

Untersuchung von Aufladeeffekten und Alterungsstudie an einem Micromegas Detektor mit resistiver Streifenanode



Diplomarbeit der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Helge Danger
geboren in Henstedt-Ulzburg

München, den 21.07.2014

Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel
Zweitgutachter: PD Dr. Peter Thirolf

Gewidmet meinem Opa Hans,
in Liebe und Dankbarkeit.

Kurzfassung

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Der High Luminosity Large Hardron Collider	1
1.2	Resistive Micromegas für den ATLAS-Detektor	2
1.3	Aufbau dieser Arbeit	3
2	Detektortheorie	5
2.1	Wechselwirkung von Teilchen und Photonen mit Materie	5
2.1.1	Energieverlust geladener Teilchen nach Bethe-Bloch	5
2.1.2	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	6
2.2	Micromegas Detektoren mit resistiver Streifenanode	7
2.2.1	Interne Struktur und Funktionsweise	7
2.2.2	Gasverstärkung	9
2.2.3	Gittertransparenz	11
3	Hardware und Betrieb	13
3.1	Aufbau des untersuchten resistiven Micromegas Detektors	13
3.2	Gasbetrieb	14
3.3	Klimaschrank	15
3.4	Spannungsversorgung	16
3.5	Signalauslese	17
3.5.1	Aufnahme und Verarbeitung des Signals	17
3.5.2	Datenerfassung	18
4	Signalentstehung unter Verwendung einer ^{55}Fe-Quelle	21
4.1	Zerfall von ^{55}Fe	21
4.2	Energiedeposition im Detektor	22
4.3	Entstehung des charakteristischen Pulshöhenspektrums	23
5	Homogenitätsvermessung	27
5.1	Versuchsdurchführung	27
5.2	Ergebnisse	29
6	Alterungsstudie	33
6.1	Teststrahl	33
6.2	Erste Validierung der Bestrahlung	35
6.3	Feinere Vermessung	37
6.4	Berechnungen zur Flussdichte	38
6.5	Ergebnisse	40
6.5.1	Homogenität	40
6.5.2	Abweichung der Pulshöhenspektren	42

6.5.3	geöffneter Detektor	43
6.5.4	Signalform	45
7	Untersuchungen des Aufladeeffekts	47
7.1	Einführung	47
7.2	Lokalisierung	48
7.3	Ratenabhängigkeit	50
7.4	Spannungsabfall über resistive Streifen	53
7.5	Abweichung der K_α Anfangspulshöhe	54
7.6	Simulation eines Signals	55
8	Zusammenfassung und Ausblick	61
8.1	Homogitätsvermessung	61
8.2	Aufladeeffekt	62
8.3	Alterungsstudie	62
A	Anhang	65
A.1	Raytracer Ergebnisse	66
A.2	Blaupausen	69
A.3	Pulshöhenspektren	74
	Literaturverzeichnis	81

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1.1 Der High Luminosity Large Hardron Collider

Im Rahmen einer weltweiten Kollaboration erfolgen derzeit die Vorbereitung für eine Schwerpunktsenergie- und Luminositätserhöhung des *Large Hardron Collider* (LHC) am CERN¹.

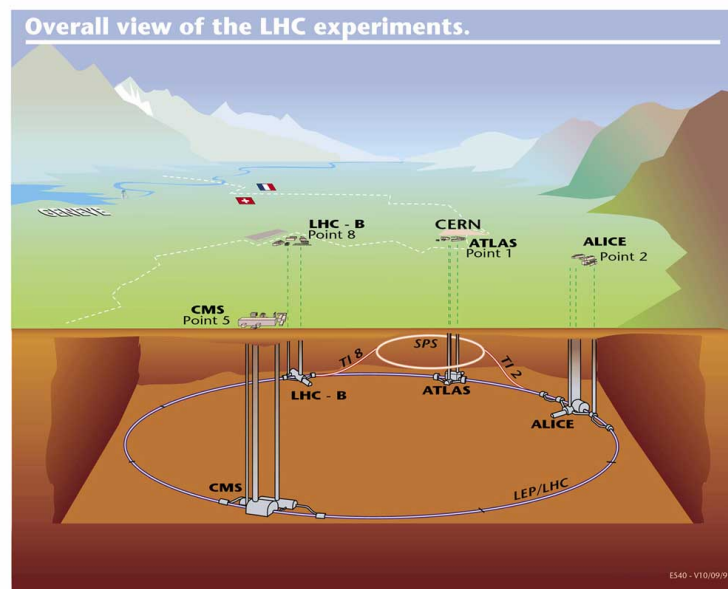


Abbildung 1.1: Der LHC mit seinen Experimenten ATLAS, CMS, ALICE und LHCb, entnommen von [ATL14b]

Der Ausbau des LHC zum *High Luminosity Large Hardron Collider* (HL-LHC) wird in mehreren Phasen durchgeführt. Dabei ist zunächst geplant, die Schwerpunktsenergie des Proton-Proton Beschleunigers ab 2015 bis 2017 von 7 TeV auf 13 bis 14 TeV anzuheben. Danach erfolgt schrittweise die Erhöhung der Luminosität, zuerst um den Faktor² 2 bis 2020. Ab 2022 soll die Luminosität weiter um den Faktor 5 bis 10 auf maximal $L = 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ gesteigert werden. [CER14]

In der Zeit des Ausbaus sind zwei Betriebspausen³ des LHC geplant, in denen die Detektoren der einzelnen Experimente am Beschleunigerring den neuen Anforderungen der feineren Energie- und Ortsauflösung, sowie vor allem der erwarteten höheren Ereignis- und Untergrundrate angepasst

¹European Organization for Nuclear Research, Meyrin

²der Desing-Luminosität von $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

³2018;2020 bis 2022

werden müssen.

Einhergehend mit der größeren Schwerpunktsenergie könnten schwere bisher nur hypothetische Teilchen entstehen, deren Zerfallskanäle analysiert werden. Die höhere Luminosität soll die nötige Statistik liefern, um diese neuen Teilchen jenseits des Standardmodells tatsächlich nachweisen zu können.

1.2 Resistive Micromegas für den ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor besteht aus mehreren Detektorsystemen die zwiebelschalenförmig um einen Kollisionspunkt des LHCs angeordnet sind, Abb. 1.2. Der inneren Detektor nah am Kollisionspunkt besteht aus Spurdetektoren und elektromagnetische Kalorimeter und wird von einem starken Magneten abgeschlossen. Die Bahnen geladene Teilchen werden durch das Feld des Magneten gekrümmt, aus Ablenkrichtung und Radius der gekrümmten Bahnen eines geladenen Teilchens, lässt dessen Impuls und Ladungsvorzeichen bestimmen. Die Energien der geladenen Teilchen werden in Hadronischen und elektromagnetische Kalorimeter bestimmt. Die Schale des ATLAS-Detektors

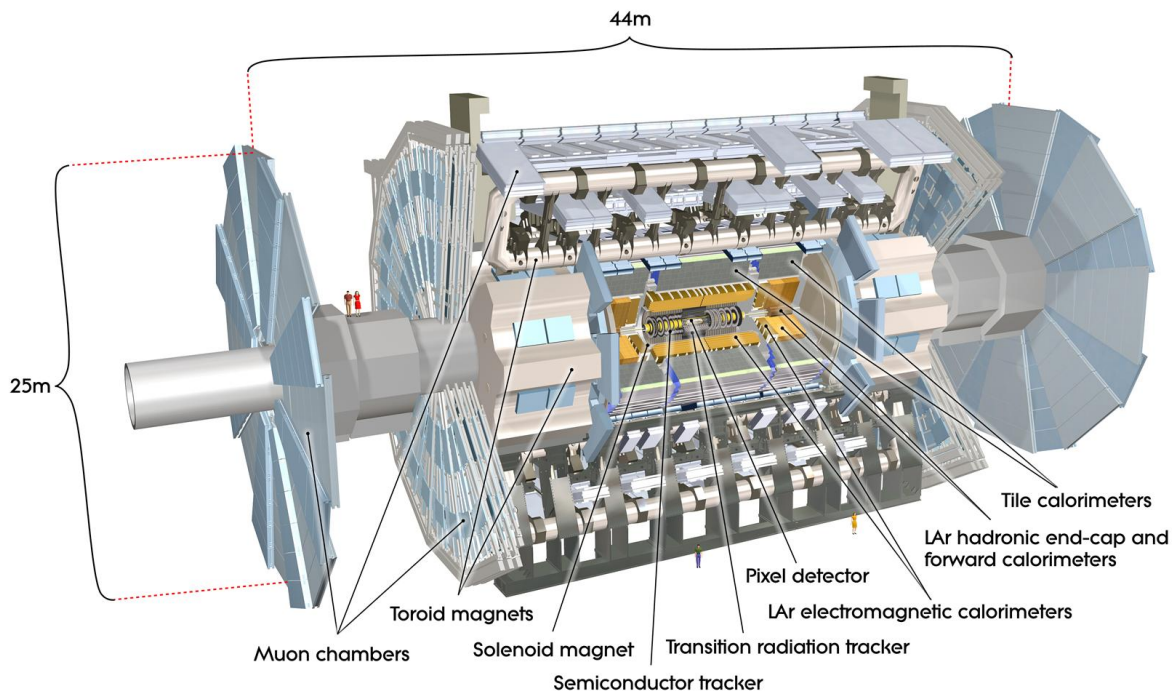


Abbildung 1.2: Detailliertes computer-generiertes Bild des ATLAS Detektors und dessen Komponenten, entnommen von [ATL14a].

bildet ein System aus mehreren Muonenspurdetektoren. Direkt an den beiden Endkappen des inneren Detektors befindet sich zunächst das Small Wheel, danach ein torodialer Magnet, gefolgt von dem Big Wheel, Abb. 1.3.

Im Zuge der Luminositäerhöhung des LHCs wird eine erhöhte Untergrundstrahlung erwartet und mit Flussdicht bis zu 20 kHz/cm^2 im Bereich des Small Wheels gerechnet. Da die u.a derzeit im Small Wheel eingesetzten MDT-Drift-Röhren sind für die hohen Flussdichten nicht ausgelegt sind, hat man sich für den Entwurf eines New Small Wheel entschieden, bei dem mehrlagige Schichte

aus großflächigen resistiven Micromegas Detektoren in Sandwich-Bausweise verwendet werden. Die Entscheidung fiel zugunsten von resistiven Micromegas Detektoren, da diese [AMC13]

- großflächig gebaut werden können, in mehrlagiger Sandwichbauweise,
- wesentlich günstiger als Siliziumdetektoren sind,
- bisher keine Alterungserscheinungen zeigten,
- gegenüber Ladungslawinen größer $2 \times 10^6 \text{ e/mm}^2$ resistent sind und daher eine kürzere Totzeit gegenüber normalen Micromegas haben [sM13],
- eine gute Ortsauflösung von etwa $100 \mu\text{m}$ besitzen,
- daraus resultiert eine gute Winkelauflösung bei mehrlagiger Bausweise von etwa $0,3 \text{ mrad}$,
- und eine sehr gute Effizienz von über 97% aufweisen.

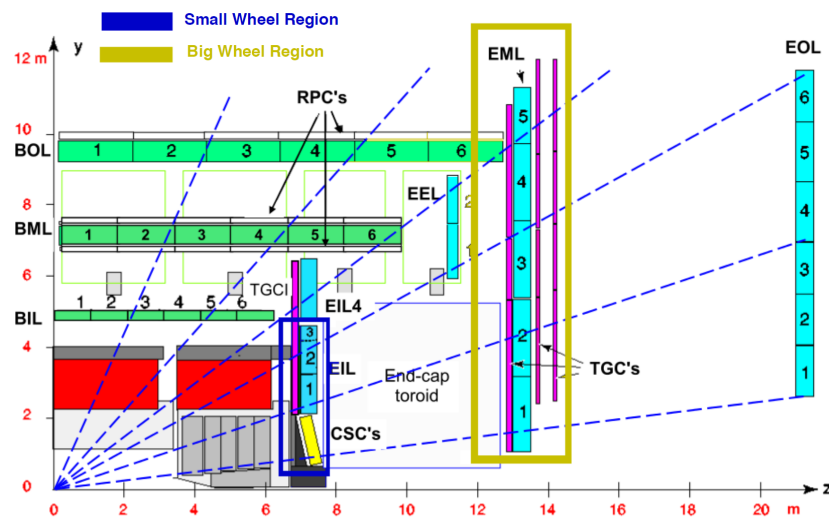


Abbildung 1.3: Schnitt durch einen Quadranten des ATLAS-Detektors mittig blau umrandet das New Small Wheel [AMC13].

1.3 Aufbau dieser Arbeit

In dieser Diplomarbeit wurde ein Micromegas Detektor mit resistiver Streifenanode durch Bestrahlung durch 20 MeV Proton in einem wohldefinierten Detektorbereich gealtert und der Aufladeeffekt genauer untersucht.

Im Kapitel 2 werden im Rahmen der Detektortheorie zunächst die wichtigsten Wechselwirkungsprozessen von Teilchen und Photonen mit Materie beschrieben und das Funktionsprinzip eines Micromegas Detektors mit resistiver Streifenanode erklärt. Aufbau und Betriebsbedingungen des verwendeten resistiven Micromegas Detektor werden in Kapitel 3 beschrieben, sowie die Verarbeitung der ausgelesenen Signale. Für alle Untersuchungen wurde eine ^{55}Fe -Quelle verwendet, daher werden die beteiligten Prozess an der Entstehung des typischen ^{55}Fe -Spektrums unter Kapitel 4 explizit betrachtet. Vor den Beginn der eigentlichen Studien wurde im Kapitel 5 der Detektor durch Homogenitätsvermessung über die gesamte aktive Fläche auf seine Funktionstüchtigkeit überprüft. Kapitel 6 beschreibt die Durchführung der Alterungsstudie und die beobachteten Resultate. Im Kapitel 7 wird der

Aufladeeffekt beschrieben und zwei Versuche zur Charakterisierung vorgestellt, sowie eine Simulation vorgestellt, die die Ursache des Aufladeeffekts beleuchtet. Im Kapitel 8 werden alle Beobachtungen zusammengefasst.

Kapitel 2

Detektortheorie

2.1 Wechselwirkung von Teilchen und Photonen mit Materie

Jegliche Art von Wechselwirkung in der Natur unterliegt den vier Grundkräften. Die Reichweite der Gravitation ist zwar unendlich, allerdings ist die Kopplung so schwach, dass diese nur auf den großen Skalen des Makrokosmos eine Rolle spielt.

Schwache und starke Wechselwirkung sind mit ihrer sehr geringen Reichweite nur im Mikrokosmos von Bedeutung. Jedoch kann die starke Wechselwirkung wegen ihrer großen Kopplungsstärke in halbleiterbasierten Kalorimetern genutzt werden.

Im Mesokosmos bleibt die elektromagnetische Wechselwirkung mit ihrer unendlichen Reichweite und der relativ starken Kopplung ein dominanter Wechselwirkungsprozess von Teilchen und Photonen mit der Detektormaterie.

2.1.1 Energieverlust geladener Teilchen nach Bethe-Bloch

Die elektromagnetische Wechselwirkung von geladenen Teilchen der kinetischen Energie E_{kin} mit Atomen und Molekülen lässt sich durch die folgenden grundlegenden Prozesse unterscheiden [Dem05b],

- elastische Stöße mit Elektronen der Atomhülle,
- Anregung oder Ionisation von Hüllenelektronen,
- elastische Stöße mit einem Atomkern, bei denen der Kern einen Rückstoß erhält,
- inelastische Stöße mit einem Atomkern, die zur Anregung des Kerns und zur anschließenden Emission von γ -Quanten oder Teilchen führt,
- Emission von Čerenkov-Strahlung, wenn geladene Teilchen ein Medium mit Brechungsindex n schneller als die Lichtgeschwindigkeit c/n durchlaufen,
- Übergangsstrahlung,
- Ablenkung geladener Teilchen im Coulomb-Feld des Kerns, die zur Emission von Bremsstrahlung führt.

Čerenkov-, Übergangs- und Bremsstrahlung sind für die, im Folgenden diskutierten, Micromegas-Detektoren nicht relevant und werden deshalb an dieser Stelle nicht näher erläutert.

Die grundlegenden Wechselwirkungsprozesse führen zur Bethe-Bloch Formel Gl. (2.1). Diese beschreibt den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke eines Teilchens in Materie. Die Gleichung

enthält zusätzlich zwei Korrekturterme, δ eine Dichtekorrektur und C/Z eine Schalenkorrektur der Atomstruktur,

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi r_e^2 m_e c^2 \rho N_A \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad \text{mit} \quad (2.1)$$

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{und} \quad T_{max} \simeq 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.2)$$

wobei $r_e \approx 2,8$ fm der klassische Atomradius, m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, ρ die Dichte, N_A die Avogadro-Konstante, Z , A und I , Ordnungszahl, Atomgewicht und Ionisationspotential des Absorbermaterials, z und v die Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e und dessen Geschwindigkeit und T_{max} der maximale Energieübertrag auf ein ungebundenes Elektron bei einem elastischem Stoß ist [JB12].

Das Bremsvermögen wird definiert als $-\frac{1}{\rho} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ und verringert sich mit $1/\beta^2$ mit steigender Energie des einfallenden Teilchens, bis die Bremsvermögenverteilung in den hoch relativistischen Bereich übergeht. Dort ist β ungefähr konstant eins und die Verteilung besitzt ein Minimum. Teilchen mit $\beta\gamma \approx 4$ werden minimal ionisierende Teilchen genannt. Danach steigt der Energieverlust wieder, da der logarithmische Anteil der Bethe-Bloch Formel, abhängig von γ , nun der führende Term ist. [Leo94]

Als Beispiel ist in Abb. 2.1 das Bremsvermögen eines Antimuons in Kupfer dargestellt.

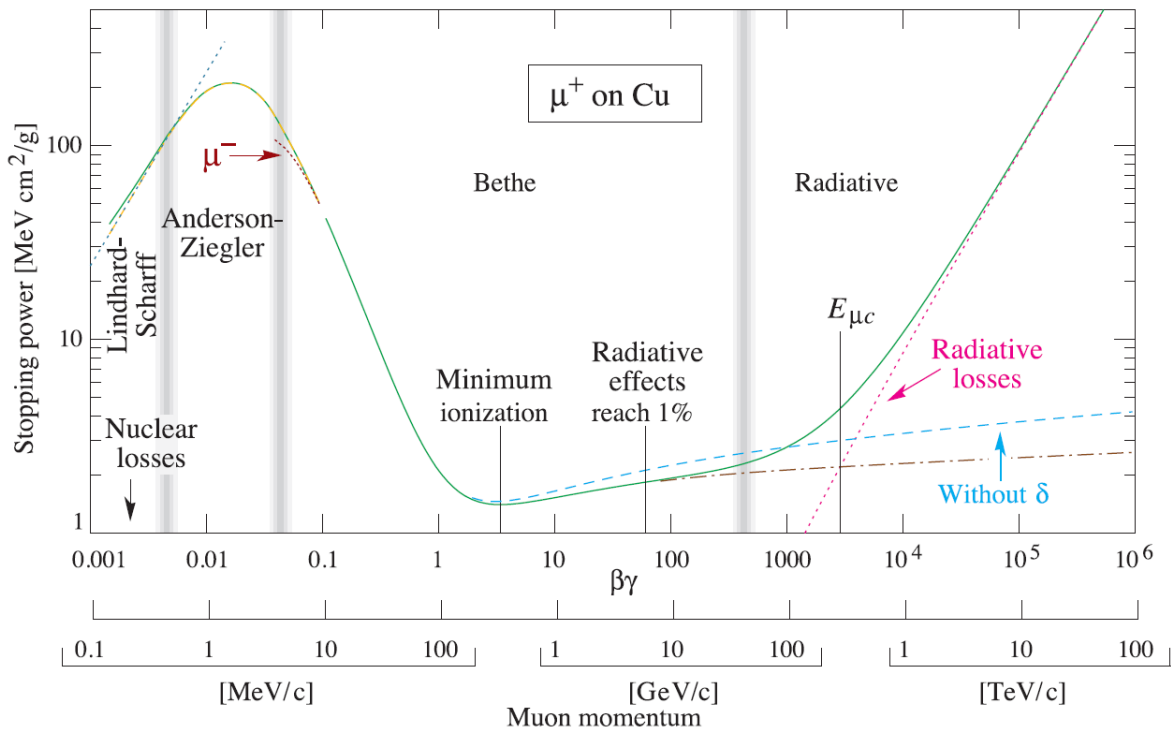


Abbildung 2.1: Bremsvermögen von Antimuonen in Kupfer als Funktion von $\beta\gamma = p/mc$, die durchgezogenen Linien stellen das Gesamtbremsvermögen dar, die grauen senkrechten Linien unterteilen das Gesamtbremsvermögen in Bereiche verschiedener Näherungsmethoden [JB12].

2.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie lassen sich in vier Hauptprozesse unterteilen.

Elastische Streuung von Photonen an gebundenen Elektronen der Atomhülle wird als Rayleigh-Streuung und an freien Elektronen als Thomson-Streuung bezeichnet. Hierbei wird ein Elektron vom einfallenden Photon zum Schwingen angeregt und strahlt ein Photon gleicher Energie unter einem anderen Winkel wieder ab. Dabei findet kein Impulsübertrag auf das Elektron statt.

Beim **photoelektrischen Effekt** überträgt ein Photon seine Energie vollständig auf ein gebundenes Elektron der Atomhülle. Das Atom wird ionisiert und das Elektron erhält die Photonenenergie abzüglich der Ionisationsenergie als kinetische Energie.

Ähnlich verhält es sich bei **Compton-Streuung** von Photonen mit Elektronen der Atomhülle. Hierbei überträgt ein Photon nur einen Teil seiner Energie auf ein Elektron, ionisiert das Atom und wird gestreut. Die übertragene Energie führt zu einer verminderten Wellenlänge des gestreuten Photons.

Außerdem findet bei hoher Photonenenergie **Paarbildung** statt, bei der im Coulomb-Feld eines Atomkerns oder eines Elektrons der Atomhülle eine Elektron-Positron-Paar gebildet wird, wenn die Energie des Photons größer als die doppelte Ruhemasse des Elektrons ist.

Das Bild 2.2 zeigt die einzelnen Wirkungsquerschnitte dieser drei Prozesse in Abhängigkeit zur Photonenenergie.

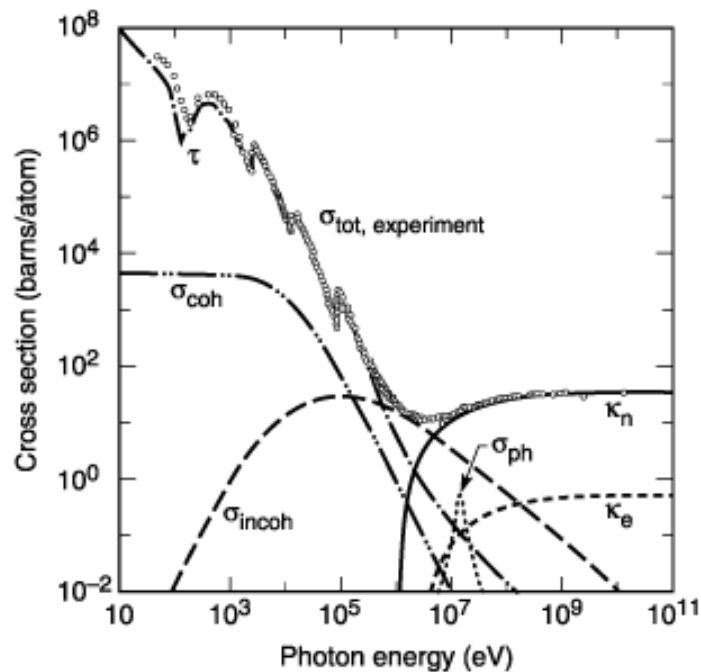


Abbildung 2.2: Totaler Wirkungsquerschnitt der Photoabsorption als Funktion der Photonenenergie unter Kombination der einzelnen Beiträge aus Photoeffekt τ , kohärente Streuung (Rayleigh-Streuung) ρ_{coh} , inkohärente Streuung (Compton-Streuung), Paarbildung im Feld eines Atomkerns κ_n und im Feld eines Elektrons κ_e , sowie der atomaren Photoabsorption ρ_{ph} , experimentelle Vergleichsdaten sind gepunktet dargestellt [JH80].

2.2 Micromegas Detektoren mit resistiver Streifenanode

2.2.1 Interne Struktur und Funktionsweise

Wie bei allen Arten von Micromegas Detektoren besteht die aktive Fläche aus zwei planaren Bereichen, die durch ein feines Edelmetallgitter voneinander getrennt und mit einem Gas gefüllt sind,

Abb. 2.3. Oft wird Argon als Detektorgas unter Bemischung von Kohlendioxid oder Isobutan als Quencher verwendet.

Minimal ionisierende Teilchen treten durch die Kathode, welche ebenfalls ein Edelmetallgitter oder auch eine dünne Gold- oder metallisierte Kaptonfolie sein kann, in den Driftbereich von 5 mm Dicke ein und erzeugen dort durch Ionisation des Detektorgases freie Elektron-Ionen-Paare. Diese werden durch ein elektrisches Feld von etwas 0,5 kV/cm bis 2 kV/cm voneinander getrennt. Die positiv geladenen Ionen driften langsam zur Kathode.

Die Elektronen erreichen aufgrund des anliegenden Feldes durch das oben genannte Gitter den

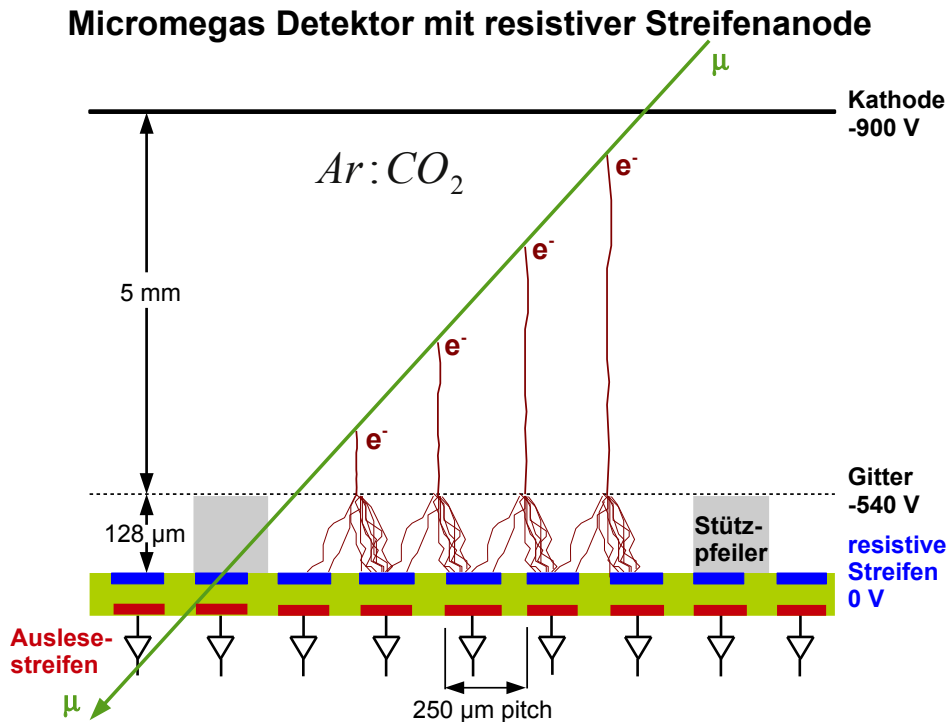


Abbildung 2.3: allgemeiner Aufbau und Funktionsweise eines Micromegas-Detektors mit resistiver Streifenanode (nach [Lö13]).

Verstärkungsbereich, mit einer Dicke von üblicherweise $128\text{ }\mu\text{m}$ zwischen Gitter und einer segmentierten Anodenstruktur. Das dort herrschende elektrische Feld liegt, je nach Detektorart, im Bereich von 30 kV/cm bis 50 kV/cm .

Bei diesen Feldstärken findet Gasverstärkung statt. Die Elektronen gewinnen beim Durchqueren des Potentials fortlaufend kinetische Energie und verlieren eine Teil ihrer Energie wieder, da diese stoßionisierend mit den Atomen und Molekülen des Detektorgases wechselwirken. Die dabei freiwerdenden Elektronen durchlaufen wiederum den gleichen Prozess, sodass in einer sogenannten Townsend-Lawine die Anzahl der Elektronen exponentiell zunimmt. Die dabei entstehenden Elektronen werden auf der Anode gesammelt. Die Anode besteht aus einer Streifenstruktur, die photolithographisch auf einem Printed Circuit Board (PCB) erzeugt werden. Werden die Streifen einzeln ausgelesen, ermöglicht eine feine Segmentierung der Signale eine Bestimmung des Teilchenortes mit einer Genauigkeit von einigen $10\text{ }\mu\text{m}$ [Bor14].

Die durch die Gasverstärkung entstandenen positiven Gasionen, halten die nachfolgenden Elektronen zunächst im Feld, weshalb diese die Anode erst erreichen können, wenn die Ionen im Zeitraum von ca. 200 ns zum Gitter gewandert sind und dort rekombinieren.

Bei gewöhnlichen Micromegas wird das durch die eintreffenden Elektronen entstehende Ladungssignal direkt über einen ladungssensitiven Vorverstärker ausgelesen.

Resistive Micromegas Detektoren hingegen besitzen eine zusätzliche Lage hochohmiger Streifen mit Widerstandsbelägen zwischen $0,5 \text{ M}\Omega/\text{cm}$ und $100 \text{ M}\Omega/\text{cm}$ als Anode, die jeweils über einen in die PCB Struktur eingelassenen Endwiderstand bis $200 \text{ M}\Omega$ je nach Polarität der Spannungsversorgung auf Hochspannung gelegt oder geerdet werden.

Die auf die resistiven Streifenanode treffenden Elektronen verursachen nur lokal einen Spannungsabfall, das Signal würde sich nur langsam und stark gedämpft aufgrund des hohen Widerstandbelage über die resistiven Streifen selbst ausbreiten. Deshalb gibt es mindestens eine weitere Lage an Kupferstreifen im Abstand von $64 \mu\text{m}$ bis $128 \mu\text{m}$ unterhalb der resistiven Streifen auf die das Signal kapazitiv ausgekoppelt werden kann.

Daraus resultiert auch der wesentliche Vorteil resistiver gegenüber gewöhnlicher Micromegas Detektoren. Streifenanode und Gitter bilden einen Kondensator. Treten Entladungen, d.h. kommt es induziert durch ein starkes Signal zu einem anhaltenden Stromfluss zwischen Streifenanode und Gitter entlädt sich dieser bis die Spannung soweit abgefallen ist, dass der Stromfluss gestoppt wird. Die danach folgende Zeitspanne des Wiederaufladens auf die Gasverstärkungsspannung wird Totzeit genannt. Die Totzeit ist bei resistiven Micromegas kürzer, da aufgrund des Widerstandbelages der Spannungsabfall nur lokal erfolgt und damit die entladene Kapazität geringer ist.

2.2.2 Gasverstärkung

Minimal ionisierende Teilchen erzeugen im Driftbereich freie Elektronen in der Größenordnung von 100 e/cm und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie, Abb. 2.1.1.

Röntgenphotonen erzeugen durch Photoeffekt freie Elektronen und übertragen dabei ihre gesamte Energie, Abb. 2.1.2. Diese Elektronen ionisieren das Detektorgas und erzeugen daher weitere Ionisationsladungen entlang ihrer Bewegung durchs Driftfeld. Damit die entstandenen Ionisationsladungen nachweisbar sind und so Rückschlüsse auf die Energie des ursprünglich einfallenden Teilchens erlauben, müssen diese vervielfacht werden. Dazu driften diese ins Verstärkungsfeld, wo Gasverstärkung eintritt, d.h. durch Stöße bilden sich weitere Elektronen-Ionen-Paare. Die mittlere freie Weglänge λ der freien Elektron im Gas ist das Maß für die Strecke in der sich die Ladungen verdoppeln. Ihr inverses $\alpha = \lambda^{-1}$ bezeichnet man als den ersten Townsendkoeffizienten [Sau77].

Aus diesen Zusammenhängen ergibt sich eine lineare Differentialgleichung für die nach einer Strecke dx erzeugte Ladungszahl dN , mit der Anzahl der Ionisationsladungen N'_0 und dem Townsendkoeffizienten α als Konstanten. Da einige Ionisationsladungen beim Übergang in den Verstärkungsbereich vom Gitter absorbiert werden, muss die Anzahl der Ionisationsladungen durch einen Gittertransparenzfaktor $f_{gr} \in [0; 1]$ korrigiert werden, Kap. 2.2.3.

$$dN = N_0 \alpha dx \quad \text{mit} \quad N_0 = N'_0 f_{gr} \quad (2.3)$$

Durch Integration der umgestellten Gleichung

$$\int_{N_0}^N \frac{dN'}{N_0} = \alpha \int_0^x dx', \quad (2.4)$$

ergibt sich die Lösung

$$\ln \left(\frac{N}{N_0} \right) = \alpha x \quad \Rightarrow \quad N(x) = N_0 \exp(\alpha x) \quad (2.5)$$

für die Anzahl der entstanden Elektronen-Ionen-Paare in Abhängigkeit von der Verstärkungsstrecke x . Die Gasverstärkung G erhält man durch Einsetzen der Dicke des Verstärkungsbereiches d ,

$$G = \frac{N(d)}{N_0} = \exp(\alpha d) . \quad (2.6)$$

Die ausgelesene Pulshöhe ist dabei direkt proportional zur Gasverstärkung,

$$P = C \cdot G \quad (2.7)$$

wobei sich die Proportionalitätskonstante zusammensetzt aus,

$$C = f_{amp} \cdot f_{preamp} \cdot f_{cor} \cdot Q \quad \text{mit} \quad (2.8)$$

$$Q = N'_0 \cdot f_{gt} \cdot e \quad (2.9)$$

der Anfangsladungsmenge im Verstärkungsbereich, die sich aus der Multiplikation der Ionisationsladungenanzahl im Driftbereich mit dem Korrekturfaktor f_{gt} und der Elementarladung ergibt.

