



Dosismessung mit einem Proportionaldurchflusszähler

Dosimetry using a perged proportional counter

Bachelorarbeit vorgelegt von
Christian Buchholz

Westfälische-Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Einführung in das Themengebiet	3
2.1	Radioaktive Elemente	3
2.1.1	Das Tröpfchenmodell	5
2.1.2	Zerfallsgesetze	7
2.1.3	α -Zerfall	8
2.1.4	β -Zerfall	9
2.1.5	Statistische Zufallsverteilungen	10
2.2	Detektoren	12
2.2.1	Arbeitsbereiche eines Zählrohrs	13
2.2.2	Zählrohrcharakteristik	14
2.3	Zählgase	15
2.4	Der Zähl draht	16
2.5	Aktivität	17
3	Realisierung eines Messtandes zur Dosimetrie	19
4	Messungen mit dem Detektor	25
4.1	Systematische Untersuchungen am Durchflusszähler	25
4.1.1	Einstellung des Hauptverstärkers	26
4.1.2	Einstellung des SCA	27
4.1.3	Einstellung des Gasdurchflusses	28
4.1.4	Vorlaufzeit des Detektors	32
4.1.5	Änderung des Drahtdurchmessers	34
4.2	Erste Messungen mit der β -Quelle	36
4.2.1	Variation des Gasdurchflusses bei der β -Probe.	37
4.3	Bestimmung der Effizienz des Zählrohrs	39
4.3.1	Effizienz bei α -Strahlung	40
4.3.2	Effizienz bei β -Strahlung	40
4.3.3	Bestimmung der Aktivität einer KCl-Probe	41
4.3.4	Messung einer $\alpha + \beta$ -Quelle	42
4.3.5	Übersteuern	45
5	Zusammenfassung	47

Inhaltsverzeichnis

5.1	Messungen mit der α -Quelle	47
5.2	Messungen mit der β -Quelle	49
5.3	Bestimmung von Effizienz und Aktivität	50
5.4	Gemeinsames Messen von α - und β -Strahlung	50
5.5	Ausblick	50

Literaturverzeichnis	51
-----------------------------	-----------

6 Anhang	53
-----------------	-----------

1 Einleitung

Thema dieser Bachelorarbeit ist die Detektion radioaktiver Strahlung mit einem Durchflussproportionalzählrohr im Institut für Kernphysik der WWU-Münster. Ziel der Arbeit ist einen bereits vorhandenen Messstand zu optimieren. Das zur Verfügung stehende Zählrohr ist ein Nachbau eines Zählrohres der Universität Aachen. Der Versuchsaufbau ist in der Umstellung auf das Bachelor-/Mastersystem entstanden und soll im Scientific Instrumentation Praktikum verwendet werden.

Radioaktive Strahlung wurde erstmals 1896 von Antoine Henri Becquerel beobachtet. Becquerel versuchte die kurz zuvor entdeckte Röntgenstrahlung mit den Effekten der Fluoreszenz oder Phosphoreszenz zu erklären. Als fluoreszierendes Material hat Becquerel Uransalz verwendet und es auf eine lichtdicht verpackte Fotoplatte gebracht. Zur Anregung der Fluoreszenz wurde die Uranprobe mit Sonnenlicht bestrahlt. Als Effekt zeigte sich, dass die Photoplatte von der Uranprobe geschwärzt wurde. Dass dieser Effekt aber nicht durch Fluoreszenz hervorgerufen wurde zeigte sich, als die Schwärzung auch eintrat, ohne dass die Probe mit Sonnenlicht bestrahlt worden war. Es musste sich somit um eine bisher unbekannte Strahlungsform handeln. Dies war der erste Nachweis radioaktiver Strahlung. [1], [2]

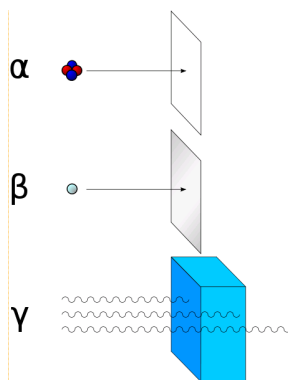


Abbildung 1.1: Darstellung der drei verschiedenen Strahlungsarten. [2]

Später fand Becquerel heraus, dass die von ihm entdeckte Strahlung Gase ionisieren konnte. Der Effekt der Ionisation ist entscheidend für Strahlungsdetektoren wie sie heutzutage verwendet werden und von denen einer in dieser Arbeit behandelt wird.

Nach heutigem Wissensstand teilt sich die radioaktive Strahlung in drei Gruppen. Diese bezeichnet man mit α -, β - oder γ -Strahlung. In der nebenstehenden Abbildung sind die drei Strahlungstypen veranschaulicht. α -Strahlung besteht aus „relativ“ großen Teilchen. Zur vollständigen Abschirmung von α -Strahlung reicht bereits ein Blatt Papier aus. β -Strahlung besteht aus kleineren Teilchen. Sie kann mit dünnen Metallschichten vollständig abgeschirmt werden.

γ -Strahlung besteht aus elektromagnetischen Wellen. Diese Strahlungsart kann nicht vollständig abgeschirmt, sondern nur abgeschwächt werden. Um eine gute Abschirmung zu erhalten, benötigt man Materialien mit einer möglichst hohen Dichte. Typischerweise wird zur Abschirmung von γ -Strahlung Blei verwendet. Während dieser Bachelorarbeit wurden Quellen untersucht, welche α - oder β -Strahlung aussenden.

Für die Detektion radioaktiver Strahlung gibt es verschiedenen Arten von Detektoren, wobei jeder Detektortyp für unterschiedliche Strahlungsarten seine Vor- und seine Nachteile aufweist. Während dieser Arbeit wird zur Detektion von α - und β -Strahlung ein Proportionalzählrohr benutzt. Dieses bietet den Vorteil, dass das Präparat direkt in das Zählvolumen, also in die Detektionskammer eingebracht werden kann. Hierdurch steht für die Detektion ein großer Raumwinkel zur Verfügung, was die Zählrate gegenüber anderen Zählrohren erhöht. Zudem ist es so auch möglich Proben mit sehr geringer Aktivität zu messen, da hier nur wenige Ereignisse nicht gezählt werden können. Mit einem Proportionalzählrohr ist es auch möglich anhand der erhaltenen Signale direkt auf die Energie der radioaktiven Teilchen zurückzuschließen. Dies ist ein Vorteil gegenüber einem Geiger-Müller-Zählrohr, bei dem keine Proportionalität zur Ionisierungsenergie mehr gegeben ist.

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Parameter bei einer Messung mit einem Durchflusszählrohr variiert und die Auswirkungen auf die Messung untersucht. Das primäre Ziel ist es am Ende dieser Arbeit einen Durchflusszähler zu haben, mit dem auch die Detektion von β -Strahlung möglich ist. Ein weiteres Ziel wäre mit diesem Detektor auch Proben auslesen zu können, die sowohl α - als auch β -Strahlung aufweisen.

2 Einführung in das Themengebiet

In diesem Kapitel werden kurz die Ursachen für radioaktive Strahlung genannt. Es werden die theoretischen Grundlagen der Zerfälle soweit erläutert, wie sie für das Verständnis der in der Arbeit behandelten Effekte nötig sind.

2.1 Radioaktive Elemente

Die Entdeckung der Radioaktivität hat viele neue Fragen in der Physik aufgeworfen. So auch die Frage warum und wie Atome zerfallen. Man hat festgestellt, dass nicht alle Atome zerfallen, sondern dass es stabile und instabile Atome gibt. Experimentelle Untersuchungen haben ergeben, dass Atome aus einem Atomkern und einer Elektronenhülle bestehen. Der Kern oder Nukleus besteht wiederum aus den Nukleonen. Die einzigen bekannten Nukleonen sind das Proton und das Neutron. Atomkern und Atomhülle werden durch die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Protonen zusammengehalten. Aufgrund ihrer Ladungsneutralität unterliegen Neutronen nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung, daher kann diese nicht den Atomkern zusammenhalten. Die Nukleonen werden über die Kernkraft zusammengehalten. Diese ist eine Restwechselwirkung der starken Wechselwirkung. Die starke Wechselwirkung tritt zwischen den Quarks auf, aus denen die Nukleonen bestehen. Zur Beschreibung von Protonen und Neutronen reicht es aus sich auf zwei Quarks zu beschränken. Das up-Quark (u) und das down-Quark (d). Up-Quarks haben die Ladung $2/3e$, down-Quarks die Ladung $-1/3e$. Hierbei ist e die Ladung eines Elektrons mit $e \approx 1,602 \cdot 10^{-19}$ C. Man kann Nukleonen beschreiben indem man annimmt, dass sie aus drei Quarks, den sogenannten Konstituentenquarks bestehen. Diese Auffassung ist nach heutigen Erkenntnissen falsch. Durch Streuexperimente die einen tieferen Einblick in den Aufbau der Nukleonen geben, hat man herausgefunden dass sich in Nukleonen auch sogenannte Seequarks befinden. Dies sind Quark-Antiquark-Paare die innerhalb des Nukleons entstehen und anhillieren. Sie tragen jedoch nicht signifikant zu den äußeren Eigenschaften des Nukleons bei. Eine genauere Beschreibung der Seequarks ist für das Verständnis der Arbeit nicht erforderlich und würde zu viel Zeit in Anspruch nehmen. Die Beschreibung von Nukleonen nach dem Konstituentenquarkmodell ist hier ausreichend.

Da Neutronen neutral geladen sind, müssen sie, nach dem Konstituentenquarkmodell, aus zwei down-Quarks und einem up-Quark bestehen. Protonen mit der

Ladung e bestehen aus zwei up-Quarks und einem down-Quark. Protonen und Neutronen bilden zusammen den Atomkern. Ein Atomkern mit A Nukleonen besteht aus Z Protonen und N Neutronen. Es gilt

$$A = Z + N \quad (2.1)$$

Je nach Verhältnis von Protonen- zu Neutronenzahl unterscheidet sich auch die Stabilität eines Kerns von der eines anderen. Alle bekannten Isotope, egal ob stabil oder instabil, sind in einer Isotopentafel dargestellt und nach Protonen- und Neutronenzahl klassifiziert.

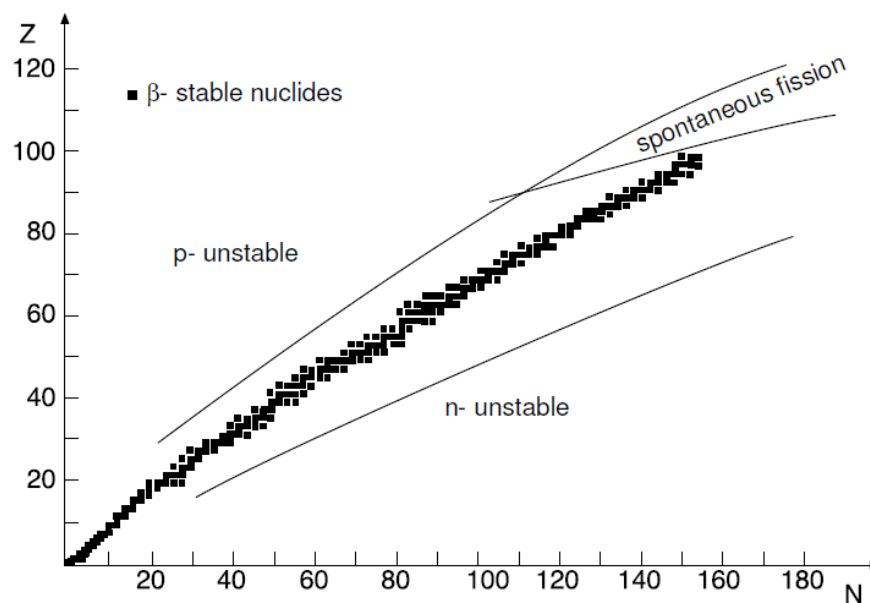


Abbildung 2.1: Isotopentafel [8]

Bei einer Isotopentafel ist die Zahl N der Neutronen auf der x-Achse und die Zahl Z der Protonen auf der y-Achse aufgetragen. Die schwarz markierten Elemente in Abbildung 2.1 stehen für stabile Isotope. Wie man erkennen kann, sind bei leichten Elementen, also Elemente mit niedriger Nukleonenzahl A , etwa gleich viele Protonen und Neutronen vorhanden. Betrachtet man schwere Elemente so hat die Stabilitätslinie einen Überhang zu Neutronen. Die Ursache hierfür ist, dass bei größeren Ladungszahlen Z die elektromagnetische Abstoßung zwischen den Protonen gegenüber der Kernkraft überwiegt und diese den Atomkern nicht mehr zusammenhalten kann.

2.1.1 Das Tröpfchenmodell

Möchte man die Bindungsenergie eines Atomkerns, also die Energie die den Kern zusammenhält, beschreiben bietet sich hierfür das Tröpfchenmodell an. Das Tröpfchenmodell ermöglicht die Bindungsenergie für viele Atomkerne in guter Näherung zu berechnen. Hierbei wird ausgenutzt, dass der Atomkern ähnlich wie ein Wassertropfen beschreiben werden kann. Nach dem Modell ist die Bindungsenergie eines Kerns gegeben durch

$$B(A, Z) = a_V \cdot A - a_O \cdot A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N - Z)^2}{4A} - \frac{\delta}{A^{1/2}}. \quad (2.2)$$

Die Bindungsenergie setzt sich also aus fünf Termen zusammen, die im Folgenden kurz erläutert werden. [7]

Der **Volumenterm** beschreibt, dass sich die Bindungsenergie mit jedem Nukleon um einen konstanten Wert $a_V = 15,67$ MeV erhöht. Der lineare Zusammenhang zwischen Energie und Nukleonenzahl berücksichtigt die kurze Reichweite der starken Wechselwirkung, das heißt ein Nukleon wechselwirkt nur mit seinen direkten Nachbarn.

Der **Oberflächenterm** berücksichtigt, dass an der Oberfläche weniger Nukleonen als Wechselwirkungspartner zur Verfügung stehen. Er wird daher vom Volumenterm abgezogen. Es gilt $a_O = 17,23$ MeV.

Der **Coulombterm** beschreibt die abstoßende Coulombkraft zwischen den Protonen. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Protonen den Kern gleichmäßig ausfüllen, sodass der Atomkern als homogen geladene Kugel betrachtet werden kann. Durch Ausintegration der Ladungsverteilung und Einsetzen in die potentielle Energie ergibt sich der Faktor $a_C = 0,715$ MeV. Die Coulombabstoßung wirkt gegen die Kernkraft. Daher wird der Coulombterm abgezogen.

Der **Asymmetrieterm** bezieht sich auf die Gleichverteilung von Protonen und Neutronen. Kerne mit gleicher Protonen und Neutronenzahl sind bevorzugt. Hier gilt $a_A = 93,15$ MeV. Bei $Z = N$ entfällt der Asymmetrieterm, bei $Z \neq N$ wirkt er gegen die Kernkraft. Daher muss auch der Asymmetrieterm abgezogen werden.

Der **Paarungsterm** berücksichtigt die Verteilung der Protonen und Neutronen auf verschiedene Energieniveaus. Da Nukleonen in die Gruppe der Fermionen fallen, gehorchen diese der Fermistatistik. Diese sagt aus, dass sich jeweils nur zwei Teilchen einer Sorte auf dem gleichen Energieniveau befinden können. So können also zwei Protonen und zwei Neutronen ein Energieniveau besetzen. Kommen nun weitere Nukleonen hinzu, so müssen diese auf energetisch höhere Niveaus ausweichen. Somit sind Kerne mit einer geraden Anzahl an Protonen und Neutronen, sogenannte gg-Kerne gegenüber Kernen mit ungerader Anzahl, uu-Kerne, bevorzugt. Die Konstante δ im Asymmetrieterm hat je nach Kernzustand einen der folgenden Werte:

Zustand	gg	ug oder gu	uu
δ	-11,2 MeV	0	11,2 MeV

gg-Kerne tragen also zur Bindungsenergie bei, uu-Kerne verringern diese. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der Bindungsenergie nach dem Tröpfchenmodell und die experimentell bestimmten Werte.

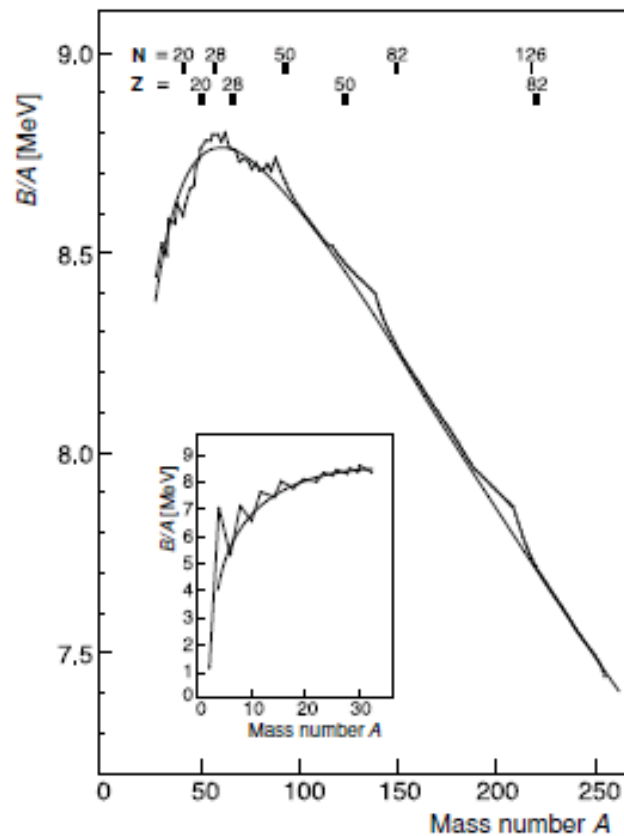


Abbildung 2.2: Vergleich der Bindungsenergie nach dem Tröpfchenmodell mit experimentellen Ergebnissen. Die durchgezogene Linie gibt die Werte nach dem Tröpfchenmodell an. [8]

Liegt ein Kern in einem bestimmten Zustand vor, so kann es sein, dass dieser Zustand energetisch ungünstig ist. Da alle Nukleonen den Zustand niedrigster Energie anstreben, kann es passieren dass im Kern ein Zerfall stattfindet, um auf ein energetisch günstigeres Niveau zu gelangen. Dies geschieht hauptsächlich durch α - oder β -Zerfall.

