

JOHANN WOLFGANG
GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT

FACHBEREICH PHYSIK

Messung der Gasverstärkung am
TRD Teststand für das CBM Experiment



BACHELORARBEIT

VON

ISABEL KUHN

7. Dezember 2020

Erstgutachter: Prof. Dr. Christoph Blume
Zweitgutachter: Dr. Jens Wiechula

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	FAIR	2
1.3	CBM	3
2	Theorie des Transition Radiation Detektors	5
2.1	Aufbau und Funktion	5
2.1.1	Energiedeposition	5
2.1.2	Radiator	6
2.1.3	Detektion von Ereignissen	7
2.1.4	Auslekette	8
2.2	Gasverstärkung	10
3	Messaufbau	13
3.1	Versuchsaufbau	13
3.1.1	Aufbau Teststand	13
3.1.2	Detektorgas	14
3.1.3	Radioaktive Eisenquelle	14
3.2	Bau und Test des TRD Prototyps	15
3.2.1	Aufbau der Kammer	15
3.2.2	Bau der Kammer 1 und 2	16
3.2.3	Bau der Kammer 3	20
4	Datenerfassung und Auswertung	21
4.1	Messung des Anodenstroms	21
4.2	Primärstrom	24
4.2.1	Deponierte Photonenenergie	25
4.2.2	Rate	27
4.3	Gasverstärkung	30
5	Zusammenfassung und Ausblick	33

1 Einleitung

1.1 Motivation

Alles was wir in unserer Umwelt wahrnehmen besteht aus kleinen Teilchen, sogenannten Atomen. Sie lassen sich in noch kleinere Teilchen, die Protonen und Neutronen zerlegen. Diese wiederum sind aus Quarks zusammengesetzt. Quarks kommen unter Normalbedingungen nicht als freie Teilchen vor, sondern stets in gebundenen Zuständen. Das Phänomen wird in der Teilchenphysik *confinement* genannt [9].

In der Theorie des Urknalls geht man davon aus, dass bis 10^{-6} Sekunden nach dem Big Bang die Temperatur so hoch war, dass sich Quarks frei bewegen konnten. Sie befanden sich in einem nicht gebundenen Zustand, der als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet wird. Als sich das Universum abkühlte, begannen die Quarks Bindungen einzugehen. Dieser Übergang von freien Quarks und Gluonen zu Hadronen wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Das Phasendiagramm (Abb. 1), das auf der Theorie der QCD basiert, zeigt den Übergangsbereich zwischen Quark-Gluon-Plasma und Hadronen. Genau dieser Bereich soll mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern untersucht und gemessen werden. Die *Facility for Antiproton and Ion Research* kurz FAIR in Darmstadt ist ein Beschleunigerzentrum, an dem das Quark-Gluonen-Plasma erforscht werden soll [6].

Für das Compressed Baryonic Matter Experiment, das an der Beschleunigeranlage FAIR unter anderem das Quark-Gluonen-Plasma untersuchen soll, entwickelt die Goethe-Universität Frankfurt in Kooperation mit der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster und der University of Bucharest zurzeit einen Transition Radiation Detektor. In dieser Arbeit soll die Gasverstärkung dieses Detektors an einem Prototyp experimentell bestimmt werden und anschließend mit Gasverstärkungsfaktoren aus der Simulation verglichen werden.

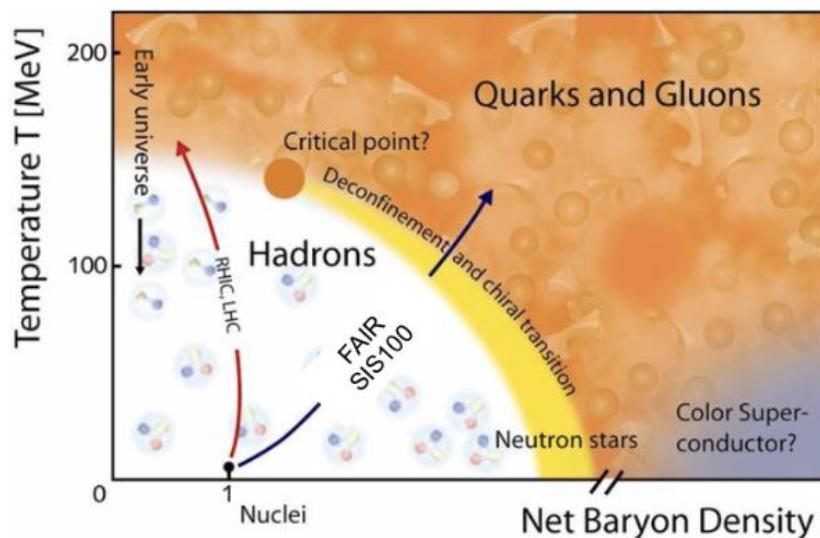


Abbildung 1: Phasendiagramm mit qualitativer Darstellung des Übergangsbereich von Hadronen zum Quark-Gluon-Plasma mit kritischem Punkt. Mit dem blauen Pfeil ist der Forschungsbereich von FAIR eingezeichnet [21].

1.2 FAIR

FAIR wird zurzeit als Erweiterung der schon bestehenden Anlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt gebaut (Abb. 2). In der FAIR Beschleunigeranlage werden die Ionen zunächst in einem Linearbeschleuniger (UNILAC) beschleunigt und anschließend in den Ringbeschleuniger (SIS18) und von dort aus in einen weiteren Ringbeschleuniger (SIS100) eingespeist. Letzterer ist eine Erweiterung der aktuellen GSI Anlage und ist mit einem Durchmesser von ca. 1100 m fünfmal größer als der SIS18 Ringbeschleuniger.

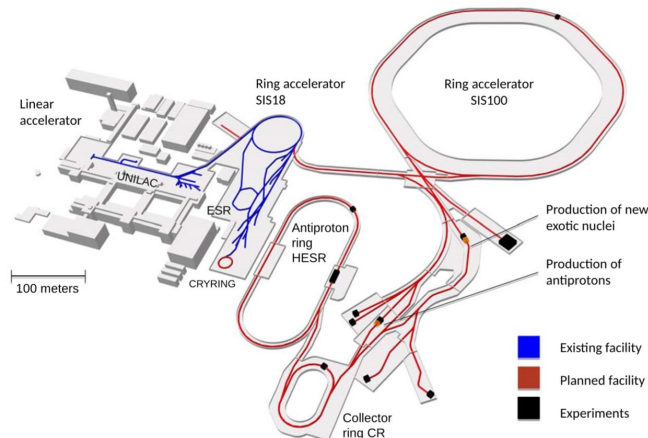


Abbildung 2: Bestehende GSI Anlage (blau) und geplanter Neubau (rot) [6]

In den Experimenten werden Goldionen mit Schwerpunktsenergien zwischen 2 bis 11 $AGeV$ und Protonen mit Schwerpunktsenergien bis zu 26 GeV untersucht. Sie treffen im Compressed Baryonic Matter (CBM) Experiment auf ein fixiertes Ziel, das sogenannte *fixed target*, bestehend aus mehreren segmentierten Goldfolien. Durch das Experiment sollen die im Phasendiagramm (Abb. 1) dargestellten Bereiche bei moderater Temperatur und hoher Dichte untersucht werden [9]. Dabei soll physikalische Grundlagenforschung zur Untersuchung der Struktur der Materie und der Entwicklung des Universums betrieben werden. Durch Teilchenstrahlen mit bisher unerreichter Intensität und Ereignisraten von bis zu 10 MHz werden im Labor Bedingungen von Druck, Temperatur und Dichte erzeugt, die extreme Zustände, wie beispielsweise in Neutronensternen, nachstellen sollen.

FAIR gliedert sich in vier große Experimente: NUSTAR, PANDA, APPA und CBM. Das CBM Experiment ist darauf ausgelegt, die Quantenchromodynamik bei hoher Dichte und gemäßigter Temperatur zu untersuchen. NUSTAR gliedert sich in weitere Unterexperimente, die in den Bereichen nuklearer Struktur, Reaktion und Astrophysik forschen. Das PANDA-Experiment betreibt Hadronspektroskopie zur Untersuchung der Struktur und Dynamik von Hadronen. APPA erforscht in der Atom- und Plasmaphysik unter anderem die Eigenschaften von Plasmen und Materie unter extremen Bedingungen und die Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung .

1.3 CBM

Das Ziel des Compressed Baryonic Matter (CBM) Experiments ist es, mit Hilfe von Schwerionenkollisionen, das QCD-Phasendiagramm im Bereich hoher Nettobaryonendichte zu untersuchen. Dazu soll eine große Anzahl an Teilchen und Observablen gemessen werden, wie beispielsweise Dileptonen und Hyperkerne. Zur Untersuchung seltener Observablen werden hohe Datenraten benötigt, um Aussagen statistisch belegen zu können. Im CBM Experiment werden Raten von bis zu 10 MHz durch die Verwendung eines *fixed target* erzeugt [8].

Da das Experiment Vorwärtsrapiditäten misst, sind die Detektoren hintereinander angeordnet. Die Variabilität in der Anordnung schafft die Möglichkeit zwischen einem Elektronen-, Myonen- und Hadronen-Setup umzubauen, indem der Ring Imaging Cherenkov Detektor durch die Muon Tracking Chamber ausgetauscht wird (Abb. 3).

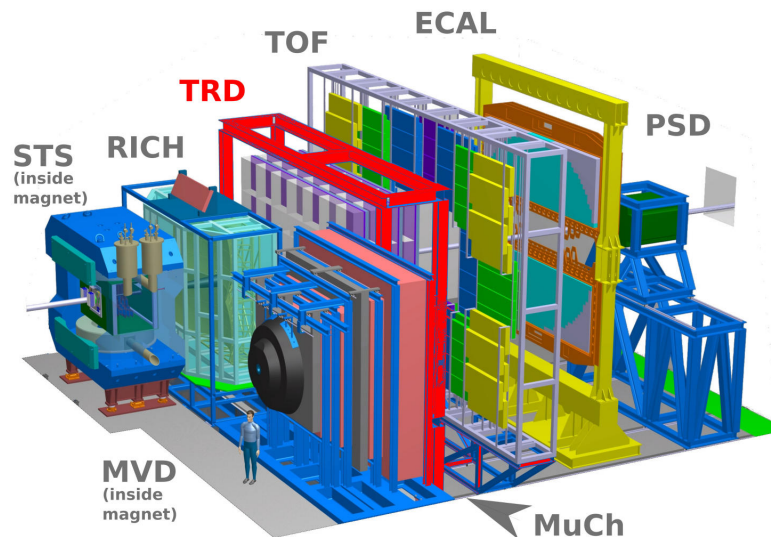


Abbildung 3: Aufbau des Compressed Baryonic Matter Experiments. Die Detektoren sind hintereinander angeordnet, mit der Option den RICH auszubauen und durch die MuCh zu ersetzen, um so Setups zur Elektronen-, Myonen- und Hadronendetektion zu schaffen [22].

Die erste Komponente des CBM Experiments ist in Strahlrichtung gesehen ein Dipolmagnet, der die Trajektorien der Teilchen ablenkt und dadurch ermöglicht ihren Impuls durch die nachfolgenden Detektoren zu messen. Im Dipolmagneten befindet sich das Target, der *Micro-Vertex-Detektor* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS). Der MVD befindet sich in ca. 5 cm Entfernung vom Target zur möglichst genauen Sekundärvertices Lokalisierung, um z. B. sogenannte D-Mesonen zu identifizieren. Das STS befindet sich ca. 30 cm - 100 cm hinter dem Target und dient der Bestimmung der Teilchentrajektorie, wodurch auf den Impuls geladener Teilchen geschlossen werden kann. Im Aufbau folgen danach der *Ring Imaging Cherenkov Detektor* (RICH) und der *Transition Radiation Detektor* (TRD), die zur Identifikation von Elektronen im gesamten Impulsbereich dienen. Hohe Elektronen Effizienz erreicht der RICH im Bereich niedrigerer Impulse und der TRD bei höheren Impulsen. Der TRD besteht im Experiment aus vier hintereinander angebrachten Detek-

torlagen. Jede Lage ist wiederum aus vier verschiedenen Kammertypen aufgebaut, die sich in der Größe und Granularität der einzelnen Pads unterscheiden. Myonen werden durch Impulsmessung mit der *Muon Tracking Chamber* (MuCh) detektiert. Es folgt der *Time-Of-Flight Detektor* (TOF) der in einem Abstand von 10 m zum Target geladene Hadronen zusammen mit dem STS identifiziert. Der π^0 Mesonenzerfall in Photonen wird 12 m hinter dem Target vom *Electromagnetic Calorimeter* (ECAL) aufgezeichnet. Zentralität und Ereignisebene der Kollision werden durch den *Projectile Spectator Detector* (PSD) gemessen [3].

2 Theorie des Transition Radiation Detektors

Die Aufgaben des TRD ist die Identifikation von geladenen Teilchen, die Separation zwischen Elektronen und Pionen, und die Spurinterpolation zwischen STS und TOF. Der Detektor setzt sich aus zwei wesentlichen Komponenten zusammen, einem Radiator, der Übergangsstrahlung erzeugt und einer Vieldraht-Proportionalkammer, die Teilchen detektiert. Der detaillierte Aufbau und die Funktionsweise des Transition Radiation Detektors wird in diesem Kapitel ausführlich dargelegt [3, 9].