Falls das Signal des Vorverstärkers für die eigentliche Digitalisierung, beispielsweise durch ein Spektroskopie Verstärker, gefiltert wird, erhält man dafür den Verstärkungsfaktor f_{amp} . Der zweiten Faktor f_{preamp} ist die Verstärkung des üblicherweise verwendeten ladungssensitiven Vorverstärkers, dieser wird in Volt pro Coloumb angegeben. Als Drittes ergibt sich ein Korrekturfaktor f_{cor} der abhängig von den Detektorkapazitäten und damit von der Anzahl der gemeinsam ausgelesenen Streifen ist [Bor10].

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (2.10)$$

Der erste Townsendkoeffizient

$$\alpha = n_t A_0 \exp\left(-\frac{B_0 n_t}{E_{amp}}\right) \quad \text{mit} \quad E_{amp} = \frac{U_{amp}}{d} \quad (2.11)$$

hängt von der Teilchendichte n_t , dem Verstärkungsfeld E_{amp} , welches sich aus dem Betrag der Verstärkungsspannung dividiert durch den Abstand d der Streifenanode zur Gitterkathode des Verstärkungsbereiches berechnen lässt und zwei Gaskonstanten $A_0 = A \cdot k_b$ und $B_0 = B \cdot k_b$ mit der Boltzmann-Konstante k_b , die für die jeweilige Gasmischung experimentell bestimmt werden müssen. Die Parametrisierung der Gleichung 2.11 wurde von Townsend [Tow10] empirisch ermittelt.

Über die allgemeine Gasgleichung [Dem05a]

$$pV = k_b N T \quad (2.12)$$

lässt sich die Teilchendichte ausdrücken als

$$n_t(p, T) = \frac{N}{V} = \frac{p}{k_b T} \quad (2.13)$$

in Abhängigkeit vom Druck p und der Temperatur T . Für konkrete Rechnungen kann man den erste Townsendkoeffizient α elegant umschreiben zu [Lip12]

$$\alpha = A \frac{p}{T} \exp\left(-\frac{B \frac{p}{T} d}{U_{amp}}\right) \quad (2.14)$$

2.2.3 Gittertransparenz

Die optische Transparenz des Gitters zwischen Drift- und Verstärkungsbereich mit 400 Drahtfäden pro Zoll und $18\ \mu\text{m}$ Drahtdurchmesser beträgt 51,3 % [Bor14]. Für Elektronen ist die Transparenz mit bis zu 99 % wesentlich größer, da diese sich hauptsächlich entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes bewegen und deshalb um die Gitterdrähte herumgeführt werden.

Experimentell beobachtet man eine Abhängigkeit der Gittertransparenz vom Driftfeld.

Zum Einen enden Feldlinien des Driftfeldes auf dem Gitter, Elektronen die sich entlang dieser Linien bewegen, werden vom Gitter aufgenommen und gelangen nicht in den Verstärkungsbereich. Entscheidend dafür wieviele Feldlinien auf dem Gitter enden, ist das Verhältnis der elektrischen Feldstärken im Verstärkungs- und Driftbereich, wie [YG96] einst zeigte

$$\xi = \frac{E_{amp}}{E_{drift}}. \quad (2.15)$$

Bei einem kleinen Verhältnis landen die meisten Feldlinien auf dem Gitter. Bei einem Verhältnis von eins, sollte die Transparenz für Elektronen in etwa der optischen entsprechen, da auf beiden Seiten des Gitter gleich viele Feldlinien enden. Ist das Verhältnis groß, dringen die Feldlinien des Verstärkungsbereiches in den Driftbereich ein und verdrängen dort die Linien des Driftfeldes vom Gitter. Es werden dann mehr Elektronen durch die Gittermaschen gezogen [Bor10].

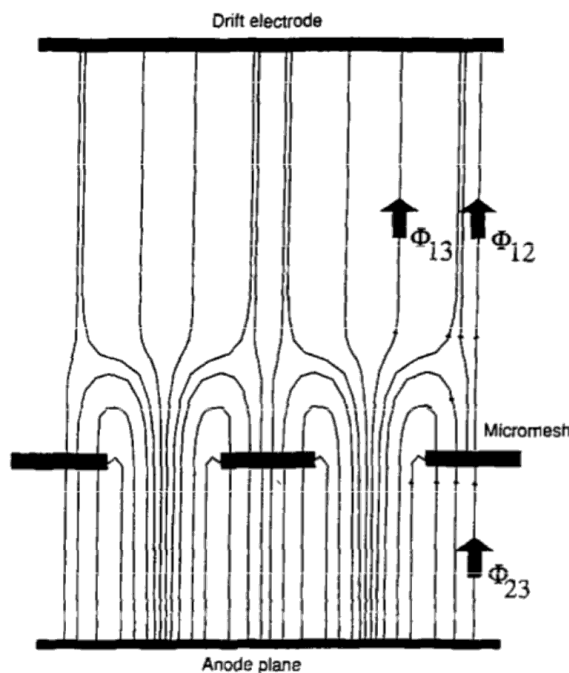


Abbildung 2.4: Feldlinien des elektrischen Feldes von Driftkathode und Streifenanode beeinflusst durchs Gitters [YG96]

Zum Anderen können Elektronen ihre Feldlinientrajektorie, die eigentlich durch eine Gittermasche laufen würde, durch transversale Diffusion verlassen und auf das Gitter gelangen. Wie [Bor14] durch Simulation zeigte, korreliert die Gittertransparenz stark mit der transversalen Diffusion der Elektronen, die wiederum von der elektrischen Feldstärke, Temperatur und Druck abhängig ist. Die transversale Diffusion liegt für verschiedene Ar:CO₂ Gasmischverhältnisse bei Normalbedingung beginnend bei $150\ \mu\text{m}/\text{cm}$ und nimmt mit steigender Feldstärke und Argonanteil bis auf $500\ \mu\text{m}/\text{cm}$ zu.

Kapitel 3

Hardware und Betrieb

Dieses Kapitel beschreibt die genaue Konfiguration des untersuchten resistiven Micromegas Detektors, dessen Versorgung mit Gas und Hochspannung, sowie den Messstand. Desweiteren ist die Auslese der Signale, deren Verarbeitung, Digitalisierung und die Datenstruktur der Speicherung erklärt.

3.1 Aufbau des verwendeten resistiven Micromegas Detektors

Für die Alterungs- und Aufladestudie stellte die MAMMA¹ Kollaboration einen resistiven Micromegas Detektor der Bulk-Bauweise mit einer aktiven Fläche von $9 \times 9 \text{ cm}^2$ zur Verfügung bei dem das Gitter fest mit der Anodenstruktur verbunden ist, Abb. 3.1. Der Detektor stammt aus einer Reihe kleinfächiger Testdetektoren, mit unterschiedlichster Konfiguration. Hervorzuheben ist hierbei, dass der Widerstandsbelag der resistiven Streifen des untersuchten Detektors mit $R' = 100 \text{ M}\Omega/\text{cm}$ und der Erdungswiderstand mit $R_{GND} = 200 \text{ M}\Omega$ die höchsten Werte der ganzen Testreihe besitzt. Der Detektor wurde gewählt, da Aufladeeffekt bei hohen Resistivitäten stärker in Erscheinung treten und damit besser untersucht werden können. Außerdem besitzt der Detektor eine zweilagige Kupferstreifen-Auslesestruktur (Abb. 3.2), wobei die x -Streifen nicht verwendet wurden, da die Signalhöhen dort geringer ausfallen.

Die Anodenstruktur wird gebildet durch insgesamt 358 parallele resistive Streifen mit $250 \mu\text{m}$ Periodizität und von jeweils $150 \mu\text{m}$ Breite. Der darüberliegende Verstärkungsbereich wird von einem feinmaschigen Edelstahlgitter mit einem Drahtdurchmesser von $18 \mu\text{m}$ bei einer Gitterperiodizität von $63,5 \mu\text{m}$ auf $128 \mu\text{m}$ Höhe begrenzt. Das Gitter wird alle 5 mm von runden Stützpfählern mit $300 \mu\text{m}$ Durchmesser auf diesen Abstand gehalten. Als Kathode dient ein zweites Gitter, das in einen glasfaserverstärkten Kunststoffrahmen gespannt, durch einen seitlich liegenden Stützrahmen gehalten wird und ein Driftbereich von 5 mm definiert.

Unterhalb der resistiven Streifen befindet sich eine Schicht von $128 \mu\text{m}$ FR4 als Isolator. In dessen Mitte sind die y -Auslesestreifen mit einer Breite von $80 \mu\text{m}$ in der Periodizität von $250 \mu\text{m}$ senkrecht zu den resistiven Streifen eingebettet. Die x -Auslesestreifen haben eine Breite von $150 \mu\text{m}$ bei gleicher Periodizität und befinden sich im Abstand von $128 \mu\text{m}$ zu den resistiven Streifen. Diese wurden für die Untersuchungen nicht verwendet, da die ausgelesenen Signal aufgrund des größeren Abstandes zu den resistiven Streifen und der damit geringeren kapazitiven Kopplung kleiner waren. Die ganze Struktur liegt auf einer Schicht von $2,75 \text{ mm}$ FR4 als Trägermaterial abgeschlossen durch eine vergoldete Kupferlage als Erdungspotential.

¹Muon ATLAS MicroMegas Activity

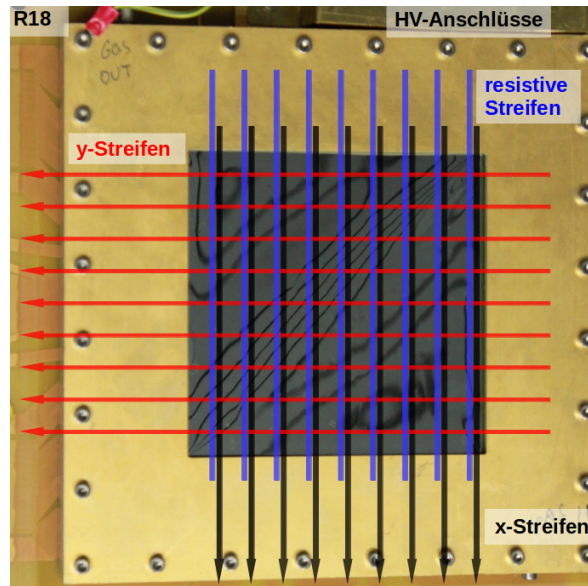


Abbildung 3.1: Ansicht von oben auf den verwendeten resistiven Micromegas Detektor den skizzierten Streifenlagen.

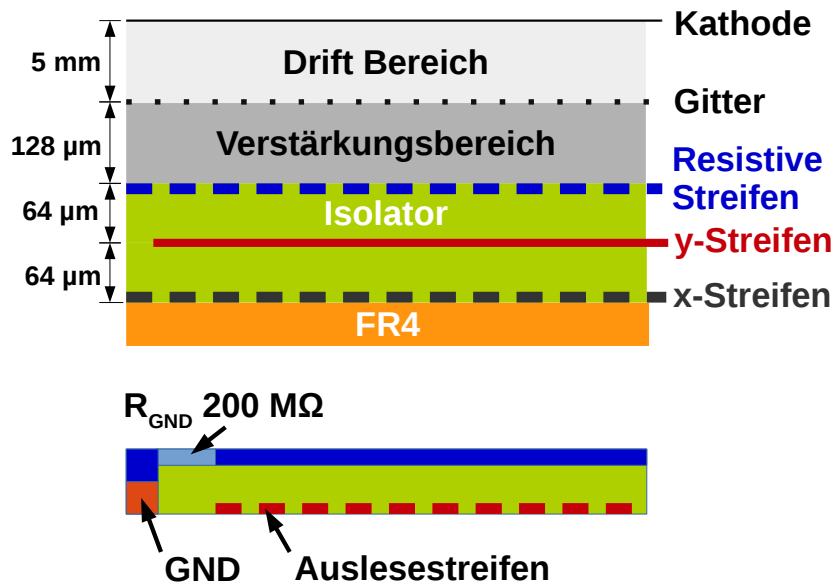


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Aktiven Bereiches des verwendeten resistiven Micromegas Detektor.

Der gesamte aktive Detektorbereich wird von einem Aluminiumgehäuse gasdicht ummantelt. Das Gehäuse ist, inklusive 2 mm Deckel, 20 mm hoch. Im Deckel befindet sich eine $9 \times 9 \text{ cm}^2$ große Öffnung, welche durch eine dünne Kaptonfolie geschlossen wird. An den Seiten besitzt das Gehäuse zwei Gewindebohrungen für Gasein- und auslass.

3.2 Gasbetrieb

Betrieben wurde der Detektor permanent mit einer Argon-Kohlendioxid-Gasmischung im Verhältnis von 93:7 Vol.-% bei einem konstanten Gasfluss² von 2,0 l/h und einem leichten Überdruck

²korrigiert auf Normaldruck

von 992,7 mbar bis 995,1 mbar. Bei der Homogenitätsvermessung wurde mit geringerem Druck gemessen, da das Auslassventil des Gassystems offen war, sodass sich nur durch Rückstau ein Systemüberdruck von 975,9 mbar einstellte. Die Messungen fanden auf dem Campus des Garchinger Forschungszentrums statt. Dieses liegt ungefähr 474 m über Normalnull und da der Luftdruckgradient 1 mBar pro 8,4 m Höhenunterschied beträgt, liegt der eingestellte Druck selbst bei bester Wetterlage immer über dem Umgebungsdruck von typischerweise 960 mbar. Mit dem Überdruck wird erreicht, dass kein Staub oder Fremdgas durch undichte Stellen in Gassystem und Detektor eindringen kann.

Die Gase werden in Hochdruckflaschen gelagert und gelangen über Druckminderer bei 2 Bar durch zwei getrennte Gasflussregler, die durch das Steuerungsgerät WMR 4008 eingestellt werden, zum Gasmischer. Das vermengte Gas wird danach durch den Detektor geleitet und entweicht über ein elektronisch gesteuertes Auslassventil mit vorgeschaltetem Baraton-Druckmesser in die Umwelt. Der eingestellte Druck wird von der Steuerungseinheiten MKS Type 670 am Baraton geprüft und von einem MKS Type 250 Regler über das Auslassventil auf den Sollwert stabilisiert.

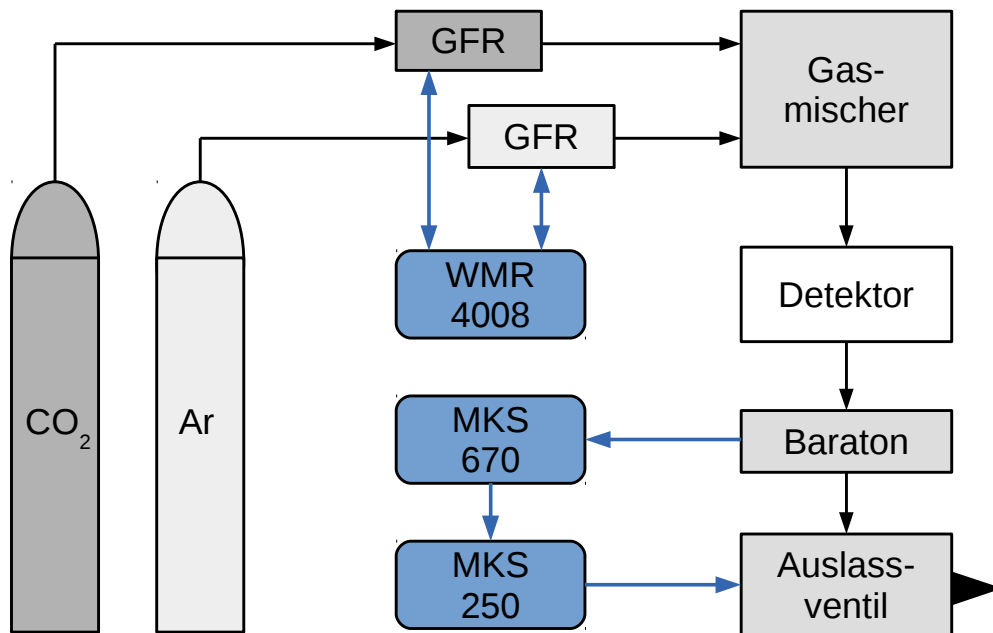


Abbildung 3.3: Schema der Steuerung der Gasversorgung.

3.3 Klimaschrank

Die Gasverstärkung des Detektors hängt unmittelbar von der Teilchendichte des Betriebsgases ab, Gl. (2.11) [Lip12]. Daher ist es notwendig den Detektor nicht nur bei immer gleichen Druckverhältnissen, sondern auch bei gleichen Temperaturbedingungen zu betreiben um reproduzierbare Messergebnisse erzielen zu können. Schwächer wirkt die relative Luftfeuchtigkeit auf die kapazitiven Netzwerke zwischen den Streifen, die aus dem Detektor geführt sind, und der Ausleseelektronik ein. Daher wurden für die Untersuchungen Detektor und ladungssensitiver Vorverstärker in einem Klimaschrank Type ICH 256 des Herstellers Memmert untergebracht, Abb. 3.4. Dieser wurde eine Stunde vor jeder Messung eingeschaltet und auf 20,0° C und 35 % relative Luftfeuchtigkeit eingestellt.



Abbildung 3.4: Messstand im Klimaschrank.

Für eine homogene Verteilung der eingestellten Parameter sorgt ein Ventilator im Innenraum des Klimaschranks. Alle Gasleitungen, Signal- und Hochspannungskabel werden durch eine kleine abgedichtete Öffnung an der Rückseite herausgeführt. Die Gasleitungen sind so, dass das langsam fließende Gas ausreichend Zeit hat, die eingestellte Temperatur anzunehmen.

3.4 Spannungsversorgung

Die Hochspannungsversorgung wurde durch ein Isec SHQ 224M [IS12] High Precision Netzteil gewährleistet. Dieses bietet zwei getrennte Kanäle für Kathoden- und Gitterspannung. Die resistive Streifenanoden werden jeweils über die eingebetteten Abschlusswiderstände von $200\text{ M}\Omega$ geerdet. Wie in Abb. 3.5 ersichtlich wird, muss der Detektor bei dieser Anschlussvariante stets mit negativer Hochspannung betrieben werden. Die Kondensatoren mit je 1 nF bilden mit jeweiligen vorgeschal-

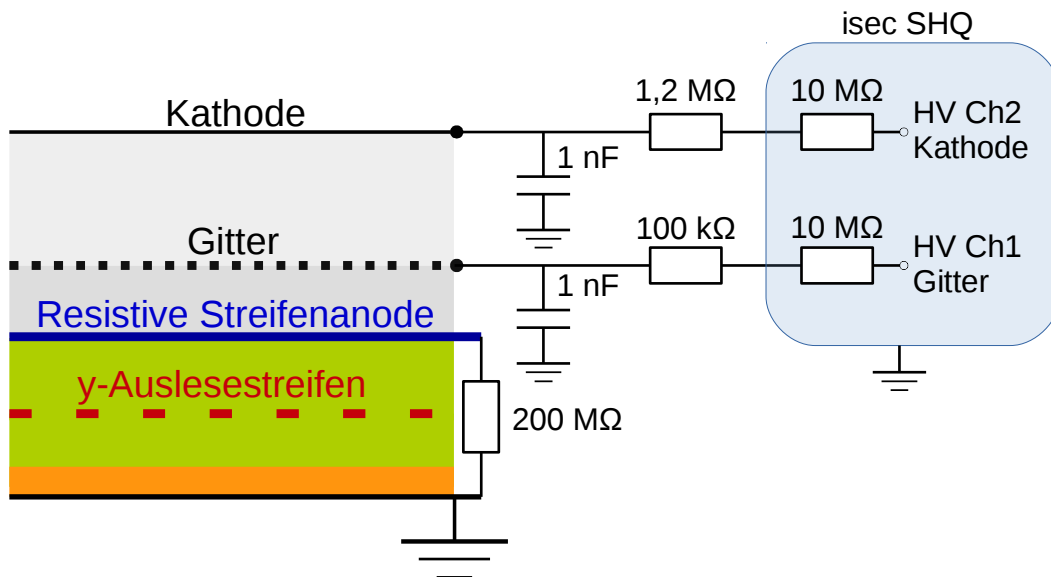


Abbildung 3.5: Hochspannungsversorgung.

teten Widerständen und mit den Innenwiderständen von typischerweise 10 M Ω des Netzteils einen Tiefpass, um aufgefangene hochfrequente Störungen und die Restwelligkeit des Gleichspannungsnetzteils zu unterdrücken. Außerdem dienen die Kondensatoren noch als Ladungspuffer um nach auftretenden Entladungen und Signalen, beim Wiederaufladen die Last am Netzteil zu senken.

Bei den Aufladestudien wurde Spannung und Spannungsrampe über die RS232 Schnittstelle des Netzteils konfiguriert um Spannungsänderungen zu automatisieren. Hierzu wurde ein C++ Programm *iseg* geschrieben, das die MARaBOU³ API TMrbSerialComm als Schnittstelle zum Senden und Empfangen von RS232 Befehlen in Form von ASCII-Zeichen verwendet um die Befehlsreferenz aus dem Datenblatt [IS12] des SHQ 224M Netzteils zu implementieren. Das Programm *iseg* liest Spannung und Spannungsrampe aus einer Konfigurationsdatei ein und schickt entsprechende formatierte Befehle an das Netzteil weiter. Es lassen sich aber auch aktuelle Strom- und Spannungswerte durch Übergabe von Kommandozeilenparametern mit dem Programm abfragen.

3.5 Signalauslese

3.5.1 Aufnahme und Verarbeitung des Signals

Die Beschreibung des Signal- und Triggerpfades ist in Abb. 3.6 anschaulich dargestellt. Signale auf den resistiven Streifen werden kapazitiv über die y-Kupferauslesestreifen ausgekoppelt. Alle 358 y-Kupferstreifen sind einseitig auf der Leiterplattenoberfläche aus dem gasdichten Detektor geführt und wurden überbrückt mit nur einem ladungssensitiven Vorverstärker (Nachbau von [Can07]) bei einer Verstärkung von 1 pC/V ausgelesen. Das Vorverstärkersignal wurde auf ein linear FAN in/out Modul [CAE06b] gegeben und dort in drei Pfade verzweigt.

Signalpfad

Ein Signalzweig wurde auf ein Oszilloskop gegeben, um die gerade eingehenden Signale visuell prüfen zu können. Außerdem lassen sich mit dem digitalen Oszilloskop Mittelungen über bis zu 512 Signal erstellen und abspeichern.

Ein weiterer Signalzweig wurde auf einen Spectroscopy Amplifier [OAMTb] gegeben. Dieser formt das Signal und erhält dabei die Proportionalität der Signalhöhen zueinander. Der darauffolgende Linear Gate Stretcher [OAMTa] wird getriggert und stellt eine Gate der Signalthöhe zur Verfügung und hält es etwas über die von der Sample & Hold Einheit der Analog-Digital-Wandler ME-4610 PCI Steckkarte geforderten Mindestdauer von 2 μ s. Anschließend wird das so gestreckte Signal über ein Übergabemodule zur Digitalisierung an die ADC PCI-Steckkarte weitergeleitet.

Triggerpfad

Getriggert wurde auf das Signal selbst. Dazu wurde der dritte Signalzweig vom FAN in/out Modul zunächst auf ein Timing Filter Amplifier [OAMTc] gegeben. Dieser erfüllt zwei Aufgaben. Erstens wird das Signal über zwei zeitlich einstellbare Differenzier- und Integrierglieder, die als Hoch- und Tiefpass wirken, von unerwünschten Störungen befreit. Danach wird das bereinigte Signal verstärkt. Die darauffolgende Diskriminatorstufe [CAE06c] liefert ein Logikrechtecksignal, wenn der definierte Schwellwert unterschritten wurde. Dieses wurde als Triggersignal verwendet. Es wurde von einem Logic FAN in/out Modul [CAE10] verdreifacht um damit die Vorverstärkersignale am Oszilloskop zu triggern, ein Zählermodul [CAE06a] anzusteuern, das benutzt wurde um die aktuelle Ereignisrate zu prüfen, und um dieses an einen Dual Gate Generator [TL95] zu übergeben. Dieser leitet das Triggersignal erstens an das Übergabemodul und an ein Gate & Delay Generator Modul [Z72] weiter, welches den Trigger so verzögert, dass dieser zeitgleich mit der maximalen Signalthöhe am Linear

³basiert der auf C++ Bibliothek ROOT, siehe <http://root.cern.ch>

Gate Stretcher Modul eintrifft.

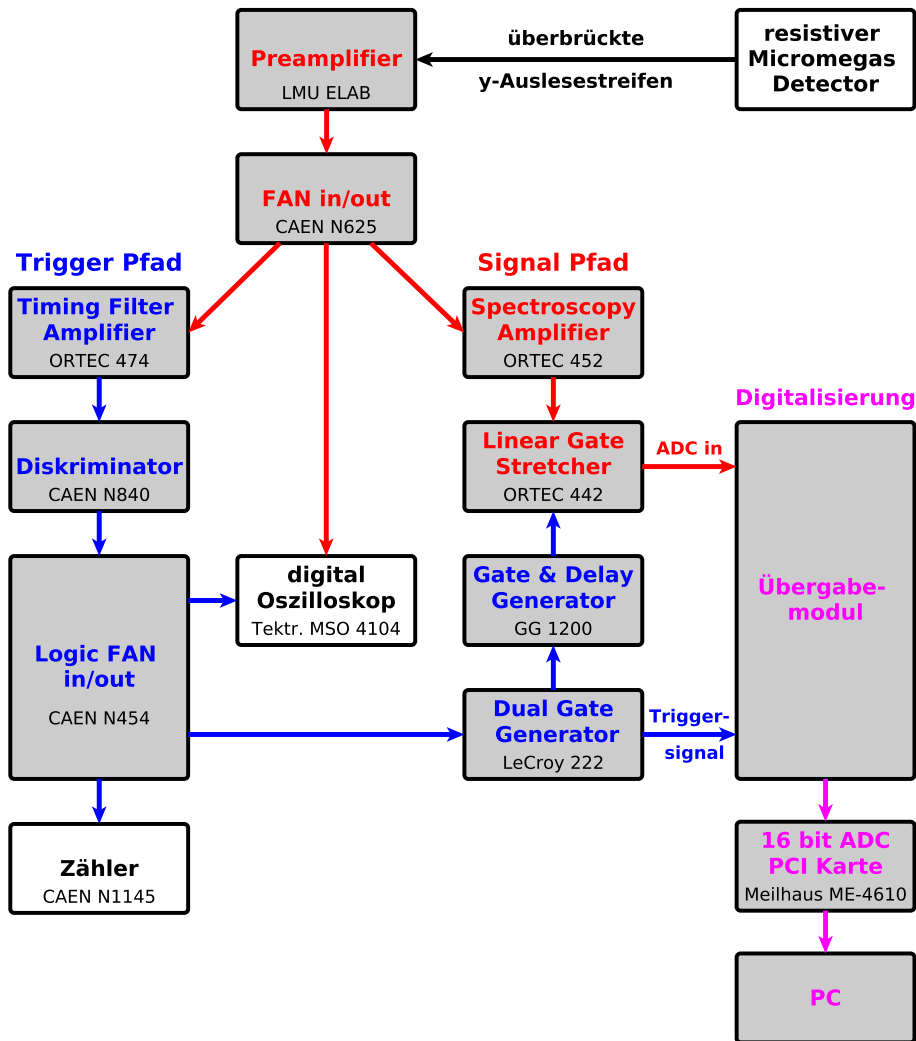


Abbildung 3.6: Signal- und Triggerpfad von der Auslese bis zur Digitalisierung und Speicherung.

3.5.2 Datenerfassung

Die Auslesedigitalisierung übernahm eine 16 bit ADC PCI-Karte vom Type ME-4610 [ME11] der Firma Meilhaus. Unter Verwendung des zugehörigen c-API-Treibers wurde ein Programm *readout* geschrieben über das sich die Karte konfigurieren und ihr Ringbuffer auslesen lässt. Die maximale Samplerate der Karte beträgt 500 kHz über alle verfügbaren 16 Kanäle. Da nur ein Kanal benötigt wurde, resultiert daraus die $2 \mu\text{s}$ Mindestdauer des Eingangssignals und eine theoretische maximale Eventrate von 500 kHz. Gemessen wurde nur mit Raten in der Größenordnung von 1 kHz, so dass die Koinzidenzwahrscheinlichkeit in der $2 \mu\text{s}$ Totzeit der ADC-Einheit sehr gering ist.

Der Eingangsspannungsbereich wurde auf -10 V bis $+10 \text{ V}$ konfiguriert und besitzt so eine Gesamtgenauigkeit von typischerweise $\pm 4 \text{ LSB}$ [ME11]. Da die eingehenden Signale stets positiv waren, bleiben 11 bit (2048 Werte) für die minimale Auflösung der Signalhöhen auf ungefähr $\Delta V \approx 5 \text{ mV}$. Die 16-bit Werte der digitalisierten Signalhöhen werden so schnell wie möglich dem Ringbuffer entnommen, in Spannungen umgerechnet und postum mit einem Zeitstempel in Mikrosekundengenauigkeit relativ zum Programmstart versehen. Nach Hinzufügen einer eindeutigen ID, werden alle Werte in

einer gemeinsamen Ereignis-Datenstruktur abgelegt (Code 3.1). Diese ist mit der ROOT-Bibliothek⁴ kompatibel und lässt sich in ROOT-Files abspeichern lässt.

```

7 typedef struct {
8     int    pid;           // eindeutige Event Nummer
9     double timeStamp;    // Auslesezeitpunkt des Events
10    double d_Value;      // Signalthöhe in Volt
11    short  rawValue;     // 16-bit Rohwerte des ADCs
12 } EventData;

```

Code 3.1: Auszug der EventData.h Header-Datei

Zu jeder Messung wurden Metadaten gespeichert (siehe Code 3.2). So lässt sich bei Programmstart von *readout* über Kommandozeilen Parameter die Koordinate des Messpunktes angeben. Dies war notwendig, um die bis zu 135 Messungen einer Messreihe in der Alterungsstudie automatisiert auswerten zu können.

```

9 class RunInfo : public TObject {
10
11 public:
12     RunInfo();
13
14 public:
15     int  events;           // Anzahl der gemessene Events
16     int  runID;           // id der Messung
17     char startTime[26];   // formatierte POSIX Zeit des Messbeginns
18     char title[200];     // Title der Messserie
19     char author[50];     // Experimentatorname
20     double duration;     // Laufzeit der Messung [sec]
21     int  x;              // x-Koordinate der Messposition
22     int  y;              // y-Koordinate der Messposition
23
24     ClassDef(RunInfo,1) // Bindet die Klasse in die
25                       // ROOT-Datenstruktur ein
26 };

```

Code 3.2: Auszug der RunInfo.h Header-Datei

Der gesamte Quellcode der erstellten Programme *readout* und *iseg* sind in den Verzeichnissen `\Programme\BetaTowerRO\` und `\Programme\isegControl\` des beiliegenden Datenträgers abgelegt.

⁴Data Analysis Framework, CERN, <http://root.cern.ch>

Kapitel 4

Signalentstehung unter Verwendung einer ^{55}Fe -Quelle

Der in dieser Arbeit untersuchte Detektor wurde mit γ -Photonen einer ^{55}Fe -Quelle vermessen. An dieser Stelle wird daher erörtert, wie das typische ^{55}Fe Pulshöhenspektrums einer Messung entsteht.

4.1 Zerfall von ^{55}Fe

^{55}Fe zerfällt durch Einfang eines Elektrons aus der Atomschale zu ^{55}Mn . Dieser Elektroneneinfang wird auch K-Einfang genannt, da das Elektron am Häufigsten aus der K-Schale stammt.



Ein Proton des Kerns wandelt sich mit dem eingefangenden Elektron zu einem Neutron um, wobei noch eine Elektronenneutrino entsteht, da die Leptonenzahl erhalten bleiben muss.



Das verbleibende $^{55}\text{Mn}^*$ befindet sich nun in einem angeregten Zustand. Es fehlt ein Elektron auf der K-Schale und auf der äußeren Schale ist eines zuviel. Um in den Grundzustand zu gelangen gibt es unterschiedliche Übergangskanäle. Der häufigste Übergang beruht auf dem KLM-Auger-Effekt (siehe Abb. 4.2 und 4.1). Bei dem Effekt wird das Loch in der K-Schale durch ein L-Schalen-Elektron gefüllt, welches die gewonnene Energie strahlungslos auf ein Elektron der M-Schale überträgt. Dieses verlässt dann die Elektronenschale mit der kinetischen Energie E_{kin} . Der Effekt überwiegt bei Atomen mit geringer Massenzahl, für ^{55}Mn liegt er bei 60 % im Vergleich zu Strahlungsübergängen. Eine ^{55}Fe -Quelle ist somit überwiegend ein Beta-Strahler. Allerdings besitzen die abgestrahlten Auger-Elektronen mit ihrer kinetischen Energie von $E_{kin} = 5190 \text{ eV}$ nur eine sehr kurze Reichweite¹. Die Quelle ist so entworfen, dass die Elektronen diese überhaupt nicht verlassen können.

