählrohr). Das Potential nimmt proportional mit $\frac{1}{r}$ ab. Legt man eine genügend grosse Spannung an, und ist der Drahtdurchmesser genügend klein, so übersteigt das Feld den obengenannten Schwellenwert und es entsteht eine Elektronenlawine (Abbildung 1.4).

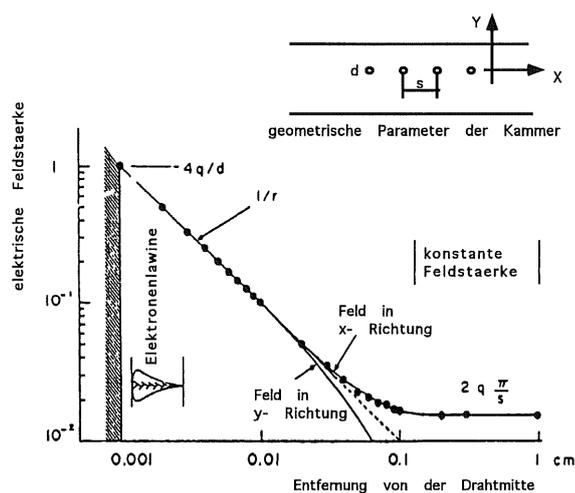


Abbildung 1.4: Feldverlauf in Anodennähe

Ein wichtiger Parameter bei der Gasverstärkung ist der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation der Gasmoleküle. Die meisten Elektronen haben kleinere Energien als 100 eV , die für den maximalen Wirkungsquerschnitt nötig ist. Durch geeignete Wahl des Gases kann er beeinflusst werden. (Abb.1.5)

1.3.2 Anforderungen an ein Gasgemisch

Da Ladungsverstärkung durch Elektronenvervielfachung (Elektronenlawine) in jedem Gas vorkommt, kann man prinzipiell jedes Gas in einer Driftkammer verwenden. Ein Gasgemisch muss verschiedenen Anforderungen genügen, die sich gegenseitig einschränken. Man will die Driftkammer bei niedriger Spannung betreiben, eine möglichst grosse Ladungsvervielfachung erreichen, eine lange Lebensdauer von Kammer und Gas erreichen, die Diffusion möglichst klein halten, die Totzeit minimieren und vieles mehr.

In Edelgasen findet die Ladungsverstärkung durch Elektronenlawinen bereits bei viel tieferen Potentialen statt, als in mehratomigen Gasmolekülen [8]. Darum besteht der grösste Anteil von Driftkammerngasen aus Edelgas. Da Krypton und Xenon sehr teuer sind, fällt die Wahl

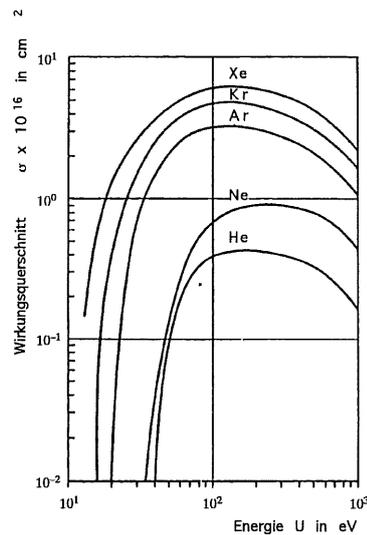


Abbildung 1.5: Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Edelgasen durch freie Elektronen

normalerweise auf Argon (vergl. auch Abb. 1.2). Ein Detektor, der nur mit Argon betrieben wird, kommt sehr schnell in einen permanenten Entladungszustand. Während des Lawinenprozesses werden die Atome angeregt oder ionisiert. Die angeregten Elektronen fallen unter Aussendung eines Photons wieder in den Grundzustand zurück. Die minimale Anregungsenergie von Argon liegt mit 11.6 eV aber deutlich über dem Ionisationspotential von Metallen. Ist die Kathode aus Kupfer (Ionisationsenergie 7.7 eV), so senden deren angeregte Atome Photonen aus, die sehr schnell eine neue Lawine auslösen. Andererseits wandern die Argonionen zur Anode und werden dort neutralisiert, indem sie zum Beispiel ein Elektron aus der Anode ziehen. Wegen der Energieerhaltung werden dann Photonen emittiert oder durch Sekundäremission wird ein weiteres Elektron aus der Metalloberfläche gelöst. Beide Prozesse führen zu neuen Elektronenlawinen.

Mehratomige Moleküle zeigen ein anderes Verhalten, besonders wenn sie mehr als vier Atome besitzen. Die grosse Anzahl von nicht strahlenden, angeregten Zuständen erlaubt die Absorption von Photonen über einen grossen Energiebereich. Methan absorbiert Photonen der Energie $7.9 - 14.5 \text{ eV}$ praktisch vollständig. Dies deckt den Photonemissionsbereich von Argon sehr gut. Die Moleküle geben ihre gewonnene Energie durch inelastische Stösse oder durch Zerfall wieder ab. Bei der Neutralisierung eines ionisierten Moleküls an der Kathode wird ähnlich gutes Verhalten beobachtet. Sekundäre Emission ist sehr unwahrscheinlich. Gase mit diesen Eigenschaften nennt man Löschgase. Durch eine gute Photonabsorption und durch Unterdrückung der Sekundärprozesse können Ladungsvervielfachungen im Bereich von 10^6 erreicht werden. Diese Fähigkeit steigt mit der Anzahl Atome eines Gasmoleküls. Darum wird auch oft ein Argon-Isobuthangemisch ($Ar - C_4H_{10}$) verwendet.

Durch Beimischung eines elektronegativen Gases, wie zum Beispiel Freon (CF_3Br) oder Ethyl-Brom (C_2H_5Br) gewinnt man einen zusätzlichen Verstärkungsfaktor von ungefähr 10, bevor Geiger-Müller-Entladung eintritt. Neben der Fähigkeit Photonen zu "löschen" fangen diese Gase freie Elektronen und bilden negative Ionen, die keine Lawinen auslösen können. Um eine gute Effizienz des Detektors zu gewährleisten, dürfen nur kleine Mengen

elektronegativer Gase beigemischt werden. In Driftkammern lässt man sie weg, da bei den grossen Driftstrecken zuviele Elektronen absorbiert werden.

Unglücklicherweise hat die Beimischung von mehratomigen, organischen Gasen negative Auswirkungen auf die Lebensdauer der Kammer, wenn man grosse Teilchenströme detektiert. Innerhalb sehr kurzer Zeit wird eine grosse Anzahl Moleküle ionisiert und die Detektionscharakteristik des Gases ändert sich. Es ist darum nötig das Gas immer wieder zu erneuern. Man erreicht dies, indem man einen konstanten Gasstrom durch die Kammer fließen lässt.

Kapitel 2

Apparatur

2.1 Einfache Erklärung der Funktionsweise einer Driftkammer für NichtphysikerInnen

Eine Driftkammer besteht im wesentlichen aus einer Schachtel aus leitendem Material wie zum Beispiel Kupfer. Diese dient als Kathode. Durch diese Schachtel wird ein Draht gezogen, der als Anode dient. Dann legt man an der Kathode eine Spannung von etwa 4200 Volt an und verbindet die Anode mit der Erde. Es entsteht also ein elektrisches Feld zwischen dem Draht und der Schachtel (vgl. Abb. 2.1). Mit verschiedenen Tricks, die auf der Zeichnung nicht zu erkennen sind, sorgt man dafür, dass das Feld in einem Bereich homogen (Driftbereich) und in einem anderen Bereich inhomogen ist (Gasverstärkungsbereich). Dann füllt man die Schachtel mit Gas.

Abbildung 2.1 1: Ein geladenes Teilchen (z.B. ein Elektron) durchquert die Schachtel und ionisiert das Gas. Dabei entstehen positive Ionen und freie Elektronen.

Abbildung 2.1 2: Da wir ein elektrisches Feld E haben, wirkt eine Kraft auf die Ionen und die Elektronen $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$. Dabei stehen \vec{F} für die Kraft, Q für die Ladung und \vec{E} für die elektrische Feldstärke. Durch diese Kraft werden die Elektronen und Ionen beschleunigt. Nun ist die Kammer mit Gas gefüllt und die Ionen und Elektronen prallen mit den Gasmolekülen zusammen und werden elastisch gestreut. Dieser Streuvorgang wirkt wie eine Bremse. So stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit ein, die für die Elektronen und die Ionen nicht dieselbe sein muss. Nicht-PhysikerInnen dürfen sich diesen Vorgang folgendermassen vorstellen: Wenn wir einen Stein in Wasser halten und dann loslassen, nimmt seine Geschwindigkeit zu, da er von der Erde angezogen wird. Gleichzeitig wird er vom Wasser gebremst. Diese Bremskraft ist aber abhängig von der Geschwindigkeit des Steines. Der Stein wird also beschleunigt, bis die Erdanziehungskraft gleichgross ist wie die Bremskraft und sinkt dann mit konstanter Geschwindigkeit zu Boden.

Abbildung 2.1 3: Die Elektronen verlassen den Driftbereich und kommen in den Gasverstärkungsbereich. Dort steigt die Feldstärke an und die Elektronen werden stärker beschleunigt. Die Energiezunahme wird so gross, dass die Elektronen weitere Gasmoleküle ionisieren können. Die neuen freien Elektronen werden auch beschleunigt und ionisieren ihrerseits wei-

tere Gasmoleküle. So entsteht eine Elektronenlawine. Am Schluss dieses Vorgangs gibt es rund eine Million mal mehr Elektronen als am Anfang.

Abbildung 2.1 4: Nach kurzer Zeit erreichen die Elektronen den Anodendraht und werden dort absorbiert. Die Elektronen deponieren Ladung, die dann gemessen wird. Ohne Gasverstärkung ist der Strom zu klein.

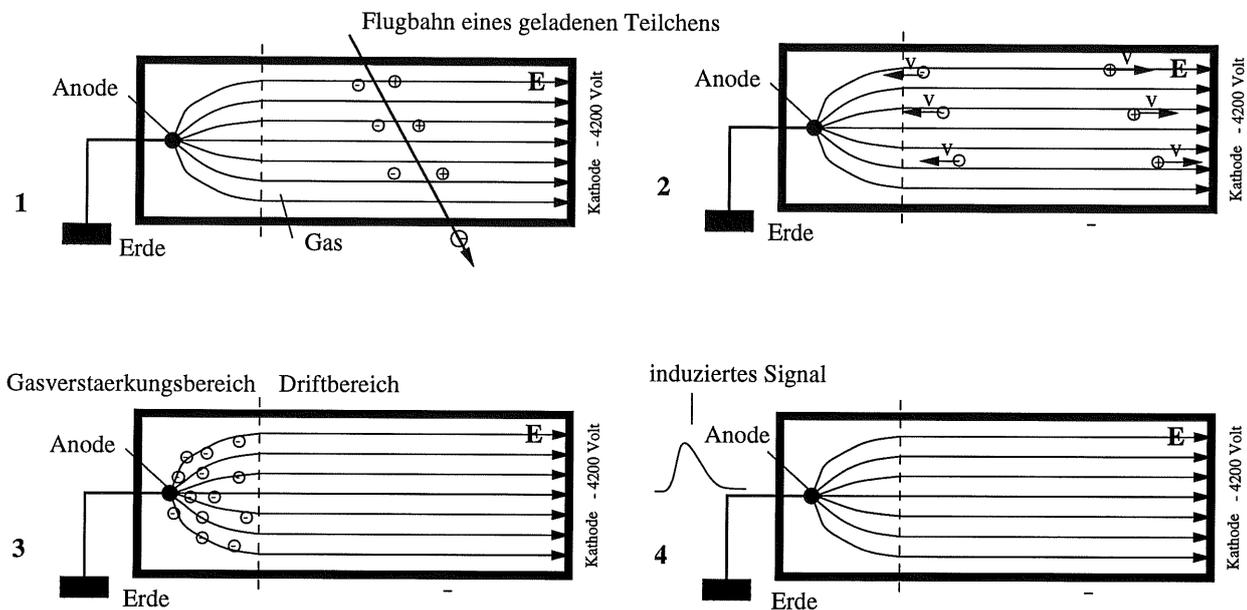


Abbildung 2.1: Vereinfachte Funktionsweise einer Driftkammer. Beschreibung siehe Text

2.2 Die Driftkammer

Die Driftkammer ist aus einzelnen Driftzellen aufgebaut. Eine Driftzelle ist 120 mm lang, 20 mm hoch und ca. 70 mm breit (vgl. Abb. 2.2). In der Mitte sind vier Signaldrähte, unter einem Winkel von 45° eingebaut. Dazwischen befinden sich drei Potentialdrähte. Die beiden Seitenwände dienen als Kathode. An ihnen wird eine Spannung von etwa -4400 Volt angelegt. Die Signaldrähte sind die Anoden. Ihr Potential ist das der Erde.

Da beim H1-Experiment Protonen und Elektronen aufeinander geschossen werden, ist die Reaktion im Laborsystem nicht symmetrisch. Die meisten Ereignisse werden unter einem Winkel von 60° erwartet. Die Anoden werden also so angeordnet, dass die Isochronen (Orte gleicher Driftzeiten) unter einem Winkel von 60° liegen. Dies ist der Fall wenn die Anoden unter einem Winkel von 45° eingebaut werden (Abb. 2.3).