2.1 Aufbau und Funktion

2.1.1 Energiedeposition

Bethe-Bloch-Formel

Das Messen von Teilchen im Detektor basiert auf der Wechselwirkung von geladenen und neutralen Teilchen mit Materie. Im TRD sind die wichtigsten Wechselwirkungen die Ionisation und Anregung von Atomen, sowie die Erzeugung von Übergangsstrahlung. Während sich geladene Teilchen durch Materie bewegen, wechselwirken diese mit den Atomen und übertragen so einen Teil ihrer Energie. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1)$$

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge hängt ab von der Ladungszahl z , der Geschwindigkeit β des Projektilteilchens, sowie der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A des Materials. Die Konstante $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ ist abhängig vom klassischen Elektronenradius r_e , der Elektronenmasse m_e und der Avogadro-Konstanten N_A . Bei den Termen δ und $\frac{C}{Z}$ handelt es sich um Korrekturterme. I ist die mittlere Ionisationsenergie des Gases und T_{max} der maximale Energieübertrag, der bei einem zentralen Stoß entstehen kann.

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2)$$

Für leichte Teilchen, wie z. B. Elektronen, muss die Bethe-Bloch-Formel modifiziert werden, da nicht mehr zwischen Projektilteilchen und Elektron aus der Atomhülle unterschieden werden kann. Für hoch relativistische Teilchen gilt:

$$T_{max} = \frac{E_{kin}}{2} \quad (3)$$

Für den Energieverlust von Elektronen ergibt sich mit

$$t = \frac{T_{max}}{(m_e c^2)} \quad (4)$$

folgende Gleichung [12]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{t^2(t+2)}{(I/m_e c^2)^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (5)$$

Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung ist eine elektromagnetische Strahlung, die durch geladene Teilchen erzeugt wird, welche eine Grenzfläche zwischen zwei verschiedenen Medien mit verschiedener Permittivität durchqueren. Der Energiebereich der Strahlung hängt hierbei hauptsächlich von der Konfiguration der Medien ab. Die Entstehung dieser Strahlung kann mit Hilfe des Konzepts der Spiegelladung erklärt werden. Wenn sich ein geladenes Teilchen auf eine Grenzfläche mit verschiedenen Permittivitäten bewegt, erzeugt es dabei eine Spiegelladung. Die Ladung des Teilchen und dessen Spiegelladung bilden zusammen einen elektrischen Dipol, welche sich im Medium so lange aufeinander zu bewegen, bis sich die Ladungen an der Grenzfläche befinden und dort durch Annihilation Übergangsstrahlung erzeugen [12]. Die Intensität I der Übergangsstrahlung ergibt sich aus dem Lorentz-Faktor γ der Teilchen und ω , der Plasmafrequenz des Radiatormaterials [4].

$$I = \frac{\gamma e^2 (\omega_1 - \omega_2)^2}{3c\omega_1 + \omega_2} \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} \quad (7)$$

Aus dem Zusammenhang zwischen Intensität und γ ergibt sich, dass ein Elektron welches im Verhältnis zu anderen geladenen Teilchen eine geringe Masse hat, bei gleicher Geschwindigkeit eine höhere Intensität der Übergangsstrahlung erzeugt.

2.1.2 Radiator

Um Übergangsstrahlung im Experiment zu erzeugen wird vor die Kammer ein Radiator gebaut. Dieser soll mit hoher Wahrscheinlichkeit TR-Photonen erzeugen, die im Gasvolumen der Kammer absorbiert werden. Es gibt zwei Arten von Radiatoren, *reguläre* und *irreguläre*. Reguläre Radiatoren bestehen aus periodisch hintereinander angeordneten Materialien, wie beispielsweise einem Folienstapel. Diese haben den Vorteil, dass die Übergänge klar getrennt sind und daher mathematisch gut beschrieben werden können. Irreguläre Radiatoren sind Werkstoffe ohne regelmäßige Materialübergänge und bestehen häufig aus Schaumstoffen. Da diese meist kostengünstiger und leichter zu handhaben sind, werden irreguläre Radiatoren oft bei großflächigen Detektoren verwendet [5]. Aufgrund dieser Eigenschaften und guter Stabilität, soll im CBM Experiment ein 30 cm dicker, irregulärer Radiator verwendet werden, der aus 146 dünnen, ca. 2 mm breiten, Polyethylen Schaumstofflagen besteht [3].

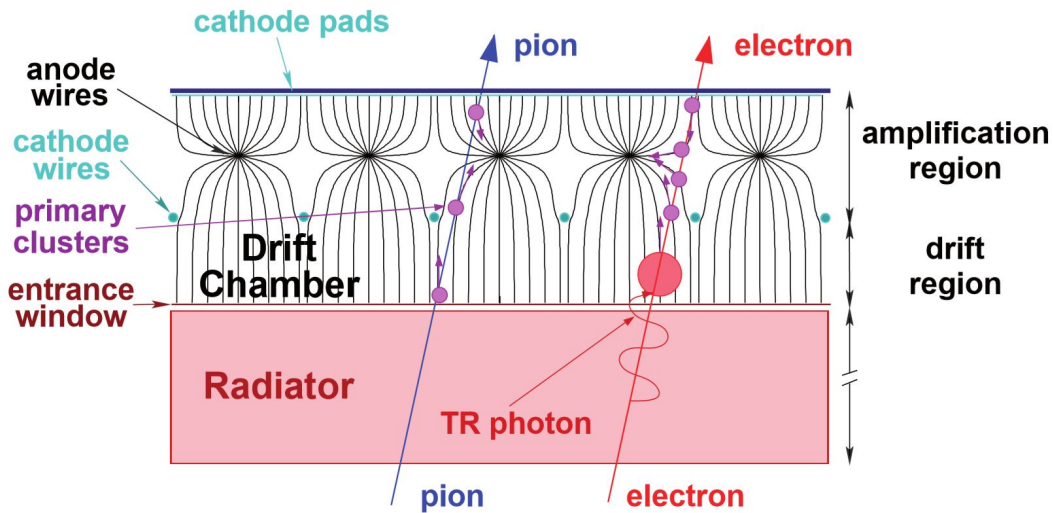


Abbildung 4: Schematische Skizze zur Funktionsweise und Aufbau des TRD. Dargestellt ist ein Elektron, das im Radiator ein TR-Photon erzeugt, welches im Gasvolumen absorbiert wird [3].

2.1.3 Detektion von Ereignissen

Die Detektion, der durch den Radiator erzeugten Übergangsstrahlung, erfolgt über eine *Multi-Wire Proportional Chamber* (MWPC), zu deutsch VieldrahtProportionalkammer und basiert auf dem Grundprinzip der Gasionisation durch geladene Teilchen. Wenn beispielsweise ein Elektron mit hoher kinetischer Energie in den mit Gas gefüllte Driftbereich des Detektors fliegt, ionisiert es das Gas entlang seiner Flugbahn. Dieser Ablauf ist in Abb. 4 für ein Elektron und ein Pion vereinfacht skizziert. Der Energieverlust der geladenen Teilchen bzw. die Ionisation der Gasatome erfolgt nach der beschriebenen Bethe-Bloch-Formel (Gl. 5). Durch die angelegte Spannung am Eintrittsfenster und an den Anodendrähten entsteht ein elektrisches Feld an dessen Feldlinien die erzeugten Ionen und Elektronen sich zu den Drähten hin bzw. von ihnen weg bewegen. Die durch die Ionisation entstandene proportionale Ladung der Elektron-Ionenpaare ist noch zu gering, um diese auszulesen. Daher werden die Elektronen im Verstärkungsbereich nahe der Anodendrähte so stark beschleunigt, dass ihre kinetische Energie ausreicht, um Gasatome sekundär zu ionisieren und somit weitere Elektronen zu erzeugen [12]. Diese sekundär ionisierten Teilchen können ihrerseits Atome ionisieren und es kommt zu einer Art Lawinenbildung. Der entstandene Stromimpuls kann an den Anodendrähten ausgelesen werden und ist proportional zur Anzahl der Primärionisationen [11].

Als Proportionalbereich bezeichnet man den Bereich in dem die Anzahl an Elektronen proportional zur Anzahl an primär erzeugten Elektronen ist. Das entspricht einer Gasverstärkung G mit einem Faktor von ca. 1000 – 100000. Durch Erhöhen der angelegte Spannung an den Anodendrähten kann der Verstärkungsfaktor vergrößert werden. Bei zu hoher Spannung ist der Zusammenhang zwischen den Elektronen, die durch direkten Einfluss des geladenen Teilchens ionisiert wurden, und der Gasverstärkung nicht mehr proportional. Es entstehen Ionenwolken, durch welche die Feldstärke an bestimmten Bereichen verringert wird. Ab einem $G \approx 10^8$

tritt der Sättigungsbereich ein und das ausgelesene Signal ist unabhängig von den Primärelektronen. Bei weiterer Erhöhung der Spannung kann es zur Entladung der Kammer kommen (Abb. 5) [12].

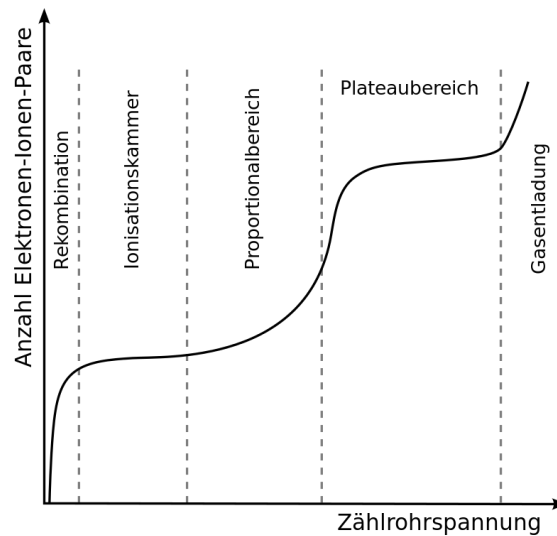


Abbildung 5: Anzahl der Ionenpaare abhängig von der angelegten Spannung; je nach Impulshöhe Einteilung in unterschiedliche Bereiche; Experiment soll im Proportionalbereich betrieben werden [24].

2.1.4 Auslekette

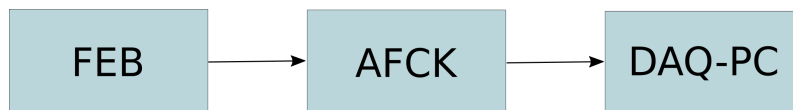


Abbildung 6: Vereinfachte Darstellung der Auslekette des TRD.

In Strahlrichtung betrachtet befinden sich am Ende der MWPC 32 Kathodenpads auf einer sogenannten Padplane. Das Auslesen dieser erfolgt über eine Auslekette bestehend aus dem *Front End Board* (FEB) auf welchem sich der *Self Triggered Pulse Amplification and Digitisation ASIC* (SPADIC) befindet. Dieser verstärkt und digitalisiert das ankommende Signal und ist direkt mit dem *AMC-FMC Carrier Kintex* (AFCK) verbunden. Das AFCK ist ein *Data Processing Board* (DPB) und soll im CBM Experiment zur *feature extraction* verwendet werden. In den folgenden Versuchen dient das AFCK der Weiterleitung von Daten an den *Data acquisition-PC* (DAQ-PC), welcher diese aufzeichnet [19].

SPADIC

Der SPADIC dient dem Auslesen der Kathodenpads zur Bestimmung der Rate und deponierten Energie der Teilchen in der Kammer. Das Auslesen basiert auf dem Prinzip der Spiegelladung. Bei der Ionisation in der MWPC entstehen Elektronen und Ionen. Unmittelbar nach dem Abfließen der Elektronen über die Anodendrähte bleiben die positiven Ionen dort in einer Art Wolke zurück und induzieren eine Ladung auf die Padplane.

Die Ladung jedes der 32 Pads wird mit einem eigenen Kanal des SPADICS ausgelesen. Ein Kanal besteht aus einem *Charge Sensitive Amplifier* (CSA), einem *Analog Digital Converter* (ADC) und der *Infinite Impulse Response* (IIR). Dabei dient der CSA als Vorverstärker und Pulsshaper, der 9 bit ADC wandelt das analoge Spannungssignal in einen digitalen Wert um und die IIR filtert das Signal und bereitet es gegebenenfalls auf, um es anschließend an die Hit- bzw. Triggerlogik zu übergeben. Bei erfüllten Triggerbedingungen wird die Nachricht aufgezeichnet und zusammen mit einem Zeitstempel weiter an das AFCK geleitet [14]. Als Triggerbedingungen können dem SPADIC absolute oder differentielle Schwellenwerte übergeben werden (Abb. 7).

Mit absoluten Schwellenwerten lassen sich einzelne einlaufende Impulse, sogenannte Singlehits, aufzeichnen. Dabei wird die Aufzeichnung eines Kanals ausgelöst, sobald der konfigurierte Schwellenwert überschritten wurde. Diese Aufzeichnung erfolgt über 32 zeitliche Teilmessungen, welche Samples genannt werden. Ein Kanal kann erst dann erneut Daten aufzeichnen, wenn das Signal wieder unter dem Schwellenwert liegt.