¹ungefähr 1 mm in Luft unter Normalbedingungen

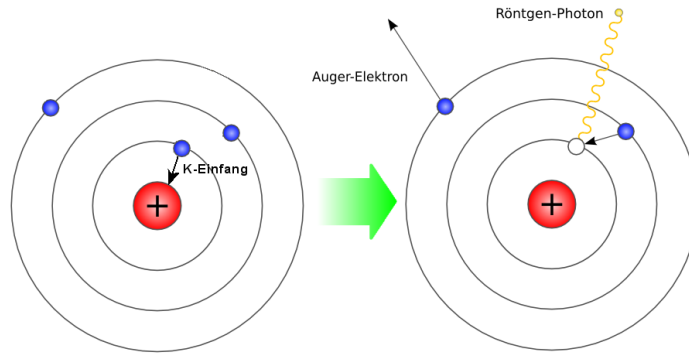


Abbildung 4.1: K-Einfang und die beiden möglichen Folgeprozesse, emittieren eines Auger-Elektrons oder eines Röntgen-Photons [Jou06].

In Konkurrenz dazu stehen Elektronenübergänge unter Aussenden von Photonen der charakteristischen Röntgenstrahlung von ^{55}Mn . Die häufigsten Übergänge (Tab. 4.1) sind $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$, dessen Energieunterschied so gering ist, dass dieser von Mircomegas Detektoren nicht aufgelöst werden kann. Somit ergibt sich für die K_{α} -Photonen eine Gesamtwahrscheinlichkeit von 24,4 %, mit einer Energie von ungefähr $E_{K_{\alpha}} \approx 5,9$ keV. Für die einzelnen K_{β} Übergänge ist die Gesamtwahrscheinlichkeit 2,85 % bei einer Photonenergie von $E_{K_{\beta}} \approx 6,5$ keV. Die restlichen ungefähr ≈ 12 % stammen von niederenergetischen Auger-Elektronen oder unterdrückten inneratomaren Prozessen und Übergängen. So kann beispielsweise beim Zerfall von ^{55}Fe das eingefangene Elektron auch aus der L-Schale stammen. Photonen, der dann möglichen LM-Übergängen, haben eine Energie im Bereich von 0,6 keV bis 0,8 keV.

Schalenübergang	Energie [eV]	Wahrscheinlichkeit
KLM-Auger-Elektron	5190,0	60 %
$K_{\alpha 1}$	5898,8	16,2 %
$K_{\alpha 2}$	5887,7	8,2 %
K_{β}	6490,5	2,85 %
sonstige γ, e^{-}	600 bis 800	≈ 12 %

Tabelle 4.1: Übersicht: Energien der charakteristischen Röntgenphotonen und dessen Übergangswahrscheinlichkeit in ^{55}Mn , sowie der Auger-Elektronen (gemäß [Hus03] und [JH04]).

4.2 Energiedeposition im Detektor

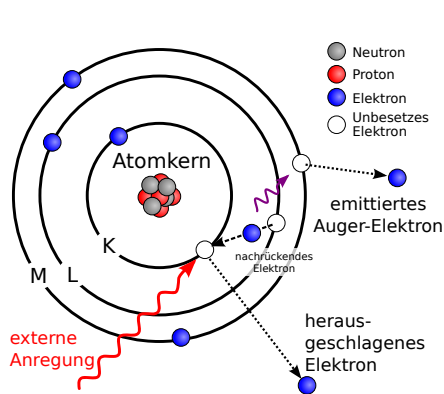
Die Energiedeposition, der im vorherigen Abschnitt genannten K_{α} und K_{β} Photonen, wird in Argongas hauptsächlich durch Photoionisation bestimmt.

Im Folgenden wird ein Prozessbeispiel für Photoionisation eines Argonatoms erläutert, bei dem als möglicher Folgeprozess Selbstionisation des Argonatoms stattfinden kann. Bei diesem ionisiert ein Photon zunächst ein Argonatom über Photoeffekt. Dabei wird ein erstes Elektron aus der K-Schale emittiert, mit der kinetischen Energie des $E_{K_{\alpha}/K_{\beta}}$ -Photonen aufzuzüglich der Bindungsenergie des K-Schalenelektrons.

$$E_{kin}(e_1^-) = E_{K_{\alpha}/K_{\beta}} - E_K^{Ar} \quad (4.3)$$

Diese Elektronen haben also eine kinetische Energie von $E_{kin}^{K_{\alpha}}(e_1^-) \approx 2,7$ keV und $E_{kin}^{K_{\beta}}(e_1^-) \approx 3,3$ keV. Das zurückbleibende angeregte Argon-Atom kann über die beiden Prozesse Strahlungsübergang und KLM-Auger-Prozess wieder in den Grundzustand gelangen.

Der Auger-Prozess ist dabei bevorzugt und tritt zu ungefähr 85 % ein. Das bei dieser Selbstionisation freigesetzte zweite Elektron besitzt eine kinetische Energie vom $E_{kin}(e_2^-) \approx 2,9 \text{ keV}$, wie sich aus der Tab. 4.2 ablesen lässt.



Schale	Orbital	Bindungsenergie [eV]
K	1s	3205,9
L _I	2s	326,3
L _{II}	2p _{1/2}	250,6
L _{III}	2p _{3/2}	248,4
M _I	3s	29,3
M _{II}	3p _{1/2}	15,9
M _{III}	3p _{3/2}	15,7

Abbildung 4.2: KLM-Auger-Prozess [YG96].

Tabelle 4.2: Elektronenbindungsenergien für Argon [MC78].

In den anderen 15 % der Fälle tritt Strahlungsübergang ein. Das dabei entstehende Photon besitzt auch eine Energie von ungefähr $E_{photon} \approx 2,9 \text{ keV}$. Da dieses Photon eine Energie knapp unterhalb der K-Kante des Argonatoms besitzt, ist dessen Wirkungsquerschnitt im Argongas gering. Es entkommt daher meist aus dem aktiven Detektorbereich ohne seine Energie deponiert zu haben und bleibt damit unbeobachtet. In diesem Fall kann man im ^{55}Fe -Spektrum eine Häufung von Signalen bei der entsprechenden Energie von 2,7 keV und 3,3 keV sehen, die sich überlagern, da die Energiedifferenz nicht aufgelöst werden kann. Signale dieser Energie bilden die $K_{\alpha/\beta}$ -Escape Linien.

In beiden Fällen entsteht jedoch noch ein weiteres Loch in der L-Schale, das durch eine Elektronen aus der M-Schale geschlossen wird, wobei ein Photon mit der Energie von ungefähr 0,3 keV abgestrahlt wird. Dessen Wirkungsquerschnitt ist groß und damit seine Reichweite gering. Über Photoeffekt deponiert es seine gesamte Energie durch Ionisation von Valenzelektronen der Gasatome. Die anderen zwei Häufungspunkte ergeben sich somit wieder bei der Gesamtenergie der beiden $K_{\alpha/\beta}$ -Photonen bei 5,9 keV und 6,5 keV, Abb. 4.3.

Tabelle 4.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte und die mittlere freie Weglänge der auftretenden Photonen des Gesamtprozesses. Die mittlere freie Weglänge berechnet sich über die Formel

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sigma_{tot} \rho}, \quad (4.4)$$

wobei σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt, der bei den auftretenden Energien hauptsächlich aus dem Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts resultiert, und ρ die Dichte des Gases.

Mit Hilfe der einfachen Formel

$$w(x) = \frac{N(x)}{N_0} = \exp(-\lambda \cdot x) \quad (4.5)$$

lassen sich das Verhältnis bestimmen, in dem die $K_{\alpha/\beta}$ -Photonen den aktiven Bereich des Detektors erreichen und wie groß die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Driftbereich ist. Daraus resultiert das quantitative Auftreten der einzelnen Pulse im Pulshöhenspektrum.

4.3 Entstehung des charakteristischen Pulshöhenspektrums

Die initialen Ionisationselektronen erzeugen im Detektorgas weitere Ionisationladungen. Die Anzahl, der im Driftfeld durch Energieverlust geladener Teilchen, erzeugten freien Elektronen, lässt sich be-

Strahlungs- übergang	Photonen- energie [keV]	σ_{tot} Ar:CO ₂ (93:7) [cm ² /g]	σ_{tot} Luft [cm ² /g]	$\bar{\lambda}$ Ar:CO ₂ (93:7) [cm]	$\bar{\lambda}$ Luft [cm]
K _{α} (Mn)	5,9	254,2	23,3	2,19	33,19
K _{β} (Mn)	6,5	198,5	17,74	2,81	43,60
sonstige (Mn)	<0,8	>5750	>6500	0,10	0,12
K _{α1/2} (Ar)	2,9	189,0	-	2,95	-
L _{η} /L _{β} ¹⁷ (Ar)	0,3	11598,5	-	0,05	-

Tabelle 4.3: γ -Photonen und deren mittlere freie Weglänge in Luft und Ar:CO₂ unter Normalbedingungen. Berechnung mit interpolierten Werten für den totalen Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Gases aus [ES88].

rechnen aus dem Energieverlust ΔE des einfallenden Teilchens des spezifischen Gases, geteilt durch die mittlere Energie, nötig zur Erzeugung eines Elektron-Ionen-Paares.

$$N_t = \frac{\Delta E}{W_I} \quad (4.6)$$

Bei den Untersuchungen wurde als Dektorgas eine Mischung aus 93 % Argon und 7 % Kohlendioxid verwendet. Argon besitzt eine mittlere Ionisationsenergie von $W_I^{\text{Ar}} = 26,3$ eV, Kohlendioxid von $W_I^{\text{CO}_2} = 34$ eV [JB12]. Die zuvor genannten Elektronen mit den Energien 2,7 keV, 2,9 keV und 3,3 keV haben nur eine kurze Reichweite von ungefähr 0,5 mm im Gas, deshalb kann man davon ausgehen, dass diese ihre gesamte Energie im 5 mm großen Driftbereich deponieren. Mit Hilfe der Gl. (4.6) kann man nun die Anzahl der erzeugten freien Elektronen bestimmen, Tab. 4.4.

zugeordnete Pulshöhe	Gesamtenergie Elektron/en [keV]	N_t in Ar	N_t in CO ₂	N_t in Ar:CO ₂ 93:7
K _{α}	5,9	224	174	219
K _{β}	6,5	247	191	241
K _{α} -escape	2,7	103	79	100
K _{β} -escape	3,3	125	97	122

Tabelle 4.4: Übersicht Anzahl der entstanden freien Ladungen in Argon, Kohlendioxid und der verwendeten Ar:CO₂ 93:7 Gasmischung, Werte gerundet.

Für die Gasmischung lässt sich die Anzahl der gesamten freien Elektronen durch simple Linearkombination der prozentualen Volumenanteile a_i des Gases mit dessen freien Elektronen N_i^t ermitteln [Sau77]:

$$N_t^{\text{misch}} = \sum_{i=1}^M a_i N_i^t \quad \text{wobei} \quad \sum_{i=1}^M a_i = 1, \quad (4.7)$$

gelten muss und M die Anzahl der Gaskomponenten ist.

Die Abb. 4.3 zeigt ein resultierendes Pulshöhenspektrum der Photonen einer ^{55}Fe -Quelle. Die Energielinien sind aufgrund der statistischen Schwankungen aller beteiligten Prozesse nicht diskret. Außerdem ist die Energieauflösung von Bulk-Micromegas mit etwa 20 % nicht ausreichend gut, um die Linien zu trennen. [Bor10]. Daher sind die ohnehin selten K _{β} / β_{esc} -Pulse von den K _{α} / α_{esc} -Pulsen überlagert. Nichtsdestotrotz lässt sich erkennen, dass die Gaußverteilung um die K _{α} -Linie asymmetrisch ist, da die K _{β} -Pulsverteilung diese nach oben hin aufweitet. Im unteren Energiebereich

lässt sich eine Häufung um 0,8 keV erkennen. Es ist anzunehmen, dass diese Pulse weniger von der niederenergetischen Photon des Mn stammen, da dessen Reichweite stark beschränkt ist, mehr jedoch durch Röntgenfluoreszenz der durch die $K_{\alpha/\beta}$ -Photonen angeregten metallisiert Kaptonfolie, die den Detektor gasdicht von der Quelle trennt oder kosmische Myonen.

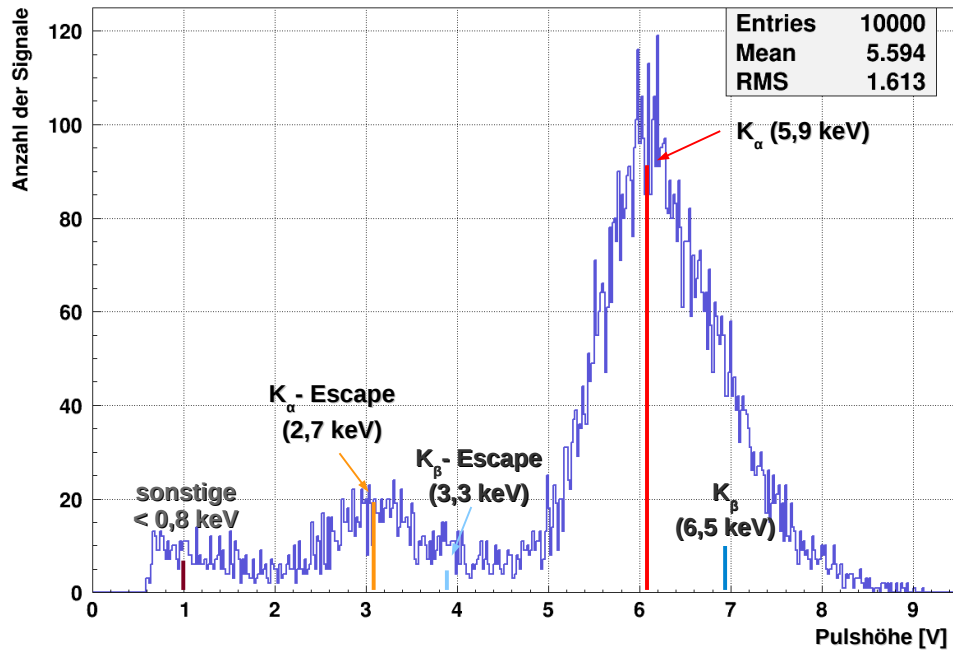


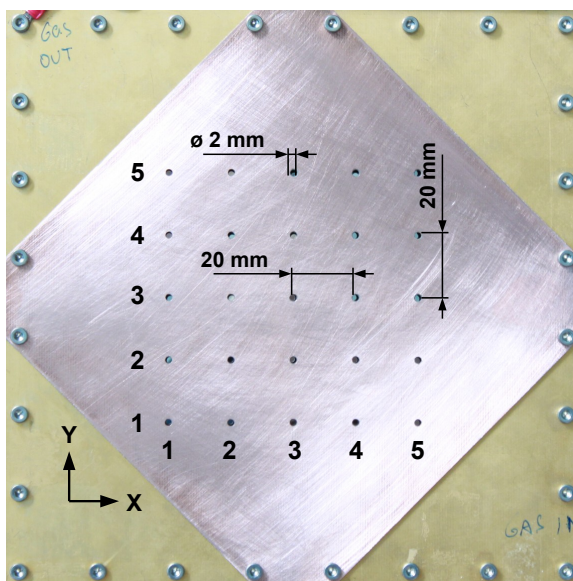
Abbildung 4.3: charakteristisches ^{55}Fe -Pulshöhenspektrum. Die ausgeprägte Asymmetrie der K_{α} -Pulshöhenverteilung kann auch durch Aufladeffekte verursacht worden sein.

Kapitel 5

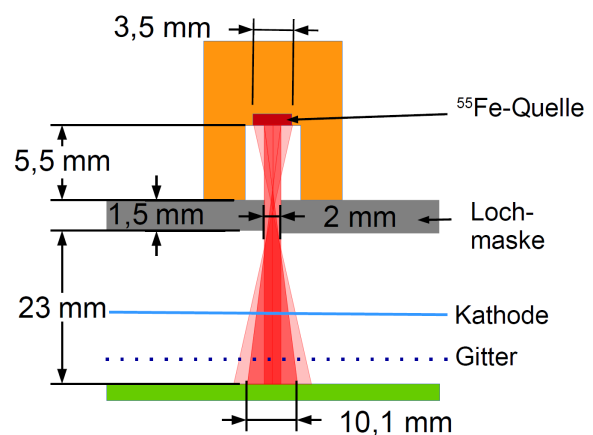
Homogenitätsvermessung

Bevor die Untersuchungen der Alterung und des Aufladeeffekts erfolgten, wurde der Detektor an 25 Messpositionen mit Hilfe eines äquidistanten Positionsraster mit 20 mm Lochabstand mit einer ^{55}Fe -Quelle vermessen um sicherzustellen, dass dieser einwandfrei funktioniert.

5.1 Versuchsdurchführung



(a) Schablone zur Positionierung der ^{55}Fe -Quelle mit 25 Messpositionen, die als Koordinaten in x-y Form angegeben werden.

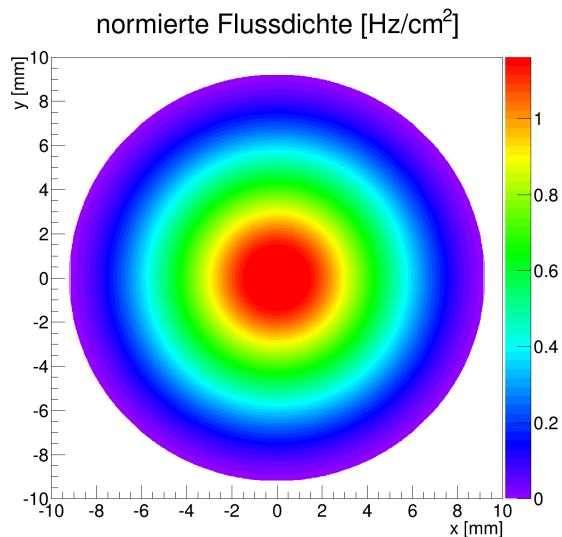


(b) Strahlgeometrie der ^{55}Fe -Quelle.

Abbildung 5.1: Vermessungssetup zur Homogenitätsbestimmung und zur Vermessung nach Alterungsbestrahlung.

Für die Vermessung wurde eine 1,5 mm starke, verkupferte Leiterplatte von oben mit dem Detektordeckel verschraubt. In die Platte sind 25 Bohrungen mit 2 mm Durchmesser im äquidistanten Abstand von 20 mm vorgenommen worden. Über diese Bohrungen wurde die Quellhalterung mit der zur Öffnung hin 5,5 mm eingelassenen ^{55}Fe -Quelle plaziert. Das zentral gelegene Bohrloch liegt exakt über dem Mittelpunkt der aktiven Fläche des Detektors. Die gesamte Anordnung ist in

Abb. 5.1 schematisch dargestellt. Die Geometrie aus Lochplatte und Quellhalterung dient dabei als Kollimator für die Röntgenphotonen. In diesem Fall ergibt sich auf den Streifen einen Strahlfleck mit 10,1 mm Durchmesser in dem circa 68 % der Photonen auftreffen würden. Da die Driftbereichdicke klein gegenüber dem Abstand der Kathode zur Quelloberfläche ist, entspricht dies in etwa auch dem Bereich in dem Ladungen auf die Streifen treffen.



Über die Strahlgeometrie lässt sich die Häufigkeitsverteilung der auftreffenden Photonen berechnen. Der Algorithmus dazu wird in Kap. 6.4 näher erklärt. Die daraus resultierende normierte Flussdichte des Strahlflecks wird in Abb. 5.2 gezeigt. Durch Multiplikation mit der Ereignisrate der Messung erhält man daraus die tatsächliche Flussdichte. Es wird auch gezeigt, dass sich die Strahlflecken der einzelnen Positionen in dieser Messung nicht überlappen.

Abbildung 5.2: berechnete normierte Flussdichte, siehe Kap. 6.4.

Für eine Messreihe an den 25 Positionen wurde der Detektor mit einer Verstärkungsspannung von $U_{amp} = -540$ Volt und einer Kathodenspannung von $U_{Kathode} = -900$ Volt betrieben. Der Druck des Gassystems betrug $975,9 \pm 3,0$ mbar.

Gemessen wurden je Position 20000 Signale bei einer Rate von ungefähr 180 Hz bis 280 Hz. Um die Rate entsprechend einstellen zu können, wurde die Quelle mit 3 Lagen $18 \mu\text{m}$ dicker Aluminiumfolie abgeschwächt. Diese Rate entspricht einer maximalen Flussdichte im zentralen Strahlfleck von ungefähr $220 \text{ Hz}/\text{cm}^2$ bis $340 \text{ Hz}/\text{cm}^2$.

Eine zweite Messreihe wurde zwei Tage nach der ersten durchgeführt um aus den Abweichungen beider aufgenommenen Pulshöhenspektrum einer Messposition einen Fehler abschätzen zu können.

5.2 Ergebnisse

Die Lage der mittleren K_α -Pulshöhe eines Pulshöhenspektrums wird im folgenden als K_α -Linie und die Pulshöhen an dieser Linie als K_α -Pulshöhe bezeichnet. Nach dieser Definition ist die Bedeutung der Bezeichnungen K_α -Linie und K_α -Pulshöhe als äquivalent zu betrachten, jedoch wird der Begriff K_α -Linie statt K_α -Pulshöhe verwendet, wenn der Begriff K_α -Pulshöhe im Kontext zu Missverständnissen führen kann.

Die K_α -Pulshöhe skaliert über die Gasverstärkung linear mit allen weiteren aufgenommenen ^{55}Fe -Signalhöhen eines Pulshöhenspektrums einer Messposition (Gl. (2.6), (2.7), (2.11), (4.6) und (4.7)) und wird daher als Maß für die Abhängigkeit der Pulshöhe der ausgelesenen Signale von der Messposition verwendet, um im direkten Vergleich der K_α -Pulshöhen aller Messposition die Homogenität des Detektors bestimmen zu können. Die K_α -Linie wurde durch die Anpassung einer Gaußfunktion an die K_α -Pulshöheverteilung ermittelt und der Mittelwert, der aus beiden Messreihen bestimmten K_α -Pulshöhen, in eine Karte an entsprechende Messpositionen eingetragen. Der Fehler ergibt sich dabei als Abweichung des Mittelwertes der beiden K_α -Pulshöhen. Eine Übersicht aller gemessenen Pulshöhenspektren der beiden Messreihen sind im Anhang A.3 zu finden.

Bei der Homogenitätsmessung das Auslassventil wurde des Gassystems nicht richtig geschlossen. Der leichte Überdruck von $975,9 \pm 3,0$ mbar im System ergab sich aus dem Rückstau gegenüber dem Aussendruck von 964,0 mbar. Der Fehler wurde erst nach der Alterung des Detektor erkannt, so dass die ermittelten K_α -Pulshöhen bei der Homogenitätsmessung dem Systemdruck von 995,2 mbar bei der Validierung nach Alterung umgerechnet wurden um trotzdem vergleichbare Werte zu erhalten.

Die Signalhöhen sind dabei proportional zur Gasverstärkung $P \propto G$. Mit den Gleichungen (2.6) und (2.14) zur Gasverstärkung und den von [Lip12] experimentell ermittelten Werten $A = (111,2 \pm 0,6) \text{ K}/(\text{bar } \mu\text{m})$ und $B = (2196 \pm 7) \text{ KV}/(\text{bar } \mu\text{m})$ für die Gaskoeffizienten gleicher Gas-mischung bei einem Micromegas Dektor mit gleich großem Drift- und Verstärkungsbereich ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von

$$f = \frac{P_{\text{mess}}(975,9 \pm 3,0 \text{ mbar})}{P(995,2 \text{ mbar})} = 0,886 \pm 9,7 \%. \quad (5.1)$$

Unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors ergibt sich die K_α -Pulshöhenübersicht in Abb. 5.3. Der Fehler des Korrekturfaktors wird an dieser Stelle noch nicht berücksichtigt, da dieser recht groß ausfällt und somit die Abweichung der K_α -Pulshöhen aus beiden Messreihen unverhältnismäßig überdecken würde. Ungeachtet dessen wurde die Messreihen schließlich unter den gleichen Gas-druckbedingungen aufgenommen.

Der Mittelwert über alle Messpositionen beträgt dabei 1,547 Volt. Der kleinste Wert von 1,02 Volt wurde an der Position 4-3, der größte Wert mit 1,969 Volt an der Position 2-2 gemessen. Damit entspricht die Abweichung dieser beiden Extrema ungefähr 34,4 % vom Mittelwert. Da diese beiden Messpunkte nicht direkt nebeneinanderliegen, kann der Detektor global als homogen betrachtet werden. Abweichungen dieser Größenordnung der erhaltenen Signalhöhen können teilweise mit Gitterabstandsvariation im Verstärkungsbereich erklärt werden. So vergrößert sich die Gasverstärkung nach Gl. (2.6) und (2.14) um ungefähr 32 %, wenn der Gitterabstand um $6 \mu\text{m}$ verringert und um ungefähr 34 % wenn der Gitterabstand um $8,5 \mu\text{m}$ vergrößert wird.

Global gesehen mag eine Variation von $14,5 \mu\text{m}$ viel erscheinen, jedoch liegen die Stützpfeiler des Gitters beim untersuchten Detektor doppelt soweit auseinander im Vergleich zu gegenwärtigen Baureihen. Außerdem kann, bedingt durch den Herstellungsprozess, die Resistivität der Streifen um $\pm 30\%$ schwanken. Jene bestehen aus einer dünnen Schicht Graphit-Exoxidharzes, dessen Dicke letztendlich deren Widerstandsbelag bestimmt, wenn alle anderen Parameter konstant bleiben.

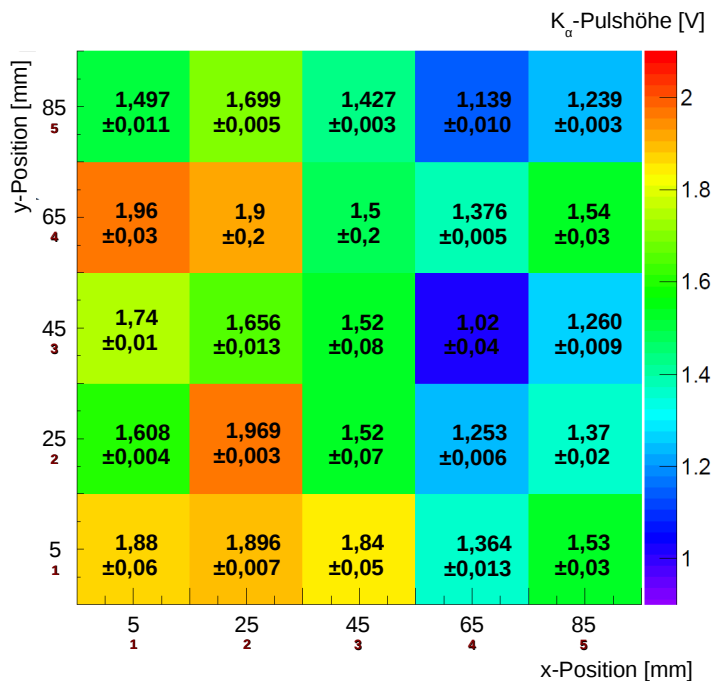
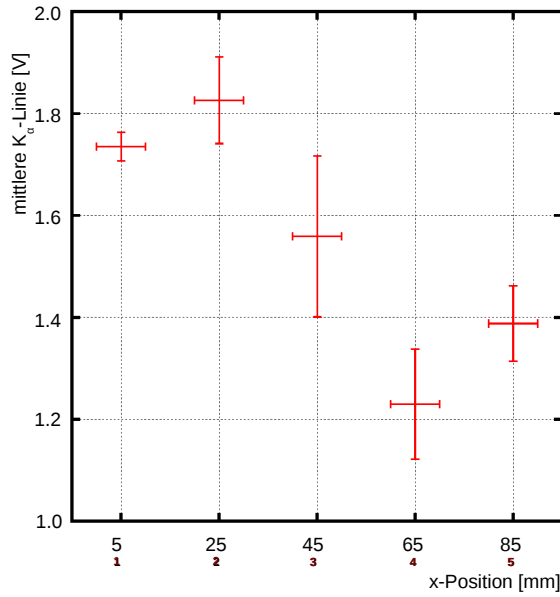


Abbildung 5.3: Karte der ermittelten K_α-Pulshöhen in Volt der entsprechende Messkoordinate (rote Zahlen) und in absoluter Position auf der Detektorfläche mit Gasdruckkorrektur von 975,9 mbar auf 995,2 mbar ohne dessen Fehler von 9,7 %, aber mit den Abweichungen der beiden Messreihen, in absoluter Lage zur aktiven Detektoroberfläche. Die auffälligen großen Fehler an den Positionen 2-4 und 3-4 sind Aufladeeffekten geschuldet, siehe Kap. 7

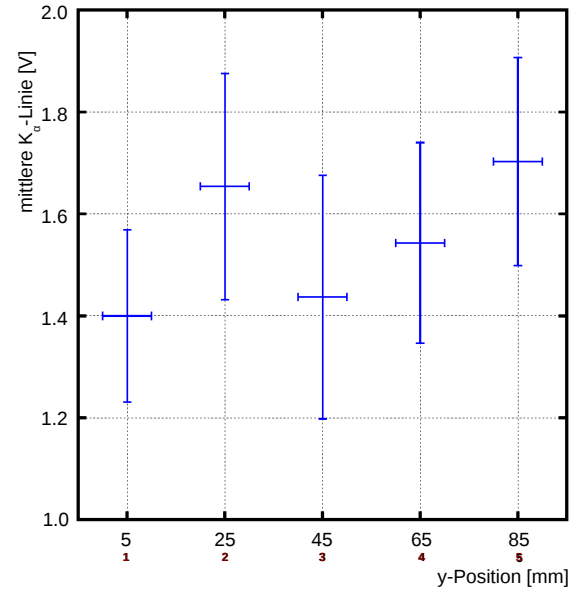
Ein Blick auf die K_α-Pulshöhenkarte lässt die Hypothese zu, dass die Variation der Pulshöhen auch mit der Lage und dem Verlauf der Streifen zusammenhängen könnte.

Entlang der y-Auslese-Streifen, die parallel zur x-Achse verlaufen, scheint die Signalhöhe mit zunehmender Entfernung von der Auslese abzunehmen. Entlang der resistiven Streifen, die parallel zur y-Achse verlaufen, nimmt die Signalhöhe scheinbar zu.

Schaut man sich allerdings die Projektionen der Werte durch Mittelwertbildung (Abb. 5.4) auf die jeweiligen Achsen an, lässt die gezeigte Statistik diesen Schluss nicht eindeutig zu. Der Aspekt wird im Kap. 6.5.1 noch einmal aufgegriffen.



(a) Mittlere K_α -Linie über die y -Auslesestreifen als Projektion auf die x -Messpositionen.



(b) Mittlere K_α -Linie über resistiven Streifen als Projektion auf die y -Messpositionen.

Abbildung 5.4: Projektionen K_α -Linien durch Mittelwertbildung auf die Messpositionsachsen, siehe Verlauf der Streifen Abb. 3.1.

Kapitel 6

Alterungsstudie

6.1 Teststrahl

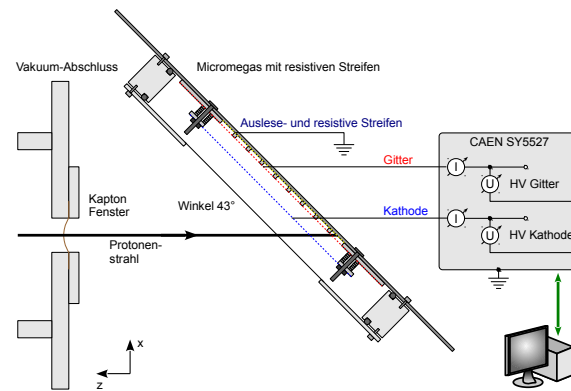
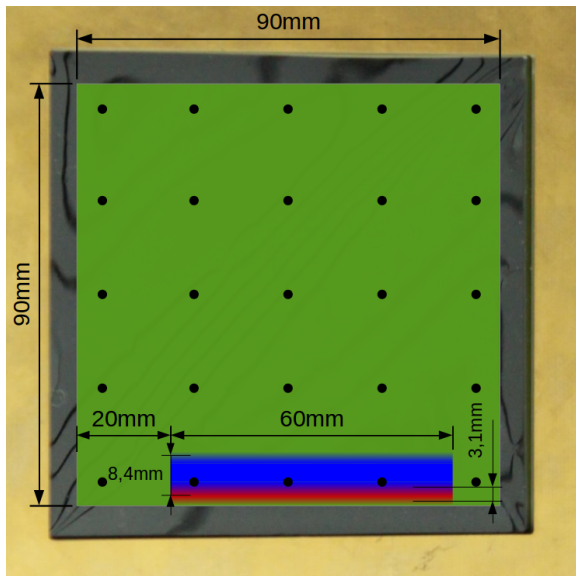
Die Alterung des untersuchten resistiven Detektors wurde am Tandem-Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) in Garching bei München durchgeführt. Dieser Tandembeschleuniger besitzt eine nominale Terminalspeisung von 15 MV, welche im Gegensatz zu gewöhnlichen Linearbeschleunigern zweimal zur Beschleunigung eines geladenen Teilchen eingesetzt wird.