Um konstante Driftgeschwindigkeiten zu erreichen ist es nötig ein konstantes elektrisches Feld zu erzeugen. Dies ist aber unmöglich, wenn man nur die Seitenwände als Kathode und die Signaldrähte als Anode benützt. Man baut also Potentialdrähte in die Nähe der Anodendrähte und bedeckt die Wände mit Kupferstreifen (angedeutet in Abb. 2.2). Die Kupferstreifen sind miteinander über Widerstände von $10\text{ M}\Omega$ verbunden, so dass an jedem

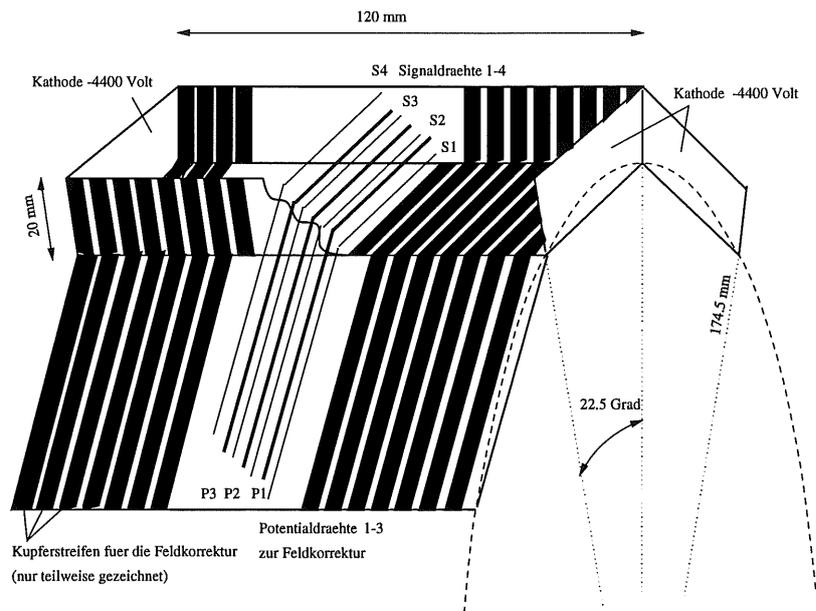


Abbildung 2.2: Aufbau der Driftkammer

Streifen eine andere Spannung angelegt ist. Durch diese Tricks erreicht man, dass das elektrische Feld über den grössten Teil der Zelle konstant ist (Driftbereich) und stark ansteigt in der Nähe der Anodendrähte (Gasverstärkungsbereich) vgl. Abb. 2.3.

Sechzehn Driftzellen werden auf einem Zylinder angeordnet, so dass ein regelmässiges Polygon mit sechzehn Ecken entsteht. Dieses Element nennen wir einen Ring. Die Kammer die ich brauchte besteht aus zwei solchen Ringen, die des H1-Experiments besitzt fünfzehn Ringe.

Die Kammer wird mit Gas gefüllt, das verschiedene Aufgaben erfüllen muss. Die zu detektierenden Teilchen müssen das Gas ionisieren, die Ionen und Elektronen sollen mit konstanter Geschwindigkeit driften und im Gasverstärkungsbereich muss die Elektronenlawine gross genug werden (vgl. Kapitel 1).

2.3 Die Signalposition senkrecht zum Draht

Um die Teilchenspur in der Driftkammer zu rekonstruieren, misst man den Zeitpunkt, an dem ein Teilchen die Driftkammer durchquert, und den Zeitpunkt, an dem ein Signal an den Anoden ankommt. Aus dieser Zeitdifferenz Δt kann dann die Entfernung der Teilchenspur von der Anode bestimmt werden $\vec{s} = \vec{v}_D \cdot \Delta t$. Dabei stehen \vec{s} und \vec{v}_D für die Entfernung der Teilchenspur von der Anode und die Driftgeschwindigkeit. Die Driftgeschwindigkeit hängt stark von der gewählten Gasmischung ab.

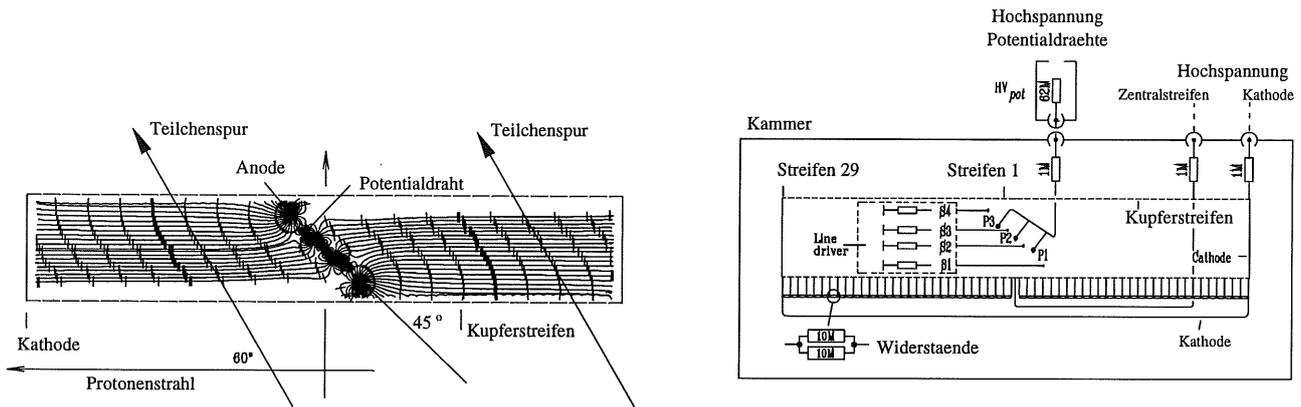


Abbildung 2.3: Bild 1: Simulation der Driftwege in einer CIZ Zelle. Die meisten Ereignisse werden unter einem Winkel von 60° erwartet. Die Anoden sind unter einem Winkel von 45° eingebaut. So liegen die Isochronen unter einem Winkel von 60° . Bild 2: Schematischer Aufbau einer Driftzelle.

2.4 Die Signalposition entlang des Drahtes

Um die Position des Pulses entlang des Drahtes zu bestimmen, wird das Signal an beiden Enden des Drahtes gemessen (Abb. 2.4). Die Elektronen erzeugen im Anodendraht einen Strom, der auf beide Seiten fließt. Bei unserer Anordnung der Apparatur sind die Widerstände des Drahtes für die linke und die rechte Seite nicht gleich gross, da die Drahtabschnitte unterschiedlich lang sind ($\sim 3 : 1$) und der Drahtwiderstand proportional zu seiner Länge ist. Die Ströme $\frac{dQ_i}{dt} = \frac{U_0}{R_i}$ sind deshalb nicht gleich gross und damit sind auch die Ladungen links und rechts nicht dieselben. Aus dem Verhältnis der Ladungen kann man die Pulsposition entlang des Drahtes bestimmen. In unseren Histogrammen wurde die Ladungsdifferenz normiert: $cd = \frac{Q_l - Q_r}{Q_{total}}$.

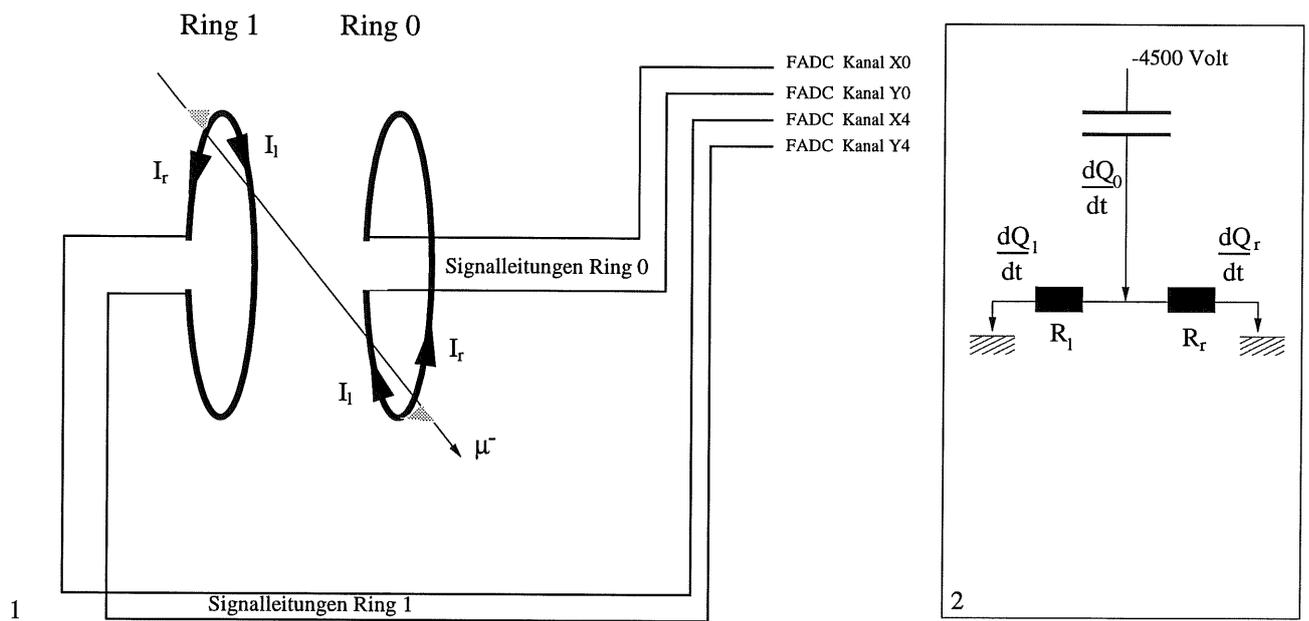


Abbildung 2.4: Bild 1: Bestimmung der Pulsposition entlang des Drahtes. Pro Ring wurde nur eine Anode gezeichnet. Die Position des Kabelkanals entspricht der des Experimentes. Das eingezeichnete Ereignis ist für unsere Anordnung typisch. Bild 2: Die Widerstände R_r und R_l sind proportional zur Drahtlänge. Darum sind Q_l und Q_r nicht gleich gross. Aus dem Ladungsverhältnis links und rechts kann die Pulsposition entlang des Drahtes bestimmt werden.

Kapitel 3

Datenaufnahme

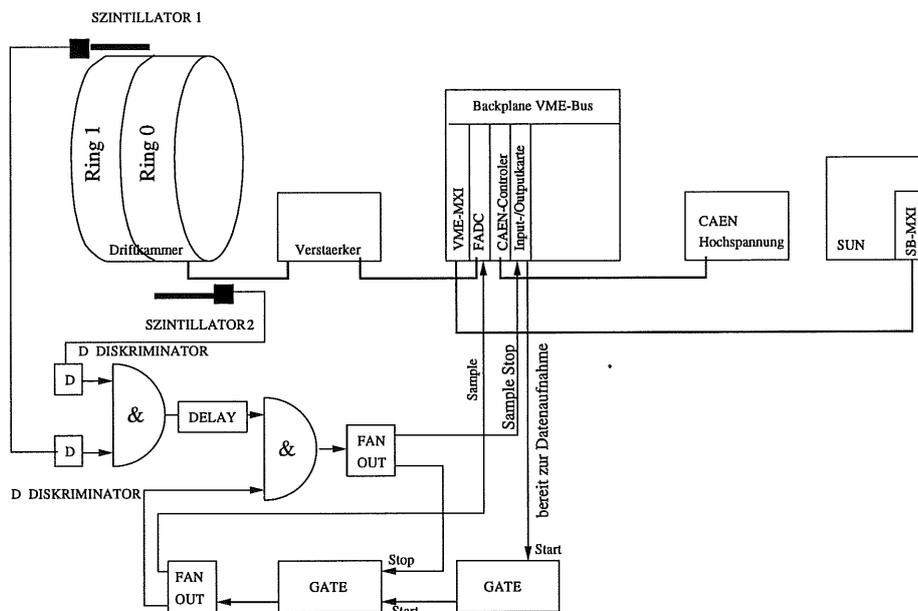


Abbildung 3.1: Schema der Datenaufnahme. Man beachte, dass ein Szintillator unter dem Ring 0 und der andere Szintillator über dem Ring 1 angebracht ist. Wir betrachten also nur Myonen, die beide Ringe durchqueren.

Die Messapparatur ist in der Abb. 3.1 dargestellt. Sie besteht aus der Driftkammer, die bereits beschrieben wurde (Kapitel 2), einem Computer, der die Messung steuert, die Datenleitungen verwaltet und die Daten abspeichert, einem VME-Crate, das als Schnittstelle der Geräte mit dem Computer dient, einem Hochspannungsgerät, mit dem man verschiedene Spannungen an die Kammer anlegen kann und der elektronischen Schaltung, die die Signale logisch verknüpft.

Die Erfassung eines Ereignisses verläuft nun folgendermassen: Ein Myon aus der Höhenstrahlung durchquert den Szintillator 1, die zwei Ringe der Driftkammer und den Szintillator 2. Die beiden Signale der Szintillatoren kommen auf die erste Koinzidenz und von dort auf die

zweite. Ist bei dieser das Signal 'bereit zur Datenaufnahme' vorhanden, so geht ein Signal an den Computer, das ihm meldet: Ein Ereignis ist eingetroffen. Das gleiche Signal stoppt die Datenaufnahme des FADC. Der Computer liest die Speicher des FADCs aus, schreibt die Daten auf die Festplatte und startet die nächste Messung. Der Ablauf wird im Folgenden ausführlicher besprochen.

3.1 Computer und Hardware

3.1.1 Der Computer

Zur Datenaufnahme und für die Steuerung des Experimentes verwenden wir eine Sun SPARC-classic. Damit der Computer mit den verschiedenen Geräten kommunizieren kann, muss sein Bus erweitert werden. Wir brauchen einen VME-Bus. Als Schnittstelle verwenden wir den VME-SB2020 Bausatz und die dazugehörige NI-VXI Software von National Instruments. In den Computer müssen wir also die Karte SB-MXI einbauen.

