

Untersuchung der Eigenschaften von
Ruß-Epoxydoberflächen
auf die Ladungssammlung in einer
Flüssig-Argon-Ionisationskammer und auf
das Signalverhalten in einem
Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeter

Experimentell physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg
durchgeführt in der DESY-Gruppe F21

von

Peter Haase

7. August 1989

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Physikalische Grundlagen der Energiesmessung mit Kalorimetern	3
1.1 Kalorimetrische Methoden	3
1.2 Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie	3
1.2.1 Art der Wechselwirkung	3
1.2.2 Energieverlust durch Ionisation	4
1.2.3 Energieverlust durch Bremsstrahlung	6
1.2.4 Elektromagnetische Schauer	6
1.3 Ladungssammlung in einer Flüssig-Argon-Ionisationskammer	7
1.3.1 Das Prinzip der Ladungssammlung	7
1.3.2 Ionisation durch α – Teilchen	8
1.3.3 Ionisation durch β – Teilchen	8
1.3.4 Rekombination	9
1.3.5 Absorption	10
1.3.6 Weitere Effekte	11
1.4 Ladungssammlung in Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimetern	12
2 Untersuchung des Langzeitverhaltens der hochohmigen Oberflächenbeschichtung auf die Ladungsausbeute in Flüssig-Argon	13
2.1 Der Versuchsaufbau	13
2.1.1 Argon als aktives Absorbermaterial	13
2.1.2 Forderungen an den Aufbau	14
2.1.3 Der Kryostat	14
2.1.4 Das Kühlsystem	15
2.1.5 Die Füllstandsmessung	19
2.1.6 Die Vakuumtestmessungen	20
2.1.7 Betrieb des Kryostaten	21
2.1.8 Die Überwachung von Sauerstoffverunreinigungen	22
2.1.9 Die α – Quelle	22
2.1.10 Die Hochspannungszuführung	24

2.1.11	Die Elektroden der Ionisationskammer als Kondensator	25
2.1.12	Anordnung der Folien im Experiment	26
2.1.13	Weitere Einbauten	27
2.2	Die elektronische Datennahme	28
2.2.1	Der elektronische Aufbau des Experiments	28
2.2.2	Die Bestimmung des Nullpunktes der Ausleseelektronik	31
2.2.3	Minimierung des elektronischen Rauschens	32
2.2.4	Die rechnergesteuerte Erfassung und Verarbeitung der Meßdaten	32
2.3	Ladungseichung und Untersuchung der Empfanglichkeit der Apparatur	35
2.3.1	Die Ladungseichung	35
2.3.2	Die Abhängigkeit der Signalhöhe von der Feldstärke	37
2.3.3	Messungen mit Sauerstoffverunreinigungen	40
2.4	Die Meßreihen zur Untersuchung der Auswirkung des Ruß-Epoxydgemisches auf die Ladungs- sammmlung im flüssigen Argon	43
2.4.1	Durchführung und Diskussion der Messungen	43
2.4.2	Fehlerbetrachtung der Meßwerte	46
2.4.3	Die Aussage der Testmessungen	50

3 Untersuchungen mit Ruß-Epoxydoberflächen als Elektroden in einem

	Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeter	54
3.1	Die Zielsetzung der Untersuchungen	54
3.2	Der Versuchsaufbau	55
3.2.1	Der mechanische Aufbau der Kalorimeter	55
3.2.2	Herstellung der hochohmigen Ruß-Epoxydoberflächen	61
3.2.3	Die Hochspannungszuführung	62
3.3	Die elektronische Datennahme	62
3.3.1	Zusammenfassung der Signale von hintereinanderliegenden Pads bei Version <i>A</i>	62
3.3.2	Zusammenfassung der Signale von hintereinanderliegenden Pads bei Version <i>B</i>	63
3.3.3	Anschluß der ROB's an die erfassende Elektronik	63
3.3.4	Die externe Triggerung	63
3.3.5	Die Pedestalmessung	64
3.4	Messungen und Ergebnisse	66
3.4.1	Aufbaubedingte Unterschiede des Überkoppelns	66
3.4.2	Die Behandlung der Meßdaten	66
3.4.3	Simulation der Messungen mit einem Pulsgenerator	67

3.4.4	Untersuchung des positiven Überkoppelns mit dem Elektronenstrahl an Kalorimeterversion <i>A</i>	69
3.4.5	Untersuchung des positiven Überkoppelns mit dem Elektronenstrahl an Kalorimeterversion <i>B</i>	69
3.4.6	Das negative Überkoppeln	74
	Zusammenfassung	75
	Literaturverzeichnis	76

Einleitung

Mit dem seit Mai 1985 im Bau befindlichen Speicherring *HERA* wird es erstmals einen Teilchenbeschleuniger geben, in dem hochenergetische Elektronen und Protonen kollidieren. Als maximale Teilchenenergien sind für die Elektronen 30 GeV und für die Protonen 820 GeV vorgesehen, womit Schwerpunktennergien von 314 GeV erreicht werden können. Zur Messung der in den Wechselwirkungszone stattfindenden Prozesse befinden sich gegenwärtig zwei Detektoren (*H1* und *ZEUS*) in der Entwicklung.

Figur 1 zeigt einen Längsschnitt durch das *H1*-Experiment. Wie man sieht, ist der Detektor asymmetrisch bezüglich des Wechselwirkungspunktes aufgebaut. Dies trägt der Tatsache Rechnung, daß aufgrund des wesentlich höheren Impulses der Protonen die entstandenen Teilchen vor allem in Richtung des Protonenstrahls (Vorwärtsrichtung) gestreut werden. Für die Energiemessung soll im *H1*-Detektor ein Flüssig-Argon-Kalorimeter zum Einsatz kommen.

In diesem Kalorimeter soll die Hochspannungszuführung über eine neu entwickelte hochohmige Schicht (englisch: high resistiv coating = HRC) erfolgen. Diese besteht aus einem Ruß-Epoxydgemisch, welches auf eine Trägerfolie aufgebracht ist. Das bedeutet, daß ein Material mit bisher unbekanntem Eigenschaften in permanenten Kontakt mit dem flüssigen Argon tritt. Da die Reinheit des Argons für die Genauigkeit der Messungen von großer Bedeutung ist, fanden Untersuchungen statt, bei denen flüssiges Argon für längere Zeit einer großen Oberfläche dieses Materials ausgesetzt war. Der Versuchsaufbau, die Durchführung und die Auswertung dieser Testmessungen ist Gegenstand der vorliegenden Diplomarbeit. Außerdem werden Messungen präsentiert, die das Verhalten des HRC unter Anwendungsbedingungen, d.h. in einem Elektronenstrahl, untersuchen.

Diese Arbeit entstand innerhalb der DESY-Gruppe *F21*, die im Rahmen des *H1*-Projektes sowohl das hadronische als auch das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter baut.

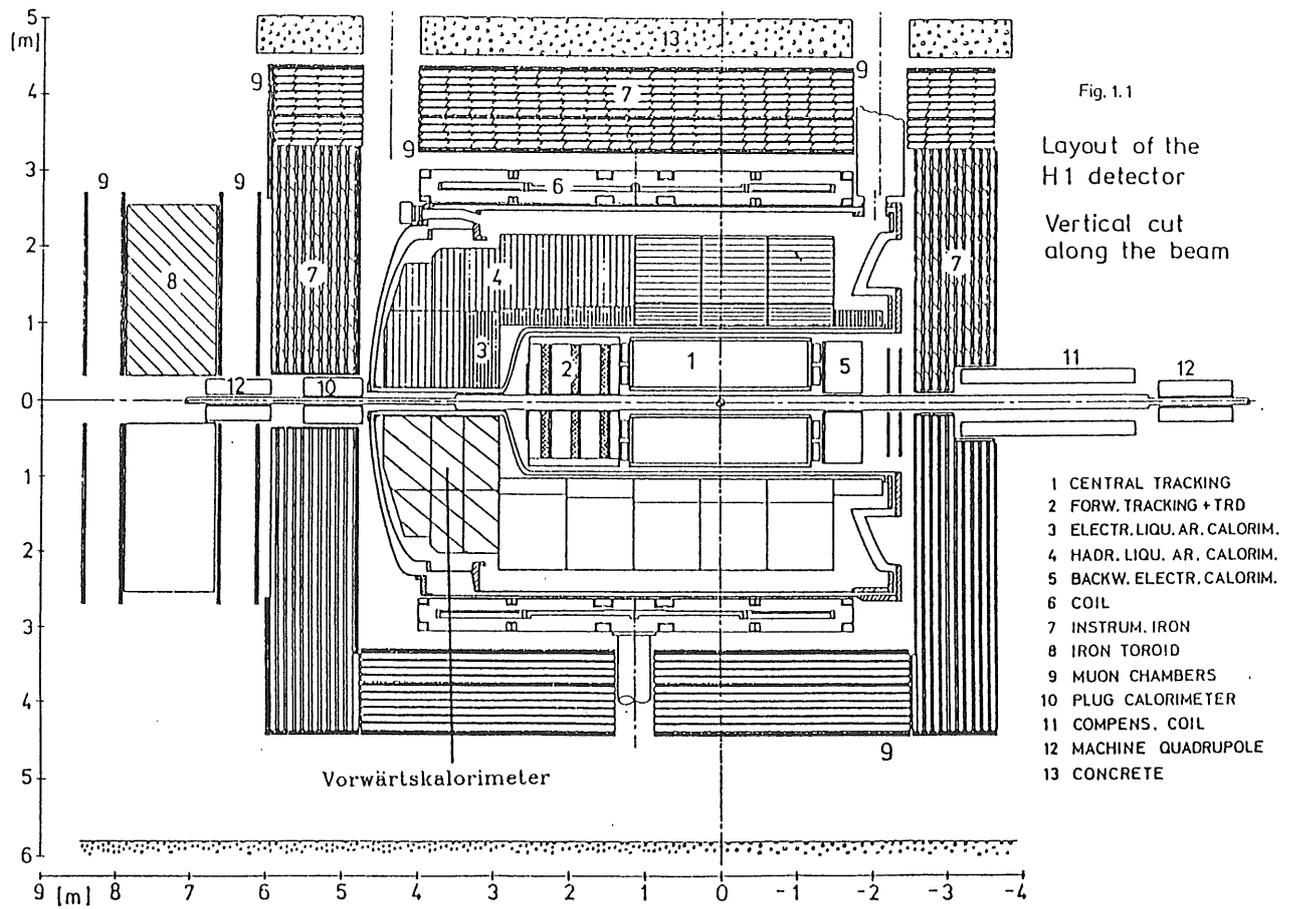


Abbildung 1: Längsschnitt durch den H1 – Detektor

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen der Energiemessung mit Kalorimetern

1.1 Kalorimetrische Methoden

Im klassischen Sinn bedeutet Kalorimetrie die Bestimmung der Wärmemenge eines Systems und damit dessen innere Energie. In der Hochenergiephysik steht dieser Begriff für die Messung der kinetischen Energie einzelner Elementarteilchen. Hierzu werden die Teilchen in einem Absorber vollständig, d.h. auf thermische Energien, abgebremst. Es ist jedoch meßtechnisch nicht möglich, die bei dieser Totalabsorption auftretenden Wärmemengen zu erfassen, so daß auf andere Energiebestimmungsmethoden zurückgegriffen wird:

Neben der Erwärmung des Absorbermaterials, führt der Durchgang der Teilchen auch zur Anregung und Ionisation einzelner Atome. Damit ist ein Nachweis der deponierten Energie durch Registrierung der Lichtintensität oder durch Messung der produzierten Ladungspaare möglich. In den zwei *HERA* – Detektoren sind beide Energiebestimmungsverfahren vorgesehen: Im *ZEUS* – Detektor soll die deponierte Teilchenenergie in Szintillatoren, also optisch nachgewiesen werden, im *H1* – Experiment soll dies durch Ladungssammlung im flüssigen Argon geschehen.

1.2 Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie

1.2.1 Art der Wechselwirkung

Wie in Abschnitt 1.1 beschrieben, verliert ein Teilchen beim Eindringen in den Absorber kinetische Energie, indem es mit den Atomen der Materie in Wechselwirkung tritt. Die Art der Wechselwirkung hängt von der Art des Teilchens und seiner kinetischen Energie ab. In dieser Arbeit werden α – Teilchen und Elektronen zur Ionisation von flüssigem Argon verwen-

det. Die kinetische Energie der α -Teilchen beträgt $\sim 5.5 \text{ MeV}$, die der Elektronen maximal 5 GeV . In beiden Fällen findet eine Coulombwechselwirkung zwischen der Ladung des jeweiligen Teilchens mit dem Feld der Hüllenelektronen statt. Der Energieverlust erfolgt dabei im wesentlichen durch Anregung, Ionisation und Bremsstrahlung.

1.2.2 Energieverlust durch Ionisation

Ionisationsverluste können als elastische Stoßprozesse betrachtet werden, bei denen kinetische Energie der einfallenden Teilchen auf Hüllenelektronen übertragen wird. Je nach Größe der übertragenen Energie führt dieser Prozeß zur Ionisation oder lediglich zur Anregung eines Atoms. Der daraus resultierende Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [LOH83]:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 r_e^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{m_e c^2 \cdot z^2}{\beta^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) \cdot I} \right) - \beta^2 \right) \quad (1.1)$$

wobei ρ die Dichte, Z die Ordnungs- und A die Massezahl des Absorbers ist; z ist die Ladungszahl und $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens [eV], m_e die Elektronenmasse [eV] und $r_e^2 = 2.8 \text{ fm}$ der klassische Elektronenradius; $I = I_0 \cdot Z$ mit $I_0 = 13.5 \text{ eV}$ ist das effektive Ionisierungspotential und N_0 die Avogadro-Konstante.

Der beobachtbare Energieverlust ist also proportional zur Dichte des Absorbers, dagegen weitgehend unabhängig vom Absorbermaterial, da das Verhältnis von Ordnungszahl zur Massezahl für die meisten Materialien mit $\frac{Z}{A} \approx 0.5$ angegeben werden kann. Für $\beta \rightarrow 0$ nimmt dE/dx mit $1/v^2$ zu, für $\beta \rightarrow 1$ mit $\ln(1/(1-\beta^2))$. Die Ionisationsverluste bei kinetischen Energien $> 2 \text{ MeV}$ kann man als konstant betrachten. Die Reichweite eines geladenen Teilchens erhält man durch Integration über die Energie:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{(dE/dx)} \quad (1.2)$$

E_0 = Energie des Teilchens bei Eintritt in den Absorber.

In Abbildung 1.1 ist $\frac{dE}{dx}$ als Funktion der Weglänge, in Abbildung 1.2 als Funktion der kinetischen Energie aufgetragen. Beide Abbildungen beziehen sich auf α -Teilchen mit einer Energie von 5.5 MeV in flüssigem Argon. Die Funktionswerte wurden durch Iteration der Formel 1.1 berechnet. Abbildung 1.1 ist eine Reichweite von ca. $60 \mu\text{m}$ entnehmbar. Ein Vergleich mit Arbeiten von W. Schaaf [SCH75] und R. Williams [WIL57] zeigt eine gute Übereinstimmung mit diesem Wert. Für α -Teilchen der Energie 5.3 MeV einer $^{210}\text{Po}_{84}$ Quelle berechnete W. Schaaf aus Gleichung 1.2 eine Reichweite von $50 \mu\text{m}$ und R. Williams maß $49 \mu\text{m}$.

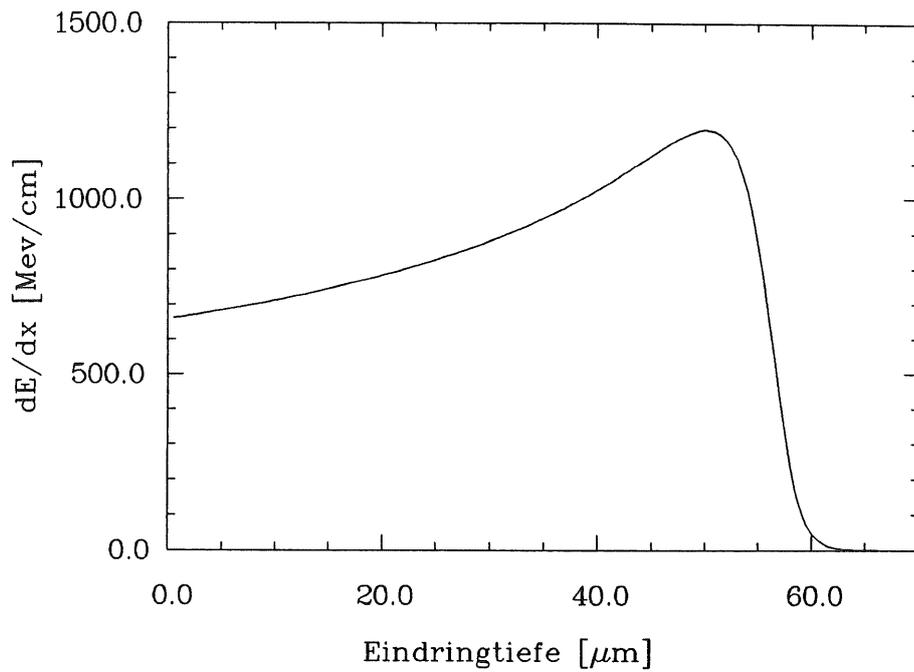


Abbildung 1.1: $\frac{dE}{dx}$ als Funktion der Weglänge x .

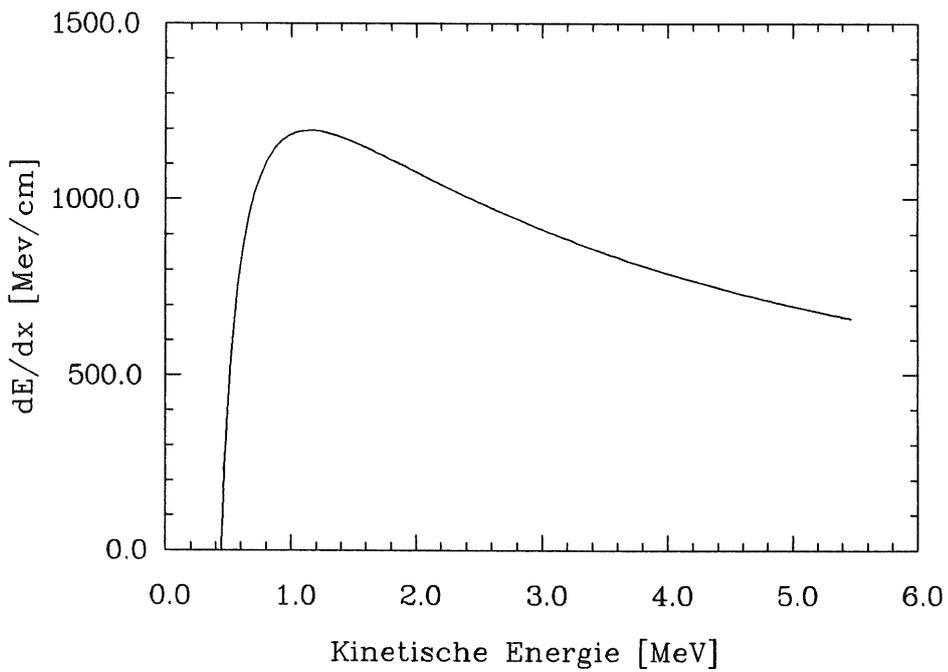


Abbildung 1.2: $\frac{dE}{dx}$ als Funktion der kinetischen Energie E .

1.2.3 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Bremsstrahlung tritt auf, sobald ein geladenes Teilchen mit dem Feld der Hüllenelektronen in Wechselwirkung tritt. Die Wechselwirkung führt zu einer beschleunigten Bewegung der Ladung, wodurch Photonen emittiert werden. Der Energieverlust durch diesen Prozeß errechnet sich für Elektronen nach folgender Gleichung [LOH86]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_0 \cdot \rho \frac{Z \cdot (Z + 1)}{A} r_e^2 E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0} \quad (1.3)$$

$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \cong \frac{1}{137}$ heißt Feinstrukturkonstante und X_0 ist die Strahlungslänge (siehe Abschnitt 1.2.4).

Die entstandenen Photonen treten ebenfalls wieder mit der Materie in Wechselwirkung. Drei Effekte sind von Bedeutung:

- Photoeffekt: Elektronen werden durch die Absorption von Photonen aus ihrem Atom- oder auch Gitterverband freigesetzt.
- Comptoneffekt: Ein Photon überträgt durch einen elastischen Stoß Energie auf ein freies Elektron (frei heißt, daß seine Bindungsenergie für diesen Streuprozeß vernachlässigt werden kann).
- Paarerzeugung: Im Feld eines Stoßpartners wird ein Elektron- Positronpaar erzeugt. Dazu muß die Energie des Photons größer als die Ruhemassen der produzierten Teilchen sein, also $2m_e c^2$ ($\approx 1.2 \text{ MeV}$) übersteigen.

Die Schwächung der Gamma-Strahlung in Materie erfolgt bei Photonenenergien bis zu einigen hundert keV überwiegend durch Photo- und Comptoneffekt. Ab $2 - 3 \text{ MeV}$ dominiert die Paarerzeugung.

Der Effekt der Bremsstrahlung ist vor allem für leichte Teilchen von Bedeutung (Elektronen und Positronen). Für Protonen bzw. α -Teilchen ist er, insbesondere bei den in dieser Arbeit auftretenden Teilchenenergien, vernachlässigbar. Das α -Teilchen verliert also seine Energie hauptsächlich durch Anregung oder Ionisation.

1.2.4 Elektromagnetische Schauer

Ist die primäre Teilchenenergie wesentlich größer als 3 MeV , so wechselt sich der Prozeß von Bremsstrahlung und Paarerzeugung mehrfach ab. Das führt zu einem kaskadenartigen Anwachsen der Anzahl der Elektronen, Positronen und Photonen, einem sogenannten elektromagnetischen Schauer. Das Anwachsen der Teilchenzahl bricht erst ab, wenn die Energie der Schauerteilchen unter die kritische Energie E_K gesunken ist. Bei der kritischen Energie ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung und durch Ionisation gleich groß:

$$-\frac{dE}{dx_{Ion.}} = -\frac{dE}{dx_{Brems.}} \approx \frac{E_K}{X_0} \quad (1.4)$$

Eine Näherung für die kritische Energie ist $E_K \approx \frac{580}{Z} \text{ MeV}$ [KK87]. Die bereits in Gleichung 1.3 auftretende Strahlungslänge X_0 gibt die mittlere freie Weglänge an, nach der ein Elektron ein Photon emittiert. Die Konversionslänge für ein Photon in ein Elektron-Positron-Paar beträgt im Mittel etwa $\frac{9}{7}X_0$. Setzt man näherungsweise die Konversionslänge $\approx X_0$, so erhält man nach n Strahlungslängen 2^n Teilchen. Die Strahlungslänge ist eine materialabhängige Größe, die mit der Beziehung $X_0 \approx 180 \cdot \frac{A}{\rho \cdot Z^2} [\text{cm}]$ [AMA80] abgeschätzt werden kann. Dabei ist ρ die Dichte des Materials in g/cm .

Die Strahlungslänge bietet zusammen mit der kritischen Energie eine Beschreibung der longitudinalen Schauerverteilung. Eine Betrachtung der lateralen Schauerverteilung ermöglicht der Molière-Radius. Dieser läßt sich durch Gleichung 1.5 abschätzen.

$$r_M \approx \frac{21 \text{ MeV} \cdot X_0}{E_K} \quad (1.5)$$

Innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $2r_M$ wird etwa 95 % der Schauerenergie deponiert. G.A.Akopdjanov [AKO77] beschrieb die laterale Schauerverteilung durch die Summe zweier Exponentialfunktionen:

$$E(r) = E_1 \cdot e^{(r/b_1)} + E_2 \cdot e^{(r/b_2)} \quad (1.6)$$

Dabei ist r der Abstand zur Schauerachse und b_1, b_2 sind Abschwächungslängen. Die Abschwächungslänge b_1 beschreibt das Verhalten des Schauers bis zu etwa 2 Molièrradien und b_2 den Wert bei größerem Abstand von der Schauerachse.

1.3 Ladungssammlung in einer Flüssig-Argon-Ionisationskammer

1.3.1 Das Prinzip der Ladungssammlung

Eine einfache Flüssig-Argon-Ionisationskammer besteht aus zwei parallelen Platten, zwischen denen sich flüssiges Argon befindet. Wird das Argon beim Eindringen geladener Teilchen in diese Zelle, auch Gap genannt, ionisiert, so können die entstandenen Ladungspaare durch Anlegen eines elektrischen Feldes an die parallelen Platten getrennt werden. Die daraus resultierende Ladungsdift führt zu einem elektrischen Strom. Der Strom ist proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungspaare, und deren Anzahl ist wiederum proportional zur Energie, die das ionisierende Teilchen verloren hat.

Die Registrierung des elektrischen Signals findet in einem relativ kurzen Zeitintervall statt. Daher ist vor allem die Bewegung der Elektronen ausschlaggebend, weil sich die Ionenrümpfe wegen ihrer wesentlich höheren Masse sehr viel langsamer als die Elektronen bewegen, so daß ihr Beitrag zur meßbaren Ladung vernachlässigt werden kann. (Driftgeschwindigkeit

der Elektronen: $\sim 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ bei einer Feldstärke von 10 kV/cm [WIL74].) Der meßbare Strom ist vom Entstehungsort der Ladungspaare im Gap abhängig. Daher folgt der Prozeß der Ladungssammlung unterschiedlichen Gesetzmäßigkeiten, je nach Art der Ionisationsstärke.

1.3.2 Ionisation durch α – Teilchen

Charakteristisch für die Ionisation durch α – Teilchen ist die kurze Reichweite der Strahlung (siehe Abschnitt 1.2.2). Durch diese starke Ionisation entsteht quasi punktförmig eine Ladungswolke freier Elektronen, die dann von ihrem Entstehungsort über das Gap wandert. Die Ladungswolke kann, da sie in Relation zur Gap-Dicke eine vernachlässigbare Ausdehnung hat, als das Vielfache einer einzelnen Ladung betrachtet werden. Damit erhält man den meßbaren Strom [WIL74]

$$I(t) = \frac{v}{d} \cdot Ne = N \frac{e}{t_d} \quad (1.7)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Elektronen, die mit der Driftgeschwindigkeit v eine Argonschicht der Dicke d in der Zeit t durchqueren. t_d ist die zur Überquerung des gesamten Gaps erforderliche Driftzeit.

Integration über die Zeit liefert die im Idealfall meßbare Ladung:

$$Q(t) = Ne \frac{t}{t_d} \quad (1.8)$$

Nach der Zeit t_d hat man also die gesamte produzierte Ladung registriert:

$$Q(t_d) = N \cdot e \quad (1.9)$$

1.3.3 Ionisation durch β – Teilchen

Die durch β – Strahlung hervorgerufene Ionisation der Materie ist gegenüber der Wechselwirkung mit α – Teilchen wesentlich geringer. Dies führt zu einer Ionisation entlang der Teilchenspur, die sich meist über die Breite des gesamten Gaps erstreckt, je nach Ausdehnung des Absorbers und der Höhe der primären Teilchenenergie. Bei angenommener gleichmäßiger Verteilung der durch Ionisation entstandenen Elektronen berechnet sich der zu erwartende Strom wie folgt [WIL74]:

$$I(t) = Ne \frac{v}{d} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (1.10)$$

Integriert man über die Zeit, so erhält man die meßbare Ladung

$$Q(t) = Ne \left(\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{t}{t_d}\right)^2 \right) \quad (1.11)$$

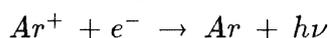
Daraus ist ersichtlich, daß im Gegensatz zur Ionisation durch α – Teilchen nach der Zeit t_d nur die Hälfte der vorhandenen Ladung gesammelt wird.

$$Q(t_d) = \frac{1}{2} \cdot N \cdot e \quad (1.12)$$

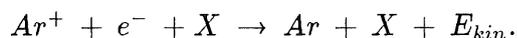
1.3.4 Rekombination

In den vorausgegangenen Abschnitten wurde die ideale Ladungsausbeute beschrieben. Das tatsächlich meßbare Signal ist jedoch von weiteren Parametern abhängig. Einer dieser Parameter, der die Ladungsausbeute verringert, ist die Rekombination.

Unter Rekombination versteht man die Reaktion von freien Elektronen mit Ar^+ – Ionen zu neutralen Ar – Atomen. Die dabei freiwerdende Energie wird entweder von einem Photon übernommen



oder verteilt sich bei Anwesenheit eines weiteren Stoßpartners als kinetische Energie auf die Atome



Der dritte Stoßparameter X bei dieser sog. "Drei-Körper-Rekombination" kann ein weiteres Argon-Atom oder auch das Atom bzw. Molekül einer Verunreinigung sein.

Die rekombinierten Elektronen gehen der Ladungssammlung verloren. Die Größe dieses Effektes wird einerseits durch die Ionisationsdichte und andererseits durch die Feldstärke beeinflusst:

Durch eine Zunahme der Ionisationsdichte vergrößert sich die Anzahl der freien Elektronen und der Ar^+ – Ionen pro Volumenelement und damit auch die Rekombinationswahrscheinlichkeit. Mit wachsender Feldstärke erhöht sich die kinetische Energie der freien Elektronen. Damit sinkt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines freien Elektrons in der Nähe eines Ar^+ – Atoms und damit auch die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination.

Grundsätzlich muß man bei einer Betrachtung der Rekombination zwei Fälle unterscheiden:

- Die Rekombination der freien Elektronen mit den Ionen ihrer eigenen Ionensäule ("Säulenrekombination").
- Die Rekombination der freien Elektronen mit den Ionen, die durch einen anderen Ionisationsprozeß entstanden sind (z.B. Ionen aus einer anderen Ionensäule).

Aufgrund des geringen Querschnitts der Ionensäulen ($\sim 10^{-8} \text{ cm}^2$ [STA58]) und deren Verteilung im Volumen einer Ionisationskammer, ist der zweite Effekt vernachlässigbar.

H. A. Kramer [KRA52] beschrieb auf der Basis von Jaffe's Theorie der Säulenrekombination die sog. Rekombinationsentkommwahrscheinlichkeit R (also den Prozentsatz an freien Elektronen, die nicht rekombinieren):

$$R = \frac{2f}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{x}}{f e^x + 1} dx \quad (1.13)$$

Dabei ist $f = \frac{|E|}{|E_0|}$, $|E_0| = \frac{4\sqrt{\pi e N}}{b}$ die Sättigungsfeldstärke der Ionensäule, N die Ladungsdichte und b der Durchmesser der Ionisationssäule.