2.1.2 Zerfallsgesetze

In der Kernphysik lässt sich nicht exakt voraussagen, wann ein Atomkern zerfällt, es kann lediglich eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden, mit der der Kern zerfallen wird. Es lassen sich somit statistische Aussagen über den Zerfallsprozess machen. Anhand solcher Statistiken ist es auch möglich vorherzusagen, wann eine radioaktive Probe voraussichtlich komplett zerfallen sein wird.

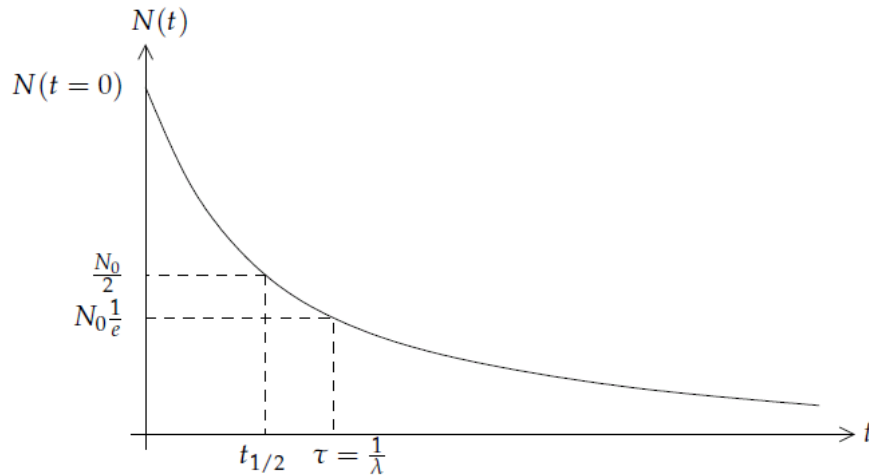


Abbildung 2.3: Darstellung des Zerfallsgesetzes. [7]

Sei λ die Wahrscheinlichkeit, dass ein Kern innerhalb eines Zeitintervalls Δt zerfällt, und N sei die Gesamtzahl der vorhandenen Atomkerne. So kann die durchschnittliche Anzahl ΔN der Atomkerne, die im Zeitintervall Δt zerfallen berechnet werden zu

$$-\Delta N = \lambda N \Delta t. \quad (2.3)$$

Das Minuszeichen berücksichtigt hier, dass die Zahl der vorhandenen Atomkerne abnimmt. „Vorhanden“ bezieht sich in diesem Fall auf die Atomkerne der Sorte, für die die Wahrscheinlichkeit λ gilt. Umstellen der Gleichung liefert

$$\frac{\Delta N}{N} = -\lambda \Delta t. \quad (2.4)$$

Ausgehend von sehr großen Zahlen N und dass daher die Zeitintervalle Δt beliebig klein wählbar sind, kann man von einer kontinuierlichen Verteilung ausgehen und Gleichung (2.4) in der differentiellen Form

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (2.5)$$

schreiben.

Integration der Gleichung liefert das exponentielle Zerfallsgesetz von radioaktiven Kernen

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.6)$$

mit der Eulerschen Zahl e .

Der Kehrwert von λ wird als durchschnittliche oder mittlere Lebensdauer τ eines Atomkerns bezeichnet. Die mittlere Lebensdauer definiert die Zeit, nach der die Zahl $N(t)$ der vorhandenen Atomkerne auf $\frac{N_0}{e}$ abgefallen ist. Möchte man die Zeit $t_{1/2}$ bestimmen, nach der die Zahl der vorhandenen Atome auf die Hälfte abgesunken ist, so erhält man

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\frac{t_{1/2}}{\tau}} \quad (2.7)$$

$$\Leftrightarrow \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\frac{t_{1/2}}{\tau} \quad (2.8)$$

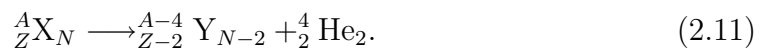
$$\Leftrightarrow \ln(2)\tau = t_{1/2} \quad (2.9)$$

$$\cdot \quad (2.10)$$

$t_{1/2}$ wird Halbwertszeit genannt. Es ist nicht notwendigerweise festgelegt, auf welche Weise ein Atomkern zerfällt. So gibt es Sorten von Atomkernen, die immer den gleichen Zerfall durchführen, aber auch solche die auf verschiedene Arten zerfallen können. Für die bisher bekannten Isotope kann die Art des Zerfalls in einer Nuklidkarte nachgeschlagen werden. Die häufigsten Zerfälle sind der α - und β -Zerfall. Diese beiden Zerfallsarten werden während dieser Arbeit mit dem Detektor untersucht und sollen daher kurz erläutert werden.

2.1.3 α -Zerfall

Als α -Teilchen werden Heliumkerne (2 Protonen, 2 Neutronen) bezeichnet. Der α -Zerfall bezeichnet die Abspaltung eines α -Teilchens vom Rest des Mutterkerns und kann folgendermaßen beschrieben werden [9]



Dieser Zerfall ist ein Zweikörperzerfall und liefert ein diskretes Energiespektrum. Die Energie die ein α -Teilchen nach dem Zerfall erhält ist eindeutig durch den sogenannten Q -Wert definiert. Betrachtet man den Ausgangskern X vor dem Zerfall als ruhend, so gilt nach dem Energieerhaltungssatz, dass

$$m_X c^2 = m_Y c^2 + T_Y + m_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (2.12)$$

ist. Hierbei bezeichnen die T_i die kinetischen Energien der beiden Zerfallsprodukte. Formt man die Gleichung nach den kinetischen Energien um, so erhält man

$$(m_X - m_Y - m_\alpha) c^2 = T_Y + T_\alpha. \quad (2.13)$$

Der Q -Wert bezeichnet die Energie der Massendifferenz. Es gilt also

$$Q = T_Y + T_\alpha \quad (2.14)$$

$$\Leftrightarrow T_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{T_Y}{T_\alpha}}. \quad (2.15)$$

Bei einem Zweikörperzerfall gilt nach dem Impulserhaltungssatz

$$p_\alpha = p_Y \rightarrow \frac{m_\alpha}{m_Y} = \frac{v_Y}{v_\alpha}. \quad (2.16)$$

Setzt man dies in Gleichung (2.15) ein, erhält man

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}}. \quad (2.17)$$

In dieser Arbeit wird eine Americium-Quelle als α -Strahler verwendet. ${}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$ hat eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 432,6$ Jahren und zerfällt zu nahezu 100% über α -Zerfall. Möchte man den Zerfall von ${}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$ zu ${}_{93}^{237}\text{Np}_{144} + {}_2^4\text{He}_2$ mit dem Tröpfchenmodell beschreiben, so erhält man für die frei werdende Energie einen Wert von etwa 1,2 MeV. Dies deckt sich nicht mit den experimentellen Ergebnissen, nach denen etwa 5,5 MeV frei werden. Diese Unstimmigkeit hat ihre Ursache darin, dass α -Teilchen als leichte Kerne nicht sehr gut durch das Tröpfchenmodell beschrieben werden (vgl. Abbildung 2.2).

2.1.4 β -Zerfall

Als β^- -Teilchen werden Elektronen bezeichnet, die beim Zerfall eines Neutrons in ein Proton frei werden. Ursprünglich nahm man an, dass auch der β -Zerfall ein Zweikörperzerfall ist. Dies widersprach aber den experimentellen Ergebnissen, nach denen die β^- -Teilchen ein kontinuierliches Spektrum aufweisen. Es musste also noch ein Teilchen an dem Zerfall beteiligt sein, welches nicht nachgewiesen werden konnte. Daher hatte Wolfgang Pauli bereits im Jahr 1930 die Existenz eines neutralen, fast oder ganz masselosen Teilchens gefordert. Dieses Teilchen ist das Neutrino, welches erstmals 1956 im Poltergeist-Experiment nachgewiesen werden konnte. [7]

Um den β -Zerfall beschreiben zu können, muss dieser in verschiedene Teilprozesse gegliedert werden.

2.1.4.1 β^- -Zerfall

Der β^- -Zerfall beschreibt den Zerfall eines Neutrons in ein Proton unter Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos. Er wird durch die Reaktionsgleichung

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.18)$$

beschrieben. Das Entstehen eines Antineutrinos gewährt die Erhaltung der Leptonenzahl des Zerfalls. Das Elektron hat als Lepton die Leptonenzahl 1, das Antineutrino als Antiteilchen die Leptonenzahl -1.

2.1.4.2 β^+ -Zerfall

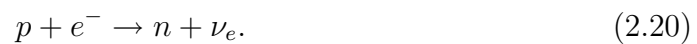
Der β^+ -Zerfall verläuft umgekehrt zum β^- -Zerfall. Hier zerfällt ein Proton in ein Neutron unter Emission eines Positrons und eines Elektronneutrinos. Die Reaktionsgleichung für diesen Zerfall ist gegeben durch



Da das Positron das Antiteilchen des Elektrons darstellt, ist auch hier die Leptonenzahl erhalten.

2.1.4.3 Electron-capture

Zur vollständigen Beschreibung des β^- -Zerfalls wird hier noch der Vorgang des Elektroneneinfangs beschrieben. Hierbei fällt ein Elektron aus der Hülle in den Kern und wechselwirkt dort mit einem Proton. Als Ergebnis dieses Zerfalls entstehen ein Neutron und ein Elektronneutrino. Die Reaktionsgleichung lautet



Im Gegensatz zum β^+ - und β^- -Zerfall weist der Elektroneneinfang ein diskretes Energiespektrum auf. Dabei hängt die Energie maßgeblich davon ab, aus welcher Schale das Elektron in den Kern fällt.

Als β^- -Strahler wird in dieser Arbeit eine Strontium-Quelle verwendet. ${}^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ hat eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 28,9$ Jahren und zerfällt zu 100% über β^- -Zerfall in ${}^{90}_{39}\text{Y}_{51}$. Yttrium 90 ist ebenfalls ein β^- -Strahler mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 64,053$ Tagen. Es zerfällt zu 100% in ${}^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$. Dieses Isotop von Zirconium ist stabil und zerfällt nicht weiter.

2.1.5 Statistische Zufallsverteilungen

Da radioaktive Kerne nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zerfallen, ist die Zahl der nach einer vorgegebenen Zeit zerfallenen Kerne nicht fest definiert, sondern folgt einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Hierbei sind die einzelnen Zerfälle unabhängig voneinander. [4]

Betrachtet man n gleichartige Kerne, die mit der Wahrscheinlichkeit p in einem festgelegten Zeitintervall zerfallen und mit der Wahrscheinlichkeit $q = 1 - p$ nicht zerfallen, so gibt es

$$P(k) = \binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!} \quad (2.21)$$

verschiedene Gruppen von k Kernen, die Zerfallen können. Die Wahrscheinlichkeit $P(k)$, dass diese Kerne in dem Zeitintervall zerfallen ist gegeben durch die **Binomialverteilung**

$$P(k) = \binom{n}{k} p^k q^{n-k}. \quad (2.22)$$

Die Binomialverteilung hat einen Erwartungswert von

$$\langle k \rangle = \sum_{k=0}^n k P(k) = np. \quad (2.23)$$

Die Standardabweichung der Verteilung ist gegeben durch

$$\sigma = \sqrt{\langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2} = \sqrt{np(1-p)}. \quad (2.24)$$

Wird n groß gegenüber k und ist die Zerfallswahrscheinlichkeit p klein, so kann man den Grenzübergang $n \rightarrow \infty$ und $p \rightarrow 0$ betrachten. Unter der Bedingung dass $np = \text{const} = \mu$ gilt, geht die Binomialverteilung so in die **Poissonverteilung** über. Die ist gegeben durch

$$P(k) = \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!}. \quad (2.25)$$

Die Poissonverteilung hat einen Erwartungswert von

$$\langle k \rangle = \sum_{k=0}^n k P(k) = np = \mu. \quad (2.26)$$

Die Standardabweichung der Verteilung ist gegeben durch

$$\sigma = \sqrt{\langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2} = \sqrt{np} = \sqrt{\mu}. \quad (2.27)$$

Betrachtet man Prozesse mit großem Erwartungswert μ ($\mu \geq 10$), so geht die Poissonverteilung näherungsweise in die **Gaußverteilung** über. Diese ist gegeben durch

$$P(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(k-\mu)^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.28)$$

Auch für die Gaußverteilung ergibt sich der Erwartungswert

$$\langle k \rangle = \mu \quad (2.29)$$

und die Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{\mu}. \quad (2.30)$$

2.1.5.1 Messunsicherheit

In dieser Arbeit werden Zerfälle betrachtet, die die Voraussetzungen für die oben durchgeführten Näherungen erfüllen. Die Zerfälle können durch die Gaußverteilung beschrieben werden. Hieraus folgt, dass wenn bei einer Messung $N = \mu$ Zerfälle beobachtet wurden, die Messunsicherheit gegeben ist durch

$$\Delta N = \sigma = \sqrt{N}. \quad (2.31)$$

Die relative Messunsicherheit ergibt sich so zu

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\sigma}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (2.32)$$

2.2 Detektoren

In der Physik gibt es eine Vielzahl von Detektortypen, die zur Detektion radioaktiver Strahlung eingesetzt werden können. Beispiele hierfür sind Halbleiterdetektoren, Szintillationsdetektoren oder Gasdetektoren. Das in dieser Arbeit behandelte Durchflusszählrohr fällt in die Klasse der Gasdetektoren. Ein Vorteil des Durchflusszählrohrs ist, dass die zu untersuchende Probe direkt in das Zählvolumen eingebracht werden kann. So kann eine möglichst große Anzahl an Zerfällen beobachtet werden. In Abbildung 2.4 ist eine schematische Darstellung eines Zählrohrs zu sehen.

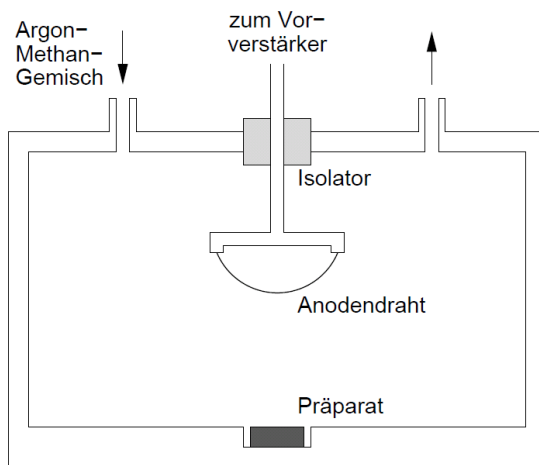


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines Durchflusszählrohrs. [4]

Ein Durchflusszählrohr ist eine von der Umluft abgeschlossene Gaskammer. Das radioaktive Präparat wird direkt im Zählvolumen plaziert. Das Zählgas wird durch einen Zufluss direkt in das Zählvolumen geleitet und kann über einen Abfluss entweichen. Ein Zählrohr, wie es in Abbildung 2.4 dargestellt ist, wird als 2π -Zähler bezeichnet. 2π bezeichnet hier den Raumwinkel, unter dem Teilchen im Detektor beobachtet werden können. Der Draht, der sich in der Detektionskammer befindet liegt auf einer positiven Hochspannung, sodass er als Anode funktioniert.

Die Zerfallsprodukte, die beim Zerfall des radioaktiven Präparats entstehen fliegen direkt durch das Zählvolumen. Auf ihrem Weg durch das Zählgas verlieren diese Teilchen Energie und geben diese an das Zählgas ab. Abhängig davon,

wie viel Energie abgegeben wird, kann es passieren, dass bei einigen Atomen des Zählgas Elektronen aus der Elektronenhülle herausgeschlagen werden. Die Zählgasatome werden ionisiert, das heißt es befinden sich freie Elektronen und Kationen im Zählgas.

Die freien Elektronen werden aufgrund des durch die Hochspannung entstandenen elektrischen Feldes zur Anode hingezogen. Da sie eine negative Ladung tragen sorgen sie hier für einen Spannungsabfall. Dieser Spannungsabfall ist das zählende Signal bei einem Durchflusszählrohr. Die Kationen werden von der Anode abgestoßen und driften zur Detektorwand. Die Wand des Detektors liegt auf Masse. Sobald die Kationen die Detektorwand erreichen, nehmen sie hier fehlende Elektronen auf und können wieder in das Zählvolumen zurückkehren.

Abhängig von der anliegenden Hochspannung können die durch Ionisation entstandenen freien Elektronen ihrerseits wieder Gasatome ionisieren. Diese zusätzliche Ionisation ist notwendig, um am Anodendraht zählbare Signale zu erreichen. Einzelne Elektronen können aufgrund ihrer geringen Ladung und dem damit verbundenen geringen Spannungsabfall nicht detektiert werden. Bei verschiedenen Hochspannungen reagiert das Zählgas sehr unterschiedlich auf ionisierende Teilchen. Man kann ein Zählrohr in verschiedenen Arbeitsbereichen betreiben.