3.1.2 Der VME-Bus

Der Bus übernimmt die Verbindung der einzelnen Elemente des Hardwaresystems. Der Computer verwaltet über ihn die Adressen und Daten, sowie deren Leitungen. VME ist ein Bus-system, das wahlweise mit 16 Bit oder 32 Bit Datenübertragung arbeitet. Es besteht aus vier Teilsystemen:

1. Der Daten-Transfer-Bus (DTB) enthält alle Daten-, Adress- und Steuerleitungen.
2. Der Arbitrations-Bus enthält alle Signale, die zur Steuerung in einem Multimastersystem notwendig sind.
3. Der Interrupt-Bus verwaltet die Unterbrechungsanforderungen.
4. Unter dem Begriff Versorgungs- und Hilfeleitungen werden alle restlichen Signale, die Stromversorgung und zum Beispiel die Fehlererkennung zusammengefasst.

Ins VME-Crate stecken wir den VME-MXI Einschub als Interface. Dadurch wird die Backplane mit dem Computer verbunden und ebenso jedes eingeschobene Modul.

3.1.3 Der schnelle Analog-Digital Wandler FADC

Mit der Driftkammer messen wir analoge Signale. Der Computer versteht aber nur digitale Signale. Das bedeutet, die analogen Signale müssen in digitale Signale übertragen werden, ohne Information zu verlieren. Dies geschieht mit einem schnellen Analog-Digital Wandler (engl. Flash Analog Digital Converter, FADC). Der FADC tastet alle Signale mit einer Frequenz von 100 MHz ab. Das bedeutet, dass er alle 10 Nanosekunden den Wert des Signales bestimmt und in einen Speicher schreibt. Er besitzt für jedes Signal 256 Speicher. Daraus

ergibt sich die Zeit für die Datenaufnahme: $10\text{ns} \times 256 = 2.56\mu\text{s}$. Ist diese Zeit vorüber, überschreibt er die Speicher wieder. Dies geschieht solange, bis der FADC ein Stoppsignal erhält. Man hat also $2.56\mu\text{s}$ zur Verfügung, um zu entscheiden ob man ein Signal auslesen will oder nicht.

Die Signale kommen über einen Verstärker zu dem FADC Chip. Dieser hat eine Auflösung von 8 Bit. Da man viele Signale mit kleiner Ladung erwartet, aber auch ein paar mit grosser Ladung, wendet man zur Auflösung einen Trick an. Das Eingangssignal wird mit einer Referenzspannung über eine Widerstandsschaltung gekoppelt und man erhält ein nichtlineares Antwortsignal.

Damit erreicht man eine gute Auflösung von kleinen Signalen mit 8 Bit und einen erweiterten dynamischen Bereich von 10 Bit für grosse Signale. Dies ist wünschenswert, da die zu erwartenden Ladungen der Landauverteilung folgen.

Die FADC-Karte ist über den VME-Bus mit dem Computer verbunden und wird von diesem gesteuert und ausgelesen. Das 32 Bit System des VME-Buses gewährleistet ein schnelles Auslesen der Daten, also eine kleine Totzeit des FADC. Da die Anstiegsflanke des Signals grösser als 20 ns ist, garantiert die Abtastfrequenz von 100 MHz eine gute Zeitauflösung.

3.1.4 Die Input-/Outputkarte

Von der NIM/TTL-Schaltung kommt ein Signal, das anzeigt, dass ein Myon die Kammer durchquert hat und die Daten aus dem FADC in den Computer eingelesen werden müssen. Dafür brauchen wir eine Karte, die dieses Signal lesen und an den Computer weitergeben kann. Nachdem die Software die Daten des FADC gelesen, hat muss die Datenaufnahme wieder gestartet werden. Das Startsignal kommt vom Computer zur Input-/Outputkarte und von dieser zur NIM/TTL-Schaltung. Diese Karte ist also eine Schnittstelle zwischen dem VME-Bus und der NIM/TTL-Logik. Die logischen Signale der Karte entsprechen TTL Pegeln.

3.2 Software

Die Programme für die Datenaufnahme schrieb ich mit Labview [10] und [11]. Die Programmiersprache von Labview ist G. Im Unterschied zu anderen Sprachen, wie zum Beispiel C oder Pascal, wird Labview graphisch programmiert. Die Programme von Labview werden Virtuelle Instrumente (VI) genannt, da sie in Bild und Funktion Instrumente simulieren. Ein Labviewprogramm besteht im wesentlichen aus zwei Teilen: einem Frontpanel (Oberfläche) und einem Blockdiagramm. Das Frontpanel imitiert ein physikalisches Instrument mit Drehknöpfen, Druckknöpfen, Anzeigen und so weiter. Im Blockdiagramm wird das Programm 'geschrieben'. VIs kann man als Hauptprogramme oder als Unterprogramme einsetzen.

Der Ablauf der Datenaufnahme verläuft im wesentlichen folgendermassen (Vergl. Abb. 3.1: Das Programm gibt über die Input/Outputkarte das Signal 'bereit zur Datenaufnahme' an die Elektronik. Diese startet den Aufnahmemodus des FADC. Sobald die beiden Szintillatoren ein Ereignis melden wird der FADC gestoppt und auf der Input/Outputkarte der

Eingang gesetzt. Das Programm hat die ganze Zeit auf dieses Signal gewartet. Es liest den FADC aus, bringt die Daten in die richtige Reihenfolge¹, stellt das Ereignis auf dem Bildschirm graphisch dar und speichert die Daten auf der Festplatte. Anschliessend kontrolliert es, ob die Eingabeparameter verstellt worden sind, ändert gegebenenfalls die Spannungen und Strombegrenzungen am Hochspannungsgerät, und der Zyklus beginnt von vorne. Die Daten wurden als Textfile abgespeichert. Die 8 Bit vom linken Kanal und die 8 Bit vom rechten Kanal sind zusammengehängt und als I16 Daten dezimal abgespeichert. Vor jedem Ereignis steht seine Nummer, das Datum, die Zeit, die Anzahl Einträge (bei uns immer 256) und die Counterposition des FADC. In der ersten Zeile steht die Nummer der Messung.

3.3 Anmerkung zum VME-Crate

Das erste VME-Crate, das wir benützten, hatte zuviel elektronisches Rauschen. Dieses Rauschen übertrug sich bei der Datenaufnahme auf unsere Signale und störte diese massiv. Es war darum nötig ein neues Crate anzufertigen. Wir nahmen eine Standard H1 Backplane und bauten dazu ein Gehäuse. Den Unterschied vom alten und dem neuen Crate sieht man in der Abb. 3.2 sehr gut.

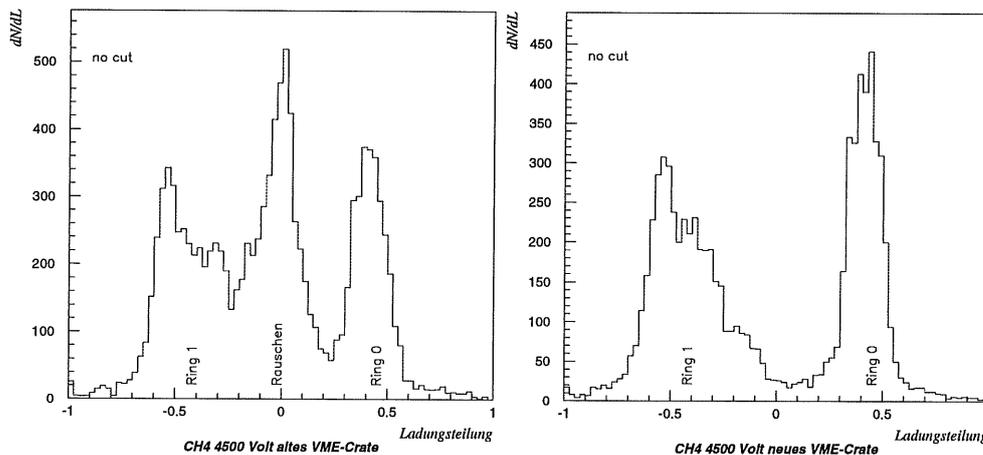


Abbildung 3.2: Unterschied altes und neues VME-Crate. Die Einträge der Verteilung wurden nicht selektiert.

Die Ladungsteilung wurde bereits im Abschnitt 2.4 beschrieben. Bei unserer Versuchsanordnung erwarten wir praktisch keine Einträge der Ladungsteilung ($cd = \frac{Q_l - Q_r}{Q_{total}}$) bei 0, denn Ereignisse, die in der Mitte der Anode eintreffen, werden von den Szintillatoren nicht detektiert. Im ersten Bild der Abbildung 3.2 hat es aber in der Mitte am meisten Einträge. Diese kommen vom elektronischen Rauschen der VME-Backplane. Das Rauschen ist auf den

¹Beim Auslesen der FADC-Speicher beginnt das Programm beim Speicher Nr.1. Das Stoppsignal kommt aber normalerweise bei einer anderen Speichernummer. Darum müssen die Daten umgeordnet werden.

Kanälen der rechten und der linken Seite gleich. Wird ein Rauschsignal irrtümlicherweise als Puls gewertet, wird die Ladungsteilung nach der obigen Formel berechnet. Das Rauschsignal des anderen Kanals sieht sehr ähnlich aus, weil alle Rauschsignale ähnlich aussehen, und die Ladungsteilung wird im Bereich von 0 liegen.

Beim neuen VME-Crate ist das Rauschen viel kleiner und die Ladungsverteilung weist, ohne Selektion der Ereignisse, viel weniger Ereignisse um 0 auf.

3.4 Die Messungen

Wir nahmen verschiedene Messreihen auf, um unsere Apparatur zu eichen und die Gasverstärkung von zwei Gasmischungen zu bestimmen. Danach bauten wir einen Impedanz-Matcher ein und verglichen unsere Daten mit denen der CIZ am H1 Experiment.

3.4.1 Eichmessung

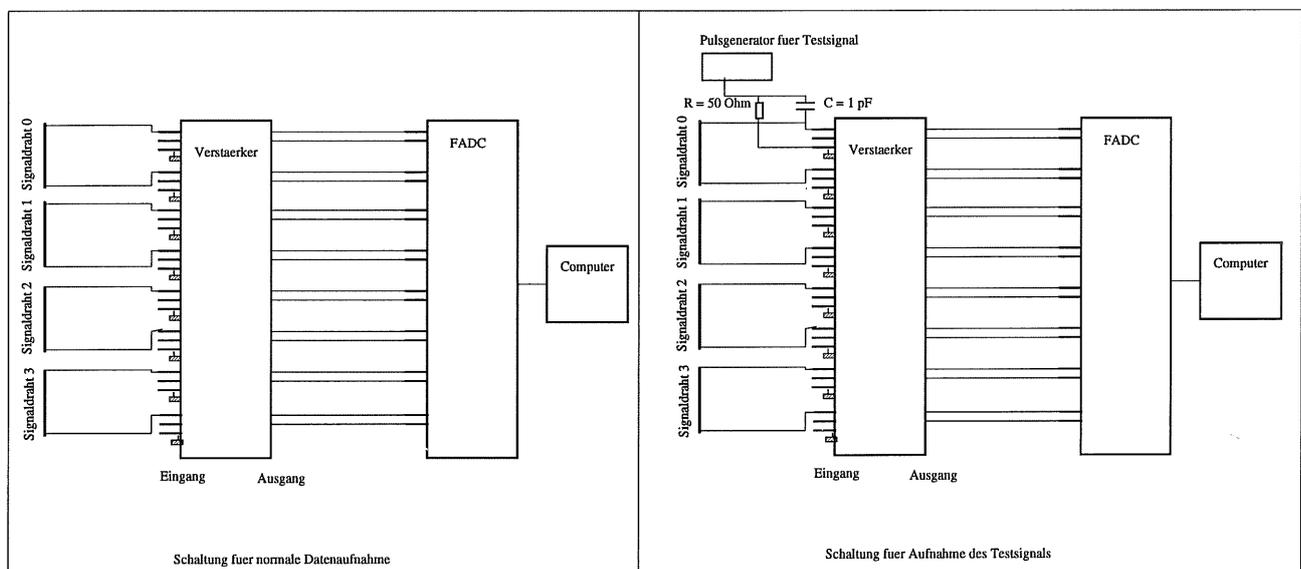


Abbildung 3.3: Schaltung zur normalen Datenaufnahme und zur Aufnahme des Testsignals

Um unsere Apparatur zu eichen verwendeten wir ein Testsignal, das über einen Kondensator auf den Verstärker gegeben wurde. Der Kondensator wurde parallel zu einem 50Ω Widerstand geschaltet (Abb. 3.3). Da wir die Spannung des Testsignals und die Kapazität des Kondensators kennen, können wir die Ladung des Testsignals einfach bestimmen: $Q = C \cdot V$. Wir nahmen neun Messungen mit je $10'000$ Ereignissen auf und variierten die Spannung des Testsignals von 0.6 Volt bis 1.8 Volt, in Schritten von 0.15 Volt. Dies entspricht etwa dem Bereich des FADC. Um den systematischen Fehler abzuschätzen, gaben wir das Testsignal auf verschiedene Eingänge des Verstärkers.

3.4.2 Messung der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung wurde an zwei verschiedenen Gasmischungen gemessen: CH_4/Ar 20%/80% und $\text{C}_2\text{H}_6/\text{Ar}$ 30%/70%. Als Quelle dienten Myonen aus der Höhenstrahlung. Die Anordnung der Apparatur und der Elektronik entnimmt man den Abbildungen 3.1 und 3.3. Es wurden 25 Messungen aufgenommen, wovon die meisten um die 10^4 Ereignisse beinhalten.