Anders ist es bei den differentiellen Schwellenwerten, hier wird ein Kanal aufgezeichnet, wenn die Impulsänderung einen bestimmten Wert übersteigt. Das heißt der Kanal wird getriggert, sobald die Differenz zweier aufeinander folgender Samples über dem eingestellten Schwellenwert liegt. Der Vorteil hierbei ist, dass Multihits getrennt aufgezeichnet werden können. Als Multihit wird bezeichnet, wenn während einer 32 Samples langen Aufzeichnung die Schwellenwertbedingungen ein zweites Mal erfüllt werden. Dabei wird die Aufzeichnung des ersten Impulses beendet und eine neue Messung gestartet. Dadurch wird, im Gegensatz zu absoluten Schwellenwerten, der zweite Impuls als eigenständiges Signal ausgelesen. In Abb. 7 sind die Aufzeichnungen eines Singlehits und eines Multihits für die verschiedenen Schwelleneinstellungen dargestellt. Es zeigt sich kein Unterschied in der Aufzeichnung eines Singlehits für unterschiedliche Schwellenwertbedingungen. Bei einem Multihit hingegen werden bei absoluten Schwellenwerten die gemessenen Informationen als ein Impuls aufgezeichnet, wohingegen bei differentiellen Schwellenwerten nach 8 Samples eine neue Messung startet und beide Impulse aufgezeichnet werden.

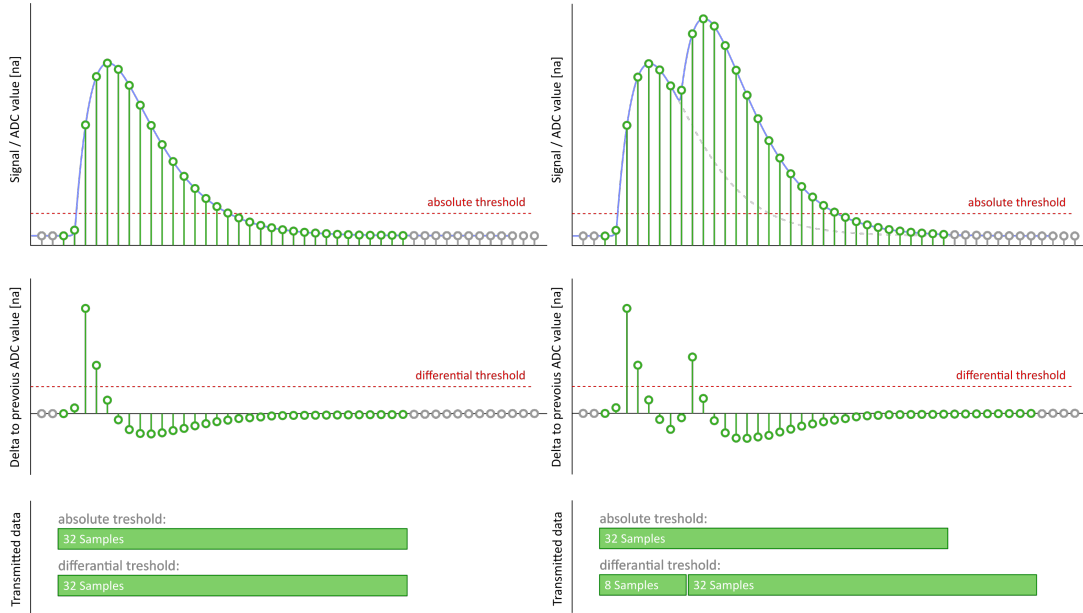


Abbildung 7: Schematische Darstellung eines Singlehits (links) und eines Multihits (rechts). Unterhalb der Hits ist jeweils der differentielle Verlauf des Impulses abgebildet und darunter ist die Länge der Aufzeichnung eines Kanals in Samples angegeben.

2.2 Gasverstärkung

Der Effekt der Gasverstärkung basiert auf der Sekundärionisation der Gasatome durch beschleunigte Elektronen mit einer hohen kinetischen Energie. Der Gasverstärkungsfaktor wird aus dem Verhältnis von Anodenstrom I_A zu Primärstrom I_P berechnet.

$$G = \frac{I_A}{I_P} \quad (8)$$

Der Primärstrom entspricht der Ladung aller primär erzeugten Elektronen. Dieser berechnet sich aus der Anzahl der Primärionisationen N_P , der Rate R , die der Anzahl an Photonen entspricht, die pro Sekunde absorbiert werden und der Elementarladung der Elektronen e . Die Anzahl an Primärionisationen ergibt sich aus der mittleren Energie der γ -Photonen geteilt durch die Ionisationsenergie des Gases E_i .

$$I_P = N_P \cdot R \cdot e \quad (9)$$

$$N_P = \frac{E_\gamma}{E_i} \quad (10)$$

Um eine hohe Energieauflösung in der Kammer zu erhalten ist eine kurze Absorptionslänge des Füllgases essenziell. Je größer die Primärionisationen pro Teilchen sind, desto besser ist die Energieauflösung. Deshalb sollte das Zählgas eine kleine Ioni-

sationsenergie und eine große Dichte aufweisen. Diese Eigenschaften haben schwere Gase wie Edelgase, da die Energie nahezu vollständig in die Ionisation gesteckt wird und nicht durch Dissipation verloren geht. Sie eignen sich daher besonders gut als Detektorgase. Xenon besitzt im Vergleich zu Argon eine kürzere Absorptionslänge, ist aber deutlich teurer zu erwerben (Abb. 8). Da bei der Ionisierung in Sekundärprozessen auch Photonen entstehen die Störeffekte verursachen, wird dem Edelgas meist noch ein Löschgas aus organischen Verbindungen beigemischt, welche die Photonen absorbieren können und so eine Rekombination und unproportionale Ionenpaarbildung verhindern [12].

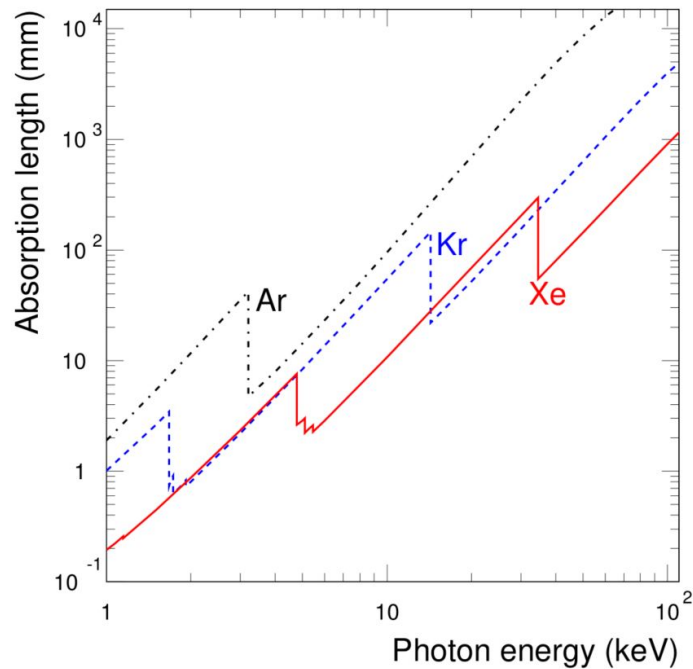


Abbildung 8: Absorptionslänge der Gase Argon, Krypton und Xenon aufgetragen gegen die Photonenenergie [1].

Im CBM Experiment soll der TRD mit einer Gasmischung von Xe/CO₂ im Verhältnis 85/15 betrieben werden. Es soll Xenon verwendet werden, da der Driftbereich des Detektors nur 5 mm lang ist und durch die kurze Absorptionslänge von Xenon die Wahrscheinlichkeit höher ist, dass Photonen absorbiert werden [3]. Die Messungen dieser Arbeit wurden mit einer Ar/CO₂ gefüllten Kammer durchgeführt, da Argon ähnlich gute Eigenschaften besitzt, aber deutlich günstiger zu erwerben ist.

Garfield Simulation

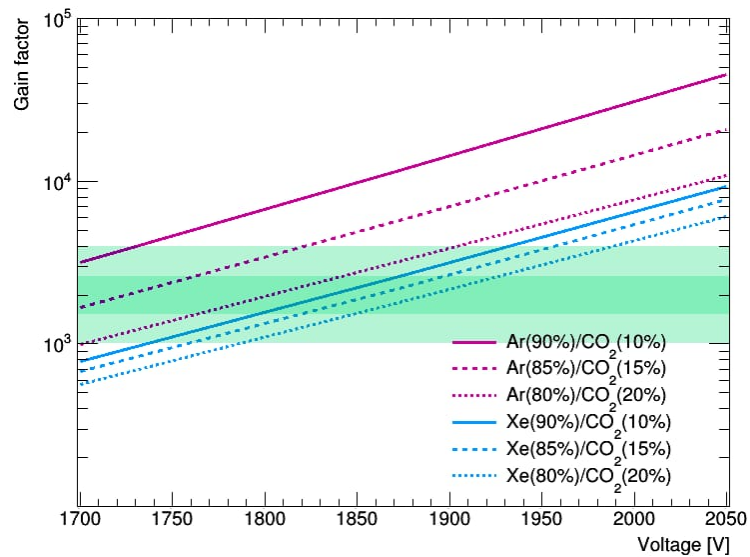


Abbildung 9: Gasverstärkungsfaktor in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Im finalen Experiment soll mit einem Gasverstärkungsfaktor von ca. 2000 gearbeitet werden. Der grün hinterlegte Bereich zwischen 1000 und 4000 markiert den Arbeitsbereich. Nach der Simulation könnte der TRD, abhängig vom Gasgemisch, bei einer Spannung von 1700 V und 1900 V betrieben werden [3].

Mit dem Programm Garfield wurden die Gasverstärkungsfaktoren für den TRD bei verschiedenen Spannungen und für unterschiedliche Gasgemische berechnet (Abb. 9). Dieses von Rob Veenhof entwickelte Programm dient zur Simulation von zwei- und dreidimensionalen Kammern, dem Driftbereich, sowie der Ionisierung des Gases [23]. Da der TRD im fertigen CBM Experiment bei einem Gasverstärkungsfaktor von etwa 2000 betrieben werden soll (idealer Verstärkungsbereich ist in der Grafik grün hinterlegt), liegt die anzulegende Spannung je nach Gasgemisch zwischen 1700 V und 1900 V. Diese simulierten Daten sollen mit experimentell bestimmten Werten in dieser Arbeit verglichen und interpretiert werden.

3 Messaufbau

Im nachfolgenden Kapitel ist der experimentelle Aufbau so wie die Vorgehensweise beim Kammerbau dokumentiert. Dabei wird zunächst der Aufbau des Teststandes und seine Bestandteile beschrieben. Anschließend werden der Bau der Kammer und die Maßnahmen zur Verbesserung der Performance dargelegt.

3.1 Versuchsaufbau

Es wird in den folgenden Abschnitten zunächst der Aufbau des TRD Teststand beschrieben und anschließend auf die Einzelheiten des Detektorgases und der Gas-spülung, sowie auf die Eigenschaften der radioaktiven Quelle eingegangen.

3.1.1 Aufbau Teststand

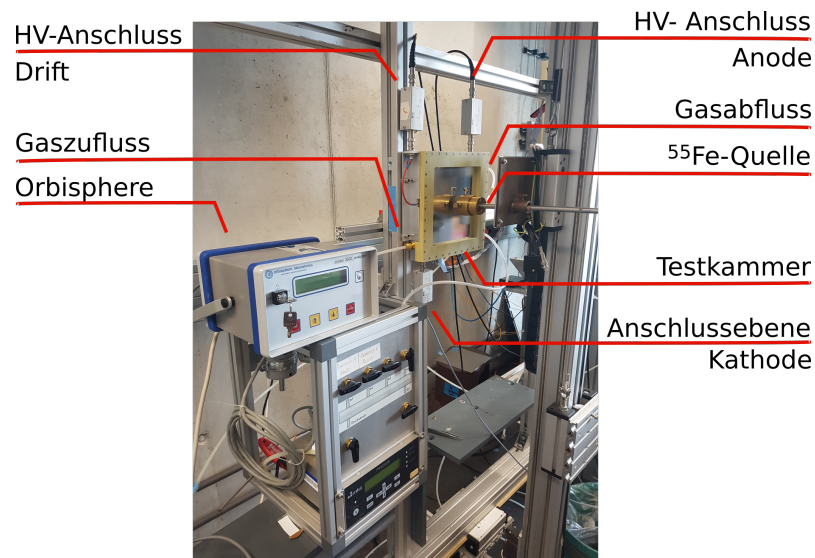


Abbildung 10: Ausschnitt des TRD Teststand am IKF. Abgebildet ist die eingebaute Kammer mit HV-Anschlüssen, Gaszu- und abfluss, sowie der Sauerstoffsensor und die eingebaute Eisenquelle.

Der Aufbau des Teststands ist in Abb. 10 und Abb. 11 fotografisch abgebildet. Abb. 10 zeigt die Testkammer eingebaut in ein Aluminiumgestell mit *High Voltage*(HV)-Anschlüssen, zwei an der oberen Seite und einem an der unteren Seite, jeweils für die Drift, Anoden- und Kathodendrahtebene. Auf der linken Seite des Prototypen befindet sich der Gaszufluss und rechts oben der Gasabflussschlauch. Zur Messung des Sauerstoffgehaltes im Detektorgas wurde ein Sauerstoffsensor verwendet. Dieser wurde zusammen mit dem Anzeigergerät der Marke Orbisphere zur Linken der Kammer aufgebaut. Vor die Kammer ist die radioaktive Eisenquelle in einer beweglichen Halterung montiert, um die Position der Quelle optimal einstellen zu können.