2.2.1 Arbeitsbereiche eines Zählrohrs

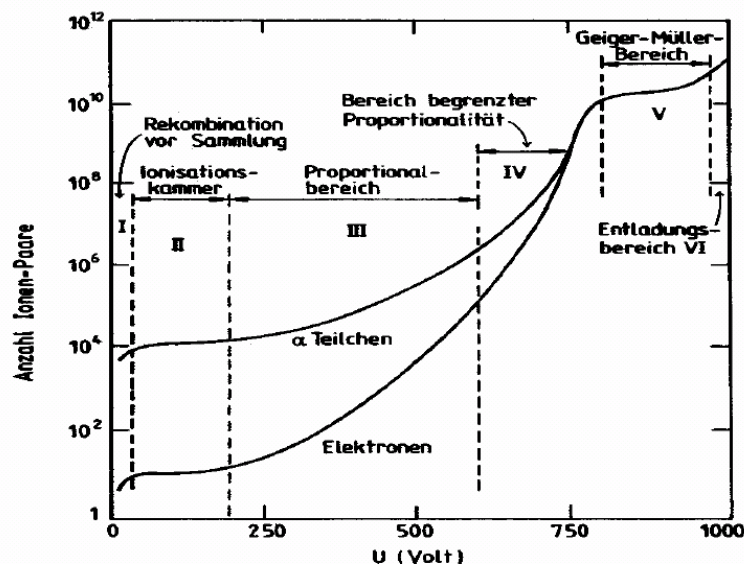


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der verschiedenen Arbeitsbereiche eines Zählrohrs. [3]

Bereich I:

Bei einer Spannung von 0 kV rekombinieren die Kationen mit den Elektronen. Es gelangt keine Ladung zur Anode. Mit steigender Spannung driften mehr Elektronen zum Anodendraht.

Bereich II:

In diesem Bereich werden alle primär erzeugten Ladungsträger am Anodendraht eingesammelt. Die Zahl der detektierten Ladungen läuft in einen Sättigungswert hinein. Dies ist der Arbeitsbereich für Ionisationskammern.

Bereich III:

In diesem Bereich findet eine Gasverstärkung statt. Die primär erzeugten Ladungsträger können ihrerseits weitere Atome ionisieren. Die Gasverstärkung ist direkt proportional zur Primärionisation. Dieser Bereich wird Proportionalbereich genannt und ist der Arbeitsbereich des Zählrohrs das in dieser Arbeit behandelt wird.

Bereich IV:

Das Zählrohr verlässt den Proportionalbereich. Die Gasverstärkung ist nicht mehr abhängig von der Primärionisation.

Bereich V:

Die Entladung in diesem Arbeitsbereich findet lawinenartig statt. Da die positiven Ionen langsamer sind als die freien Elektronen, bildet sich um die Anode eine Wolke positiver Raumladung. Bis die Kationen die Kathode erreicht haben, bleibt das Zählrohr gegenüber Primärionisation unempfindlich. Dies ist der Arbeitsbereich von Geiger-Müller-Zählrohren.

Bereich VI:

Es kommt zu einer selbstständigen Entladung im Zählrohr. Die Entladung bricht nicht mehr von alleine ab (bereits in Bereich V der Fall). Die Entladung kann nur durch den Zusatz von Löschgas gestoppt werden.

2.2.2 Zählrohrcharakteristik

Die Signale die am Anodendraht ankommen können über einen Einkanaldiskriminator weiterverarbeitet werden. Dieser selektiert Signale die einen Schwellwert unterschreiten aus. Die übrigen Signale werden an einen Zähler weitergegeben. Da α -Strahlung energiereicher ist als β -Strahlung erzeugen α -Teilchen mehr freie Elektronen und die Signalstärke ist proportional zur Primärionisation. Daher ist die Einsatzspannung für α -Strahlung geringer als für β -Strahlung. Als Einsatzspannung wird die Spannung bezeichnet, ab der Zerfälle detektiert werden können.

Trägt man die Zählrate als Funktion der anliegenden Spannung auf, erhält man die Zählrohrcharakteristik.

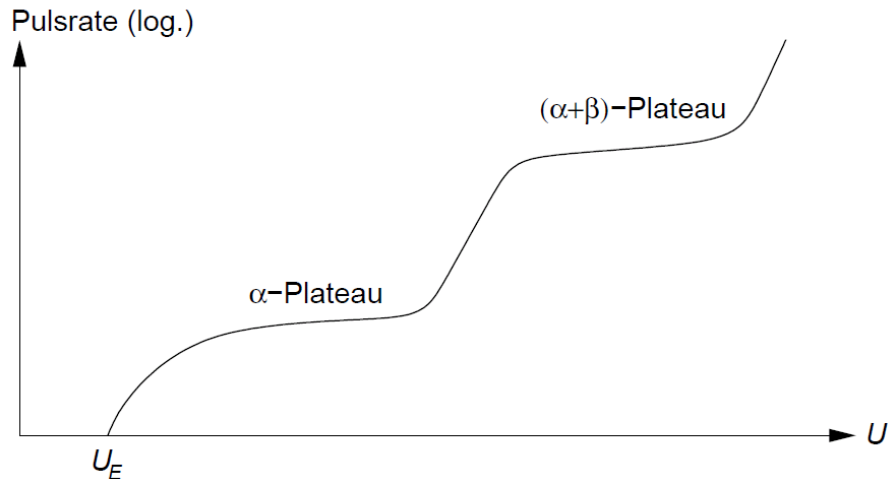


Abbildung 2.6: Charakteristik eines Zählrohrs bei einer Quelle die sowohl α - als auch β -Teilchen emittiert. [4]

Die Zählrohrcharakteristik weist einen signifikanten Verlauf auf. U_E bezeichnet die Einsatzspannung. Ist die anliegende Spannung kleiner als U_E , so können keine Zerfälle detektiert werden. Steigt die anliegende Spannung über U_E , so steigt die Zählrate exponentiell an. Ab einer gewissen Spannung hört der exponentielle Anstieg auf und die Zählrate läuft in einen Sättigungswert. In diesem Bereich weist die Charakteristik ein Plateau auf (α -Plateau). In dem Plateau liegt die Arbeitsspannung des Zählrohrs. Bei dieser Arbeitsspannung sind Messungen zur Bestimmung der Aktivität einer Probe durchzuführen. Emittiert eine Quelle zwei Strahlungsarten, existiert in der Charakteristik hinter dem Plateau ein erneuter Anstieg, dem ein weiteres Plateau folgt. Das zweite Plateau liegt höher als das erste, da hier die Ereignisse beider Strahlungsarten gezählt werden ($(\alpha + \beta)$ -Plateau).

2.3 Zählgase

Für die Detektion der Zerfälle wird in dem Detektor ein Zählgas verwendet. Die Atome des Zählgases müssen durch die im Zerfall frei werdende Energie ionisiert werden können. Je leichter die Gasatome zu ionisieren sind, desto eher können Zerfallsereignisse detektiert werden. Als zu ionisierende Gase bieten sich Edelgase an. Diese sind einkomponentig und besitzen weniger Freiheitsgrade als Moleküle. Die Energie aus den Zerfällen kann direkt auf die Hüllenelektronen übertragen werden. Hierdurch werden einzelne Elektronen herausgeschlagen und die Atome

werden ionisiert. In dieser Arbeit wird Argon als Zählgas verwendet. Argon bietet durch seine relativ hohe Dichte einen großen Wirkungsquerschnitt für die Ionisation. Damit es bei zu hoher Spannung nicht zu einer selbstständigen Entladung des Gases kommt, wird dem Zählgas ein gewisser Anteil an Löschgas beigefügt. Als Löschgas werden zumeist Gase aus Molekülen verwendet. Diese können die ihnen zugeführte Energie durch Schwingungen oder Rotation ausgleichen und tragen somit nicht zu Ionisation bei. In dieser Arbeit wird Methan als Löschgas verwendet. Abbildung 2.7 zeigt die Eigenschaften einiger typischer Zähl- und Löschgase.

Gas	ρ (g/cm ³) (STP)	I_0 (eV)	W_i (eV)	dE/dx (MeVg ⁻¹ cm ²)	n_p (cm ⁻¹)	n_t (cm ⁻¹)
H ₂	$8.38 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	4.03	5.2	9.2
He	$1.66 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	1.94	5.9	7.8
N ₂	$1.17 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	1.68	(10)	56
Ne	$8.39 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	1.68	12	39
Ar	$1.66 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	1.47	29.4	94
Kr	$3.49 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	1.32	(22)	192
Xe	$5.49 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	1.23	44	307
CO ₂	$1.86 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	1.62	(34)	91
CH ₄	$6.70 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	2.21	16	53
C ₄ H ₁₀	$2.42 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	1.86	(46)	195

Quelle: K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992

Abbildung 2.7: Eigenschaften verschiedener Gase. [5]

In Abbildung 2.7 sind für verschiedene Zähl- und Löschgase die Dichte ρ , das Ionisationspotential pro Elektron I_0 , der Energieverlust pro erzeugtem Elektron-Ion-Paar W_i , der mittlere Energieverlust $\frac{dE}{dx}$, und die Anzahl der primären (n_p) und der gesamten (n_t) Elektron-Ion-Paare pro Wegstrecke angegeben.

Die in der Arbeit verwendete Gasmischung trägt die Bezeichnung P10 und enthält zu 90% Argon und zu 10% Methan. Dies ist eine typische Gasmischung für Proportionalzählrohre und wird in vielen Bereichen angewandt.

2.4 Der Zählrohr

Der Zählrohr oder Anodendraht spielt die entscheidende Rolle im Durchflusszählrohr. Durch die Dicke des Drahtes ist die Feldstärke gegeben, durch die die freien Elektronen zum Draht hin beschleunigt werden. Zum einfacheren Verständnis wird eine zylinderförmige Detektionskammer betrachtet durch die der Draht von einem Ende bis zum anderen Ende reicht.

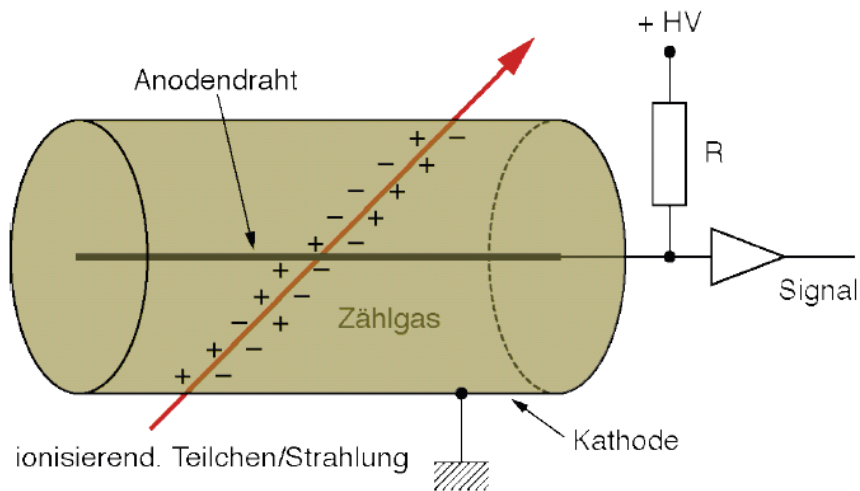


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Zylinderkondensators als Messkammer. [5]

Wie in Abbildung 2.8 angedeutet, bildet der Detektor einen Kondensator. Wenn zudem eine Geometrie wie in Abbildung 2.8 vorliegt, so ist das elektrische Feld gegeben durch

$$E = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln(b/a)}. \quad (2.33)$$

Hierbei bezeichnet U die auf dem Draht anliegende Spannung, a den Radius des Drahtes, b den Radius des Zylinders und r den Abstand des betrachteten Punktes vom Draht.

Bei dem verwendeten Zählrohr liegt keine Zylindersymmetrie vor. Die Feldlinien innerhalb des Detektors sind nicht radialsymmetrisch, sondern verbiegen sich stark. Die Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser bzw. vom Radius des Drahtes ist aber auch hier gegeben.

2.5 Aktivität

Die Aktivität einer radioaktiven Probe ist direkt proportional zur Anzahl der vorhandenen Kerne. Es ergibt sich somit auch für die Aktivität ein exponentieller Zusammenhang mit

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.34)$$

Die Aktivität einer Probe wird typischerweise in Becquerel angegeben. Es gilt

$$1 \text{ Bq} = \frac{1}{\text{s}}. \quad (2.35)$$

3 Realisierung eines Messstandes zur Dosimetrie

Ziel der Arbeit ist es das Durchflusszählrohr so zu verbessern, dass nicht nur α -, sondern auch β -Strahlung detektiert werden kann. Es soll nun kurz erläutert werden, welche Geräte zur Dosimetrie benötigt werden und wie die Umsetzung in dieser Arbeit erfolgte.

Als Detektor wird eine verschließbare Kammer benötigt. Die Wand der Kammer muss geerdet und leitend sein, damit ionisierte Gasatome hier fehlende Elektronen aufnehmen können. Andernfalls würde sich eine positive Raumladungswolke bilden, die die Ionisation weiterer Atome verhindert.

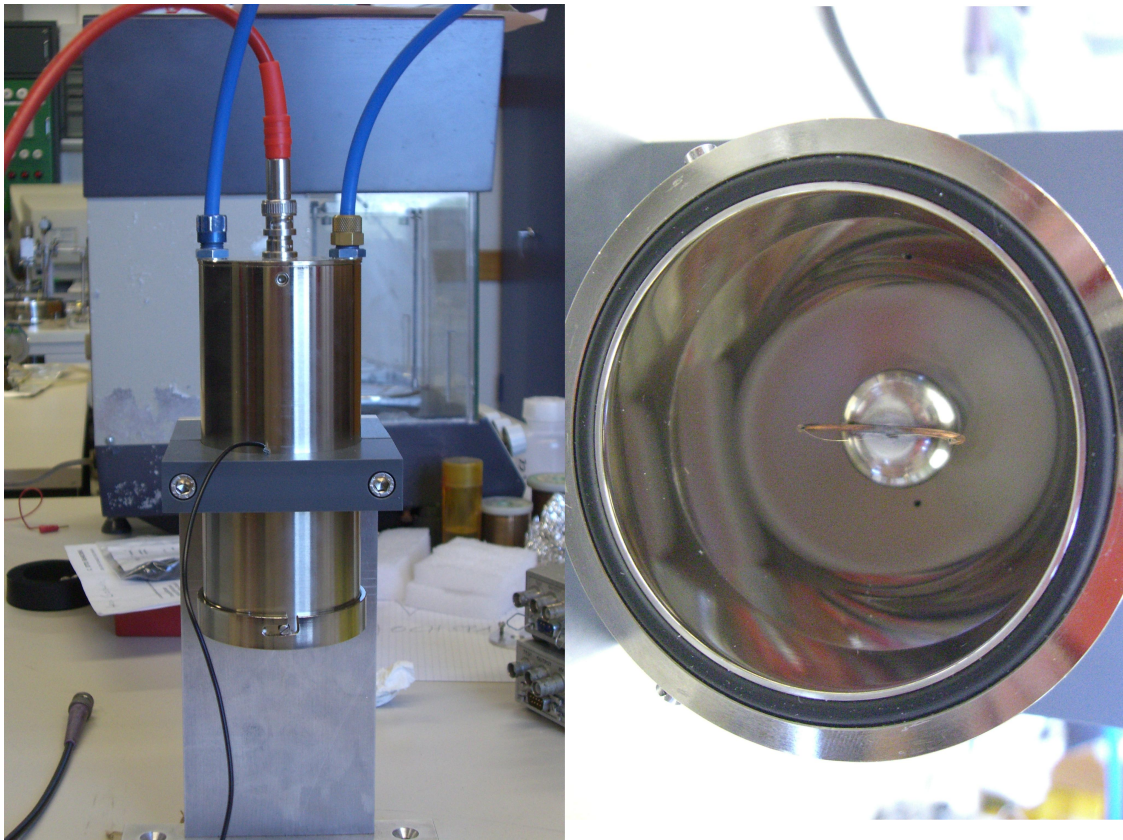


Abbildung 3.1: Außen- und Innenansicht des Detektors.

3 Realisierung eines Messstandes zur Dosimetrie

Abbildung 3.1 zeigt den Detektor, der in dieser Arbeit zur Dosimetrie verwendet wurde. Das Gehäuse des Detektors besteht aus Edelstahl und ist somit leitend. Die Erdung wird über ein Kabel erreicht, welches mit einem Ende am Gehäuse des Detektors anliegt, mit dem anderen Ende liegt es auf Erdpotential (schwarzes Kabel). Die blauen Schläuche im linken Teil des Bildes stellen den Gaszu- und den Gasabfluss dar. Rechts im Bild sind der Zu- und Abfluss an den schwarzen Punkten im Detektor zu erkennen. Die Hochspannungsversorgung erfolgt über ein SHV-Kabel (rot), welches die Hochspannung auf den Draht weiterleitet. Der luftdichte Verschluss des Detektors wird durch den schwarzen Gummiring sicher gestellt.



Abbildung 3.2: Gasflasche mit Durchflussregler

Für den Gasdurchfluss wird der Detektor an eine Gasflasche angeschlossen. Am Ventil der Gasflasche ist eine Vorrichtung zur Druck- und Durchflussregulierung angebracht. Die Vorrichtung ermöglicht es den Druck innerhalb der Gasflasche zu kontrollieren. Der Druck in der Gasflasche darf nicht unter den äußeren Luftdruck sinken, da sonst bei geöffnetem Ventil Luft in die Flasche dringen kann. Des Weiteren kann der Druck mit dem das Gas aus der Flasche strömt reguliert werden. Dieser Druck muss größer sein als der Luftdruck, damit das Gas ausströmt. Zuletzt kann der Gasdurchfluss, also die Menge an Gas die pro Zeit fließt, eingestellt werden. Die Skala am Durchflussregler gibt den Durchfluss in Liter pro Minute (LPM) an. Es kann ein Durchfluss zwischen 0 LPM und 0,5 LPM eingestellt werden.

Als Hochspannungsquelle wird eine Quelle der Firma ORTEC, Modell 556 verwendet.



Abbildung 3.3: Hochspannungsquelle in der Arbeit über einen Hochpass.