Kapitel 4

Auswertung

Ziel der Auswertung war es, die Gasverstärkung der verschiedenen Gasmischungen bei verschiedenen Spannungen zu bestimmen. Dazu wertete ich zuerst die Messungen der Testpulse aus, deren Ladung bekannt war. Mit diesen Pulsen konnte ich dann die Skalierung der eigentlichen Messungen bestimmen. Die Gasverstärkung ergibt sich aus der Anzahl Elektronen an der Anode dividiert durch die Anzahl primär ionisierter Atome. Die Anzahl der Elektronen an der Anode bestimmte ich aus der Verteilung der deponierten Ladung, indem ich eine Funktion an die Datensätze anpasste und deren Schwerpunkt berechnete. Die Ladung des Schwerpunktes entspricht der mittleren Ladung, die bei einem Ereignis deponiert wird. Mit Hilfe der Eichung kann ich die Anzahl Elektronen an den Anoden bestimmen, und aus einer Tabelle entnehme ich die Anzahl primär ionisierter Atome.

4.1 Bearbeitung der Rohdaten

So wie die Daten abgespeichert wurden, konnten sie nicht ausgewertet werden. Ich benützte ein Programm, das die Rohdaten ins Format der CRYD-Bank konvertierte, damit sie von der H1- Software gelesen werden konnten. Dann unterzogen wir sie der Ladungs-Zeit-Analyse (Qt) von der ich die bearbeiteten Daten als Ntuple zurück bekam. Die Qt-Analyse sucht zu jedem linken Puls den zugehörigen rechten, integriert die Pulssignale von einem bestimmten Schwellenwert bis zum Pulsmaximum und bildet dann den Schwerpunkt dieses Bereichs. Dieser ist der Zeitpunkt an dem das Signal an der Anode ankommt. Da in der Regel dieser Zeitpunkt für die linken und rechten Signale nicht exakt gleich ist, mittelt die Qt-Analyse folgendermassen: $t = \frac{t_{links} + t_{rechts}}{2}$.

Die Ntuples konnten mit dem Programm PAW weiterbearbeitet werden. In ihnen waren folgende Informationen einer Messung festgehalten: Kanalnummer, Ringnummer, Drahtnummer, Verteilung der Driftzeiten, Ladungsverteilung rechts, Ladungsverteilung links, Ladungsverteilung total, Ladungsdifferenz von links und rechts, Anstiegszeit links, Anstiegszeit rechts, Integrationslänge und Anzahl Stromsignale pro Ereignis. Diese Grössen kann man mit PAW bearbeiten. Es ist möglich die einzelnen Daten gegeneinander aufzutragen oder eine Grösse mit Einschränkungen einer anderen Grösse aufzutragen. Zum Beispiel: trage die totale

Ladung auf, aber nur für Ereignisse bei denen die Anstiegszeit grösser als 0 ist.

4.2 Erste Bearbeitung der Ntuple

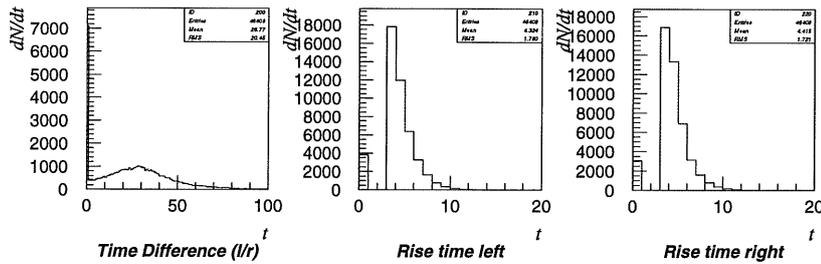


Abbildung 4.1: Zeitdifferenz links/rechts, Anstiegszeit links, Anstiegszeit rechts. Diese Informationen verwendete ich, um die Daten zu selektieren. Die Zeitdifferenz muss grösser sein als 3 und die Anstiegszeiten müssen grösser als 2 sein.

Ich musste die Daten der Ladungsverteilung so gut als möglich vom Untergrund befreien. Die Pulse werden auf beiden Seiten der Signaldrähte gemessen (vergl. Abb. 2.4). Es gibt eine zweite Methode, um den Zeitpunkt zu berechnen, an dem ein Signal an der Anode eintrifft. Sie heisst: Methode des ersten Elektrons. Bei dieser Methode wird eine Gerade an die Anstiegsflanke des Pulses angepasst, wobei der erste Eintrag und der des Maximums ignoriert werden. (vgl. Abb. 4.2). Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Schwelle über dem Rauschen, ist der Zeitpunkt, an dem ein Puls an der Anode ankommt. Der rechte und der linke Puls kommen oft nicht zur gleichen Zeit an. Diese Zeitdifferenz ist in der Abbildung 4.1 Bild 1 dargestellt. Es fällt auf, dass sehr viele Einträge zwischen 0 und 3 liegen. Das kommt unter anderem daher, dass die Rauschsignale links und rechts gleich aussehen. Wird nun bei diesen Signalen die Methode des ersten Elektrons angewendet, ergibt sich die Zeitdifferenz zu 0 (Abb. 4.2). Ich wählte also als erste Bedingung: Die Zeitdifferenz muss grösser als 3 sein. Mit dieser Bedingung lasse ich auch Ereignisse weg, die eigentlich brauchbar wären. Diese Anzahl ist aber verhältnismässig klein.

Die Anstiegszeit eines Pulses ist die Zeitdifferenz $\Delta t = t_{Pulsanfang} - t_{Pulsmaximum}$. Sie hängt unter anderem von der Pulsgrösse ab. Die Bilder 2 und 3 in Abbildung 4.1 stellen die Verteilung der Anstiegszeiten dar. Es fällt auf, dass viele Pulse eine Anstiegszeit von 0 haben. Diese sollte aber bei etwa 20 ns sein. Die Einträge in 0 kommen vom Untergrund, der nur kleine Signale liefert. Ich wählte als zweite Bedingung: Die Anstiegszeit muss grösser als 2 sein. In der Abbildung 4.3 ist dieser Prozess dargestellt.

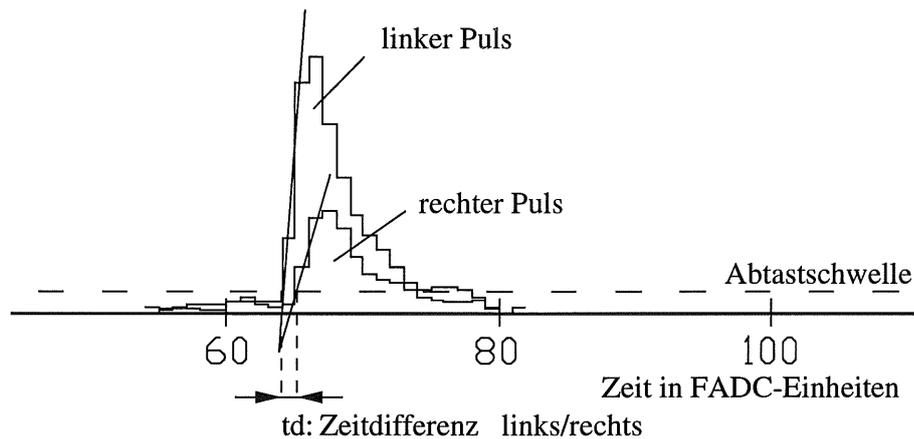


Abbildung 4.2: Zeitdifferenz links/rechts. In die Anstiegsflanken der Pulse wird eine Gerade gelegt. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Abtastschwelle ist der Zeitpunkt, in dem das erste Elektron ankommt.

4.3 Auswertung der Testpulse

Ich nahm 9 verschiedene Testpulsmessungen auf. Da die Testpulse jeweils nur auf einem Kanal eingegeben wurden, erwartete ich bei der Verteilung des Ladungsverhältnisses (vgl. 2.4) nur Einträge bei 1. Die Ladung der Pulse streut etwas. Darum lies ich auch Einträge zu, die kleiner waren. Alle anderen Einträge kamen vom Rauschen der Apparatur und wurden weggelassen. Es wurden nur Ereignisse zugelassen für die gilt: cd ist grösser als 0.7.

An die Ladungsverteilung der Testpulse passte ich in PAW eine Gausskurve an und bestimmte den Schwerpunkt. Ich trug die Spannung der Testpulse gegen ihre Schwerpunktsposition auf und legte durch die Punkte eine Gerade. So erhielt ich eine Beziehung zwischen der Ladung und den Kanalnummern: $Q [pC] = (Kanalnummer + 360.5)/1277$. (Abb.4.5 und Tabelle 4.1)

Spannung	0.75 V	0.9 V	1.05 V	1.2 V	1.35 V	1.5 V	1.65 V	1.8 V
Ladung	0.75 pC	0.9 pC	1.05 pC	1.2 pC	1.35 pC	1.5 pC	1.65 pC	1.8 pC
Kanalnr.	619.6	806.7	941.9	1167.7	1358	1563.7	1742	1956.7

Tabelle 4.1: Testpulse tabelliert. Die Beziehung zwischen der Ladung und der Kanalnummer ergibt sich aus diesen Daten zu $Q [pC] = (Kanalnummer + 360.5)/1277$. Dabei steht die Kanalnummer für die Ladung in Q_t -Einheiten.

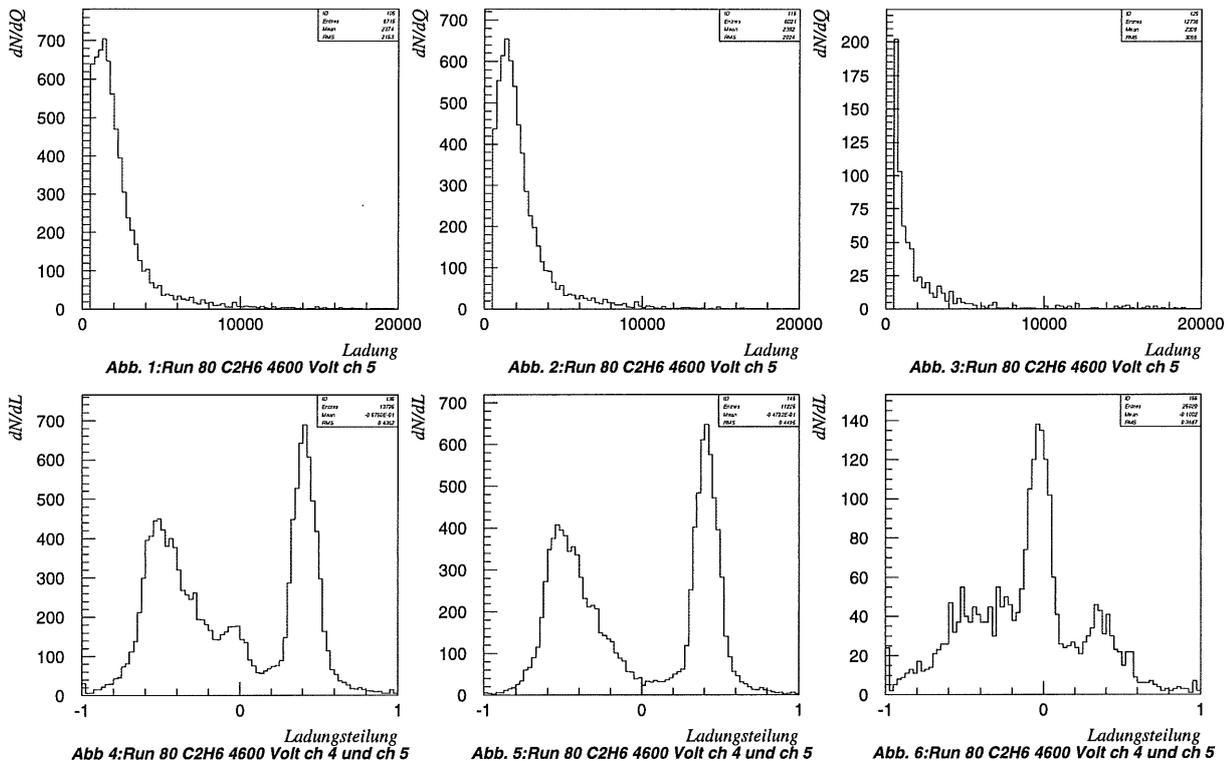


Abbildung 4.3: Beispiel einer Ladungsverteilung. Im ersten Bild ist die Ladungsverteilung, wie ich sie als Rohdaten erhalte, dargestellt. Bei sehr kleinen Ladungen sieht man, dass die Signale überlagert sind vom Rauschen der elektronischen Apparatur. Durch Selektion der Signale kann das Rauschen etwas unterdrückt werden und die Landauverteilung kommt deutlicher zum Vorschein (Abb. 2). Es wurden nur Ereignisse eingetragen für die gilt: Die Zeitdifferenz links/rechts ist grösser als 3 und die Anstiegszeit ist grösser als 2. In Abb. 3 sind die Einträge dargestellt, die in Abb. 2 weggelassen wurden. Abb. 4-6: dasselbe für die Ladungsteilung

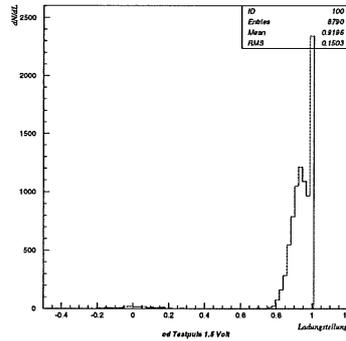


Abbildung 4.4: Die normierte Ladungsdifferenz eines Testpulses $cd = \frac{Q_{links} - Q_{rechts}}{Q_{total}}$. Da der Testpuls nur auf einen Kanal eingegeben wurde, erscheint die Verteilung nur auf einer Seite. Als Selektionskriterium wurden nur Ereignisse zugelassen bei denen cd grösser als 0.7 ist.