Abb. 11 zeigt das Nanoamperemeter, das HV-Netzteil, den Flussregler und das Picoamperemeter. Die drei zuerst genannten Bestandteile sind zur übersichtlicheren Bedienung in eine Halterung eingebaut.

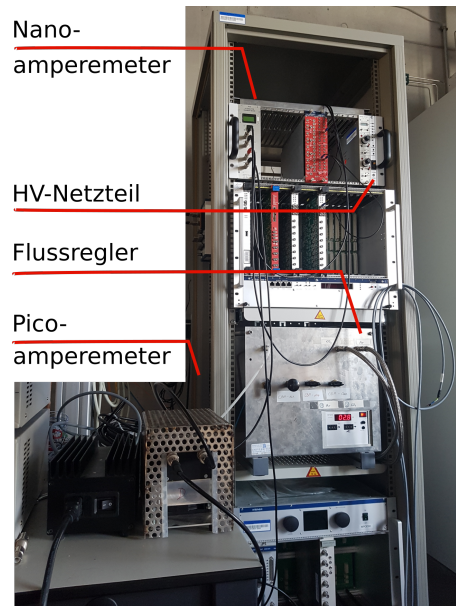


Abbildung 11: Halterung mit eingebautem Nanoamperemeter, HV-Netzteil und Flussregler, davor das Picoamperemeter am TRD Teststand.

3.1.2 Detektorgas

Als Detektorgas wurde eine Mischung aus Ar/CO₂ im Verhältnis 82/18 verwendet. Die Kammer wurde vor Beginn der Messung über einen Zeitraum von 24 h mit 8 L h⁻¹ gespült. Dabei sollte der Sauerstoffgehalt unter 100 ppm liegen. Dies wurde während der Messung mit einem chemischen Sauerstoffsensor (Orbisphere 4¹) überwacht. Die lange Spülzeit wurde deshalb gewählt, um möglichst viel Feuchtigkeit aus der Kammer zu entfernen.

3.1.3 Radioaktive Eisenquelle

Zur Untersuchung der MWPC wurde im Labor eine γ -Strahlungsquelle verwendet. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine ⁵⁵Fe-Quelle (Abb. 12) mit einer Aktivität von $1,1 \cdot 10^8$ Bq verwendet. Abb. 12 zeigt den Eisenstrahler eingebaut in ein Gehäuse aus Messing, das die Variation der Blendengröße und damit die Rate der abgestrahlten Photonen ermöglicht. ⁵⁵Fe zerfällt über einen Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 2,73 Jahre [10]. Beim Zerfall eines ⁵⁵Fe Atoms zu ⁵⁵Mn wird mit größter Wahrscheinlichkeit ein Photon mit einer Energie von ca. 6 keV frei. Mit deutlich geringerer Wahrscheinlichkeit kommen β -Zerfälle vor. [20]. Ein in dieser Arbeit gemessenes Energiespektrum ist in Abb. 24 für eine Spannung von 1800 V und einer Blendenöffnung von 4 mm gezeigt.

¹<http://www.senikaliber.com.my/View.aspx?Doc=Doc%5COrbisphere%20311XX%20Sensors.pdf>

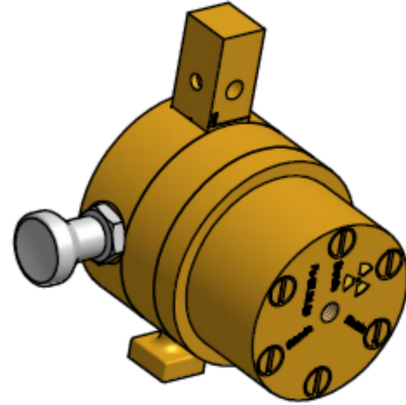
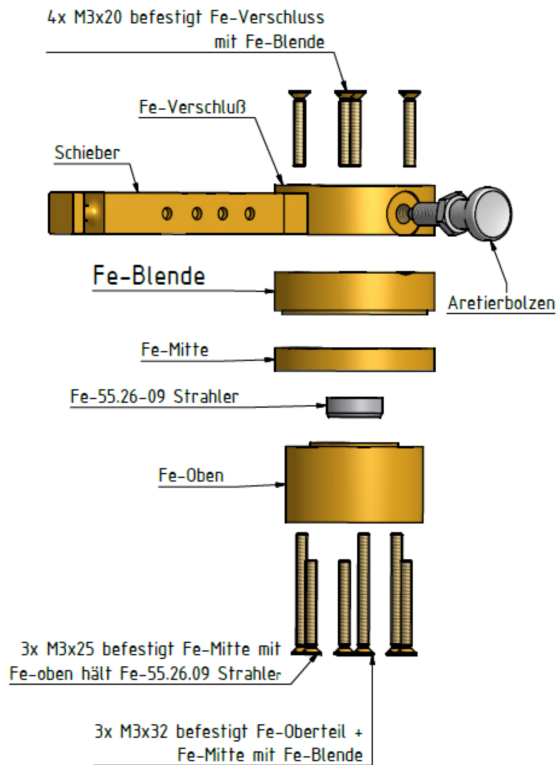


Abbildung 12: 3D Zeichnungen des Gehäuses der ^{55}Fe -Quelle. Links ist der Aufbau des Gehäuses als Explosionszeichnung gezeigt, rechts die Quelle zusammen mit dem Gehäuse, wie sie im Experiment verwendet wurde. Hervorzuheben ist der Schieber (in dieser Arbeit auch als Blendenregler bezeichnet), der die Möglichkeit bietet die Blendengröße einzustellen. [2]

3.2 Bau und Test des TRD Prototyps

Die Messungen zur Bestimmung der Gasverstärkung wurden an selbstgebauten TRD Testkammern durchgeführt. Im folgenden Abschnitt werden detailliert alle Schritte des Bauvorgangs für die Prototypen erklärt. Es wurden zunächst zwei Kammern nach derselben Methode gebaut. Anschließend wurde noch eine dritte Kammer gebaut, bei welcher Korrekturen in der Bauweise angewandt wurden, um die Stabilität des Detektors zu steigern.

3.2.1 Aufbau der Kammer

Die Grundfläche der Kammer ist quadratisch mit einer Seitenlänge von 216 mm und einem aktiven Kammervolumen von $433,2 \text{ cm}^3$. In Strahlrichtung betrachtet besteht die Kammer aus vier Ebenen, der Eintrittsebene, der Kathodenebene, der Anodenebene und der Padplane (Abb. 13). Die Abstände der Ebenen zueinander betragen von Eintrittsebene zur Kathodenebene 5 mm, Kathodenebene zur Anodenebene 3,5 mm und Anodenebene zur Padplane ebenfalls 3,5 mm. Der Bereich von Eintrittsfenster zur Kathodenebene wird als Driftbereich bezeichnet und ab der Kathodenebene reicht der Verstärkungsbereich bis zur Padplane. Die Garfield Simulationen

wurden ebenfalls mit dieser Geometrie durchgeführt.

Die Eintrittsebene besteht aus einem Folienrahmen aus Vetronite^{®2}, in den das Eintrittsfenster aus Mylar[®] eingeklebt ist. 79 μm dünne Drähte aus einer Kupfer-Beryllium Legierung bilden zusammen mit Leisten aus Vetronite[®] die Kathodenebene. Die Anodenebene besteht aus 20 μm dünnen, mit Gold bedampften, Wolframdrähten, die auf die Anodenleisten aus Vetronite[®] aufgeklebt sind. Das Auslesen der Photonenenergie erfolgt über die Padplane. Diese besitzt 32 Pads und ist in einen Backpanelrahmen aus Aluminium eingeklebt. In diesem Rahmen befinden sich zusätzlich die HV-Anschlüsse und Gasanschlüsse. Durch einen Zwischenrahmen wird der Abstand der Padplane zum Eintrittsfenster garantiert (Abb. 14).

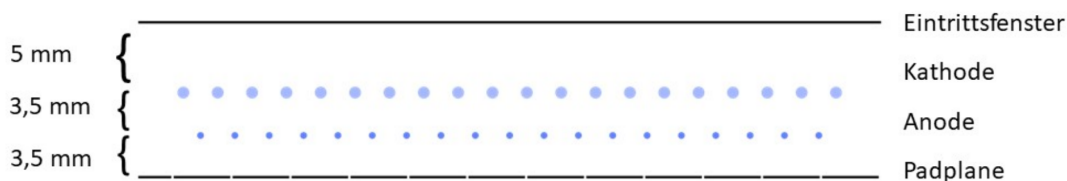


Abbildung 13: Querschnitt durch den Prototyp. Darstellung der vier Kammerebenen und ihr Abstand zueinander.

3.2.2 Bau der Kammer 1 und 2

Mit der Wickelmaschine³ wurden im ersten Schritt die Anoden- und Kathodendrähte jeweils im Abstand von 2,5 mm über eine Länge von ca. 30 cm auf einen Halterungsrahmen gespannt und anschließend mit einem Zweikomponentenepoxidharz⁴ festgeklebt. Die Drahtspannungen wurden mit einer Photodiode gemessen. Dazu wurden die Drähte mit einem Luftstoß in Schwingung versetzt und die Frequenz gemessen. Mit bekannter Dichte, Länge und Schwingungsfrequenz konnte so die Drahtspannung berechnet werden [7]. Dabei sollte die Spannung für die Anodendrähte aus Gold bei 0,5 N liegen und für Kathodendrähte aus Kupfer bei einem Wert von 1 N, da die Drähte sonst durchhängen und dadurch das elektrische Feld verzerren würden. Abb. 15 und Abb. 16 können die gemessenen Drahtspannungswerte entnommen werden. Beide Messungen zeigen einige wenige Drähte deren Spannungen stark vom Optimalwert abweichen. Dies lässt sich auf das Festkleben und das anschließende Abschneiden der Drähte zurückführen, da nicht ausreichend festgeklebte Drähte bei diesem Vorgang an Spannung verlieren. Da pro Drahtebene nur etwa 40 Drähte benötigt werden, können diese aus einem Bereich ausgewählt werden in dem alle Drahtspannungen im Toleranzbereich liegen.

Für das Eintrittsfenster wurde eine 20 μm dicke Mylar[®] Folie verwendet. Diese ist auf einer Seite mit Aluminium bedampft, damit durch das Anlegen einer Spannung zwischen Eintrittsfenster und Kathodendrähten das Driftfeld erzeugt wird. Um die Mylar[®] Folie für das Einkleben in den Folienrahmen zu straffen, wurde sie in einen

²EGS 103

³Elektronisch geregeltes Drahtzugregler set MDR033A der Firma Meteor

⁴Technicoll 8266/67

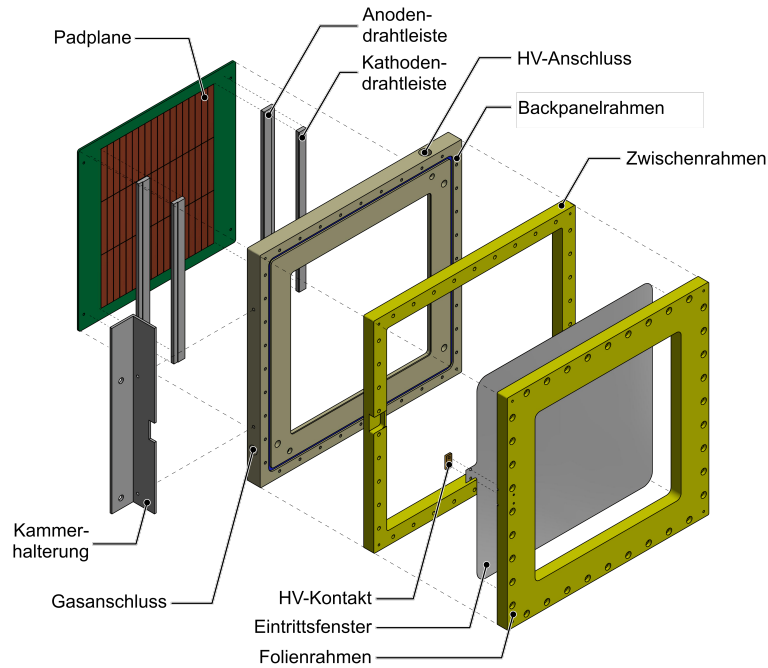


Abbildung 14: Explosionszeichnung der TRD Testkammer. In Strahlrichtung betrachtet besteht der Prototyp aus einem Eintrittsfenster aus Mylar eingeklebt in den Folienrahmen, gefolgt vom Zwischenrahmen und Backpanelrahmen aus Aluminium, in diesen ist die Padplane geklebt und auf der Padplane sind Leisten mit Drahtebenen angebracht [16].

Plexiglasrahmen gespannt. Dieser Rahmen hat sich durch 24 h langes Beheizen auf $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ ausgedehnt und dadurch die eingespannte Folie gespannt. Anschließend wurde der Folienrahmen auf die Folie geklebt und überstehende Folie sorgfältig entfernt, um mögliche Überschlüge zu vermeiden. An das Eintrittsfenster wurde der HV-Kontakt aus Messing geschraubt und zusammen mit der Kammerhalterung am Folienrahmen montiert.

Die Padplane wurde mit Anschlüssen für Signalkabel bestückt und in den Backpanelrahmen geklebt. In diesen Rahmen wurden drei Gas- und zwei HV-Anschlüsse luftdicht eingeklebt, um Luftein und Gasaustritt in der fertigen Kammer zu verhindern.