1.3.5 Absorption

Unter Absorption versteht man den Einfang von Elektronen durch elektro-negative Verunreinigungen im Argon: Elektronen, die zur Anode driften, können durch das Feld eines elektronegativen Atoms (z.B. Sauerstoff) angezogen werden und sich dann diesem Atom anlagern. Es bildet sich ein negatives Ion, das ebenso wie die Ar^+ - Ionen nahezu unbeweglich ist und damit ebenfalls die meßbare Ladung verringert. Für eine quantitative Beschreibung ist es wichtig, die mittlere freie Weglänge λ eines Elektrons für Absorption zu kennen. Diese gibt die durchschnittliche Driftstrecke des Elektrons an, bevor es absorbiert wird. Die mittlere freie Weglänge für Absorption wird durch [HOF76]

$$\lambda = \alpha \cdot \frac{E}{p} \quad (1.14)$$

beschrieben, wobei E das elektrische Feld zur Ladungstrennung und p die Konzentration der Verunreinigung in *ppm* ist. Die Proportionalitätskonstante α hängt von dem aktiven Medium (Ar) und von der Art der Verunreinigung ab. Für Sauerstoff beträgt sie $\alpha = (0.14 \pm 0.03) \frac{ppm \cdot cm}{kV/cm}$ [HOF76].

Die nachweisbare Ladung unter Vernachlässigung von Rekombinationsprozessen wird von Hilsch et al. [HIL37] beschrieben

$$Q = Q_0 \cdot \frac{\lambda}{D} \cdot (1 - e^{-\frac{D}{\lambda}}) \quad (1.15)$$

(D ist die Gap-Breite).

Dabei wurde außerdem angenommen, daß die gesamte Ladung direkt vor der Kathode erzeugt wird, was für α -Teilchen einer Energie von $5.5 MeV$ in guter Näherung angenommen werden kann (siehe Abschnitt 1.2.2).

1.3.6 Weitere Effekte

Thermalisation

Die Thermalisation beschreibt den Energieverlust der driftenden Elektronen durch Stöße mit den Atomen des durchquerten Materials. In reinem Argon kommt es ausschließlich zu elastischen Stößen, da die Energie der Elektronen, wegen ihrer geringen mittleren freien Weglänge gegenüber Kollisionen mit Argonatomen, selbst bei hohen Feldstärken weit unterhalb des ersten Anregungspotentials eines Argonatoms liegt $\approx 10 \text{ eV}$. Der Energieverlust durch einen solchen elastischen Stoßprozeß hat die Größe von $\sim 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ bei einer Elektronenenergie von 1 eV [WIL57]. (1 eV ist die mittlere Elektronenenergie bei einem Feld von 20 kV/cm). An Verunreinigungsmolekülen können die Elektronen inelastisch gestreut werden, da deren Anregungsenergien für Eigenschwingungen und Rotationen bereits bei 0.1 eV beginnen. Durch inelastische Stöße werden die Elektronen auf thermische Energien abgebremst. Das hat zur Folge, daß durch Zusätze von Verunreinigungen nicht nur die Absorption sondern auch die Rekombination verstärkt wird.

Aufgrund dieser Überlagerung ist es sehr schwierig eine quantitative Aussage zu erhalten. Die Stärke der Thermalisation hängt vor allem von dem Absorptionskoeffizienten der Verunreinigung ab. Dieser ist bei Sauerstoff sehr groß, so daß der Effekt der Thermalisation in diesem Fall vernachlässigbar ist. Dagegen wäre bei kleinen Stickstoffverunreinigungen ein Ladungsverlust auf Thermalisation zurückführbar, weil das Absorptionsvermögen des Stickstoffs etwa um den Faktor 200 geringer als das des Sauerstoffs ist.

Polarisation

Die der Rekombination entgangenen Ionen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zur Kathode. Im Laufe der Zeit bildet sich vor ihr eine Ladungswolke, welche die Hochspannung teilweise abschirmt. Diese Abschirmung wird um so größer je mehr Ionen pro Zeiteinheit bei der Ionisation entstehen. Da α -Teilchen stark ionisierend wirken, kann sich dieser Effekt negativ auf die Ladungssammlung auswirken. Nimmt man an, daß die positiven Argon-Ionen mit der Kathode einen Plattenkondensator bilden, so läßt sich der Polarisierungseffekt abschätzen:

Das Abschirmfeld berechnet sich nach

$$E_{Ab} = \frac{U}{s} = \frac{Q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot F} \quad (1.16)$$

mit $Q = C \cdot U$ und $C = \epsilon_0 \epsilon \frac{F}{s}$, wobei s den mittleren Abstand der Ionen von der Kathode beschreibt, U die Spannung ist und F die Fläche darstellt, die die Ionenwolke vor der Kathode einnimmt. Q ergibt sich aus der produzierten Ladung und der mittleren Lebensdauer der Ionen:

$$Q = \frac{E_\alpha}{w} e \cdot N \cdot \tau \quad (1.17)$$

E_α ist die Energie der α -Teilchen, $w = 23.6 \text{ eV}$ die Energie zur Erzeugung eines Ladungspaares in flüssigem Argon, N die Aktivität der Quelle und $\tau = 1.7 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ [WIL57] die mittlere Lebensdauer der Ionen, bevor sie an der Kathode neutralisiert werden. Damit ergibt sich für das Abschirmfeld

$$E_{Ab} = \frac{\frac{E_\alpha}{w} e \cdot N \cdot \tau}{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot F} \quad (1.18)$$

1.4 Ladungssammlung in Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimetern

Mit Sampling Kalorimetern wird die Teilchenenergie stichprobenartig gemessen. Dazu verwendet man ein sogenanntes aktives Material, in dem die eigentliche Energiemessung stattfindet, und ein passives Material, das durch eine hohe Dichte und damit durch eine große Absorption charakterisiert ist. Beide Materialien werden abwechselnd in Ausbreitungsrichtung des elektromagnetischen Schauers angeordnet. Durch die Verwendung eines stark absorbierenden Mediums, wie Fe , Pb , Cu oder U , ist eine kompakte Bauweise des Kalorimeters erreichbar. Der aktive Teil besteht aus einem Material, das die in ihm deponierte Energie in eine leicht erfaßbare Grösse, also Licht oder Ladung, umwandelt. Die Konversion in Licht findet in Szintillatoren statt, freie Ladungen entstehen durch die Ionisation von Gasen oder Flüssigkeiten. Flüssigkeiten haben aufgrund ihrer etwa tausendfach höheren Dichte gegenüber Gasen den Vorteil, stärker zur Absorption beizutragen. Den Aufbau eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters kann man durch eine Aneinanderreihung von Ionisationskammern beschreiben, zwischen denen sich passive Schichten befinden. Auf diese Weise kann die longitudinale Schauerentwicklung verfolgt werden. Um die transversale Struktur des Schauers messen zu können, ist es erforderlich, die Ausleseplatten des Kalorimeters lateral zu unterteilen. Damit erhält man eine Aussage über den Ort der gesammelten Ladung. Die beiden Kalorimeter, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht worden sind, verwendeten als passives Material Blei und als aktives Material flüssiges Argon.

Kapitel 2

Untersuchung des Langzeitverhaltens der hochohmigen Oberflächenbeschichtung auf die Ladungsausbeute in Flüssig-Argon

2.1 Der Versuchsaufbau

2.1.1 Argon als aktives Absorbermaterial

In den letzten Jahren wurde zunehmend flüssiges Argon als aktives Material in Sampling-Kalorimetern eingesetzt. Das erklärt sich aus den Vorzügen, die seine Verwendung bietet:

- Die hohe Dichte des Argons (1.4 g/cm^3) bewirkt gute Absorptionseigenschaften ($X_0 = 14 \text{ cm}$), wodurch ein großer Energieanteil im aktiven Material deponiert wird. Das erlaubt kürzere Bauformen der Kalorimeter.
- Argon weist über das ausgefüllte Volumen eine gute Homogenität auf, wodurch eine genaue Eichung zwischen registriertem Signal und deponierter Energie des ionisierenden Teilchens möglich ist.
- Argon ist nicht elektronegativer. Dadurch ziehen die Argonatome die bei der Ionisation entstandenen freien Elektronen nicht an, d.h. sie gehen der Ladungssammlung nicht verloren.

Ein Nachteil, der insbesondere im Fall des elektronegativen Sauerstoffs deutlich wird (siehe Kapitel 1.3.5 sowie die Diplomarbeit [DEG78]), stellt die Beeinträchtigung der Ladungssammlung durch Verunreinigungen dar.

2.1.2 Forderungen an den Aufbau

Mit den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen sollte untersucht werden, ob die Verwendung des *HRC* im flüssigen Argon negative Auswirkungen auf die Eigenschaften der Ladungssammlung zeigt. Dazu wurden diese Folien über den Zeitraum von etwa einem Monat in dauernden Kontakt mit dem Argon gebracht. Im flüssigen Argon befand sich eine α -Quelle, die für die Ionisation sorgte. Die produzierte Ladung wurde in einem Gap registriert, elektronisch verstärkt, digitalisiert und von einem Kleinrechner erfaßt. Beobachtet man im Laufe der Meßreihe eine kontinuierliche Änderung der Signalhöhe, so können Rückschlüsse auf die Wirkung der Folien angestellt werden. Diese Zielsetzung stellte folgende Anforderungen an die technische Konzeption des mechanischen Aufbaus:

- Das flüssige Argon sollte über einen längeren Zeitraum (geplant war ca. 1 Monat) den beschichteten Folien ausgesetzt werden. Dafür wurde ein Kryostat benötigt, in dem das Argon kontrolliert gekühlt werden konnte.
- Der lange Zeitraum, der für die Messungen angesetzt war, machte einen Kryostaten wünschenswert, dessen Wärmeaufnahme möglichst gering sein sollte, um Kühlmittel zu sparen.
- Der Kryostat mußte vakuumdicht sein, um einerseits das Diffundieren von Argon aus dem Testvolumen und andererseits das Eindringen von Verunreinigungen in den Kryostaten zu verhindern.
- Da Verunreinigungen die Meßergebnisse stark verfälschen konnten, sollte der Reinheitsgehalt des Argons mit einer anderen Meßmethode registrierbar sein, wobei der Erfassung von Sauerstoffverunreinigungen eine besondere Bedeutung zukam.
- Die Füllmenge des flüssigen Argons sollte kontrollierbar sein, um einen Vergleich zum *H1* – Experiment bezüglich des Verhältnisses von Füllmenge zur Oberfläche der *HRC*-Folie anstellen zu können.
- Änderungen des Aufbaus sollten leicht durchführbar sein (z.B. für Messungen mit Sauerstoffverunreinigungen).

2.1.3 Der Kryostat

Die Durchführung der Messungen erfolgte mit einem Kryostat des Typs *DF300/350* der Firma Messer-Griessheim. Dieser bestand aus einem zylindrischen Gefäß (Dewar), das zur Minimierung des Wärmeflusses vakuumisoliert, also doppelwandig ausgeführt war (Abbildung 2.1). Der Kryostat war wie folgt dimensioniert:

Außenhöhe	450	mm
Außendurchmesser	360	mm
Innenhöhe	350	mm
Innendurchmesser	300	mm
Flanschdurchmesser	410	mm
Flanschdicke	10	mm
Gewicht	19.8	kg
Innenvolumen	24.74	l

Das Dewar wurde mit einem Flanschdeckel aus V2A vakuumdicht verschlossen. Dieser hatte einen Durchmesser von 410 mm und eine Dicke von 18 mm. Da sowohl alle äußeren Zuführungen als auch die inneren Komponenten des Experimentes fest mit dem Flanschdeckel verbunden waren, war dieser in einem Gestell aufgehängt. Das Dewar wurde dann von unten gegen den Deckel geschraubt, wobei ein Gummi-O-Ring als Dichtung diente. Zum Anschluß der äußeren Komponenten befanden sich in dem Flanschdeckel 12 Löcher, an die außenseitig kurze Edelstahl-Stutzen angelötet waren, die in Standard- Kleinflanschen endeten ($4 \times NW10$ und $8 \times NW20$). An zwei dieser NW10 – Kleinflansche war die Kühlschlange befestigt, über die beiden anderen erfolgte die Füllung bzw. Entleerung des Kryostaten mit Argon. Die weiteren Anschlüsse waren wie folgt belegt:

- Manometer zur Kontrolle des Innendrucks; dieses Manometer diente zugleich als Sensor für die Kühlregelung.
- Überdruckventil zum Schutz der Apparatur bei Kühlaufschlag; öffnete ab einem Innendruck von 1.5 bar.
- 5 Glasdurchführungen für elektrische Anschlüsse; davon 2 spezielle einpolige Hochspannungszuführungen und 3 neunpolige Durchführungen für die Signalleitungen.
- Ein Anschluß blieb während der eigentlichen Untersuchungen unbenutzt und wurde durch einen Blindflansch verschlossen. Er diente nur bei den Verunreinigungsmessungen mit Sauerstoff als Anschluß für das Testvolumen.

2.1.4 Das Kühlsystem

Zur Kühlung des Argons wurde flüssiger Stickstoff verwendet. Mit seinem Siedepunkt von 77.4 K liegt er rund 10° unter dem Siedepunkt von flüssigem Argon ($\approx 87.5 K$) und eignet sich daher sehr gut als Kühlmittel. Der nahe am Siedepunkt liegende Schmelzpunkt des Argons ($\approx 84.0 K$) machte eine Regelung der Kühlung erforderlich, denn die Kühlkapazität des Stickstoffs reichte aus, um das Argon im Kryostaten zu gefrieren. Dadurch wäre aber der Druck über dem Argonspiegel sehr klein geworden und durch die hohe Druckdifferenz gegenüber dem Außendruck hätten

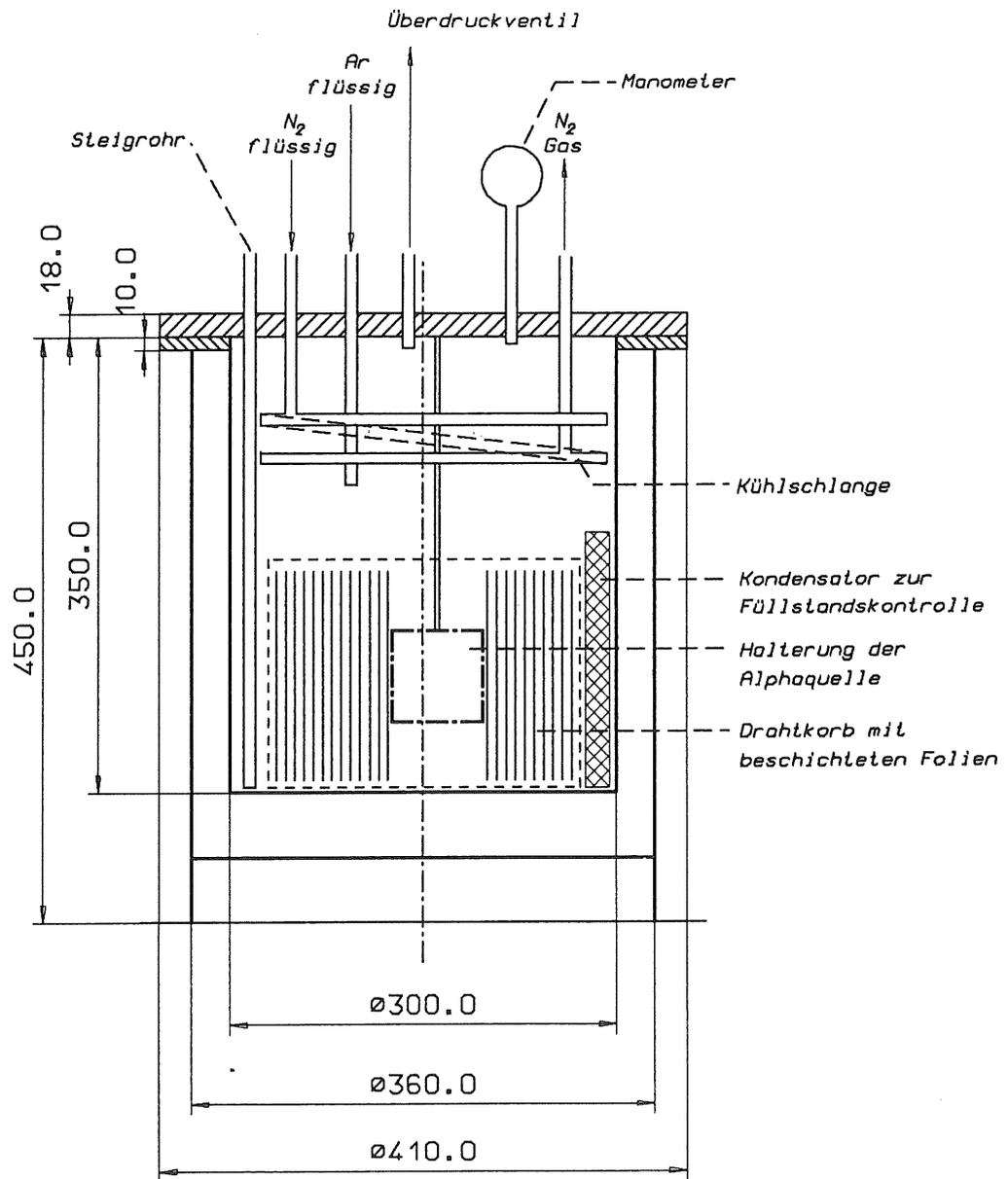


Abbildung 2.1: Querschnitt durch den Kryostat.

Überdruckventil

regelbares Ventil

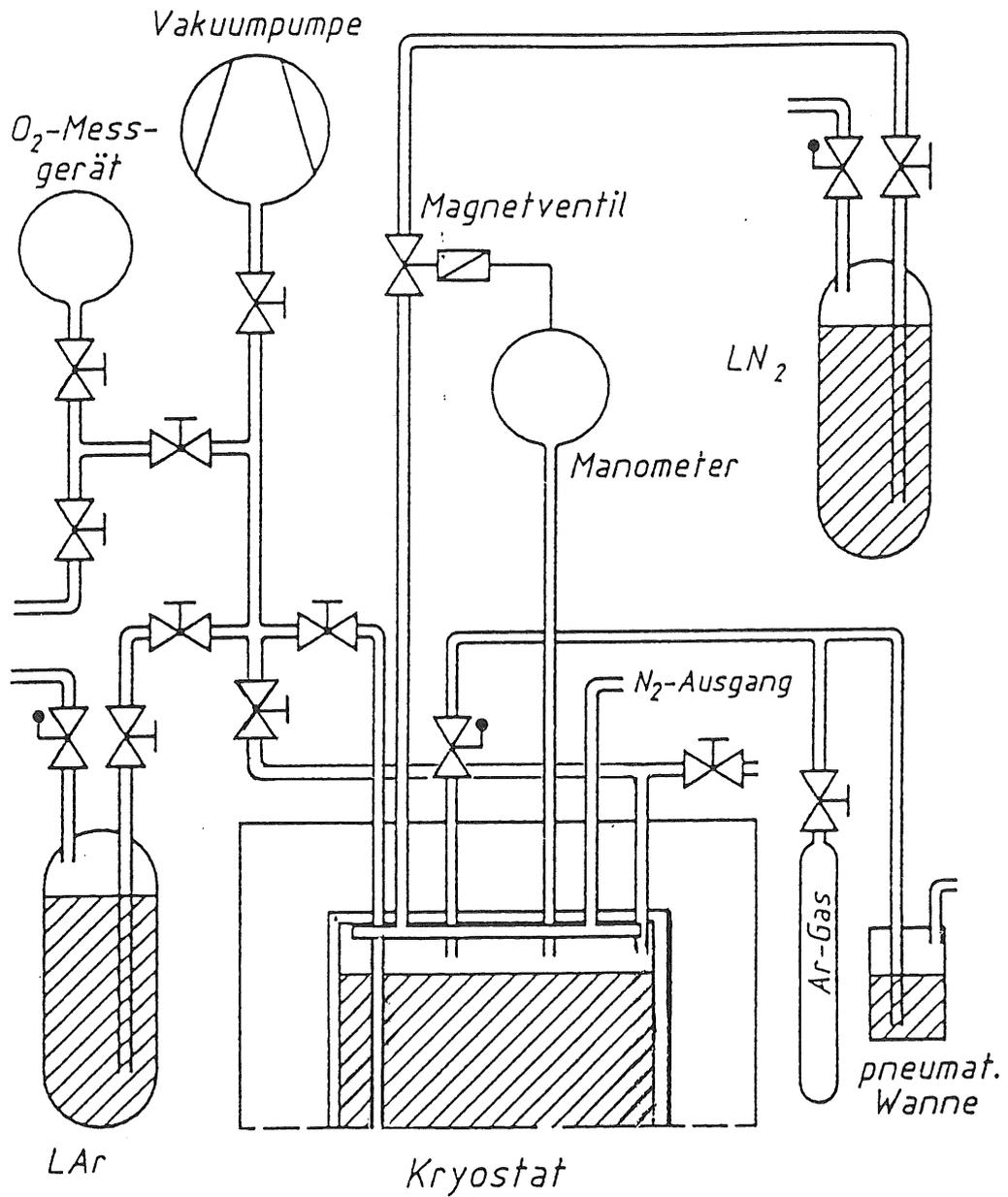


Abbildung 2.2: Das Kühlsystem.

leicht Verunreinigungen durch eventuell vorhandene Lecks in das Testvolumen gelangen können.

Die Abbildung 2.2 zeigt das Kühl- und Füllsystem, welches an den Kryostaten angeschlossen war. Der Stickstoff durchfloß die spiralförmige Kühlschlange, die aus einem Kupferrohr von *ca.* 3 m Länge und 1 cm Durchmesser bestand. Diese Spirale war 7 cm unterhalb des Flanschdeckels an den 3 Gewindestangen befestigt, die als zentrale Befestigungsmöglichkeit im Inneren des Dewars dienten. Da der Flanschdeckel der schwächste Punkt in der thermischen Isolation des Kryostaten war, wurde oberhalb der Kühlschlange ein Strahlenschild, bestehend aus zwei 0.2 mm starken Aluminiumblechen, angebracht. Dieser sollte Wärmestrahlung, die den Deckel durchdrang, möglichst oberhalb des Kühlsystems reflektieren.

Der Zu- und Abfluß des Stickstoffs erfolgte über zwei Kupferrohre, die vakuumdicht an den Flanschdeckel gelötet waren. Am Stickstoffzufluß befand sich ein elektrisch schaltbares Ventil, das über die in Abbildung 2.3 dargestellte elektronische Schaltung betrieben wurde.

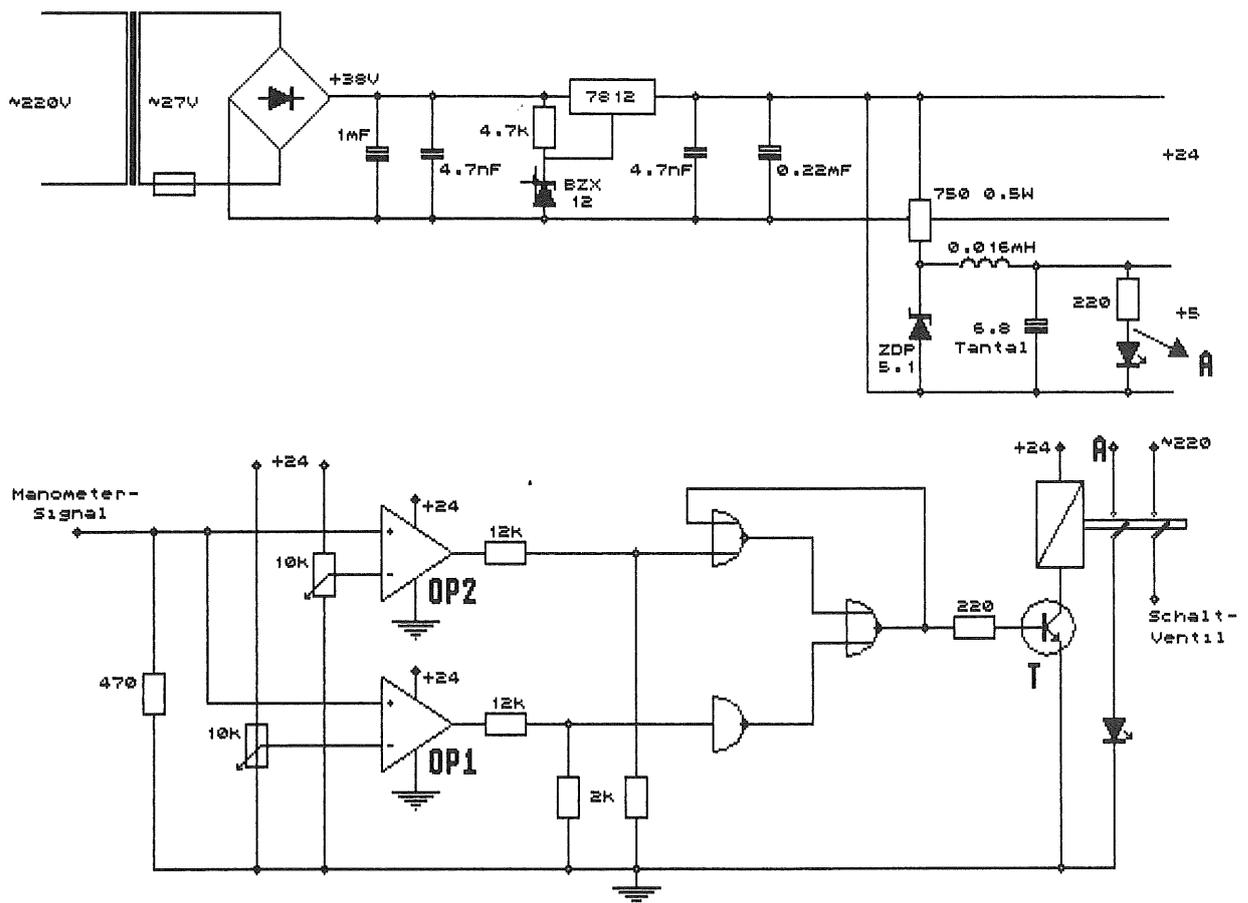


Abbildung 2.3: Schaltbild zur Kühlregelung.

Die Regelung der Kühlung erfolgte über den Innendruck des Kryostaten. Der Dampfdruck über der Flüssigkeit sollte dabei innerhalb der Grenzwerte 1.0 und 1.5 bar gehalten werden. Unter 1.0 bar bestand die Gefahr, daß das Argon gefror und ab 1.5 bar öffnete das Überdruckventil, um das

Dewar zu schützen. In beiden Fällen hätten Verunreinigungen von außen in das Argon gelangen können.

Als Drucksensor für den Kühlregelkreis diente ein Manometer des Typs *TGE270* der Firma *Hartmann & Braun*. Dieses Manometer gab, parallel zu seiner optischen Anzeige, einen dem Innendruck proportionalen Strom zwischen 0 und 20 mA aus. Die Schaltung in Abbildung 2.3 setzte diesen Strom in einen entsprechenden Spannungswert um. Die Spannung wurde an den beiden Operationsverstärkern mit einer über die Potentiometer einstellbaren Referenzspannung verglichen. Stieg der Innendruck, so erhöhte sich analog dazu der Spannungspegel an den Operationsverstärkern. Überschritt dieser Pegel eine der eingestellten Referenzspannungen, so schaltete der betroffene Verstärker, d.h. er legte +24 V an seinen Ausgang. Die Schaltung war so abgeglichen, daß der Verstärker 1 bei einem Innendruck von 1.15 bar und der Verstärker 2 bei 1.35 bar schaltete. Der den Verstärkern folgende Spannungsteiler setzte die Spannungswerte von 24 V auf den TTL – Pegel herab. Die nachfolgende Schaltlogik sorgte dafür, daß sich die Kühlung erst bei Überschreitung des oberen Druckwertes ein- und bei Unterschreitung des unteren Druckwertes ausschaltete. Aufgrund des hohen Strombedarfs, wurde das Magnetventil über ein Relais angesprochen. Den für das Relais notwendigen Schaltstrom lieferte der Transistor *T*.

2.1.5 Die Füllstandsmessung

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, war eine Kontrolle der Füllstandshöhe des Argons notwendig, um einen Vergleich zum *H1* – Experiment zu ermöglichen. Aber auch aus technischen Gründen war eine Füllstandskontrolle wichtig: Es mußte ein direkter Kontakt des flüssigen Argons mit der Kühlschlange vermieden werden, da in diesem Fall die Gefahr bestand, daß das Argon an der Kühlschlange in großen Mengen gefriert. Das hätte zur Folge, daß diese gefrorene Schicht eine thermische Isolation auf der Kühlschlange bildet, die sich einerseits bei weiterer Kühlleistung immer mehr verstärkt, andererseits den Wärmetransport vom Inneren des Kryostaten nach außen verhindert. Damit wäre eine kontrollierte Regelung der Innentemperatur nicht mehr möglich. Die soeben beschriebene Gefahr des Gefrierens bestand vor allem beim Füllen des Kryostaten mit flüssigem Argon. Der mit dem Gefrieren verbundene Druckabfall (siehe Abschnitt 2.1.4) war hierbei nicht registrierbar, da der Innendruck des Kryostaten durch den Fülldruck des angeschlossenen Argon-Dewars bestimmt wurde.

Zur Füllstandskontrolle wurde ein Plattenkondensator verwendet, der am Rand des Dewars unterhalb der Kühlschlange befestigt war. Er bestand aus 12 Aluminiumblechen, die in einem Abstand von jeweils 0.5 mm mit 4 Nyloschrauben parallel verbunden waren, und hatte die Dimension $200 \times 30 \times 18 \text{ mm}^3$. Der Füllstand wurde durch eine Kapazitätsmessung bestimmt. Die Kapazität eines Plattenkondensators hängt von der Dielektrizitätskonstanten ϵ ab. Daher ändert der Füllstand die Kapazität.

Es gilt:

$$C = \epsilon_0 \epsilon \frac{A}{d} \quad (2.1)$$

A ist die Fläche und d der Abstand der Kondensatorplatten, ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und ϵ die Dielektrizitätskonstante des Mediums: $Ar_{Gas} \approx 1$; $Ar_{liq.} \approx 1.5$.

Im Gas betrug die Kapazität $1200 pF$, im flüssigen Argon wurden $1750 pF$ gemessen. Diese Werte stimmen gut mit den aus Gleichung 2.1 ermittelbaren Werten von 1170 bzw. $1753 pF$ überein. Mit einem Fehler von $\pm 5 pF$ des Kapazitätsmeßgerätes, ergibt sich für die Füllstandshöhe ein Fehler von $\pm 3 mm$.