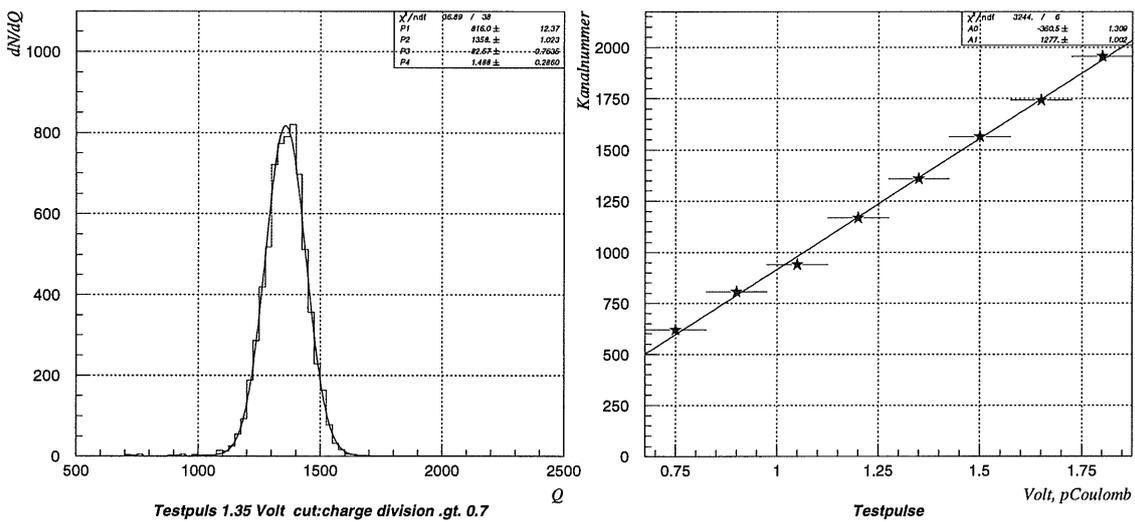


Abbildung 4.5: Links ist die Ladungsverteilung eines Testpulses aufgetragen, an den eine Gausskurve angepasst wurde. Rechts sind alle Testpulspositionen gegen ihre Spannungen aufgetragen. Die Ladung bestimmt sich aus $Q = C \cdot V$. Der Kondensator hat eine Kapazität von 1 pF und darum entspricht auf der Skala 1 Volt einem pC.

4.4 Auswertung der Ladungsverstärkung

Ich wertete 15 Messungen aus. Die Einträge der Ladungsverteilungen wurden nach den oben beschriebenen Kriterien selektiert, diejenigen mit der gleichen Spannung addiert und nach Gassorte getrennt in Histogramme gefüllt.

Die Ladungsverteilung wird durch die Landauverteilung beschrieben [1]. Wir passten folgende Funktion an die Daten an:

```
if (P2 > 0) then
  y = (x - P1) / P2
  if y < P3 then
    E = e-0.5·y2
  else
    E = eP3·(0.5·P3-y)
  endif
  f(x) = P4 · E
else
  f(x) = 1020
endif
end
```

Die Funktion und die Bedeutung der Parameter sind in der Abbildung 4.6 dargestellt. Uns interessierte die mittlere Ladung, die bei einem Ereignis an der Anode deponiert wurde. Diese entspricht der Ladung des Schwerpunkts, den ich folgendermassen bestimmte:

$$\text{Schwerpunkt } SP = \frac{\sum x_i \cdot f(x_i)}{\sum f(x_i)} \quad (4.1)$$

Mit Hilfe der Eichung konnte ich nun die mittlere Anzahl Elektronen pro Ereignis an den Anoden bestimmen.

$$\#e^- = \frac{\text{Kanalnummer} + 360.5}{1277 \cdot 10^{12} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}$$

Der Faktor $1.6 \cdot 10^{-19}$ steht für die Elementarladung und 10^{12} ist ein Korrekturfaktor, da in der Eichung die Ladung in pC angegeben wurde. Die Werte sind in den Abbildungen 4.10 und 4.12 graphisch dargestellt. Es fällt auf, dass an den äusseren Drähten mehr Ladung deponiert wird als an den inneren Drähten, besonders bei tieferen Spannungen. Das Einzugsgebiet der äusseren Drähte ist viel grösser als das der inneren. Dies sieht man in der Abbildung 4.7 sehr gut.

Die Ladungsverstärkung bestimmte ich unter Berücksichtigung dieser Einzugsgebiete. Für die äusseren Drähte setzte ich 10 mm ein und für die inneren 3 mm. Beim Durchgang von

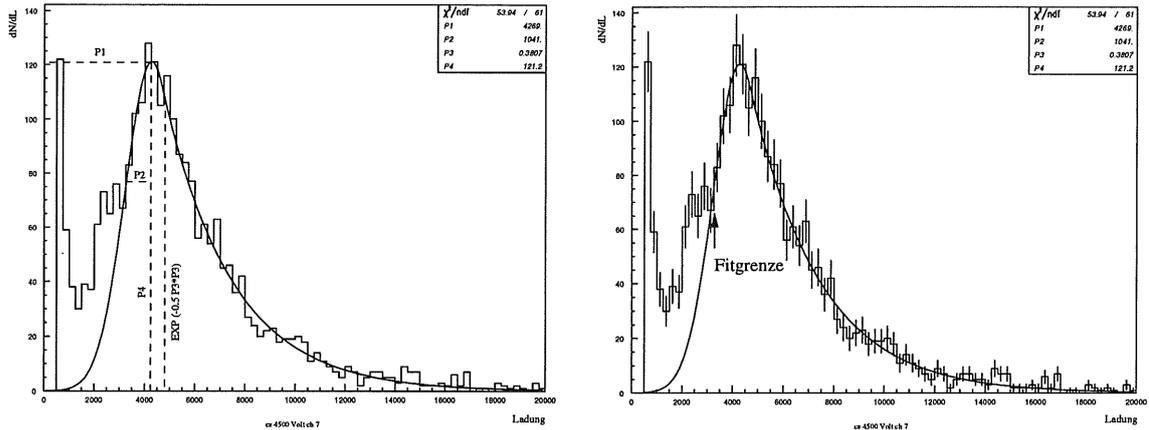


Abbildung 4.6: Die Funktion, die an den Datensatz angepasst wurde, besteht im ersten Teil aus einer Gaußkurve und im zweiten Teil aus einer Exponentialkurve. Im linken Bild sind die Parameter der Fitfunktion eingezeichnet. Im rechten Bild erkennt man, wie gut die Funktion an den Datensatz passt. Die Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern.

minimal ionisierenden Teilchen durch Argon entstehen im Mittel 94 freie Elektronen pro cm Weg [8]. In der Abbildung 4.13 sind die freien Elektronen, skaliert mit dem Einzugsgebiet der Anoden, gegen die Anzahl Elektronen an der Anode aufgetragen. Die Steigung, der angepassten Geraden, entspricht in dieser Darstellung der Gasverstärkung. Die Werte der Gasverstärkung können ebenfalls diesen Abbildungen entnommen werden.

$$\text{Gasverstärkung } GV = \frac{\#e_{\text{Anode}}^-}{\#e_{\text{prim}}^-}$$

Dabei wurde die Anzahl Elektronen an der Anode jeweils über beide Ringe gemittelt:

$$\#e_{\text{totalanderAnode}}^- = \frac{1}{4}(\#e_{\text{ch0}}^- + \#e_{\text{ch3}}^- + \#e_{\text{ch4}}^- + \#e_{\text{ch7}}^-) \text{ für die äusseren Drähte}$$

und

$$\#e_{\text{totalanderAnode}}^- = \frac{1}{4}(\#e_{\text{ch1}}^- + \#e_{\text{ch2}}^- + \#e_{\text{ch5}}^- + \#e_{\text{ch6}}^-) \text{ für die inneren Drähte}$$

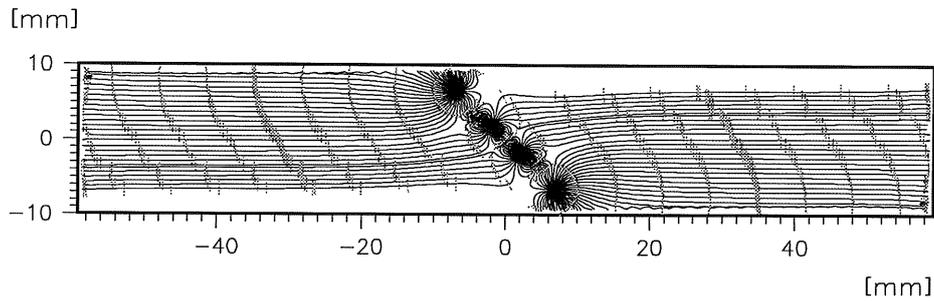


Abbildung 4.7: Simulation der Driftwege in einer Driftzelle. Man beachte das Einzugsgebiet der äusseren Drähte und das der inneren.

CH4

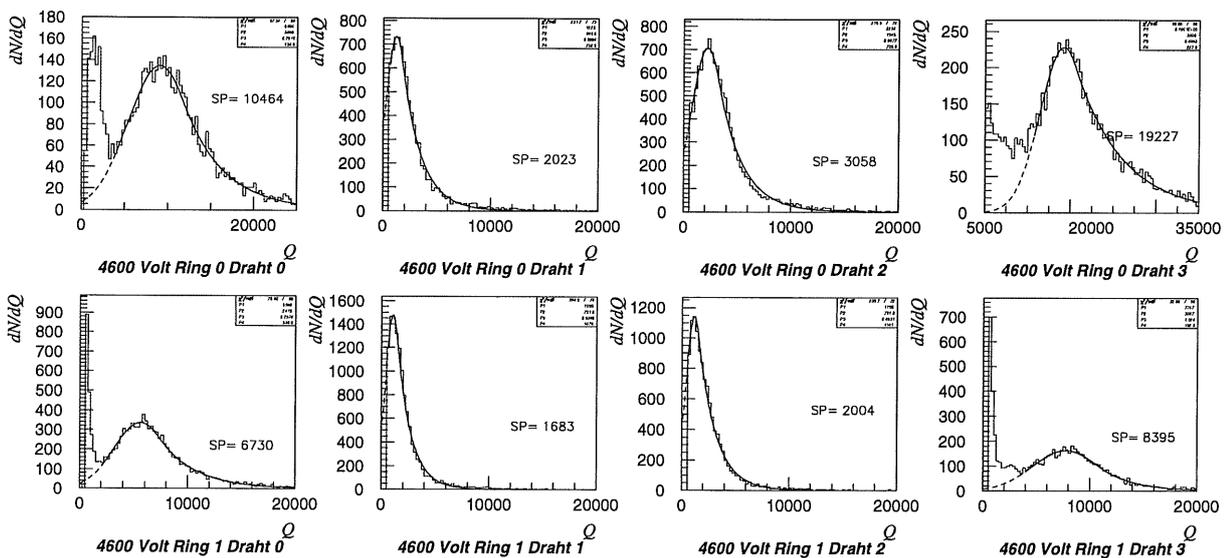


Abbildung 4.8: Ladungsverteilung: Die ausgezogene Linie zeigt den Bereich an, über den gefittet wurde und die gestrichelte Linie die Fitfunktion. Nachdem ich die Funktion numerisch integriert hatte bestimmte ich den Schwerpunkt (SP). Dieser gibt an, wie gross die mittlere Ladung an der Anode pro Ereignis ist.

C2H6

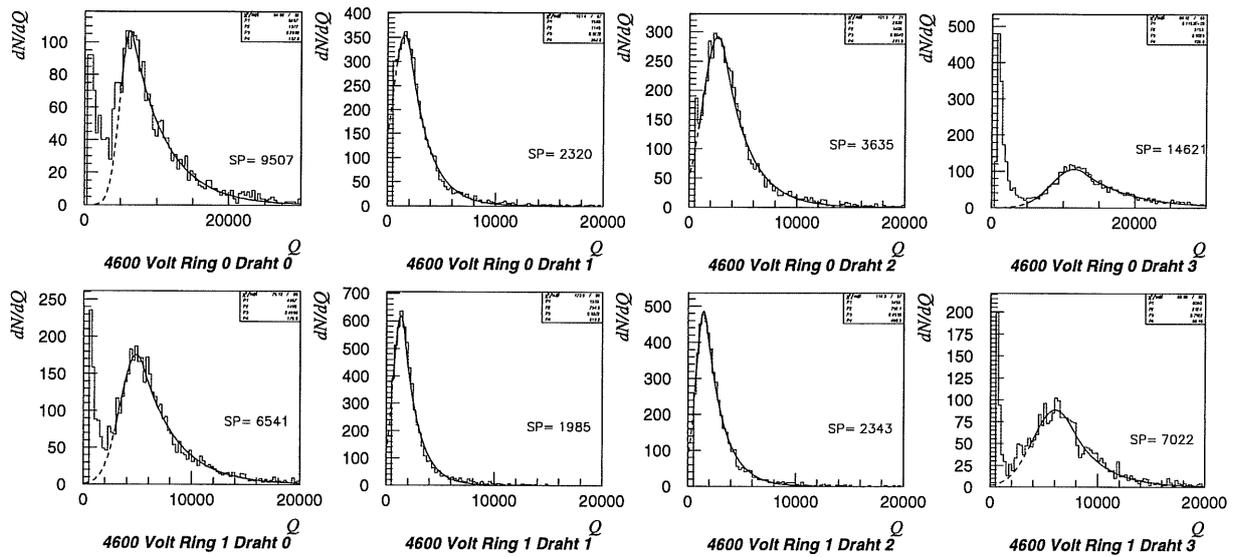


Abbildung 4.9: Ladungsverteilung: Die ausgezogene Linie zeigt den Bereich an, über den gefittet wurde und die gestrichelte Linie die Fitfunktion. Nachdem ich die Funktion numerisch integriert hatte bestimmte ich den Schwerpunkt (SP). Dieser gibt an, wie gross die mittlere Ladung an der Anode pro Ereignis ist.