Im nächsten Schritt wurde jeweils eine Leiste der Kathoden- und Anodenleisten mit einem schmalen Kupferband beklebt. Zuerst wurden die Anodenleisten auf die Padplane geklebt, danach die Golddrähte auf die Anodenleisten. Zur Befestigung und als Abstandshalter zur Golddrahtebene wurde auf beiden Seiten eine Kathodenleiste auf die Drähte geklebt. Nach einer Trocknungszeit von 24 h wurden die Drähte auf der einen Seite an das Kupferband angelötet und anschließend auf beiden Seiten mit einem Ultraschallmesser, möglichst ohne abstehenden Rest, abgeschnitten. Mit einem Voltmeter wurde überprüft, dass jeder Golddraht Kontakt zum Kupferband hat. Derselbe Vorgang wurde für die Kathodendrähte durchgeführt, bis auf den Unterschied, dass auf die Drähte keine zusätzliche Leiste geklebt wurde. Als letztes wurde ein Dichtungsring in den Backpanelrahmen eingelegt, die Kammer unter UV-Licht mit Druckluft von jeglichem Staub befreit und luftdicht verschraubt.

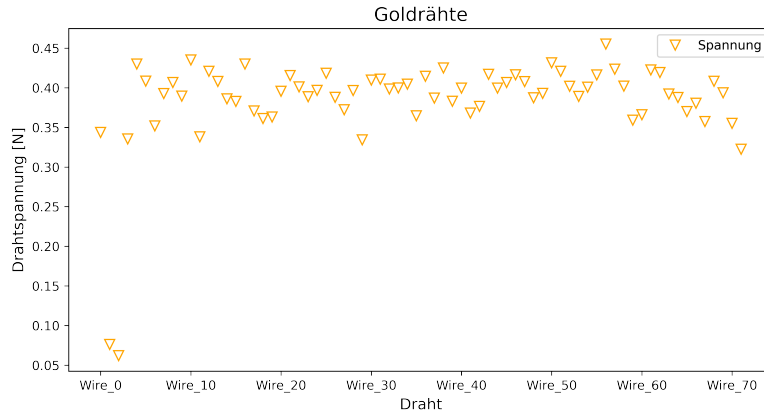


Abbildung 15: Messdaten zur Drahtspannung der Golddrähte.

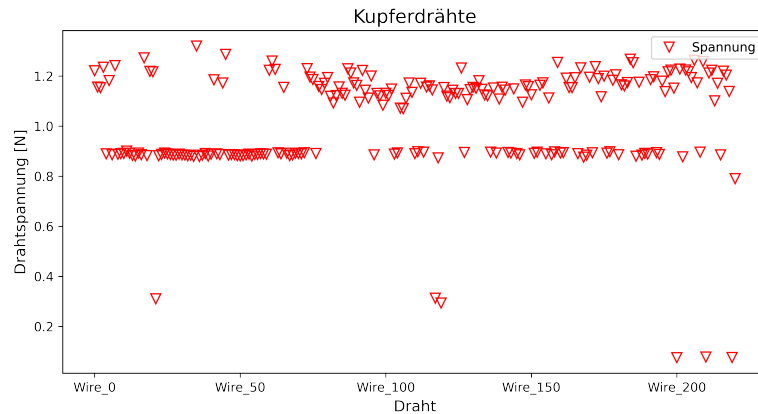


Abbildung 16: Messdaten zur Drahtspannung der Kupferdrähte.

Inbetriebnahme Kammer 1 und 2

Um die Stabilität der Kammern zu testen wurden diese nacheinander in den Teststand eingebaut und eine Spannung am Eintrittsfenster und der Anodenebene angelegt. Die Anodenspannung wurde schrittweise erhöht, um eine Spannung von mindestens 2000 V zu erreichen. Bei keiner der Kammern konnte diese Spannung erreicht werden, da bereits ab 1800 V sehr hohe Leckströme gemessen wurden. Dies sind Ströme, die durch Verunreinigungen an Oberflächen oder durch Überschläge entstehen. Da durch die Leckströme die Kammerstabilität nicht mehr gegeben ist und weitere Messungen zur Bestimmung der Gasverstärkung dadurch nicht aussagekräftig sind, wurden die Kammern erneut geöffnet und auf mögliche Verunreinigungen und Baufehler überprüft. Dies können z. B. Staubpartikel, abstehende Drähte oder Klebebrücken sein. Die getroffenen Maßnahmen zur Verbesserung der Kammerstabilität werden im nachfolgenden Abschnitt aufgelistet und erläutert.

1. Kleber abschleifen:

Im ersten Verbesserungsversuch sollten mögliche Klebebrücken, über dessen leitende Oberfläche der Strom abfließen kann, durchtrennt werden. Diese Klebebrücken könnten bspw. beim Festkleben der Golddrähte durch herunterlaufenden Kleber an den Anodenleisten entstanden sein. Um zu vermeiden, dass der Anodenstrom über diese Brücken abfließt, wurde mit einer Schleifmaschine ein parallel zur Padplane verlaufender Schlitz in die Anodendrahtleiste gefräst. Da beim Fräsen der Vetronite[®] Leisten sehr viel feiner Staub entsteht, wurden die freiliegenden Drähte abgedeckt. Erste Tests der Kammerstabilität zeigten minimal geringere Leckströme. Um diese noch weiter zu verringern wurde die Kammer wiederholt geöffnet um weitere mögliche Klebebrücken zu durchtrennen und Klebereste abzufräsen. Anschließend wurde die Kammer erneut auf ihre Stabilität geprüft, allerdings ohne sichtbare Verbesserung. Da es möglich ist, dass sich trotz Vorsichtsmaßnahmen beim Fräsen Staub an den Drähten angelagert hat, wurde der nächste Verbesserungsversuch an Kammer 2 durchgeführt.

2. Kaptonfolie:

Als nächste Maßnahme wurde über die Enden der Golddrähte sowie seitlich über die Anoden- und Kathodenleisten eine Kaptonfolie angeklebt. Diese sollte durch ihre abschirmende Wirkung mögliche Überschläge zwischen den Drähten, dem Kammerrahmen und dem Kleber verhindern. Anschließend Messungen der Kammerstabilität zeigten geringere Leckströme, waren aber dennoch nicht ausreichend um die Kammer stabil zu betreiben.

3. Klebeisolation:

Als letzte Baumaßnahme wurde Kammer 1 nochmals geöffnet und isoliert. Um mögliche Überschläge zu vermeiden, wurden alle Drähte mit einer dicken Klebeschicht von bis zu 2 mm isoliert. Anschließend war es nicht mehr möglich Veränderungen an den Drähten oder Leisten vorzunehmen. Auch diese Maßnahme blieb ohne Erfolg.

4. Konditionierung:

Um eine höhere Kammerstabilität zu erhalten, wurde versucht die Testkammern zu konditionieren. Dabei wurde für 24 h eine Spannung zwischen 1850 V und 2000 V an der Kammer angelegt. Dadurch sollte sich die Feuchtigkeit in der Kammer reduzieren und der Sauerstoffgehalt sinken. Die Leckströme bei der angelegten Spannung konnten durch die Konditionierung etwas verringert werden. Sobald die Spannung erhöht wurde, war die Kammerstabilität nicht mehr gegeben.

Um die gewünschte Stabilität bei Spannungen von bis zu 2000 V dennoch zu erreichen, wurde entschieden eine weitere Testkammer zu bauen.

3.2.3 Bau der Kammer 3

Beim Bau des dritten TRD Prototypen wurden drei wesentliche Arbeitsschritte verfeinert. Zunächst wurden schmalere und kürzere Kupferbänder verwendet, auf die im späteren Schritt die Golddrähte angelötet wurden. Dies sollte mögliche Überschlüge von den Ecken der Kupferbänder vermeiden. Außerdem wurden die Leisten so weit wie möglich entfernt von den Pads der Padplane angeklebt, um zu vermeiden, dass ein dünner Klebefilm, der möglicherweise beim Einstreichen mit Kleber entstanden ist, Leckströme direkt in die Padplane leitet. Zusätzlich wurden bei den Kathodenleisten einige Millimeter mit einer Fräse abgenommen, um die darunter liegenden Golddrähte möglichst ohne Überstand abzuschneiden.

Tests mit der dritten gebauten Kammer zeigten im Vergleich zu den ersten zwei Kammern eine deutlich höhere Detektorstabilität. Die Kammer ließ sich bis zu Spannungen von 2100 V stabil betreiben. Die nachfolgenden Messungen wurden deshalb ausschließlich mit dieser Kammer 3 gemessen.

4 Datenerfassung und Auswertung

In diesem Kapitel werden die Messungen des Anodenstroms, gemessen mit zwei Strommessgeräten, und die mit dem SPADIC aufgezeichnete Clusterrate und deponierte Photonenenergie ausgewertet. Anschließend wird aus den Ergebnissen die Gasverstärkung berechnet und mit den Werten der Garfield Simulation verglichen. Für die Messungen wurde in zwei Durchgängen jeweils in 50 V Schritten bei Spannungen zwischen 1700 V und 2000 V für vier verschiedene Blendenöffnungen der ^{55}Fe -Quelle gemessen. Die Messzeit pro Spannung und Blende betrug 2 min und die Aufzeichnung der Daten wurde mit einem SPADIC 2.2 im Self-Trigger-Modus mit differentiellen Schwellenwerten von 10/16 durchgeführt.

4.1 Messung des Anodenstroms

Zur Messung des Anodenstroms wurde sowohl ein Nanoamperemeter als auch ein Picoamperemeter verwendet. Bei letzterem wurde der Strom über die gesamte Messdauer von 2 min in Schritten von ca. 0,5 s aufgezeichnet. Das Nanoamperemeter sollte als weitere Kontrolle des gemessenen Stroms dienen. Dabei wurden die Werte des Anodenstroms händisch aufgezeichnet, die Auflösung lag bei 1 nA und der Offset bei -2 nA .

Die Auswertung der Ströme der Picoamperemessung zeigen über die zwei Minuten lange Messperiode einen durchgehend konstanten Verlauf. Ein Auszug ist für die erste Messung bei 1800 V und alle Blendengrößen in Abb. 17 gezeigt. Der Anodenstrom der 1 mm Blende und die Messungen mit geschlossener Blende unterscheiden sich kaum, da sich auch die Photonenraten, wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben, der beiden Messungen nur gering unterscheiden. Es sind bei den Messungen statistische Schwankungen zu erkennen.

Die Standardabweichungen der Schwankungen sind in Abb. 18 und Abb. 19 aufgezeigt. Diese sind für alle Messungen sehr gering und liegen durchgängig unter 5%. Zur Bestimmung eines Durchschnittswertes wurde über alle Messwerte während einer Messzeit gemittelt. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Messwerten des Nanoamperemeters in Abb. 20 für die erste und in Abb. 21 für die zweite Messung dargestellt. Es ist für beide Messdurchgänge ein nahezu identischer Stromanstieg zu beobachten. Dabei sind die Messungen des Picoamperemeters und Nanoamperemeters bis auf eine Ausnahme konsistent miteinander. Die bei geschlossener Blende gemessenen Dunkelströme wurden in den folgenden Berechnungen vom gemessenen Anodenstrom abgezogen.

Die zweite Strommessung (Abb. 21) zeigt bei einer Spannung von 2000 V einen sehr starken Stromanstieg. Weil die Kammer im Proportionalbereich der Gasverstärkung betrieben wurde und die Photonenrate und damit auch die Anzahl an ausgelösten Primärionisationen konstant ist, ist ein mit steigender Spannung exponentieller Stromanstieg zu erwarten. Dieser erwartete Anstieg ist jedoch deutlich geringer als der beobachtete und da die Messwerte des Nanoamperemeters mit den Messwerten des Picoamperemeters übereinstimmen wird angenommen, dass die Kammer während dieser letzten Messungen instabil war. Da der Strom des Nanoamperemeters nur einmal zu Beginn der Messung abgelesen wird und dieser bei einer Spannung von 2000 V und einer Blende von 1 mm als einzige Ausnahme vom gemessenen Strom

des Picoamperemeters abweicht wird davon ausgegangen, dass die Kammer genau während dieser Messung instabil wurde.

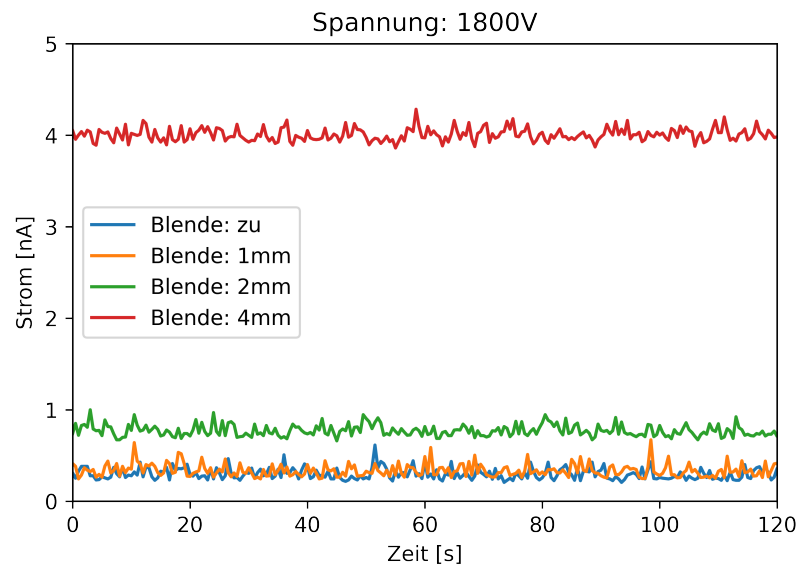


Abbildung 17: Aufzeichnung des gemessenen Anodenstroms mit dem Picoamperemeter über einen Zeitraum von 2 min. Der konstante Verlauf ist bei allen Blendengrößen zu erkennen.