Mit dieser Quelle kann die Hochspannung in Schritten von minimal 10 V hochgeregelt werden. Nominell kann die Quelle eine Hochspannung von bis zu 3 kV liefern. In der Praxis konnte maximal eine Spannung von 2,87 kV erreicht werden. Ursache hierfür sind kleine Spannungsverluste die an den Bauelementen der Spannungsquelle auftreten. Die Signale, die am Anodendraht ankommen, müssen über einen Diskriminator weiterverarbeitet werden. Da der Diskriminator nicht auf Hochspannung liegen darf, müssen die Signale zuvor ausgekoppelt werden. Dies geschieht

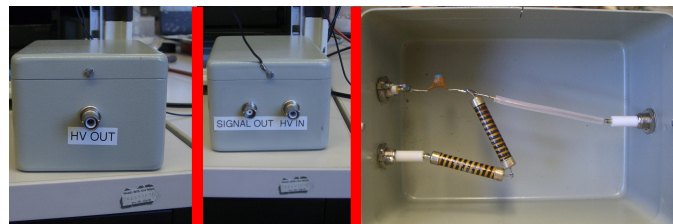


Abbildung 3.4: In der Arbeit verwendeter Hochpass.

Abbildung 3.4 zeigt den Hochpass, der zum Auskoppeln der Signale verwendet wurde. Die Hochspannung liegt über den Anschluss HV-in an einem hochohmigen Widerstand an. Über diesen wird sie durch den Anschluss HV-out an den Detektor weitergegeben. Signale die vom Detektor kommen werden über den Hochpass ausgekoppelt und können weiterverarbeitet werden.

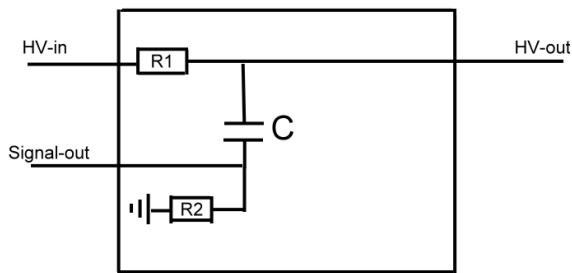


Abbildung 3.5: Schaltbild des verwendeten Hochpasses.

Im Hauptverstärker werden die negativen Spannungspulse aus dem Hochpass in positive unipolare Signale umgewandelt. Die Signale aus dem Hochpass weisen eine steile Anstiegsflanke auf und fallen gemäß der RC -Konstante wieder ab. Im Hauptverstärker werden die Signale zudem noch abgerundet. Dies ist notwendig für die Zählung der Signale. Die Höhe der Verstärkung lässt sich je nach Bedarf vergrößern oder verkleinern. Es ist aber auch zu beachten, dass bei größerer Verstärkung auch ein größeres Rauschen auftritt. Es ist unbedingt notwendig die Signale vom Rauschen zu unterscheiden, da ansonsten keine vernünftigen Zählungen möglich sind. Die Unterscheidung erfolgt am Single Channel Analyzer (SCA).

Die Signale die aus dem Hauptverstärker herauskommen werden am SCA selektiert. Hierzu lässt sich am SCA eine obere und eine untere Schranke einstellen (upper und lower level). Das lower level dient dazu die Zerfallssignale vom Rauschen zu trennen. Hierzu wird durch das lower level eine Schwellspannung vorgegeben die überschritten werden muss, damit das Signal weitergeleitet wird. Das upper level dient dazu Signale von zu großer Intensität auszuschließen. Wenn die Signale die durch das upper level gegebene Schwellspannung überschreiten, so werden die Signale nicht weitergeleitet. Um die bestmöglichen Einstellungen verwenden zu

In Abbildung 3.5 ist das Schaltbild des Hochpasses zu sehen. Der Widerstand $R1$ ist hochohmig. Die Auskoppelung der Signale erfolgt über einen RC -Hochpass. Die RC -Konstante muss gering sein, damit Signale in möglichst schneller Folge ausgekoppelt werden können. In der Arbeit liegt die RC -Konstante bei einer Mikrosekunde.

Die Signale die aus dem Hochpass kommen sind zu schwach, als dass sie direkt als Zählsignale verwendet werden könnten. Deshalb werden die Signale nach dem Hochpass auf einen Hauptverstärker geleitet.



Abbildung 3.6: Der Hauptverstärker.

können, kann der SCA in drei Betriebsmodi verwendet werden.



Abbildung 3.7: SCA der Firma Ortec,
Modell 550

integral:

Im integral-Modus ist nur das lower level von Bedeutung, das upper level wird ignoriert. Hierdurch werden alle Signale die einen durch das lower level festgesetzten Schwellwert überschreiten weitergeleitet.

In der Arbeit wird der SCA im integral-Modus betrieben, um alle Zerfälle detektieren zu können. Wird ein Signal im SCA als Zerfallssignal gewertet, so erzeugt der SCA am Ausgang einen Rechteckpuls von 6 V. Dieser wird an den Counter weitergeleitet.

Am Counter werden die eintreffenden Signale vom SCA gezählt. Die Zahl der detektierten Ereignisse kann direkt vom Display abgelesen werden. Der Counter besitzt einen eingebauten Diskriminator, der einen Schwellwert zwischen 0,1 V und 10 V festlegt. Die eintreffenden Signale müssen diesen Schwellwert überschreiten um gezählt zu werden. Da der SCA Signale von 6 V liefert ist der Diskriminator am Counter unter 6 V einzustellen. Am Counter kann auch ein Zeitfenster eingestellt werden, über das die Zerfälle gezählt werden sollen. Das Zeitfenster lässt sich nach der Funktion $t = m \cdot 10^n$ ms einstellen. Für m und n können Werte zwischen 1 und 9 gewählt werden. Diese Funktion wird in der Arbeit genutzt, um vergleichbare Messungen durchführen zu können.

normal:

Im normal-Modus können lower und upper level unabhängig voneinander gewählt werden. Der Maximale Schwellwert für das upper und lower level liegt bei 10 V, der minimale Schwellwert bei 20 mV.

window:

Im window-Modus sind upper und lower level nicht unabhängig voneinander. Das lower level kann hier einen Schwellwert zwischen 20 mV und 10 V festlegen. Durch das upper level wird ausgehend vom lower level ein Fenster mit einer Breite zwischen 0 V und 1 V gelegt.

3 Realisierung eines Messstandes zur Dosimetrie



Abbildung 3.8: Counter der Firma Ortec, Modell 776

4 Messungen mit dem Detektor

4.1 Systematische Untersuchungen am Durchflusszähler

Mit dem Zählrohr lässt sich keine β -Strahlung beobachten. Daher werden systematisch einzelne Parameter der Messung verändert und die Auswirkung auf die Messung untersucht. Zu Beginn der Arbeit wurde der Messaufbau so verwendet, wie er vorher bereits getestet worden war. Die im Hochpass verwendeten Komponenten waren:

- $R_1 = 3,4 \text{ M}\Omega$
- $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$
- $C = 100 \text{ pF}$

Hieraus folgt eine RC -Konstante von einer Mikrosekunde. Dies liefert, ausgehend von gleichen Zeitabständen zwischen zwei Zerfällen, ein Auflösungsvermögen von einer Aktivität bis zu 10^6 Bq . Praktisch gesehen kann dieses Auflösungsvermögen nicht erreicht werden. Zum Einen beträgt die RC -Konstante nicht exakt eine Millisekunde, da die Drähte auch einen geringen Widerstand besitzen. Zum Anderen haben die Zerfälle nicht exakt den gleichen zeitlichen Abstand, sondern sind statistisch verteilt. Die verwendeten Quellen besitzen aber eine Zerfallsrate im Bereich von 10^3 Bq . Das theoretische Auflösungsvermögen ist somit 3 Größenordnungen höher als das benötigte Auflösungsvermögen. Man kann daher davon ausgehen, dass nahezu alle Zerfälle detektiert werden können. Die nicht detektierten Zerfälle sind im statistischen Fehler enthalten. Als Zähl draht war ein Draht aus einer Kupfer-Nickel-Legierung eingebaut. Dieser hat einen Durchmesser von 80 Mikrometern. In der folgenden Tabelle sind die Grundeinstellungen der verwendeten Geräte aufgelistet.

Hauptverstärker		SCA		Counter	
Coarse Gain	3000	lower level	20	Messzeit	60 s
Fine Gain	1000	upper level	1000	Diskriminator	2 V
shaping time	0,25 s	Modus	Integral		

Tabelle 4.1: Grundeinstellungen der Geräte.

Mit diesem Aufbau als Grundlage wurden verschiedene Faktoren des Messtandes verändert und die Auswirkung auf die Messung untersucht. Da sich bis zu diesem Zeitpunkt noch keine β -Strahlung beobachten ließ, wurden die Auswirkungen nur mit der α -Quelle untersucht.

4.1.1 Einstellung des Hauptverstärkers

Zuerst wurde die Verstärkung am Hauptverstärker verändert. Hierdurch sollte gezeigt werden ob, und wenn ja, in wie weit sich das erwartete Plateau verschiebt, wenn die Verstärkung geändert wird. Zum Vergleich mit der Grundeinstellung wurde das fine gain auf 0 gesetzt. Die Messreihen wurden aufgenommen und miteinander verglichen.

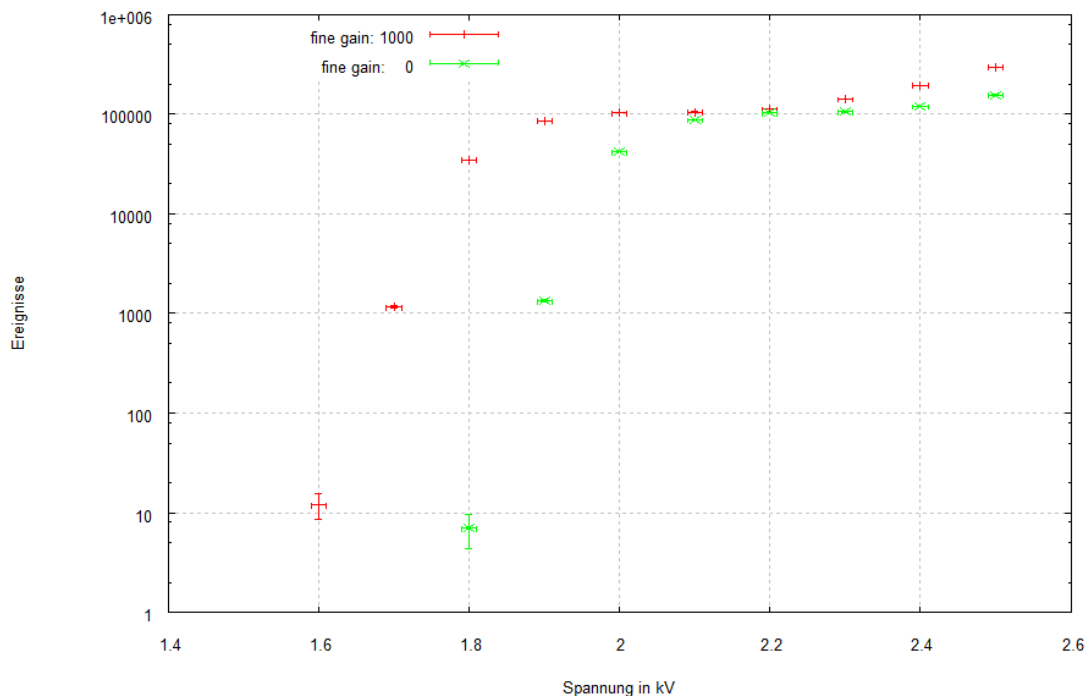


Abbildung 4.1: Vergleich der Messreihen bei verschiedenen Verstärkungen des Hauptverstärkers.

Wie zu erkennen ist, verschiebt sich das α -Plateau mit geringerer Verstärkung zu höheren Spannungen. Mit den gegenwärtigen Einstellungen ist es daher notwendig, die Verstärkung auf den maximalen Wert zu setzen, um einen möglichst großen Bereich des Plateaus beobachten zu können. Da das β -Plateau erst bei höheren Spannungen als das α -Plateau auftritt, muss versucht werden das α -Plateau zu niedrigen Spannungen zu verschieben.

4.1.2 Einstellung des SCA

Am SCA wird eingestellt, welche Signale gezählt werden sollen, und welche ausgesondert werden. Zuerst soll der Einfluss des lower levels auf die Messreihen untersucht werden. Hierzu wurden Messreihen bei verschiedenen Einstellungen des lower levels aufgenommen. Das lower level wurde in Schritten von 100 mV variiert. Die Messungen lieferten das folgende Ergebnis.

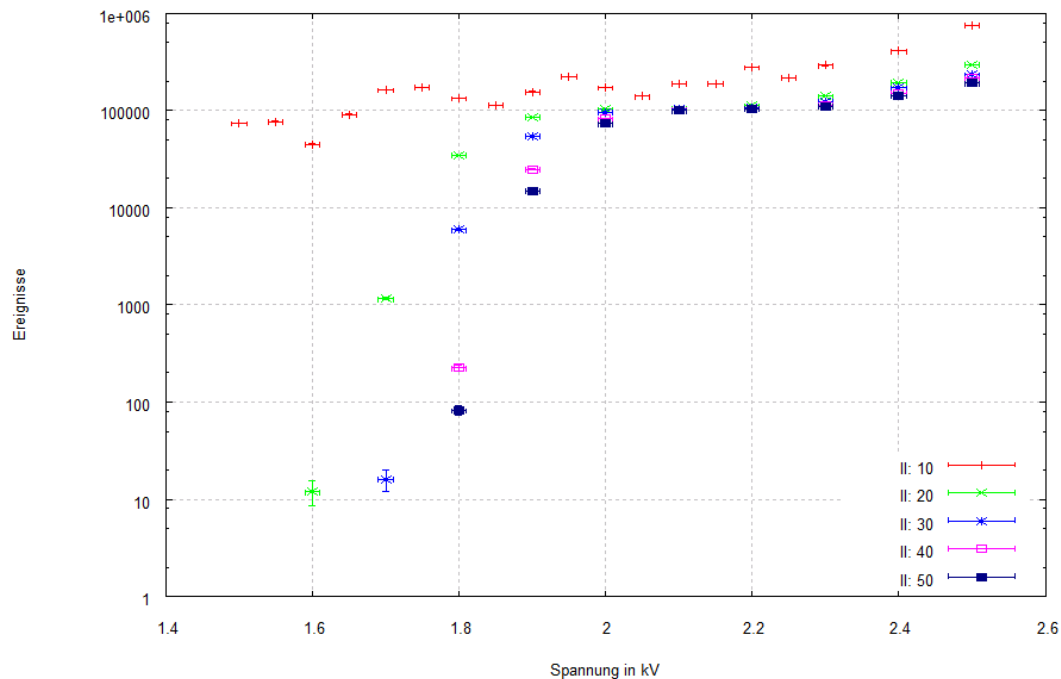


Abbildung 4.2: Vergleich der Messreihen bei unterschiedlichen Einstellungen des lower levels.

Betrachtet man die Messreihen, ist festzuhalten, dass ein lower level von 100 mV für die Messungen bei der gewählten Verstärkung unangebracht ist. Bei dieser Einstellung werden auch Teile des Rauschens als Zerfälle gewertet. Ein Plateau ist hier nicht erkennbar und somit liefert diese Einstellung keine brauchbaren Messergebnisse.

Vergleicht man die übrigen Messreihen miteinander, so ist zu sehen, dass alle den erwarteten Verlauf aufweisen. Es zeigt sich, dass mit höherem lower level auch die Einsatzspannung und das Plateau zu höheren Spannungen verschoben werden. Da man die Einsatzspannung möglichst gering halten möchte, scheint ein lower level von 200 mV angemessen. Bei der Wahl des lower levels ist aber nicht die Einsatzspannung oder die Arbeitsspannung allein von Bedeutung. Es muss auch

darauf geachtet werden, dass die Plateauhöhe einen vernünftigen Wert aufweist, also dass kein Rauschen als Zerfallsereignis gewertet wird. Betrachtet man in Abbildung 4.2 die Ereignisse bei einer Spannung von 2,1 kV, so erkennt man dass die Messwerte der Kurven von 200 mV bis zu 500 mV hier im Fehlerbereich übereinstimmen. Dieser Wert liegt bei allen vier Messreihen im Plateau.

Aufgrund dieser Übereinstimmung wird ein lower level von 200 mV für angemessen gehalten und für die weiteren Messungen verwendet.

Anpassung der Messzeit

Wie in den bisher dargestellten Messungen zu sehen ist, weisen die Plateaus der α -Quelle etwa 10^5 Zerfälle in der gewählten Messzeit von 60 Sekunden auf. Nach Gleichung (2.31) beträgt der statistische Fehler bei N Ereignissen $\Delta N = \sqrt{N}$. Möchte man einen relativen Fehler von $\frac{\Delta N}{N} \leq 1\%$ erreichen, so folgt daraus dass mindestens $N = 10^4$ Ereignisse detektiert werden müssen. Da bei den durchgeführten Messungen der erforderliche Minimalwert von N um eine Größenordnung überschritten wird, wurde aus Gründen der Zeitersparnis die Messzeit mit der α -Quelle auf 20 Sekunden reduziert. Diese Messzeit liefert ausreichend viele Ereignisse, um den Fehler hinreichend klein zu halten.

Neue Messzeit für α -Quelle: 20 Sekunden

4.1.3 Einstellung des Gasdurchflusses

Wie in der Theorie beschrieben spielt das Zählgas eine entscheidende Rolle bei der Detektion der Zerfälle. Die Edelgasatome müssen leicht ionisiert werden können um auch möglichst schwache Signale aufzunehmen. Das Löschgas muss dafür sorgen, dass keine Gasendladung stattfindet. Für die vorhandenen Messapparatur wird das Gasgemisch P10 (90% Argon, 10% Methan) verwendet. Im Folgenden soll untersucht werden, ob sich eine Variation des Gasdurchflusses entscheidend auf die Messreihen auswirkt. Hierzu werden mehrere Messreihen ausgehend von einem Gasdurchfluss von 0,5 LPM bis zu einem Durchfluss von 0,1 LPM aufgenommen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Messwerte in verschiedenen Diagrammen eingetragen, da sich die Messwerte stark überschneiden.