4.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind die Ladungsverteilungen für die Messungen von CH_4 und C_2H_6 bei 4600 Volt dargestellt. Es fällt zunächst auf, dass die inneren Drähte (Drahtnr. 1,2,5,6) wesentlich weniger Ladung sehen, als die äusseren. Die Einzugsgebiete der Drähte unterscheiden sich stark (vgl. Abb. 4.7). Durchquert ein Teilchen das Gas, so ionisiert es pro cm Wegstrecke rund 100 Atome. Der Einzugsbereich der äusseren Drähte ist etwa 1 cm dick und der der inneren etwa 3 mm. Im Einzugsbereich der Drähte 1,2,5,6 werden also etwa dreimal weniger Atome ionisiert, als bei den anderen.

Weiter fällt auf, dass die Drähte 1,3 und 4,7 nicht gleichviel Ladung sehen. Da die Kammer symmetrisch aufgebaut ist, erwartet man dies aber. Ein Problem ist, dass der Deckel und der Boden einer Driftzelle nicht identisch sind. Die Driftzelle ist mit Gas gefüllt und der Innenruck ist etwas grösser als der Aussendruck. Der Deckel kann den Druck besser aufnehmen, da er zusätzlich von einer Kaptonfolie bedeckt ist, die ihn stützt. Der Boden ist aus schwächerem Material und er biegt sich durch. Das bedeutet, dass die Geometrie der Driftzelle nicht mehr optimal ist und dass sich die Feldlinien verschieben.

Ein anderes Problem ist, dass die Winkel zwischen Deckel und Seitenkathode und zwischen Seitenkathode und Boden nicht die gleichen sind (vgl. Abb. 2.2). Dies wird die Feldlinien auch unterschiedlich beeinflussen.

Falls der Deckel zu viel Spiel hat (im Bereich von 0.1 mm), passen die Kupferstreifen der Feldkorrektur nicht mehr genau übereinander.

Solche kleine Ungenauigkeiten summieren sich zu den oben erwähnten Effekten.

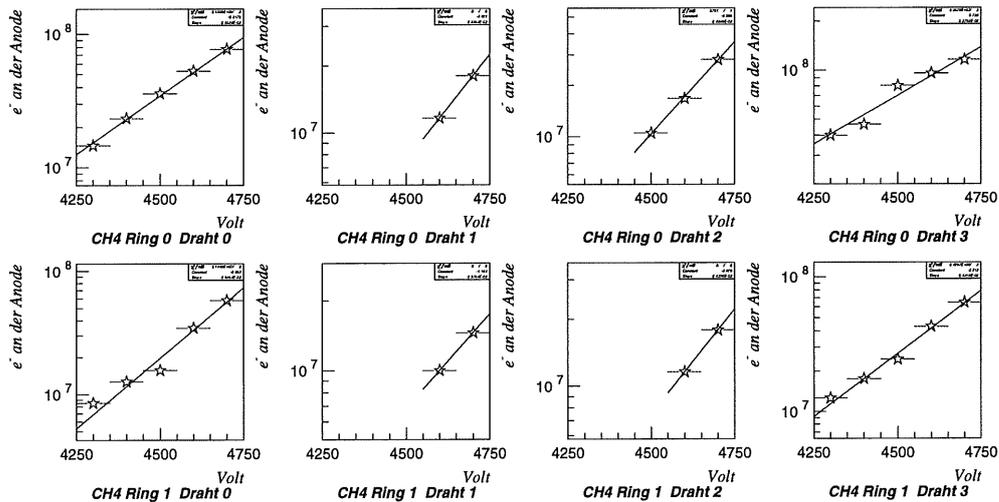


Abbildung 4.10: Die mittlere Anzahl Elektronen pro Ereignis an den Anoden gegen die Driftspannung aufgetragen und mit einer Exponentialfunktion gefittet. Messungen mit Ar/CH_4

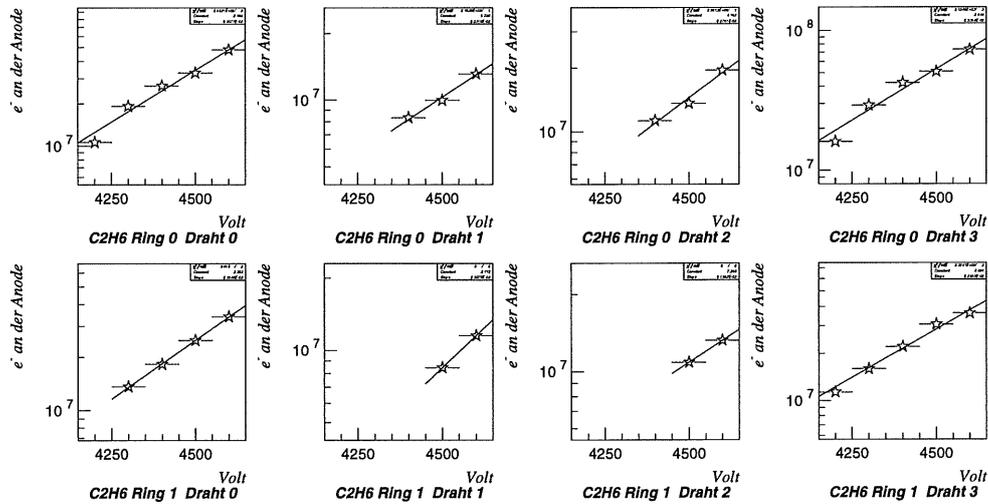


Abbildung 4.11: Die mittlere Anzahl Elektronen pro Ereignis an den Anoden gegen die Driftspannung aufgetragen und mit einer Exponentialfunktion gefittet. Messungen mit Ar/C₂H₆

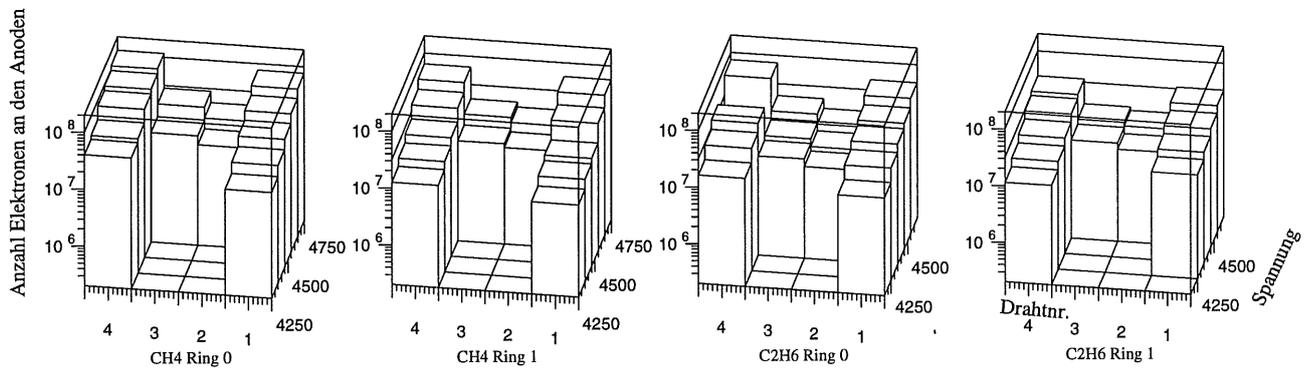


Abbildung 4.12: Die mittlere Anzahl Elektronen pro Ereignis an den Anoden gegen die Spannung und Drahtnummer aufgetragen.

In den Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12 sind die Elektronen an der Anode gegen die Driftspannungen aufgetragen und mit eine Exponentialfunktion gefittet. Wiederum ist deutlich zu erkennen, dass die inneren Drähte weniger Ladung als die äusseren sehen. Bemerkenswert ist auch die unterschiedliche Effizienz. Die inneren Drähte detektieren die Ladung erst bei wesentlich höheren Spannungen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Schwelle der Ladungs-Zeit-Analyse die kleinen Pulse abschneidet.

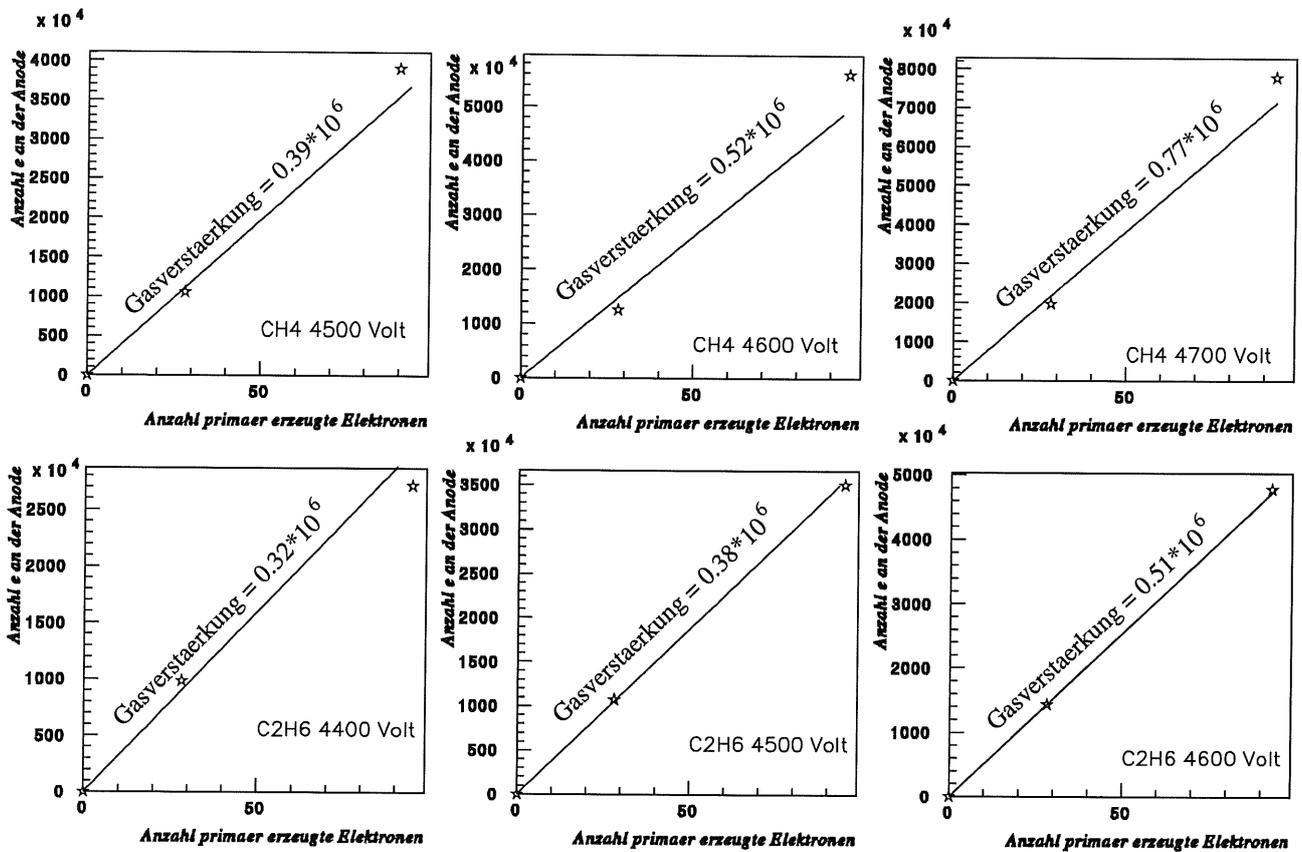


Abbildung 4.13: Bestimmung der Ladungsverstärkung. Es wurden die Anzahl primär ionisierter Atome gegen die Anzahl Elektronen an der Anode aufgetragen und eine Gerade an die drei Punkte angepasst. In dieser Darstellung entspricht die Steigung der Geraden der Gasverstärkung.

In der Abbildung 4.13 wurden die Anzahl primär erzeugter Elektronen gegen die Anzahl Elektronen an der Anode aufgetragen. Um die Anzahl primär ionisierter Atome zu berechnen, wurde die Dicke des Einzugsgebietes der Anoden mit der Anzahl ionisierter Atome pro cm Wegstrecke multipliziert. Dabei setzte ich für die inneren Drähte 0.3 cm und für die äusseren Drähte 1 cm ein. Durch die drei so erhaltenen Punkte legte ich eine Gerade, deren Steigung die Gasverstärkung repräsentiert.

Aus der Verteilung der Punkte darf man schliessen, dass die Simulation der Driftwege in der Abbildung 4.7 sicher nicht falsch ist. Es ist dabei zu beachten, dass die Fehler der einzelnen Punkte gross sind. Ich habe keine Fehlerrechnung durchgeführt, weil uns nur die Grössenordnungen der Resultate interessieren. Eine Fehlerrechnung wäre sehr aufwendig und das Ergebnis nicht sehr aufschlussreich, da die grössten Unsicherheiten systematischer Natur sind. Dabei denke ich an die Genauigkeit der Gasmischungen, Temperatur- und Druckschwankungen u.s.w. Ein grosses Problem tritt beim Bestimmen der mittleren Ladung auf. Die Daten werden mit einer Funktion gefittet und damit wird der Schwerpunkt des Histogramms berechnet.

Die Grenzen beim Fitten wurden nur optisch bestimmt. Das Verfahren ist aber gerade in diesem Punkt sehr heikel. Verändert man die Fitgrenzen nur minim, kann sich das auf die Position des Schwerpunktes bereits wesentlich auswirken. Verschiebt man die Fitgrenze in der Abbildung 4.6 um 2 oder 3 Kanäle nach links, verschiebt sich der Schwerpunkt deutlich zu kleineren Ladungen.