In der Mitte der Beschleunigungsstrecke befindet sich die unter Hochspannung stehende Anode. Die beiden räumlich getrennten Kathoden befinden sich jeweils am Anfang und Ende der Beschleunigungsstrecke und liegen auf Masse. Werden von den negativ geladenen Ionen an der Anode in der Beschleunigungsstrecke ein Teil oder alle der Elektronen an einer Kohlenstoffmembran abgestreift, so werden die positiv umgeladenen Ionen weiter beschleunigt.

Für die Alterungsstudie wurde der untere Teil der aktiven Detektorfläche mit 20 MeV Protonen über einen Zeitraum von elf Stunden mit bei einer Rate von 6 MHz bestrahlt. Der Protonenstrahl traf dabei unter einem Winkel von 43° zur Detektoroberfläche auf die aktive Fläche. Der Strahl wurde auf eine Breite von 60 mm gewobbelt und hatte eine Höhe von 3,1 mm auf der aktiven Fläche, Abb. 6.1.

Betrieben wurde der Detektor bei einer Kathodenspannung von $U_{Kathode} = -740$ Volt und einer Verstärkungsspannung von $U_{amp} = -540$ Volt mit einer Ar:CO₂-Gasmischung im Volumenverhältnis 93:7 bei einem kontinuierlichem Gasfluss von 2,0 l/h.

Signale wurden während der Bestrahlung nicht ausgelesen. Jedoch impliziert der protokollierte Gitterstrom Gasverstärkung über einen Bereich $8,4 \times 60$ mm² oberhalb der direkt bestrahlten Stelle stattgefunden hat und dort insgesamt eine Ladung von 0,23 C/cm² akkumuliert wurde. Dabei sank die gemittelte Gasverstärkung über alle, durch die Protonen im Diffusionsbereich erzeugten, Ionisationsladung auf einen Wert von ungefähr $G \approx 65$ ab.



(a) Auf der roten Fläche wurden Protonen direkt appliziert, die blaue Fläche zeigt den Bereich, in dem Elektronen durch Gasverstärkung der Ionisationsladungen als Folge der einfallenden Protonen akkumuliert wurden in absoluter Lage der grün hervorgehobenden aktiven Detektorfläche. Schwarze Kreise kennzeichnen die Einstrahlpositionen der ^{55}Fe -Quelle.

(b) Schematische Darstellung der Detektorposition zum Protonenstrahl während der Bestrahlung, Auslestestreifen direkt, resistive Streifen über 200 M Ω Erdungswiderstand mit Masse verbunden (nach [Bor14]).

Abbildung 6.1: zur bestrahlten Fläche und zum Strahlverlauf bei der durchgeführten Alterungsstudie am resistiven Micromegas Detektor.

6.2 Erste Validierung der Bestrahlung

Nach der Bestrahlung wurde der Detektor erneut zweimal mit einer ^{55}Fe -Quelle vermessen. Dies geschah unter den gleichen Bedingungen wie bei der Homogenitätsvermessung im Kap. 5, diesmal mit einem korrekt geregelten Gasdruck von $995,2 \pm 0,5$ mbar. Der Fehler der Gasdruckkorrektur wird an dieser Stelle in den Messergebnissen aus Kap. 5 berücksichtigt um vergleichbare Werte zu erhalten.

Bei einer direkten Gegenüberstellung der beiden K_{α} -Linienkarten der Homogenitätsvermessungen vor und nach der Alterungsbestrahlung (Abb. 6.2) zeigen sich keine besonderen Auffälligkeiten an den Messpositionen¹ von 2-1 bis 4-1 im bestrahlten Bereich. An den meisten Messpositionen stimmen die Werte der K_{α} -Linien im Rahmen des Fehlers überein.

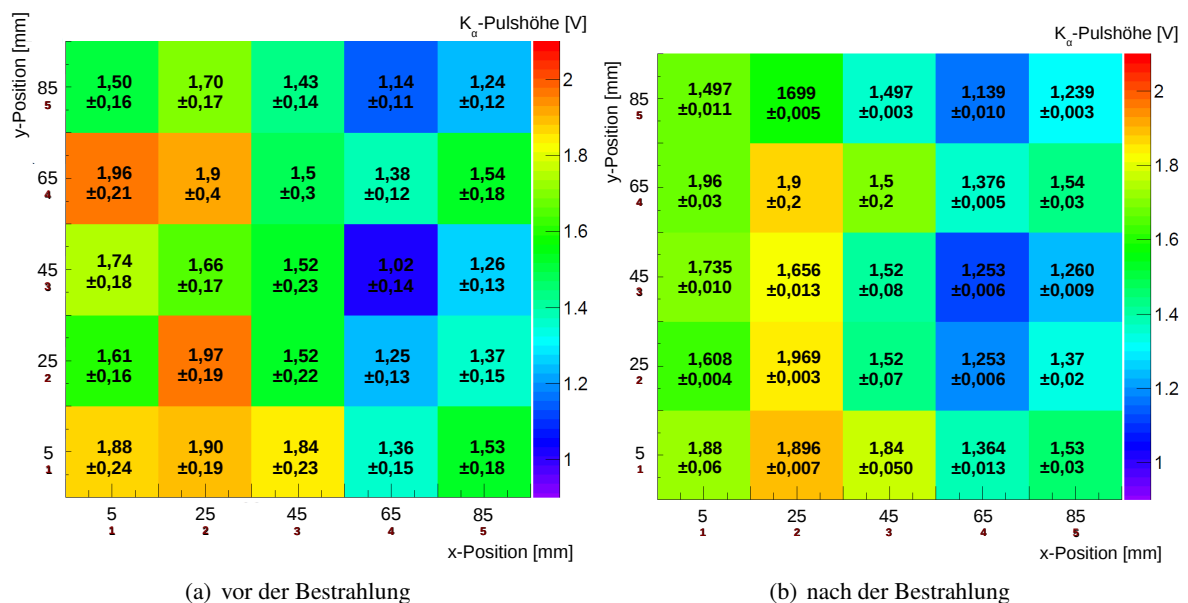


Abbildung 6.2: Gegenüberstellung der K_{α} -Linienkarten im Vergleich. Fehler der Gasdruckkorrektur von 9,7 % bei den Messwerten in (a) wird hier berücksichtigt.

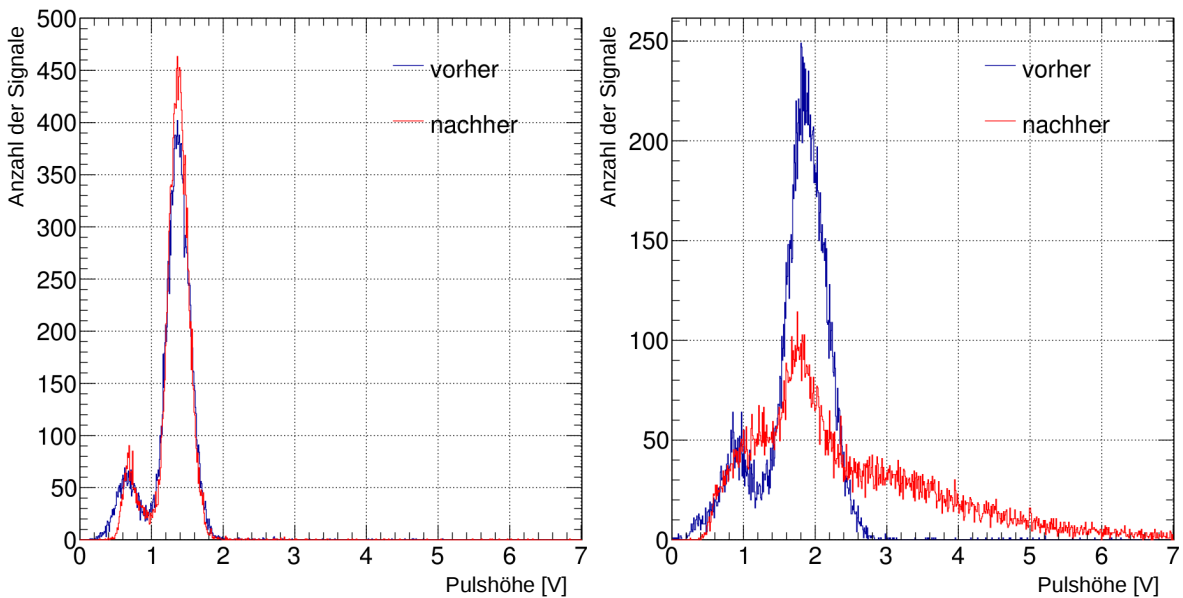
Geringfügige Abweichung, über die Fehlergrenzen hinaus, lassen sich durch den Umstand erklären, dass die Quelle nur sehr ungenau über dem Einstrahlloch der Positionsmaske positioniert werden konnte. Da die Quellfläche selbst nur 3,5 mm im Durchmesser misst, die Öffnung der Quellhalterung 5 mm und das Einstrahlloch 2 mm, ergibt sich aus einer geringfügigen Verschiebung der Quellmitte gegenüber dem Einstrahlloch eine Parallaxe, die zu einer asymmetrischen Verteilung der eingestrahelten Photonen im aktiven Detektorbereich führt. Dieser Umstand wurde in den weiteren Untersuchungen behoben.

Jedoch gibt es bei einer genaueren Betrachtung der Pulshöhenspektren an den Positionen 3-1 und 4-1 im direkten Vorher-Nachher-Vergleich deutliche Auffälligkeiten. Exemplarisch dafür sind in Abb. 6.3 die aufgenommenen Pulshöhenspektren vor und nach der Alterungsbestrahlung an einer unbestrahlten (a) und bestrahlten Position (b) dargestellt.

¹als x-y Koordinate, siehe Abb. 5.1

Die Spektren vor der Alterung wurden um den linearen Faktor der Gaskorrektur skaliert. Der Schwellwert des in der Auslese verwendeten Diskriminators blieb in beiden Messungen unverändert. Daher rutschen Werte des skalierten Histogramms in einen Pulshöhenbereich, der in der Nachher-Messung nicht mehr erfasst wurde. Die Verteilung der K_α -Escape Pulshöhen ist daher in der Nachher-Messung abgeschnitten. Abgesehen davon stimmen die beiden Spektren überein. Insbesondere bleiben die Lagen der Maxima der K_α und K_α -Escape Pulshöhen unbeeinflusst.

Das Pulshöhenspektrum an der bestrahlten Position zeigt deutliche Abweichung gegenüber dem Spektrum vor der Bestrahlung. Es gibt einen Anteil an höheren Pulsen, die keinem beteiligtem Prozess der im Kap. 4 erörterten Signalentstehung unter Verwendung einer ^{55}Fe -Quelle zugeordnet werden kann. Die K_α -Escape Verteilung wird durch die Verbreiterung der K_α -Pulshöhen überdeckt, so dass sich K_α -Escape-Linie nur ungenau bestimmen lässt. Die K_α -Linie bleibt hingegen im Rahmen des Fehler nahezu unverändert.



(a) Pulshöhenspektren aufgenommen an unbestrahlter Position 4-4.

(b) Pulshöhenspektren aufgenommen an bestrahlter Position 3-1.

Abbildung 6.3: Direkter Vergleich der aufgenommenen Pulshöhenspektren vor und nach der Alterung an unbestrahlter (a) und bestrahlter (b) Position.

Die Form der auftretenden höheren Signale wird im Kap. 6.5.4 diskutiert. Eine Übersicht sämtlicher bisher aufgenommenen Pulshöhenspektren ist im Anhang A.3 zu finden.

6.3 Feinere Vermessung

Wegen der festgestellten Abweichung der Pulshöhenspektren an zwei Messpositionen im bestrahlten Detektorbereich wurden der Detektor ein weiteres Mal vermessen. Dafür wurde eine neue Lochmaske aus Aluminium angefertigt auf der sich die ^{55}Fe -Quelle in ihrer Halterung über einen zusätzlichen Aufsatz, der auch als Kollimator dient, exakt in der Mitte über den Einstrahlöffnungen von 1 mm Durchmesser positionieren lässt (siehe Blaupausen im Anhang A.4 und A.5).

Auf der Lochmaske befinden sich insgesamt 135 Messpositionen, 15 in x-Richtung im Abstand von 5 mm und 9 in y-Richtung mit einem Abstand von 2 mm. Die Abb. 6.4 zeigt in (a) den über die Messpositionen erfassbaren aktiven Detektorbereich mit der bestrahlten Fläche und in (b) die sich ergebende Strahlgeometrie. Die resultierende normierte Flussdichte wird in Kap. 6.4 bestimmt.

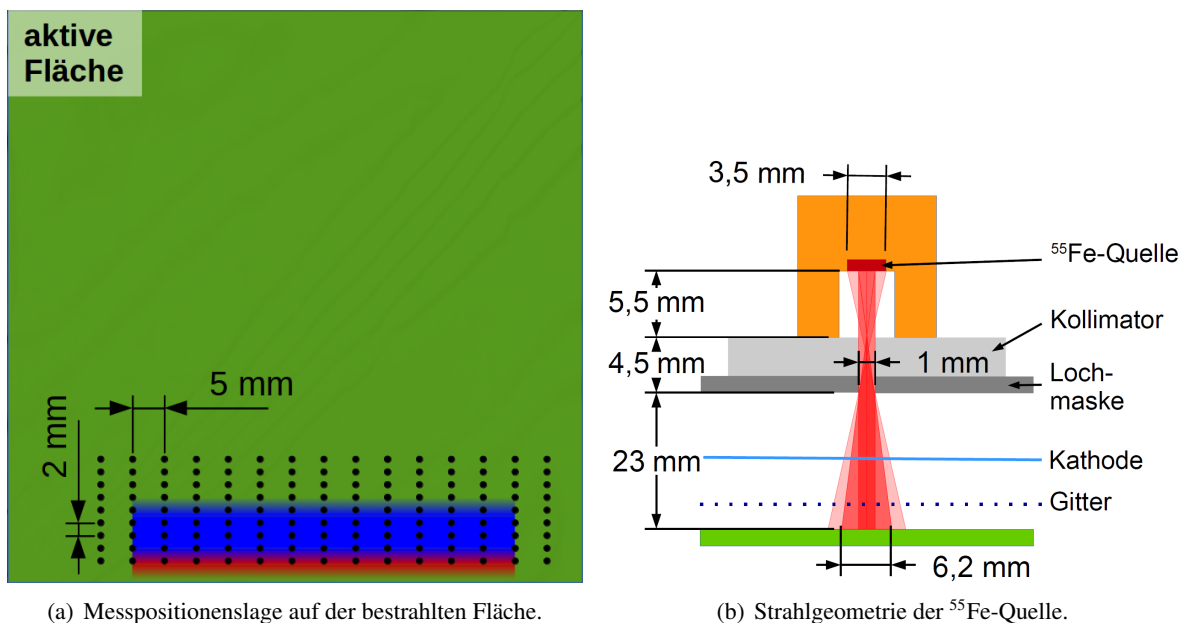


Abbildung 6.4: Vermessungssetup nach Alterungsbestrahlung.

Um den Einfluss von Aufladeeffekten (Kap. 7) auf die Lage der K_{α} -Pulshöhen zu reduzieren, wurden in dieser Messreihe nur 5000 Signale pro Messposition aufgenommen. Außerdem wurde bei der Versuchsdurchführung die Reihenfolge der Messungen so gewählt, dass zwei benachbarte Messpositionen im möglichst großem zeitlichen Abstand vermessen wurden. Die Rate der ^{55}Fe -Quelle wurde über drei Lagen von $18\ \mu\text{m}$ Aluminiumfolie abgeschwächt, so dass die Flussdichte im zentralen Strahlfleck nur noch etwa $40\ \text{Hz}/\text{cm}^2$ betrug. Die daraus resultierende Rate lag um die 15 Hz. Die Streckung der Messzeit sollte, wie auch immer gearteten, Aufladeeffekten Zeit geben, sich zu entladen.

Der Myonenuntergrund beträgt auf $10 \times 10\ \text{cm}^2$ in etwa $\sim 1\ \text{Hz}$. Bei dem verwendeten Detektor liegt daher der Muonenanteil in den aufgenommenen ^{55}Fe -Spektren bei der Messrate von 15 Hz bei ungefähr 6%. In einer Zusatzmessung ohne ^{55}Fe -Quelle wurde deshalb nur der Myonenhintergrund (Anhang A.12) gemessen um diesen, entsprechend zeitlich skaliert, aus den aufgenommenen Pulshöhenspektren herausrechnen zu können.

6.4 Berechnungen zur Flussdichte

Zur Abschätzung der Flussdichte auf der aktiven Detektorfläche wurde ein einfacher Raytracing-Algorithmus für die abgestrahlten Photonen implementiert. Die Anordnung aus Quelle mit Halterung und Lochmaske mit Steckaufsatz bilden einen Kollimator (Abb. 6.4a), der den Strahlverlauf definiert. Und der Abstand der Kollimatoröffnung zur aktiven Detektoroberfläche, die dort gegebene Flussdichteverteilung.

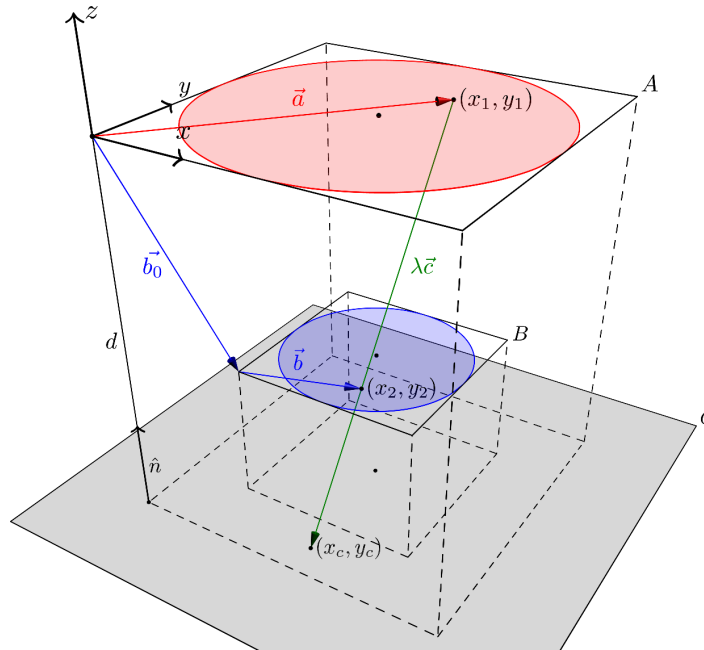


Abbildung 6.5: Skizze zur Implementierung des Raytracing-Algorithmus. A: ^{55}Fe -Quelloberfläche, B: Kollimatoröffnung, C: aktive Detektoroberfläche.

Das Problem wird in drei Vektorebenen zerlegt, Abb. 6.5. Ebene A liegt auf der isotropischen Quelloberfläche, Ebene B an der Kollimatoröffnung und Ebene C auf der aktiven Detektoroberfläche.

Es wurde angenommen, dass für jedes abgestrahlte Photon wegen des kleinen relevanten Abstrahlwinkels² die Wahrscheinlichkeit gleich groß ist, durch eine Flächenelement der Kollimatoröffnung zu laufen. Daher gehen von jedem diskretisierten Punkt (x_1, y_1) innerhalb der roten markierten Quelloberfläche A Strahlen durch alle möglichen diskreten Punkte (x_2, y_2) der blau unterlegten Kollimatoröffnungsebene B. Ein jeder Strahl lässt sich so durch einen Ortsvektor

$$\vec{r}_{\text{Strahl}} = \vec{a}(x_1, y_1) + \lambda \underbrace{[\vec{b}_0 + \vec{b}(x_2, y_2) - \vec{a}(x_1, y_1)]}_{\vec{c}} \quad (6.1)$$

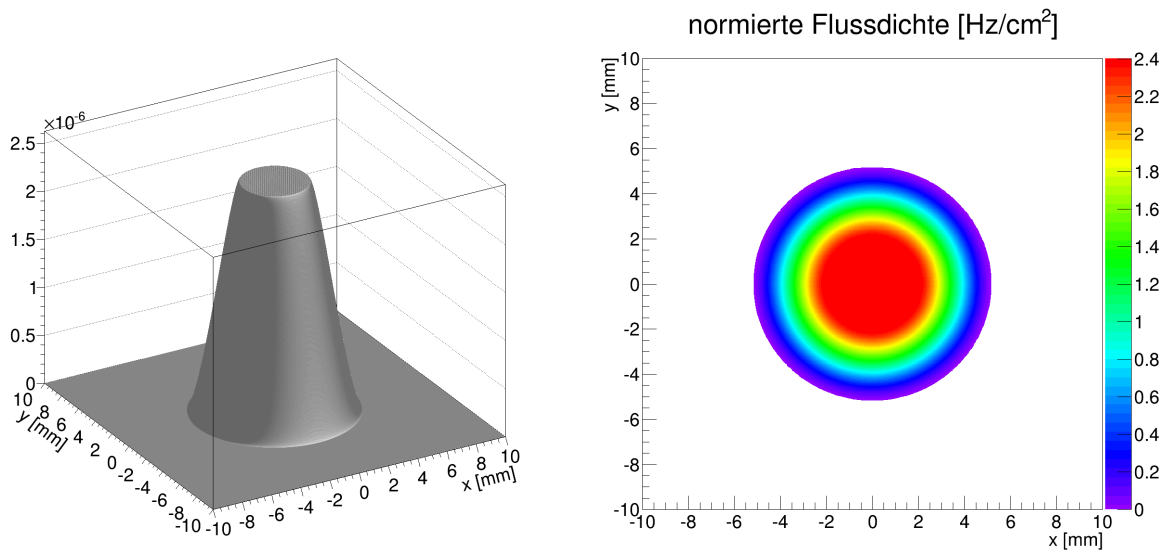
parametrisieren. Durch Einsetzen des Ortsvektors \vec{r}_{Strahl} in die Hessesche Normalform

$$\vec{r} \cdot \hat{n} = d \quad (6.2)$$

der Vektorebene C erhält man eine Gleichung, deren Lösung für λ den Punkt (x_c, y_c) bestimmt, auf dem der Strahl die aktive Detektorebene(C) trifft.

²maximal 11° in Anordnung 6.4a

Die Vektorebene C wird in diskrete Flächenelemente unterteilt und als zweidimensionales Histogramm betrachtet. Es werden alle möglichen Strahlverläufe durchprobiert und alle berechneten Punkte, in den auftreffenden Flächenelementen im Histogramm als Treffer gezählt. Nach Normierung des erhaltenen Histogramms auf eins, resultiert daraus die Wahrscheinlichkeitsverteilung (Abb. A.3a) der eintreffenden Photonen auf der Detektoroberfläche C bezüglich eines Flächenelementes. Bei einer normierten Rate von 1 Hz kann damit die normierte Flussdichte (Abb. A.3b) berechnet werden. Durch Multiplikation mit der tatsächliche Rate ergibt sich daraus näherungsweise die tatsächliche Verteilung der Flussdichte.



(a) normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung. z-Achse gibt die Wahrscheinlichkeit eines Photons an, auf ein Flächenelement von $100\mu\text{m}^2$ an der Stelle x,y zu treffen.

(b) normierte Flussdichte

Abbildung 6.6: Ergebnis der Strahlgeometrieberechnung nach Alterung nach Aufbau 6.4.

Da die Photonen durch die Kollimierung nur unter einem kleinen Einfallswinkel in den Verstärkungsbereich des Detektors eintreten, wird angenommen, dass die Photonenverteilung auf der aktiven Detektoroberfläche gleichzusetzen ist mit der durch Gasverstärkung erzeugten akkumulierten Ladung in diesem Bereich.

Wegen der transversalen Diffusion (Kap. 2.2.3) der durch die Photonen erzeugten Ionisationsladungen beläuft sich der Fehler im Strahlfleckdurchmesser auf maximal $+0,5\text{ mm}$. In der Berechnung wurde außerdem angenommen, dass alle Photonen erst am Ende des Diffbereiches ionisieren. Zur Abschätzung des entstandenen Fehlers wurde bei einem zweiten Durchlauf das Kathodengitter als Ionisationsort angenommen. Hierbei verringert sich der Strahlfleckdurchmesser um maximal 2 mm , wobei die Ausdehnung des zentralen Strahlflecks, wegen der dort meist senkrecht einfallenden Photonen, unbeeinträchtigt bleibt. Dafür erhöht sich dessen Flussdichte um etwa 10% . Die Realität wird irgendwo dazwischen liegen. Die Flussdichteverteilung diente bei den Messungen der Abschätzung der untersuchten Detektoroberfläche und der Verteilung der dort platzierten Ladungen bei den längeren Messung der Aufladeeffektuntersuchungen.

Für die Vermessung, nach der Alterung ergibt sich aus der Abb. A.3a, dass sich die Strahlflecken an benachbarten Messpositionen überlappen und somit angrenzende untersuchte Detektorbereiche partiell redundant sind.

Die berechneten Wahrscheinlichkeits- und Flussdichteverteilungen zur Homogenitätsvermessung (Kap. 5) und Aufladestudie (Kap. 7) sind im Anhang A.1 abgebildet.

Der Quellcode des Programms *raytracer* ist im Verzeichnis `\Programme\evaluate\` des beiliegenden Datenträgers zu finden.

6.5 Ergebnisse

6.5.1 Homogenität

In den aufgenommenen 135 ^{55}Fe -Spektren der jeweiligen Messposition wurde nach Abschluss der Messreihe wiederum die K_{α} -Pulshöhe über einen Gaußfit bestimmt und deren Wert in eine Karte an der entsprechenden Messposition eingetragen (Abb. 6.7). Zwar wurde in dieser Form keine direkte Vergleichsmessung vor der Alterungsbestrahlung durchgeführt, jedoch blieben K_{α} -Pulshöhen in den Pulshöhenspektren durch die Alterung unbeeinträchtigt (Kap. 6.2). So lässt die erstellte K_{α} -Pulshöhenskarte dieser Messreihe Aussagen zur Homogenität des Detektor im untersuchten Bereich zu. Allerdings ist die erste y -Positionsreihe mit Vorsicht zu betrachten, da erstens der Strahlfleck der ^{55}Fe -Quelle partiell außerhalb des aktiven Detektorbereiches liegt und zweitens dieser Bereich direkt mit Protonen bestrahlt wurde. Gerade die Pulshöhenspektren der Positionen 5-1 bis 12-1 zeigten einen deutlichen Anteil an Pulshöhen oberhalb der K_{α} -Pulshöhenverteilung, der im Kap. 6.5.2 quantifiziert wird.

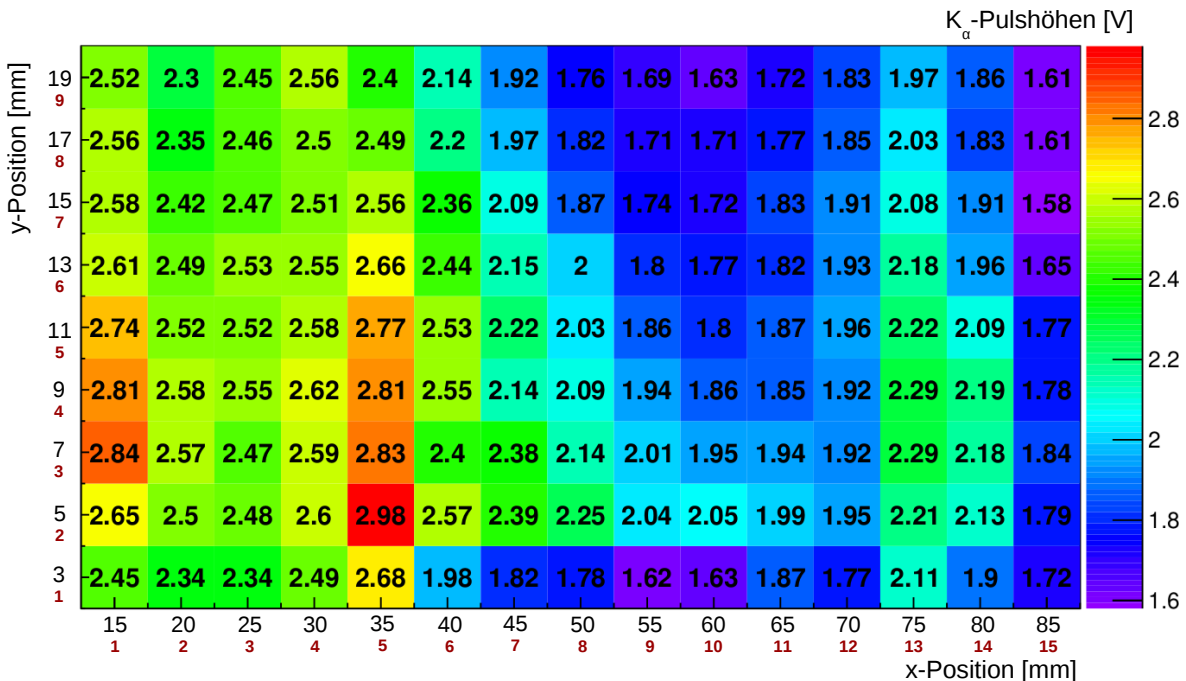
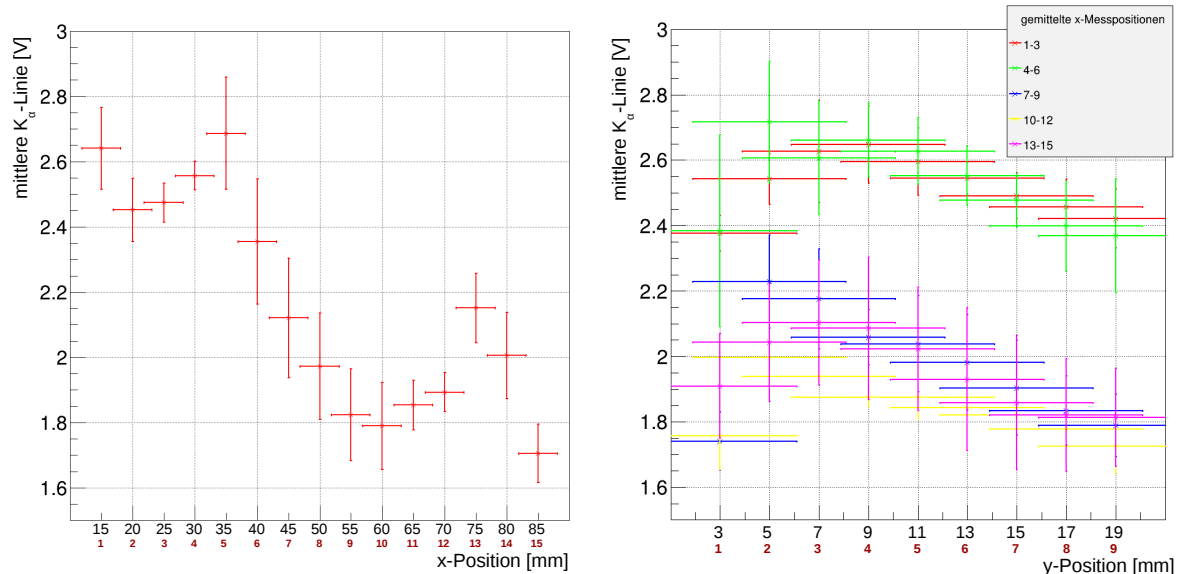


Abbildung 6.7: Übersicht K_{α} -Pulshöhen der Vermessung nach Alterung.

Global betrachtet, lässt sich aussagen, dass die K_{α} -Pulshöhen benachbarter Messposition in den meisten Fällen nicht stark variieren. Der Unterschied entlang der x -Position ist dabei erwartungsge-

mäß etwas größer, da die Messpositionen hier weiter auseinanderliegen. Auffällig ansteigende Werte zeigen sich entlang der drei x -Messpositionsreihen 1, 5 und 13, dessen Ursache in der Variation des Gitterabstands, aufgrund einer abweichender Stützpfilerlänge und der damit einhergehenden Änderung der Gasverstärkung liegen könnte. So liegen die Stützpfiler genau wie die Messpositionen in x -Richtung 5 mm auseinanderliegen, die Messpositionen in y -Richtung allerdings nur 2 mm, so dass eine solche Variation wegen der Strahlflecküberlappung in y -Richtung über mehrere Messpositionen hinweg sichtbar wäre. Als weitere Auffälligkeit zeigt sich die Abfall aller K_α -Pulshöhen an der Diagonale 6-9 bis 11-2. Als mögliche Ursache könnte eine Delle im FR4-Trägermaterial in Betracht gezogen werden.



(a) Mittlere K_α -Linie über die y -Auslesestreifen als Projektion auf die x -Messpositionreihe. Die Auslese der Streifen liegt links.

(b) Mittlere K_α -Linie über die resistiven Streifen als Projektion auf die y -Messpositionsspalte in fünf Blöcke unterteilt. Die Erdung der resistiven Streifen erfolgt rechts. y -Positionenreihe eins, liegt am Rand der aktiven Detektoroberfläche und wurde direkt von Protonen bestrahlt.

Abbildung 6.8: Projektionen K_α -Linien auf die Messpositionsachsen.