2.1.6 Die Vakuumtestmessungen

Der Versuchsaufbau sollte die Reinheit des flüssigen Argons gewährleisten, d.h. es sollten über den Zeitraum der Untersuchungen keine meßbaren Verunreinigungen in das Innere des Kryostaten gelangen. Um die Dichtigkeit der gesamten Apparatur zu überprüfen fanden mehrere Vakuumtestmessungen statt. Für den Betrieb des Kryostaten (siehe Abschnitt 2.1.7), war eine Öldiffusionspumpe an die Apparatur angeschlossen. Diese erreichte beim Evakuieren des Kryostaten allerdings nur einen Druckbereich von $\sim 10^{-2} mbar$. Mit ihr stellte sich das Überdruckventil als undichteste Stelle heraus. Da dessen Undichtigkeit aus Sicherheitsgründen in Kauf genommen werden mußte, verhinderte folgende Maßnahme das Eindringen von Luft in den Kryostaten: das gesamte Ventil wurde von einem zylindrischen Behälter umgeben, der ständig mit Argongas gespült wurde. Von ihm führte ein Schlauch zu einer mit Hochvakuumöl gefüllten pneumatischen Wanne (Bubbler). Öffnete das Ventil, so trat das Argon aus dem Innenraum des Kryostaten lediglich mit der Argonathmosphäre im Zylinder in Kontakt.

Für einen Vakuumtest wurde eine Turbomolekularpumpe benutzt. An diese Pumpe war ein auf Helium geeichtes Massenspektrometer zur Lecksuche angeschlossen. Für die Helium-Lecksuche wird ein Vakuum von mindestens $10^{-4} mbar$ benötigt. Da mit dem Überdruckventil der Druckbereich von $10^{-2} mbar$ nicht unterschritten werden konnte, wurde es für die Dauer des Vakuumtests durch einen Blindflansch ersetzt. Daraufhin konnte der Kryostat auf $9 \cdot 10^{-5} mbar$ evakuiert werden. Die anschließende Helium-Lecksuche ergab Undichtigkeiten im Bereich der Kleinflansche. Nach Austausch der eingesetzten Teflondichtungen gegen Aluminiumdichtringe konnte das Vakuum geringfügig auf $\sim 7 \cdot 10^{-5} mbar$ verbessert werden.

Eine erste Testmessung, mit reinem flüssigen Argon über einen Zeitraum von 18 Tagen zeigte allerdings, daß die Dichtigkeit des Kryostaten für die erforderliche Meßgenauigkeit nicht ausreichend war. Die den Test begleitenden Sauerstoffmessungen ergaben einen Anstieg des O_2 -Gehaltes von $\sim 0.03 ppm$ pro Tag. Das entsprach, bezogen auf den Startwert von $0.2 ppm O_2$, einer täglichen Steigerung von ca. 15%. Da die Dichtigkeit

des Kryostaten nicht weiter erhöht werden konnte, kam das gleiche Verfahren zur Anwendung, das bereits bei dem Überdruckventil praktiziert wurde: Der Kryostat wurde mit einer doppelten Schicht Mylarfolie umgeben, so daß die gesamte Apparatur unter Argonathmosphäre gesetzt werden konnte.

2.1.7 Betrieb des Kryostaten

Bevor der Kryostat mit den zu untersuchenden Folien geschlossen wurde, fand eine Reinigung der Innenwände sowie aller Einbauten mit Äthanol (96 %) statt. Damit sollten Verunreinigungen wie Staub, Fett u.ä. entfernt werden, die bei der Montage an der Apparatur nicht ganz vermieden werden konnten. Um die Alkoholdämpfe zu beseitigen, wurde der Kryostat mit der angeschlossenen Öldiffusionspumpe wenigstens 12 Stunden evakuiert. Parallel dazu wurde auch das gesamte Schlauchsystem evakuiert, über das die Befüllung des Kryostaten stattfand. Zum weiteren Entfernen von Verunreinigungen erfolgten 5 Spülungen des Testvolumens mit Argongas.

Sowohl das flüssige Argon als auch der zur Kühlung verwendete Stickstoff wurde in rollbaren Druckbehältern angeliefert. Aufgrund des Wärme- flusses von außen verdampfte ein Teil ihres Inhalts. Der daraus resul- tierende Innendruck (wegen des Überdruckventils der Behälter maximal 1.5 bar) reichte als Treibdruck für die Flüssigkeiten aus, so daß keine Pum- pen für die Kühlung oder Befüllung des Kryostaten notwendig waren. Beim Füllen des Kryostaten mußte darauf geachtet werden, daß die Menge des zugegebenen Argons der Kühlleistung entsprach: War der Argonzufluß zu groß, dann stieg der Innendruck über 1.5 bar und das Überdruckventil öffnete, war er zu klein, dann sank der Innendruck unter den Außendruck. In beiden Fällen bestand die Gefahr, daß Verunreinigungen in das Innere des Kryostaten gelangen konnten (siehe Abschnitt 2.1.4). Daher wurde das Argon sukzessive zugegeben, bis der Innenraum des Kryostaten die Flüssig-Argon-Temperatur erreicht hatte. Die Füllung wurde beendet, sobald die Füllstandshöhe 20 cm betrug. Dieser Vorgang dauerte ca. 1 Stunde. Für den normalen Kühlbetrieb, bei dem die Kühlung lediglich das verdampfte Argon kondensieren mußte, wurden etwa 200 Liter Stick- stoff in 30 Stunden benötigt.

Beim Betrieb des Kryostaten erwies sich das Magnetventil zur Kühl- regelung als unzuverlässig: Während der Messungen mit den zu untersu- chenden Folien froh es nach einer Laufzeit von 27 Tagen ein, so daß Argon über das Sicherheitsventil ausströmte. Das Ventil wurde durch eine neues Ventil des gleichen Typs (Typ 0781 der Firma Herion) ersetzt, das nach 15 Tagen aus dem gleichen Grund ausfiel. Daraufhin wurde ein Ventil des Typs 90C91C – JC der Firma *Valcor Engineering Corp.* installiert, das jedoch nach einer Laufzeit von 26 Tagen ebenfalls durch einfrieren ausfiel. Da die Laufzeit der Messungen zwischen den Kühlausfällen im Be- reich des angestrebten Zeitraums von 1 Monat lag, wurden die Meßreihen nicht wiederholt, sondern nach neuem Füllen des Kryostaten fortgesetzt.

2.1.8 Die Überwachung von Sauerstoffverunreinigungen

Die starke Beeinträchtigung des Meßergebnisses durch Sauerstoffverunreinigungen, machte eine spezielle Überwachung des jeweils aktuellen Sauerstoffgehalts im Argon notwendig. Für diese Überwachung wurde ein *Trace Oxygen Analyser (Model 311)* der Firma Teledyne Analytical Instruments an den Kryostaten angeschlossen. Die Genauigkeit der Messung erforderte einen gleichmäßigen Gasstrom über den Zeitraum von etwa 1 Stunde. Den Gasstrom erhielt das Analysegerät (im folgenden als Teledyne bezeichnet) aus dem Argonanteil, der im Steigrohr verdampfte. Um die Auswirkung der Druckschwankungen im Inneren des Kryostaten auf die Strömungsgeschwindigkeit des Gases zu minimieren, wurde für die Dauer der Sauerstoffmessungen die Druckdifferenz für einen Kühlzyklus auf $\sim 0.5 \text{ bar}$ reduziert. Die absolute Meßgenauigkeit des Teledyne betrug laut Herstellerangabe $\pm 1 \text{ ppm O}_2$ im Bereich zwischen 0 und 10 ppm O_2 . Der relative Fehler innerhalb einer Meßreihe betrug in diesem Bereich $\pm 0.5 \text{ ppm O}_2$ [SCH88].

2.1.9 Die α -Quelle

Als Strahlenquelle zur Ionisation des flüssigen Argons stand ein Americiumpräparat (Am^{241}) zur Verfügung. Die Halbwertszeit dieses α -Strahlers beträgt 458.1 Jahre. Die Aktivität der Quelle hatte eine Größe von 50 bq . Bild 2.4 zeigt das Zerfallsschema dieses Isotops.

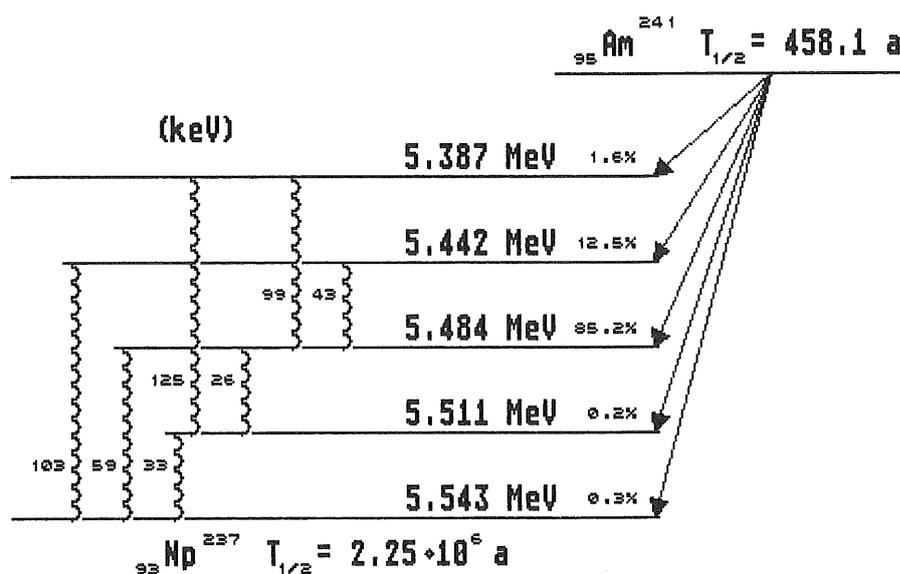


Abbildung 2.4: Zerfallsschema des Isotops Am^{241} .

Das Americium war elektrolytisch im Zentrum einer Messingscheibe von 33 mm Durchmesser und 1 mm Dicke punktförmig ($\text{Fläche} \approx 0.8 \text{ mm}^2$)

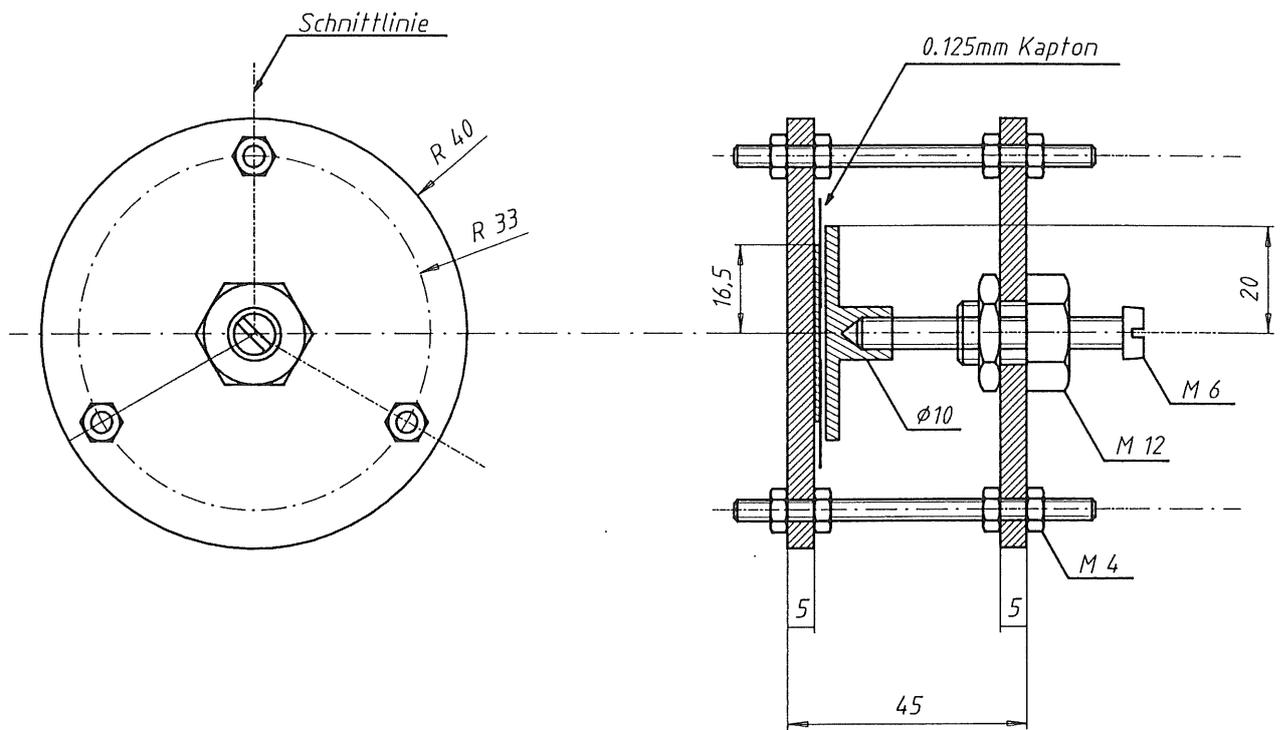


Abbildung 2.5: Die Halterung der α - Quelle.

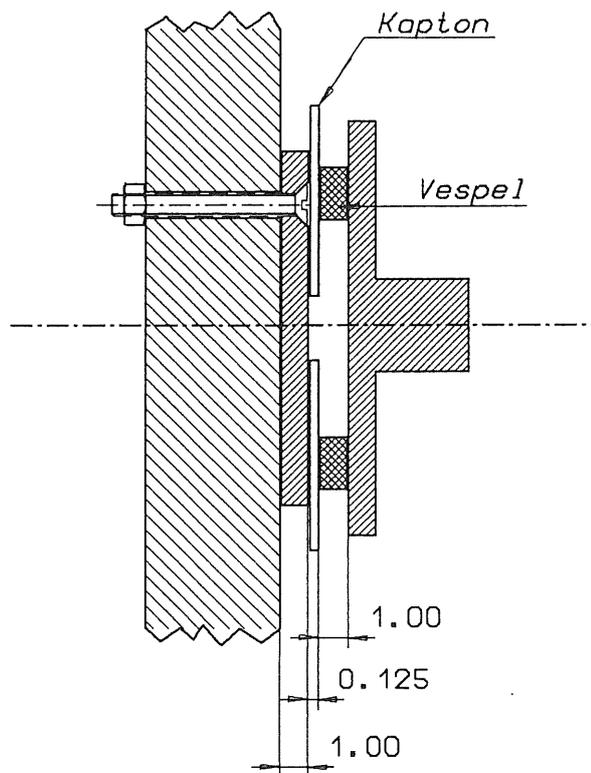


Abbildung 2.6: Der Aufbau des Gaps.

aufgebracht. Um mit diesem Präparatträger ein Gap aufzubauen, wurde er in einer Halterung fixiert, welche an einer der drei Gewindestangen im Kryostaten befestigt war (siehe Abbildung 2.1). Die Halterung bestand aus zwei 5 mm starken Teflonscheiben mit einem Durchmesser von 80 mm, die durch drei M4 – Gewindestangen in einem Abstand von 35 mm parallel verbunden waren. Die Teflonscheiben dienten als Träger für Anode und Kathode des Gaps. Wie der Abbildung 2.6 zu entnehmen ist, war der Präparatträger auf der einen Teflonscheibe mit Hilfe einer Senkschraube befestigt, über die zugleich die negative Hochspannung zugeführt wurde. Die Anode bestand aus einer Messingscheibe, welche auf einer Schraube (M6) aufgebracht war. Mit dieser Schraube, die in einem Gewinde auf der anderen Teflonscheibe geführt wurde, konnte die Gapbreite eingestellt werden. Um die Parallelität zwischen den beiden Messingscheiben zu gewährleisten, dienten drei kleine 1 mm starke Vespelstücke¹ als Distanzhalter (Abb. 2.6). Diese wurden auf der Anode mit dem Zwei-Komponenten-Epoxydharz-Kleber (Epicote und Versamit) befestigt, der auch bei der Herstellung der beschichteten Folien zum Einsatz kam (siehe Kapitel 3.2.2). Damit war sichergestellt, daß kein neues und in seiner Wirkung unbekanntes Material in die Apparatur gelangte. Teflon wurde bereits in zahlreichen anderen Flüssig-Argon Experimenten verwendet und ist erfahrungsgemäß unkritisch.

In Abbildung 2.6 ist ein Kaptonring erkennbar, der auf dem Präparatträger auflag und durch den Andruck der Anode über die Abstandshalter fixiert war. Das Material hatte eine Stärke von 125 μm . Mit dem im Gap eingebauten Material betrug die Gapweite somit $1.13 \pm 0.03 \text{ mm}$. Der Kaptonring war mit einem Außendurchmesser von 48 mm größer als die Messingscheiben. Sein Innendurchmesser betrug 12 mm. Der Ring sollte Spannungsüberschläge an den Kanten der Messingscheiben verhindern. Hochspannungstests mit einer einfachen Messingscheibe als Kathode zeigten, daß Überschläge erst ab Feldstärken von 24 kV/cm in Flüssig-Argon auftraten. Aus diesem Grund wurden 22 kV/cm als maximal einstellbare Spannung gewählt, um eine Beschädigung der α -Quelle durch Spannungsüberschläge zu verhindern.

2.1.10 Die Hochspannungszuführung

Die Zuführung der Hochspannung (Abbildung 2.7) erfolgte von außen über eine einpolige Glasdurchführung. Auf der Außenseite des Kryostaten durchlief der Strom zunächst einen Widerstand von 11 M Ω , der im Falle eines Spannungsüberschlag im Gap den Strom begrenzen sollte. Die Hochspannung gelangte über die Befestigungsschraube des Präparatträgers an die Kathode des Gaps. Parallel zum Gap lag ein kältefester Blockkondensator mit einer Kapazität von $9980 \pm 50 \text{ pF}$, dessen Funktion in Abschnitt 2.1.11 beschrieben ist. Die Kapazität des Gaps betrug $10 \pm 3 \text{ pF}$. Die Spannung wurde mit einem Digitalvoltmeter (DVM) überwacht.

¹Vespel und Kapton bestehen aus dem gleichen Grundmaterial.

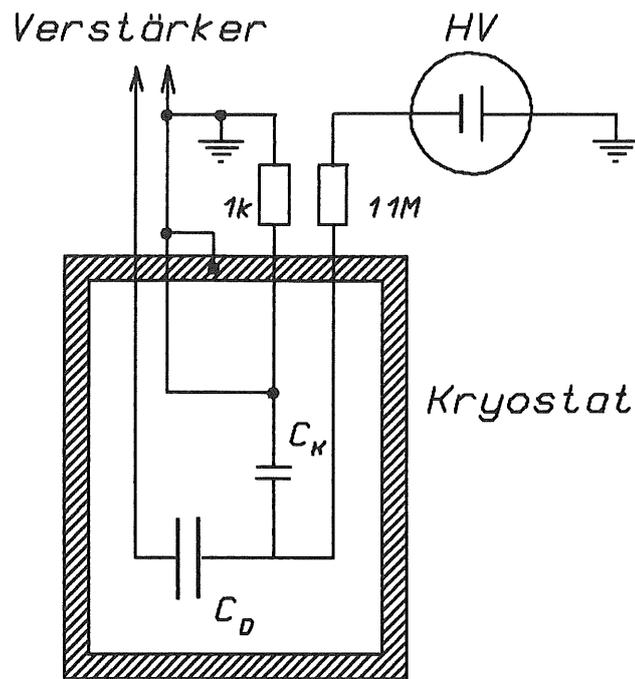


Abbildung 2.7: Die Hochspannungszuführung

2.1.11 Die Elektroden der Ionisationskammer als Kondensator

Die Spannung an der Hochspannungselektrode, sollte durch die gesammelte Ladung möglichst wenig beeinflusst werden. Daher war eine Verbindung der Elektrode mit einem in ihrer unmittelbaren Nähe befindlichen Ladungsreservoir erforderlich, das Spannungsschwankungen pufferte. Ohne diese Pufferung würde die Hochspannungsversorgung auf den Ladungstransport im Gap mit einem Signal reagieren, dessen Polarität dem aus der Ladungssammlung resultierenden Signal entgegengesetzt ist. Die Stabilisierung der Hochspannung wurde mit Hilfe eines sogenannten Blockkondensators C_B erreicht. Dieser lag zwischen Hochspannung und Masse und damit parallel zu der Detektorkapazität C_D , welche durch die Elektroden der Ionisationskammer gebildet wurde (Abbildung 2.7). Die meßbare Ladung ist abhängig vom Verhältnis der Detektorkapazität zur Blockkapazität. Es gilt:

$$Q = \frac{C_B}{C_B + C_D} \cdot Q_0 \quad (2.2)$$

Der Anteil der meßbaren Ladung nähert sich also mit wachsender Blockkapazität der freigesetzten Ladung Q_0 .

2.1.12 Anordnung der Folien im Experiment

Das Beschichtungsverfahren der Kaptonfolien mit dem Ruß- Epoxydgemisch ist in Kapitel 3.2.2 im Zusammenhang mit deren Aufbringung auf die Ausleseplatten beschrieben. Die maximale kontrollierbare Füllstandshöhe des Flüssigkeitsspiegels betrug 20 cm. Das zur Verfügung stehende Testvolumen innerhalb des flüssigen Argons war noch durch die Halterung der α - Quelle im Zentrum und durch den Kondensator zur Füllstandskontrolle am Rand beschränkt. Der freie Raum wurde mit einem oben verschließbaren Drahtkorb umgeben, der ein unkontrolliertes Auftreiben der Folien im Kryostaten verhindern sollte (Abbildung 2.1). Der Korb war mit dem zentralen Massepunkt des Experimentes, dem Flanschdeckel, verbunden.

Die auf 16 cm Breite zugeschnittenen Folienstreifen wurden mit Äthanol gereinigt und ringförmig um das Zentrum des Drahtkorbes angeordnet. Der Raum für die Halterung der α - Quelle wurde durch einen Ring aus durchlöcherter Kaptonfolie freigehalten. Damit die Konvektion des Argons zwischen den Folien gewährleistet war, wurden diese vor ihrem Einbau gefaltet. Die daraus resultierenden leichten Knicke verhinderten, daß die Folien unmittelbar aneinander lagen.

In dem Drahtkorb konnten 58 Kaptonfolien mit einer beschichteten Fläche von insgesamt $3.85 m^2$ untergebracht werden. Diese befanden sich in einer verbleibenden Argonmenge von $\sim 13.5 l$. Das H1 - Experiment sieht ein Oberflächen-Flüssigkeitsverhältnis von $\sim 5000 m^2 : 56000 l$ vor. Das Verhältnis der Oberfläche zur Flüssigkeitsmenge in dem hier beschriebenen Experiment ist also um den Faktor 3 größer.

2.1.13 Weitere Einbauten

Überwachung des Kühlsystems

Aufgrund der in Abschnitt 2.1.7 erwähnten Kühlungsausfälle, wurde ein X-Y-Schreiber installiert, mit dem eine permanente Überwachung des Kühlsystems möglich war. Dieser war am Eingang der Kühlregelung angeschlossen und zeichnete damit den jeweiligen Innendruck des Kryostaten mit. So konnten eventuelle kurzzeitige Kühlungsausfälle erfaßt werden.

Messung der Innentemperatur des Kryostaten

Mit Hilfe von zwei Thermowiderständen (Typ Pt100 der Firma Degussa) konnte die Temperatur im Inneren des Kryostaten gemessen werden. Dazu befand sich der eine Widerstand in der flüssigen und der andere in der gasförmigen Phase des Argons. Aus den Herstellerangaben ließ sich eine Temperaturabhängigkeit dieser Widerstände gemäß der Beziehung 2.3 ermitteln.

$$T [K] = (2.42 \pm 0.01) \cdot R [\Omega] + (30.10 \pm 0.48) \quad (2.3)$$

Die maximal erreichbaren Temperaturen bei zwei verschiedenen Druckwerten, können Tabelle 2.1 entnommen werden.

Aggregatzustand	1.1 bar	1.4 bar
<i>Ar_{Gas}</i>	88.2 K	93.1 K
<i>Ar_{Liq}</i>	87.0 K	89.3 K

Tabelle 2.1: Temperaturwerte im flüssigen und gasförmigen Argon bei unterschiedlichem Innendruck des Kryostaten.

2.2 Die elektronische Datennahme

2.2.1 Der elektronische Aufbau des Experiments

In Abbildung 2.7 ist neben der Hochspannungzuführung auch die Führung des α -Signals aus dem Inneren des Kryostaten dargestellt. Das Signal wurde zusammen mit der Masse durch eine der neunpoligen Glasdurchführungen aus dem Kryostaten geführt. Die Abbildung 2.8 zeigt die weitere Signalführung außerhalb des Kryostaten.

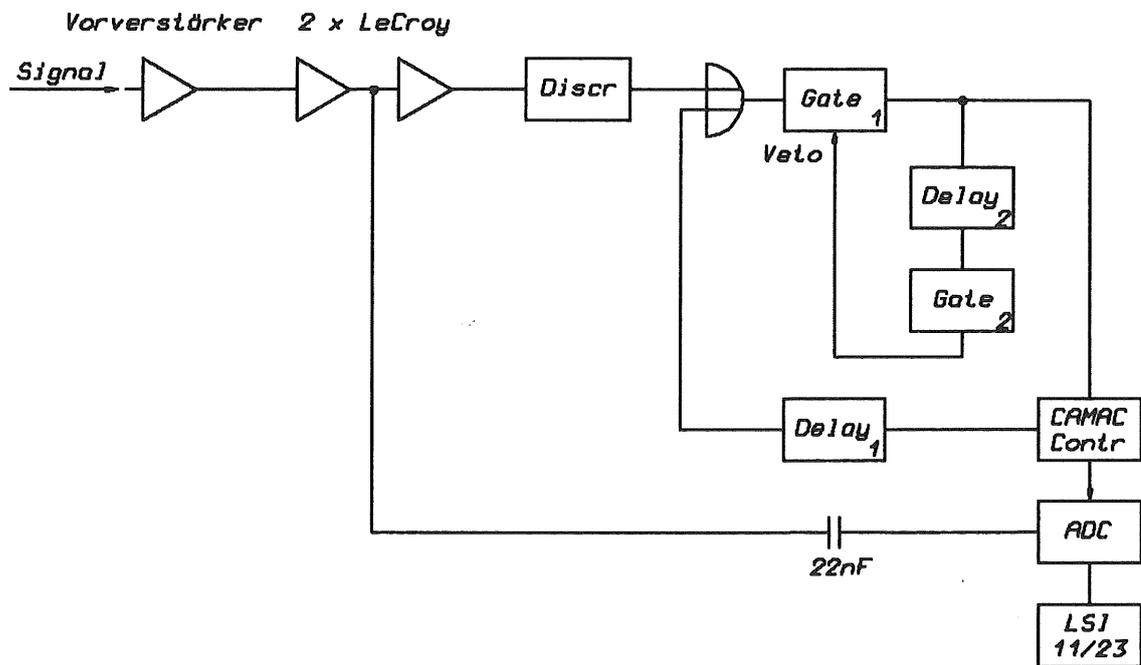


Abbildung 2.8: Signalerfassung und Steuerung der Datennahme.

Das α -Signal erreichte zunächst einen integrierenden ladungsempfindlichen Vorverstärker. Die Abbildung 2.9 zeigt das Schaltbild dieses Vorverstärkers. Seine Eingangsverstärkung wurde von einem Feldeffekttransistor übernommen, der sich, aufgrund seiner leistungslosen Regelung, sehr gut für die Erfassung geringer Ladungsschwankungen, die keine größere Stromaufnahme zulassen, eignet. Der Vorverstärker war mit einem speziellen Pulsformgeber (Shaper) ausgestattet, welcher durch Beeinflussung des zeitlichen Signalverlaufs die Linearität zwischen gemessener Ladung und Größe der vom Signal eingenommenen Fläche gewährleisten sollte. Die Verstärkung des Vorverstärkers betrug 1 : 389. Das Signal durchlief dann einen *LeCroy* 1 : 10 Verstärker (Modell 612A). Da die Datennahme durch ein Ereignis ausgelöst werden sollte (Selbsttriggerung), erfolgte eine Teilung des Signals: Auf der einen Seite gelangte das Signal über einen Kondensator mit einer Kapazität von 22 nF in den Eingang eines Analog Digital Konverters (ADC), auf der anderen Seite diente es zur Auswahl

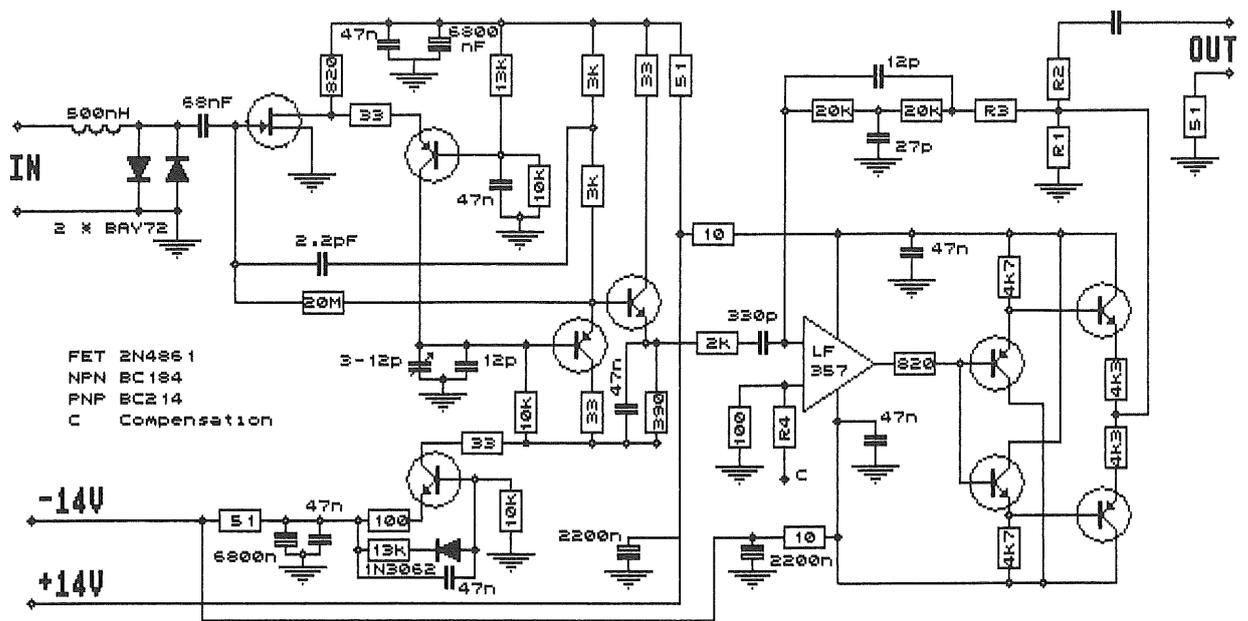


Abbildung 2.9: Schaltbild des Vorverstärkers.

und Auslösung der Datennahme. Die Signalauswahl erfolgte durch die sogenannte Triggerschwelle des Diskriminators. Sobald ein Spannungsimpuls am Eingang einen bestimmten einstellbaren Wert überstieg (Triggerschwelle), wurde am Ausgang ein Rechtecksignal von -0.8 V über eine zeitliche Länge von 20 ns geliefert (*NIM* – Norm). Um mit der Signalhöhe in den Einstellbereich der Triggerschwelle des Diskriminators (*LeCroy* Typ 620BL) zu gelangen, war eine weitere Verstärkung um den Faktor 10 notwendig.