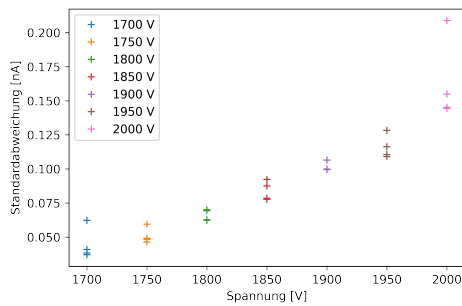


Abbildung 18: Standardabweichung der ersten Strommessung. Pro Spannung (farblich getrennt) wurde jeweils übereinander die Standardabweichung der geschlossenen, 1 mm, 2 mm und 4 mm Blende aufgetragen.

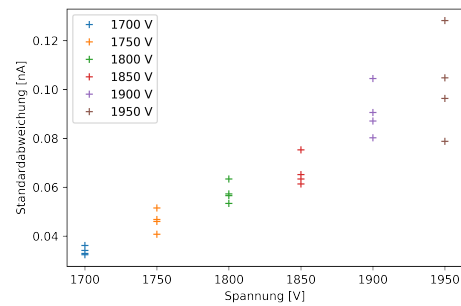


Abbildung 19: Standardabweichung der zweiten Strommessung. Pro Spannung (farblich getrennt) wurde jeweils übereinander die Standardabweichung der geschlossenen, 1 mm, 2 mm und 4 mm Blende aufgetragen.

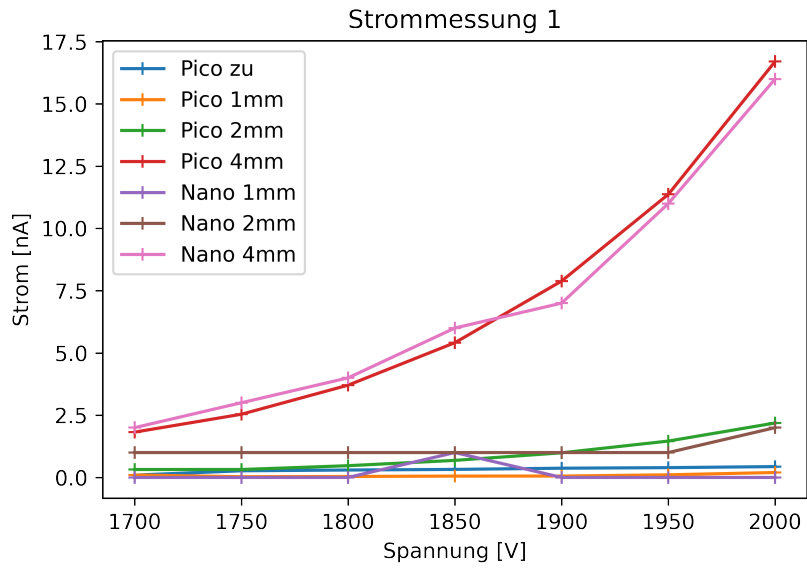


Abbildung 20: Messwerte der ersten Anodenstrommessung mit Pico- und Nanoamperemeter bei Spannungen zwischen 1700 V - 2000 V.

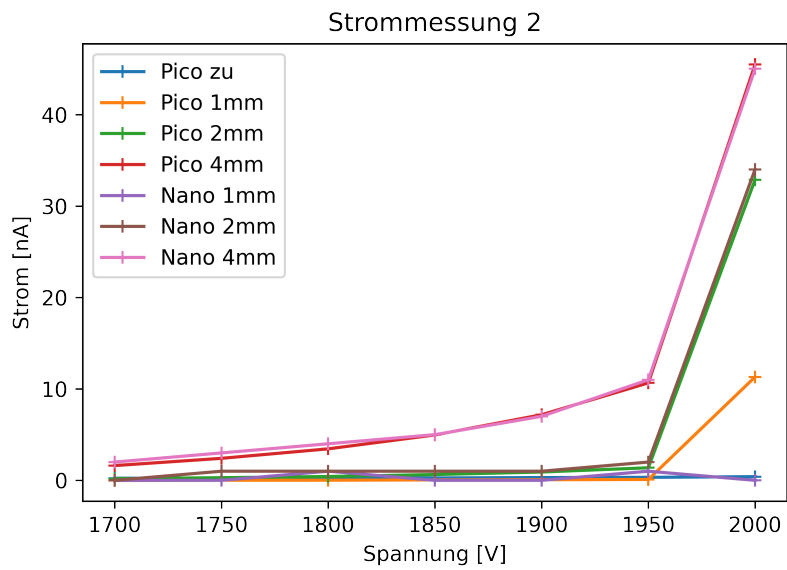


Abbildung 21: Messwerte der zweiten Anodenstrommessung mit Pico- und Nanoamperemeter bei bei Spannungen zwischen 1700 V - 2000 V.

4.2 Primärstrom

In den nachfolgenden Abschnitten wird die Datenerfassung und Auswertung der Clusterrate und die Bestimmung der deponierten Energie erläutert, sowie die Anzahl an Primärionisationen berechnet.

Clusterbildung

Die deponierte Energie der Photonen aus der ^{55}Fe -Quelle wird an den Pads der Padplane ausgelesen. Die Aufzeichnung eines Impulses wird im SPADIC ausgelöst, sobald dieser über einem vorgegebenen Schwellenwert liegt. Dabei wird die Energie der Photonen nicht ausschließlich auf ein Pad übertragen, sondern verteilt sich meistens über mehrere Pads. Es kann allerdings sein, dass der Schwellenwert zur Aufzeichnung nicht bei allen Pads, auf denen sich die Energie verteilt, auch überschritten wird. Das würde dazu führen, dass einem Photon eine geringere Energie zu geschrieben wird als es tatsächlich besitzt. Der SPADIC bietet daher die Funktion auch benachbarte Pads, die den Schwellenwert nicht erreicht haben, automatisch mit auszulesen [15]. Um in der Auswertung die Gesamtladung zu bestimmen werden alle Pads die zu einem Hit gehören zu einem sogenannten Cluster zusammengefasst und ihre Ladung aufsummiert (siehe Abb. 22).

Pads, die bei der Clusterbildung den Schwellenwert nicht erreichen aber dennoch ausgelesen werden, nennt man *neighbor trigger*. Die geringste Anzahl von Pads in einem Cluster ist dementsprechend zwei, wobei Zwei-Pad-Cluster nur am Rand der Padplane auftreten können und somit weniger häufig vorkommen. Bei einem Drei-Pad-Cluster hat das zentrale Pad die Auslesebedingung erfüllt und der linke und rechte Nachbar wurden automatisch mit ausgelesen. Bei einem Vier-Pad-Cluster haben die zwei mittleren Pads die Bedingungen zur Auslese erfüllt und die Pads am Rand werden automatisch mit ausgelesen. Das Fünf-Pad-Cluster entsteht nach demselben Prinzip, hier wird die Auslesebedingung von den drei mittleren Pads erfüllt. Zur Unterscheidung der Art der Auslösung wurden *Hittypes* definiert, welche Zahlenwerte zwischen 0 und 3 annehmen können [19]:

0	Externer Trigger
1	Self Trigger
2	Neighbor Trigger
3	Self- und Neighbor Trigger

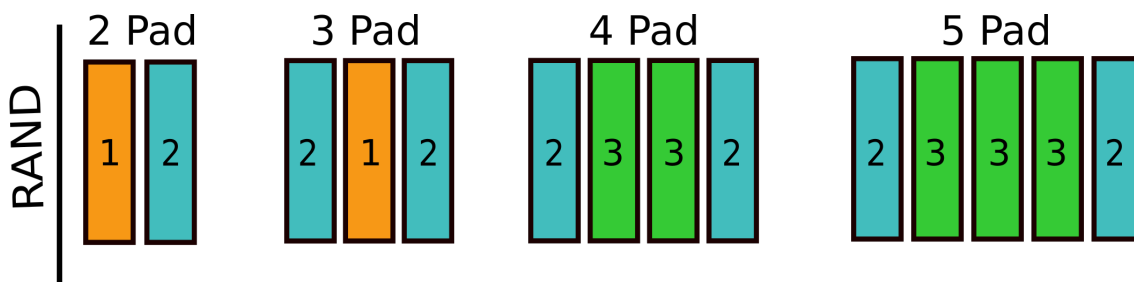


Abbildung 22: Skizze zur Verteilung der Hittypes bei unterschiedlicher Clustergröße.

4.2.1 Deponierte Photonenenergie

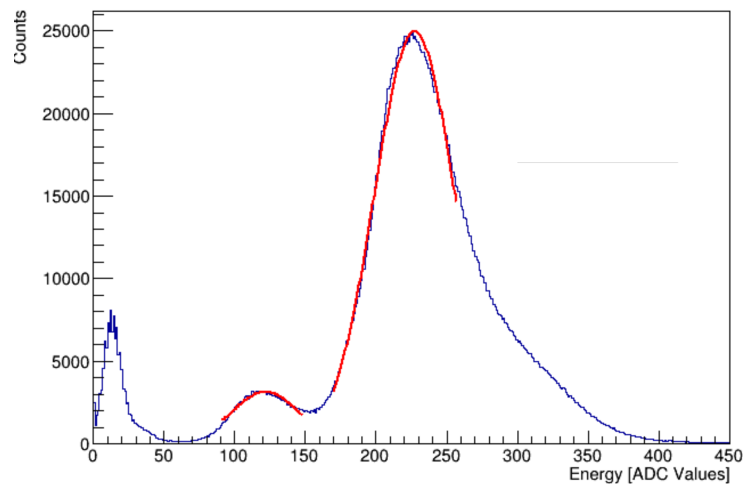


Abbildung 23: Gemessenes, unskaliertes ^{55}Fe -Spektrum bei einer Anodenspannung von 1800 V und einer Blendenöffnung von 4 mm. Eingezeichnet sind in rot die Gauß-Funktionen, angepasst an die Spektrallinien.

Die Verteilung der in der Kammer deponierten Photonenenergie ist in Abb. 23 bei der Bestrahlung mit der ^{55}Fe -Quelle für eine angelegte Spannung von 1800 V und einer Blendenöffnung von 4 mm gezeigt. Auf der x-Achse ist die Energie aufgetragen, auf der y-Achse die Häufigkeit der einzelnen Einträge. Die Energie entspricht der aufsummierten Ladung aus den Clustern angegeben in ADC-Werten. Der Peak bei ganz niedrigen Energien entspricht dem elektronischen Hintergrundrauschen, dem sogenannten Noise. Des weiteren sind im Spektrum zwei Linien zu erkennen, die erste Linie mit höherer Energie liegt bei etwa 229 ADC-Werten und entspricht damit dem K_α -Röntgenzerfall, der bei ^{55}Fe mit größter Wahrscheinlichkeit vorkommt. Diese Linie weist in Richtung der hohen Werte eine Flanke auf. Es wird davon ausgegangen, dass diese durch im β -Zerfall der Eisenquelle entstandene Photonen verursacht wurde [17]. Die zweite Linie mit Energie von ca. 122 ADC-Werten entspricht dem Argon-Escape-Peak. Dieser entsteht, wenn Argon-Atome durch die K_α Photonen angeregt werden und anschließend diesen angeregten Zustand wieder verlassen. Dabei werden wiederum Photonen emittiert. Es besteht die Möglichkeit, dass diese Gammaquanten den Detektor verlassen und ihre Energie daher nicht im Detektor deponieren. Die Differenz zwischen der ^{55}Fe - K_α -Linie und der aus dem Detektor getragenen Energie zeigt sich im Argon-Escape-Peak und muss bei der Berechnung der deponierten Photonenenergie beachtet werden [18].