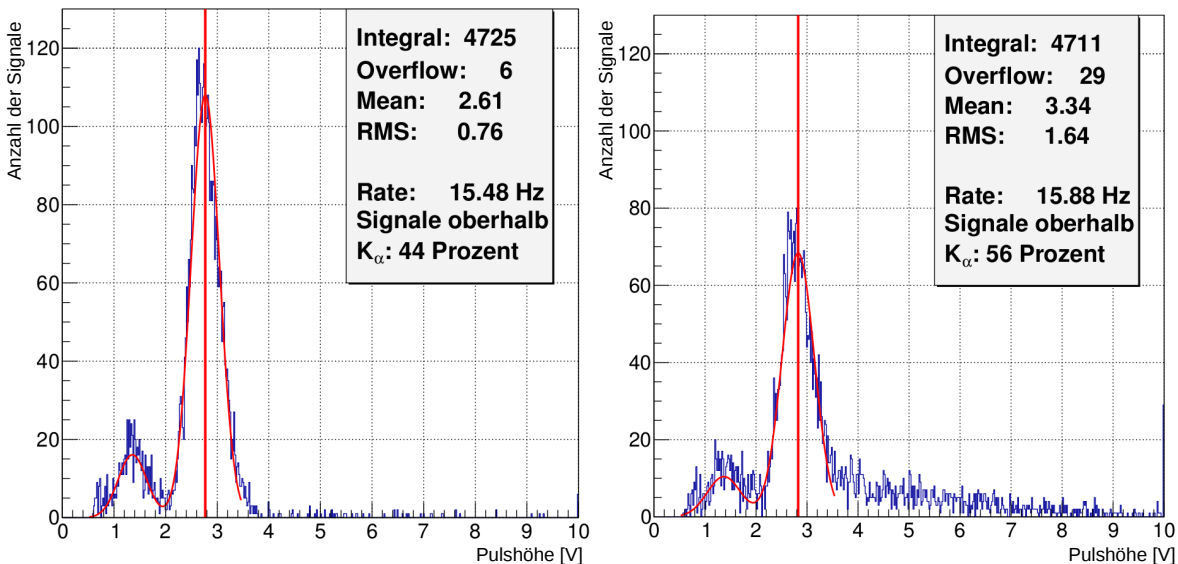
Um die Pulshöhenvariation in Abhängigkeit zum Verlauf der resistiven Streifen und der y -Auslesestreifen beurteilen zu können, wurden wieder die Projektionen der K_α -Pulshöhen auf die jeweiligen Positionenachsen durch Mittelwertbildung betrachtet. Entlang der y -Auslesestreifen zeigen sich in Abb. 6.5.1a deutlich Schwankungen, die wieder der zuvor genannten Gitterabstandsvariation zugeordnet werden können. Jedoch gibt es global gesehen eine Tendenz des Pulshöhenabfalls, je länger der Signallaufweg über die y -Auslesestreifen zur Auslese wird. Dies entspricht der Erwartung, da jedes Leitungsmedium durch die stets vorhandenen Kapazitäten, Induktivitäten und Resistivitäten über eine Dämpfung verfügt und somit das eingekoppelte Signal bei dem längeren Laufweg stärker gedämpft wird.

Für die K_α -Pulshöhen auf die x -Achsenpositionen entlang der resistiven Streifen wurden die 15 x -Messpositionsreihen in fünf Blöcke unterteilt und diese getrennt projiziert um den Einfluss der Schwankungen in x -Richtung zu minimieren, Abb. 6.5.1b. Für jeden dieser Blöcke zeigt sich dabei das gleiche Verhalten, dass die Pulshöhen entlang der resistiven Streifen mit zunehmendem Ge-

samtwiderstand in Bezug auf dessen Erdungswiderstands ansteigen. Die Graphen 1-3 und 4-6 liegen wegen der unter Abb.6.5.1a gezeigten Korrelation höher.

6.5.2 Abweichung der Pulshöhenspektren

Um die Abweichungen in den Pulshöhenspektren zu quantifizieren, wurde der Pulshöhenanteil oberhalb der K_{α} -Linie als Maß festgelegt, da dieses unabhängig von der Homogenität des Detektors ist. Unter Abb. 6.9 werden exemplarisch zwei aufgenommene Pulshöhenspektren gezeigt, ein typisches an einer unbestrahlten Messposition (a) und ein auffälliges an einer bestrahlten Messposition (b). In Spektren an Messpositionen, die nicht gealterten wurden, beträgt dieser Anteil etwa $44 \pm 3\%$. In auffälligen Spektren ist der Anteil hingegen größer. Die Signalrate blieb jedoch an allen Messpositionen im Rahmen der erwarteten statistischen Schwankung, durch den radioaktiven Zerfall von ^{55}Fe , den Winkel der dabei abgestrahlten γ -Photonen und Absorption durch die verwendeten Aluminiumlagen unbeeinflusst. Dadurch lässt sich schlussfolgern, dass der Detektor im Bereich der Messpositionen mit auffälligen Spektren nicht an Effizienz verloren hat.



(a) typisches Pulshöhenspektrum einer unbestrahlten Messposition. (b) auffälliges Pulshöhenspektrum an einer Messposition innerhalb des bestrahlten Detektorbereiches.

Abbildung 6.9: Maß für die Abweichungen auffälliger Pulshöhenspektren nach Bestrahlung mit 20 MeV Protonen.

Die Abb. 6.10 zeigt nun eine Übersichtskarte aller Messpositionen, bei der für jede Messposition der Pulshöhenanteil über der K_{α} -Linie aufgetragen ist, ermittelt aus dem aufgenommenen Pulshöhenspektrum an der Position (analog zu Abb. 6.9). Die Detektoroberfläche wurde über die erste y -Messpositionsreihe mit Protonen bestrahlt und durch die Schräglage des Detektors zum Strahl wurden bis y -Reihe fünf Ladungen akkumuliert. Jedoch sind nicht alle aufgenommenen Spektren in diesem Bereich von der Bestrahlung betroffen.

Es ist daher anzunehmen, dass der Protonenstrahl, durch das Wobbeln über eine Sägezahnfunktion und dessen geringfügigen Azimutalwinkel zur Detektoroberfläche, einen Astigmatismus aufwies, dessen maximale Fokussierung an den auffälligen Messpunkten lag.

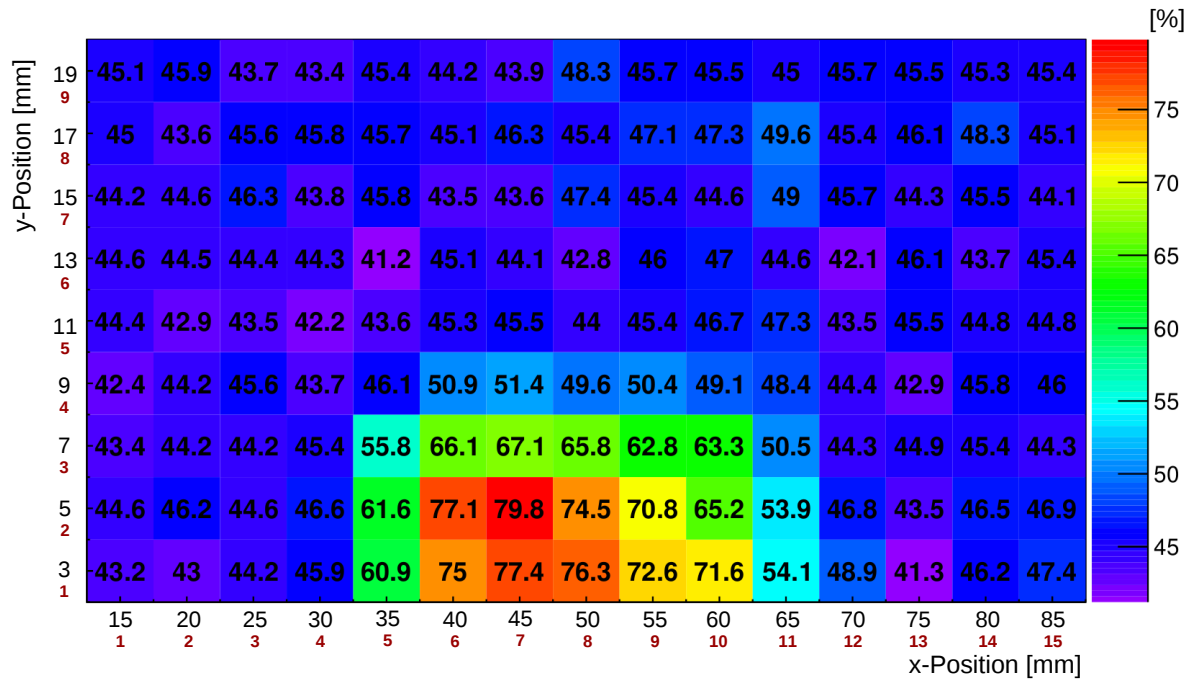


Abbildung 6.10: Anteil der Signale, deren Pulshöhen über der K_{α} -Linie liegen.

6.5.3 geöffneter Detektor

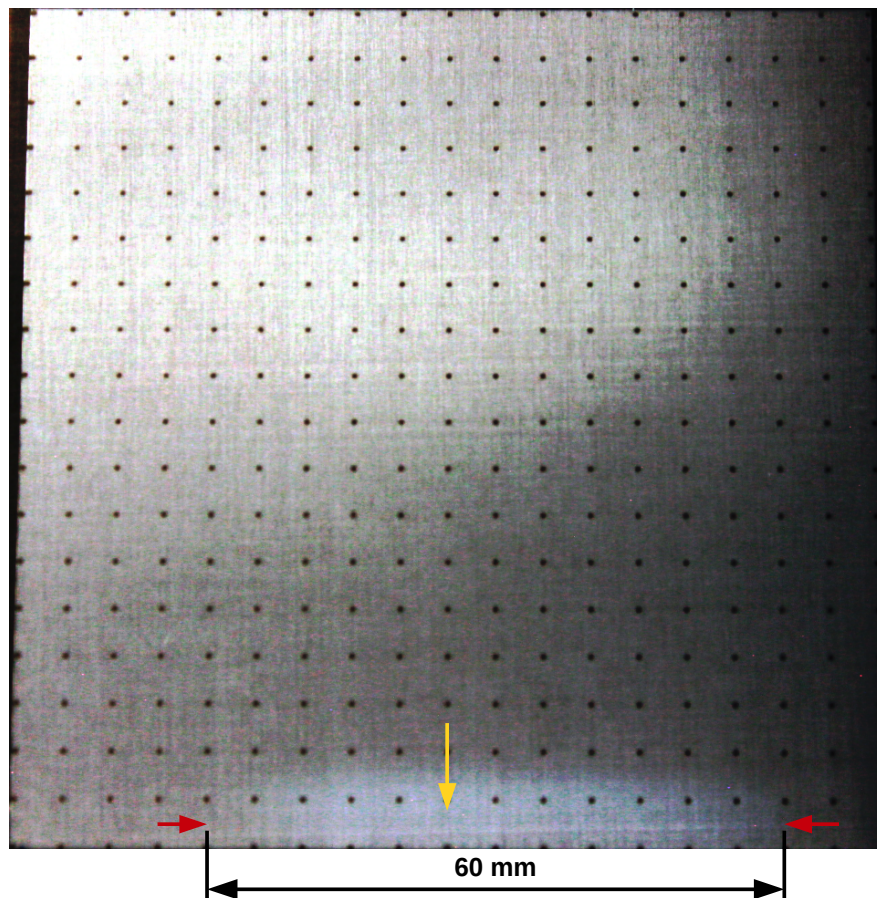


Abbildung 6.11: Sicht auf das Gitter des offenen gealterten resistiven Micromegas Detektors (HDR-Bild).

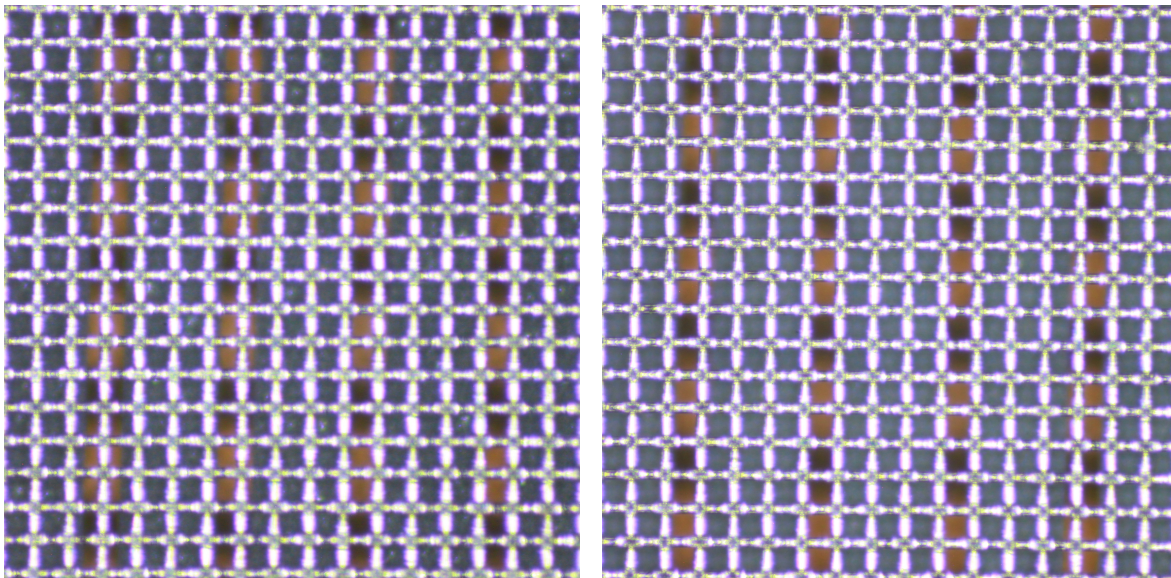
Im geöffneten Detektor mit Blick aufs Gitter lässt sich auch mit bloßem Augen eine Aufgrauung im gealterten Bereich erkennen. Der Kontrastunterschied fällt jedoch gering aus und war auf einer gewöhnlichen Photographie kaum sichtbar.

Daher wurde für die Dokumentation eine Belichtungsreihe aufgenommen und aus den Einzelbildern ein HDR-Bild³ erstellt. Im resultierenden Bild (Abb. 6.11) hebt sich der hellgraue Bereich deutlich von anderen Bereichen ab. Die weiße Fläche im oberen Bildteil stellt lediglich die Reflexion des Oberlichtes im Gitter dar.

Gut sichtbar sind die 5 mm weit auseinanderliegenden Stützpfeiler des Gitters als schwarze Punkte. Die roten Pfeile markieren die Höhe, auf der die Protonen eingestrahlt wurden. Die Aufgrauung ist über die gesamte Breite der Strahlwobbelung zu erkennen, verläuft sich aber an deren Umkehrpunkten. Nach Abb. 6.10 sollte der Protonenstrahl in der Umgebung der Spitze des gelb eingezeichneten Pfeils die maximale Flussdichte gehabt haben. Im umliegenden Bereich ist auch die Aufgrauung am stärksten.

Dieser Bereich wurde unter dem Mikroskop betrachtet und mit einer unbestrahlten Stelle verglichen, Abb. 6.12. Die beiden Vergleichsbilder sind unter den gleichen Bedingungen im Bezug auf die Parameter Lichtverhältnisse, ISO-Empfindlichkeit, Belichtungszeit, Blendenöffnung, Vergrößerung und kein Weißabgleich aufgenommen worden.

Im direkten Vergleich der Bilder zeigt sich, dass die resistiven Streifen durch die Alterung heller geworden sind. Außerdem ist unter dem Stereomikroskop eine sichtbare Glattheit der Oberfläche der resistiven Streifen beobachtet worden.



(a) unbestrahlte Detektoroberfläche.

(b) bestrahlte Detektoroberfläche, mit sichtbarer Aufhellung der resistiven Streifen.

Abbildung 6.12: aktive Detektoroberfläche unter dem Mikroskop mit Gitter, horizontal verlaufenden resistiven Streifen und darunter liegenden γ -Kupferstreifen.

³High Dynamic Range Image, berechnet mit der Open Source Software Luminance HDR

Über die gesamten Detektoroberfläche fielen kleine weiß Splitter auf, die inhomogen auf den resistiven Streifen verteilte waren. Diese waren mit Luftdruck nicht zu bewegen, müssen daher schon vor der Alterung beim Herstellungsprozess an ihren Platz gekommen sein. In Abb. 6.12a sind diese zu erahnen.

6.5.4 Signalform

Die Rohsignale wurden am ladungssensitiven Vorverstärker über ein Oszilloskop gesichtet. Dabei ist auch eine veränderte Signalform der Signale aufgefallen, die wegen ihrer Pulshöhe dem ^{55}Fe Spektrum nicht zugeordnet werden konnten. In Abb. 6.5.4 sind ein typisches Micromegassignal und ein auffälliges Signal gegenübergestellt.

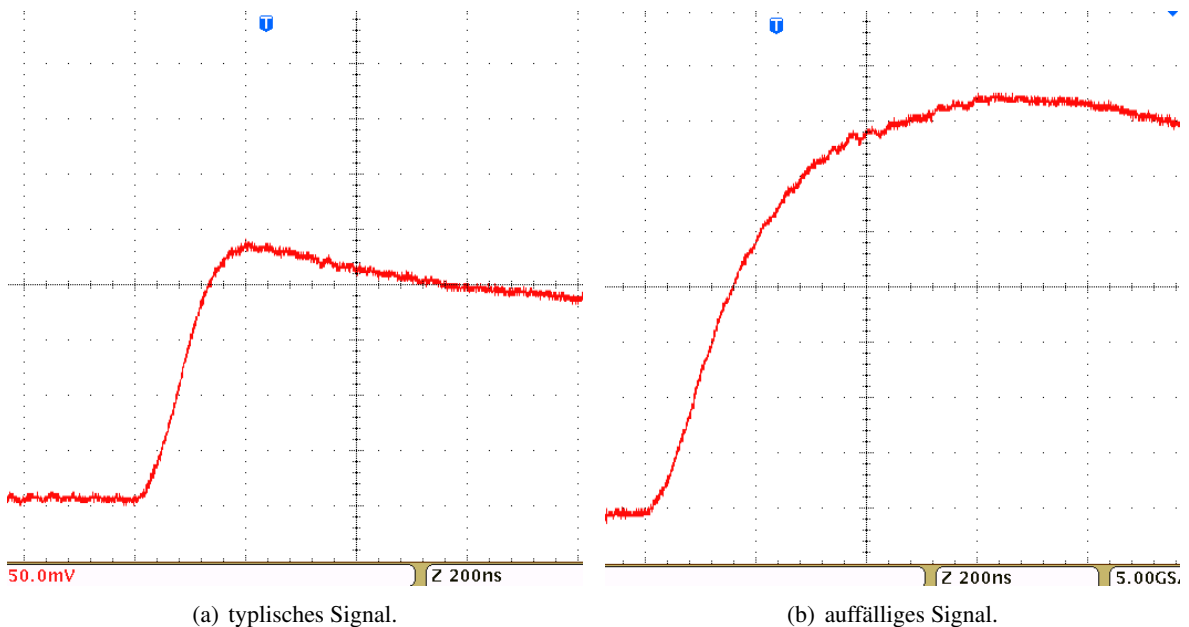


Abbildung 6.13: Vergleich zweier ^{55}Fe -Vorverstärkersignale am Oszilloskop.

Ein typisches Micromegas Signal hat eine Anstiegsflanke über 150 ns bis 200 ns, je nach verwendetem Detektorgas und Betriebsspannungen und fällt nach Erreichen des Maximums langsam wieder ab. Die Dauer der Anstiegsflanke ergibt sich aus der Driftzeit zum Gitter der, bei der Townsend-Lawine erzeugten, positiven Gasionen, gegeben durch ihre Beweglichkeit im Detektorgas. Bei dem normalen Signal zeigt sich beim verwendeten Detektor eine Anstiegszeit von 180 ns. Bei den auffälligen Signalen ist diese Anstiegsflanke mit etwa 600 ns bis 800 ns wesentlich länger. Auch konnten Signale mit sehr langem Plateau beobachtet werden, Abb. 6.14.

Dabei verhält sich das auffällige Signal in den ersten 180 ns wie erwartet. Danach nimmt die Steigung der Flanke langsam ab und erreicht verzögert ihr Maximum.

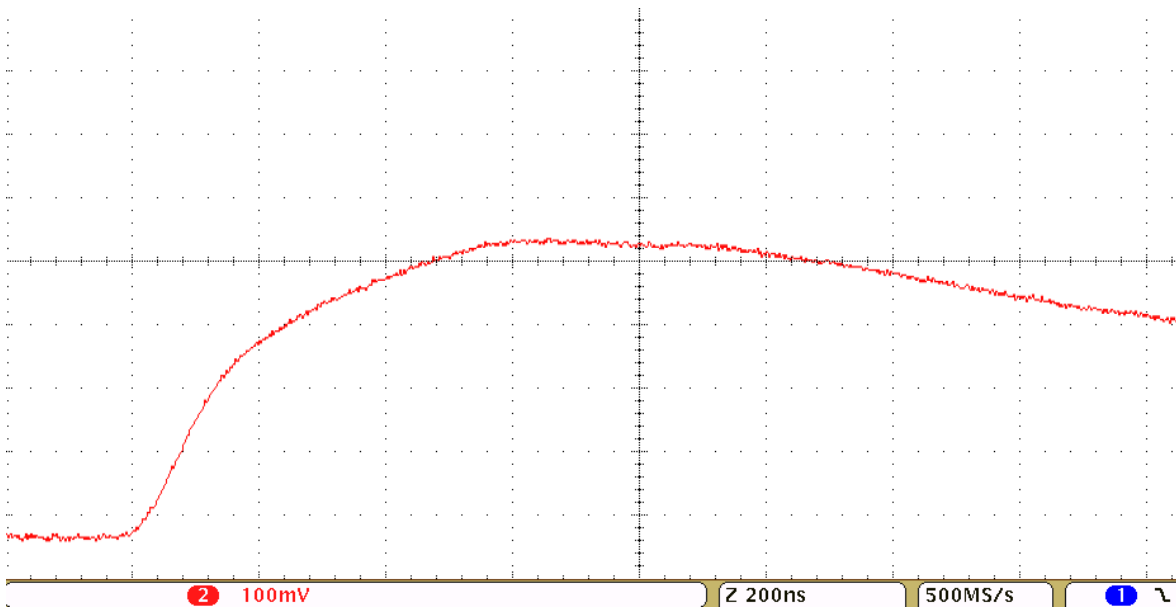


Abbildung 6.14: auffälliges Signal mit langem Plateau.

Kapitel 7

Untersuchungen des Aufladeffekts

7.1 Einführung

Als Aufladeffekt bei einem Micromegas Detektor wird das Phänomen bezeichnet, dass die Pulshöhen der ausgelesenen Signale unter dem Einfluss permanenter Bestrahlung langsam abnimmt. Dies zeigt sich beispielsweise bei einem aufgenommenen ^{55}Fe -Spektrum in einer deutlichen Asymmetrie der K_α -Pulshöhenverteilung, Abb. 7.3. Der rechte Ausläufer ergibt sich aus der Abnahme der Pulshöhen über die Messzeit, damit einer Verschiebung des Pulshöhenspektrums.

Der Effekt tritt besonders bei resistiven Micromegas Detektoren in Erscheinung und ist bei denen mit hoher Resistivität deutlicher ausgeprägt. Erklärt wird das Phänomen hypothetisch durch eine kontinuierliche Aufladung der resistiven Streifen und der damit einhergehende Verringerung des Verstärkungsfeldes. Auf die resistiven Streifen treffende Ladungen könnten das unter den resistiven Streifen liegende Medium remanent polarisieren. Diese remanente Polarisation könnte ein Teil der Ladungen auf den resistiven Streifen am Abfließen hindern. Dafür spricht, dass eine geringere Pulshöhe auch nach Tagen beobachtet werden kann, selbst wenn die Betriebsspannung zwischen den Messungen heruntergefahren wurde.

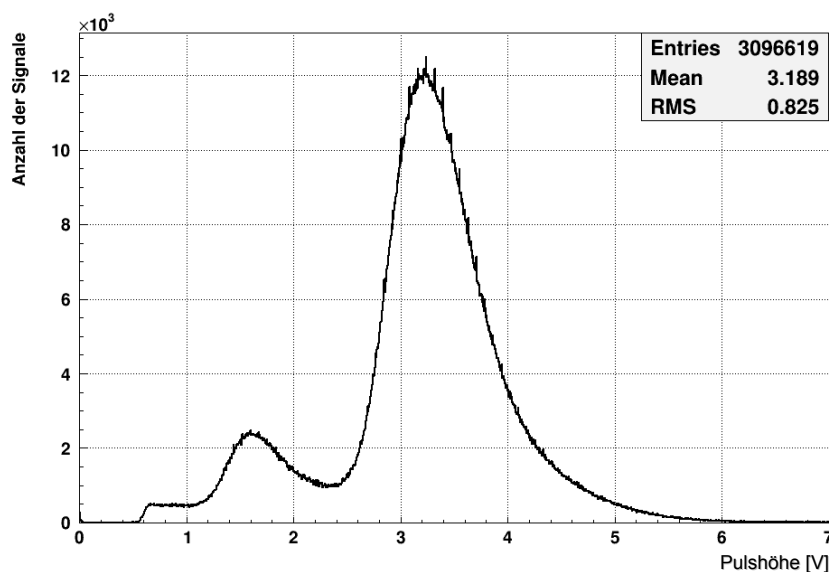


Abbildung 7.1: ^{55}Fe -Pulshöhenspektrum mit sichtbarer Verschiebung der K_α -Pulshöhenverteilung über vier Stunden Bestrahlung bei 220 Hz Signalrate.

In diesem Kapitel werden zwei Versuche und dessen Ergebnisse vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, um das Auftreten des Aufladeeffekts anhand der Abnahme der K_{α} -Pulshöhe (alias K_{α} -Linie, siehe Kap. 5.2) zu spezifizieren.

7.2 Lokalisierung

Der folgende Versuch wurde durchgeführt, um eine Lokalisierung des Aufladeeffekt zu prüfen. Die Idee ist im ersten Schritt an ausgewählten Messpositionen in einer kurzen Messung ein Spektrum ^{55}Fe -Quelle als Referenz aufzunehmen. Im zweiten Schritt eine zentral gelegenen Messposition über einen längeren Zeitraum mit der gleichen Quelle zu bestrahlen und danach an allen Messpositionen ein Vergleichsspektrum zu messen, Abb. 7.3. In den Spektren wird im Anschluss die K_{α} -Linien bestimmt und diese auf mögliche Verschiebung durch den Aufladeeffekt untersucht.

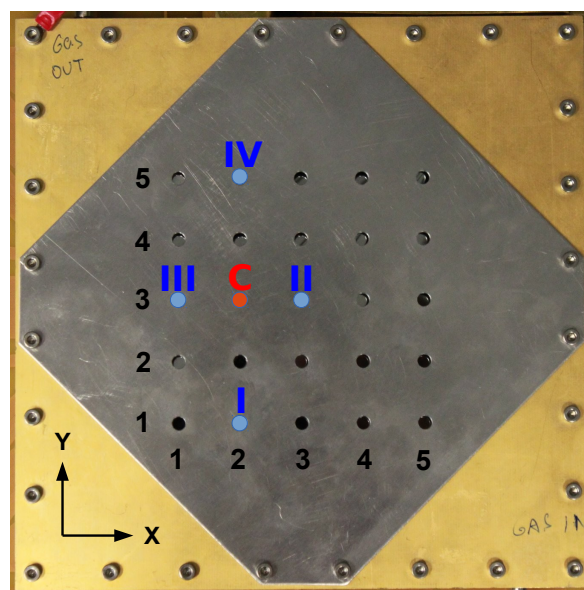


Abbildung 7.2: Maske mit 20 mm Positionsabständen, Kollimatoraufsatz nicht abgebildet. Mit den Referenzpositionen I, II, III und IV und der Aufladeposition C.

Betrieben wurde der Detektor in diesem Versuch mit einer Kathodenspannung von $U_{Kathode} = -900$ Volt und einer Verstärkungsspannung von $U_{amp} = -555$ Volt. Die höhere Verstärkungsspannung wurde gewählt, um mit der einhergehenden größeren Gasverstärkung (Gl.(2.6) und (2.14)) den Aufladeeffekt zu beschleunigen. Der Gasdruck betrug bei der Messreihe $992,7 \pm 0,5$ mbar. Alle weiteren Versuchsbedingungen, sowie Messstand und Signalaufnahme sind im Kap. 3 beschrieben.

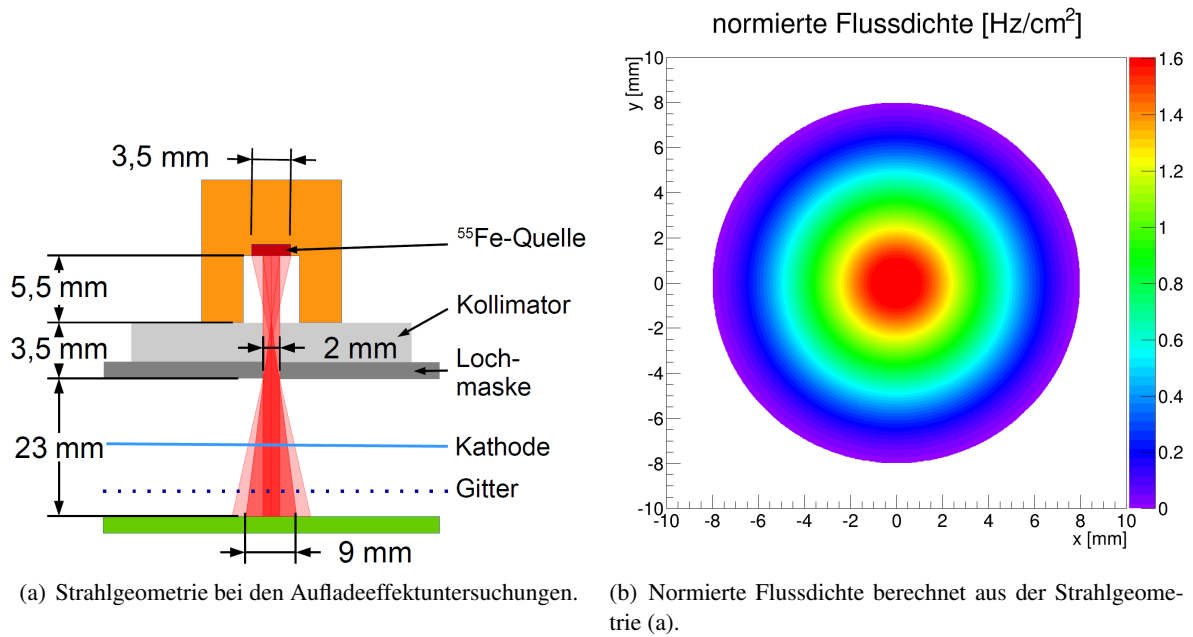


Abbildung 7.3: Strahlgeometrie und -fleck.

Die verwendete 5×5 Positionsmaske (Abb. 7.2) mit 20 mm Lochabständen wurde mit einem Aufsatz (Blaupausen A.7 und A.6) für die Quellhalterung angefertigt. Die sich aus der Anordnung aus Maske, Kollimatoraufsatz und Quellhalterung mit Quelle ergebene Strahlgeometrie ist in Abb. 7.3a dargestellt.

Die resultierende normierte Flussdichte des Strahlflecks, berechnet über Wahrscheinlichkeitsverteilung (Anhang A.2) mit dem unter Kap. 6.4 vorgestellten Algorithmus, ist in Abb. 7.3b abgebildet. Der Durchmesser der Strahlflecken in dem 68 %, der durch die γ -Photonen der verwendeten ^{55}Fe -Quelle induzierten Ladungswalunen auf die Detektoroberfläche treffen, beträgt ungefähr 9 mm. Die Rate wurde durch drei Lagen $18 \mu\text{m}$ Aluminiumfolie auf etwa 100 Hz begrenzt. Über die ergibt sich eine maximale Flussdichte von $160 \text{ Hz}/\text{cm}^2$ im zentralen Strahlfleck.

Für den Versuch wurden fünf Messpositionen I, II, III, IV und C gewählt, Abb. 7.3, an denen **kein** verändertes ^{55}Fe -Pulshöhenspektrum nach der Alterung aufgetreten war (Kap. 6). An der Position C wird die Aufladung erfolgen. Die Referenzpositionen II und III liegen direkt neben der Aufladeposition C und zwar auf den selben horizontal verlaufenden y -Auslesestreifen und die Referenzpositionen I und IV im größeren Abstand auf den selben vertikal verlaufenden resistiven Streifen.

In der ersten Messreihe wurde an allen fünf Messpositionen je 10000 Signale aufgenommen. Danach erfolgte die Aufladung an Position C über eine Dauer von 19 Stunden mit insgesamt 7,5 Millionen Signalen. Direkt im Anschluss wurden wieder alle fünf Messpositionen mit je 10000 Signalen vermessen. Für eine letzte Messung sollte geprüft werden, ob sich die Aufladung an der Position C durch eine Invertierung der Betriebsspannungen auf $U_{amp} = +555 \text{ Volt}$ und $U_{Kathode} = +900 \text{ Volt}$ entfernen lässt. Die positiven Spannungen wurden für etwa 2,5 Stunden angelegt. Danach wurden erneut alle fünf Positionen mit der normalen Betriebsspannung vermessen.

Mess- position	K_α -Linie [V]		
	vorher	nachher	reset
C	4,04±0,02	2,94±0,01	3,33±0,02
I	4,29±0,05	4,36±0,04	4,30±0,05
II	2,95±0,02	2,97±0,02	2,94±0,02
III	3,84±0,15	3,88±0,05	3,81±0,10
IV	3,72±0,04	3,73±0,07	3,67±0,03

Tabelle 7.1: K_α -Linie an den Messpositionen, reset durch legen einer positiven Betriebsspannung, über 2,5 Stunden und erneute Vermessung bei normaler Betriebsspannung.