Von dem Diskriminator gelangte der Normpuls über ein *OR* – Gatter auf den Gategenerator 1, an dem ein Zeitfenster von $1.1\text{ }\mu\text{s}$ eingestellt war. Über die Dauer der eingestellten Zeit gab der Gategenerator einen Puls im *NIM*-Pegel auf den Triggereingang des *ADC*-Controllers, wodurch eine Datennahme über diesen Zeitraum ausgelöst wurde. Die Abbildung 2.10 zeigt die Lage des Zeitfensters zu einem α – Signal bei einer Feldstärke von 17.7 kV/cm , wie es am Eingang des *ADC*'s registrierbar war. Nach einer Signalerfassung sollte für eine kurze Zeit keine weitere Datennahme erfolgen, weil der Diskriminator bei Signalhöhen in der Nähe seiner Triggerschwelle dazu neigte, doppelte Impulse zu liefern, die die Messung verfälscht hätten. Die Unterdrückung der weiteren Datennahme erfolgte über einen Normpuls, den der Gategenerator 1 genau am Ende des Zeitfensters an einem anderen Ausgang anlegte. Diese Verzögerung ist in Abbildung 2.8 durch das Delay 2 dargestellt. Von dem verzögerten Normpuls wird der Gategenerator 2 aktiviert, der einen $23\text{ }\mu\text{s}$ langen Puls an den *VETO* – Eingang des ersten Gategenerators anlegte (Abbildung 2.11).

Bei dem verwendeten *ADC* handelte es sich um den Typ 2282B der Firma *LeCroy*, das eine Signalerfassungsdauer im μs – Bereich zuließ. Bei

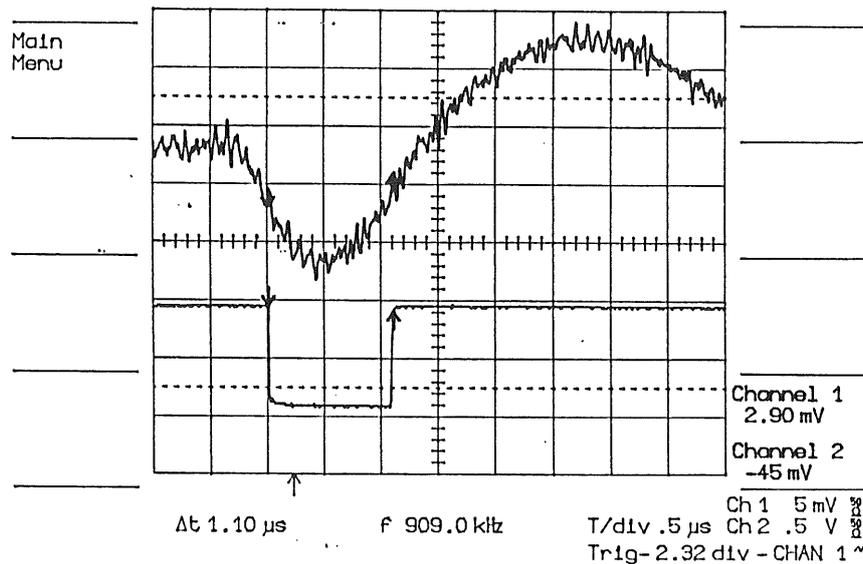


Abbildung 2.10: Oszilloskopaufnahme: Lage des Zeitfensters zum α - Signal bei einer Feldstärke von 17.7 kV/cm .
 Zeitablenkung: $0.5 \mu\text{s/Div.}$;
 Vertikalablenkung: 5 mV/Div. beim α - Signal, 500 mV/Div. beim Zeitfenster.

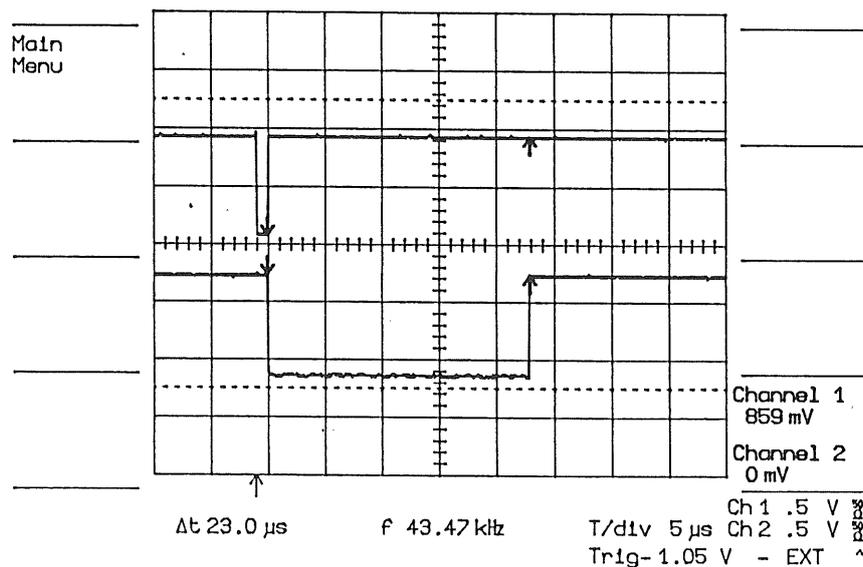


Abbildung 2.11: Oszilloskopaufnahme: Unterdrückung der Datennahme nach einer Meßwerterfassung.
 Zeitablenkung: $5 \mu\text{s/Div.}$;
 Vertikalablenkung: 500 mV/Div.

diesem ADC lag eine kleine Spannung von $1 - 2\text{ V}$ an den Eingängen an, die durch den bereits erwähnten 22 nF Kondensator von der restlichen Schaltung getrennt wurde.

2.2.2 Die Bestimmung des Nullpunktes der Ausleseelektronik

Für genaue und reproduzierbare Messungen ist es wichtig, die Nulllage des ADC's zu bestimmen. Dieser auch als Pedestal bezeichnete Wert, war von der Gesamtkapazität am ADC-Eingang abhängig. Aus diesem Grund war es am günstigsten, das Pedestal während einer Messungen zwischen zwei α -Signalen zu bestimmen, da dann identische Meßbedingungen vorlagen. Der in Abbildung 2.8 erkennbare Zweig, vom ADC-Controller über die Signalverzögerung (*Delay1*) und das *OR*-Gatter auf den Eingang von Gate 1, diente zur Erfassung des Pedestals. Dazu unterdrückte der ADC-Controller bei jedem 5. Ereignis die Datenerfassung und generierte stattdessen einen Norm-Puls. Dieser wurde mit einer Verzögerung von $\sim 25.5\text{ ms}$ an den zweiten Eingang des *OR*-Gatters gegeben und löste damit die Datennahme aus. Die Abbildung 2.12 zeigt die Lage des verzögerten Trigger-Signals zu seinem auslösenden Ereignis. Durch die Verzögerung wurde bei der Pedestalmessung das elektronische Rauschen registriert. Die Anzahl der Zerfälle, die in diesem verzögerten Zeitfenster erfaßt wurden, war kleiner als 0.3% .

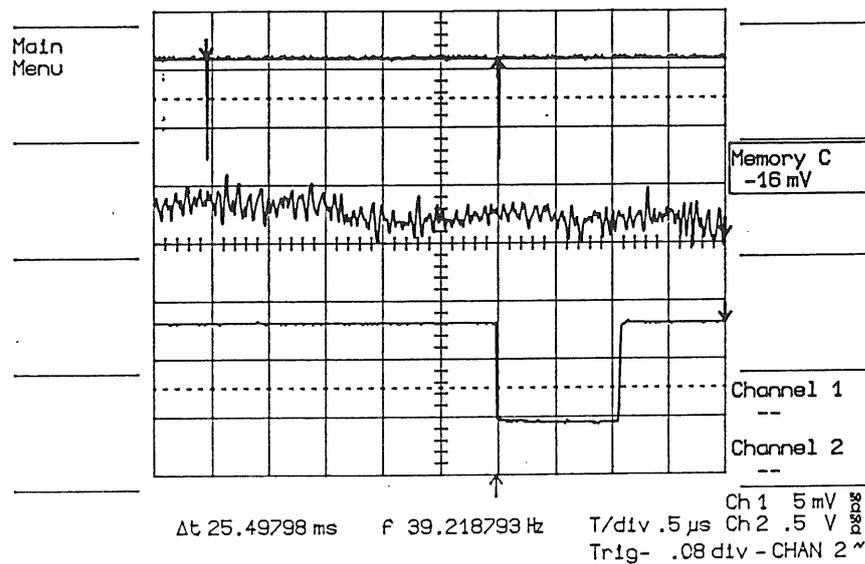


Abbildung 2.12: Oszilloskopaufnahme: Verzögerung des Zeitfensters für die Pedestalmessung. Zeitablenkung: $0.5\ \mu s/Div.$; Vertikalablenkung: $500\text{ mV}/Div.$ bei den Zeitfenster und dem Triggersignal, $5\text{ mV}/Div.$ beim Rausch-Signal.

2.2.3 Minimierung des elektronischen Rauschens

Aufgrund der notwendigen Empfindlichkeit des Verstärkersystems konnten leicht elektromagnetische Störungen einen Strom in dem Verbindungskabel zwischen Kryostat und Vorverstärker induzieren. Dies bewirkte ein Rauschen, mit dem die gemessenen Werte überlagert waren. Zur Minimierung des Rauschens wurde das Verbindungskabel mit einem geerdeten Kupferschlauch abgeschirmt. Um Erdschleifen zu vermeiden, diente der Flanschdeckel des Kryostaten als zentrale Masse der angeschlossenen Elektronik. Die in Abbildung 2.7 dargestellte Massentrennung zwischen Hochspannungs- und Signalmasse durch den $1\text{ k}\Omega$ Widerstand führte ebenfalls zu einer Reduzierung des elektronischen Rauschens. Als minimaler Rauschpegel konnte $U_{SS} = 4\text{ mV}$ erreicht werden. Das α -Signal hatte nach der Verstärkung eine Amplitude von $\sim 15\text{ mV}$ und hob sich damit deutlich von dem Grundrauschen ab (Abbildung 2.10).

2.2.4 Die rechnergesteuerte Erfassung und Verarbeitung der Meßdaten

Ein gemäß dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Verfahren ausgewähltes α -Signal, wurde in dem *ADC* digitalisiert. Zusammen mit der aktuellen Ereignisnummer und der Kennung, ob es sich um ein Signal- oder Pedestalereignis handelt, wurde der Meßwert dann an die *LSI11/23* weitergegeben und auf einer Diskette gespeichert. Die so gewonnenen Daten wurden auf den Großrechner des DESY, eine *IBM3084 - Q*, überspielt. Das Ausleseprogramm, das auf die Daten zugriff, teilte die einzelnen Meßpunkte zunächst in Signal- und Pedestalwerte auf. Aus diesen beiden Datengruppen lieferte es das jeweilige Energiespektrum, welches der nachgewiesenen Ladung proportional war. Um die Energieverteilung zu erhalten, mußte die Häufigkeit der einzelnen registrierten Ladungswerte ermittelt werden. Abbildung 2.13 zeigt ein typisches Histogramm einer Messung, die bei der Feldstärke 17.7 kV/cm durchgeführt wurde; Abbildung 2.14 zeigt das Spektrum des zugehörigen Pedestals. Sieht man von der leichten Asymmetrie des α -Spektrums zu kleineren Energien ab, so kann man es als Gaußverteilung auffassen. Die Asymmetrie wurde durch α -Teilchen hervorgerufen, die bereits durch Ionisation im Präparat Energie verloren hatten. Für die weitere Verwendung einer Messung war nur ihr wahrscheinlichster Wert und dessen statistischer Fehler interessant. Um den statistisch wahrscheinlichsten Wert zu erhalten, wurde eine Anpassung der Gaußverteilung (Gleichung 2.4) an die Meßwerte durchgeführt.

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.4)$$

- N ist die Fläche unter der Glockenkurve.
- μ stellt die Nullpunktverschiebung der Gaußkurve auf der x -Achse dar. Die Verschiebung ist bezogen auf die Stelle des Mittelwerts.

- σ beschreibt die Breite der Gaußkurve zwischen dem Mittelwert und den Wendepunkten. Damit stellt σ auch ein Maß für die Bestimmtheit des Mittelwertes dar.

Der statistische Fehler des Mittelwertes δ_{Mean} berechnet sich nach Gleichung 2.5

$$\delta_{Mean} = \frac{\sigma}{\sqrt{n-1}} \quad (2.5)$$

mit $n =$ Anzahl der gemessenen Ereignisse.

Um eine optimale Anpassung zu gewährleisten, wurde die Breite der Anpassungen auf 1.5σ beschränkt. In diesem Bereich machte sich einerseits die Asymmetrie auf der linken Seite des Spektrums noch nicht störend bemerkbar und andererseits war die Breite, über die die Anpassung erfolgte, groß genug, um ihren Fehler klein zu halten. In den Abbildungen 2.13 und 2.14 sind die so gewonnenen Anpassungen mit eingezeichnet. Von dem Signalwert wurde der entsprechende Pedestalwert abgezogen und das Ergebnis zusammen mit dem zugehörigen Fehler für die weitere Auswertung in einem Datensatz gespeichert.

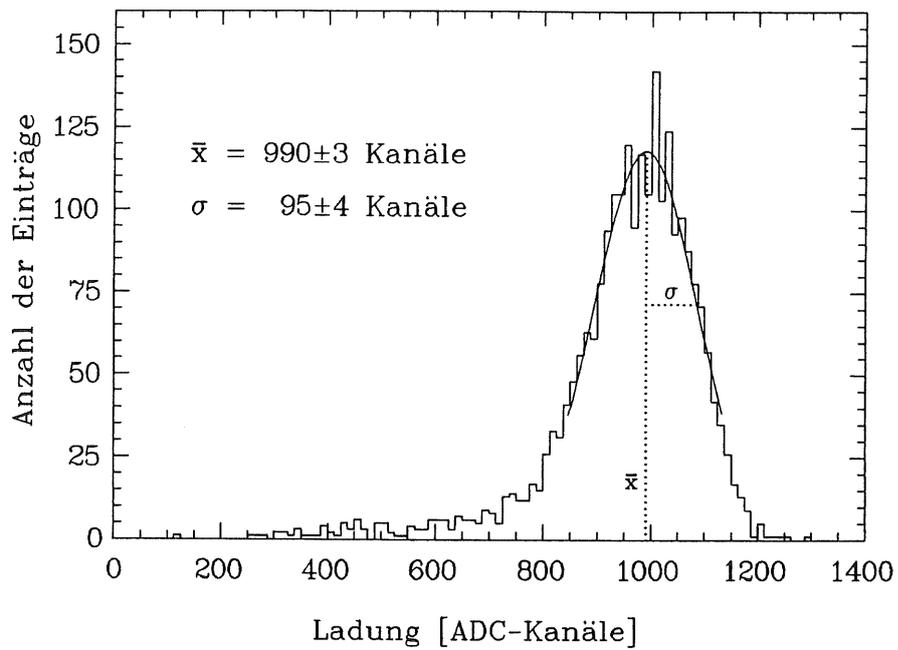


Abbildung 2.13: Häufigkeitsverteilung der registrierten Ladung, die bei einer Feldstärke von 17.7 kV/cm gesammelt wurde.

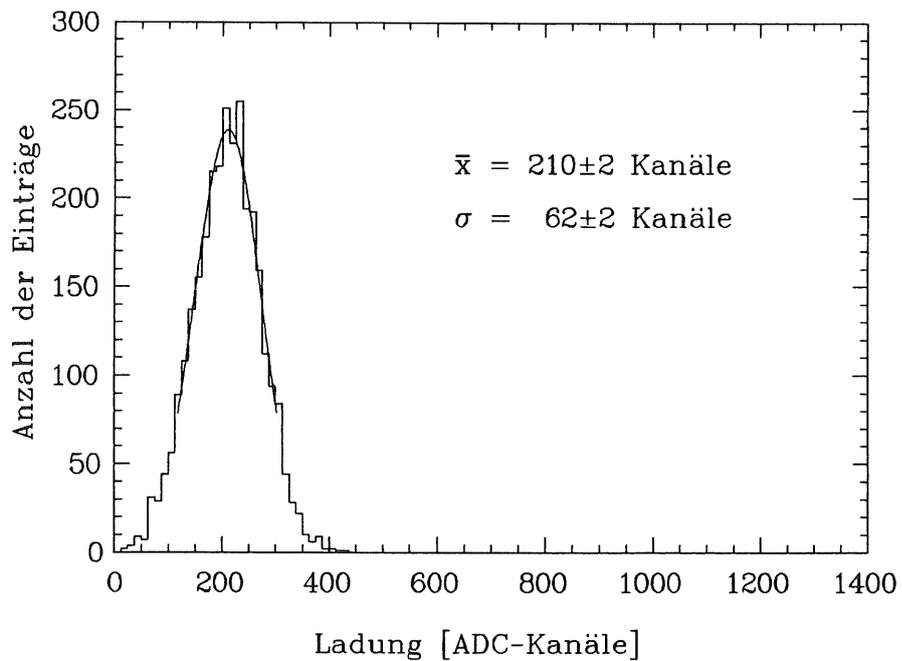


Abbildung 2.14: Spektrum des zu Abbildung 2.13 gehörenden Pedestals.

2.3 Ladungseichung und Untersuchung der Empfindlichkeit der Apparatur

2.3.1 Die Ladungseichung

Die Signale der α – Quelle wurden mit einem ladungsempfindlichen ADC erfaßt, das mit Ladungen definierter Größe gemäß Abbildung 2.15 geeicht wurde. Dabei entsprach der Wert der Kapazität C_{in} am Eingang des Vorverstärkers der Gesamtkapazität, die sich aus Detektorkapazität und Kabelkapazität der Signalführung ergab.

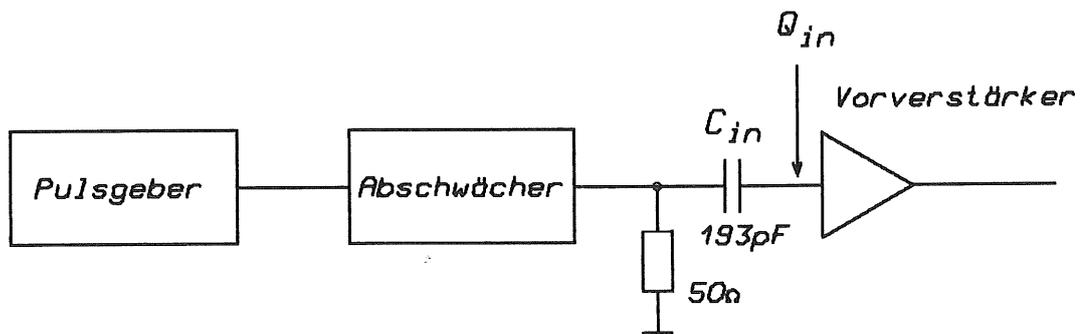


Abbildung 2.15: Schaltbild zur Ladungseichung.

$Q_{in} [fC]$	Signal [ADC – Kanäle]
16.1 ± 0.7	871.6 ± 1.4
13.4 ± 0.7	718.3 ± 1.5
12.3 ± 0.7	651.1 ± 1.3
10.7 ± 0.7	534.5 ± 1.4
8.0 ± 0.7	330.1 ± 1.7
0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0

Tabelle 2.2: Resultate der Eichmessung.

Das Ergebnis der Eichmessung ist in Tabelle 2.2 aufgeführt, der Signalverlauf kann Abbildung 2.16 entnommen werden. Die Werte Q_{in} wurden mit Hilfe der Beziehung $Q = C \cdot U$ berechnet, die angegebenen Fehler resultieren aus der Ablesungenauigkeit der eingestellten Spannungswerte am Oszilloskop ($\pm 1\text{ mV}$) und dem Fehler des Kapazitätsmeßgerätes ($\pm 5\text{ pF}$). Die Lage des Nullpunktes ist vorgegeben, da der ADC-Kanal 0 die Ladung 0 C repräsentieren soll. Die Anpassung in Abbildung 2.16 basiert auf den Meßpunkten, die als Kreise dargestellt sind. Die beiden als Dreiecke gezeichneten Punkte dürfen aufgrund folgenden Effekts nicht berücksichtigt werden:

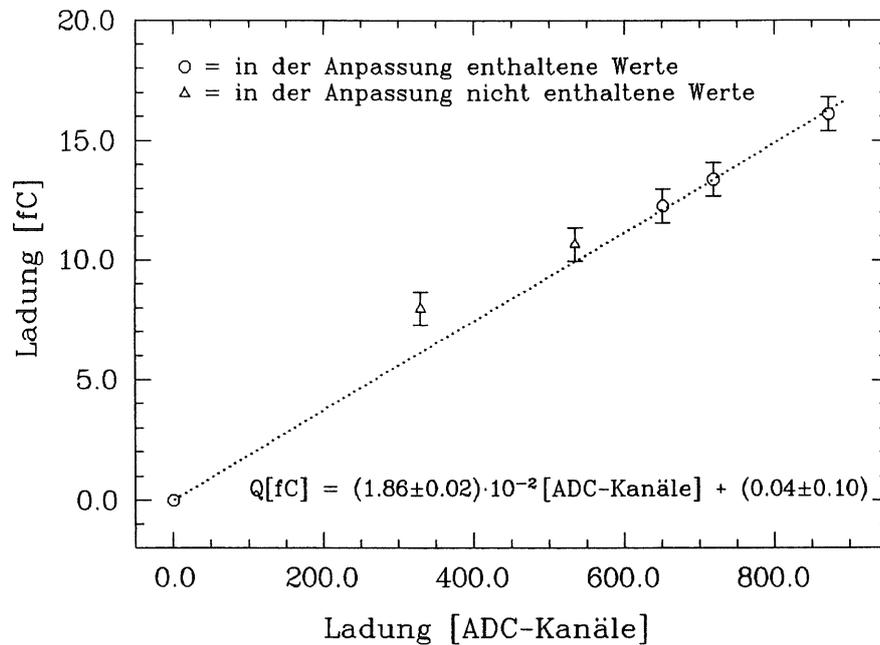


Abbildung 2.16: Ladung als Funktion der ADC-Kanäle.

Bedingt durch die Auslösung der Datennahme ab einer bestimmten Höhe der Signalflanke, variierte die Lage des Zeitfensters in Abhängigkeit von der Signalgröße. Bei sehr kleinen Signalen lag der Startpunkt des Zeitfensters im Bereich des Signalmaximums, so daß, da der Vorverstärker über die Ladung integrierte, ein Teil der Ladung nicht registriert wurde. Weil die mit Schaltung 2.15 erzeugte Signalform nicht genau das gleiche zeitliche Verhalten aufwies wie ein α – Signal, wird die Größe dieses Effekts zusammen mit der Abhängigkeit des α – Signals von der Feldstärke in Abschnitt 2.3.2 diskutiert.

Aus der Anpassung an die Meßwerte in Abbildung 2.16 ergibt sich folgende Kalibration:

$$[Q] = (1.86 \pm 0.02) \cdot 10^{-2} [ADC - Kanäle] + (0.04 \pm 0.10) \quad (2.6)$$

Bei einer Feldstärke von 17.7 kV/cm registrierte man von der α – Quelle ein mittleres Signal von 790 ADC-Kanälen. Der Eichung zufolge entsprach das einer gesammelten Ladung von 14.7 fC . Entsprechend wurden bei 13.3 kV/cm 620 ADC-Kanäle registriert, also eine Ladung von 11.5 fC gemessen.

2.3.2 Die Abhängigkeit der Signalthöhe von der Feldstärke

Die Abhängigkeit der Signalthöhe von der Feldstärke läßt sich ermitteln, indem man die von der α -Strahlung durch Ionisation erzeugte Ladung Q als Funktion der Feldstärke E registriert. Abbildung 2.17 zeigt eine auf diese Weise gewonnene Hochspannungsabhängigkeit. Die eingezeichnete Linie stellt eine Anpassung an die Beziehung 2.7 dar, die Rekombination (Gleichung 1.13) und Absorption (Gleichung 1.15) berücksichtigt.

$$Q = Q_0 \cdot \frac{\alpha \cdot \frac{E}{p}}{D} \cdot \left(1 - e^{-\frac{D}{\alpha \cdot \frac{E}{p}}}\right) \cdot \frac{2f}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}}{\frac{|E|}{|E_0|} e^x + 1} dx \quad (2.7)$$

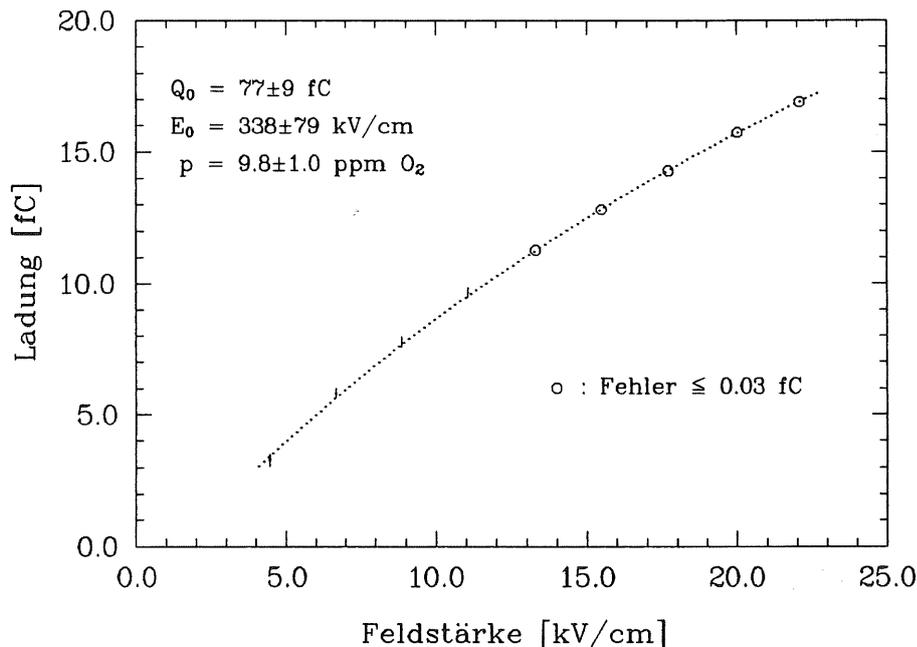


Abbildung 2.17: Hochspannungsabhängigkeit der Signalthöhe mit Anpassung der Meßwerte an Gleichung 2.7.

Die Meßwerte $< 12 \text{ kV/cm}$ erfuhrn wegen der in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Verschiebung des Zeitfensters eine Korrektur. Eine Beschreibung des Korrekturverfahrens findet zusammen mit der Fehlerbetrachtung der Meßwerte am Ende dieses Abschnitts statt, die Parameter der Anpassung werden im folgenden diskutiert:

Bei unendlich hoher Feldstärke erreicht die Funktion 2.7 einen Wert, bei dem die gesamte produzierte Ladung Q_0 registriert wird. Q_0 ist wegen der entlang der Teilchenspur auftretenden Rekombination nicht direkt meßbar. Die Anpassung der Gleichung 2.7 an die Meßwerte liefert den Wert $Q_0 = 77 \pm 9 \text{ fC}$. Der Grenzwert der maximal registrierbaren Ladung ist durch die Energie der α -Teilchen bestimmt: Zur Erzeugung eines Ionenpaares in flüssigem Argon wird eine mittlere Energie von

$(23.6 \pm 0.5) eV$ benötigt [HOF76]. Die Energie der Hauptlinie von Americium 241 beträgt $5.484 \pm 0.016 MeV$ (Abbildung 2.4). Bei Totalabsorption erhält man die maximale Ladung

$$Q_{Max} = \frac{(5.484 \pm 0.016) MeV}{(23.6 \pm 0.5) eV} \cdot e = (37.2 \pm 0.8) fC \quad (2.8)$$

Die Differenz zwischen Q_0 und Q_{Max} wird durch den großen Hebelarm der Extrapolation verursacht: Der Meßbereich liegt zwischen 5 und 22 kV/cm , während die Sättigungsfeldstärke (ca. 95 % der maximalen Ladung) bei $E_0 = (400 \pm 12) kV/cm$ liegt. Dieser Erwartungswert der Sättigungsfeldstärke ist aus publizierten Messungen für die Gapbreite $D = 1.13 mm$ interpoliert worden [SPE75]. Aus der Anpassung an Gleichung 2.7 ergibt sich der Wert $E_0 = 338 \pm 79$. Beide Werte stimmen im Bereich der Fehler überein.

Der Parameter $p = 9.8 \pm 1.0 ppm$ gibt die Höhe des Sauerstoffanteils im flüssigen Argon wieder. Mit dem Teledyne wurde ein Sauerstoffgehalt von $p_{Meß} = 0.5^{+1.0}_{-0.5} ppm$ ermittelt. Die Ursache der Differenz zwischen p und $p_{Meß}$ liegt in der Verschiebung des Zeitfensters bei Feldstärken $< 12 kV/cm$ begründet, da der Parameter p vor allem durch den Funktionsverlauf im Bereich kleiner Feldstärken bestimmt ist. Um diese Verschiebung zu korrigieren, wurde die Zeitfensterlage eines α -Signals bei der Feldstärke 17.7 kV/cm mit den Lagen der Zeitfenster bei Feldstärken von 4.4 und 8.9 kV/cm verglichen. Dazu wurde das α -Signal von einer Oszilloskopaufnahme (Abbildung 2.10) digitalisiert und an die so gewonnenen Punkte eine Funktion angepaßt (Abbildung 2.18), die dann über den Bereich der unterschiedlichen Zeitfensterlagen integriert werden konnte. Aus den Flächenverhältnissen wurden die Korrekturfaktoren in Tabelle 2.3 ermittelt. Die Werte für die Feldstärken 6.6 und 11.1 kV/cm sind linear interpoliert.

Feldstärke[kV/cm]	Korrekturfaktor
22.1 – 13.3	1
11.1	1.01 ± 0.03
8.9	1.02 ± 0.03
6.6	1.06 ± 0.03
4.4	1.10 ± 0.03

Tabelle 2.3: Faktoren zur Korrektur der Verschiebung des Zeitfensters.

Durch das Korrekturverfahren sind die betroffenen Meßwerte mit einem größeren Fehler als dem rein statistischen Fehler ($\leq 0.03 fC$) behaftet: Die dominierende Fehlerquelle des Korrekturverfahrens liegt in der Übertragung der Zeitfensterlagen auf das digitalisierte α -Signal in Abbildung 2.18. Die geschätzte Größe dieses Fehlers beträgt $\pm 1 \mu sec \approx \pm 1 Skalenteil$. Dadurch wird der Fehler der Einzelmessungen auf $\pm 0.2 fC$ vergrößert.