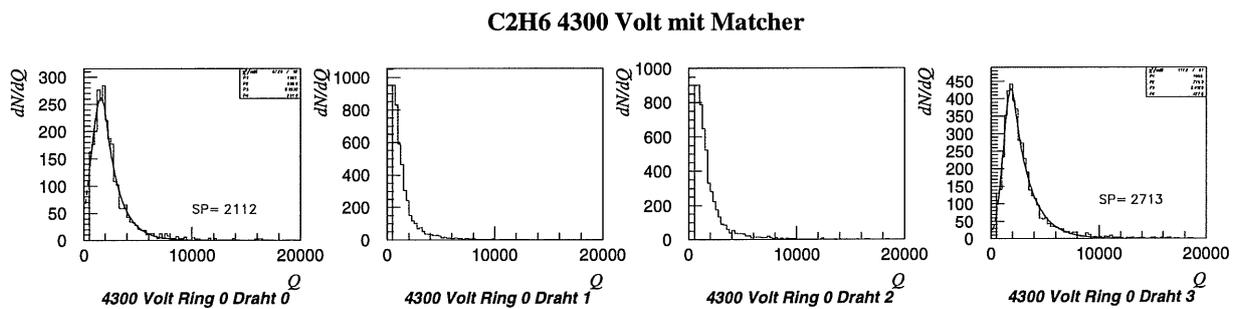


Abbildung 4.14: Zum Vergleich die Ladungsverteilung einer Messung mit Vorverstärker. .

H 1 Run132155 4300 Volt

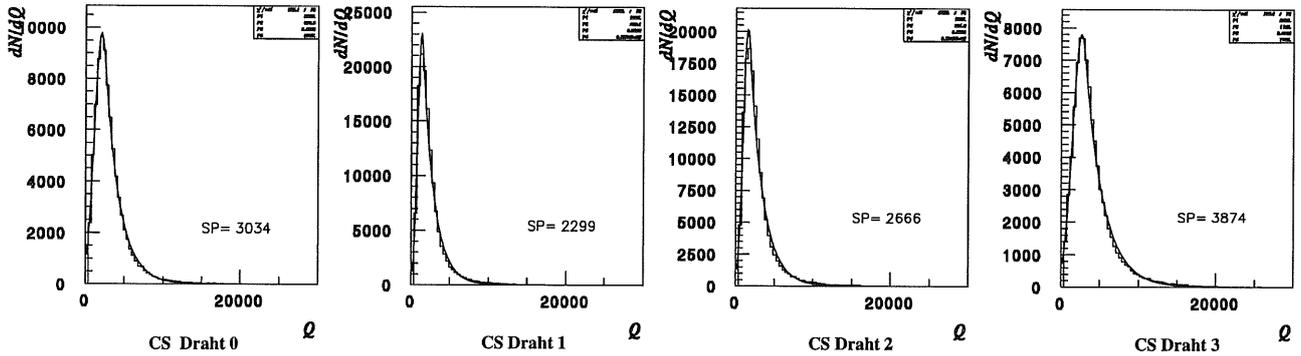


Abbildung 4.15: Zum Vergleich die Ladungsverteilung von H1 Run132155 4300 Volt: Die Daten wurden mit den selben Kriterien selektiert und es wurde dieselbe Funktion angepasst wie bei allen Auswertungen in dieser Arbeit.

C2H6 4500 Volt ohne Matcher

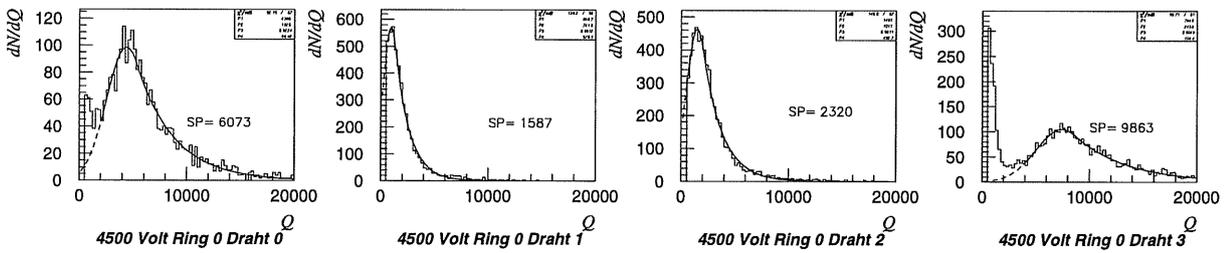


Abbildung 4.16: Die Ladungsverteilung einer Messung ohne Vorverstärker. Alle ausgewerteten Messungen wurden ohne Vorverstärker aufgenommen.

C2H6 4500 Volt mit Matcher

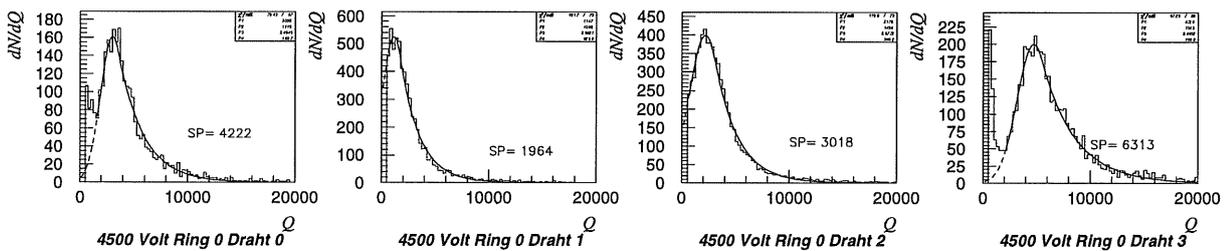


Abbildung 4.17: Die Ladungsverteilung einer Messung mit Vorverstärker.

In den Abbildungen 4.14 und 4.15 werden eine Messung am Prototyp und eine Messung der CIZ des H1-Experimentes verglichen. Zwischen die Signaldrähte und den Verstärker wurden sogenannte Impedanzmatcher eingebaut. Diese haben die Aufgabe die Impedanz der Kammer an den Verstärker anzupassen und die kleineren Ladungen an den inneren Drähten an die der äusseren anzugleichen. Beim Vergleich der Abbildungen 4.16 und 4.17 erkennt man deutlich, dass sich die Ladungsschwerpunkte der Drähte 0 und 3 gegen kleinere Ladung verschieben. Diejenigen der Drähte 2 und 3 verschieben sich hingegen zu grösserer Ladung. Sie wurden einander also etwas angepasst.

Beim Vergleich der Abbildungen 4.14 und 4.15 fällt weiter auf, dass der Prototyp weniger Ladung detektiert. Dieser wurde aber so abgeändert, dass er bis auf ein Detail der CIZ des H1-Experimentes entspricht. Die Kupferstreifen der Kathode sind beim Prototyp 4 mm breit und einlagig angebracht. Diejenigen der CIZ des H1-Experimentes sind nur 2 mm breit und doppelagig angebracht (Eine genauere Erklärung findet man in [1]). Es scheint als hätte diese Änderung eine wesentliche Effizienzsteigerung gebracht.

Anhang A

Benutzeranweisung für die Programme

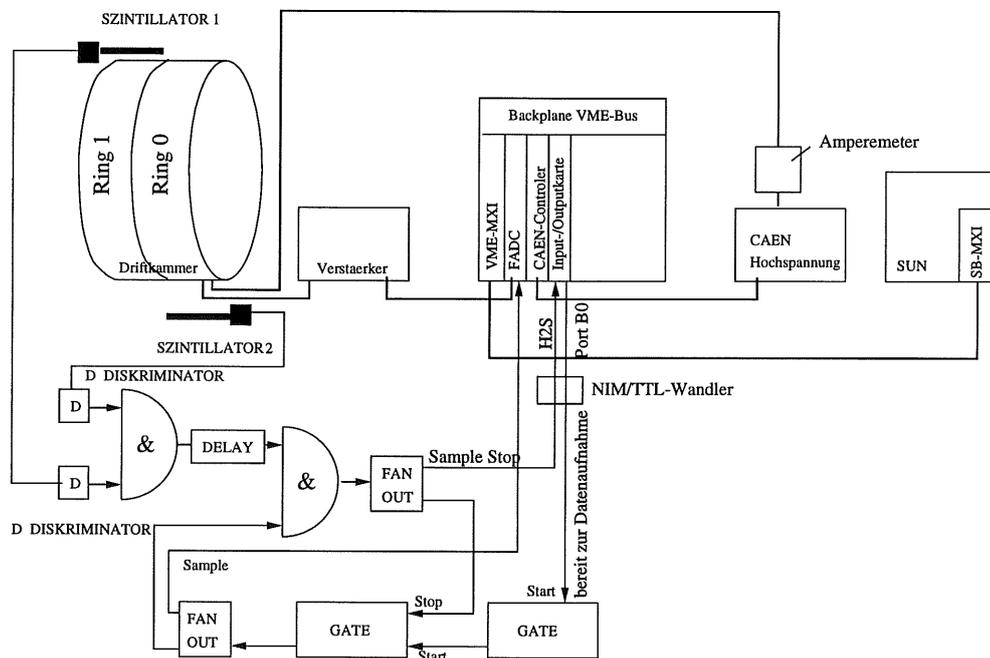


Abbildung A.1: Schema der Datenaufnahme

Labview ist in der Partition /opt abgespeichert. Man findet dort auch die Treiber für SB-VXI Software. Die Virtuellen Instrumente sind unter /opt/VME abgespeichert. Man startet labview, indem man 'labview' eintippt. Unter Umständen muss die Vxi-Software geladen werden. Dazu lässt man das Programm /opt/NICsbmxi/vxiinit laufen. Im Normalfall ist das aber nicht nötig. Falls das VME-Crate abgestellt wurde, muss der Bus neu initialisiert werden. Dazu gibt es das Programm 'resman' (Resource Manager). Labview und das VME-Crate sind nun betriebsbereit. Für die Datenaufnahme braucht man die Input-/Outputkarte.

Diese weiss am Anfang auch noch nichts über sich. Es gibt ein VI, das die Karte initialisiert: /opt/VME/INPUTOUTPUT/ IOinit.vi. Man lässt dieses VI einmal laufen. In den Anzeigen der Fehlermeldungen dürfen nur Nullen stehen. Mehr zur Initialisierung der Input-/Outputkarte in der Diplomarbeit von Thomas Kindler S.91. Im Blockdiagramm des VIs ist jeder Initialisierungsschritt komentiert. Es ist etwas schwierig, die Karte anders zu initialisieren, da das Manual fehlt.

A.1 Datenaufnahme

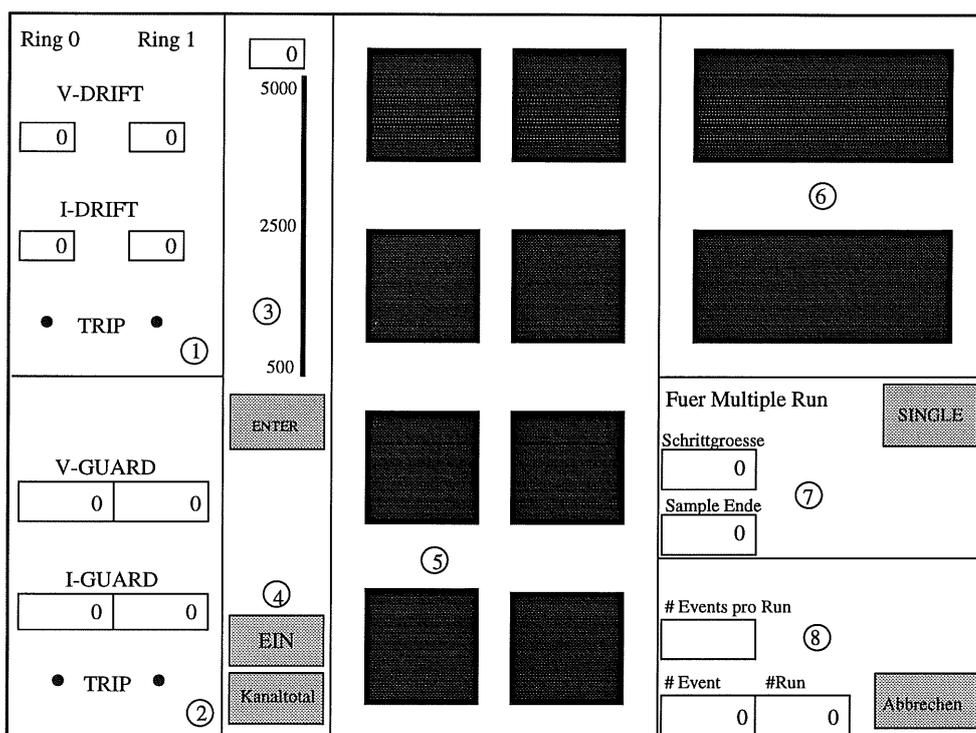


Abbildung A.2: Oberfläche des DAQ.vi.

Das Programm für die Datenaufnahme (/opt/VME/DAQ.vi) startet man, indem man den schwarzen Pfeil rechts oben drückt, wie bei jedem Labviewprogramm. Die Daten werden aufgenommen, in den Fenstern (5) graphisch dargestellt und auf der Festplatte unter dem Pfad /mnt/Runnr(runnr) abgespeichert. (runnr) steht für die Nummer der Messung. Die Datenaufnahme wird bei Drücken der Taste 'Abbrechen'(8) gestoppt.

1. In diesem Feld sind die Spannungen und Ströme der Kathoden dargestellt. Die Werte werden nach jedem Ereignis vom CAEN abgelesen und angezeigt. Die Lampen von Trip sind im Normalbetrieb gelb und werden bei Trip eines Kanales rot. Wie man diese Werte ändern kann liest man nach unter Punkt 3.

2. Das gleiche wie 1 für die Potentialdrähte. Die Spannung muss halb so gross sein wie bei der Kathode und die Ströme sind etwa doppelt so gross.
3. Hier kann man die Kammer Spannungen ändern. Man gibt die gewünschte Driftspannung ein und drückt 'ENTER' (Der neue Wert wird erst nach Drücken von 'ENTER' eingelesen!). Die Spannung der Potentialdrähte und die verschiedenen Strombegrenzungen werden automatisch berechnet und gesetzt. Will man die Strombegrenzungen ändern, muss man dies im Blockdiagramm tun.