Da der Aufladeeffekt bereits nach 1000 Signalen beobachtet wurde, wurden die aufgenommenen Pulshöhenspektren in zehn Pulshöhenspektren mit je 1000 Pulshöhen zeitlich homogener Signale aufgeteilt. Für eine Messung ergibt sich daher die K_α -Linie aus dem Mittelwert über die bestimmten K_α -Linien in den zehn Spektren mit der Standardabweichung als Messfehler. Die Ergebnisse sind in Tab. 7.1 dargestellt.

Im Vorher-Nachher-Vergleich zeigt sich, dass die K_α -Pulshöhe an der Messposition C durch Aufladung um etwa 27 % gesunken ist. An den Referenzpositionen wurde im Rahmen der Fehlergrenzen kein Einfluss der Aufladung festgestellt. Dabei lag der von den Referenzpositionen II und III erfasste Detektorbereich ungefähr 6 ± 2 mm von der aufgeladenen Fläche unter der Messposition C entfernt, siehe Abb. 7.2 und 7.3b.

Desweitern konnte der Ausgangszustand der Pulshöhen an der aufgeladenen Position nicht durch Invertieren der Betriebsspannung über 2,5 Stunden vollständig wiederhergestellt werden. Es lag bei einer erneuten Vermessung immer noch eine Verminderung der K_α -Pulshöhe um ungefähr 17 % vor.

7.3 Ratenabhängigkeit

Im folgenden Versuch wurde der Verlauf der zeitlichen K_α -Pulshöhenabnahme in Abhängigkeit zur Rate untersucht. Gemessen wurde unter den gleichen Bedingungen wie im vorherigen Versuch, lediglich die Verstärkungsspannung wurde auf $U_{amp} = -560$ Volt angehoben, damit eine Sättigung der Pulshöhenabnahme schneller erfolgen kann. Alle Messungen wurden an der Position C (Abb. 7.2) durchgeführt. Es wurden Messungen bei gewählten Raten von ungefähr 150 Hz, 220 Hz, 550 Hz und 850 Hz über einen Zeitraum von 14100 s durchgeführt. Mehrmaliges invertieren der Betriebsspannungen auf $U_{amp} = \pm 560$ Volt und $U_{Kathode} = \pm 900$ Volt sollte die Aufladung entfernen, um gleiche Anfangsbedingungen für Folgemessungen zu gewährleisten.

Der Verlauf der K_α -Pulshöhe über die Messdauer wurde durch folgende Näherung bestimmt. Es wurden die Pulshöhen von 5000 zeitlich homogenen Signalen in einem Pulshöhenspektrum betrachtet und die K_α -Linie bestimmt. Der Zeitpunkt dieser K_α -Linie ergibt sich aus dem Mittelwert der Zeitstempel der Signalpulshöhen, die dem Pulshöhenspektrum zugrundeliegen. Auf diese Weise wurde über alle aufgenommenen Signale einer Messung iteriert, indem jeweils die zeitlich ersten 250 Signalhöhen aus dem Pulshöhenspektrum entfernt wurden und die folgenden 250 Signalhöhen der letzten Signalhöhe dem Pulshöhenspektrum hinzugefügt wurden. Die Anzahl von 5000 Signalhöhen für ein Pulshöhenspektrum wurden empirisch gewählt, da diese einen Kompromiss zwischen der Streuung der K_α -Pulshöhen bei einer geringen und der Zeitunschärfe der K_α -Pulshöhen bei einer größeren Anzahl an Signalhöhen für ein Pulshöhenspektrum darstellt, Abb. A.13.

Der Quellcode des für die Auswertung der Messdaten geschriebenen Programms *chargeup* ist im Verzeichnis `\Programme\evaluate\` des beiliegenden Datenträgers gespeichert.

Die Abb. 7.4 zeigt als Ergebnis den Verlauf der K_α -Pulshöhe über die Messzeit bei unterschiedlichen Raten. Die erwartete Sättigung der Aufladung erfolgt bei höheren Raten schneller. Die Lage der K_α -Pulshöhe im Sättigungsbereich hängt von der Rate ab und ist bei höheren Raten niedriger. Die auftretende Streuung im Sättigungsbereich der Verlaufskurven konnten Entladungen zugeordnet werden, die häufiger in der Messung bei 848 Hz auftraten. Diese wurden auch nach entfernter ^{55}Fe -Quelle im Anschluss an die Messung bei 848 Hz am Oszilloskop weiter beobachtet. Die Entladungen zeigen sich als Streuung der K_α -Pulshöhe in den Verlaufskurven, da wegen des größerer Anteils an Entladungssignalen in den Pulshöhenspektren effektiv weniger ^{55}Fe -Pulshöhen für die genaue Ermittlung der K_α -Linie zur Verfügung stehen.

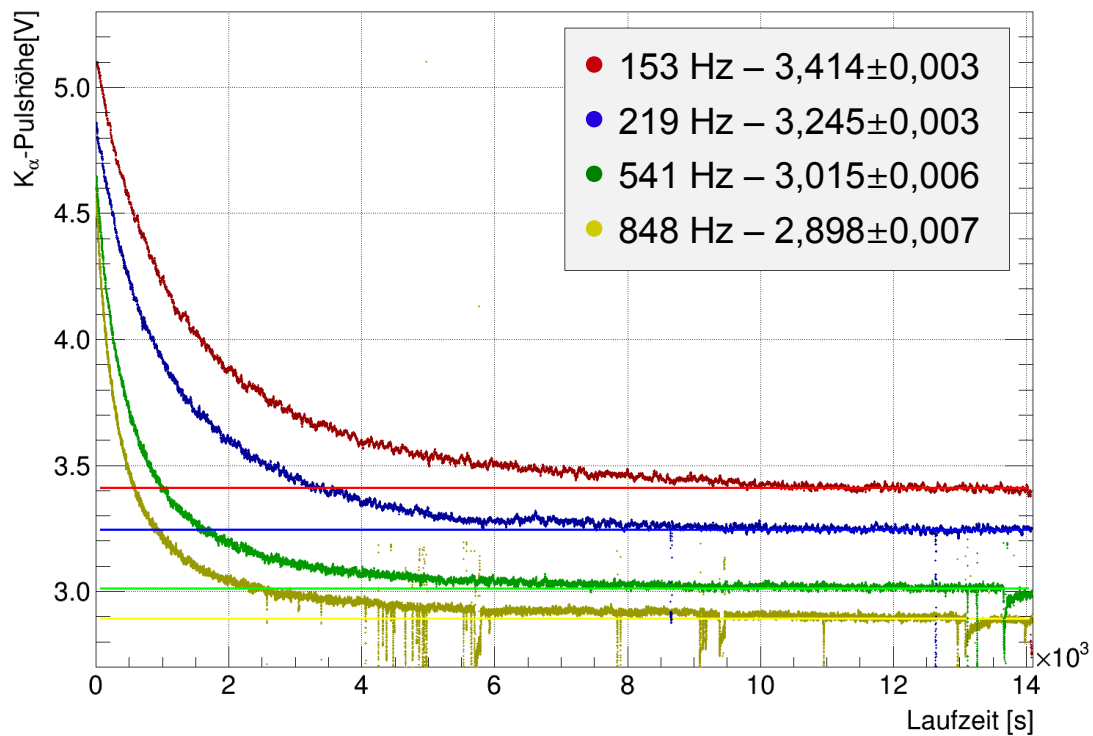


Abbildung 7.4: Verlauf der K_α -Pulshöhe von 5,9 keV Photonen einer ^{55}Fe -Quelle bei verschiedenen Raten über die Messzeit.

Abb. 7.5 zeigt einen Ausschnitt der Verlaufskurven aus Abb. 7.4 über die ersten 50 Sekunden. In diesem wurden die Anfangspulshöhen durch anpassen von linearen Funktionen extrapoliert. Um den Offset der Verlaufskurven gering zu halten, wurden die Anzahl der Signalpulshöhen zur Ermittlung der K_α -Linie im Pulshöhenspektrum bei einer Schrittweite von 10 Signalen auf 2000 reduziert. Erwartet wurde, dass alle Verlaufskurven ungefähr die gleichen Anfangspulshöhen aufweisen. Die Anfangspulshöhen bei den Messungen mit 153 Hz und 219 Hz weichen jedoch signifikant von den anderen beiden ab. Die Ursache dafür wird im Kap. 7.5 diskutiert.

Den K_α -Pulshöhen im Sättigungsbereich wurden Verstärkungsspannungen zugeordnet bei denen diese K_α -Pulshöhen ohne Einfluss durch Aufladung normalerweise auftreten. Dafür wurde die relative

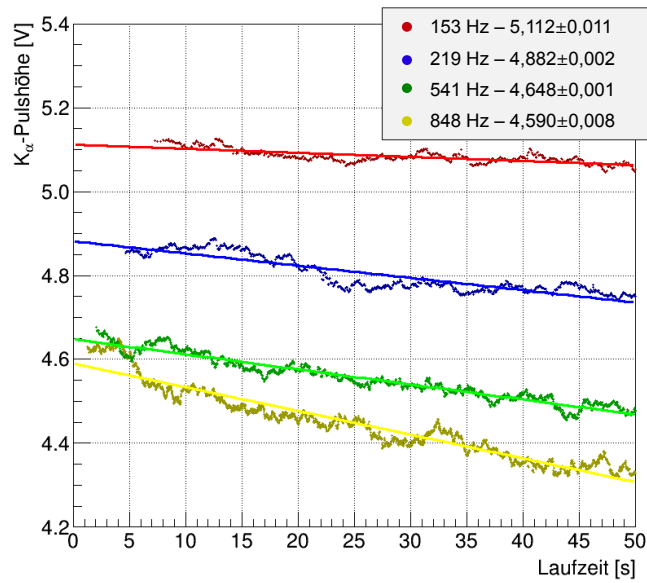


Abbildung 7.5: Ausschnitt der ersten 50 Sekunden aus Abb. 7.4.

Gasverstärkung des Detektors an der Messposition C bestimmt (Abb. 7.5) und die Verstärkungsspannung der K_{α} -Pulshöhen im Sättigungsbereich interpoliert. Die Tab. 7.2 fasst alle gemessenen Parameter zusammen und zeigt den Spannungsabfall der Verstärkungsspannung, der nötig wäre, um die entsprechenden K_{α} -Pulshöhen im Sättigungsbereich zu erhalten. Die Wahrscheinlichkeit, dass Entladungen auftreten, steigt mit der Verstärkungsspannung. Die größere Anzahl der beobachteten Entladung bei geringeren Pulshöhe bzw. Gasverstärkung stelle jedoch einen Widerspruch dar, wenn diese nur durch eine geringere Verstärkungsspannung verursacht würde.

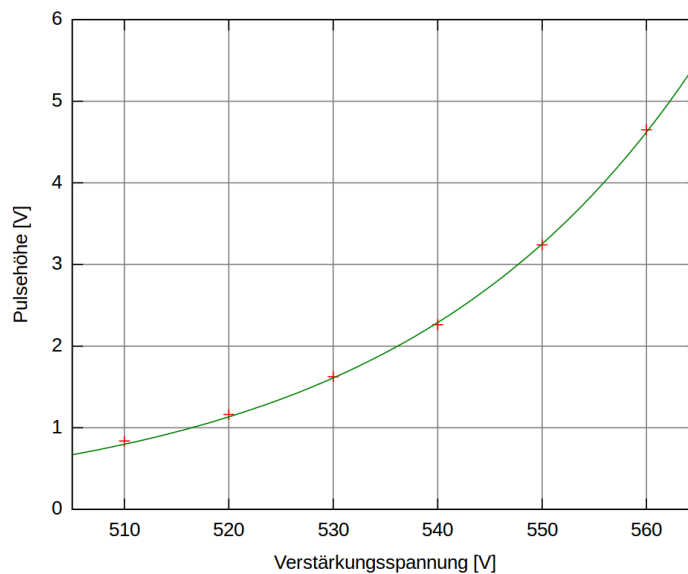


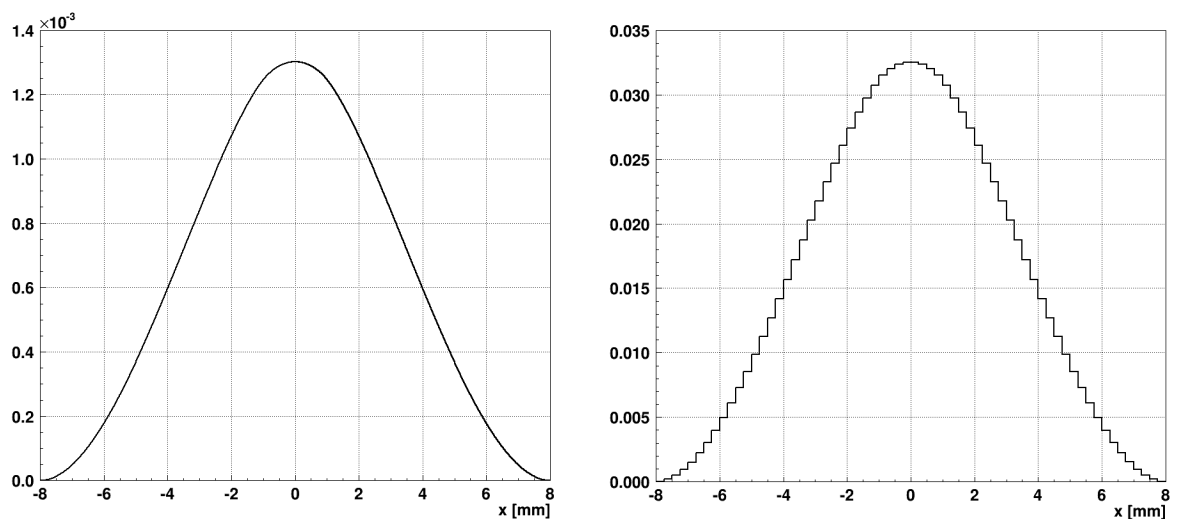
Abbildung 7.6: Relative Gasverstärkung.

Mess- position	mittlere Rate [Hz]	Anfangs- pulshöhe [V]	Sättigungs- pulshöhe [V]	Spannungs- abfall [V]	Anzahl Entladungen
C	153±33	5,112±0,011	3,414±0,003	8,6±0,2	3366
C	219±37	4,882±0,002	3,245±0,003	10,1±0,2	3417
C	541±73	4,648±0,001	3,015±0,006	12,2±0,2	17424
C	848±196	4,590±0,008	2,898±0,007	13,3±0,2	68663

Tabelle 7.2: Pulshöhenabnahme als Konsequenz einer verringerten Verstärkungsspannung durch Polarisation

7.4 Spannungsabfall über resistive Streifen

Im Sättigungsbereich der K_{α} -Pulshöhen liegen Auf- und Entladung der resistiven Streifen im Gleichgewicht. Im diesem Fall können die Kapazitäten des Detektors vernachlässigt werden, da die eintreffenden Ladungen der Signale über die resistiven Streifen vollständig abfließen können. Die abfließenden Ladungen bewirken eine verringerte Verstärkungsspannung, weil der Strom über die resistiven Streifen zu einem Spannungsabfall führt. Es wurde eine obere Abschätzung vorgenommen, die feststellen sollte, ob der Spannungsabfall groß genug ist, um die verminderten Pulshöhen im Sättigungsbereich der Aufladung erklären zu können.



(a) Projektion der Wahrscheinlichkeitsverteilung Abb. A.2a durch Integration entlang der resistiven Streifen.

(b) Summierung über Intervalle von $250 \mu\text{m}$ entsprechend den Abständen der resistiven Streifen.

Abbildung 7.7: Auftreffwahrscheinlichkeit der Signalladung für die resistiven Streifen im Strahlfleck.

Die Abb. 7.7a zeigt die Integration der Wahrscheinlichkeitsverteilung (Abb. A.2a) entlang der resistiven Streifen. Mit der Summierung über Intervalle von $250 \mu\text{m}$ ergibt sich daraus in Abb. 7.7b die Trefferwahrscheinlichkeit der Signalladungen auf die resistiven Streifen. Aus dieser Verteilung lässt sich ablesen, dass ungefähr 3,5% der Signalladungen auf einen zentralen Streifen des Strahlflecks

auftreffen. Damit lässt sich der Verstärkungsspannungsabfall über die aufgestellte Gleichung

$$U = \underbrace{f_{Rate} \cdot w \cdot N_t \cdot G \cdot e \cdot R}_I \quad (7.1)$$

mit den gewählten Parametern, Signalrate $f_{Rate} \leq 1000$ Hz, Auftreffwahrscheinlichkeit $w \leq 0,05$, Anzahl der im Driftfeld erzeugten Ionisationsladungen $N_t \leq 250$, Gasverstärkung $G \leq 10000$, Elementarladung $e = 1,902 \cdot 10^{-19}$ C und maximaler Streifenwiderstand $R \leq 1,5$ G Ω auf $\Delta U_{amp} \leq 40$ mA abschätzen. Diese Änderung der Verstärkungsspannung würde die ausgelesenen Signalhöhen nicht wesentlich beeinflussen.

7.5 Abweichung der K_α Anfangspulshöhe

Die möglichen Schwankungen der Temperatur um $\pm 0,5^\circ\text{C}$ und des Drucks um $\pm 0,5$ mbar zwischen den Messungen hätten maximal eine Variation der Pulshöhe von 0,7 % zur Folge. Die Abweichungen der Anfangspulshöhen der Messungen bei 541 Hz und 848 Hz liegen in diesem Bereich. Die Quelle wurde nach dem Start der Datenaufnahme platziert, so dass alle Signale erfasst wurden. Der Startzeitpunkt des Verlaufsdiagramms ist der Zeitpunkt an dem die Quelle platziert wurde. Dieser könnte über den Anstieg der Rate aus den Signalen ermittelt werden. In zwei weiteren Versuchen wurde festgestellt, dass keine Frequenzabhängigkeit der Pulshöhen bei neun getesteten Signalraten zwischen 25 Hz und 850 Hz besteht und die Anfangspulshöhe unabhängig davon ist, wie lang vor Messbeginn der Detektor bereits mit Spannung versorgt wurde.

Die Ursache lag bei der Durchführung des Resets des aufgeladenen Detektorbereiches. Im Versuch unter Kap. 7.2 zeigte sich, dass eine einmalige Invertierung der Betriebsspannung über 2,5 h die ursprüngliche Ausgangspulshöhe nicht wiederherstellen konnte. Erklärbar wäre dieses Verhalten, wenn Polarisation zwischen den resistiven Streifen und der Erdungskupferlage auftritt. Der dazwischenliegende Bereich ist im statischen Betrieb feldfrei, jedoch muss sich das Potential auf den resistiven Streifen nach einschalten der Betriebsspannung erst angleichen. Dieser Vorgang dauert beim verwendeten Detektor ungefähr fünf Minuten, sichtbar am Strom der über das HV-Netzteil fließt. Vor den Messungen bei 153 Hz und 219 Hz wurde dreimal eine positive Betriebsspannung angelegt und wieder heruntergefahren, sobald der Strom über das HV-Netzteil kleiner als 4 nA wurde. Bei diesem Vorgang muss ein Richtungswechsel der Polarisation des FR4-Materials zwischen den resistiven Streifen und der Erdungskupferlage stattgefunden haben, die effektiv zu höheren Anfangspulshöhen führt. An dieser Stelle seien drei kumulative Möglichkeiten zu nennen, wie diese Polarisation zu einer höheren Pulshöhe führen könnte.

Erstens könnte die Polarisation zu Feldverzerrung im Verstärkungsbereich führen. Dies hätte Einfluss auf die Anzahl der in der Townsend-Lawine freigesetzten Ladungen, da in dieser die meisten Ladungen erst im letzten Schritt ausgelöst werden. Die größere Anzahl an Entladungen in der Messung bei 848 Hz der ein Spannungsabfall von 13,3 Volt zugeordnet wurde, spricht für einen solchen Effekt. Als Zweites könnte die remanente Polarisation eine leichte Änderung der kapazitiven Kopplung verursachen.

Und drittens könnte die Polarisation selbst das Verstärkungsfeld erhöhen. Die höheren Anfangspulshöhen entsprechen einer größeren Verstärkungsspannung von 3,2 Volt bei der Messung mit 153 Hz und 2 Volt bei der Messung mit 219 Hz Signalrate. Im Einschaltmoment der invertierten Verstärkungsspannung liegt etwa eine Potenzialdifferenz von 534 Volt zwischen den resistiven Streifen und der Erdungskupferlage vor. Das FR4-Material besitzt einen dielektrischen Verlustfaktor von 0,1% bis 0,2% im Gleichspannungsfall, so dass nach dem Angleichen des Potentials der resistiven Streifen an das der Kupfererdungslage eine verbleibende Spannung durch Polarisation in der Größenordnung von

etwa $U_p = 0,002 \cdot 534 \text{ V} \approx 1 \text{ V}$ anliegen sollte. Mehrfaches Anlegen von Verstärkungsspannungen mit gleichem Vorzeichen könnte kumulativ auf die verbleibende Polarisationsspannung gewirkt haben.

Daraufhin wurde bei den anderen beiden Messungen die Betriebsspannung mehrfach invertiert und danach jeweils zwei Tage gewartet, damit sich die Polarisation abbauen kann.

7.6 Simulation eines Signals

Aufgrund der Erkenntnis aus dem vorherigen Abschnitt wurde eine Simulation geschrieben, die klären sollte, wie groß der Gleichspannungsanteil der eintreffenden Ladungssignale zwischen den resistiven Streifen und der Kupfererdungslage ist. Dieser Gleichspannungsanteil koppelt nicht kapazitiv und kann daher nicht direkt über die Auslese beobachtet werden. Jedoch könnte dieser die Ursache für die Polarisation des FR4-Materials beim Aufladeeffekt sein. Insbesondere soll die Simulation eine Antwort auf die Frage geben, warum der Aufladeeffekt bei höheren Streifenresistivitäten stärker auftritt.

Grundlage der Simulation sind die Telegraphenleitungsgleichungen [EW94], die ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen erster Ordnung

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} = -R' \cdot i(x,t) - L' \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} = -G' \cdot u(x,t) - C' \cdot \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \quad (7.3)$$

mit den Variablen für Strom $i(x,t)$ und Spannung $u(x,t)$ am Ort x des Leitungsabschnitts zur Zeit t und den Parametern für die Leitungsbeläge Induktivitätsbelag L' , Kapazitätsbelag C' , Widerstandsbelag R' und Ableitungsbelag G' , welche die referierende physikalische Größe pro Wegelement angeben, darstellen. Das entsprechende Ersatzschaltbild der Leitungsbeläge eines infinitesimalen Leitungsabschnitts wird in Abb. 7.8 gezeigt.

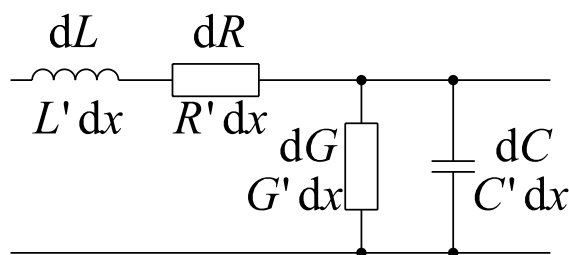


Abbildung 7.8: Ersatzschaltbild der Leitungsbeläge eines infinitesimalen Leitungsabschnitts [Sau09].

Die Telegraphenleitungsgleichungen wurden als Ansatz verwendet, um ein Zweidrahtsystem, bestehend aus **einem** resistiven Streifen und einem Gitterstreifen gleicher Breite, zu modellieren, Abb. 7.9. Der Widerstandsbelag R' beträgt beim verwendeten Detektor $100 \text{ G}\Omega/\text{cm}$. Der Widerstandsbelag des Gitterstreifens aus Edelstahl ist einige Größenordnungen kleiner und wurde daher vernachlässigt. Der Kapazitätsbelag C' ergibt sich durch die Formel

$$C' = C/l, \quad (7.4)$$

wobei l die Länge eines Plattenkondensators mit der Kapazität C ist, die durch die Gleichung

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad \text{mit} \quad A = l \cdot b \quad (7.5)$$

definiert wird, wobei $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{As/Vm}$ die elektrische Feldkonstante des Vakuums, ϵ_r die relative Permittivität des Dielektrikums¹, A die Elektrodenfläche und d deren Abstand ist. Einsetzen der Gl. (7.5) in die Gl. (7.4) ergibt die einfache Gleichung

$$C' = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{b}{d} \quad (7.6)$$

für die Berechnung des Kapazitätsbelages.

Der Ableitungsbelag G' wurde vernachlässigt, da die verwendete Argon-Kohlendioxid-Gasmischung eine sehr schlechte elektrische Leitfähigkeit besitzt, ebenso der Induktivitätsbelag L' , da die auftretende Induktivität sehr gering ist und zudem durch den hohen Widerstandsbelage freie Schwingungen gar nicht auftreten könnten. Durch diese Näherungen vereinfachen sich die Telegraphenleitungsgleichungen (7.2) und (7.3) zu den Gleichungen

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} = -R' \cdot i(x,t) \quad (7.7)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} = -C' \cdot \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \quad (7.8)$$

Durch Einsetzen der Gl. (7.7) in Gl. (7.8) ergibt sich eine entkoppelte partieller Differenzialgleichung

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial^2 x} = +R'C' \cdot \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \quad (7.9)$$

zweiter Ordnung mit analoger Struktur zur Wärmeleitungsgleichung.

Die Gl. 7.9 wird über die Finite-Elemente-Methode diskretisiert. Dazu erfolgt zunächst eine Parametrisierung der Variablen x und t durch die Gleichungen

$$x = s \cdot \Delta x \quad \text{und} \quad t = n \cdot \Delta t, \quad (7.10)$$

wobei Δx den diskreten Ortsschritt und Δt den diskreten Zeitschritt mit den zugehörigen Laufvariablen s und n darstellen. Der Differentialoperator der zweifachen partiellen Ortsableitung wird durch Kombination der Vorwärts- und Rückwärtsdifferenzenquotienten zu

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial^2 x} = \frac{u_{s+1}^n - 2u_s^n + u_{s-1}^n}{2\Delta x^2} + \mathcal{O}(\Delta x)^2 \approx \frac{u_{s+1}^n - 2u_s^n + u_{s-1}^n}{2\Delta x^2} \quad (7.11)$$

und der Differtialoperator der partielle Zeitableitung durch den Vorwärtsdifferenzenquotienten zu

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = \frac{u_s^{n+1} - u_s^n}{\Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t) \approx \frac{u_s^{n+1} - u_s^n}{\Delta t} \quad (7.12)$$

unter Berücksichtigung der Gl. (7.10) diskretisiert. Durch Einsetzen der diskretisierten Differentialoperatoren (7.11) und (7.12) in die Ausgangsgleichung (7.9) erhält man deren diskrete Differentialgleichung

$$\frac{u_s^{n+1} - u_s^n}{\Delta t} = \frac{1}{R'C'} \frac{u_{s+1}^n - 2u_s^n + u_{s-1}^n}{2\Delta x^2} \quad (7.13)$$

Durch Auflösung nach

$$u_s^{n+1} = \frac{1}{R'C'} \cdot \frac{\Delta t}{2\Delta x^2} (u_{s+1}^n - 2u_s^n + u_{s-1}^n) \quad (7.14)$$

¹ ≈ 1 für Gas und $\approx 3,7$ für das PCB Material der Stützpeiler

kann die Zeitentwicklung durch numerische Integration berechnet werden. Des Weiteren werden die Belagsparameter R' und C' in Gl. (7.14) nun ortsabhängig behandelt, in dem diese je Wegschnitt Δx über die Laufvariable s parametrisiert werden. Somit ergibt sich durch Zusammenfassung des Ausdrucks

$$p_s = \frac{1}{R'_s C'_s} \cdot \frac{\Delta t}{2\Delta x^2} \quad (7.15)$$

die numerische Gleichung

$$u_s^{n+1} = p_s(u_{s+1}^n - 2u_s^n + u_{s-1}^n) \quad (7.16)$$

$$\text{mit } s \in [s_{min}; s_{max}] \quad \text{und } n \in [n_{min}; n_{max}] , \quad (7.17)$$

die für die Simulation verwendet wurde.

Als Randbedingungen wurde an der Position $u_{s_{min}-1}$ der Betrag der Verstärkungsspannung von $|U_{amp}| = |\varphi_{HV} - \varphi_{GND}| = 560$ Volt gewählt, da in der Simulation nur die Potentialdifferenz der Zweidrahtleitung interessiert. Die Randbedingung an der Stelle $u_{s_{max}+1}$ wurde implizit definiert, indem zur Berechnung des letzten Elementes $u_{s_{max}}$ die Gleichung

$$u_s^{n+1} = p_s(u_s^n - 2u_{s-1}^n + u_{s-2}^n) \quad (7.18)$$

verwendet wurde, die sich alternativ durch zweimaliges Einsetzen des Rückwärtsdifferenzenquotienten bei der Diskretisierung für den zweifachen partiellen Ableitungsoperator nach dem Ort ergibt.

Als Schrittweite entlang der Streifen wurde $\Delta x = 150 \mu\text{m}$ gewählt, da erstens die Streifen auch diese Breite besitzen und zweitens die Signalladungen der Townsend-Lawine ungefähr in einen Durchmesser von $150 \mu\text{m}$ auf einen resistiven Streifen treffen. Aus der Schrittweite erfolgt unter Berücksichtigung der Stabilitätsbedingung Gl. (7.19) die Wahl für das finite Zeitintervall $\Delta t = 0,5$ ps, Gl. (7.20).

$$c_0 \Delta t \stackrel{!}{\leq} \Delta x \quad \Rightarrow \quad \Delta t \leq \frac{150 \cdot 10^{-6} \text{m}}{2,98 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 5,03 \cdot 10^{-13} \text{s} \quad (7.19)$$

$$\Delta t = 0,5 \text{ps} \leq 0,503 \text{ps} \quad (7.20)$$

Mit den Schrittweiten für $\Delta x = 150 \mu\text{m}$ und $\Delta t = 0,5$ ps, den oben genannten Randbedingungen, wurde die diskrete Gl. (7.14) in dem Simulationsprogramm *pulseSim* implementiert, dessen Quellcode im Verzeichnis `\Programme\pulseSim\` des beliegenden Datenträger zu finden ist.

Zunächst wurde das Programm auf Stabilität und Plausibilität getestet, indem alle Spannungselemente u_s auf null gesetzt wurden und der Aufladevorgang der Zweidrahtleitung simuliert wurde, siehe Video `Streifen_laden.mp4` auf dem Datenträger. Die Konstanten p_s wurde dabei bei allen Simulationen für jede Position s nach Gl. (7.15) über Δt , Δx und in Abhängigkeit der jeweiligen Beläge berechnet, Abb. 7.9. Die Variable C_{eff} zeigt den Vorschrift an, bezogen auf die Gesamtkapazität der Leitungen von $C_{ges} = 1829$ fF. Da der Gitterstreifen ein metallischer Leiter ist, kann die Fläche als Äquipotenzialfläche betrachtet werden und der resistive Streifen wegen dem hohen Widerstand als die Fläche, die sich im Bezug auf diese Äquipotenzialfläche auf- bzw. entlädt. Zur Zeit null der Simulation beträgt die Potentialdifferenz zwischen dem resistiven Streifen und dem Gitterstreifen null. Es dauert etwa 6 ms bis der resistive Streifen auf die Potentialdifferenz von $|U_{amp}| = 560$ Volt angeglichen wurde, wobei 99,9% von C_{ges} erreicht wurden. In diesem Endzustand beträgt die Potentialdifferenz des resistiven Streifen zur Kupfererdungslage null und hat damit den statischen Betriebszustand des Detektors erreicht.

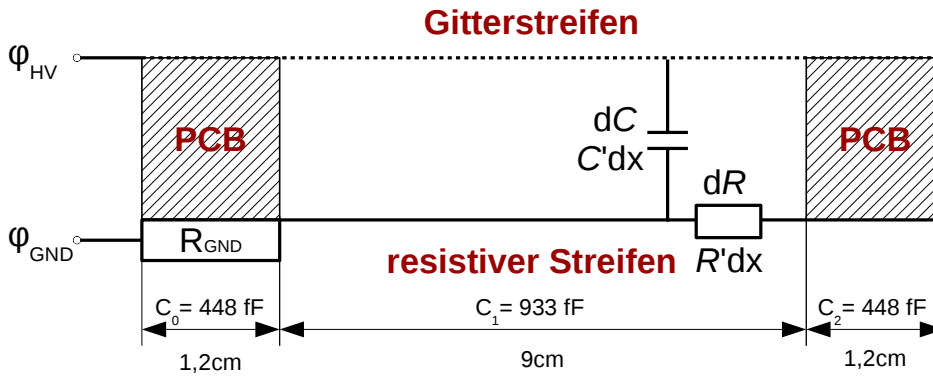


Abbildung 7.9: Simulationsmodell einer Zweidrahtleitung bestehend aus einem resistiven Streifen und einem Gitterstreifen. Der PCB-Stützrahmen am Anfang und Ende der Zweidrahtleitung führt zu einem veränderten Kapazitätsbelag.