Als Empfindlichkeit der Signalhöhe auf Feldstärkeschwankungen ergibt sich aus der Anpassung in Abbildung 2.17 ein Wert von $\sim 25.6 V/cm$, bezo-

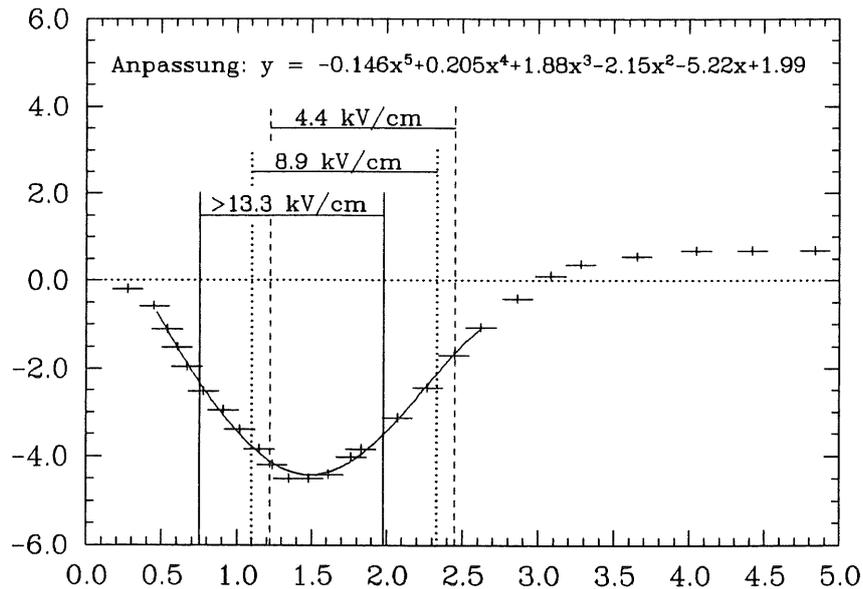


Abbildung 2.18: Anpassung einer Hilfsfunktion an die digitalisierte Form des α – Signals.

gen auf die Nachweisgrenze von $1 \text{ ADC} - \text{Kanal} = 1.86 \cdot 10^{-2} \text{ fC}$. Eine Auswirkung des in Kapitel 1.3.6 erläuterten Polarisierungseffektes läßt sich mit Gleichung 1.18 abschätzen: Die für die Messungen verwendete Quelle emittierte α -Teilchen einer Energie von 5.5 MeV mit einer Aktivität von 50 Bq . Die aktive Fläche hatte eine Größe von $\sim 0.8 \text{ mm}^2$. Mit diesen Werten ist $E_{Ab} = 0.3 \text{ V/cm}$. Demzufolge ist der Polarisierungseffekt vernachlässigbar, da seine Auswirkung um den Faktor ~ 1000 unterhalb der Nachweisgrenze des ADC's liegt.

Da die Messungen nicht im Plateaubereich der Sättigungsfeldstärke durchgeführt werden konnten, wurde die Hochspannung mit einem Digitalvoltmeter überwacht (Abschnitt 2.1.10), um die Reproduzierbarkeit der jeweils eingestellten Feldstärken zu gewährleisten. Mit dem *DVM* waren noch Feldänderungen bis 0.02 V/cm registrierbar. Damit war die Einstellgenauigkeit der Feldstärke wesentlich besser als die Empfindlichkeit der ADC's.

2.3.3 Messungen mit Sauerstoffverunreinigungen

Um die Empfindlichkeit der Apparatur auf Verunreinigung des flüssigen Argons zu testen, fanden Messungen statt, bei denen dem Argon eine definierte Sauerstoffmenge zugesetzt wurde. Hierzu wurde an dem sonst ungenutzten Kleinflansch des Kryostaten (siehe Abschnitt 2.1) ein 5 cm^3 fassendes Volumen angeschlossen. Dieses bestand aus einem kurzen Messingrohr, das auf beiden Seiten mit einem Gasventil vakuumdicht verschlossen werden konnte. Über das eine Ventil war das Testvolumen mit dem Inneren des Kryostaten verbunden, über das andere konnte reiner Sauerstoff zugeführt werden, wobei der Gasdruck von einem Manometer angezeigt wurde.

Eine Meßreihe verlief wie folgt:

- Eine Messung mit dem reinen Argon lieferte den Startwert.
- Während das Ventil zum Kryostaten geschlossen war, wurde das Testvolumen 5 mal mit reinem Sauerstoff gespült. Dann konnte der gewünschte Gasdruck eingestellt werden.
- Das äußere Ventil wurde geschlossen und das Ventil zum Kryostaten geöffnet.
- Die Reaktion auf die Ladungsausbeute wurde in dicht aufeinanderfolgenden Messungen registriert. Die letzte Messung nach ca. 1 Stunde Wartezeit stellte die Endmessung vom neuen Reinheitsgrad des Argons dar.
- Parallel zu den Messungen mit der α - Quelle, wurde der Sauerstoffgehalt mit dem Teledyne erfaßt.

In Abbildung 2.19 ist die registrierte Ladung in Abhängigkeit vom jeweiligen Sauerstoffgehalt p in ppm dargestellt. Aus der Anpassung einer Geraden an diese Werte (Gleichung 2.9) ergibt sich eine Empfindlichkeit von

$(0.39 \pm 0.02) fC/ppm$.

$$Q = -(0.39 \pm 0.02) \cdot p + (14.8 \pm 0.1) \quad (2.9)$$

Der erwartete Verunreinigungsgrad des Argons soll aus den bekannten Parametern in folgenden abgeschätzt werden:

Das Verunreinigungssystem hatte ein Volumen von $V = 5\text{ cm}^3$. Der eingestellte Gasdruck betrug $p = 2\text{ bar}$ und die Raumtemperatur hatte ein Höhe von $T \approx 290\text{ K}$. Mit der Van-de-Waals-Gleichung

$$\left(p + \frac{an^2}{V^2}\right) \cdot (V - nb) = nRT \quad (2.10)$$

ergibt sich die Anzahl der eingebrachten Mole O_2 zu $n = 4.08 \cdot 10^{-4}\text{ mol}$.

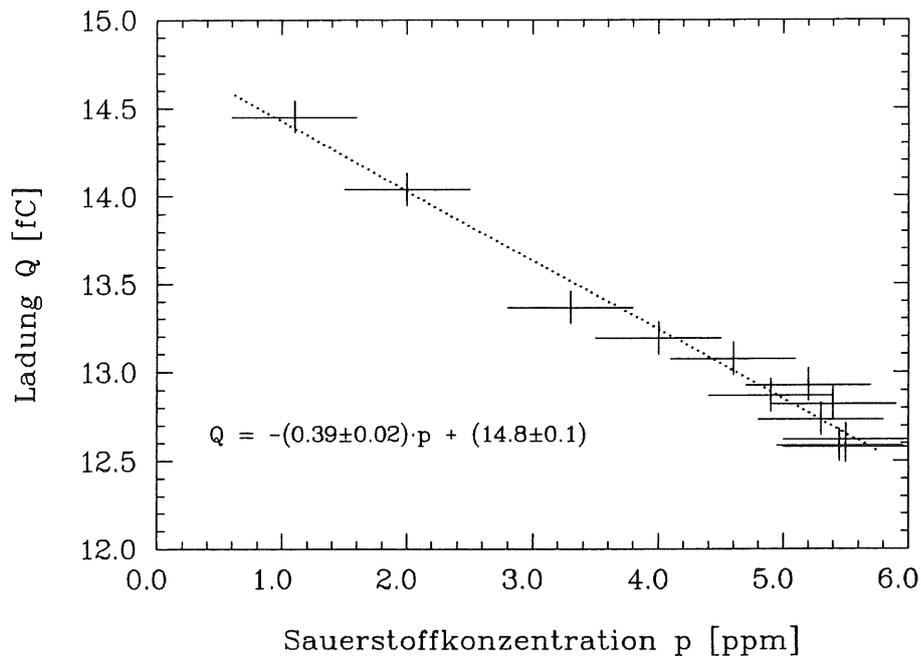


Abbildung 2.19: Abhängigkeit der registrierten Ladung von der Sauerstoffkonzentration im flüssigen Argon.

In Gleichung 2.10 ist $R = 8.3143 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ die Gaskonstante und die beiden Konstanten $a = 0.1378 \text{ Jm}^3 \text{ mol}^{-2}$ und $b = 3.19 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$ beschreiben die Abweichung vom idealen Gasverhalten durch die Anziehung der Sauerstoffatome untereinander sowie deren Eigenvolumen.

Diese berechnete Molzahl wird nun den Molen an Argonatomen gegenübergestellt. Bei einem Füllstand von 20 cm nahm das flüssige Argon ein Volumen von 14.14 l ein. Mit der Dichte von 1400 kg/m^3 und dem Atomgewicht von 40 g/mol ergeben sich $\sim 495 \text{ mol}$ Argon. Dazu kommen noch $\sim 2 \text{ mol}$ aus der Gasphase, die sich aus dem verbleibenden Volumen von $V = 10.6 \text{ l}$, einer Gastemperatur von $T \approx 90 \text{ K}$ und einem mittleren Druck von $p \approx 1.3 \text{ bar}$ ergeben. Aus dem Verhältnis

$$4.08 \cdot 10^{-4} \text{ mol } O_2 : 497 \text{ mol } Ar$$

erhält man eine Verunreinigung von $0.8 \text{ ppm } O_2$. Demgegenüber registrierte das Teledyne einen Konzentrationsanstieg von $\sim 4.5 \text{ ppm } O_2$ (Abbildung 2.19). Um diese Diskrepanz verstehen zu können, muß man den Aggregatzustand des Sauerstoffs im Kryostat kennen. Der Dampfdruck des Sauerstoffs beträgt $p_D = 1013 \text{ mbar}$ bei 90.2 K [LAN60]. Setzt man p_D zusammen mit der oben berechneten Molzahl $4.08 \cdot 10^{-4} \text{ mol } O_2$ in Gleichung 2.10 ein, so erhält man die entsprechenden Volumina für einen Phasenübergang. Als Lösungen der kubischen Gleichung

$$pV^3 - (nbp + nRT)V^2 + n^2aV - n^3ab = 0$$

ergeben sich die drei Volumina 0.02 cm^3 , 0.06 cm^3 und 2.95 cm^3 . Da das zur Verfügung stehende Volumen wesentlich größer war (10.6 l), war der Sauerstoff im Kryostaten gasförmig. Das Teledyne registrierte den Sauer-

stoff, der im flüssigen Argon gelöst wurde und dann zusammen mit dem verdampfenden Argon ins Steigrohr gelangte. Für eine Abschätzung dieses Sauerstoffanteiles müßte man sowohl das Löslichkeitsprodukt von O_2 im flüssigen Argon als auch das Verhältnis der Verdampfungsgeschwindigkeit des Argons zur Austrittsgeschwindigkeit des Sauerstoffs kennen.

Die durchgeführte Verunreinigungsmessung zeigt, daß der vom Teledyne gemessene Sauerstoffgehalt nicht dem Sauerstoffanteil im Argon entspricht. Dem Ergebnis ist zu entnehmen, daß bei der Temperatur im Inneren des Kryostaten bevorzugt der Sauerstoff austritt. Weiterhin kann man daraus schließen, daß sich der Sauerstoffanteil im flüssigen Argon bei einer kleinen Konzentrationsänderung proportional zu dem vom Teledyne ermittelten Wert verhält.

2.4 Die Meßreihen zur Untersuchung der Auswirkung des Ruß-Epoxydgemisches auf die Ladungssammlung im flüssigen Argon

2.4.1 Durchführung und Diskussion der Messungen

Um die Auswirkung der Ruß-Epoxydbeschichtung auf die Ladungssammlung in flüssigem Argon zu untersuchen, wurden 2 Meßreihen durchgeführt. Zuerst fand die Messung mit den beschichteten Kaptonfolien statt (im folgenden HRC-Messung genannt), danach folgte eine Referenzmessung, bei der sich die gleiche Oberfläche unbeschichteter Folien im Kryostat befand. Bei beiden Meßreihen wurde mindestens einmal täglich das α -Signal bei den Feldstärken 17.7 und 13.3 kV/cm registriert. Die so gewonnenen Werte wurden gemäß dem in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Verfahren verarbeitet und der seit Beginn der Meßreihe verstrichenen Zeit gegenübergestellt. Die Abbildungen 2.20 und 2.21 zeigen das Ergebnis der HRC-Messung bei beiden Feldstärken, die Abbildungen 2.22 und 2.23 die entsprechenden Ergebnisse der Referenzmessung.

In den Abbildungen kennzeichnen die gepunkteten Linien die Zeitpunkte der Kühlungsausfälle, die jeweils eine neue Füllung des Kryostaten nach sich zogen (siehe auch Abschnitt 2.1.7). Die Sprünge in der Signalhöhe zwischen den Messungen verschiedener Füllungen, sind auf den jeweiligen Reinheitsgrad des Argons zurückzuführen. In den Abbildungen ist der mittlere Sauerstoffgehalt der einzelnen Argonfüllungen aufgeführt, der mit dem Teledyne gemessen wurde. Der hohe Sauerstoffgehalt von 4.5 ppm O_2 während der ersten Füllung der Referenzmessung, ist auf die Anlieferung von flüssigem Argon aus einem neuen Tank zurückzuführen. Der Sprung in der mittleren Signalhöhe von $\sim 0.7 fC$ zwischen den beiden Füllungen der Referenzmessung läßt sich durch die Differenz der O_2 -Konzentration von 1.8 ppm mit Gleichung 2.9 nachvollziehen. Im Rahmen der HRC-Messung liegen die Differenzen zwischen den Sauerstoffkonzentrationen der einzelnen Füllungen im Bereich der Meßgenauigkeit des Teledyne (± 1.0 ppm), so daß die Auswirkung auf die mittleren Signalhöhen mit Gleichung 2.9 nicht nachvollziehbar ist.

Bei den Kühlungsausfällen kann nicht gewährleistet werden, daß mit dem verdampfenden Argon keine der nachzuweisenden Verunreinigungen den Kryostaten verlassen haben. Daher stellt jede Wiederaufnahme der Messung nach einer Füllung einen Neustart der Meßreihe dar. Da aber die neu aufgenommenen Meßreihen aufgrund der in Abschnitt 2.1.7 beschriebenen technischen Probleme nur sehr kurz waren, werden im folgenden nur die jeweils ersten dreiwöchigen Meßreihen der HRC- und Referenzmessung betrachtet.

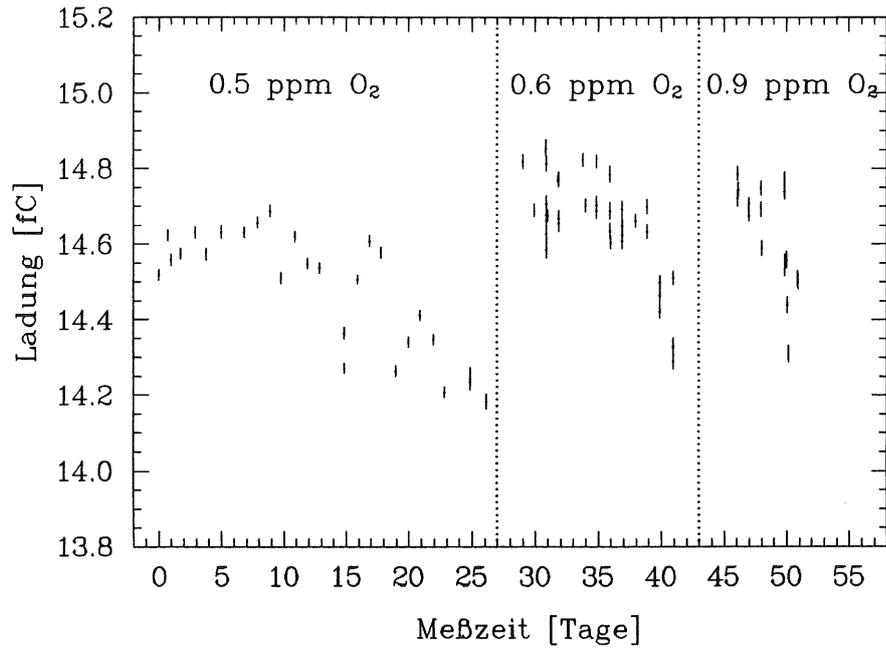


Abbildung 2.20: *HRC* – Messung: Das α – Signal bei 17.7 kV/cm als Funktion der Zeit.

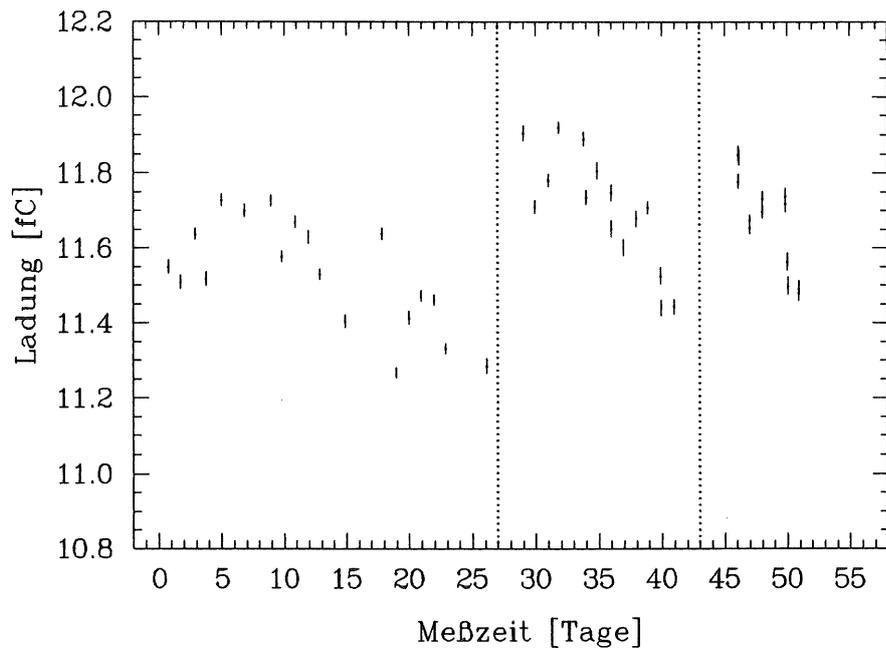


Abbildung 2.21: *HRC* – Messung: Das α – Signal bei 13.3 kV/cm als Funktion der Zeit.

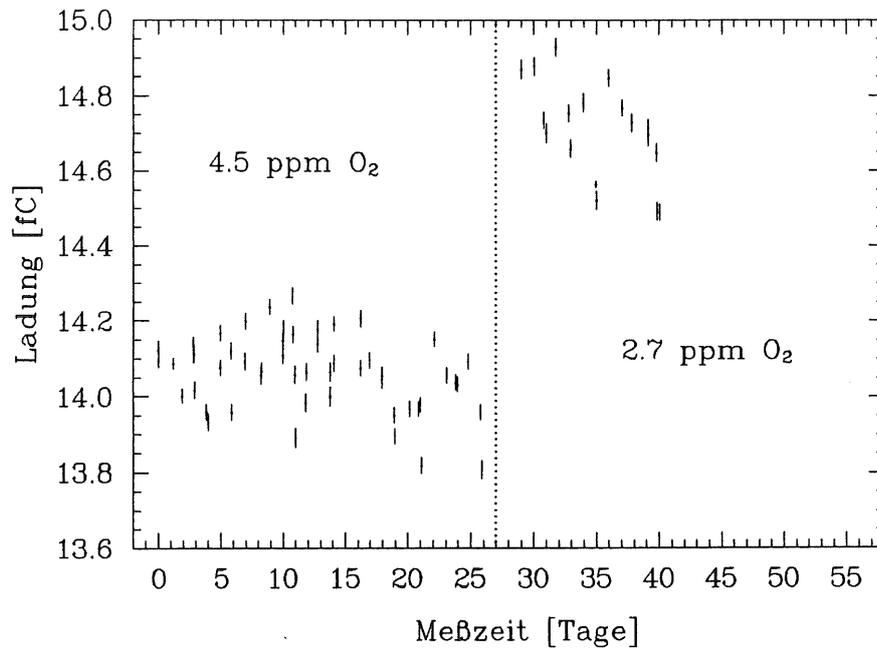


Abbildung 2.22: Referenzmessung: Das α – Signal bei 17.7 kV/cm als Funktion der Zeit.

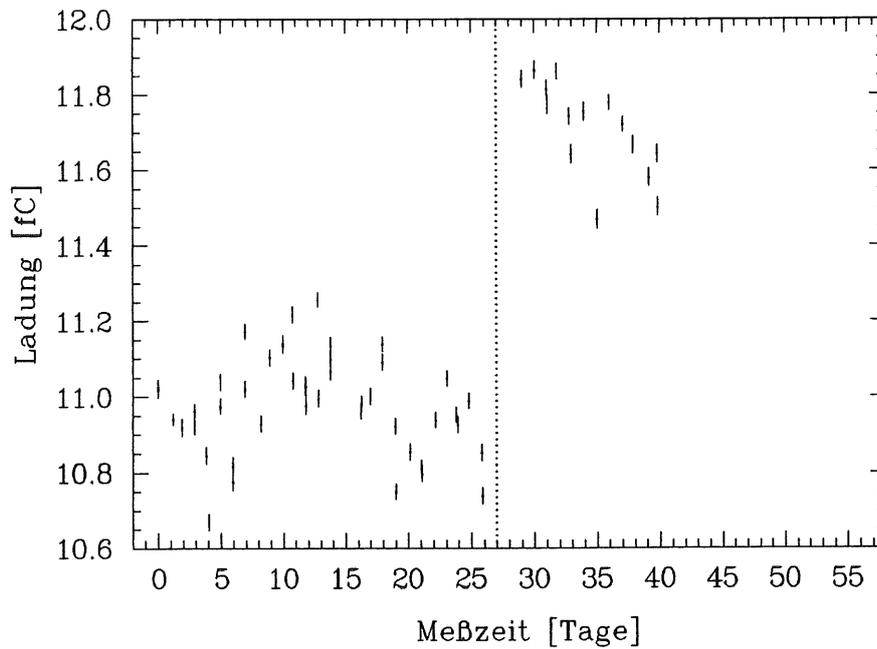


Abbildung 2.23: Referenzmessung: Das α – Signal bei 13.3 kV/cm als Funktion der Zeit.

2.4.2 Fehlerbetrachtung der Meßwerte

Der Meßfehler der Einzelwerte

In den Abbildungen 2.20 bis 2.23 ist der rein statistische Meßfehler dargestellt, der gemäß dem in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Verfahren ermittelt wurde. Die in Abschnitt 2.3.2 durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß die Größenordnung des Polarisationseffektes und die Auswirkung einer registrierbaren Schwankung der Feldstärke um den Faktor 1000 unter der Nachweisgrenze des ADC's von $1.86 \cdot 10^{-2} fC$ liegen, womit diese Fehlerquellen vernachlässigt werden können.

In den Darstellungen der beiden Meßreihen fällt die Streuung der Meßwerte auf, die wesentlich größer ist, als der statistische Fehler der Einzelmessungen. Dabei ist aber eine Korrelation zwischen den Meßwerten sichtbar, die mit den beiden Feldstärken unmittelbar hintereinander registriert wurden. Die beobachtbare Streuung trat auch nicht innerhalb kurz hintereinander durchgeführter Messungen auf, wie z.B. bei den Untersuchungen zur Hochspannungsabhängigkeit in Abschnitt 2.3.2. Im weiteren wird nach Fehlerquellen für die Streuung der Meßwerte gesucht, wobei folgende mögliche Störquellen Gegenstand der Untersuchung waren:

- Die Temperaturabhängigkeit der auslesenden Elektronik.
- Die Konstanz der eingestellten Breite des Zeitfensters.
- Ein äußeres elektromagnetisches Störfeld.

Die Temperaturabhängigkeit der auslesenden Elektronik

Um die Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe zu bestimmen, wurden Messungen mit einer konstanten Feldstärke von $17.7 kV/cm$ bei verschiedenen Raumtemperaturen durchgeführt. Ein in das Gehäuse des Vorverstärkers eingebauter Temperaturfühler lieferte die Temperaturwerte. Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 2.24 dargestellt. Die dargestellte Anpassung an die Meßwerte ergab die Beziehung 2.11.

$$Q = (9.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \cdot T + (12.2 \pm 0.1) \quad (2.11)$$

Eine Temperaturänderung von $1^\circ C$ führte zu einer Signaländerung von $\sim 0.7\%$.

In Abbildung 2.25 ist für die Referenzmessung die registrierte Ladung gegen die Temperatur im Verstärkergehäuse aufgetragen. Dieser Abbildung ist keine Korrelation zwischen den Meßwerten und der Temperatur entnehmbar (Korrelationskoeffizient $k = -0.1$), so daß die langfristige Streuung der Einzelwerte nicht durch die in Abbildung 2.24 dargestellte Temperaturabhängigkeit beschrieben wird.

Die nachgewiesene Temperaturabhängigkeit vergrößert allerdings den Meßfehler: Die *HRC*- und Referenzmessung wurde in einem Temperaturbereich von $\pm 2.5^\circ C$ durchgeführt, woraus sich mit Gleichung 2.11 ein Fehler von $\pm 0.23 fC$ ableiten läßt.

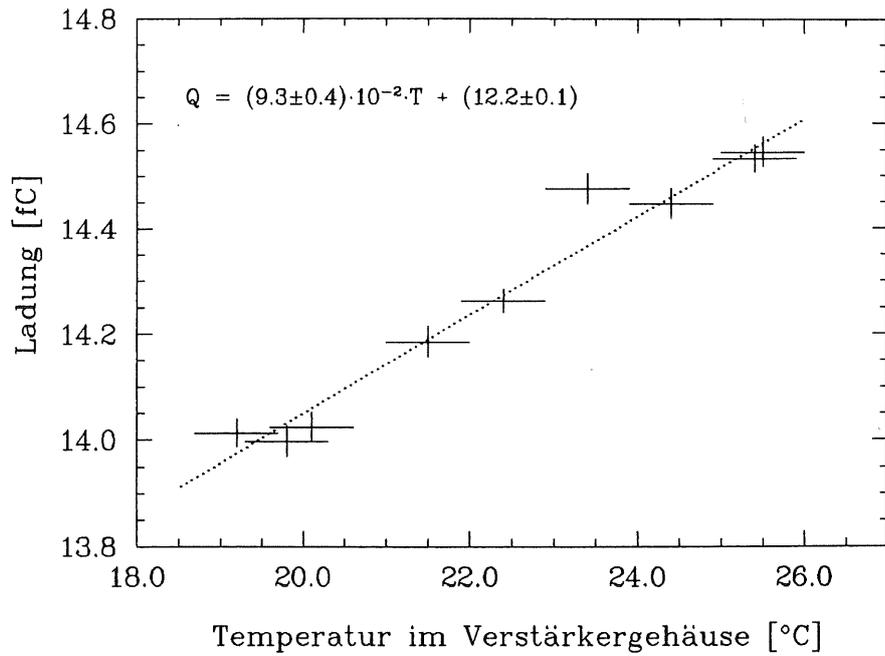


Abbildung 2.24: Temperaturabhängigkeit des α – Signals.

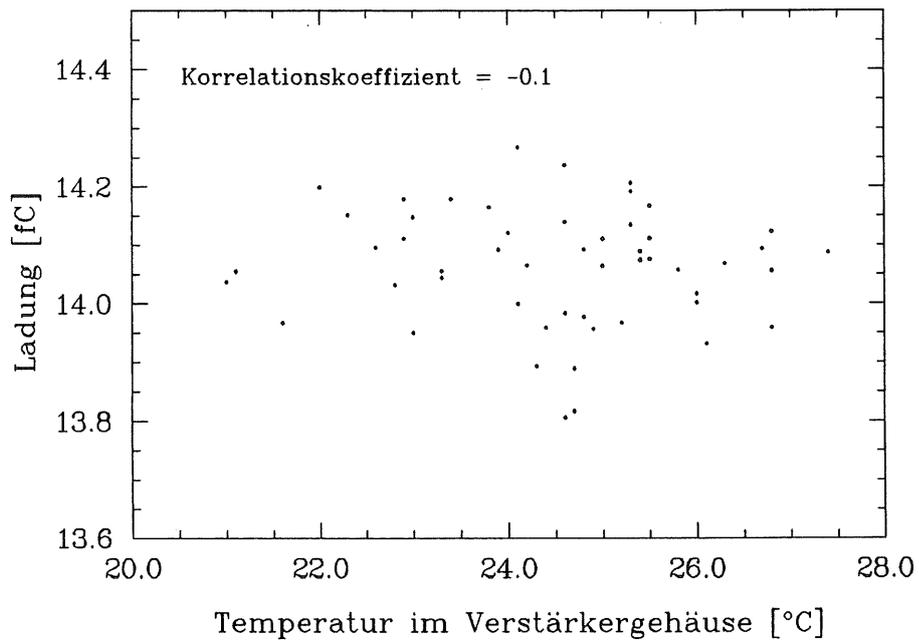


Abbildung 2.25: Korrelationsplot zwischen den Daten der Referenzmessung und der Temperatur im Verstärkergehäuse.

Die Konstanz der eingestellten Breite des Zeitfensters

Kleine Variationen in der Breite des Zeitfensters würden ebenfalls zu einer Streuung der Meßwerte führen. Geht man davon aus, daß sich diese Änderungen innerhalb von Stunden oder Tagen vollziehen, so lägen Meßwerte, die in einem relativ kurzen zeitlichen Abstand erfaßt wurden, etwa auf gleichem Pegel. Um diese eventuellen Schwankungen der Zeitfensterbreite zu registrieren, wurde eine kleine konstante Spannung an den Eingang eines weiteren *ADC*-Kanals mit dem selben Zeitfenster angelegt. Eine Änderung der Zeitfensterbreite würde sich in einer Variation der registrierten Ladung ausdrücken.

Als Spannungsversorgung diente eine 1.5 V Batterie. Ihre Spannung wurde über einen Spannungsteiler auf $\sim 19\text{ mV}$ reduziert. Da die Batterie sich im Laufe der Zeit langsam entlud, muß die Variation des von ihr registrierten Signals auf ihre Entladung bezogen werden. Abbildung 2.26 zeigt die von der Batterie gemessenen Signale und die angepaßte Gerade, mit der sich die Batterie entlud (Meßdauer ca. 3 Wochen), Abbildung 2.27 zeigt die Gegenüberstellung der Abweichungen von ihrer Entladung zu den parallel erfaßten α -Signalen. Auch hier ist keine Korrelation erkennbar (Korrelationskoeffizient $k = -0.01$). Allerdings zeigt dieses Ergebnis, daß die eingestellte Breite des Zeitfensters nicht völlig stabil war. Aus der Streuung des Batteriesignals läßt sich ein Fehler von $\pm 0.1\text{ fC}$ abschätzen. Das entspricht bei einer Zeitfensterbreite von $1.1\text{ }\mu\text{s}$ einer Variation von 0.36 %, bzw. $\pm 4\text{ ns}$. Aus Abbildung 2.18 ergibt sich mit dieser Variation der Zeitfensterbreite ein Fehler des α -Signals von $\pm 0.05\text{ fC}$, bzw. $\sim 0.3\%$ bezogen auf ein mittleres α -Signal von 14.7 fC .