Man öffnet das Blockdiagramm und stellt den äussersten Bildrahmen auf Bild 3. Den mittleren Bildrahmen stellt man auf Bild 5 und den innersten Bildrahmen auf Bild 1. In diesem Bild stehen 4 Zahlen. Die beiden orangen sind die Widerstände der Kammer in den Einheiten von CAEN. Mit ihnen wird die Strombegrenzung berechnet $I = \frac{U}{R}$. Die beiden blauen Zahlen stehen für einen Offset. Ich habe die folgenden Werte eingestellt: oberer Widerstand 10.0, unterer Widerstand 2.3, Offset 20.

4. Der 'EIN/AUS' Schalter schaltet die Drift- und Potentialspannungen ein und aus.

Drückt man den 'Kanaltotalknopf', öffnet sich ein Unterprogramm. In diesem können alle Informationen zu den verschiedenen Kanälen abgerufen werden. Es ist auch möglich die Werte I0, I1, Ramp-up, Ramp-down, channel-gr und die Tripschwelle zu verstellen. Dazu drückt man zuerst den Knopf 'Guard/Drift' und wählt den Kanal, den man verstellen will. Danach drückt man einen(!) der Knöpfe, die man verstellen will und gibt den gewünschten Wert ein. Wenn man sicher ist, dass alles richtig ist, drückt man den Knopf 'ENTER'.

Es hat noch einen Knopf mit der Beschriftung 'Prot.setzen'. Hier können die Protection-Bits gesetzt werden. Wichtig ist zum Beispiel das Bit Keyboard enable. Damit kann man das Hochspannungsgerät manuell bedienen. Das VI ist selbsterklärend. Will man das VI 'Kanaltotal' öffnen, geht das nicht, weil die Palette am oberen Rand fehlt. Durch Drücken der Tasten Meta-m erscheint sie und man kann das Blockdiagramm öffnen.

5. In diesen Fenstern werden die Signale graphisch dargestellt.
6. In diesen Fenstern werden die Potentialströme dargestellt. Das Amperemeter wird, wie die Spannungen und Ströme, nicht permanent gelesen, sondern nach jedem Ereignis einmal.
7. Es ist möglich, mehrere Messungen hintereinander automatisch ablaufen zu lassen. Dazu drückt man den gelben Knopf, so dass die Schrift 'multiple' erscheint. Die Messung beginnt mit der eingestellten Spannung und dauert so lange, bis die Anzahl Ereignisse erreicht ist, die man bei (8) in die Anzeige '#Events pro Run' eingegeben hat. Dann wird die Spannung um den Betrag reduziert, den man im Fenster 'Schrittgrösse' eingegeben hat und die neue Messung beginnt. Dies geht so lange, bis die Spannung erreicht ist, die man im Fenster 'Sample Ende' eingegeben hat.

8. Im Fenster '#Events pro Run' gibt man an, wieviele Ereignisse gesammelt werden sollen. Nach Erreichen dieser Anzahl wird das Programm automatisch beendet, falls der Schalter in (7) auf 'Single' steht, oder eine neue Messung wird gestartet, falls der Schalter auf 'multiple' steht. Im zweiten Fall wird die Spannung um den Wert vermindert, den man im Fenster 'Schrittgrösse' eingegeben hat.

Jede Messung wird automatisch fortlaufend numeriert. Dazu wird die Nummer der letzten Messung aus dem File /mnt/runnr gelesen und um 1 erhöht. Diese Zahl wird im Feld 8 in der Anzeige '#Run' dargestellt. Diese Numerierung kann man nur im File /mnt/runnr ändern.

Die Anzahl bereits gesammelter Ereignisse kann man der Anzeige '#Event' entnehmen.

Will man dem VME-Crate ein neues Device hinzufügen, muss man es in den 'Non-VXI Device Name Editor' eintragen (VME ist eine Untermenge von VXI). Diesen Editor findet man in /opt/NICsbmxi/vxitedit. Dort kann man alle eingetragenen Devices anschauen und neue eintragen. Ein guter Befehl ist 'help'. Es gibt noch weitere Onlinehilfe unter /opt/NICsbmxi/hlp

Um ein neues Device in den 'Non-VXI Device Name Editor' einzutragen, muss man folgendes wissen:

Pseudo-logical-address Jedes VXI-Device erhält eine logische Adresse zwischen 0 und 255. Jedes VME-Device erhält eine logische Adresse zwischen 256 und 511. Die Software braucht diese Zahl für interne Verwaltungszwecke.

Device Name Der Eintrag hat keinen Einfluss auf das Programm.

Frame Nummer des VME-Crates

Slot Nummer des Einschubs von SB-MXI (in der Sun)

Model Code Der Eintrag hat keinen Einfluss auf das Programm

Device Class 0=Memory, 1=Extended, 2=Message-Based, 3=Register-Based

Modelname Der Eintrag hat keinen Einfluss auf das Programm

MfrName Der Eintrag hat keinen Einfluss auf das Programm

A16membase Basisadresse für 16 bit-Adressierung

A16memsize Platzreservierung für 16 bit-Adressierung

A24membase Basisadresse für 24 bit-Adressierung

A24memsize Platzreservierung für 24 bit-Adressierung

A32membase Basisadresse für 32 bit-Adressierung

A32memsize Platzreservierung für 32 bit-Adressierung

InSystem Befindet sich das Device im System ?

Kann man ein Gerät in mehreren Bitgrößen adressieren, muss man für jede Grösse einen eigenen Eintrag schreiben. Nachdem man einen Eintrag verändert hat, muss man den Resourcemanager 'resman' laufen lassen.

Unsere Geräte wurden folgendermassen Eingetragen:

Fd #	Field Name	Field Value
----	-----	-----
Index = 0		
(0)	PseudoLa	101
(1)	DeviceName	A200
(2)	Frame	1
(3)	Slot	2
(4)	ManId	f
(5)	ModelCode	10e
(6)	DevClass	3
(7)	ModelName	A200
(8)	MfrName	CAEN
(9)	a16membase	0
(10)	a16memsize	0
(11)	a24membase	400
(12)	a24memsize	40
(13)	a32membase	0
(14)	a32memsize	0
(15)	IrqLevel	none.
(16)	IrqHandle	none.
(17)	InSystem	1
Index = 1		
(0)	PseudoLa	100
(1)	DeviceName	A200
(2)	Frame	1
(3)	Slot	2
(4)	ManId	f
(5)	ModelCode	10e
(6)	DevClass	3
(7)	ModelName	A200
(8)	MfrName	CAEN
(9)	a16membase	400
(10)	a16memsize	40
(11)	a24membase	0
(12)	a24memsize	0

(13)	a32membase	0
(14)	a32memsize	0
(15)	IrqlLevel	none.
(16)	IrqlHandle	none.
(17)	InSystem	1
Index = 2		
(0)	PseudoLa	10e
(1)	DeviceName	ARB243
(2)	Frame	8
(3)	Slot	4
(4)	ManId	ffc
(5)	ModelCode	123
(6)	DevClass	2
(7)	ModelName	73a-852
(8)	MfrName	Colorado Dat
(9)	a16membase	0
(10)	a16memsize	0
(11)	a24membase	800000
(12)	a24memsize	40000
(13)	a32membase	0
(14)	a32memsize	0
(15)	IrqlLevel	2, 7.
(16)	IrqlHandle	none.
(17)	InSystem	0
Index = 3		
(0)	PseudoLa	104
(1)	DeviceName	ARB246
(2)	Frame	0
(3)	Slot	3
(4)	ManId	ffc
(5)	ModelCode	123
(6)	DevClass	2
(7)	ModelName	73a-852
(8)	MfrName	Colorado Dat
(9)	a16membase	0
(10)	a16memsize	0
(11)	a24membase	800000
(12)	a24memsize	200000
(13)	a32membase	0
(14)	a32memsize	0
(15)	IrqlLevel	6.
(16)	IrqlHandle	none.
(17)	InSystem	0

```

Index = 4
(0) PseudoLa          102
(1) DeviceName       FADCF1001
(2) Frame            1
(3) Slot             2
(4) ManId            10
(5) ModelCode        10
(6) DevClass         3
(7) ModelName        FADCF1001
(8) MfrName          Struck
(9) a16membase       0
(10) a16memsize      0
(11) a24membase     400000
(12) a24memsize     10000
(13) a32membase     0
(14) a32memsize     0
(15) IrqLevel        none.
(16) IrqHandle       none.
(17) InSystem        1

```

```

Index = 5
(0) PseudoLa          103
(1) DeviceName       I/O Karte
(2) Frame            1
(3) Slot             2
(4) ManId            5
(5) ModelCode        5
(6) DevClass         3
(7) ModelName        X200
(8) MfrName          XYCOM
(9) a16membase       9000
(10) a16memsize      3ff
(11) a24membase     0
(12) a24memsize     0
(13) a32membase     0
(14) a32memsize     0
(15) IrqLevel        none.
(16) IrqHandle       none.
(17) InSystem        1

```

A.2 Programm zur Inbetriebnahme der Kammer

Wurde die Driftkammer geöffnet, kann die Spannung nicht sofort auf den gewünschten Wert eingestellt werden. Es ist sehr wahrscheinlich, dass sich Staub darin befindet. Es gibt ein Virtuelles Instrument, mit dem man die Kammer schrittweise hochfahren kann. Es heisst /opt/VME/KAMMERHOCH/kammerhoch3.vi. Man geht dabei folgendermassen vor: Man drückt den schwarzen Pfeil, um das VI zu starten. Ein Fenster öffnet sich und fordert einen auf, die neuen Startwerte einzugeben. Man drückt die Taste 'OK' und gibt die Startwerte ein. Das VI befindet sich in einer Warteschlange und die Werte werden erst nach Drücken der gelben Taste 'ENTER' eingelesen. Folgende Grössen können eingegeben werden:

1. Startspannung: Das Hochspannungsgerät fährt mit der eingestellten Ramp-up-Geschwindigkeit bis zu dieser Spannung.
2. Zeitintervall und Schrittgrösse: Die eingestellte Spannung wird für die Dauer des Wertes in der Anzeige Zeitintervall konstant gehalten und dann um den Betrag der Schrittgrösse erhöht.
3. max. Spannung: Die Spannung wird solange erhöht, bis dieser Wert erreicht ist.
4. R1, R2, Offset: Die Strombegrenzungen werden automatisch mit Hilfe der Werte R1, R2 und Offset berechnet. $I = \frac{U}{R} + Offset$. Die Widerstandswerte sind bei Neuinbetriebnahme grösser als die Widerstandswerte der eingefahrenen Kammer. R1 steht für den Widerstand der Kathode und R2 für den Widerstand der Potentialdrähte.
5. Programmstart: Es ist möglich, das Programm verzögert zu starten. Dafür gibt man in dieses Fenster die Zeitverzögerung ein und startet das Programm wie oben beschrieben.

Im oberen Fenster werden die Drift und Guardströme dargestellt und im unteren Fenster diejenigen des Amperemeters. Die Spannungen werden nicht zurückgelesen! Bei Drücken der Taste Kanaltotal wird das VI Kanaltotal aufgerufen. Es wurde bereits im Abschnitt A.1 Punkt 4 beschrieben.

Literaturverzeichnis

- [1] P.Robmann, Dissertation, Universität Zürich, 1994
- [2] Allison & Cobb, Ann. Rev. Nucl. Sci. 30(1980)253
- [3] H.A.Bethe, Ann.d. Physik 5(1930)325
- [4] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, B.G.Teubner, Stuttgart 1984
- [5] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurment, John Wiley & Sons, New York 1979
- [6] P.Langevin, C. R. Acad. Sci. Paris 146 (1908) 530
- [7] F.Sauli, Instrumentation in High Energy Physics, Advanced Series on Directions in High Energie Physics-Vol 9, Thomas Lohse und Werner Witzeling, Utopia Press, Singapore 1993
- [8] F.Sauli, Cern 77-09, Genf 1977
- [9] Charpak, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20(1970)195
- [10] National Instruments, LabVIEW for Sun, Austin, Texas 1994
- [11] National Instruments, Getting started with your VME-SB2020 and the NI-VXI Software for Solaris, Austin, Texas 1993

Lebenslauf

Personalien

Name: Bickel
Vornamen: Vinzenz Christian
Geboren: am 25.09.1964 in Romanshorn, TG
Heimatort: Egnach, TG

Bildungsgang

1971-1977 Primarschule Greifensee
1977-1980 Sekundarschule Nänikon-Greifensee
1980-1984 Lehre als Maschinenmechaniker
Firma Reishauer AG, Wallisellen
Berufsschule Uster, Berufsmittelschule Wetzikon
1984-1985 Anstellung als Maschinenmechaniker und Monteur
Firma Puricelli AG, Fällanden
1985-1988 Kantonale Maturitätsschule für Erwachsene, Zürich
Matura Typus C
1989-1996 Studium der Physik (Mathematik, Astronomie)
an der Universität Zürich
1995-1996 Diplomarbeit unter der Leitung von Dr. P. Robmann
Titel: Messung der Gasverstärkung am Prototyp der
Zentralen Inneren z-Kammer des H1 Experimentes

Dozentenverzeichnis

C. Amsler	D. Brinkmann	E. Brun
St. Egli	R. Engfer	P. Gabriel
P. Hess	J. Jarchow	W. Kündig
P.F. Meier	H. Nussbaumer	G. Rasche
G. Scharf	J.O. Stenflo	N. Straumann
U. Straumann	P. Truöl	D. Wyler

Diese Arbeit wäre ohne die Hilfe meiner Familie, Freunde und Mitarbeiter am Physik-Institut nicht möglich gewesen. Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle herzlich danken.