4.1 Systematische Untersuchungen am Durchflusszähler

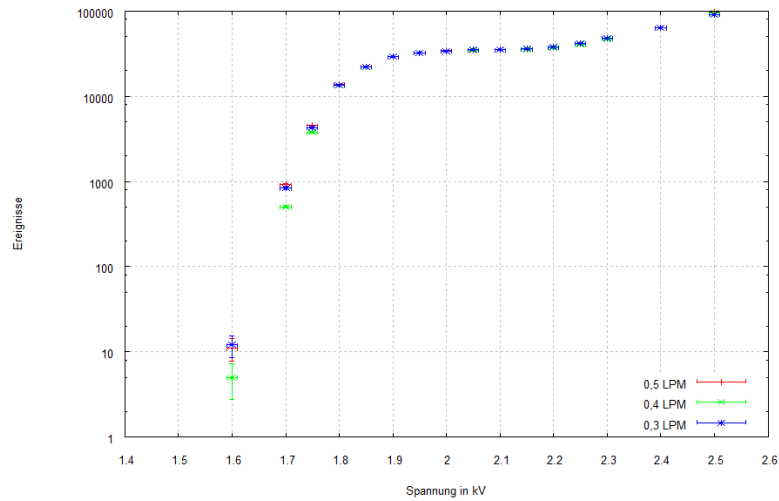


Abbildung 4.3: Messreihen von 0,5 LPM, 0,4 LPM und 0,3 LPM. Die Messreihen weisen starke Überschneidungen auf.

In Abbildung 4.3 sind die Messwerte nur in den Bereichen des Anstiegs voneinander zu unterscheiden. Im Bereich des Plateaus stimmen die Werte soweit überein, dass sie im Diagramm nicht unterscheidbar sind. Aus diesem Grund wird ein kleiner Bereich von Abbildung 4.3 vergrößert dargestellt.

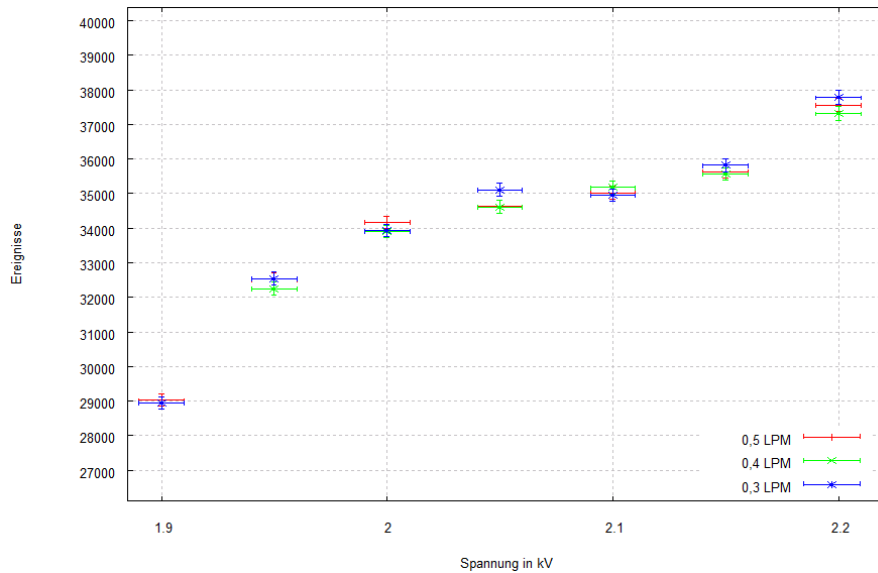


Abbildung 4.4: Ausschnitt aus Abbildung 4.3 von 1,9 kV bis 2,2 kV.

Es ist deutlich zu sehen, dass sich die Messwerte geringfügig unterscheiden, aber innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Die einzige Ausnahme bildet die Mes-

4 Messungen mit dem Detektor

sung mit 0,3 LPM bei einer Spannung von 2,05 kV.
Analog werden nun die restlichen Messreihen dargestellt und verglichen.

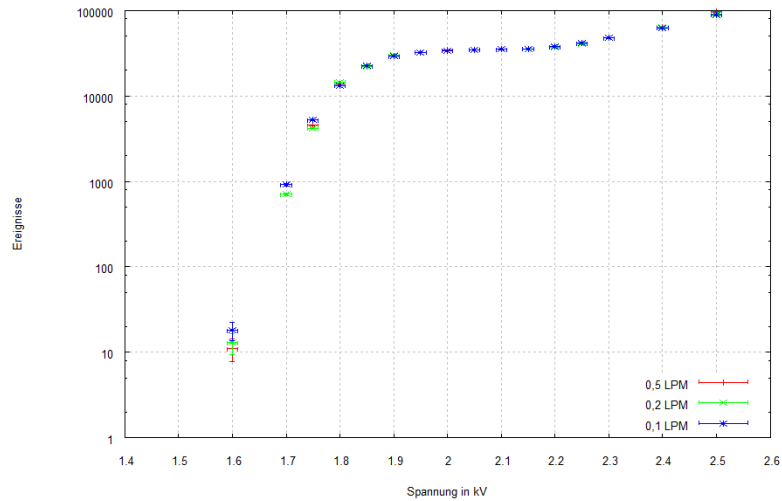


Abbildung 4.5: Messreihen von 0,5 LPM, 0,2 LPM und 0,1 LPM. Auch diese Messreihen weisen starke Überschneidungen auf.

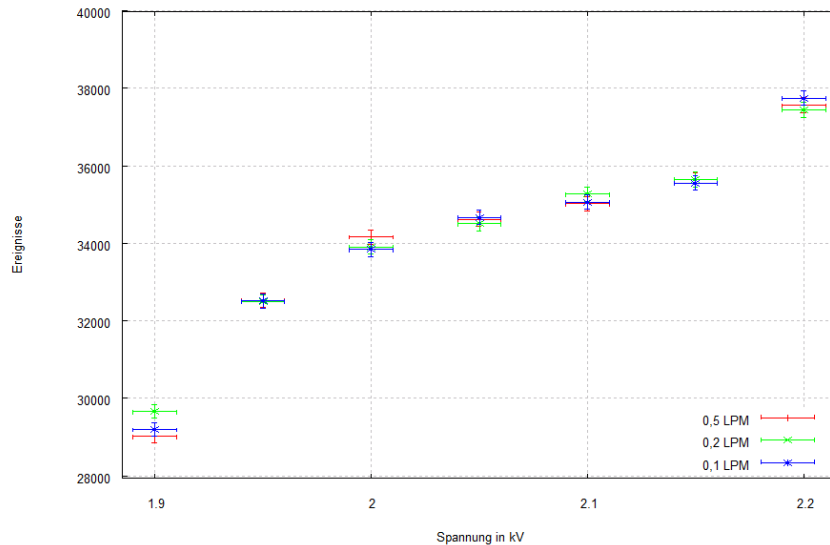


Abbildung 4.6: Ausschnitt aus Abbildung 4.5 von 1,9 kV bis 2,2 kV.

Auch in den Abbildungen 4.5 und 4.6 sieht man, dass sich die Messwerte bei 0,2 LPM und 0,1 LPM nicht signifikant von den Messwerten bei einem Durchfluss von 0,5 LPM unterscheiden.

Es konnte während der Messungen keine signifikante Abhängigkeit der Zählrate vom Gasdurchfluss beobachtet werden. Diese Beobachtung legt die Frage nahe, ob überhaupt ein Gasdurchfluss nötig ist oder ob es ausreicht, die Kammer, nachdem die Probe platziert wurde, mit dem Zählgas zu durchspülen und dann während der Messung den Gasdurchfluss abzustellen. In diesem Fall wäre es möglich, eine beträchtliche Menge an Zählgas einzusparen, da die Messungen einen Großteil der Zeit in Anspruch nehmen. Um der Frage nachzugehen, wurde die Kammer 10 Minuten bei einem Durchfluss von 0,5 LPM durchspült. Dann wurde der Gasdurchfluss abgestellt und mehrere Messreihen wurden nach folgendem Schema aufgenommen. Beginnend bei einer Spannung von 1,4 kV (Bereich der Einsatzspannung) wurde eine Messreihe bis zu einer Spannung von 2,5 kV durchgeführt. Dann wurde die Spannung auf 0 kV geregelt. Nach einer Wartezeit von 10 Minuten wurde eine neue Messreihe bei einer Spannung von 1,4 kV gestartet. Im Folgenden sind die Ergebnisse der Messung dargestellt.

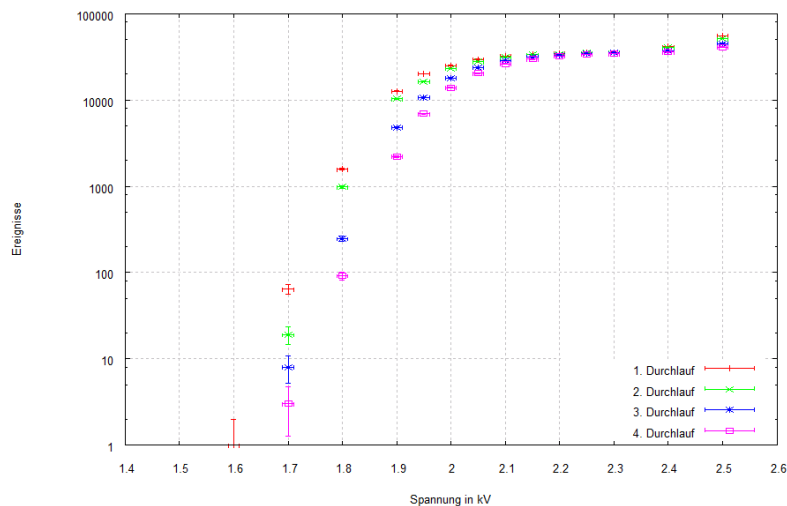


Abbildung 4.7: Messreihen ohne zusätzlichen Gasdurchfluss.

Es ist deutlich zu sehen, dass sich die Einsatzspannung zu höheren Werten verschiebt, wenn der Gasdurchfluss abgedreht ist. Die Messreihen scheinen aber alle ein Plateau gleicher Höhe aufzuweisen. Wie man aber in Abbildung 4.8 sehen kann, unterscheiden sich die Messwerte der einzelnen Messreihen soweit, dass sie nicht mehr im gegenseitigen Fehlerbereich liegen. Die Arbeitsspannung verschiebt sich zu höheren Spannungen.

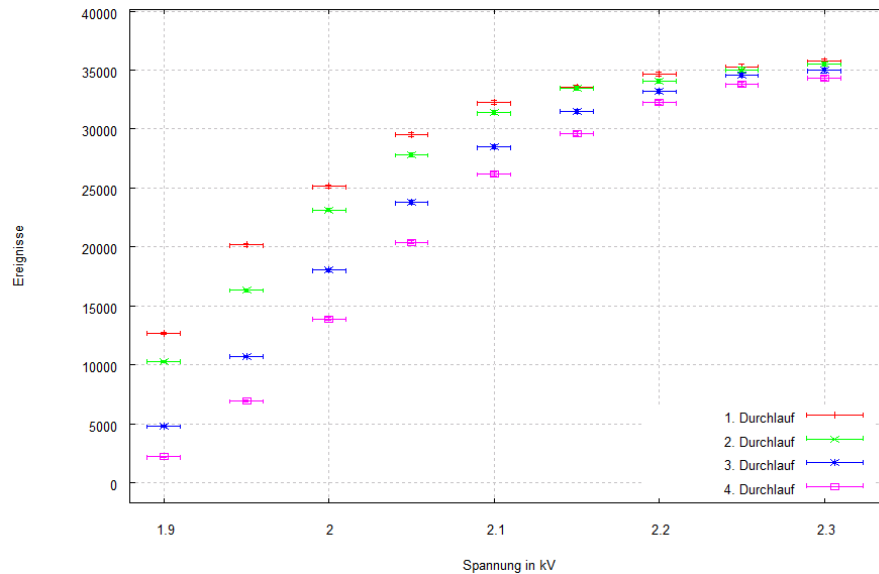


Abbildung 4.8: Ausschnitt aus Abbildung 4.7 im Bereich von 1,9 kV bis 2,3 kV.

Der Effekt, dass sich die Arbeitsspannung bei abgedrehtem Gasdurchfluss verschiebt wird noch deutlicher sichtbar, wenn man Abbildung 4.8 mit Abbildung 4.6 vergleicht. Betrachtet man die gezählten Ereignisse bei einer Spannung von 1,9 kV, so sieht man deutliche Unterschiede zwischen den Werten der Messreihen mit Gasdurchfluss und den Messreihen ohne Gasdurchfluss. Bei den Messreihen mit Durchfluss liegen die Werte hier zwischen 29000 und 30000 Zählungen. Bei den Messreihen ohne Durchfluss liegen die Werte zwischen 2000 und 13000 Zählungen. Im extremsten Fall hat also die Zählrate zwischen zugeschaltetem und abgeschaltetem Durchfluss um etwa eine Größenordnung abgenommen. Um sinnvolle Messreihen aufnehmen zu können ist der Gasdurchfluss unbedingt erforderlich.

4.1.4 Vorlaufzeit des Detektors

Wie bereits erwähnt wurde, ist das verwendete Zählgas entscheidend für gute Messergebnisse. Da der Detektor aber zum Einlegen der Probe geöffnet werden muss, dringt Luft aus der Umgebung in die Detektorkammer ein. Es ist daher davon auszugehen, dass über einen gewissen Zeitraum keine vernünftigen Messwerte aufgenommen werden können, da die Gasatome aus der Luft die Messung beeinträchtigen. Es wird angenommen, dass der Detektor eine Vorlaufzeit benötigt, bevor eine Messreihe aufgenommen wird.

Um diese These zu prüfen wurden mehrere Messreihen bei einem Durchfluss von 0,3 LPM aufgenommen. Die erste Messreihe startete direkt nach Verschließen der Kammer. Dieser Zeitpunkt wird mit der Zeit $t = 0$ Minuten identifiziert. Die weiteren Messreihen wurden nach 10, 20, 40, 50 und 60 Minuten gestartet. Aus Gründen

der Übersichtlichkeit werden im Folgenden nur die erste und die letzte Messreihe dargestellt. Die komplette Darstellung der Messreihen findet sich im Anhang in Abbildung 6.1.

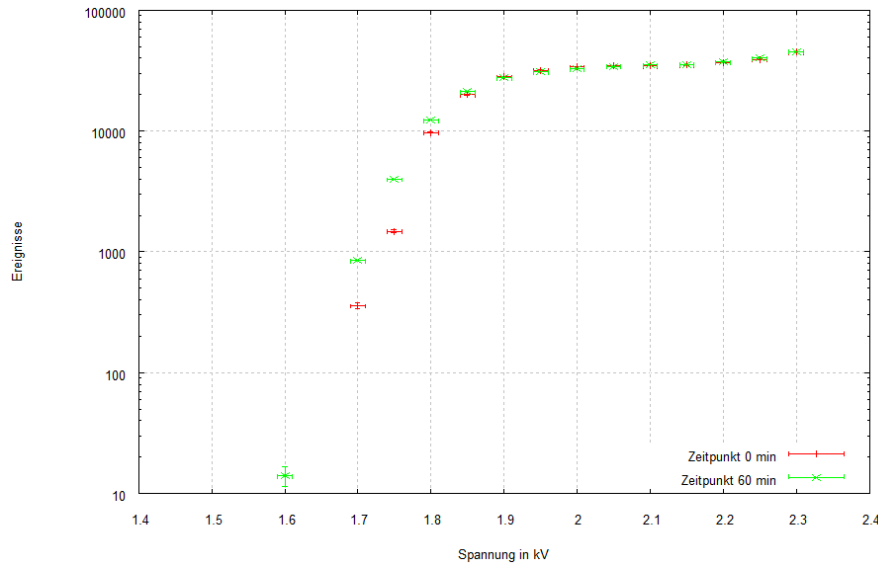


Abbildung 4.9: Erste und letzte Messreihe zur Überprüfung der Zeitabhängigkeit der Zählrate.

In Abbildung 4.9 ist keine signifikante Abhängigkeit der Zählrate von der Zeit erkennbar. Die Unterschiede im Bereich des Anstiegs können durch die Fehlerbereiche der anliegenden Spannung erklärt werden. Im Bereich des Plateaus stimmen die Messwerte der Messreihen miteinander überein. α -Quellen können also direkt nach dem Verschließen des Detektors ausgelesen werden.

4.1.4.1 Geometrischer Effekt

Bei den Messungen zu Abbildung 4.9 wurden noch weitere Messreihen aufgenommen. Durch eine unbekannte Ursache wiesen die aufgenommenen Messreihen aber nicht den erwarteten Verlauf auf. Zur Übersichtlichkeit ist im Folgenden nur eine Messreihe dargestellt. Die komplette Darstellung findet sich im Anhang in Abbildung 6.2.

Wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist, liegt in der Messreihe kein Plateau vor obwohl die Höhe des erwarteten Plateaus bei höheren Spannungen deutlich überschritten wird. Eine Öffnung des Detektors zeigte dass sich die Probe nicht mittig in der Halterung befand. Nachdem die Position der Probe korrigiert wurde konnten die

in Abbildung 4.9 dargestellten Messreihen aufgenommen werden. Das Fehlen des Plateaus scheint also allein durch die Position der Quelle verursacht worden zu sein. Auf diesen Effekt soll zu einem späteren Zeitpunkt noch genauer eingegangen werden.