Die Erfassung von äußeren Störfeldern

Elektromagnetische Störfelder, die trotz der Abschirmungen einen kleinen Strom im Signalzweig der Ausleseelektronik induzieren, könnten ebenfalls eine Streuung der Meßwerte bewirken. Allerdings läßt sich mit ihnen nicht die Korrelation zwischen kurz hintereinander erfaßten Messungen erklären, es sei denn man geht von einer leicht schwankenden permanenten Störung aus. Um diese Möglichkeit auszuschließen, wurde ein ca. 1 m langes Kupferkabel als Antenne verwendet, deren Signale parallel zu den α -Signalen verarbeitet wurden. Sie gelangten nach ihrer Verstärkung auf ein weiteres *ADC*. Abbildung 2.28 zeigt keine Korrelation zwischen dem Antennen- und dem α -Signal.

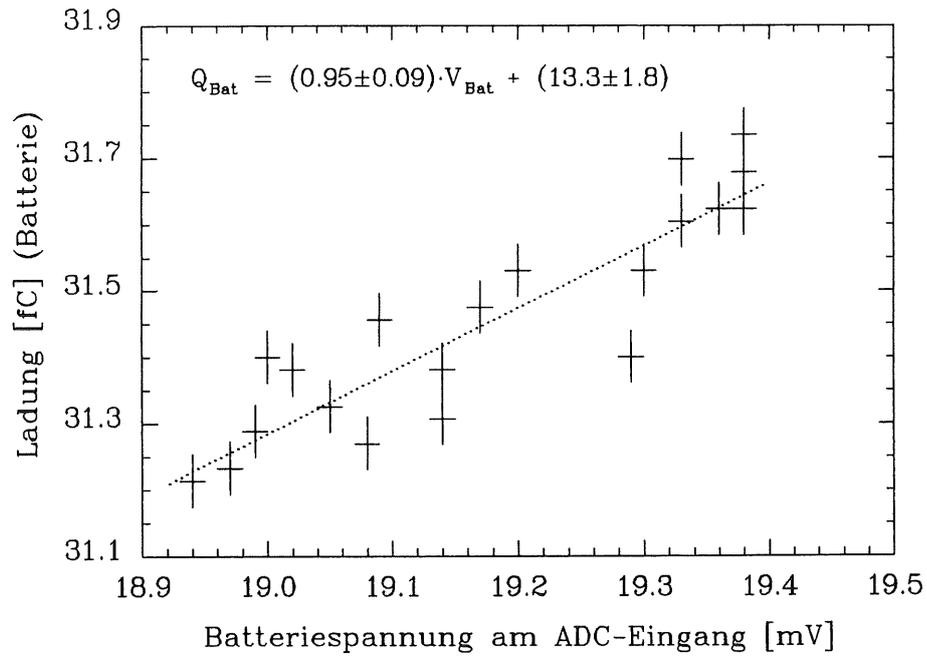


Abbildung 2.26: Registrierte Ladung des Batteriesignals in Abhängigkeit von der Eingangsspannung am *ADC*-Kanal.

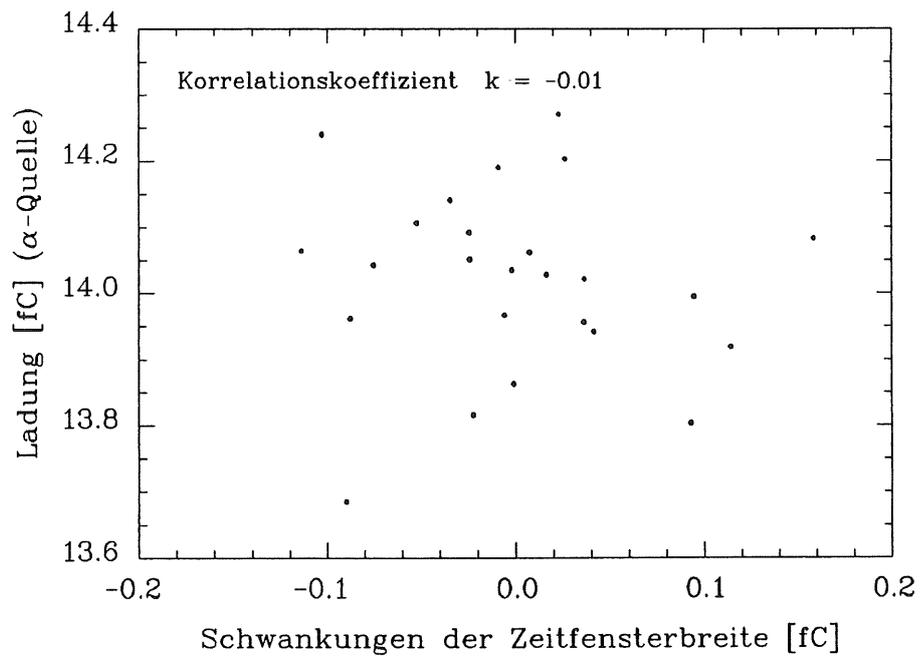


Abbildung 2.27: Korrelation zwischen der Höhe des α -Signals und Schwankungen der Zeitfensterbreite.

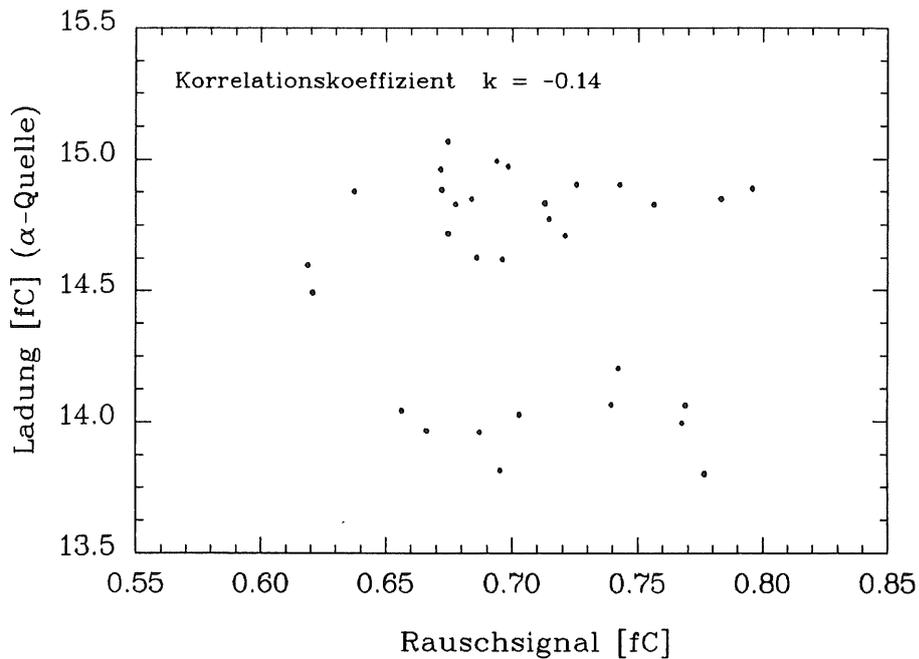


Abbildung 2.28: Korrelation zwischen dem Antennen- und dem α – Signal.

2.4.3 Die Aussage der Testmessungen

Mit der vorausgegangenen Untersuchung der Fehlerquellen ist die beobachtete Systematik zwischen den Meßreihen bei 13.3 und 17.7 kV/cm nicht erklärbar. Allerdings geht aus dieser Untersuchung hervor, daß der rein statistische Fehler aus den Gaußschen Anpassungen (maximal 0.06 fC) durch zwei Effekte beeinflusst wird: Aus der Temperaturabhängigkeit der Signalhöhe läßt sich ein Fehler von 0.23 fC ableiten und die Untersuchungen zur Konstanz der Zeitfensterbreite lassen einen Fehler von 0.05 fC zu. Diese voneinander unabhängigen Fehler addieren sich quadratisch zu dem Gesamtfehler von $\sim 0.24 \text{ fC}$.

Mit der jeweils ersten Meßreihe der *HRC* und Referenzmessung wurde eine Anpassung über die mit diesem Fehler behafteten Meßwerte durchgeführt. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 2.29 bis 2.32 dargestellt. Der Tabelle 2.4 ist der jeweilige Signalabfall der einzelnen Meßreihen entnehmbar, der durch die Anpassung an die Werte bestimmt wurde.

	17.7 kV/cm	13.3 kV/cm
<i>HRC</i> – Messung	$(1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \text{ fC/d}$	$(1.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-2} \text{ fC/d}$
<i>Ref.</i> – Messung	$(0.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-2} \text{ fC/d}$	$(0.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-2} \text{ fC/d}$

Tabelle 2.4: Die Signalabnahme pro Tag in den Meßreihen.

Undichtigkeiten am Kryostat und im Bereich der Zuführungen lassen einen Signalabfall im Laufe der Zeit erwarten. Einen solchen Abfall zeigen beide Meßreihen, jedoch mit unterschiedlichen Steigungen. Die beobachtbare Abnahme der Ladungsausbeute ist bei der *HRC*-Messung etwa um den

Faktor 4 größer (bei 17.7 kV/cm). Allerdings sind die Fehler der Anpassung sehr groß und der systematische Fehler ist nicht berücksichtigt. Die Differenz aus beiden Messungen beträgt $(1.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-2} \text{ fC/Tag}$. Dies entspricht bei einem Signal von 14.7 fC (bei 17.7 kV/cm) einem Signalabfall von 0.08% pro Tag.

Wenn die Ruß-Epoxydoberfläche den beobachteten Signalabfall verursacht, dann würde beim H1-Kalorimeter-Detektor, wegen des um den Faktor 3 geringeren Oberflächen-Argon-Verhältnisses, die Ladungsabnahme 0.03% pro Tag bzw. 0.75% pro Monat betragen. Der gleiche Ladungsverlust wäre nach einer Verunreinigung von $\sim 0.3 \text{ ppm } O_2$ beobachtbar.

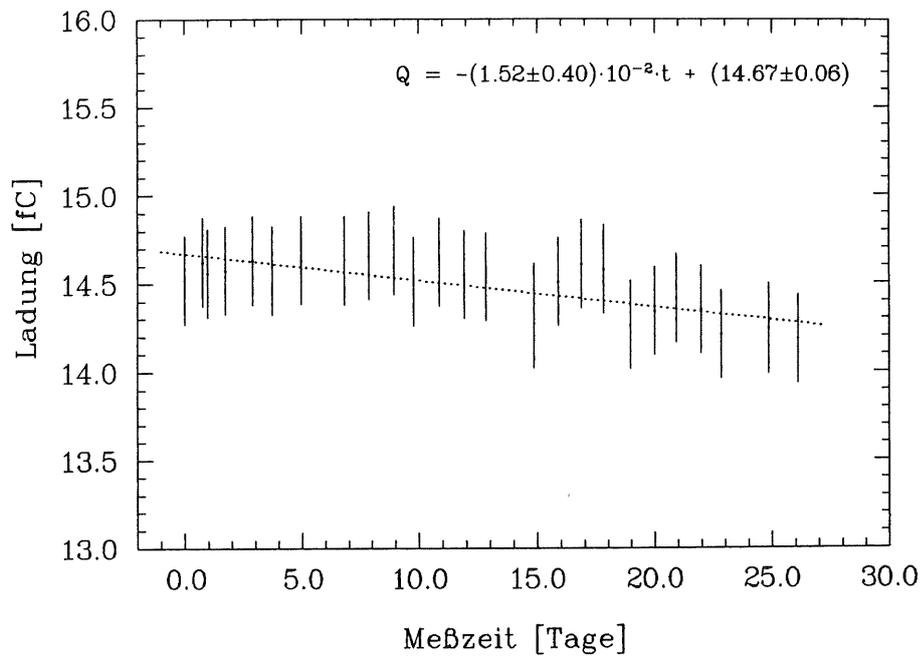


Abbildung 2.29: HRC-Messung: Registrierte Ladung als Funktion der Zeit bei einer Feldstärke von 17.7 kV/cm .

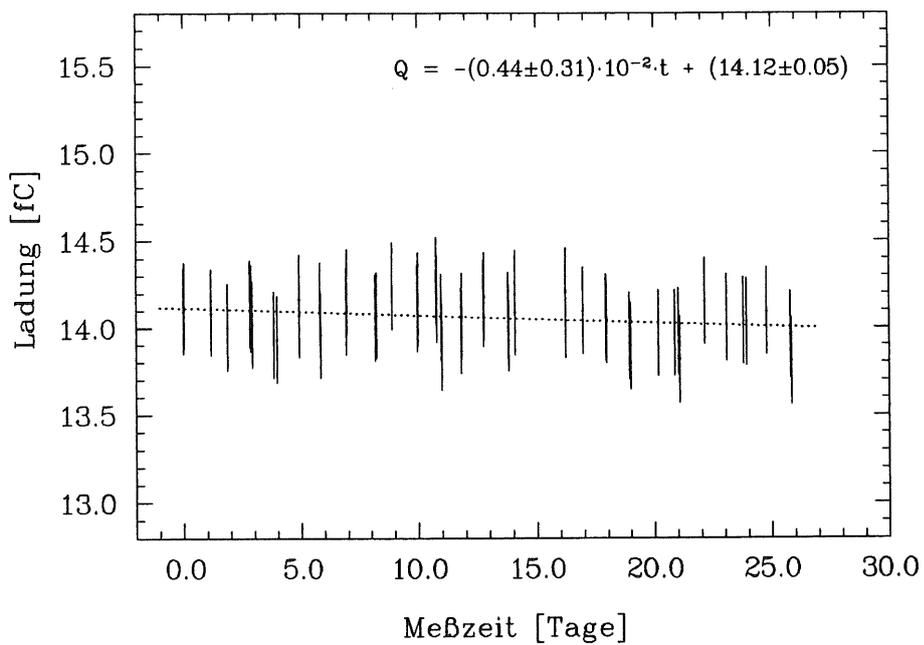


Abbildung 2.30: Referenz-Messung: Registrierte Ladung als Funktion der Zeit bei einer Feldstärke von 17.7 kV/cm .

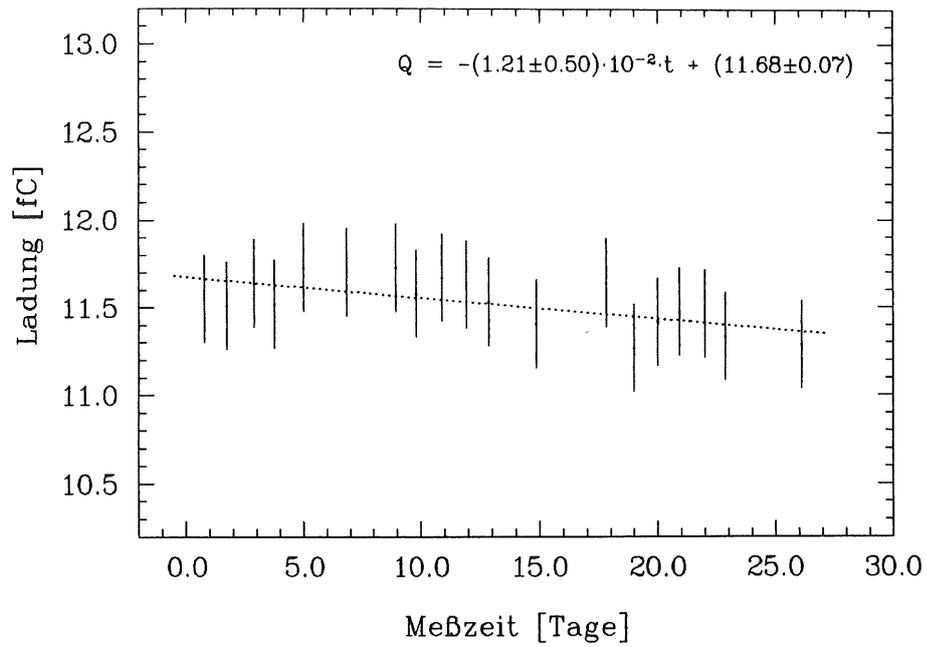


Abbildung 2.31: HRC-Messung: Registrierte Ladung als Funktion der Zeit bei einer Feldstärke von 13.3 kV/cm .

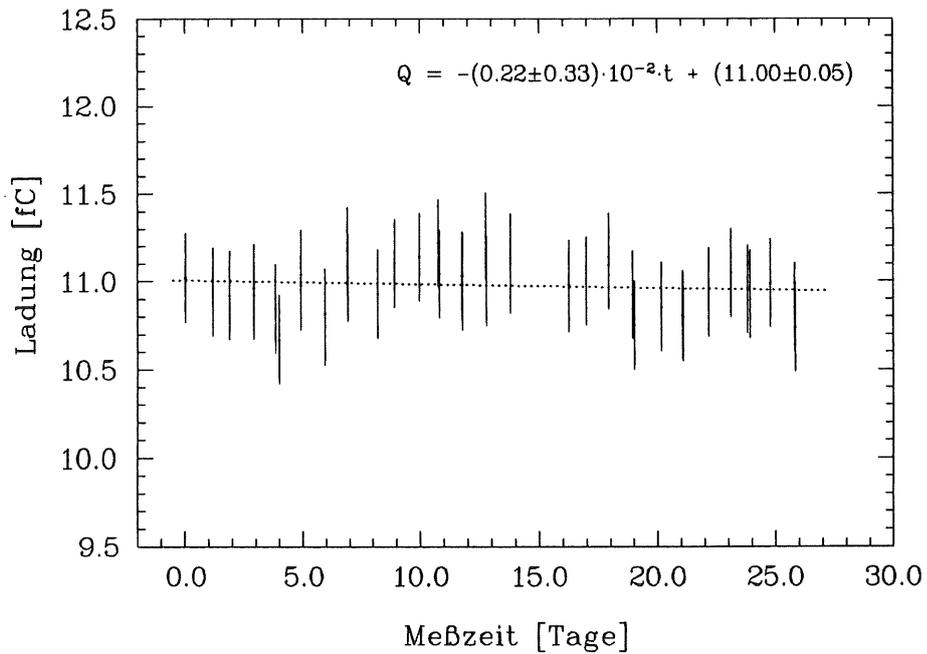


Abbildung 2.32: Referenz-Messung: Registrierte Ladung als Funktion der Zeit bei einer Feldstärke von 13.3 kV/cm .

Kapitel 3

Untersuchungen mit Ruß-Epoxydoberflächen als Elektroden in einem Flüssig-Argon-Sampling- Kalorimeter

3.1 Die Zielsetzung der Untersuchungen

Bei bisherigen Sampling-Kalorimetern wurde das Feld zur Ladungstrennung im allgemeinen durch Anlegen einer Hochspannung an die Absorberplatten erzeugt, während die Ausleseplatten auf Massepotential lagen. Das hatte den Nachteil, daß die Absorberplatten isoliert und hochspannungsfest montiert sein mußten. Außerdem waren Blockkondensatoren in unmittelbarer Nähe der Absorberplatten, also im flüssigen Argon erforderlich (siehe Abschnitt 2.1.11). Beide Probleme können umgangen werden, indem die Hochspannung über eine Beschichtung zugeführt wird, die sich entweder auf dem Absorber oder auf der Ausleseplatte befindet. Einerseits können dadurch die Absorberplatten auf Massepotential gelegt werden und andererseits stellt die Beschichtung mit ihrer Trägerplatte einen Flächenkondensator dar, so daß auf den Einbau weiterer Blockkapazitäten verzichtet werden kann. Darüberhinaus hat der Einsatz eines Ruß-Epoxydgemisches als Oberflächenbeschichtung aufgrund seines hohen ohmschen Widerstandes den Vorteil, die Verstärker, mit denen die produzierte Ladung im Gap registriert wird, vor zu großen Strömen zu schützen.

Die in diesem Kapitel präsentierten Messungen vergleichen die Auswirkung von Ausleseplatten mit und ohne dieser hochohmigen Beschichtung (engl.: high resistiv coating = *HRC*) auf das meßbare Signal, wobei eine Untersuchung des sogenannten Überkoppeln im Vordergrund steht. Unter Überkoppeln versteht man die Eigenschaft von Kondensatoren gegenüber Spannungsschwankungen transparent zu sein. Dieser Effekt ist deshalb von Bedeutung, weil die Ausleseplatten, bedingt

durch ihre laterale Struktur sowie durch ihre Anordnung im Kalorimeter (Abschnitt 3.2.1), Kondensatoren bilden. Daher kann ein Signal, das von einem Bereich einer Ausleseplatte registriert wird, auf einen anderen überkoppeln und damit die Meßgenauigkeit, insbesondere die Orts- und Energieauflösung des Kalorimeters, beeinträchtigen. Mit den Testmessungen sollte eine Bauform der Ausleseplatten gefunden werden, bei der das Überkoppeln minimal ist.

Die Messungen wurden im Experimentiergebiet 22 des Synchrotrons *DESY I* mit Elektronen im Energiebereich $1 - 5 \text{ GeV}$ durchgeführt.

3.2 Der Versuchsaufbau

Die Messungen wurden mit 2 Kalorimetern (Version *A* und *B*) durchgeführt, deren Länge $\sim 1.8 X_0$ betrug. Ein Vergleich der unbeschichteten Ausleseplatten dieser beiden Kalorimeter ist bei [BUR88] zu finden, Messungen mit vollabsorbierenden Kalorimetern finden sich bei [GUE86], [MAR89] und [ZEI87]. Der für die Messungen mit den beiden Kalorimetern verwendete Kryostat (Abbildung 3.1) und der detaillierte Versuchsaufbau ist in den Diplomarbeiten [BUR88], [GUE86] und [ZEI87] beschrieben. Der prinzipielle Betrieb dieses Kryostaten glich dem in Kapitel 2.1.3 *ff* beschriebenen.

3.2.1 Der mechanische Aufbau der Kalorimeter

Die beiden Kalorimeter (Version *A* und *B*) bestanden aus 6 Bleiplatten, zwischen denen sich Ausleseeinheiten befanden. Bei Version *A* wurde aus technischen Gründen auf die mittlere Ausleseplatte verzichtet (siehe Abschnitt 3.3.1), womit sich hier 4 und bei Version *B* 5 Samplingzellen ergaben. Eine Samplingzelle baute sich wie folgt auf:

- Eine Bleiplatte der Dimension $420 \times 420 \times 1.86 \text{ mm}^3$.
- Ein 1.5 mm dicker Flüssig-Argon-Zwischenraum.
- Eine Ausleseeinheit, bestehend aus zwei mit Epoxydharz aneinandergeklebten Ausleseplatten.
- Ein 1.5 mm dicker Flüssig-Argon-Zwischenraum.

Abbildung 3.2 zeigt die longitudinale Struktur und die Hochspannungszuführungen. Dem Blei der Absorberplatten war ein Antimonanteil von $\sim 3\%$ beigemischt, der zur Stabilität des sonst zu weichen Materials beitrug.

Die Ausleseplatten bestanden aus kupferkaschiertem *G10*. Sie waren, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, in 48 separat auslesbare Ladungssammelungsflächen (Pads) aufgeteilt, wodurch eine Information über die Verteilung eines Schauers und damit eine Information über den Einschubort des Teilchens ermöglicht wurde.

Wie man sieht wiesen die Pads 3 unterschiedliche Größen auf:

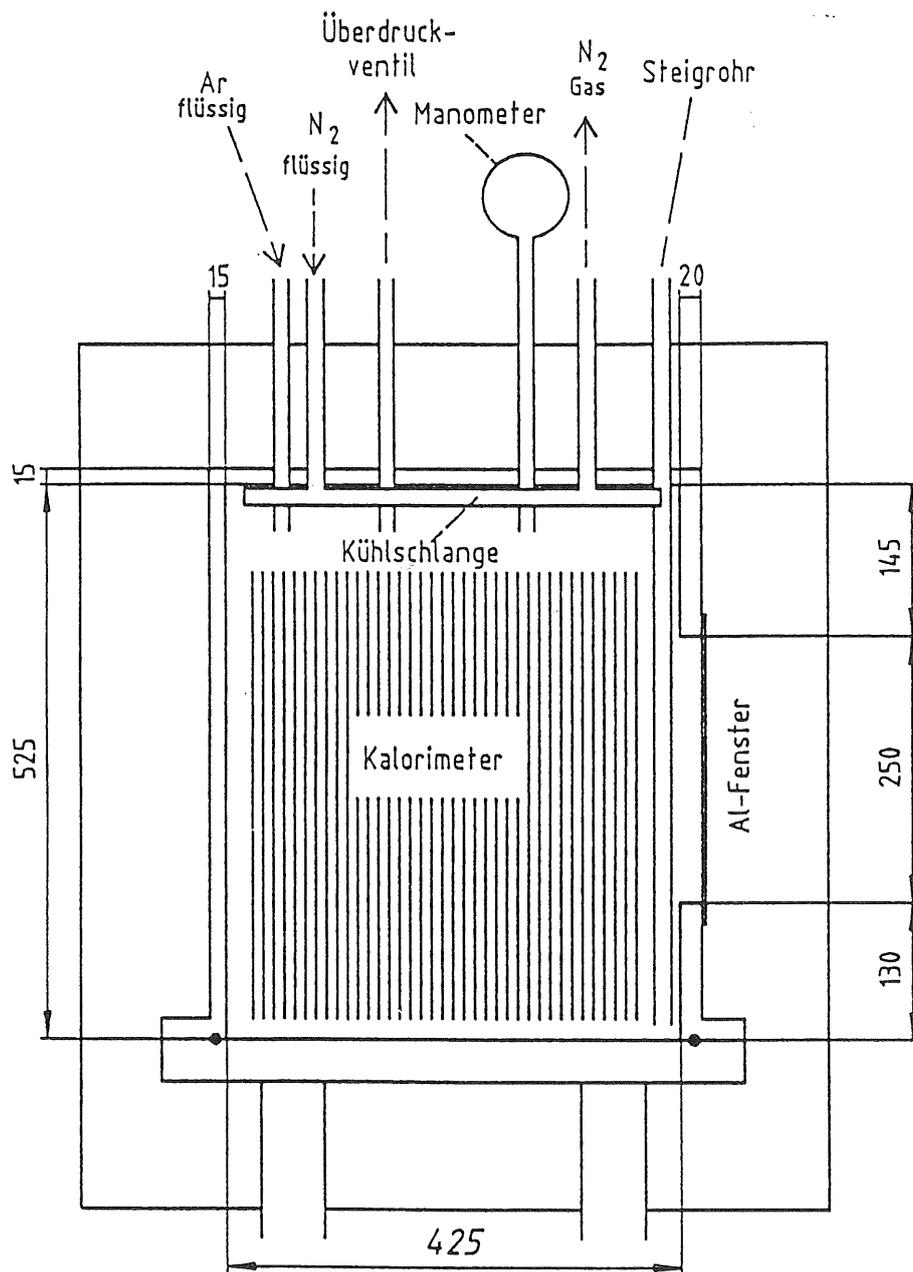


Abbildung 3.1: Querschnitt durch den Kryostat.

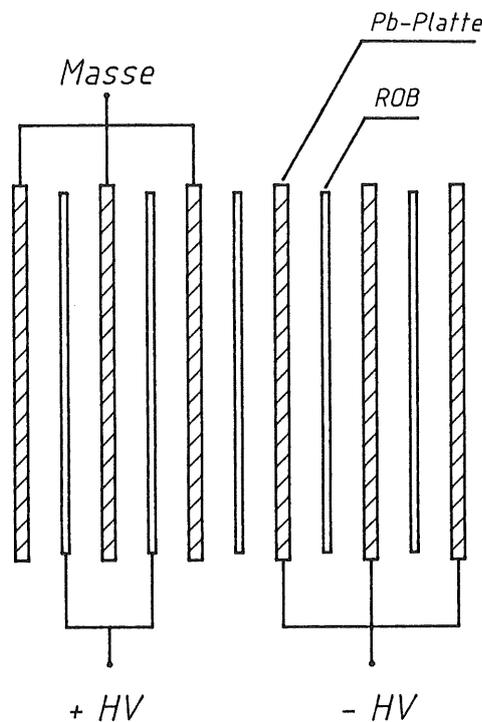


Abbildung 3.2: Longitudinaler Aufbau der Kalorimeter mit ihrer Hochspannungszuführung.

- $29 \times 29 \text{ mm}^2$
- $59 \times 74 \text{ mm}^2$
- $74 \times 74 \text{ mm}^2$

Diese Aufteilung wurde in Hinblick auf Testmessungen zur Ortsauflösung gewählt, bei denen der Elektronenstrahl hauptsächlich auf die inneren kleinen Pads gerichtet war ([GUE86], [ZEI87]). Die einzelnen Pads waren durch einen 1 mm breiten Spalt voneinander getrennt. Von jedem Pad lief auf der Rückseite der Ausleseplatte eine Signalleitung zum Rand. Diese Leitungen hatten eine Breite von 1 mm bei Version *A* und 0.3 mm bei Version *B*. Die Lage der Signalleitungen kann den Abbildungen 3.5 und 3.6 entnommen werden, in denen jeweils ein Viertel der Ausleseplatten dargestellt ist; die weiteren Plattenviertel sind zu dem abgebildeten Ausschnitt spiegelsymmetrisch. Das Testmodul *B* war zusätzlich mit einer 2 mm breiten, auf Massepotential gelegten Abschirmleitung versehen, die zwischen den Pads und den Ausleseleitungen verlief.