	Amplitude [C]	Mittelwert [M]	Breite [σ]	Energieauflösung E_{rel}
K_α ⁵	$24710,9 \pm 25,47$	$228,93 \pm 0,03$	$29,98 \pm 0,03$	$13,10\% \pm 0,02\%$
Ag ⁶	$3131,54 \pm 11,61$	$121,73 \pm 0,11$	$23,92 \pm 0,16$	$19,65\% \pm 0,13\%$

Tabelle 1: Parameter der Gauß-Funktionen aus Abb. 23

Zur Bestimmung der Energieauflösung des Spektrums wurden zunächst Gauß-Funktionen an die Messwerte angenähert (Abb. 23). Dadurch konnte die Breite σ , die Amplitude C und der Mittelwert M der Linien bestimmt werden. Die Berechnung der relativen Energieauflösung E_{rel} erfolgt dann durch das Verhältnis der Breite zum Mittelwert der Gauß-Funktion:

$$E_{rel} = \frac{\sigma}{M} \quad (11)$$

und ist in Tabelle 1 angegeben. Für die absolute Energieauflösung E_{abs} ergibt sich nach Gleichung 12 für $\Delta E_{K_\alpha} = 0,77$ keV und für $\Delta E_{Ag} = 0,57$ keV.

$$E_{abs} = E_{Linie} \cdot E_{relativ} \quad (12)$$

Zur Abschätzung der mittleren deponierten Energie werden die relativen Häufigkeiten der Energien der Spektrallinien berechnet (siehe Gleichung 13). Dabei ergibt sich die relative Häufigkeit jeweils aus dem Verhältnis der Amplituden C_{Ag} und C_{K_α} zu C_{ges} , wobei C_{ges} der Summe der beiden Amplituden entspricht. Es ergibt sich die mittlere deponierte Photonenenergie von 5,56 keV.

$$E_\gamma = \frac{C_{Ag}}{C_{ges}} \cdot E_{Ag} + \frac{C_{K_\alpha}}{C_{ges}} \cdot E_{K_\alpha} \quad \text{mit} \quad C_{ges} = C_{Ag} + C_{K_\alpha} \quad (13)$$

$$= 2,9 \text{ keV} \cdot \frac{3131,54 \pm 11,61}{27843 \pm 37,07} + 5,9 \text{ keV} \cdot \frac{2410,90 \pm 25,47}{27843 \pm 37,07} \quad (14)$$

$$= 5,56 \text{ keV} \pm 1,01 \cdot 10^{-2} \text{ keV} \quad (15)$$

Für eine anschaulichere Darstellung und zum besseren Vergleich mit anderen Spektren wird das Energiespektrum aus Abb. 23 in Elektronenvolt umskaliert. Der Skalierungsfaktor wird nach Gleichung 16 aus dem Verhältnis der Energien zu den Mittelwerten berechnet. Aus der linearen Gleichung $E = S \cdot M + O$ ergibt sich mit dem berechneten Skalierungsfaktor von $0,028 \text{ keV ADC}^{-1}$ ein Offset O von $-0,51 \text{ keV}$. Abb. 24 zeigt das skalierte Spektrum, die rot eingezeichneten Linie markieren die erwarteten Spektrallinien.

⁵ K_α -Linie

⁶Ag-Escape-Peak

$$S = \frac{E_{K\alpha} - E_{Ag}}{M_{K\alpha} - M_{Ag}} \quad (16)$$

$$= \frac{5,9 \text{ keV} - 2,9 \text{ keV}}{228,93 \text{ ADC} - 121,73 \text{ ADC}} \quad (17)$$

$$= 0,028 \text{ keV ADC}^{-1} \quad (18)$$

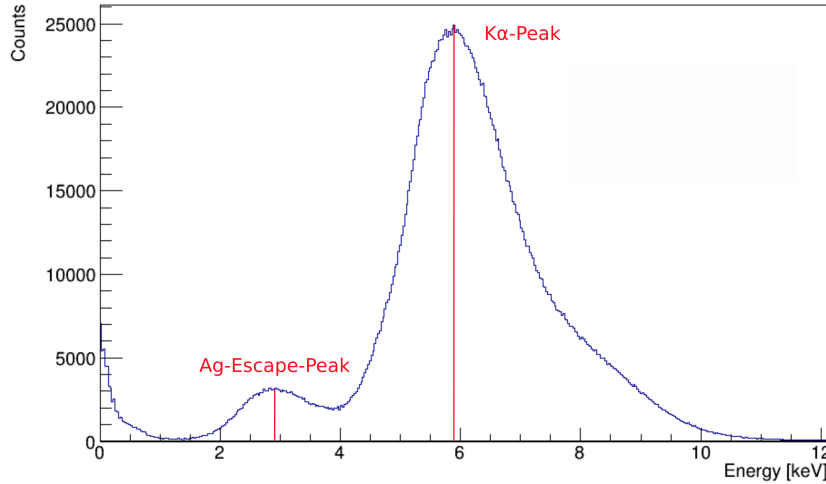


Abbildung 24: Gemessenes ^{55}Fe -Spektrum angegeben in Elektronenvolt bei einer Anodenspannung von 1800 V und einer Blendenöffnung von 4 mm. Die roten Linien markieren den Argon-Escape-Peak bei einer Energie von 2,9 keV und die $K\alpha$ -Spektrallinie bei 5,9 keV.

Primärionisationen

Die Anzahl an entstandenen Primärionisationen lässt sich nach Gleichung 19 aus dem Verhältnis der mittleren deponierten Energie E_γ zu Ionisationsenergie E_i berechnen. Mit der berechneten E_γ von 5,56 keV und der Argon Ionisationsenergie E_i von 27,63 eV [13] ergibt sich, dass pro Photon durch Ionisation etwa 201 Elektronen ausgelöst werden (Gleichung 19).

$$N_P = \frac{5,65 \cdot 10^3 \text{ eV}}{27,63 \text{ eV/e}} = 201,23 e \approx 201 e \quad (19)$$

4.2.2 Rate

Um von der Anzahl an Primärionisationen auf den Primärstrom zu schließen, benötigt man die Anzahl der Photonen, die von der ^{55}Fe -Quelle pro Sekunde abgestrahlt werden und tatsächlich eine Ionisation in der Kammer auslösen. Diese lässt sich über die Zahl von Clustern pro Sekunde, die vom SPADIC aufgezeichnet werden, abschätzen.

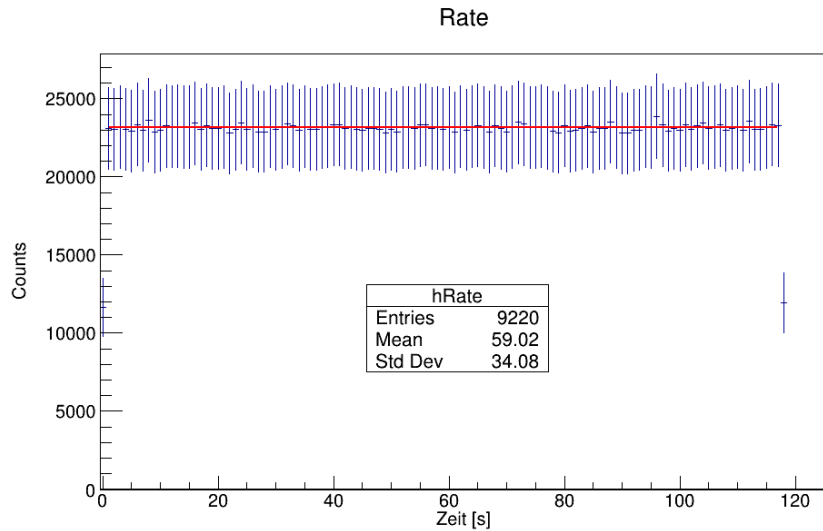


Abbildung 25: Anzahl der vom SPADIC gemessenen Photonen bei einer Spannung von 1800 V und einer Blendenöffnung von 4 mm. Die rote Linie entspricht dem Mittelwert für die gesamte Messzeit.

Die Anzahl an aufgezeichneten Hits pro Sekunde ist in Abb. 25 für eine ca. 2 min lange Messung bei einer angelegten Spannung von 1800 V und einer Blendenöffnung von 4 mm gezeigt. Man erkennt, dass die Rate nahezu konstant über die Messzeit ist. Dies war zu erwarten, da auch von einer konstanten Abstrahlung der Eisenquelle ausgegangen werden kann. Bei der Mittelung über die Rate wurden die ersten 3 Sekunden und die letzten 2 Sekunden der Aufzeichnungszeit nicht beachtet, um Störfaktoren, die durch das Ein- und Ausschalten der Messung entstehen können, nicht mit einzubeziehen.

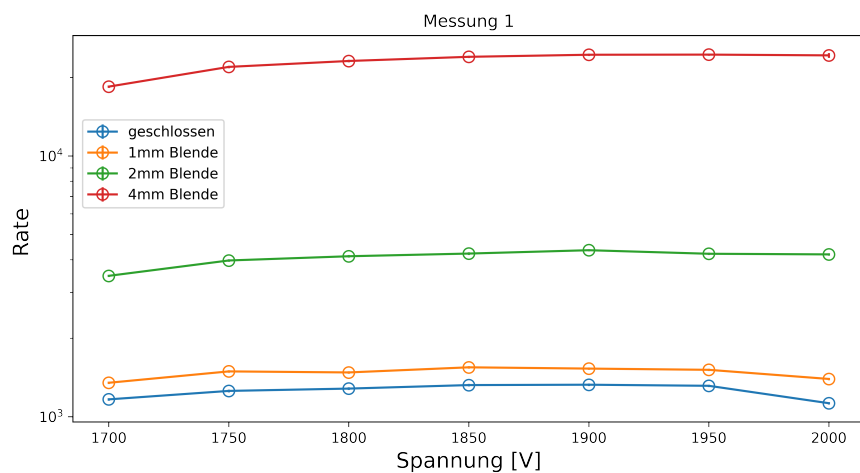


Abbildung 26: Darstellung der mittleren Rate bei verschiedenen Spannungen und Blendengrößen für den ersten Messdurchgang. Es ist eine nahezu konstante Rate zu erkennen.

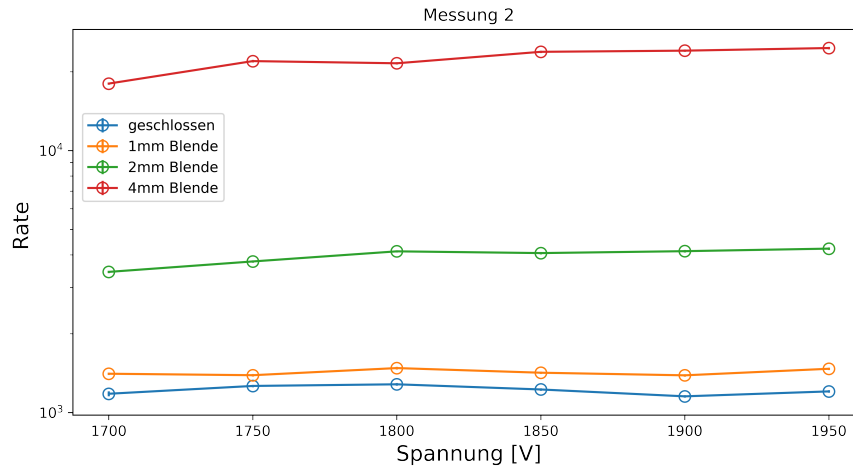


Abbildung 27: Darstellung der mittleren Rate bei verschiedenen Spannungen und Blendengrößen für die zweite Messung. Bis auf die Ratenmessung bei Spannung 2000 V ist eine konstante Rate erkennbar.

In Abb. 26 und Abb. 27 sind die Mittelwerte aller Raten für die Messdurchgänge aufgetragen. Die statistischen Messunsicherheiten der Raten liegen für alle Messungen bei ca. 1%. Es wurde erwartet, dass die Raten pro Blendengröße und angelegter Spannung konstant sind. In den Plots ist allerdings zu sehen, dass die Raten zwischen den Spannungen 1700 V und 1850 V leicht ansteigen. Dies lässt sich zum einen etwas minimieren in dem die Nullmessung (Messung mit geschlossener Blende) jeweils von den Messungen mit Blendengrößen 1 mm, 2 mm und 4 mm abgezogen wird. Da bei geschlossener Blende keine abgestrahlten Photonen in die Kammer gelangen sollten, gibt die Ratenmessung bei geschlossener Blende das Noise an. Zum anderen gibt es Signale die erst durch höhere Spannung die Schwellenwertbedingungen erfüllen und daher erst ab einer höheren Spannung als Rate ausgelesen werden.

In der zweiten Messung ist bei einer Spannung von 2000 V eine 10 mal höhere Rate als erwartet gemessen worden. Wie bei der Anodenstrommessung, wird auch hier davon ausgegangen, dass die Kammer nicht stabil lief. Daher können diese Werte nicht als aussagekräftig gewertet werden.

Allgemein liegt die Anzahl an Photonen bei der 2 mm Blende mit einer Rate von durchschnittlich 4000 Teilchen pro Sekunde um einen Faktor sechs niedriger als die der 4 mm Blende mit 24.000 Teilchen pro Sekunde. Die Querschnittsflächen der Blendenöffnungen unterscheiden sich jedoch nur um einen Faktor von vier. Dies ist auf den Blendenregler der Quelle zurückzuführen. Da dieser ca. 1 cm dick ist und Photonen, die nicht parallel zur Öffnung aus der Quelle austreten, in der Wand absorbiert werden. Bei der 2 mm Blende führt eine Abweichung der Strahlrichtung von mehr als $2,8^\circ$ zur Absorption, bei der 4 mm Blende erst Abweichungen über $11,3^\circ$.

4.3 Gasverstärkung

Um die Gasverstärkung mit den im vorangegangenen Abschnitt bestimmten Messwerten zu berechnen, wird die Gleichung 8 modifiziert:

$$G = \frac{I_A - I_{AD}}{\frac{E_\gamma}{E_i} \cdot (R - R_D) \cdot e} \quad (20)$$

Dabei steht I_{AD} für den Dunkelstrom und R_D für die Rate, die bei geschlossener Blende gemessen wurde.