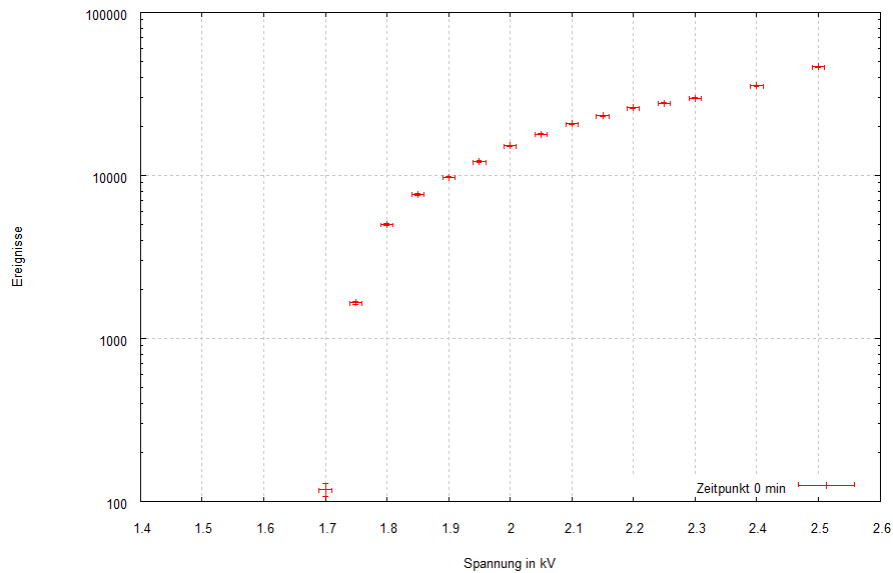


Abbildung 4.10: Ertse Messreihe beim Versuch zur Überprüfung der Zeitabhängigkeit.

4.1.5 Änderung des Drahtdurchmessers

Ziel ist es einen Draht zu finden, mit dem auch β -Strahlung beobachtet werden kann. Da sich die elektrische Feldstärke mit abnehmendem Radius des verwendeten Drahts deutlich erhöht, soll nun die Auswirkung eines anderen Drahts mit geringerem Durchmesser auf das System getestet werden. Der zu Anfang verwendete Draht hat einen Durchmesser von $80 \mu\text{m}$. Es wurden noch vier weitere Drähte in die Halterungen eingebaut und getestet.

Draht Nr.	Material	Durchmesser in μm
1	Kupfer-Nickel	80
2a	Kupfer-Nickel	50
2b	Wolfram(vergoldet)	50
3	Wolfram	15
4	Wolfram(vergoldet)	10

Tabelle 4.2: Übersicht über die verwendeten Drähte.

Mit jedem dieser Drähte wurden Messreihen aufgenommen und die Ergebnisse verglichen.

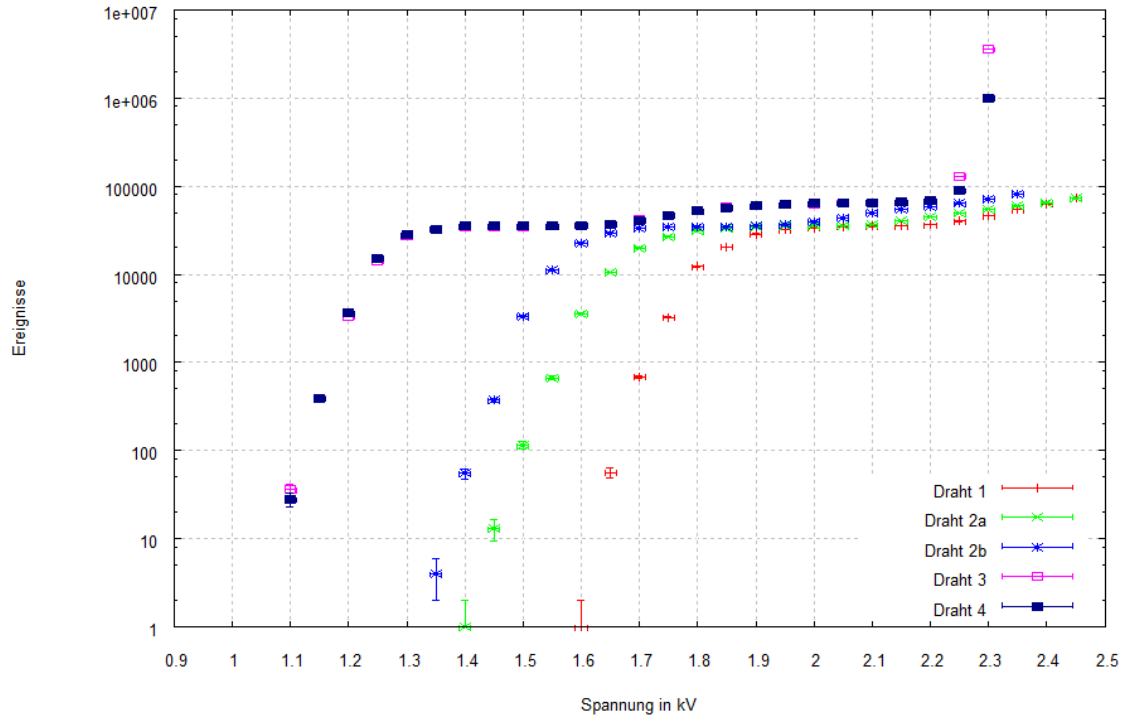


Abbildung 4.11: Messreihen die zum Vergleich der Drähte mit der α -Probe aufgenommen wurden.

In Abbildung 4.11 erkennt man sehr deutlich, wie sich das Plateau mit abnehmendem Drahtdurchmesser zu kleineren Spannungen verschiebt. Auffällig ist, dass die Kurven der Drähte 2a und 2b einen deutlichen Unterschied im Bereich des Anstiegs aufweisen. Bei gleichem Durchmesser, sollten auch die Kurven gleich verlaufen. Auf der anderen Seite verlaufen die Kurven von Draht 3 und Draht 4 nahezu identisch (vgl. Anhang Abbildung 6.3). Auch dies ist ungewöhnlich, da diese Drähte einen unterschiedlichen Durchmesser haben sollten. Betrachtet man den Verlauf der Kurven von Draht 3 und Draht 4, so erkennt man dass sich ein zweites Plateau bildet. Die Ursache hierfür ist noch nicht bekannt, wird aber zu einem späteren Zeitpunkt noch weiter diskutiert.

Es ist zu erkennen, dass sich die Arbeitsspannung durch Änderung des Drahtdurchmessers von etwa 2 kV (Draht 1) auf ca. 1,4 kV (Draht 3 und 4) verringert hat. Die Änderung des Drahtdurchmesseres hat somit die erwartete Wirkung gezeigt.

4.2 Erste Messungen mit der β -Quelle

Aufgrund der erreichten Verringerung der Arbeitsspannung soll nun getestet werden, ob und in wie weit sich β -Strahlung beobachten lässt. Hierzu wurde mit allen Drähten die Zählrohrcharakteristik für die β -Quelle aufgenommen und die Messungen miteinander verglichen. Die Messzeit für die Messungen mit der β -Quelle wurde auf 60 Sekunden angesetzt und es wird geprüft, ob diese Messzeit ausreicht um den statistischen Fehler unter 1% zu halten

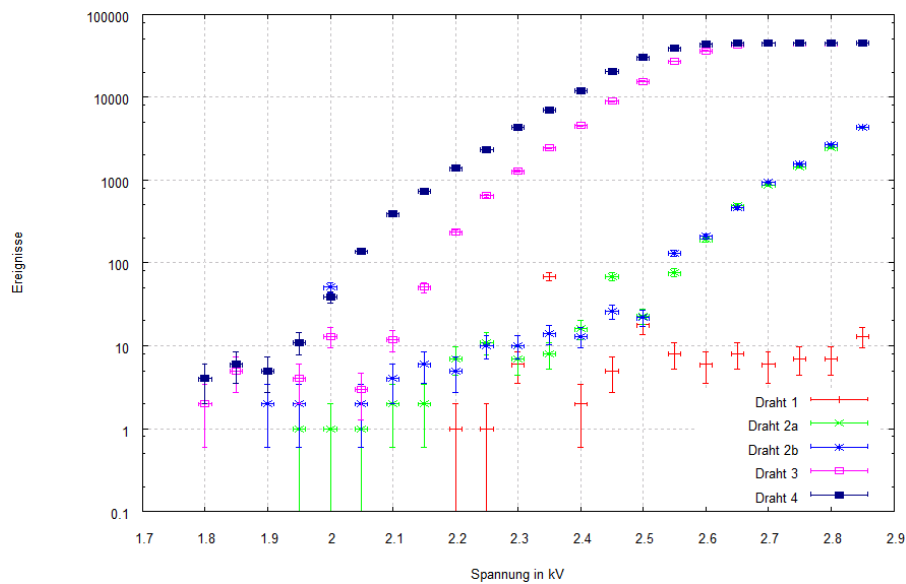


Abbildung 4.12: Messreihen die zum Vergleich der Drähte mit der β -Probe aufgenommen wurden.

Wie zu sehen ist, hat die Verringerung des Drahtdurchmessers entscheidende Auswirkungen auf die Zählrohrcharakteristik für die β -Probe. Bei Draht 1 ist wie zu erwarten war keine β -Strahlung zu erkennen. Es werden nur Untergrundereignisse gezählt.

Bei Draht 2a und 2b ist die β -Strahlung an dem deutlichen Anstieg der Messkurve eindeutig zu erkennen, aber es ist kein Plateau vorhanden. Diese Drähte sind also zur Bestimmung der Aktivität einer Probe mit β -Strahlung ungeeignet. Betrachtet man den Verlauf der Charakteristik der Drähte 2a und 2b, so fällt auf, dass diese, im Gegensatz zur Messung mit der α -Probe, im Bereich des Anstiegs gut übereinstimmen.

Bei den Messreihen von Draht 3 und Draht 4 ist deutlich ein Plateau zu erkennen. Die β -Strahlung kann mit diesen Drähten vollständig beobachtet werden. Im Gegensatz zur Messung mit der α -Probe weisen die beiden Kurve aber im Bereich des Anstiegs signifikante Unterschiede auf.

4.2.1 Variation des Gasdurchflusses bei der β -Probe.

Wie zuvor bei der α -Probe wird auch bei der β -Probe der Gasdurchfluss geändert und die Auswirkungen auf die Charakteristik des Zählrohrs untersucht. Da der Gasdurchfluss bei der α -Quelle keinen Einfluss auf die Messungen hatte, wird auch hier erwartet, dass die Messreihen unabhängig vom Gasdurchfluss sind.

Um die Abhängigkeit vom Durchfluss zu bestimmen wurden je eine Messreihe mit 0,2LPM, 0,3LPM und 0,4 LPM aufgenommen. Begonnen wurde mit 0,2 LPM. Die Messung lieferte folgende Ergebnisse:

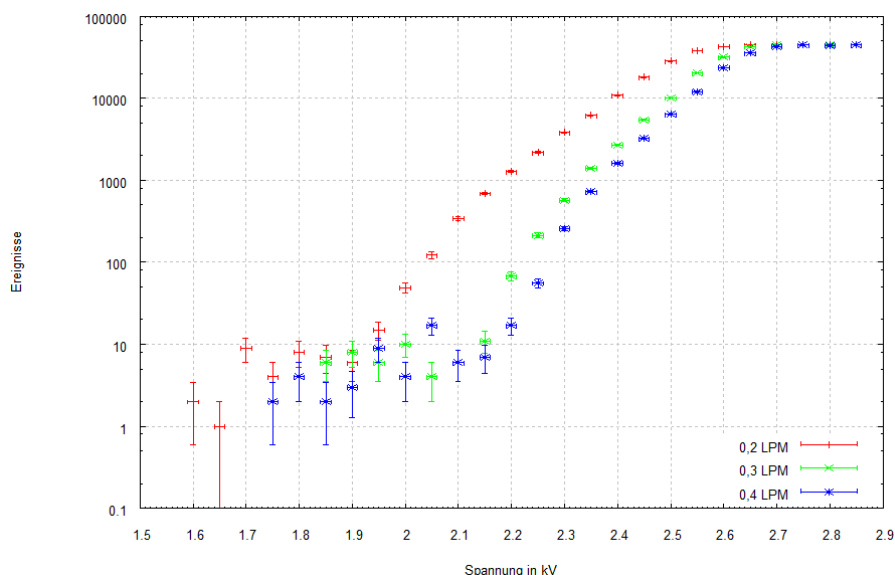


Abbildung 4.13: Erste Messung zur Überprüfung der Abhängigkeit der Charakteristik vom Gasdurchfluss.

In Abbildung 4.13 ist deutlich zu sehen, wie die Zählrate mit steigendem Gasdurchfluss abnimmt. Dieses Ergebnis der Messung entspricht nicht den Erwartungen, da es physikalisch nicht ersichtlich ist, warum ein größerer Gasdurchfluss die Zählrate negativ beeinflussen sollte. Die Unterschiede in der Zählrate im Bereich des Anstiegs sind aber zu gravierend, als dass sie durch einen statistischen Fehler erklärt werden könnten. Die gleiche Messung wurde noch einmal wiederholt. Diesmal wurde mit einem Gasdurchfluss von 0,4 LPM begonnen. Die Messung hat folgendes Ergebnis geliefert:

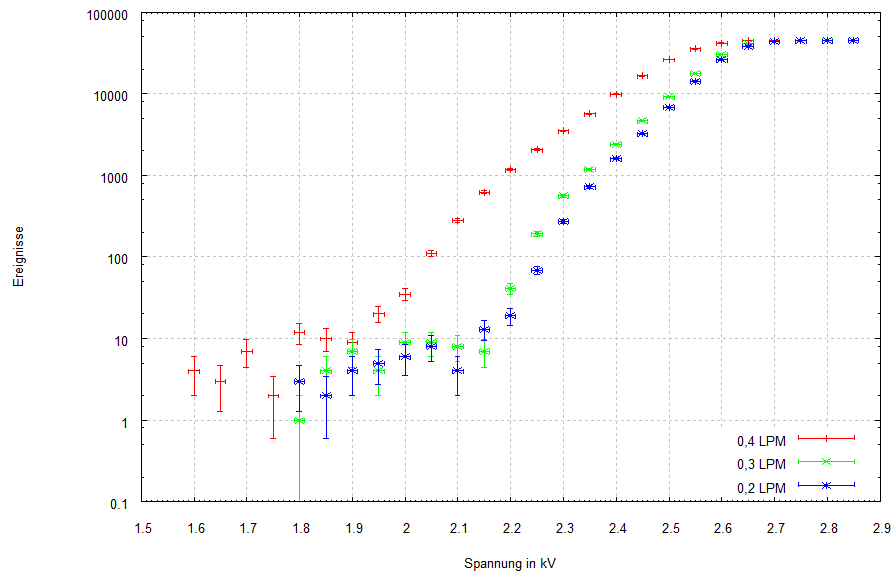


Abbildung 4.14: Zweite Messung zur Überprüfung der Abhängigkeit der Charakteristik vom Gasdurchfluss.

Abbildung 4.14 zeigt, wie die Zählrate mit sinkendem Gasdurchfluss abnimmt. Dies scheint ein Widerspruch zum Ergebnis der vorherigen Messung (vgl. Abbildung 4.13) zu sein, die ein entgegengesetztes Verhalten aufwies.

Als Ursache für den Verlauf der Messreihen wird angenommen, dass die Zählrate unabhängig vom Durchfluss, aber abhängig von der Vorlaufzeit ist. Um diese These zu prüfen wird eine erneute Messung durchgeführt. Begonnen wird mit 0,4 LPM, dann 0,3 LPM und 0,2 LPM. Zuletzt wird erneut eine Messreihe mit 0,4 LPM aufgenommen. Wenn die Vermutung, dass die Zählrate unabhängig vom Gasdurchfluss sei, korrekt ist, dann sollten sich die Messreihen der beiden Messungen mit 0,4 LPM deutlich unterscheiden. Abbildung 4.15 zeigt die Ergebnisse der Messung.

Durch das zweimalige Messen mit dem gleichen Durchfluss lässt sich in dieser Messung auch sagen, ob eine Abhängigkeit der Zählrate von der Vorlaufzeit gegeben ist. Die Aufnahme einer Messreihe dauerte etwa 30 Minuten. Zwischen zwei Messreihen wurde 10 Minuten gewartet. Zwischen der Messreihe mit 0,2 LPM und der zweiten Messung mit 0,4 LPM wurde 30 Minuten gewartet. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.15 dargestellt.

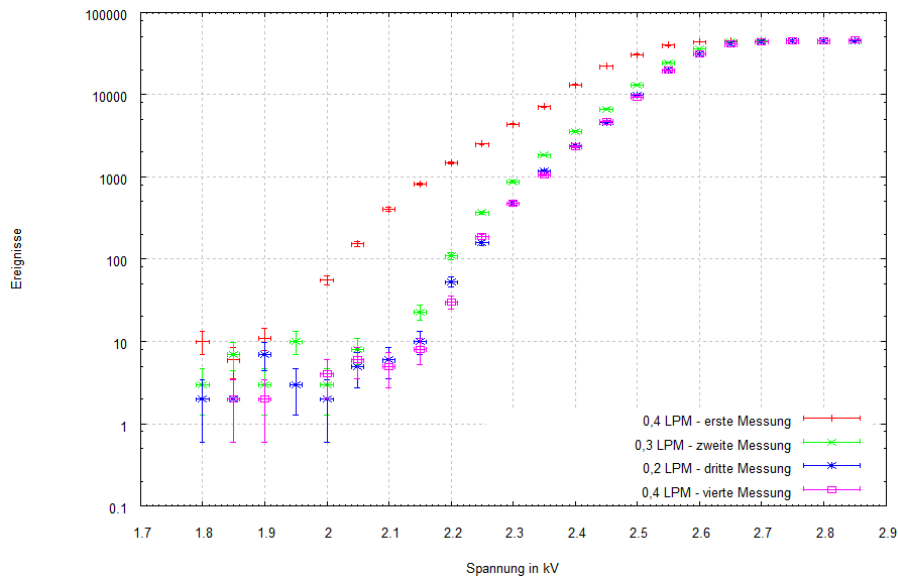


Abbildung 4.15: Dritte Messung zur Überprüfung der Abhängigkeit der Charakteristik vom Gasdurchfluss.