Je zwei der Ausleseplatten wurden auf der Seite der Signalleitungen mit einem Epoxydharzkleber zu einer Ausleseeinheit verbunden, die im folgenden als ROB (= Read Out Board) bezeichnet wird. An den in Abbildung 3.3 erkennbaren 8 Kreisen waren die ROB's und die Bleiplatten untereinander über Abstandshalter verbunden, wodurch zum einen eine hohe Stabilität und zum anderen ein konstanter Abstand zwischen den Platten gewährleistet war. Die aus der Strahlrichtung gesehenen ersten beiden

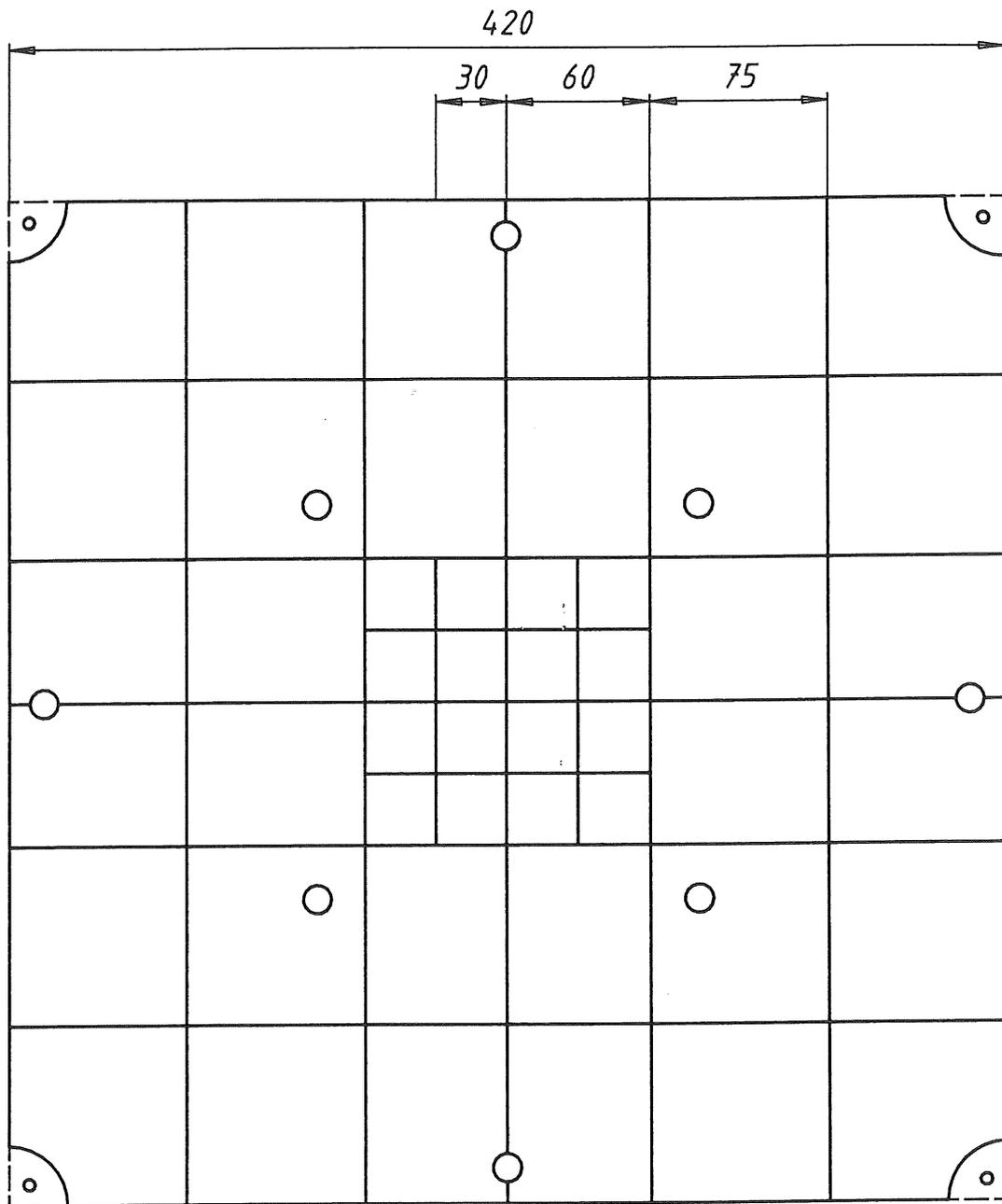


Abbildung 3.3: Laterale Struktur der Ausleseplatten.

ROB's erhielten die Beschichtung mit der hochohmigen Folie. Deren Herstellung und Funktionsweise ist in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. In Abbildung 3.4 ist ein Querschnitt durch die unterschiedlichen Ausleseplatten dargestellt und Tabelle 3.1 gibt noch einmal die wesentlichen Unterschiede zwischen den beiden Kalorimeterversionen wieder.

	Version A	Version B
Anzahl der Ausleseplatten	2 × 4	2 × 5
Breite der Signalleitungen auf den Ausleseplatten	1.0 mm	0.3 mm
Abschirmung zwischen Pads und Signalleitungen	nein	ja

Tabelle 3.1: Unterschiede zwischen den Kalorimeterversionen A und B.

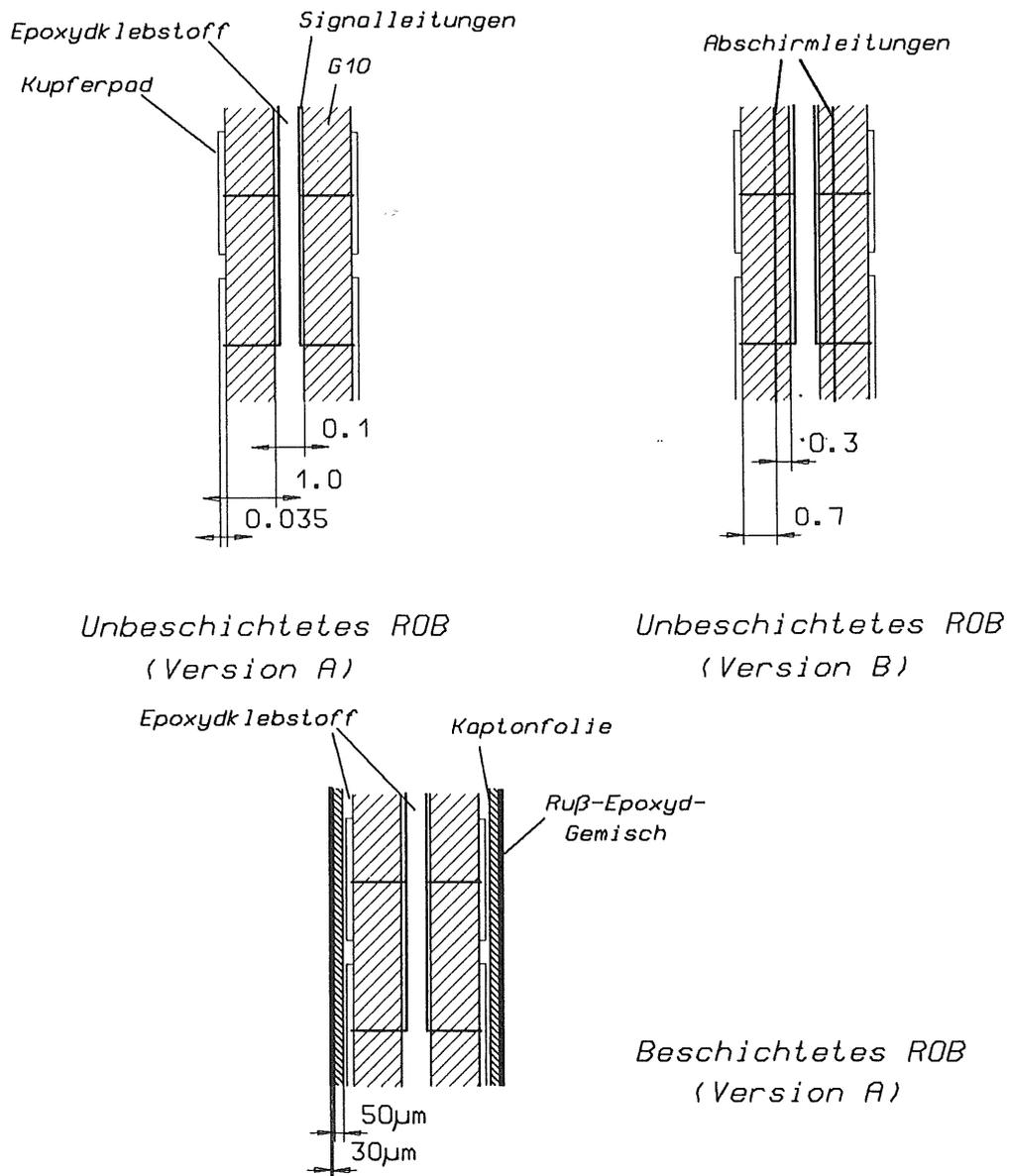


Abbildung 3.4: Schnitt durch die verschiedenen Ausleseplatten.

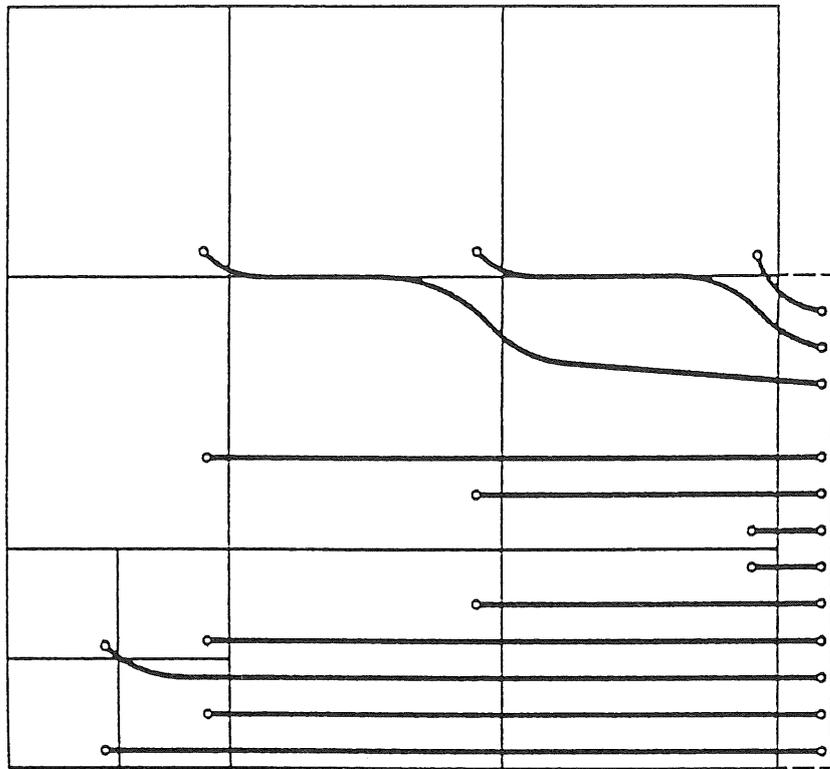


Abbildung 3.5: Leitungsführung auf einem Plattenviertel der Version A.

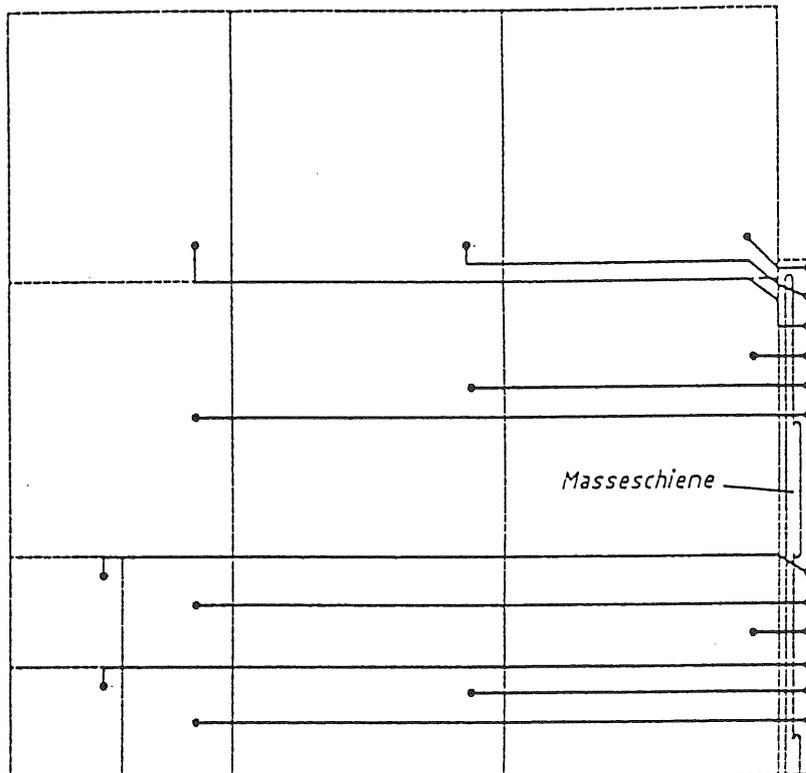


Abbildung 3.6: Leitungsführung auf einem Plattenviertel der Version B.

3.2.2 Herstellung der hochohmigen Ruß-Epoxydoberflächen

Die zur Führung der Hochspannung notwendige Leitfähigkeit wurde in den hochohmigen Beschichtungen durch den Ruß bewirkt. Dieser bestand aus einem leitenden und einem nicht leitenden Anteil, wodurch das Mischungsverhältnis die Höhe des Widerstandes der Schicht bestimmte. Als Klebstoff wurde ein Zwei-Komponenten-Epoxydharz-Kleber (Epicote und Versamit) verwendet. Das Ruß-Epoxydgemisch wurde im Siebdruckverfahren auf eine $50\ \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie aufgebracht. Durch die Anwendung der Siebdrucktechnik konnte eine annähernd konstante Schichtdicke erreicht werden, da diese von der Dicke des Siebes ($30\ \mu\text{m}$) vorgegeben war. Nach dem Druck mußte die Beschichtung etwa 12 Minuten bei $\sim 120^\circ\text{C}$ aushärten. Danach war sie gegen Berührung unempfindlich, was die weiteren Verfahrensschritte vereinfachte. Es stellte sich allerdings heraus, daß der ohmsche Widerstand der Beschichtung nicht nur vom jeweiligen Anteil der beiden Rußkomponenten abhing sondern auch mit der Dauer der Aushärtungszeit und der dabei eingestellten Temperatur variierte. Dieser Effekt war so stark, daß die Reproduzierbarkeit eines bestimmten Widerstandwertes sehr schlecht war. Der Widerstand lag zwischen 5 und $70\text{M}\Omega/\square$ bei Version A und zwischen 60 und $200\text{M}\Omega/\square$ bei Version B. Selbst innerhalb einer Schicht traten Abweichungen bis zu 50 % vom Mittelwert auf. Abbildung 3.7 zeigt die Widerstandswerte des HRC gemittelt über die 4 Ausleseplatten der Version A.

16.3 ±6	12.2 ±5	13.7 ±4	10.5 ±2	11.8 ±2	29.5 ±24
13.1 ±6	13.1 ±4	11.5 ±3	9.9 ±3	16.0 ±11	16.3 ±6
13.0 ±8	14.0 ±6	9.4 ±3	8.5 ±1	15.8 ±7	16.8 ±7
14.3 ±10	10.0 ±4	9.6 ±5	8.4 ±2	9.6 ±1	17.3 ±6

Abbildung 3.7: Widerstandswerte des HRC gemittelt über die 2 ROB's der Version A in $\text{M}\Omega/\square$.

Die so beschichtete Kaptonfolie wurde dann auf die ROB's geklebt. Als Klebstoff kam wieder der Epoxydharz-Kleber zum Einsatz. Um eine möglichst gleichmäßige Haftung zu erreichen, wurde die Folie mit Hilfe einer Vakuumpresse 12 Stunden bei etwa 50°C gegen das ROB gepresst. Die Aushärttemperatur durfte nicht zu hoch gewählt werden, weil sich sonst der ohmsche Widerstand der Beschichtung geändert hätte. Als Trägerfolie für das HRC wurde Kapton gewählt, da sich dieses Material einerseits

durch eine geringe Empfindlichkeit gegen mechanische Belastungen und andererseits durch eine sehr große Hochspannungsfestigkeit auszeichnet. Prinzipiell gibt es die Möglichkeit, das *HRC* auch auf die Bleiplatten zu kleben (siehe Abschnitt 3.1 und [ZEI87]). In beiden Fällen werden die Verstärker durch die strombegrenzende Wirkung der Beschichtung gegen starke Spannungsschwankungen geschützt, wie sie z.B. beim Variieren der Hochspannung auftreten können. Bei dem gewählten Aufbau schützt die Kaptonfolie die Verstärker zusätzlich gegen Hochspannungsüberschläge (bis ca. 8 kV).

3.2.3 Die Hochspannungszuführung

Eine unbeschichtete Ausleseplatte bildete zusammen mit der ihr gegenüberliegenden Bleiplatte ein Gap, wobei die Bleiplatte die Hochspannung trug. Um einen guten Kontakt zu gewährleisten wurde in eine Kante der Bleiplatte ein kleines Loch gebohrt, in welches das hochspannungszuführende Kabel eingelötet werden konnte. Die Funktionsweise eines so aufgebauten Gaps ist Kapitel 1.3.1 zu entnehmen. Als Blockkapazitäten zwischen Hochspannung und Masse kamen kältefesteste Kondensatoren von insgesamt 30 nF zum Einsatz.

Die Zuführung der Hochspannung an die Ruß-Epoxydschicht erfolgte über Silberleitlack, der auf zwei Seiten parallel zur Kante der Ausleseplatte aufgestrichen wurde. An diesen konnte dann das Hochspannungskabel angelötet werden. Um ein Signal der gleichen Polarität wie von den unbeschichteten Ausleseplatten zu erhalten, mußte an das *HRC* eine positive Hochspannung angelegt werden, während die Bleiplatten auf Masse lagen (siehe Abb. 3.2). Gegenüber der in Kapitel 1.3.1 beschriebenen Funktionsweise der Ladungssammlung, koppelt in diesem Fall die von der Ionisation hervorgerufene Feldschwankung auf die Pads kapazitiv über.

3.3 Die elektronische Datennahme

3.3.1 Zusammenfassung der Signale von hintereinanderliegenden Pads bei Version A

Um von dem jeweiligen Eintrittsort der Elektronen ein deutliches Signal zu erhalten, wurden hintereinanderliegende Pads im Kalorimeter durch Drähte an ihren seitlichen Herausführungen miteinander verbunden. Bei Version A erstreckte sich dieser sogenannte Turm über alle 4 ROB's. Für ein getrenntes Auslesen sämtlicher Pads der unbeschichteten und beschichteten ROB's des Kalorimeters wären 96 Kanäle benötigt worden, es standen jedoch nur 48 Verstärker zur Verfügung. Sollte die Datennahme über die beschichteten ROB's erfolgen, wurde eine positive Hochspannung an das *HRC* gelegt und alle Bleiplatten waren mit Masse verbunden. Dadurch waren die unbeschichteten ROB's inaktiv. Im umgekehrten Fall lagen das *HRC* und die ersten beiden Bleiplatten auf Masse und die hinteren 3 Absorberplatten trugen die negative Spannung. Das hatte den

Nachteil, daß eine gleichzeitige Messung beider ROB-Typen nicht möglich war. Dafür wurden aber die beschichteten und unbeschichteten Pads über dieselben Verstärker ausgelesen, was einen direkten Vergleich ermöglichte. Die Möglichkeit eines direkten Vergleichs war auch der Grund, daß auf das mittlere ROB verzichtet wurde, zumal von dieser Samplingzelle nur der hintere Teil aktiv war (siehe Abschnitt 3.3.2).

3.3.2 Zusammenfassung der Signale von hintereinanderliegenden Pads bei Version B

Bei Version B waren jeweils nur die hintereinanderliegenden Pads der 2 beschichteten und die der 3 unbeschichteten ROB's verbunden. Am *HRC* lag die positive und an den hinteren 3 Bleiplatten die negative Hochspannung an, so daß beide Strukturen während einer Messung gleichzeitig ausgelesen werden konnten. Durch den Verstärkermangel war von jedem ROB nur die untere Hälfte der Pads an Verstärker angeschlossen. Die oberen Pads lagen auf Masse, um deren Aufladung zu verhindern. Dies hätte sich durch Störsignale negativ auf die Messungen ausgewirkt. Bedingt durch die gleichzeitige Anwesenheit von zwei Hochspannungen entgegengesetzter Polarität, war die vordere Hälfte der 3. Samplingzelle immer inaktiv, da die gegenüberliegende Bleiplatte auf Massepotential lag (siehe auch Abbildung 3.2).

3.3.3 Anschluß der ROB's an die erfassende Elektronik

Vom Rand der ROB's führten verdrehte teflonisolierte Drähte zu den Glasdurchführungen im Boden des Kryostaten. Durch die Teflonisolierung war sichergestellt, daß keine Kunststoffverunreinigungen in das flüssige Argon gelangen konnten. Die Verdrehung der Signalkabel mit jeweils einer Masseleitung sollte Fremdsignale durch elektrische Störfelder unterdrücken: Durch die Verdrehung liegen die Kabel dicht beieinander, so daß ein Störfeld in beiden Kabeln ein etwa gleich großes Signal induziert. Da das Signal später einen Differenzverstärker durchläuft, fallen solche Fremdspannungen nicht ins Gewicht. Die Verstärker vom Typ *KfK* ([BUR88],[ZEI87]) befanden sich in unmittelbarer Nähe des Kryostaten (Entfernung ca. 1 m), um die Antennenwirkung der Kabel so gering wie möglich zu halten. Die weitere Signalverarbeitung erfolgte in der gleichen Weise, wie bereits in Kapitel 2.2.1 und 2.2.4 beschrieben. Es gab lediglich zwei prinzipielle Unterschiede: Zum einen wurden 48 Kanäle ausgelesen und zum anderen wurde die Datennahme nicht vom Signal selbst, sondern durch eine externe Koinzidenzschaltung ausgelöst.

3.3.4 Die externe Triggerung

Der ins Testgebiet austretende Elektronenstrahl durchlief mehrere Plastikszintillatoren mit Photomultipliern, die in einer Koinzidenzschaltung

zusammengefaßt waren (Abbildung 3.8). Über diese Schaltung erfolgte die Auswahl der Meßereignisse sowie die Auslösung der Datennahme. Um eine Messung auszulösen, mußten die Elektronen die in Koinzidenz liegenden Fingerzähler der Kreuze $K1$ und $K2$ (jeweils eine Szintillatorfläche von 1 cm^2), sowie den als Antikoinzidenz geschalteten Lochzähler L durchqueren. Die beiden Kreuze hatten einen Abstand von ca. 7 m . Der Lochzähler bestand aus einer $\sim 15\text{ cm}^2$ großen Szintillatorplatte, in deren Mitte sich ein Loch von 1 cm Durchmesser befand, welches genau auf die Strahlführung des Elektronenstrahls justiert war. Photonen, die durch Bremsstrahlung wechselwirkender Elektronen entstanden sind, trafen auf das Szintillatormaterial und verhinderten eine Datennahme. Damit wurde die Registrierung der Elektronen, die durch Bremsstrahlung Energie verloren hatten, unterbunden. Die hinter diesem sogenannten Lochveto liegende Szintillatorplatte lag mit den anderen Szintillatoren in Koinzidenz. Nach einer Datennahme unterband ein Signal in dieser Platte eine weitere Messung für 10 ms . Dadurch wurde immer nur ein Teilchen registriert. Der in Abbildung 3.8 dargestellte Fingerzähler O wurde für eine genaue Lokalisierung der Position des Elektronenstrahls bei den Messungen zur Ortsauflösung eingesetzt und ist für diese Arbeit nicht relevant.

3.3.5 Die Pedestalmessung

Zur Bestimmung der Nullage (Pedestal) der einzelnen Kanäle wurde das in Kapitel 2.2.2 beschriebene Verfahren angewandt: Die Datennahme wurde hierfür bei jedem 5. registrierten Elektron um 8 ms verzögert, so daß ein Signal außerhalb des Elektronenpaketes gemessen wurde.

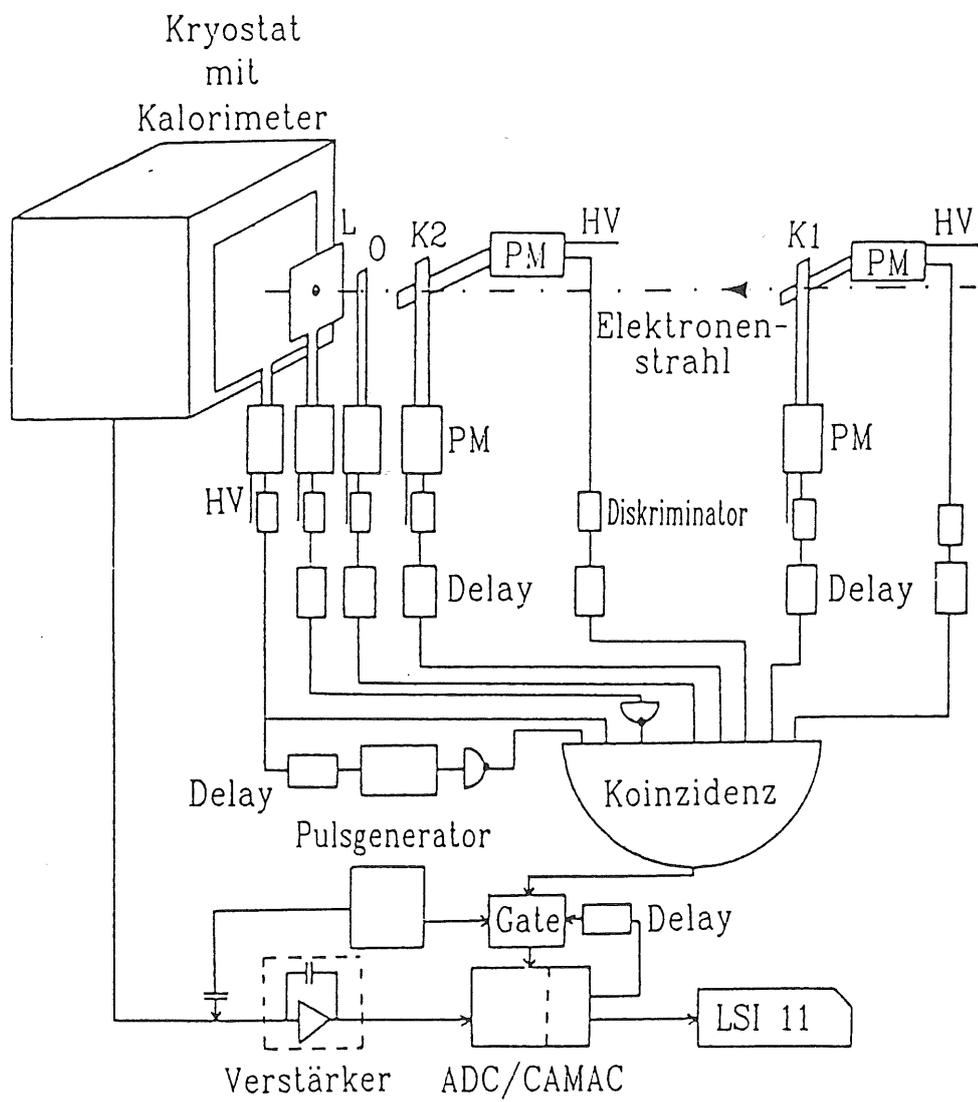


Abbildung 3.8: Die externe Triggerung der Datennahme.

3.4 Messungen und Ergebnisse

3.4.1 Aufbaubedingte Unterschiede des Überkoppeln

Bei den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Kalorimetertypen treten zwei Arten des Überkoppeln auf: Ein Teil des registrierten Signals kann über die Leitungsführung innerhalb einer Ausleseplatte, über die vom Kalorimeter führenden Signalkabel oder über die Verkabelung in den Verstärkern auf einen anderen Kanal gelangen. Dabei ist die Polarität des resultierenden Signals die gleiche wie die des erzeugenden, d.h. das Signal auf dem betroffenen Kanal wird erhöht. Dieser Vorgang wird als positives Überkoppeln bezeichnet.

Das negative Überkoppeln resultiert aus der Reaktion der Hochspannung auf die im Gap produzierte Ladung. Diese Ladung führt zu einer lokalen Abschirmung des von der Hochspannung erzeugten Feldes. Die Hochspannung ist bestrebt, die ursprüngliche Feldstärke zu erhalten, was sie mit einem entsprechenden Ladungstransport erreicht. Dieser führt zu einer Erhöhung des Feldes gegenüber dem gesamten ROB. Dadurch entsteht ein Signal mit umgekehrter Polarität auf allen anderen Pads.

3.4.2 Die Behandlung der Meßdaten

Um die in Abschnitt 3.4.1 dargestellten Arten des Überkoppeln untersuchen zu können, ist es zweckmäßig, die Beschreibung der lateralen Schauer-erverteilung (Gleichung 1.6) zu modifizieren. Wie bereits in Kapitel 1.2.4 erwähnt, beschreibt die Abschwächungslänge b_1 das Verhalten des elektromagnetischen Schauers bis zu etwa 2 Molièrradien. Mit den zu untersuchenden Kalorimeterstrukturen und den in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen 2 cm dicken Bleiplatten vor dem Kryostat ergibt sich nach Gleichung 1.5 ein Molièrradius von $r_M \approx 27 \text{ mm}$ und damit ein Radius von $\approx 54 \text{ mm}$ um die Schauerachse, in dem die Abschwächungslänge b_1 dominiert. Das positive Überkoppeln über die Signalleitungen läßt sich am besten erkennen, wenn man Pads betrachtet, deren Abstand von der Schauerachse > 54 ist, denn in diesem Bereich ist die Wahrscheinlichkeit Schauerteilchen zu registrieren sehr gering. Für diese Untersuchung ist nur der 2. Term der Gleichung 1.6 relevant. Die Beziehung vereinfacht sich also zu:

$$E(r) = a \cdot e^{(r/b)} + c \quad (3.1)$$

Die neu hinzugekommene Konstante c beschreibt das negative Überkoppeln pro Pad.

Die registrierte Gesamtsumme der Signale aller Kanäle wird nach Abzug der jeweiligen Pedestalwerte auf 100 % gesetzt. Die prozentualen Signalhöhen der Einzelkanäle werden dann in Abhängigkeit des Abstandes der jeweiligen Padmitte zur Schauerachse betrachtet. Danach kann Gleichung 3.1 an diese Meßergebnisse angepaßt werden, wobei Pads, deren Mitte weniger als 60 mm von der Schauerachse entfernt liegen, nicht berücksichtigt werden. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß einzelne

Pads bezogen auf die Anpassung betrachtet werden können, wodurch das Überkoppeln über Signalleitungen gut sichtbar ist. Darüberhinaus erhält man aus der Anpassung direkt den prozentualen Anteil des negativen Überkoppels.

3.4.3 Simulation der Messungen mit einem Pulsgenerator

Vor den Untersuchungen dem mit Elektronenstrahl fanden Meßreihen statt, bei denen Signale mit einem Pulsgenerator simuliert wurden. Bei dieser Meßmethode sollte das reine Überkoppeln ohne störende Überlagerung durch die laterale Ausdehnung des Schauers beobachtbar sein. Zur Durchführung dieser Simulationsmessungen besaßen die Verstärker einen zweiten Eingang, so daß das Kalorimeter parallel zum Pulsgenerator am Verstärker angeschlossen war. Damit lagen bei der Simulation, bezüglich der an den Verstärkereingängen liegenden Kapazitäten, identische Bedingungen zu den Messungen mit dem Elektronenstrahl vor. In Bild 3.10 ist das

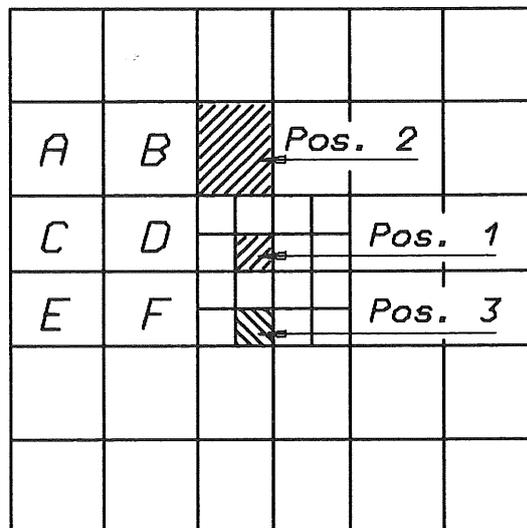


Abbildung 3.9: Eintrittspositionen des Elektronenstrahls.