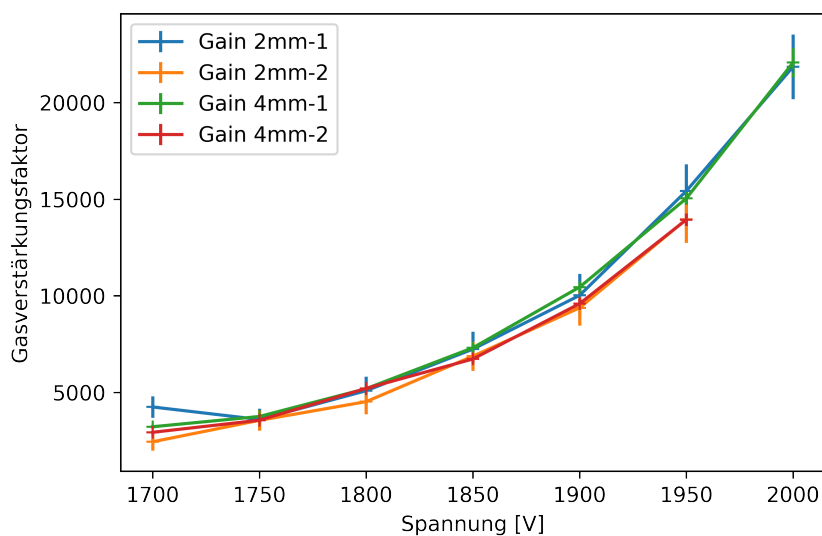


Abbildung 28: Darstellung der Gasverstärkung für die 2 mm und 4 mm Blende aus beiden Messungen. Eine deutliche Übereinstimmung ist zu erkennen.

Abb. 28 zeigt die berechneten Gasverstärkungsfaktoren aus den beiden Messungen der 2 mm und 4 mm Blende. Die Messwerte der 1 mm Blende wurde in diesem Plot nicht berücksichtigt, da durch den geringen Unterschied der Strommessung zur Messung mit geschlossener Blende sehr große Fehlerbereiche entstehen, wodurch keine aussagekräftige Interpretation der Ergebnisse getroffen werden kann. Aus dem Vergleich der Messwerte der 2 mm und 4 mm Blende kann geschlossen werden, dass die Verstärkungsfaktoren der Messungen konsistent sind. Die geringen Abweichungen der Messwerte zwischen den Blenden liegen im Rahmen des statistischen Fehlers. Der proportionale Anstieg bei Gasverstärkungsfaktoren ist klar erkennbar, wodurch nochmals bestätigt werden kann, dass die Kammer im Proportionalbereich betrieben wurde.

Als systematischer Fehler kann der geringe Unterschied zwischen den Gasverstärkungsfaktoren der ersten und zweiten Messung gewertet werden. Dieser kann als Differenz aus den Messwerten berechnet werden und ist in Abb. 29 relativ zur Anodenspannung angegeben. Es ist eine starke Abweichung von 53% bei der 2 mm Blende und 1700 Volt zu erkennen. Diese lässt sich erneut durch den geringen Anodenstrom erklären, der in der Berechnung nach Abzug des Dunkelstroms, zu ungenauen Wer-

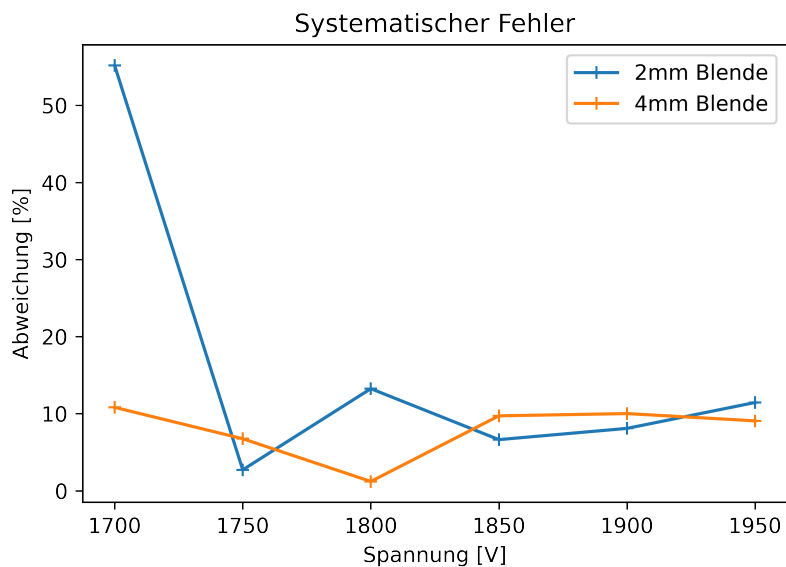


Abbildung 29: Systematischer Fehler der 2 mm und 4 mm Blende.

ten und somit auch zu starken Schwankungen führt. Die systematischen Fehler der anderen Gasverstärkungsfaktoren betragen in etwa 10%.

In Abb. 30 sind die Gasverstärkungsfaktoren aus den Messungen zusammen mit den Werten aus der Garfield Simulation (Abb. 9) dargestellt. Die durchgezogenen Linien stehen für die gemessenen Werte, die gestrichelten Linien markieren die Werte aus der Simulation. Die Gasverstärkungsfaktoren wurden für die Gasgemische Ag/CO₂ 80/20 und 85/15 simuliert. Da die Messungen bei einem Ag/CO₂ Verhältnis von 82/18 durchgeführt wurden, ist zu erwarten, dass die Messwerte im Bereich zwischen den simulierten Werten liegen sollten.

Zu sehen ist, dass die gemessene Gasverstärkung und die Simulation zwar in der selben Größenordnung liegen und auch den selben Anstieg aufweisen, aber die Messung um einen Faktor zwei höher ist als erwartet. Auch mit Einbezug der Messfehler liegen die Gasverstärkungsfaktoren noch außerhalb des erwarteten Bereichs. Das Beeinflussen der Messung durch Faktoren wie Temperatur, Gasdruck und Gasfluss sollte nicht vernachlässigt werden und wurde in [3] und [15] diskutiert. Allerdings reichen die dadurch entstehenden Abweichungen nicht aus um den hier gemessenen Unterschied zu erklären. Es ist daraus zu schließen, dass die Gasverstärkung von weiteren Parametern abhängt, die bei der Simulation nicht beachtet wurden.

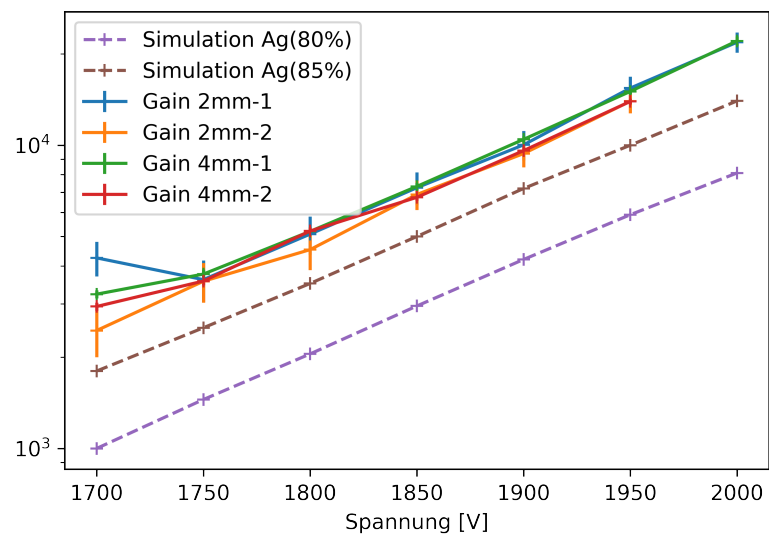


Abbildung 30: Vergleich der Gasverstärkungsfaktoren aus der Messung mit den simulierten Werten aus der Garfield Simulation.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde zunächst schrittweise das Vorgehen beim Bau der TRD Prototypkammern, sowie die Maßnahmen zur Verbesserung der Kammerstabilität erklärt, um sicherzustellen, dass die erhobenen Messdaten zuverlässig sind. Es ist an dieser Stelle nochmals hervorzuheben, dass bereits kleine Veränderungen in der Bauweise einen großen Einfluss auf die Kammerstabilität haben.

Es wurde mit der Kammer 3 der Anodenstrom, die deponierte Photonenenergie und die Clusterrate gemessen. Anschließend wurden diese Daten ausgewertet und aus den Ergebnissen die Gasverstärkung berechnet. Die Auswertung bestätigt, dass die Kammer im Proportionalbereich betrieben wurde. Nach dem Vergleich der Gasverstärkungsfaktoren der Messung mit den simulierten Werten, zeigt sich dass die Messungen stärker als erwartet von den simulierten Werten abweichen.

Für weitere, genauere Aussagen wäre es interessant die Ergebnisse dieser Arbeit durch modifizierte Messungen zu überprüfen. Dabei könnte der Einfluss verschiedener Gasdrücke innerhalb und außerhalb der Kammer sowie die Variation der Raumtemperatur auf die Gasverstärkung explizit untersucht werden. Außerdem wäre es von großem Interesse, Messungen mit verschiedenen Ar und CO₂ und Xe und CO₂ Mischverhältnissen durchzuführen, da der TRD im CBM Experiment mit Xe und CO₂ betrieben werden soll, und der Gasverstärkungsfaktor ausschlaggebend für die angelegte Anodenspannung im laufenden Betrieb sein wird.

Literatur

- [1] J.P. Wessels. A. Andronic. *Transition Radiation Detector*. In: arXiv:1111.4188v1., 2011.
- [2] Werner Amend. *Konstruktionszeichnung der Quellenhalterung*.
- [3] Christoph Blume u. a. *The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR: Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD)*. Techn. Ber. Collaboration FAIR: CBM, 2018.
- [4] Michael L. Cherry u. a. „Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiators“. In: *Physical Review D* 10.11 (1974).
- [5] Pascal Dillenseger. „Charakterisierung und Signalanalyse von TRD-Prototypen für das CBM Experiment“. Diss. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2013.
- [6] M. Durante u. a. „All the fun of the FAIR: fundamental physics at the facility for antiproton and ion research“. In: *Physica Scripta* 94.3 (2019), S. 033001.
- [7] Murat Esen. „Implementation of an Automated Position and Tension Determination of Wires in Multi-Wire Proportional Chambers“. In: 2018.
- [8] V Friese. „The CBM experiment at GSI/FAIR“. In: *Nuclear Physics A* 774 (2006), S. 377–386.
- [9] Bengt Friman u. a. *The CBM physics book: Compressed baryonic matter in laboratory experiments*. Bd. 814. Springer, 2011.
- [10] Claus Grupen, Tilo Stroh und Ulrich Werthenbach. *Grundkurs Strahlenschutz: Praxiswissen für den Umgang mit radioaktiven Stoffen*. Springer-Verlag, 2008.
- [11] Helmut Hilscher. *Kernphysik*. Bd. 78. Springer-Verlag, 2013.
- [12] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer, 2016.
- [13] A. Kramida u. a. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2020, September 30]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2019.
- [14] Philipp Munkes. „Ereignis-Rekonstruktion für CBM TRD-Testdaten“. In: *Bachelorthesis. Westfälische Wilhelms Universität Münster* (2016).
- [15] Florian Roether. „Construction of Multi Wire Proportional Chambers for the CBM Transition Radiation Detector“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 1024. 1. IOP Publishing. 2018, S. 012040.
- [16] Florian Roether. *Konstruktionszeichnung der Testkammer*.
- [17] Florian Roether. *Private Kommunikation*.
- [18] Fabio Sauli. *Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications*. 36. Cambridge University Press, 2014, S. 61.
- [19] David Schmidt. „Firmware Development for the TRD Data Processing Board Prototype“. In: 2019.
- [20] International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section. 2020. URL: <https://nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.

- [21] Sélim Seddiki. *The Compressed Baryonic Matter experiment*. Bd. 71. 2014, S. 00120.
- [22] Uni. *test*. URL: <https://www.uni-muenster.de/Physik.KP/AGAndronic/forschung/index.html>.
- [23] Rob Veenhof. *Garfield, a drift-chamber simulation program User's Guide, Version 4.29*. 1993.
- [24] Wikipedia. 2020. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Z%C3%A4hlrohr#/media/Datei:Kennlinie_Zaehlrrohr-GER.svg.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere an Eides statt durch meine eigene Unterschrift, dass ich die vorstehende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe angefertigt und alle Stellen, die wörtlich oder annähernd wörtlich aus Veröffentlichungen genommen sind, als solche kenntlich gemacht habe. Die Versicherung bezieht sich auch auf in der Arbeit gelieferte Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen und dergleichen.

Ort, Datum

Unterschrift

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei Prof. Dr. Christoph Blume bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat diese Bachelorarbeit am IKF zu erstellen und mir durch seine Unterstützung und Anmerkungen immer wieder geholfen hat die Arbeit in die richtige Richtung zu führen.

Mein ganz besonderer Dank gilt mein Betreuer Florian Roether der mir bei allen Messungen und Auswertungen stets zur Seite stand, alle meine Fragen beantwortet und die Arbeit Korrektur gelesen hat. Durch seine fröhliche und positive Art war vor allem das Arbeiten im Labor sehr angenehm.

Außerdem möchte ich mich bei Pascal Reising für die Anregungen und Hilfestellungen zu dieser Arbeit bedanken. Weiterhin gilt mein Dank der ganzen Arbeitsgruppe, die mich so freundlich aufgenommen hat, vor allem der 'Bier um vier Gruppe' die immer für einen gelungenen Abschluss der Woche gesorgt hat.

Zum Schluss möchte ich mich bei Kim Klyseck, Aaron Donni & Daniel Mairhofer dafür bedanken, dass sie mich während dem Studium und vor allem auch während der Bachelorarbeit immer begleitet und unterstützt haben.