Es ist wieder zu erkennen, wie die Zählrate mit weiteren Messungen abnimmt. Betrachtet man aber nur die Messreihen der dritten und vierten Messung, so ist zu sehen, dass die Kurven große Übereinstimmungen aufweisen (vgl. Abbildung 6.4 im Anhang). Ein Vergleich dieser beiden Kurven zeigt, dass der Gasdurchfluss auch bei der β -Quelle keinen Einfluss auf die Messergebnisse zu haben scheint.

Im Bezug auf die Vorlaufzeit weisen die Messreihen eindeutig eine Abhängigkeit auf. Zwischen den Messreihen der dritten und vierten Messung ist kein signifikanter Unterschied zu erkennen. Die Vorlaufzeit, die bis zum Beginn der dritten Messung mit 0,2 LPM verstrichen ist scheint somit ausreichend zu sein, um die Zählrohrcharakteristik für die β -Quelle aufzunehmen.

Für die dritte Messung betrug die Vorlaufzeit etwa 80 Minuten.

4.3 Bestimmung der Effizienz des Zählrohrs

Ziel dieser Arbeit ist es die Aktivität und die Strahlungsart einer unbekannt Probe bestimmen zu können. Die Strahlungsart wird durch die Lage des Plateaus bestimmt, die Aktivität durch die Plateauhöhe. Um die Aktivität einer Probe korrekt bestimmen zu können, ist es erforderlich die Effizienz des Detektors für die Strahlung zu kennen.

Die Bestimmung der Effizienz des Detektors erfolgt mithilfe der beiden bekannten Quellen. Hierzu wird die Zählrate im Plateau der jeweiligen Quelle bestimmt. Die Zählrate im Plateau ist die Aktivität der Probe, die mit dem Detektor beob-

achtet werden kann. Da das Zählrohr ein 2π -Zähler ist, können höchstens 50% der Aktivität der Probe beobachtet werden.

4.3.1 Effizienz bei α -Strahlung

Die verwendete Americiumquelle hat zum Zeitpunkt der Messungen noch eine Aktivität von $A = 7,33$ kBq. Mit dem 2π -Zähler kann also eine maximale Aktivität von $A_{\max} = 3,665$ kBq beobachtet werden.

Zur Bestimmung der Effizienz wird die Messreihe aus Abbildung 4.11 von Draht 4 bei einer Spannung von 1,5 kV verwendet. Die Messzeit bei dieser Messung betrug $t = 20$ ss. Es wurden $N = (35067 \pm 188)$ Ereignisse gezählt. Dies ergibt die beobachtete Aktivität der α -Quelle mit

$$A_{\alpha} = \frac{N}{t} = (1,75 \pm 0,01) \text{ kBq.} \quad (4.1)$$

Die Effizienz des Detektors für α -Strahlung ergibt sich aus dem Quotienten von beobachteter Aktivität und maximal beobachtbarer Aktivität.

Dies ergibt die Effizienz

$$E = \frac{A_{\alpha}}{A_{\max}} = (47,75 \pm 0,26)\%. \quad (4.2)$$

4.3.2 Effizienz bei β -Strahlung

Analog zur Bestimmung der Effizienz der α -Strahlung wird die Effizienz des Detektors für β -Strahlung bestimmt.

Die β -Quelle hat zum Zeitpunkt der Messungen noch eine Aktivität von $A = 2,13$ kBq. Dies ergibt die maximal beobachtbare Aktivität von $A_{\max} = 1,065$ kBq.

Zur Bestimmung der Effizienz wird die Messreihe aus Abbildung 4.12 von Draht 4 bei einer Spannung von 2,75 kV verwendet. Die Messzeit betrug $t = 60$ s und es wurden $N = (45119 \pm 213)$ Ereignisse gezählt. Die beobachtete Aktivität der β -Quelle ergibt sich zu

$$A_{\beta} = (752 \pm 4) \text{ Bq.} \quad (4.3)$$

Die Effizienz des Detektors für β -Strahlung lässt sich also zu

$$E = \frac{A_{\beta}}{A_{\max}} = (70,61 \pm 0,33)\% \quad (4.4)$$

bestimmen.

4.3.3 Bestimmung der Aktivität einer KCl-Probe

Nach der Bestimmung der Effizienz des Detektors wird eine Probe unbekannter Aktivität ausgelesen. Es soll die Aktivität der Probe bestimmt werden.

Als Probe wird Kalium-Chlorid verwendet. Dieses enthält zum Teil K-40. ${}^{40}_{19}\text{K}_{21}$ zerfällt zu 89,28% über β -Zerfall zu ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ und zu 10,72% über Elektroneneinfang zu ${}^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$. Der Vorgang des Elektroneneinfangs ist mit diesem Detektor nicht zu beobachten, da hier keine Gasatome ionisiert werden können. Somit können maximal 89,28% aller Zerfälle des ${}^{40}_{19}\text{K}_{21}$ beobachtet werden. Das KCl liegt als Slaz vor. Mit einer Präzisionswaage wird eine bestimmte Menge Salz abgewogen und in den Detektor gebracht.

Die Aktivität der Probe ergibt sich zu

$$A = \lambda \cdot N_{\text{K40}}. \quad (4.5)$$

N_{K40} bezeichnet hier die Zahl der Kalium-40 Atome die sich in der Probe befinden. Mit $\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}}$ lässt sich Gleichung (4.5) umformen zu

$$A = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}} \frac{m_{\text{KCl}}}{M_{\text{KCl}}} \cdot N_{\text{A}} \cdot h. \quad (4.6)$$

Hierbei bezeichnet:

- m_{KCl} die Masse des im Detektor befindlichen KCl
- $M_{\text{KCl}} = 74,55 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$ die molare Masse des KCl
- $N_{\text{A}} = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$ die Avogadro-Konstante
- $h = 0,0117\%$ die relative Häufigkeit von K-40

Die Halbwertszeit von K-40 beträgt $t_{1/2} = 1,248 \cdot 10^9$ Jahre. Zur Bestimmung der Aktivität wird die Halbwertszeit des K-40 in Sekunden benötigt. Für die Umrechnung von Jahren in Sekunden wird hier das gregorianische Jahr verwendet. Dieses Jahr berücksichtigt Schaltjahre und auch, dass alle 400 Jahre ein Schaltjahr ausgelassen wird. Ein gregorianisches Jahr dauert 365,2425 Tage. Hieraus ergibt sich dass ein Jahr 31.556.952 Sekunden hat. Somit beträgt die Halbwertszeit des K-40 $t_{1/2} = 3,9383076096 \cdot 10^{16}$ s. Zur Bestimmung der Aktivität des KCl wurden zwei Messungen durchgeführt.

4.3.3.1 Erste Messung mit KCl

Bei dieser Messung wurden 6,4218 g KCl in den Detektor gebracht. Dies in Gleichung (4.6) eingesetzt ergibt eine Aktivität von $A = 1,068$ kBq. Unter Berücksichtigung des 2π -Zählers, der Effizienz des Zählers und dass nur 89,28% der Zerfälle β -Zerfälle sind, wird erwartet dass mit dem Detektor eine Aktivität von $A = 337 \pm 19$ Bq beobachtet wird.

Für die Messung wurde eine Spannung von 2,75 kV eingestellt und es wurde $t = 6200$ Sekunden gemessen. In dieser Messzeit wurden $N = 63379$ Zerfälle detektiert. Dies ergibt eine Aktivität von

$$A_{\text{KCl}} = (10,22 \pm 0,04) \text{ Bq.}$$

Wie zu sehen ist, weicht die beobachtete Aktivität stark von der erwarteten Aktivität ab. Eine mögliche Ursache für diese Diskrepanz kann der Effekt der Selbstadsorption sein. Für die Messung war die Schale des Detektors komplett mit dem Salz gefüllt, es lagen also viele Schichten Salz übereinander. Hierbei kann es passieren, dass β -Teilchen, die in den unteren Schicht emittiert werden bereits im Salz wieder adsorbiert werden. So können diese β -Teilchen keine Gasatome ionisieren und werden nicht gezählt.

Aus diesem Grund wird eine zweite Messung mit dem KCl durchgeführt. Bei der zweiten Messung soll nur der Boden der Schale mit Salz bedeckt werden, um den Effekt der Selbstadsorption zu minimieren.

4.3.3.2 Zweite Messung mit KCl

Bei dieser Messung wurden 0,2308 g KCl in den Detektor gebracht. Nach Gleichung (4.6) ergibt sich so eine Aktivität von $A = 38$ Bq. Unter Berücksichtigung des 2π -Zählers, der Effizienz des Zählers und dass nur 89,28% der Zerfälle β -Zerfälle sind, wird erwartet dass mit dem Detektor eine Aktivität von $A = 12 \pm 4$ Bq beobachtet wird.

Für die Messung wurde eine Spannung von 2,75 kV eingestellt und es wurde $t = 6000$ Sekunden gemessen. In dieser Messzeit wurden $N = 58605$ Zerfälle detektiert. Dies ergibt eine Aktivität von

$$A_{\text{KCl}} = (9,77 \pm 0,04) \text{ Bq.}$$

In der zweiten Messung stimmt die beobachtete Aktivität mit der erwarteten Aktivität in ihrem Fehlerbereich überein. Die mit der Strontium-Quelle bestimmte Effizienz des Detektors scheint also auch für das K-40 korrekt zu sein.

Zudem ist die beobachtete Aktivität in der zweiten Messung nur geringfügig kleiner als die der ersten Messung. Diese Beobachtung unterstützt die Vermutung, dass in der ersten Messung viele Zerfälle aufgrund von Selbstadsorption nicht detektiert werden konnten.

4.3.4 Messung einer $\alpha + \beta$ -Quelle

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es Quellen, die sowohl α - als auch β -Strahlung emittieren auslesen zu können. Vergleicht man die bisher dargestellten Messergebnisse mit einander so kommt man zu dem Schluss dass dies mit dem Detektor noch

nicht möglich ist. Die Arbeitsspannung für β -Strahlung liegt bei etwa 2,75 kV (vgl. Abbildung 4.12). Betrachtet man aber die Messungen aus Abbildung 4.11, so erkennt man dass die Zählrate der α -Teilchen hier rapide ansteigt und kein Plateau mehr vorhanden ist. Es muss also nach Lösungsmöglichkeiten gesucht werden die Plateaus der beiden Strahlungsarten in einer Messung verbinden zu können.

4.3.4.1 Anpassung des Widerstandes R_1

Um die übermäßigen Zählraten bei der α -Quelle einzudämmen wird versucht, die Zeit, in der der Zähldraht keine weiteren Signale aufnehmen kann, zu erhöhen. Hierzu wurde der Widerstand $R_1 = 3,4 \text{ M}\Omega$ durch noch größere Widerstände ersetzt. Dies erhöht die Zeit, in der der Draht wieder auf die volle Hochspannung aufgeladen wird. Es wurden zwei neue Widerstände für R_1 getestet. Die neuen Widerstände haben die Werte $R_1 = 68 \text{ M}\Omega$ bzw. $R_1 = 115 \text{ M}\Omega$. Zwischen dem ersten Wert von R_1 und dem größten liegen zwei Größenordnungen.

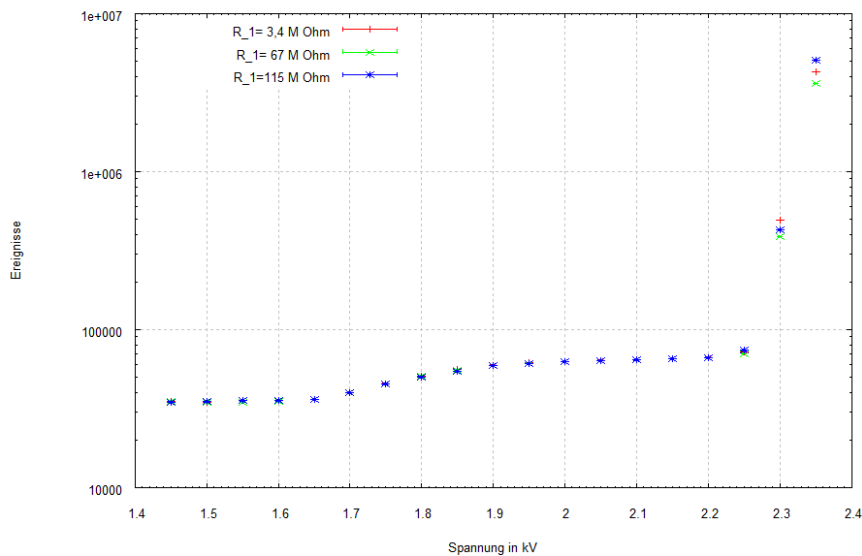


Abbildung 4.16: Messreihen mit unterschiedlichem Widerstand R_1 .

Wie zu erkennen ist, bringt die Erhöhung des Widerstands R_1 keine Verbesserung im Hinblick auf eine Reduzierung der Zählrate von α -Strahlung bei hohen Spannungen mit sich.

4.3.4.2 Variation des Löschgasanteils

Wie in der theoretischen Einführung erwähnt wird, soll das Löschgas eine übermäßige Entladung des Gases verhindern. Daher wird hier die Auswirkung des Löschgases

auf die Messung abhängig von der Löschgaskonzentration untersucht. Zur Verfügung stand hier ein Gassystem, welches es erlaubte CO_2 -Gas in verschiedenen Verhältnissen zu mischen. Es werden verschiedene Messreihen bei unterschiedlichen Löschgaskonzentrationen aufgenommen und untersucht. Die Hoffnung bei dieser Messung ist, dass sich das α -Plateau bei einem bestimmten Löschgasanteil bis zum $\alpha + \beta$ -Plateau erweitern lässt.

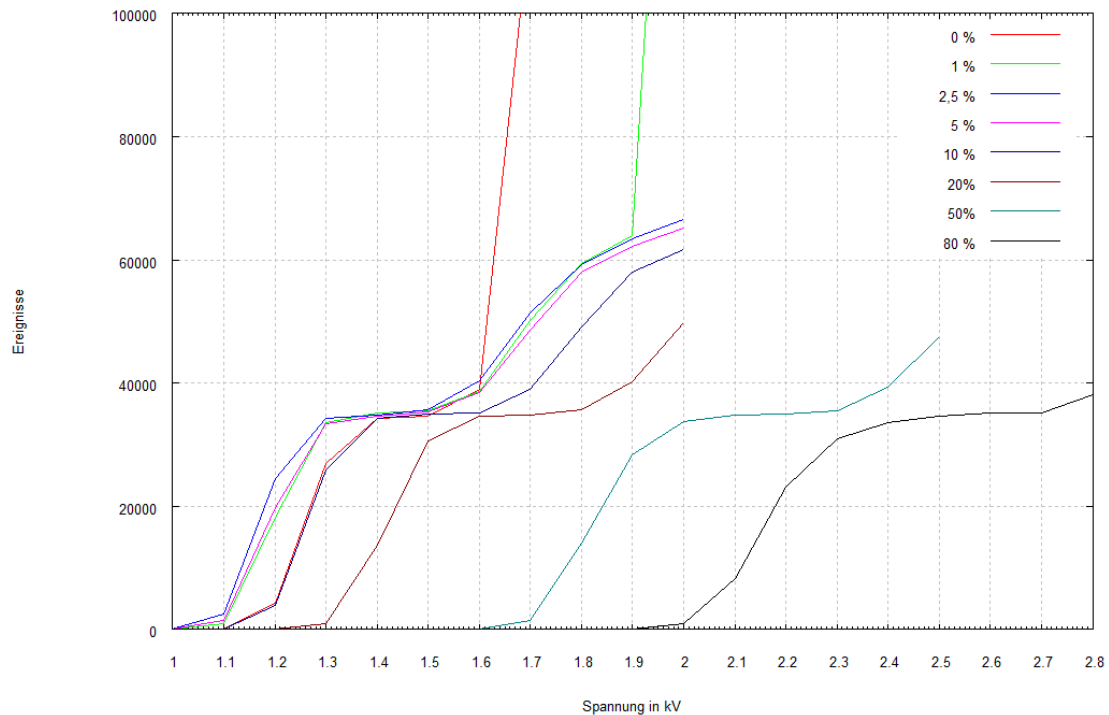


Abbildung 4.17: Messreihen zu verschiedenen Löschgaskonzentrationen. Die Legende gibt den Löschgasanteil an. Da nur der Verlauf der Kurven interessiert, wurden die Messpunkte mit Linien verbunden. Auf die Darstellung der statistischen Fehler wird aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

In Abbildung 4.17 sind zwei Effekte eindeutig zu erkennen. Zum einen verringert ein höherer Löschgasanteil die Zählrate bei gleicher Spannung. Die Messreihen zu 0% und 1% Löschgas weisen übermäßig starke Zählraten auf. Bei den anderen Messreihen wurden nicht so extreme Änderungen der Zählrate beobachtet.

Zum anderen wird aber durch den erhöhten Löschgasanteil auch die Einsatzspannung erhöht. Da die Einsatzspannung direkt proportional zur Energie der Teilchen ist, wird sich diese Verschiebung der Einsatzspannung auch auf das $\alpha + \beta$ -Plateau auswirken. Die Variation des Löschgasanteils ist somit nicht die Lösung, um die Plateaus zusammen messen zu können. Allerdings fällt in Abbildung 4.17 noch etwas

auf. Trotz des großen Anteils an Löschgass wächst die Zählrate bei hohen Spannungen über das Plateau hinaus, obwohl eine zusätzliche Entladung ausgeschlossen sein sollte. Es liegt die Vermutung nahe, dass die zu hohe Zählrate nicht durch Gasentladung verursacht wird.

4.3.5 Übersteuern

Als Übersteuern bezeichnet man in der Physik, wenn elektronischen Geräten ein Eingangssignal über ihrer Sättigungsspannung weitergegeben wird [10]. Dies ist auch hier der Fall. Die Signale, die durch die α -Zerfälle im Hauptverstärker erzeugt werden, übersteigen ab einer am Detektor anliegenden Hochspannung von etwa 2,2 kV die Sättigungsspannung des Hauptverstärkers. Die Sättigungsspannung des Hauptverstärkers beträgt 12 V. Sobald die Sättigungsspannung überschritten wird, steigt die Zählrate in den Messungen rapide an. Das Problem an der gemeinsamen Messung von α - und β -Strahlung ist also elektronischer Natur.