Ergebnis einer solchen Messung mit der Kalorimeterversion A dargestellt. Das Signal des Pulsgenerators wurde auf dem Auslesekanal eingespeist, an dem das Pad der Einschußposition 1 in Abbildung 3.9 angeschlossen war. Die Meßwerte wurden gemäß dem in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Verfahren verarbeitet. Alle schwarz ausgefüllten Symbole zeigen die Kanäle, bei denen auf Grund ihrer Signalleitungsführung (siehe Abbildung 3.5) ein Überkoppeln zu erwarten ist. Die Abbildung zeigt ein starkes kollektives Ansprechen aller Kanäle, die auf derselben Verstärkerkarte wie das angepulste Pad liegen (Dreieckige Symbole). Das läßt auf eine kapazitive Kopplung zwischen den einzelnen Verstärkerkarten schließen, die durch eine Optimierung der Masseführung verhindert werden kann. Die schwarz ausgefüllten Kreise stellen die Meßwerte der Pads C und D dar (Abb. 3.9). Sie liegen zwar deutlich über dem Nullniveau, jedoch unterscheidet sich

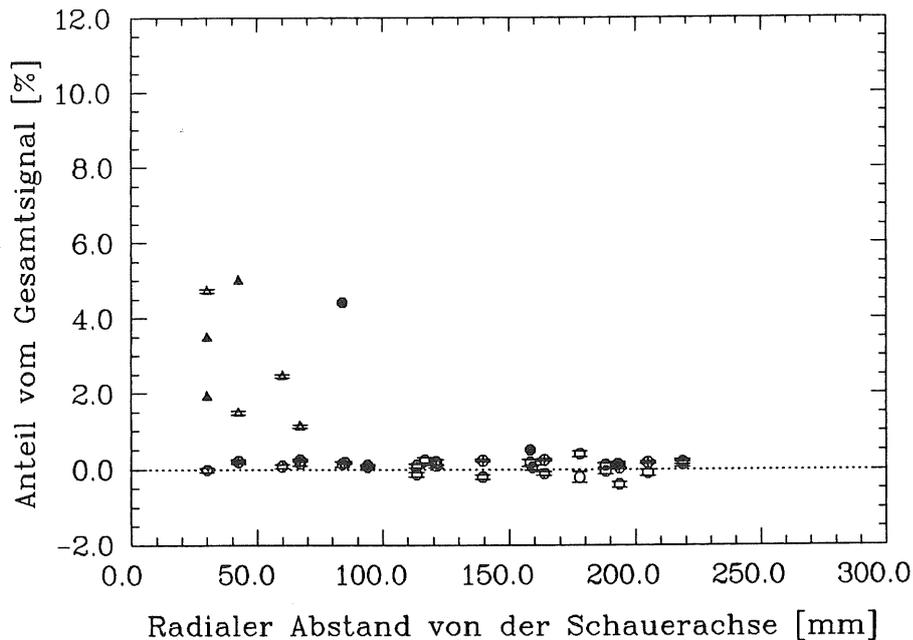


Abbildung 3.10: Simulation mit dem Pulsgenerator: Prozentuale Signalhöhe als Funktion des Abstandes von der fiktiven Schauerachse.

die Signalhöhe des Pads *C* (bei $\sim 160\text{ mm}$) nicht von den normalen Fluktuationen, und der Wert von *D* (bei 80 mm) liegt in der Größenordnung der Verstärkerkarte. Aus diesen beiden Werten geht außerdem hervor, daß es sich hier um kein Überkoppeln auf dem ROB handelt. Mit 0.5 und 4.4% des Gesamtsignals unterscheiden sich beide Kanäle sehr stark, obwohl unter beiden die Ausleseleitung des angesprochenen Pads liegt und beide Pads gleich groß sind, womit ausgeschlossen ist, daß diese Differenz auf unterschiedliche Kapazitäten zurückführbar ist. Dieses Ergebnis zeigt, daß mit Pulserdaten der Effekt des Überkoppeln nicht quantitativ bestimmbar ist, da er durch Überkoppeln auf der Verstärkerkarte stark überlagert wird. Dieser unerwünschte Nebeneffekt tritt bei den Messungen mit dem Elektronenstrahl nur in abgeschwächter Form auf (0.7 – 2.0% des Gesamtsignals), da die Phasenlage zwischen dem Signal, welches die Datennahme auslöst, und den Koppelsignalen auf den betroffenen Kanälen anders ist. Die unterschiedliche Phasenlage erklärt sich durch den jeweiligen Ort der Signalentstehung: Bei den Messungen mit dem Teilchenstrahl entsteht das Signal auf den Pads, dagegen wird das Signal von dem Pulsgenerator am Verstärkereingang eingespeist. Das führt zu unterschiedlichen Signallaufzeiten.

3.4.4 Untersuchung des positiven Überkoppels mit dem Elektronenstrahl an Kalorimeterversion A

Die zum Studium des Überkoppels herangezogenen Messungen fanden bei Elektronenenergien von 3 und 5 GeV statt. Pro Meßreihe wurden ca. 1000 Ereignisse erfaßt. Um im Maximum des elektromagnetischen Schauers zu messen, wurden Bleiplatten mit einer Gesamtdicke von 2 cm vor dem Kalorimeter angebracht, das entspricht einer Strahlungslänge von $\sim 1.1 X_0$.

Der Elektronenstrahl war bei diesen Messungen auf die in Abbildung 3.9 dargestellten Positionen 1 und 2 gerichtet. Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen die auf jedem Pad registrierten prozentualen Signalwerte der unbeschichteten und beschichteten ROB's bei Einschluß auf Position 1. Die Abbildungen 3.13 und 3.14 geben deren graphische Darstellung gemäß dem in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Verfahren wieder.

Wie bei den Simulationsmessungen mit dem Pulsgenerator stellen die dreieckigen Symbole Pads dar, die auf der gleichen Verstärkerkarte wie das Einschlußpad liegen. Die schwarz ausgefüllten Kreise und Dreiecke symbolisieren Kanäle, von denen auf Grund ihrer Leitungsführung ein Überkoppeln zu erwarten ist (Pads C und D). Die schwarzen Quadrate kennzeichnen die Pads, die in die Anpassung nicht einbezogen werden. Für deren Anpassung hätte die erste Exponentialfunktion aus Gleichung 1.6 berücksichtigt werden müssen. Prinzipiell werden zu dieser Kategorie immer die das Einschlußpad umgebenden Pads gezählt, auch wenn deren Mitte weiter als 60 mm von der Schauerachse entfernt liegt. Bei den Darstellungen 3.15 und 3.16 der Einschlußposition 2 liegt der Kanal, bei dem ein Überkoppeln zu erwarten ist (A), auf derselben Verstärkerkarte wie das Einschlußpad. Deshalb ist nach der Anpassung an die normalen Meßwerte (offene Kreise) eine zweite Anpassung mit gleichem b aber variablem a und c (siehe Gleichung 3.1) notwendig, damit das Überkoppeln trotz des um 2.8 % verschobenen Grundniveaus erkennbar wird. Die Höhe des positiven Überkoppels liegt bei beiden Einschlußpositionen zwischen 1 und 2.0 % über dem aus der Anpassung ermittelten Erwartungswert. Diese Werte sind für die beschichteten und unbeschichteten Ausseplatten gleich.

3.4.5 Untersuchung des positiven Überkoppels mit dem Elektronenstrahl an Kalorimeterversion B

Der Eintrittsort des Elektronenstrahls für die Messungen an Version B war die Positionen 3 in Abbildung 3.9. Das Ergebnis der Messungen ist in den Abbildungen 3.17 und 3.18 dargestellt. Die kollektive Reaktion aller Kanäle, die zusammen mit dem Einschlußpad auf einer Verstärkerkarte liegen, ist auch hier in der gleichen Größenordnung (0.7 – 2.0 %) wie bei Version A beobachtbar. Das positive Überkoppeln tritt bei diesem Plattentyp nicht mehr auf. Es wird also durch die Abschirmung zwischen den Ausseleitungen und den Pads verhindert. Dieses Ergebnis zeigt außerdem, daß

-0.2 ± 0.1	-0.3 ± 0.1	-0.1 ± 0.1	-0.2 ± 0.1	-0.4 ± 0.1	-0.2 ± 0.1
-0.2 ± 0.1	0.2 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.3 ± 0.1	-0.2 ± 0.1	-0.4 ± 0.1
1.3 ± 0.1	2.1 ± 0.1	3.5 ± 0.1	5.7 ± 0.1	1.8 ± 0.1	0.7 ± 0.1
		9.9 ± 0.3	2.7 ± 0.7	5.6 ± 0.2	0.9 ± 0.1
-0.9 ± 0.1	0.1 ± 0.1	4.5 ± 0.1	7.9 ± 0.1	2.0 ± 0.1	0.6 ± 0.1
		2.1 ± 0.1	2.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.3 ± 0.1
-0.6 ± 0.1	-0.2 ± 0.1	0.0 ± 0.1	-0.1 ± 0.1	-0.4 ± 0.1	-0.4 ± 0.1
-0.4 ± 0.2	-0.5 ± 0.1	-0.4 ± 0.1	-0.4 ± 0.1	-0.4 ± 0.1	-0.4 ± 0.2

Abbildung 3.11: Verteilung des pro Turm registrierten Signalanteils der unbeschichteten ROB's.

0.7 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.7 ± 0.2
0.6 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.9 ± 0.1	1.5 ± 0.2	0.9 ± 0.1	0.6 ± 0.1
1.2 ± 0.1	2.1 ± 0.1	2.8 ± 0.1	4.7 ± 0.2	2.4 ± 0.2	1.4 ± 0.2
		5.4 ± 0.2	3.5 ± 0.7	7.2 ± 0.3	1.6 ± 0.2
-0.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1	3.3 ± 0.1	6.6 ± 0.3	3.2 ± 0.2	1.4 ± 0.2
		1.9 ± 0.1	2.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	0.9 ± 0.1
0.3 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.5 ± 0.1	-0.2 ± 0.1
0.4 ± 0.2	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.4 ± 0.2

Abbildung 3.12: Verteilung des pro Turm registrierten Signalanteils der beschichteten ROB's.

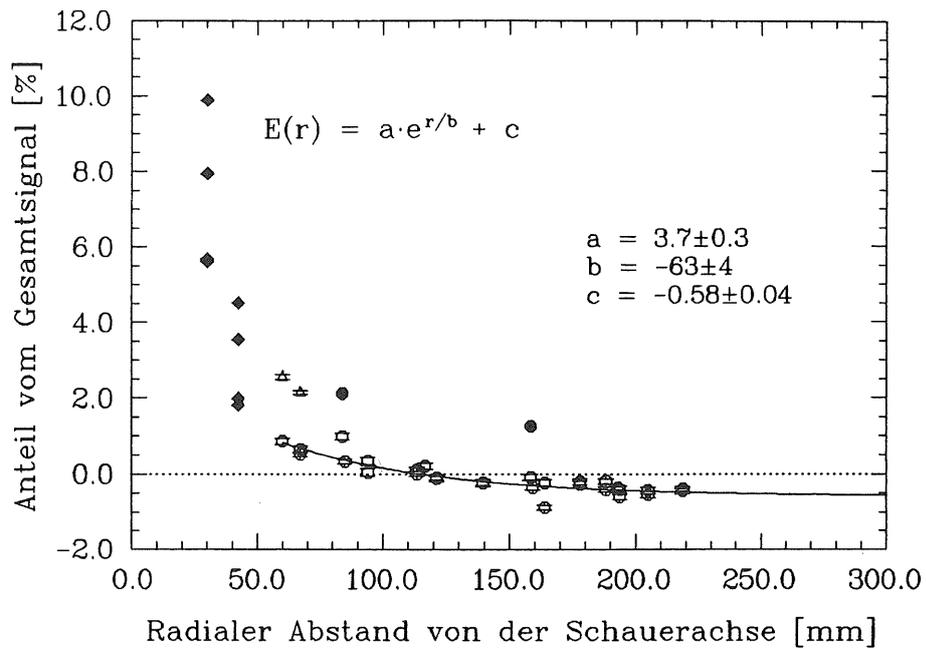


Abbildung 3.13: Unbeschichtetes ROB; Einschußposition 1: Signalhöhe als Funktion von des Abstandes von der Schauerachse.

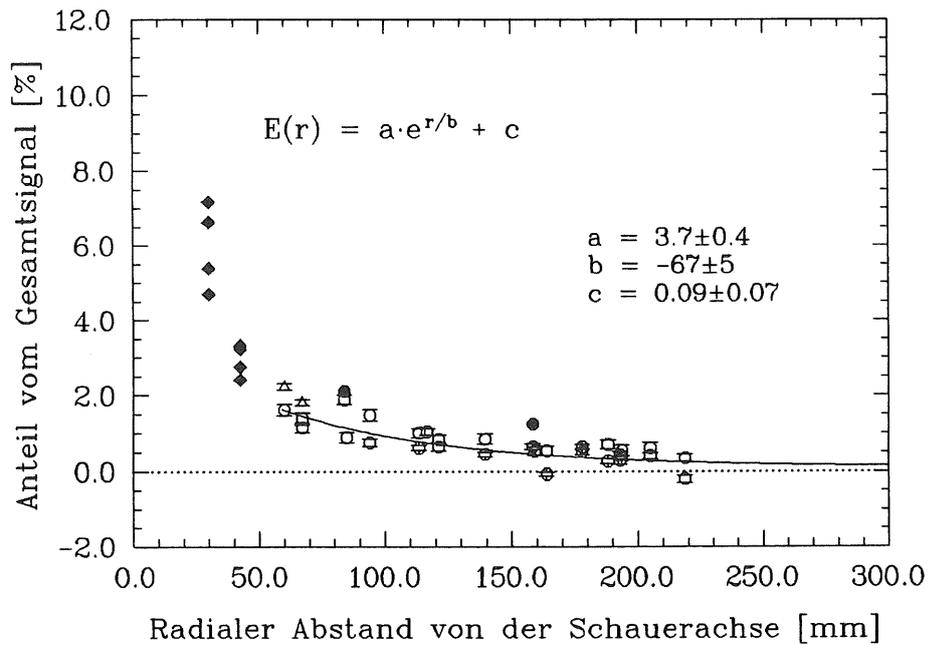


Abbildung 3.14: Beschichtetes ROB; Einschußposition 1: Signalhöhe als Funktion von des Abstandes von der Schauerachse.

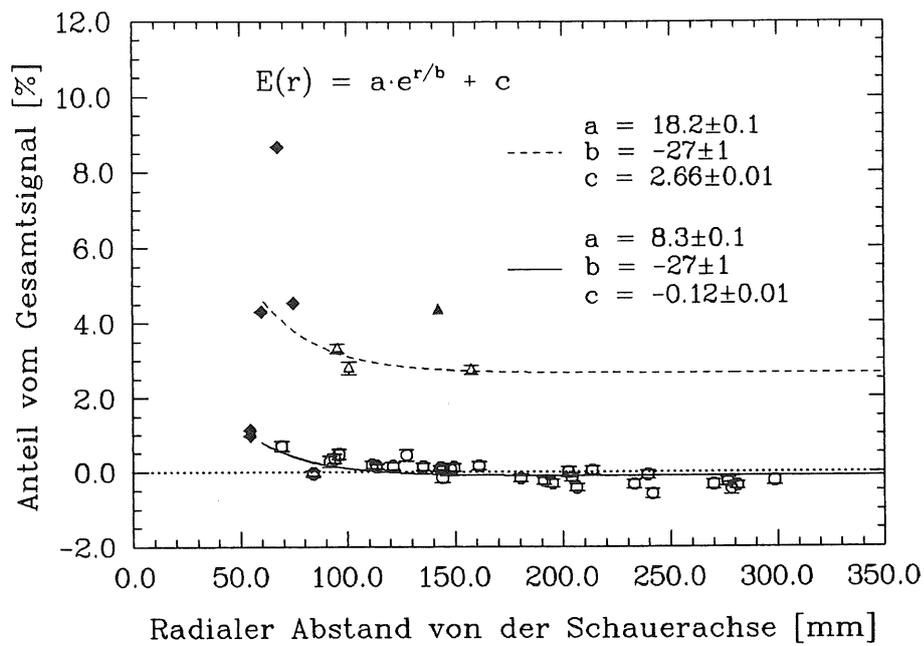


Abbildung 3.15: Unbeschichtetes ROB; Einschußposition 2: Signalthöhe als Funktion von des Abstandes von der Schauerachse.

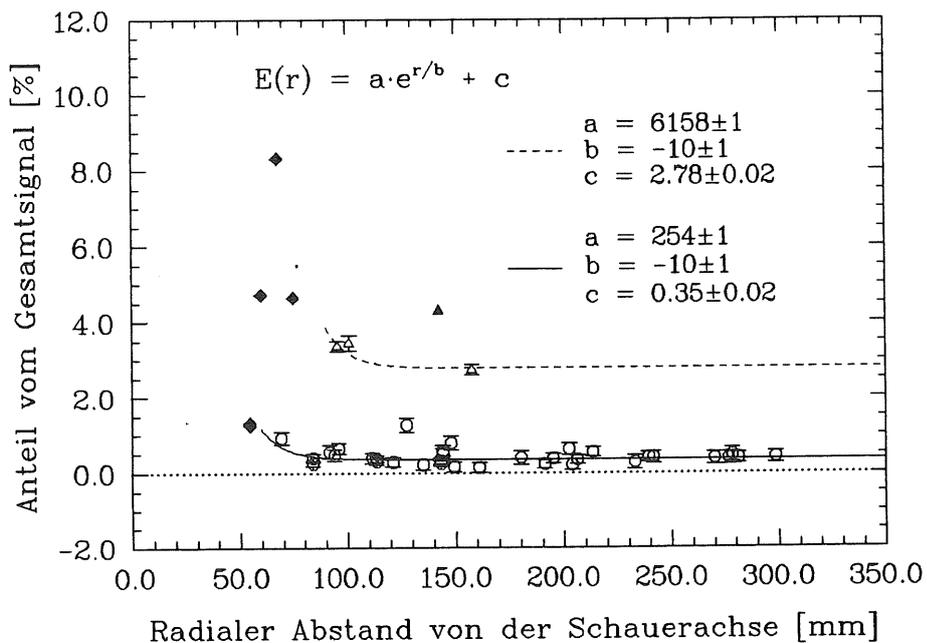


Abbildung 3.16: Beschichtetes ROB; Einschußposition 2: Signalthöhe als Funktion von des Abstandes von der Schauerachse.

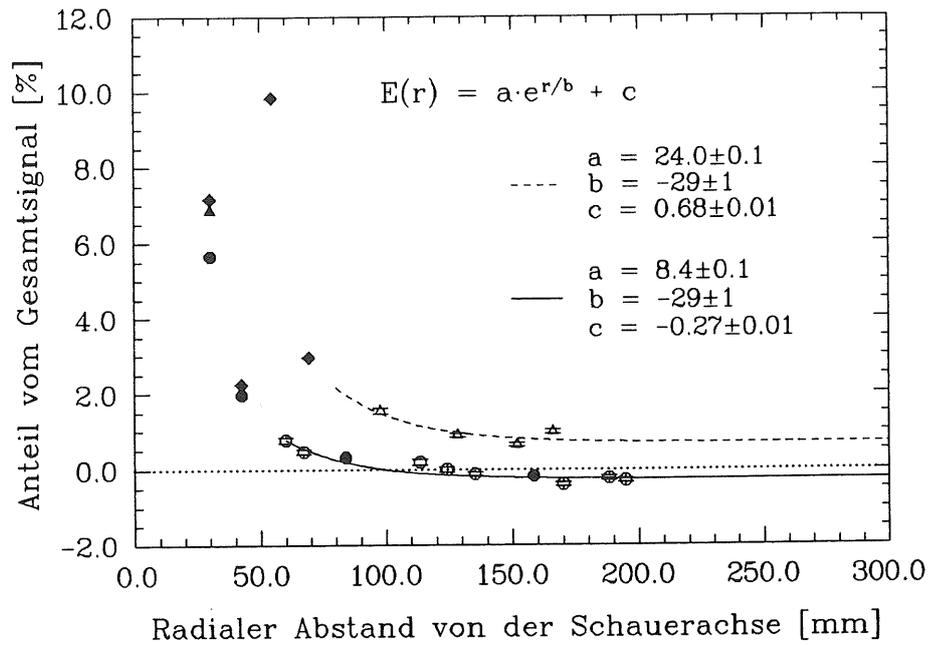


Abbildung 3.17: Unbeschichtetes ROB; Einschußposition 3: Signalthöhe als Funktion von des Abstandes von der Schauerachse.

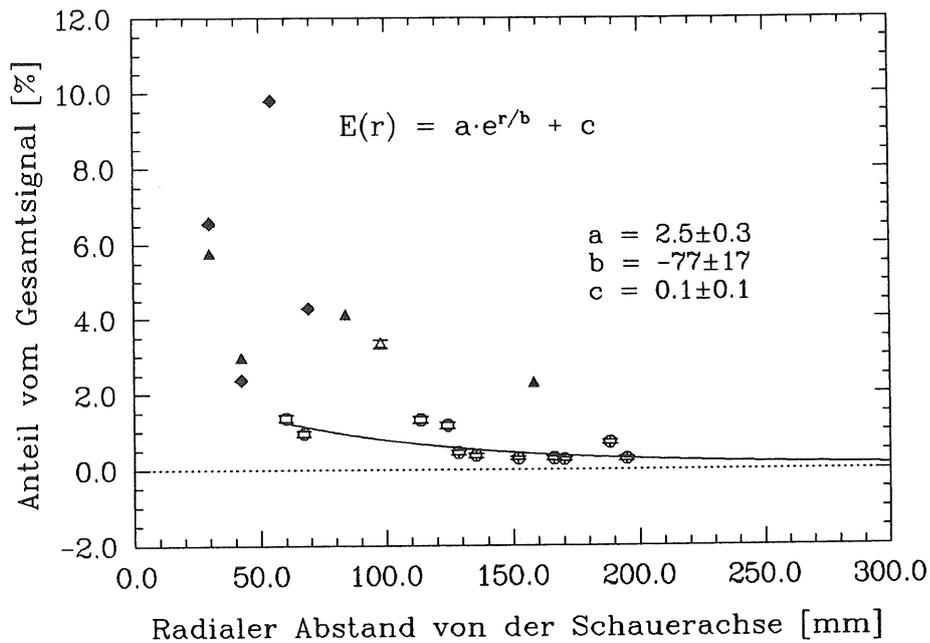


Abbildung 3.18: Beschichtetes ROB; Einschußposition 3: Signalthöhe als Funktion von des Abstandes von der Schauerachse.

das positive Überkoppeln im wesentlichen auf den ROB's und nicht unter den Signalleitungen zwischen dem Kalorimeter und der erfassenden Elektronik stattfindet. Leider kommt aus Kostengründen dieser Plattentyp für das *H1*-Kalorimeter nicht in Betracht.

3.4.6 Das negative Überkoppeln

Bei allen unbeschichteten Ausleseplatten ist ein negatives Überkoppeln in einer Höhe von -0.2 bis -0.8% pro Pad erkennbar. Die beschichteten ROB's zeigen diesen Effekt nicht. Die Erklärung liegt in der hohen Blockkapazität, die das *HRC* gegenüber den auf Massepotential liegenden Pads bildet. Den unbeschichteten ROB's waren Koppelkondensatoren von 30 nF parallelgeschaltet (siehe Abschnitt 3.2.3). Die Kapazität, die das *HRC* bildete, kann mit Gleichung 2.1 abgeschätzt werden: Die Dielektrizitätskonstante der Kaptonfolie hat bei einer Dicke von $50\text{ }\mu\text{m}$ einen Wert von 3.6. Die Beschichtung bedeckt insgesamt 4 Ausleseplatten der Dimension $42 \times 42\text{ cm}^2$ woraus sich eine Kapazität von 450 nF ergibt.

Gleichung 2.2 gestattet eine Abschätzung der Größenordnung, in der das negative Überkoppeln das meßbare Signal verkleinert: Die Detektorkapazität C_D betrug $\sim 17\text{ nF}$. Von den unbeschichteten ROB's erwartet man damit eine Ladungsausbeute von $\approx 64\%$. Die Abbildung 3.13 zeigt ein negatives Überkoppeln von $c = -(0.6 \pm 0.1)\%$ pro Pad. Daraus ergibt sich für die Gesamtfläche aller 48 Pads ein negatives Überkoppeln von $(29 \pm 7)\%$. Das bedeutet eine Ladungsausbeute von $Q/Q_0 \approx (71 \pm 7)\%$. Diese Abschätzung berücksichtigt nicht die unterschiedlichen Padgrößen und ist daher nur eine grobe Näherung. Dennoch ist die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und berechneten Ladungsanteil sehr gut. Nach Gleichung 2.2 erhält man für die beschichteten ROB's einen Ladungsverlust von $\frac{Q}{Q_0} = \frac{17\text{ nF}}{(450+17)\text{ nF}} \approx 4\%$. Diese Größenordnung war mit den in dieser Arbeit betrachteten Kalorimetern nicht mehr registrierbar, wie man auch den Abbildungen entnehmen kann. Diese zeigen in einigen Fällen sogar einen positiven Wert für c , der durch eine unzureichende Erdung erklärbar ist. Erdschleifen können ein gleichmäßiges Signalrauschen produzieren, das mit steigender Blockkapazität wächst, wodurch dieser Effekt bei den unbeschichteten ROB's nicht sichtbar ist.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist eine spezielle hochohmige Ruß-Epoxydbeschichtung, über die im Kalorimeter des H1-Detektors das Feld zur Ladungstrennung angelegt werden soll, Gegenstand der Untersuchung. Es kann gezeigt werden, daß eine starke Beeinträchtigung der Ladungssammlung im flüssigen Argon durch die Ruß-Epoxydoberflächen ausgeschlossen ist. Die diesbezüglich durchgeführten Messungen sind allerdings durch die große Streuung der einzelnen Meßwerte mit einem sehr hohen Fehler behaftet, der eine quantitative Aussage über die Auswirkung des HRC's auf die Ladungssammlung unsicher macht. Die mittlere beobachtete Signalabnahme beträgt 0.08 % pro Tag. Auf die Verhältnisse des H1-Detektors extrapoliert, bedeutet das einen Verlust an nachweisbarer Ladung von etwa 0.75 % in 30 Tagen. Das würde einer Sauerstoffverunreinigung von $\sim 0.3 \text{ ppm}$ innerhalb derselben Zeit entsprechen. Diesem Ergebnis zufolge wäre für das H1-Kalorimeter eine permanente Reinigung des flüssigen Argons, bzw. ein regelmäßiger Austausch gegen reines Argon empfehlenswert.

Neben der Untersuchung des Langzeitverhaltens der Ruß-Epoxydoberflächen auf die Ladungssammlung in Flüssig-Argon, sind auch Überkoppelstudien mit Ruß-Epoxydbeschichteten Ausleseplatten im Teststrahl durchgeführt worden. Mit diesen Messungen kann gezeigt werden, daß eine Ladungssammlung mit dieser Art der Hochspannungszuführung funktioniert und das negative Signalüberkoppeln minimiert wird. Auf das positive Signalüberkoppeln hat die Ruß-Epoxydbeschichtung keine Auswirkung.

Literaturverzeichnis

- [AKO77] G.A.Akopdjanov et al.;
NIM 140 (1977) 441-445
- [AMA80] U.Amaldi; Fluctuation in Calorimetry Measurement (1980)
- [BUR88] W.Burmester; Messungen der Energie von Elektronen
mit Blei-Flüssigargon-Kalorimetern; Diplomarbeit
Universität Hamburg 1988
- [DEG78] Hans Degitz; Über den Einfluß von Sauerstoff-
und Methanzusätzen auf die Ladungsausbeute einer
Flüssig-Argon-Ionisationskammer
- [GUE86] Konstruktion und Test zweier Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeter;
Diplomarbeit, Universität Dortmund 1986
- [H1 86] Technical Proposal for the H1 Detector;
H1 Collaboration 1986
- [HIL37] R. Hilsch, R.W. Pohl; Z.Physik 108 (1935) 55
- [HOF76] W.Hofmann et al.; Production and Transport of
Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionisation
Chamber; NIM 135 (1976) 151-156
- [KK87] K. Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner 1987
- [KRA52] H.A.Kramers; Physika 18 (1952) 665
- [LAN60] Landolt-Bernstein; Band 2; Eigenschaften der Materie
in ihren Aggregatzuständen; Springer-Verlag 1960

- [LOH83] E. Lohrmann; Einführung in die
Elementarteilchenphysik, Teubner 1983
- [LOH86] E. Lohrmann; Hochenergiephysik, Teubner 1986
- [MAR89] J.Marks; Doktorarbeit, Universität Hamburg
(in Vorbereitung)
- [SCH75] W.Schaaf; Untersuchungen über den Nachweis von
geladenen Teilchen in flüssigem Argon;
Staatsexamensarbeit, Karlsruhe 1975
- [SCH88] H.v.Schroeder; (DESY-GasanalySELabor); interne Mitteilung
- [STA58] F.D.Stacey; Austr. J. Phys. Band 2 (1958) 158
- [WIL57] R.L. Williams; Can. J. of Phys. 35 (1957) 134
- [WIL74] W.J. Willis, V. Radeka; Liquid-Argon Ionisation
Chambers as Total-Absorption Detectors;
NIM 120 (1974) 221-236
- [ZEI87] C.Zeitnitz; Test eines Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters
mit einer speziellen Hochspannungszuführung mit
hochohmigen Schichten;
Diplomarbeit, Universität Hamburg 1988

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Tätigkeitsbereiches der DESY-Forschungsgruppe F21. Hiermit möchte ich mich bei allen Gruppenmitgliedern für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung bedanken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei

- Dr. Brasse, Dr. Gayler und Dr. Korbelt für die Betreuung der Arbeit
- Dr. Flauger für hilfreiche Ratschläge auf dem Gebiet der Elektronik
- G. Falley und K. Thiele für die Hilfe beim Aufbau des Experiments
- den (zeitweiligen) Mitdiplomanden W. Burmester, W. Günther, P. Loch und C. Zeitnitz, sowie dem Doktoranden J. Marks für die Hilfe bei den Messungen

Mein besonderer Dank gilt nicht zuletzt meinen Eltern, ohne deren Unterstützung das Studium und damit auch diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.