Drauffin wurde in zwei weiteren Simulationen jeweils ein Ladungssignal implementiert, das senkrecht auf ein resistiven Streifen trifft. Angenommen wurde eine Gasverstärkung G von 6000 bei einer Ionisationsladungszahl n_t von 222 beim Eintritt in den Verstärkungsbereich, die ungefähr einem K_α -Signal entspricht. Dies entspricht einer Ladungsmenge von

$$Q_{\text{signal}} = G \cdot n_t \cdot e = 6000 \cdot 222 \cdot 0,1602 \text{ aC} = 213,4 \text{ fC} . \quad (7.21)$$

Die Idee ist, dass das Eintreffen eines Ladungssignals auf ein Wegelement Δx an der Stelle s einen Kurzschluss im diskreten Kondensator an diesem Wegstück darstellt, d.h. dass dieser Kondensator insgesamt um die Ladungsmenge $Q_{\text{signal}} = 213,4 \text{ fC}$ entladen wird. Um diesen Ent- bzw. Aufladevorgang dem Zeitverhalten eines realen Signal anzupassen, wurde dieser Kondensator in der ersten Nanosekunde um 17% und im folgenden Zeitintervall von 150 ns um die restlichen 83% der Ladungsmenge Q_{signal} entladen. Dies wurde durch einen kontinuierlichen Stromfluss modelliert, indem nach jedem Zeitschritt Δt die Ladung ΔQ dem diskreten Kondensator an der Stelle s nach der Gleichung

$$\Delta Q(p, t_i) = \frac{p \cdot Q_{\text{signal}} \cdot \Delta t}{t_i} \quad (7.22)$$

entnommen wurde, wobei p der prozentuale Anteil der Gesamtsignalladungsmenge Q_{signal} und t_i das zugehörige Zeitintervall ist.

Mit diesem Setup wurden zwei Simulationen, bei denen lediglich die globalen Widerstandsbeläge variiert wurden, durchgeführt. Das Signal wurde dabei in der Mitte des Zweidrahtsystems emuliert. Das Video 100M0hm.mp4 zeigt den zeitlichen Verlauf des Verstärkungspotenzials beim und nach Eintreffen der Signalladung bei einem Widerstandsbelag² von $R' = 100 \text{ M}\Omega/\text{cm}$ und das Video 10M0hm.mp4 das Ergebnis dieser Simulation zum Vergleich bei einem Widerstandsbelag von $R' = 10 \text{ M}\Omega/\text{cm}$.

Das Ladungssignal führt kurzzeitig zu einem Abfall des Verstärkungspotenzials. Da der Gitterstreifen die Äquipotentialfläche darstellt, bedeutet dies eine zeitliche Änderung des Potentials auf den resistiven Streifen. Diese zeitliche Potentialänderung wurde näherungsweise auf die Kupfererdungslage, die ebenfalls eine Äquipotentialfläche darstellt, bezogen und ist für beide Simulationen im direkten Vergleich unter Abb. 7.10 abgebildet.

²alias Streifenresistivität

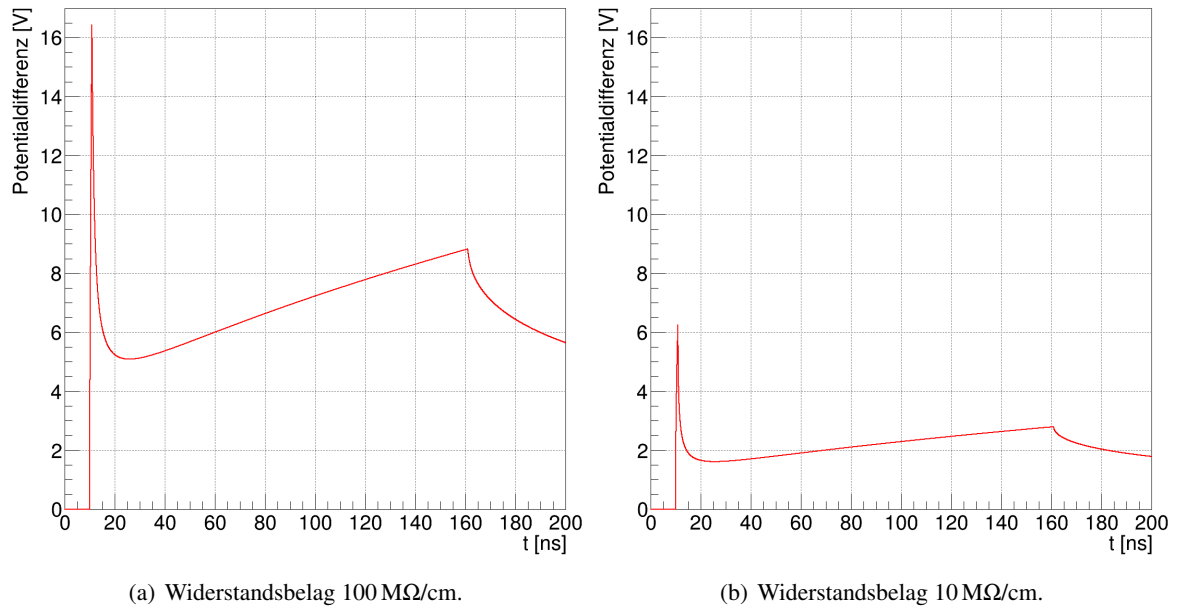


Abbildung 7.10: Simulierter Zeitverlauf der Potentialdifferenz zwischen resistiven Streifen und der Kupfererdungslage. Gleiches Signal, nur der Widerstandsbelag wurde variiert.

Interessant ist an dieser Stelle nur der Gleichspannungsanteil dieser Potentialdifferenz. Dieser fällt bei einer höheren Streifenresistivität deutlich größer aus und könnte dabei das Material zwischen den resistiven Streifen und der Kupfererdungslage mit jedem Signal schrittweise polarisieren.

Das folgende Modell soll diesen Vorgang veranschaulichen, dazu betrachten wir die Hystereseurve der Polarisation gegen das elektrische Feld, Abb. 7.11.

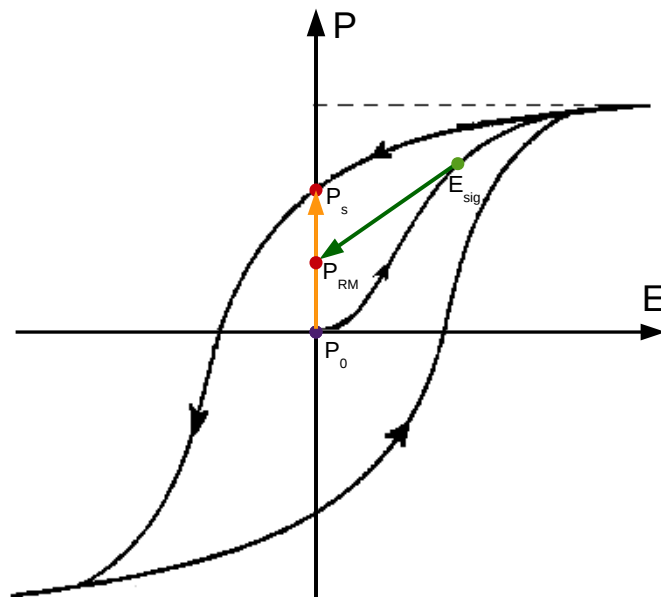


Abbildung 7.11: Sukzessive Erhöhung der remanenten Orientierungspolarisation P_{RM} durch wiederholtes Eintreffen von Ladungssignalen im gleichen resistiven Streifenabschnitt, dargestellt in einer Hystereseurve.

Als Ausgangspunkt liegt der Polarisationszustand des Mediums zwischen den resistiven Streifen und der Kupfererdungslage am Punkt P_0 vor. Das Ladungssignal bewirkt nun ein elektrisches Feld, das die Dipolmoleküle des Mediums zunächst nur durch Trennung der Ladungswolken polarisiert. In Folge dessen wirkt auf diese ein stärkeres Dipolmoment, welches zu einer remanenten Ausrichtung der Moleküle führt, sodass nach Abfluss der Ladungen des Signals eine remanente Orientierungspolarisation P_{RM} zurückbleibt. Die resultierende Spannung dieser remanente Orientierungspolarisation liegt bei FR4 zwischen 0,1% bis 0,2%, abgeschätzt über dessen dielektrischen Verlustfaktor $\tan \delta$, des zuvor angelegten Potentials des elektrischen Feldes. Bei einem einmaligen Vorgang wäre diese beim Gleichspannungsanteil der Signalsimulation Abb. 7.10a nur $0,002 \cdot 6 \text{ V} = 0,012 \text{ Volt}$. Jedoch wird die remanente Polarisation im laufenden Betrieb des Detektor **nicht** durch ein invertiertes elektrisches Feld wieder aufgehoben, so dass bei einem weiteren Signal, die zuvor zurückgebliebene remanente Polarisation als Ausgangspunkt für eine weitere Polarisation durch ein elektrisches Feldes dient. Im Verlauf von vielen Signalen an der gleichen Stelle könnte die remanente Polarisation sukzessiv immer weiter ausgebaut werden.

Am Punkt P_s liegt eine Sättigung der remanenten Orientierungspolarisation P_{RM} vor, da die thermische Molekularbewegung stets der Ausrichtung der Dipolmoleküle des Mediums entgegenwirkt. Der Sättigungsbereich in den K_α -Pulshöhenverlaufskurven (Abb. 7.4) liegt daher bei den Messungen mit größerer Signalrate niedriger, weil hier die erneute Ausrichtung häufiger erfolgt. Der Aufladeeffekt tritt bei Micromegasdetektoren mit höherer Streifenresistivität verstärkt auf, weil der Gleichspannungsanteil des Ladungssignals größer ist und daher das Medium stärker polarisiert werden kann. Eine Versuchsanordnung zur ersten Prüfung dieser Vermutungen wird in der Zusammenfassung Kap. 8 beschrieben.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Diplomarbeit wurde an einem Micromegas Detektor mit resistiver Streifenanode eine Alterungsstudie durchgeführt, sowie das Auftreten von Aufladeeffekten untersucht. Der verwendete Micromegasdetektor besitzt eine Streifenresistivität von $200 \text{ M}\Omega/\text{cm}$. Vor der Durchführung wurde eine Homogenitätsvermessung mit einer ^{55}Fe -Quelle durchgeführt, die zunächst die korrekte Funktionsweise des Detektors sicherstellen sollte.

8.1 Homogenitätsvermessung

Vermessen wurde der Detektor über eine 5×5 Positionslochmaske mit äquidistanten Abständen von 20 mm. Die Homogenität wurde anhand der K_α -Linie in den angenommenen ^{55}Fe -Pulshöhenspektren an den Messpositionen bestimmt. Dabei zeigte der verwendete Detektor eine Homogenität von $\pm 34\%$, dessen Ursache zum einen an Gitterabstandsvariationen liegt. Bei einer weiteren Vermessung nach Alterung mit einer 15×9 Lochmaske, die in x -Richtung einen Positionsabstand von 5 mm und in y -Richtung einen Abstand von 2 mm aufweist, wurde zudem eine tendenziell geringere K_α -Pulshöhe bei größerem Abstand der Messposition zur y -Streifenanalyse festgestellt, welche vermutlich am längeren Laufweg des kapazitiv eingekoppelten Ladungssignals liegt. Außerdem ließ sich eine Korrelation erkennen, dass die K_α -Pulshöhe mit zunehmenden Abstand zum Erdungspunkt, also mit steigendem Streifenwiderstand für die Ladung, die über die resistiven Streifen abfließt, zunimmt. Um die Korrelation noch eingehender zu untersuchen, müsste der gesamte Detektor nochmals vermessen werden, und zwar bei einem Lochabstand von 2 mm. Als maßgebende Struktur für die Homogenität zeigt sich der Abstand der Stützpfeiler mit 5 mm. Nach der Theorie der Signalabtastung sollte daher eine Vermessung mindestens mit doppelter Frequenz, in diesem Fall halben Abstand der Stützpfeiler, erfolgen, um diese Struktur korrekt auflösen zu können. So geschehen teilweise mit 15×9 Lochmaske bei den Positionen in y -Richtung, wo die K_α -Pulshöhen benachbarter y -Positionen keine großen Schwankungen mehr ausweisen, Abb. 6.7. Es hält sich nach allen durchgeführten Untersuchungen und der Simulation im Kap. 7.5 die Vermutung, dass die Pulshöhe in einer Weise direkt mit der Streifenresistivität zusammenhängen könnte, siehe Kap. 8.3 und 8.3. Die Variation der Streifenresistivität wird vom Hersteller mit $\pm 30\%$ angegeben, jedoch bleibt unklar auf welchem Maßstab diese bezogen ist. Daher sollte ein Widerstandskarte von Streifenabschnitten im gleichem Abstand von 2 mm erstellt werden, um diese anschließend mit der feinen Pulshöhenkarte abgleichen zu können. Für die Widerstandsvermessung müsste das Gitter entfernt werden, was den Detektor unweigerlich zerstören würde. Jedoch musste zuvor die aufgetretene Alterung weiter untersucht werden.

8.2 Aufladeeffekt

In den Versuchen zur Charakterisierung des Aufladeeffekts zeigte sich, dass der Aufladeeffekt im Rahmen der Versuchsgenauigkeit lokalisiert ist. Außerdem wurde in der Messreihe bei verschiedenen Signalaraten eine Frequenzabhängigkeit der Sättigungspulshöhe in den K_{α} -Pulshöhenverlaufskurven beobachtet. Eine erste phänomenologische Erklärung liefert die Simulation in Kap. 7.6 und die Interpretation der Ergebnisse. Demnach wäre der Aufladeeffekt durch sukzessive Erhöhung einer remanenten Orientierungspolarisation durch wiederholtes Eintreffen von Ladungssignalen im gleichen resistiven Streifenabschnitt durch den auftretenden Gleichspannungsanteil der resultierenden Potentialdifferenz möglich. Die themische Molekularbewegung wirkt der remanenten Orientierungspolarisation entgegen, so dass ein Gleichgewichtszustand im Sättigungsbereich der Verlaufskurven vorliegt, der abhängig von der Signalarate und der Temperatur ist. Um diese These einem ersten Test zu unterziehen, könnte die Temperatur im Klimaschrank erhöht werden. Da die Gasverstärkung insbesondere von der Teilchendichte des Detektorgases abhängt, könnte diese in der Versuchsanordnung durch Anpassung des Gasdruck konstant bleiben. Demnach müsste eine höhere Sättigungspulshöhe bei einer höheren Gastemperatur und gleichbleibender Ausgangspulshöhe des bereits durchgeführten Versuch erreicht werden.

Die Wirkung dieser remanenten Polarisation könnte drei möglicherweise kumulative Einflüsse auf die ausgelesene Pulshöhe haben. Erstens kann die Polarisation über den Detektorbereich des Strahlflecks inhomogen erfolgen, wodurch es zur Verzerrung der Verstärkungsfeldes kommt. Da die meisten Signalladungen erst im letzten Schritt der Gasverstärkung, kurz vor dem Auftreffen auf die resistiven Streifen, frei werden, könnte dies im Mittel zu einer geringeren Pulshöhe führen. Zweitens kann die remanente Polarisation im Medium zwischen den resistiven Streifen und der Kupfererdunglage zu einer geänderten kapazitiven Kopplung des Ladungssignals an die y -Auslesestreifen führen. Drittens könnte die Polarisation das Verstärkungsfeld selbst verringern und direkt eine kleine Gasverstärkung führen würde. Des Weiteren zeigen die Ergebnisse der Simulation bei verschiedenen Streifenresistivitäten im direkten Vergleich in Abb. 7.10 neben dem unterschiedlich großen Gleichspannungsanteil, mit dem die Stärke des auftretendem Aufladeeffekt anhand des vorgestellten Hysterese-Modells begründet werden kann, eine andere Steigung im Potentialverlauf. Als maßgebende Gleichung die an der kapazitiven Auskopplung des Ladungssignals beteiligt ist, sei der Term des ampèreschen Durchflutungsgesetzes

$$I_v = \int_A \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (8.1)$$

zu nennen, der den Verschiebungsstrom beschreibt. Demnach wäre der Verschiebungsstrom bei einer höheren Streifenresistivität und damit die ausgelesene Pulshöhe größer. Allerdings wurde bei der Simulation die Rückkopplung der Kapazität zwischen den resistiven Streifen und der Kupfererdunglage nicht berücksichtigt, so dass zur Prüfung dieser These eine weitere Simulation auf Grundlage der Maxwell-Gleichungen in Materie geschrieben werden sollte.

8.3 Alterungsstudie

Höhere Signulpulshöhen wurden auch im direkt von der Alterungsbestrahlung mit 20 MeV Protonen bei einer Rate von 6 MHz über elf Stunden betroffenen Detektorbereich festgestellt, die keiner Energie im ^{55}Fe -Spektrum zugeordnet werden konnte. Hier zeigte sich eine Aufgrauung und sichtbare Glattheit der resistiven Streifen unter dem Mikroskop. Sollte das Material der resistiven Streifen abgetragen worden sein, etwa durch frei Kohlenmonoxidradikale, die bei Gasentladungen entstanden sein könnten, hätte dies eine lokale Erhöhung des Streifenwiderstands zur Folge, die wiederum nach den Beobachtungen und der zuvor aufgestellten These, die erhöhten Pulshöhen erklären könnten. Die längere Signalanstiegszeit (Abb. 6.14 kann die Folge einer Erhöhung der Kapazität in dem Bereich sein, etwa durch eine Ablagerung eines Teiles des Kohlenstoffs an der Unterseite des Gitters, wodurch

die positiven Gasionen am Gitter langsamer rekombinieren könnten.

Die Alterungsbestrahlung müsste an einer anderen Stelle der Detektoroberfläche wiederholt werden. Dabei sollte während der Bestrahlung mit Protonen der Detektor auf Entladungen untersucht werden. Zudem könnte man durch zusätzliche Micromegas Detektoren, die auch bei hohen Raten funktionieren und bisher keine Alterung aufweisen, etwa den von [Bor14] entwickelten Floating Strip Micromegas, vor und hinter dem resistiven Micromegas Detektor im Protonenstrahl positionieren werden, um die genaue Flussdichte zu bestimmen, bei der die Alterung der resistiven Streifen auftritt.

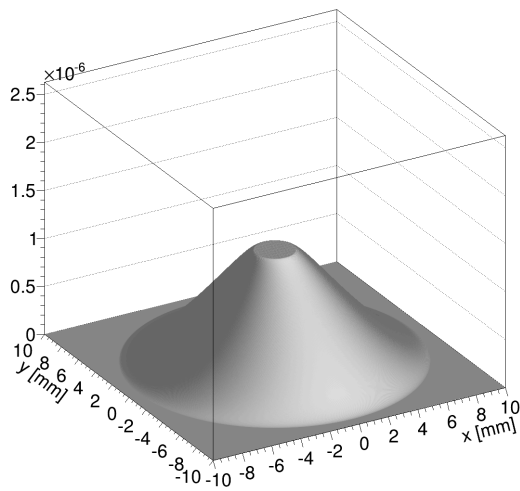
Das austretende Detektorgas bei der erneuten Alterungsbestrahlung können auf einen erhöhten Kohlenmonoxidgehalt untersucht werden. Ebenso sollte der Streifenwiderstand der bestrahlten resistiven Streifen vermessen werden und untersucht werden, ob leitenden Verbindungen mit den darunter liegenden Kupferauslesestreifen entstanden sind.

Abschließend kann die Alterungserscheinung jedoch erst beurteilt werden, wenn diese erneute Alterungsbestrahlung durchgeführt wurde und danach das Gitter entfernt werden kann, um direkten Zugang zu den resistiven Streifen zu erhalten. Davor wären nur Entnahmen von Proben der resistiven Streifen möglich, die eine Untersuchung durch Massen- oder Röntgenfluoreszenzspektroskopie erlauben.

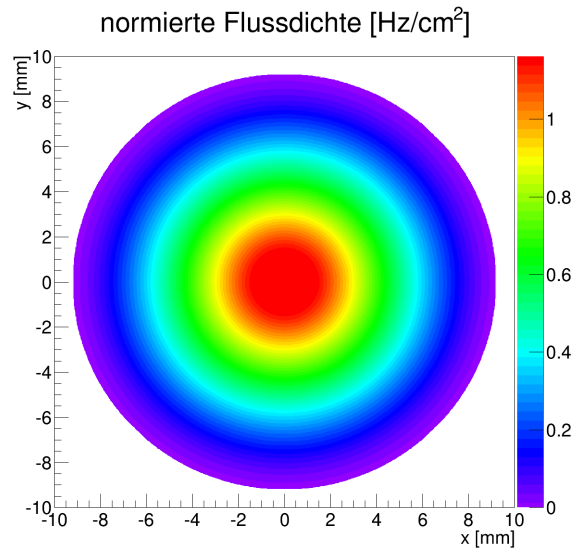
Anhang A

Anhang

A.1 Raytracer Ergebnisse

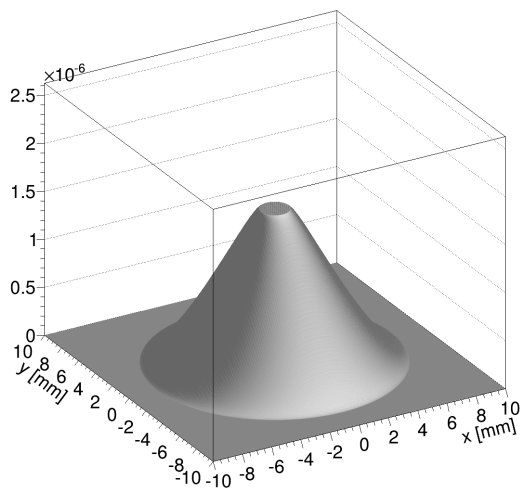


(a) normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung

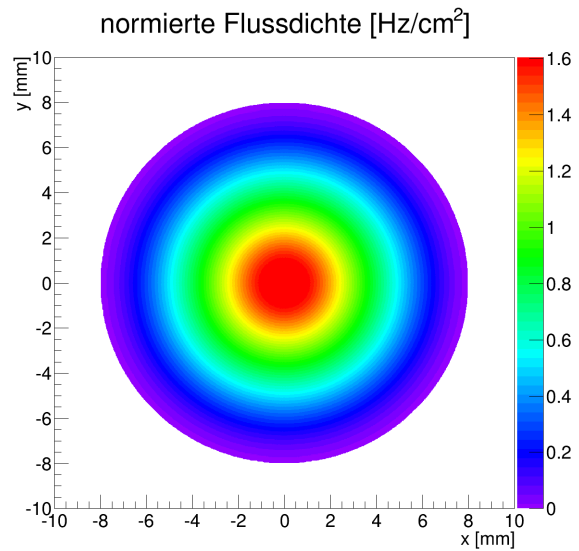


(b) normierte Flussdichte

Abbildung A.1: Ergebnis der Strahlgeometrieberechnung der Homogenitätsuntersuchung

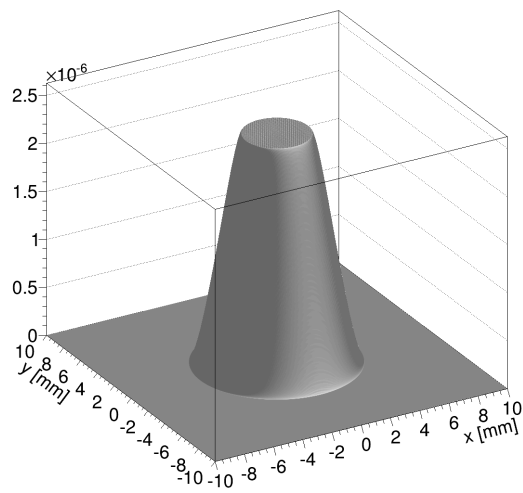


(a) normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung

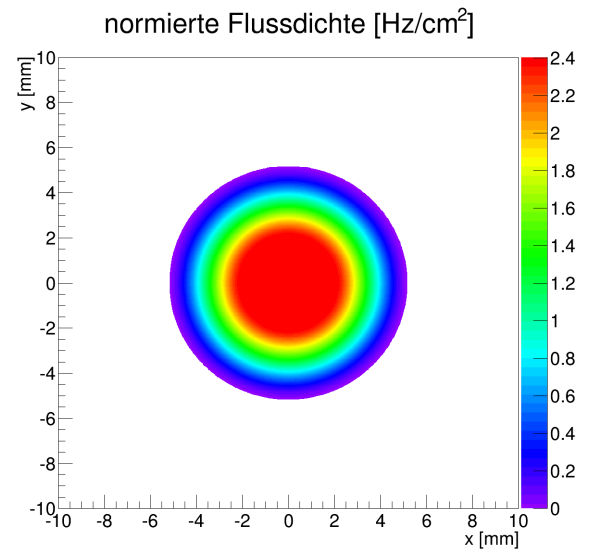


(b) normierte Flussdichte

Abbildung A.2: Ergebnis der Strahlgeometrieberechnung der Aufladeeffektuntersuchungen



(a) normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung



(b) normierte Flussdichte

Abbildung A.3: Ergebnis der Strahlgeometrieberechnung der feineren Alterungsvermessung

A.2 Blaupausen

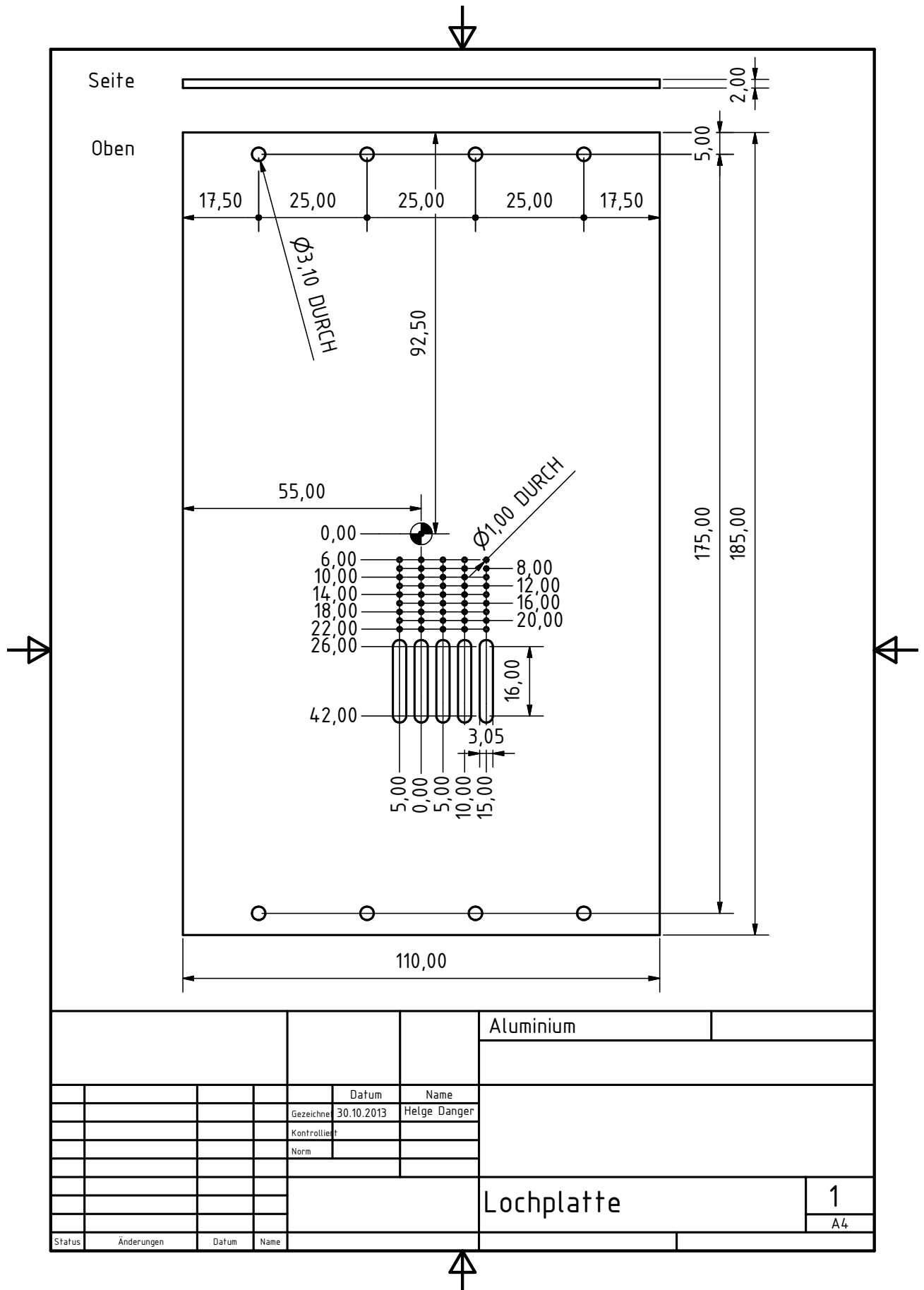


Abbildung A.4: Blaupause der Positionierungsmaske für die feinere Vermessung nach Alterung. Die Maske lässt sich über die Verschraubungen mit dem Detektordeckel nach links und rechts versetzen, sodass in x-Richtung 15 Messpositionen möglich sind.

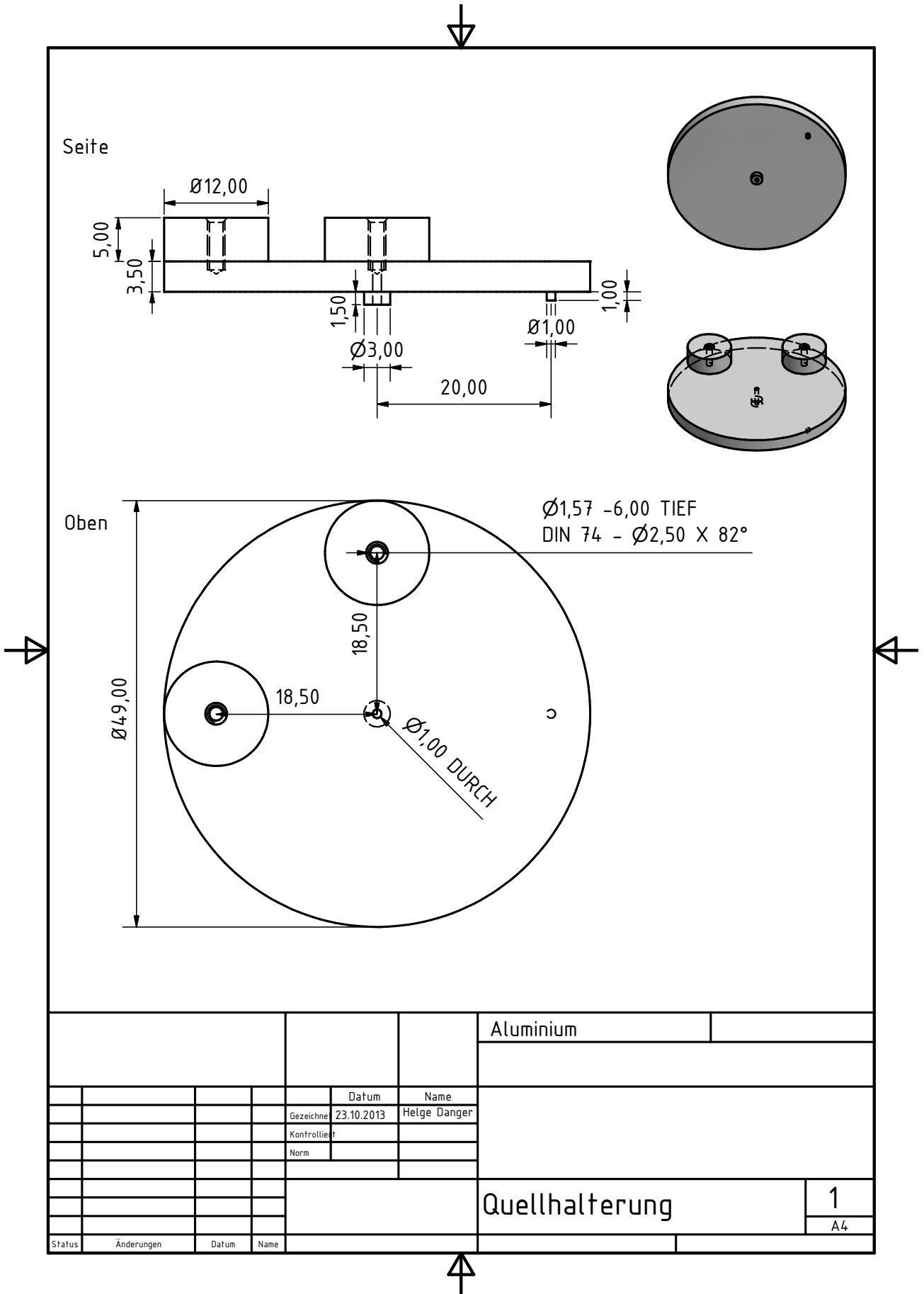


Abbildung A.5: Blaupause der Quellhalterung mit Kollimator (passend zu A.4)

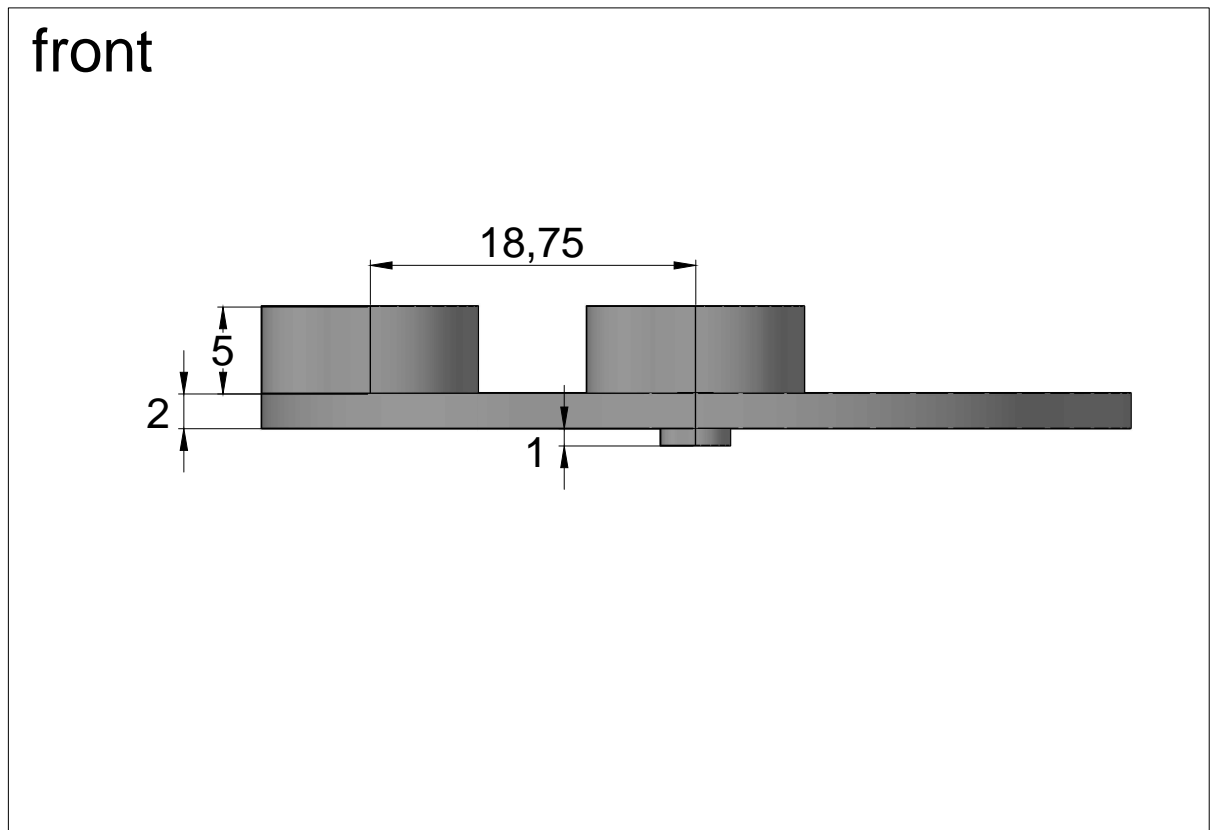


Abbildung A.6: Blaupause der Quellhalterung mit Kollimator (passend zu A.7)

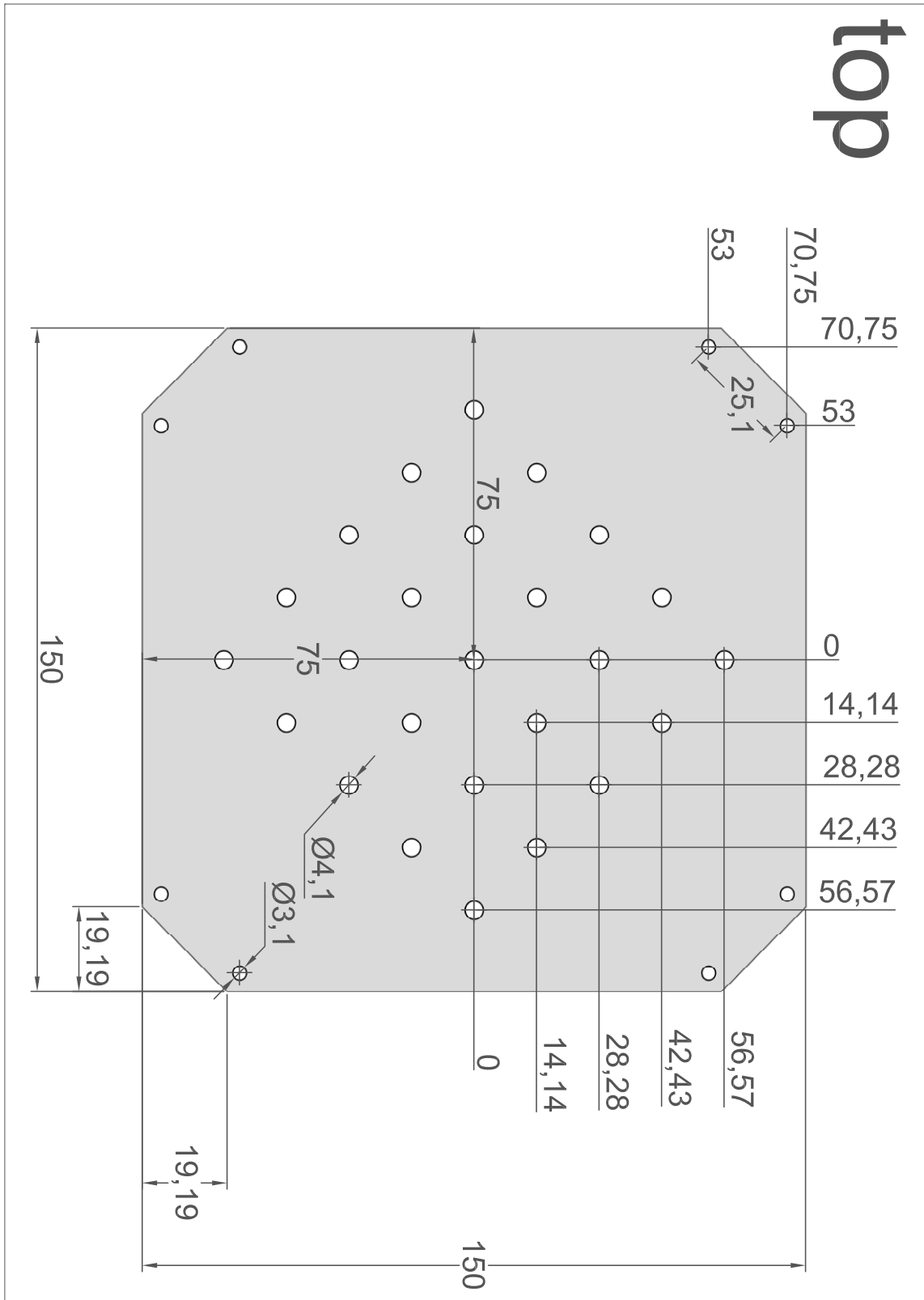


Abbildung A.7: Blaupause der Positionierungsmaske für die Messung des Aufladeeffekts, Aluminium mit 2 mm Materialstärke

A.3 Pulshöhenspektren

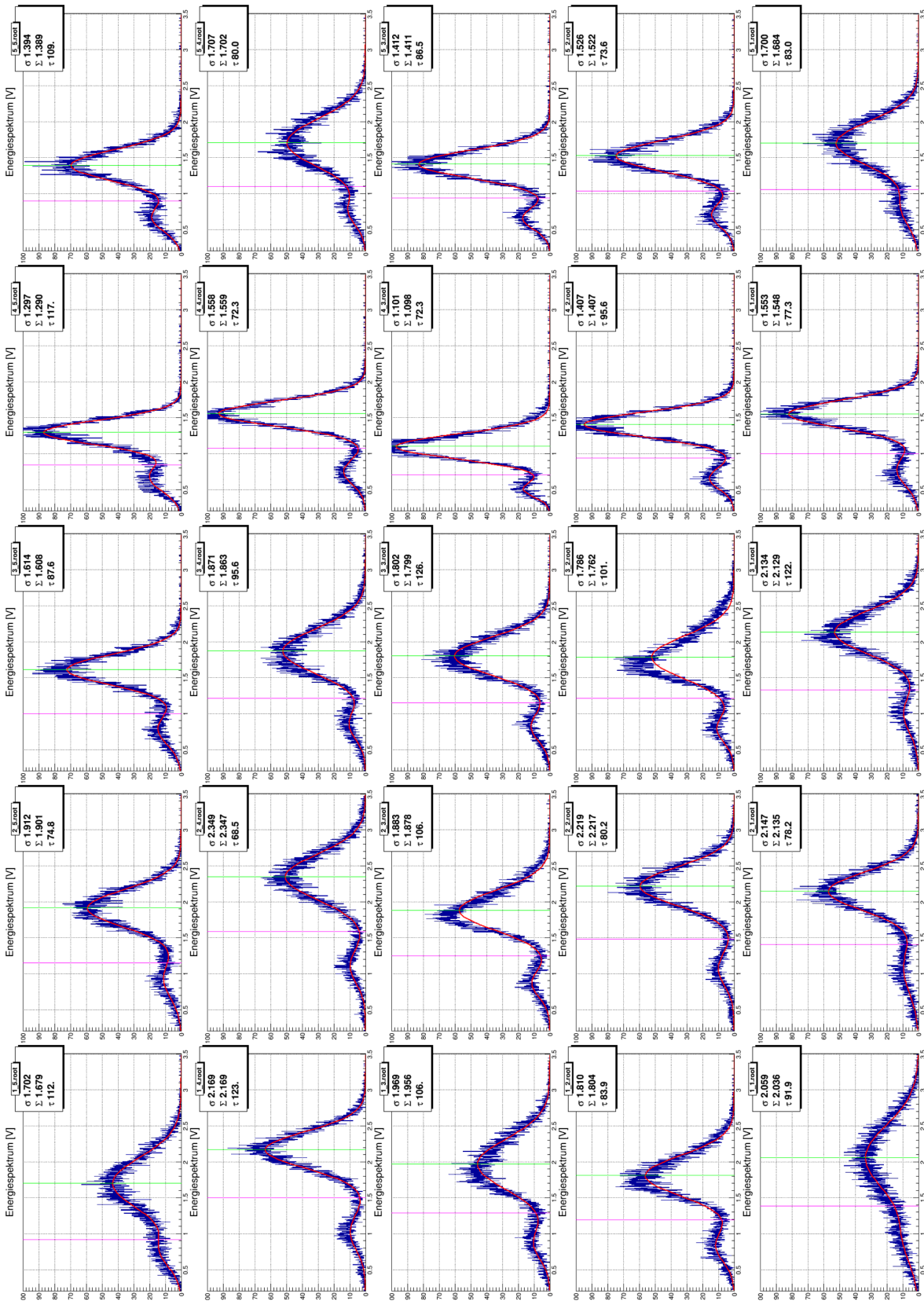


Abbildung A.8: Pulshöhenspektren an 25 Positionen bei der Homogenitätsverbesserung, erster Messdurchgang, je 2000 Signale, τ steht Messdauer in Sekunden, erster Messdurchgang

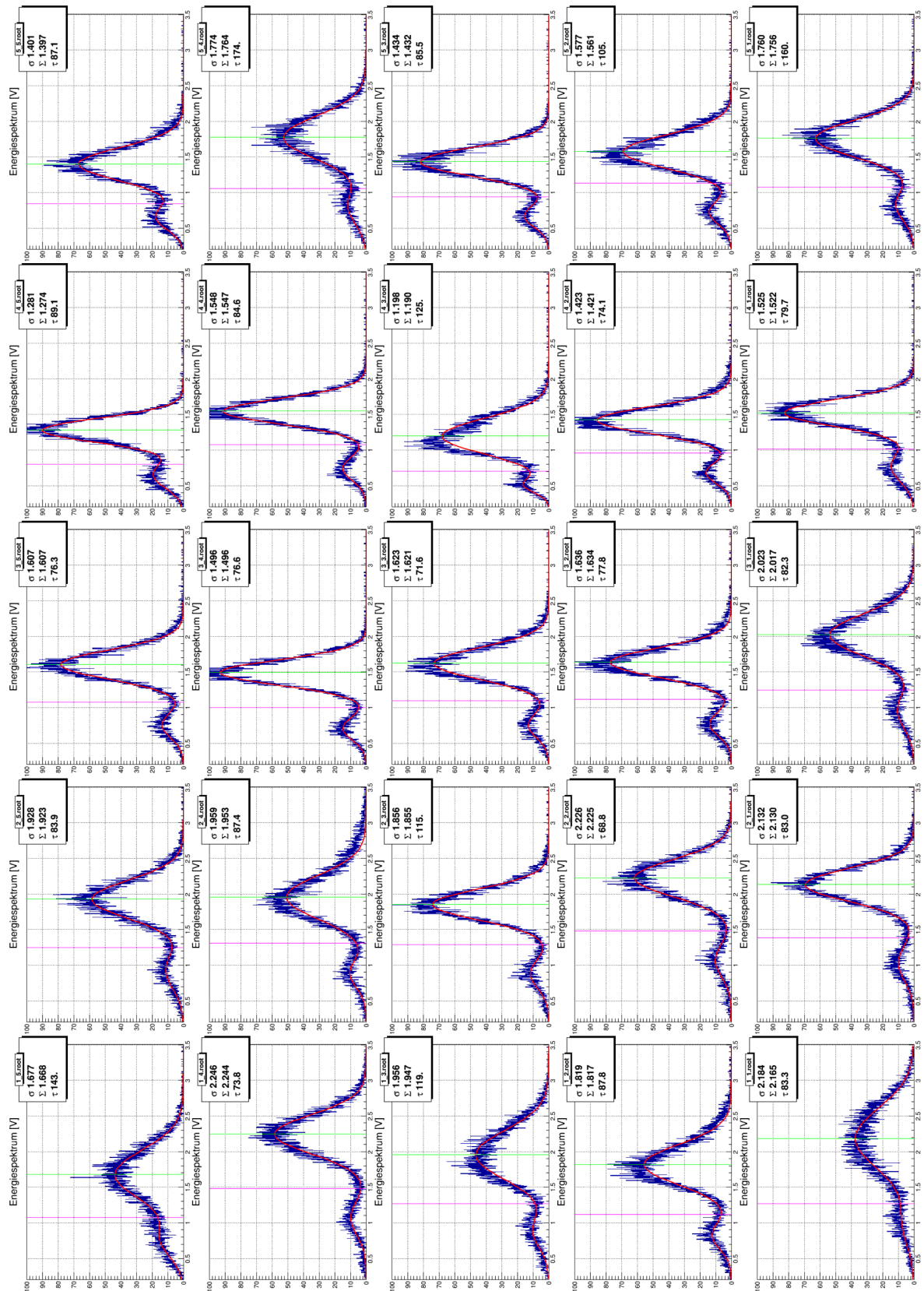


Abbildung A.9: Pulshöhenspektren an 25 Positionen bei der Homogenitätsverbestimmung, je 2000 Signale, τ steht Messdauer in Sekunden, zweiter Messdurchgang

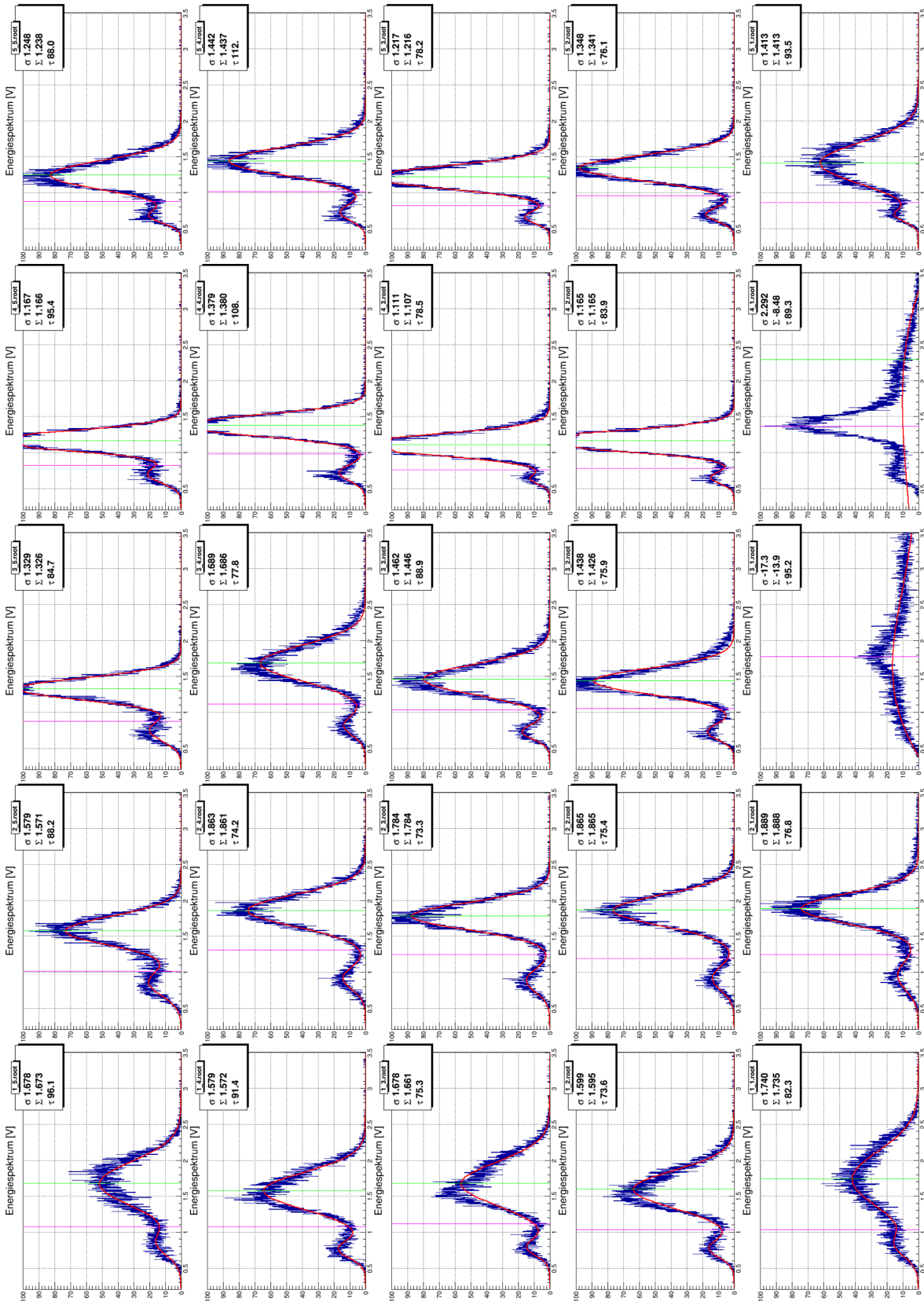


Abbildung A.10: Pulshöhenspektren an 25 Positionen nach der Alterung, je 2000 Signale τ steht Messdauer in Sekunden, erster Messdurchgang

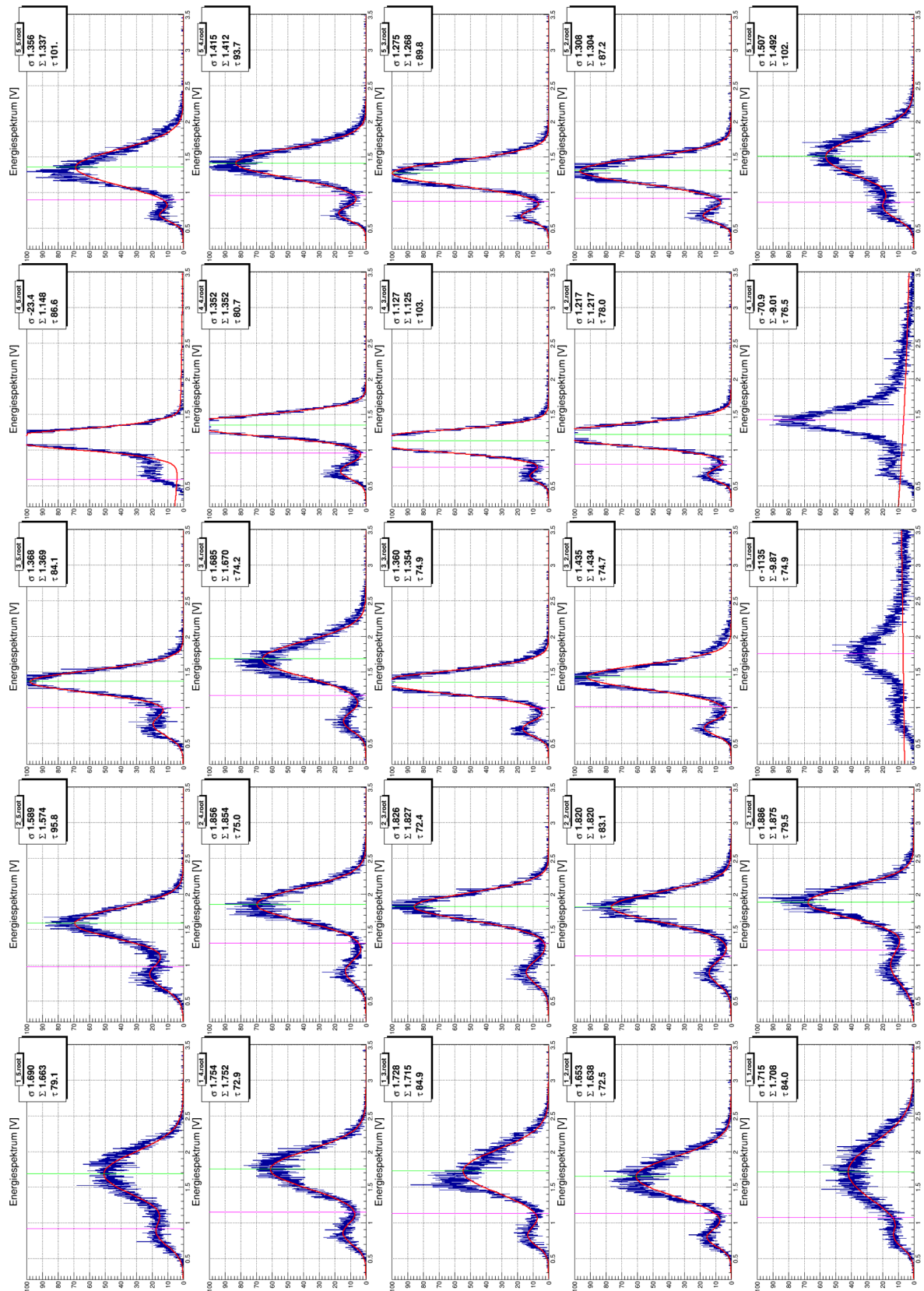


Abbildung A.11: Pulshöhenspektren an 25 Positionen nach der Alterung, je 20000 Signale, τ steht Messdauer in Sekunden, zweiter Messdurchgang

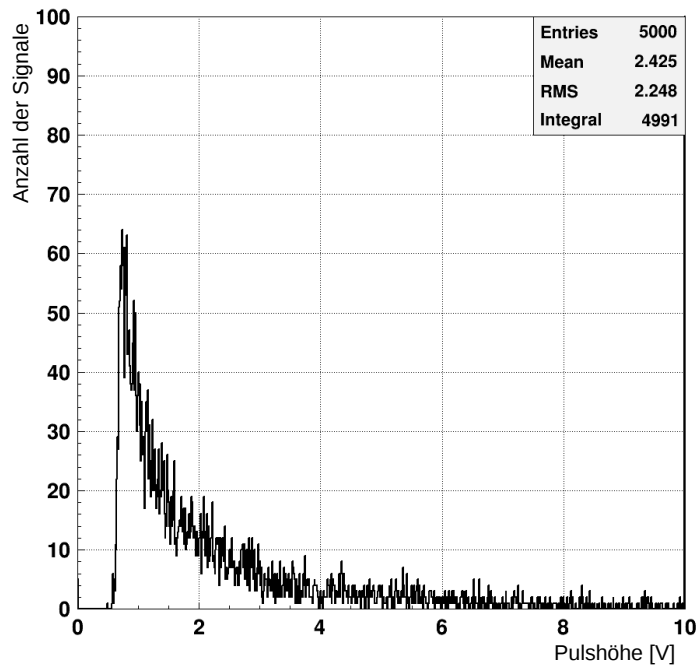


Abbildung A.12: Muonenhintergrund über die gesamte aktive Detektorfläche von $9 \times 9 \text{ cm}^2$. Es wurden 5000 Signale über einen Zeitraum von 5210 s aufgenommen.

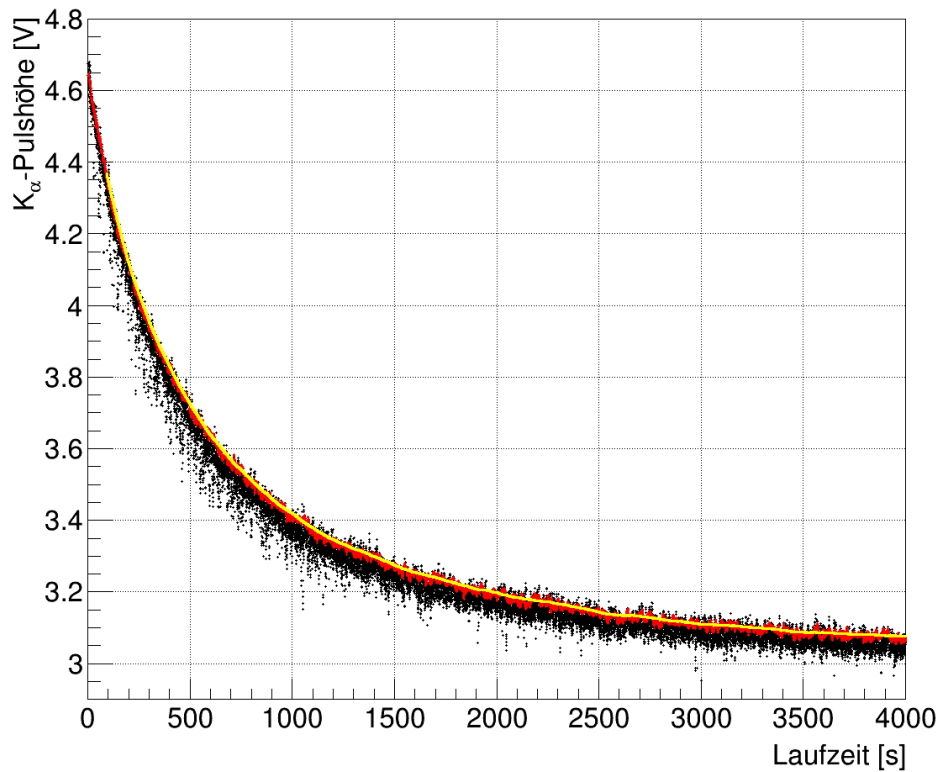


Abbildung A.13: Ausschnitt K_α -Pulshöhenverlauf bei 541 Hz Durchschnittsrate mit unterschiedlicher Anzahl an Pulshöhen in einem Spektrum. Schwarze Punkte wurden mit 1000, rote Punkte mit 5000 und gelbe Punkte mit 100000 Pulshöhen in einem Pulshöhenspektrum zeitlich homogener Signale ermittelt.

Literaturverzeichnis

- [AMC13] ATLAS-MUON-Collaboration: *New Small Wheel Technical Design Report*. Technischer Bericht, CERN, Kollaboration, Juni 2013.
<http://cds.cern.ch/record/1552862/files/ATLAS-TDR-020.pdf?version=4>.
- [ATL14a] ATLAS, Collaboration: *A detailed computer-generated image of the ATLAS detector and its systems. (Labeled version)*, aufgerufen Juni 2014.
<http://www.atlas.ch/photos/index.html>.
- [ATL14b] ATLAS, Collaboration: *Overall view of the LHC experiments*, aufgerufen Juni 2014.
<http://www.atlas.ch/photos/index.html>.
- [Bor10] Bortfeldt, J.: *Development of Micro-Pattern Gaseous Detectors - Micromegas*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, Fakultät für Physik, München, Nov. 2010. http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/dipl_bortfeldt.pdf.
- [Bor14] Bortfeldt, J.: *Development of Floating Strip Micromegas Detectors*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, Fakultät für Physik, München, März 2014.
<http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/>.
- [CAE06a] CAEN, S.p.A: *Technical Information Manual MOD. N1145*, Okt. 2006.
<http://www.caen.it>.
- [CAE06b] CAEN, S.p.A: *Technical Information Manual MOD. N625*, Okt. 2006. <http://www.caen.it>.
- [CAE06c] CAEN, S.p.A: *Technical Information Manual MOD. N840*, Okt. 2006. <http://www.caen.it>.
- [CAE10] CAEN, S.p.A: *Technical Information Manual MOD. N454*, Nov. 2010.
<http://www.caen.it>.
- [Can07] Canberra, Industries: *Canberra 2004 data sheet*, 2007. <http://www.canberra.com>.
- [CER14] CERN, Collaboration: *The HL-LHC project*. Homepage, April 2014.
<http://hilumilhc.web.cern.ch/HiLumiLHC/about/>.
- [Dem05a] Demtröder, Wolfgang: *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 4. Auflage, 2005.
- [Dem05b] Demtröder, Wolfgang: *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2. Auflage, 2005.
- [ES88] E.B. Saloman, J.H. Hubbell, J.H. Scofield: *X-ray Attenuation Cross Sections for Energies 100 eV to 100 keV and Elements Z = 1 to Z = 92*. Atomic Data and Nucl. Data Tables 38. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1988.
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> [2014, May 20].

- [EW94] E. Weber, F. Nebeker: *The Evolution of Electrical Engineering*. IEEE Press, Piscataway, New Jersey USA, 1994.
- [Hus03] Hussein, Esam M. A.: *Handbook on radiation probing, gauging, imaging and analysis*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
- [IS12] Iseg Spezialelektronik, GmbH: *High Voltage Power Supply SHQ HIGH PRECISION series with RS232 Interface Operator Manual*, März 2012. http://productspice.iseg-hv.com/media/production/pt_property_2_MAN_SHQ_x2x_DE-20120306.pdf.
- [JB12] J. Beringer, et al.: *Review of Particle Physics*. Nummer 010001 in *Physical Review D* 86. Particle Data Group, 2012.
- [JH80] J.H. Hubbell, H.A. Gimm., I. Overbo: *Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV–100 GeV Photons in Elements Z = 1 to 100*. J. Phys. Chem. Ref. Data 9, 1980.
- [JH04] J.H. Hubbell, S.M. Seltzer: *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (version 1.4)*. NISTIR 5632, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2004. [Online] Available: <http://physics.nist.gov/xaamdi> [2014, May 20].
- [Jou06] Journey234: *Elektroneneinfang (2 Phasen) - Released into public domain*, Okt. 2006. http://en.wikipedia.org/wiki/Electron_capture#mediaviewer/File:Elektroneneinfang_
- [Leo94] Leo, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Luxemburg, Berlin, 2. Auflage, 1994.
- [Lip12] Lippert, B.: *Studien zur Signalentstehung und Parametrisierung der Gasverstärkung in einem Micromegas-Detektor*. Bachelorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, Fakultät für Physik, München, Juli 2012. http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/bachelor/bac12_blippert.pdf.
- [Lö13] Lösel, P.: *Studien zum Betriebsverhalten von großflächigen Micromegas Detektoren*. Masterarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, Fakultät für Physik, München, Okt. 2013. http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/master_ploesel.pdf.
- [MC78] M. Cardona, L. Ley, et al.: *Photoemission in Solids I: General Principles with additional corrections*. Springer-Verlag, Berlin, 1978.
- [ME11] Meilhaus Electronic, GmbH: *Meilhaus Electronic Handbuch ME-4600 Serie 2.3D*, Aug. 2011. http://www.meilhaus.org/downloadserver/manuals/ME-4600_2.3D.pdf.
- [OAMTa] ORTEC Advanced Measurement Technology, Inc: *Technical Information - 442 Linear Gate Stretcher*. <http://www.ortec-online.com/Products-Solutions/>.
- [OAMTb] ORTEC Advanced Measurement Technology, Inc: *Technical Information - 452 Spectroscopy Amplifier*. <http://www.ortec-online.com/Products-Solutions/>.
- [OAMTc] ORTEC Advanced Measurement Technology, Inc: *Technical Information - 474 Timing Filter Amplifier*. <http://www.ortec-online.com/Products-Solutions/>.
- [Sau77] Sauli, F.: *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Lectures given in the Academic Training Programme of CERN (Genf, 1975-1976). Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, CERN-77-09. Genf, Mai 1977. <http://cdsweb.cern.ch/record/117989>.

- [Sau09] Saure: *Leitungsbelag - Released into public domain*, Okt. 2009. <http://de.wikipedia.org/wiki/Leitungstheorie#mediaviewer/Datei:Leitungsbelag.svg>.
- [sM13] Moll s.: *Entladungsstudien an Micromegas - Teilchendetektoren*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, Fakultät für Physik, München, Juni. 2013. http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/dipl_smoll.pdf.pdf.
- [TL95] Teledyne LeCroy, GmbH: *Datasheet 222 NIM Dual Gate and Delay Generator*, Sep. 1995. <http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/222.htm>.
- [Tow10] Townsend, J. S.: *The Theory of Ionization of Gases By Collision*. Constable & Company Ltd, London, 1910.
- [YG96] Y. Giomataris, et al.: *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A. Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Juni 1996.
- [Z72] Z72, Electronic department Physik TUM: *Datenblatt GG 1200*. <https://www.ph.tum.de/fakultaet/services/elektronik/downloads/GG1200.pdf>.

Danksagungen

Meinen herzlichsten Dank gilt:

Prof. Dr. Otmar Biebel, der trotz seiner umfangreichen Aufgaben stets Zeit für seine Studenten hat.

Priv. Doz. Dr. Peter Thirolf für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Dr. Jonathan Bortfeldt für die ausgezeichnete Betreuung und für die Beantwortung all meiner Fragen.

Dr. Ralf Hertenbergen für seine Unterstützung und die wichtigen Impulse zur richtigen Zeit.

Alexander Ruschke für die gute Büroatmosphäre.

den Mitgliedern der Hardwargruppe für die Zusammenarbeit.

allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls.

meiner Familie für die emotionale und finanzielle Unterstützung während des Studiums.

Meiner Mutter möchte ich besonders für die regelmäßig Zusendung von Nordseekrabbensalat, guter Lakritze und holsteinischer Bauernmettwurst bedanken, Lebensmittel die trotz fortgeschrittener Globalisierung in Bayern schwer zu bekommen sind.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Helge Danger

München, den 21. Juli 2014