4.3.5.1 Messen im normal-Modus

Um das Problem des Übersteuerns zu umgehen, wird eine Messreihe im normal-Modus des SCA durchgeführt. Das lower level wird bei 20 mV gehalten, das upper level wird auf 10 V gesetzt. Hierdurch soll zum einen erreicht werden, dass die Signale, die die Sättigungsspannung überschreiten, abgeschnitten werden. Zum anderen sollen durch die Wahl von 10 V als upper level möglichst wenige der übrigen Signale unterdrückt werden.

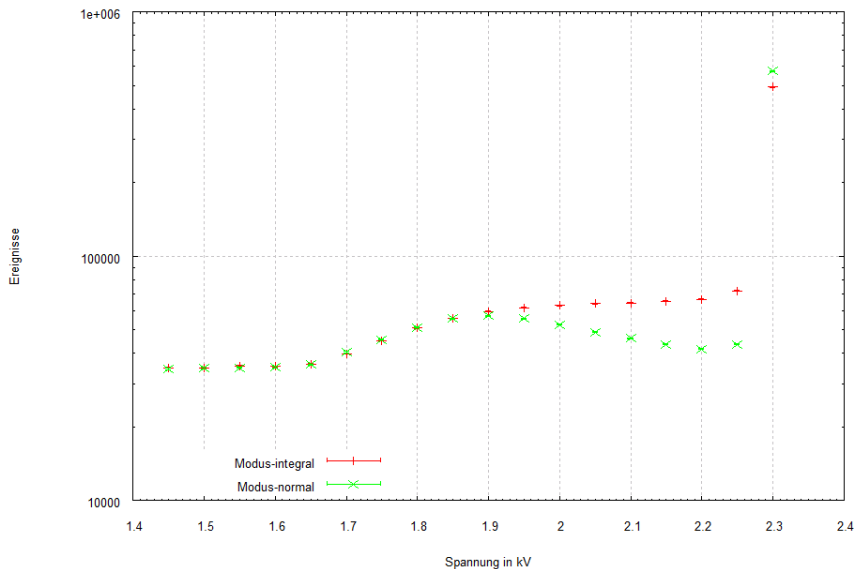


Abbildung 4.18: Testmessung mit normal-Modus des SCA.

In Abbildung 4.18 sind zwei Messreihen dargestellt, die mit verschiedenen Modi des SCA aufgenommen wurden. Alle übrigen Einstellungen waren bei beiden Messungen gleich. Wie zu sehen ist, bringt das Messen im normal-Modus keinen Vorteil. Es existiert für die Messung kein Plateau und die Messwerte werden ab 2,3 kV Spannung trotzdem noch übermäßig groß.

5 Zusammenfassung

Nun sollen die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und kurz diskutiert werden. Abschließend wird ein Ausblick gegeben, wie der Messstand weiter optimiert werden könnte.

5.1 Messungen mit der α -Quelle

Bei den Messungen mit der α -Quelle konnte beobachtet werden, wie die Verstärkung des Hauptverstärkers das α -Plateau zu höheren oder niedrigeren Spannungen verschiebt.

Am Single Channel Analyzer wurde das lower level variiert und die Auswirkungen auf die Messungen waren deutlich zu erkennen. Bei zu niedrigem lower level sind die Signale nicht vom Rauschen zu trennen und die Messreihen weisen so kein Plateau mehr auf.

Eine Abhängigkeit vom Gasdurchfluss konnte nicht festgestellt werden. Es kann lediglich gesagt werden, dass ein Gasdurchfluss für die Messungen vorhanden sein muss.

Es konnte nicht festgestellt werden, dass der Detektor bei α -Strahlung eine Vorlaufzeit benötigt.

Bei den Messungen zum Gasdurchfluss wurde ein geometrischer Effekt entdeckt. Hierzu wurden noch weitere Messungen durchgeführt. Dabei wurde die Probe auf verschiedenen Positionen im Deckel des Detektors plaziert.

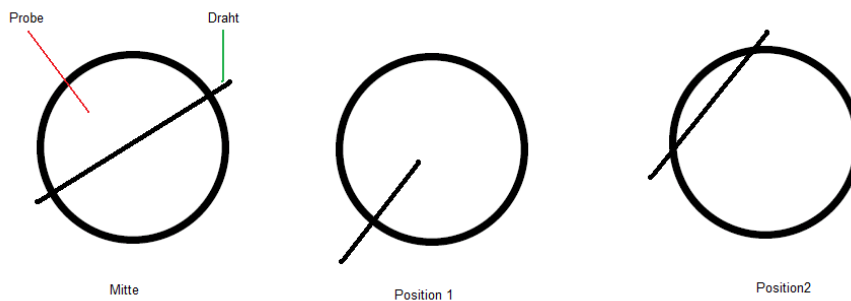


Abbildung 5.1: Verschiedene Positionen der Probe relativ zum Draht.

5 Zusammenfassung

In Abbildung 5.1 sind verschiedene Positionen der Probe dargestellt, die in der Arbeit untersucht wurden. Liegt die Probe in der Mitte, so geht der Draht quer über die Probe hinweg. Auf Position 1 wird die Probe nur von einem Ende des Drahts überdeckt, auf Position 2 liegt nur die Mitte des Drahts über einem Teil der Probe. Messungen mit diesen Positionen brachten folgende Ergebnisse:

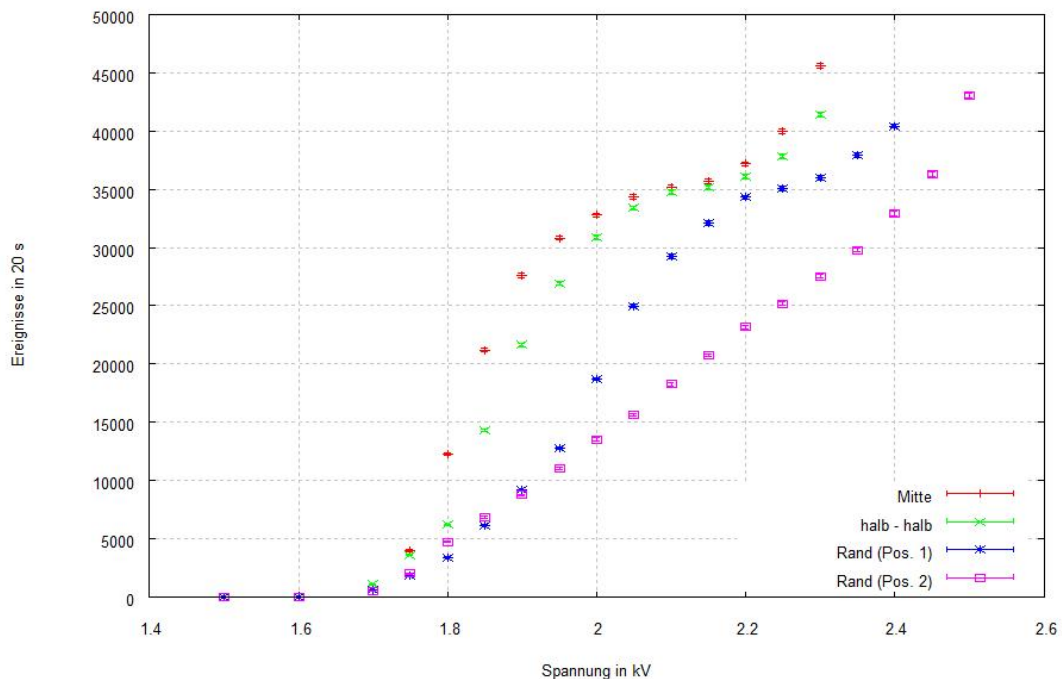


Abbildung 5.2: Messreihen bei verschiedenen Probenpositionen im Detektor.

Die Messreihen zeigen, dass die Zählrate stark von der Probenposition abhängt. Die Messreihe, die mit halb - halb benannt ist, steht für eine Position zwischen der Mitte und Position 1. Bei Position 1 und 2 liegen die Proben am Rand des Detektors. Es ist deutlich zu sehen, dass das Plateau bei Position 1 erst viel später auftaucht als in der Mitte. Position 2 weist gar kein Plateau auf. Es ist daher bei den Messungen penibel darauf zu achten, dass die Probe in der Mitte des Detektors plaziert wird.

Die Änderung des Drahtdurchmessers hat die erwarteten Resultate aufgewiesen. Zum Austausch der Drähte wurden spezielle Halter angefertigt, in die der Draht eingespannt werden konnte. Hierzu wurde ein kurzes Stück Draht abgeschnitten und in eine Kupferhalterung geklemmt. In der Kupferhalterung befinden sich kleine Bohrungen, in die der Draht eingeführt werden musste. Der Halter konnte im Detektor festgeschraubt werden.



Abbildung 5.3: Halterung mit eingespanntem Draht.

5.2 Messungen mit der β -Quelle

Bei den Messungen mit der β -Quelle konnte innerhalb dieser Arbeit ein großer Fortschritt erzielt werden. Es ist nun mit dem Detektor möglich β -Strahlung zu beobachten und auch im Plateau zu messen.

Wie bei der α -Quelle konnte auch bei der β -Quelle keine Abhängigkeit vom Gasdurchfluss beobachtet werden.

Im Gegensatz zur α -Quelle benötigt eine Messung an der β -Quelle aber eine Vorlaufzeit von etwa 80 Minuten. Dies wird auf den großen Energieunterschied zwischen α - und β -Teilchen zurückgeführt. Die α -Teilchen können aufgrund ihrer hohen Energie auch mit Restluft im Detektor schon genügend Gasatome ionisieren.

5.3 Bestimmung von Effizienz und Aktivität

Mit beiden Strahlungsarten konnte die Effizienz des Detektors bestimmt werden. Für die β -Strahlung konnte nach Bestimmung der Effizienz auch die Aktivität einer Probe unbekannter Aktivität berechnet werden.

5.4 Gemeinsames Messen von α - und β -Strahlung

Eine Messung von einer Quelle mit beiden Strahlungstypen konnte nicht erreicht werden. Die Signale der α -Strahlung übersteigen die Sättigungsspannung des Hauptverstärkers, bevor das $\alpha + \beta$ -Plateau erreicht wird. Die Versuche beide Plateaus in einer Messung zu vereinen blieben im Zeitraum dieser Arbeit erfolglos.

5.5 Ausblick

Es ist gelungen den Detektor so zu verbessern, dass auch β -Strahlung beobachtet werden kann. Somit wurde das primäre Ziel der Arbeit erreicht. In weiteren Untersuchungen kann noch versucht werden die gemeinsame Messung von α - und β -Strahlung zu ermöglichen. Ein Ansatzpunkt wäre hier zum Beispiel den Hochpass durch einen Vorverstärker auszutauschen. Wählt man einen logarithmischen Vorverstärker, könnten die übermäßig starken Signale der α -Teilchen möglicherweise ausreichend abgeschwächt werden, um die gemeinsame Messung zu ermöglichen.

Im Rahmen der Arbeit wurden auch verschiedene Vorverstärker getestet, doch wiesen dies keine logarithmische Verstärkung auf. Das Übersteuern durch die α -Signale konnte nicht eingedämmt werden. Die technischen Möglichkeiten für Vorverstärker bieten hier aber noch viel Spielraum für weitere Untersuchungen.

[1]: http://www.leifiphysik.de/web_ph12/geschichte/11becquerel/becquerel.htm

[2]: <http://de.wikipedia.org/wiki/Radioaktivit>

[3]: <http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de/~fp/Versuche/FP1-7-LangeHalbwertzeiten/StaatsexArbeitKapitel/PDFs/Kapitel2.3-Proportionalzaehler.pdf>

[4]: http://www.physik.rwth-aachen.de/fileadmin/user_upload/www_physik/Institute/Inst_3A/BachelorPraktikum/Versuchsanleitungen/v07.pdf

[5]: <http://wwwhephy.oeaw.ac.at/p3w/halbleiter/V0Skriptum/V0-3-Gasdetektoren.pdf#search=%22vo>

[6]: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=19&n=20>

[7]: Kern- und Teilchenphysik; Vorlesung WS0910; Prof. Dr. C.Weinheimer

[8]: Povh; Rith; Scholz; Zetsche: Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte: 6. Auflage - Springer-Verlag: Heidelberg 2004

[9]: Bethge, Klaus: Kernphysik: Springer-Verlag, 1996

[10]: [http://de.wikipedia.org/wiki/%C3%9Cbersteuern_%28Signalverarbeitung%](http://de.wikipedia.org/wiki/%C3%9Cbersteuern_%28Signalverarbeitung%29)
29

6 Anhang

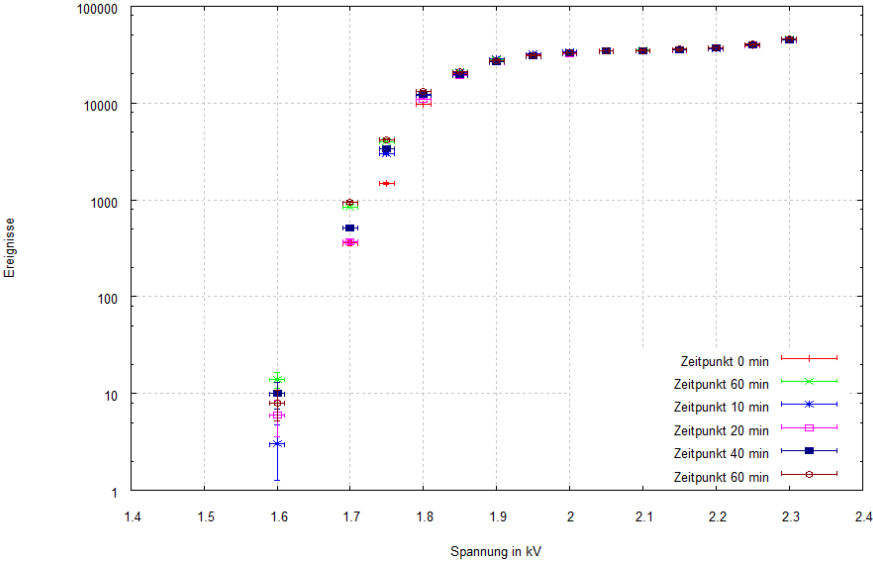


Abbildung 6.1: Vollständiges Diagramm zu Abbildung 4.9.

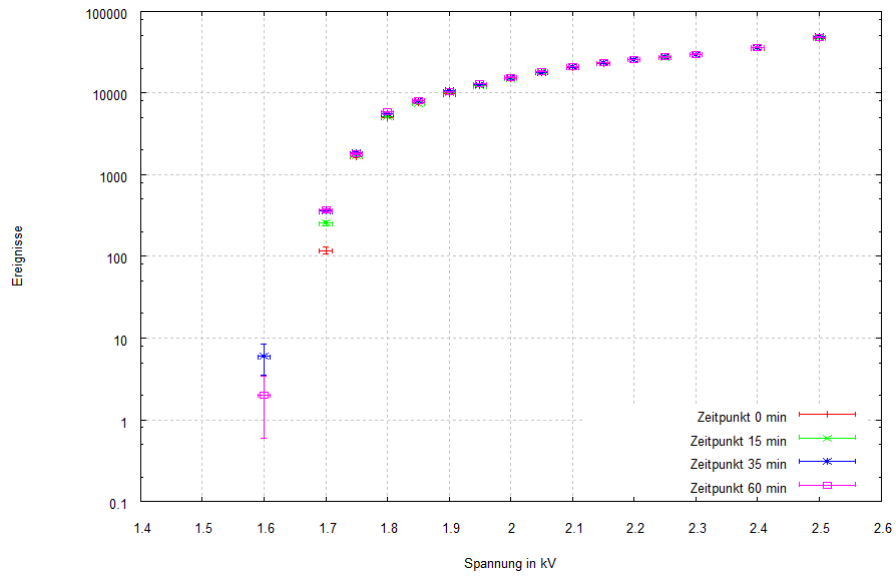


Abbildung 6.2: Vollständiges Diagramm zu Abbildung 4.10.

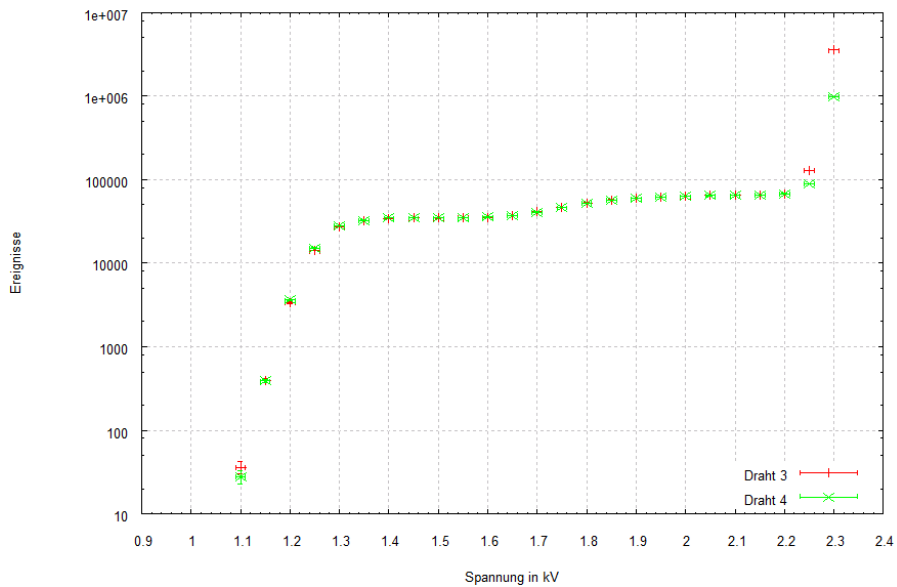


Abbildung 6.3: Die Messreihen zu Draht 3 und 4 aus der Vergleichsmessung der Drähte bei α -Strahlung. Die Messwerte in den Plateaus stimmen innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein.

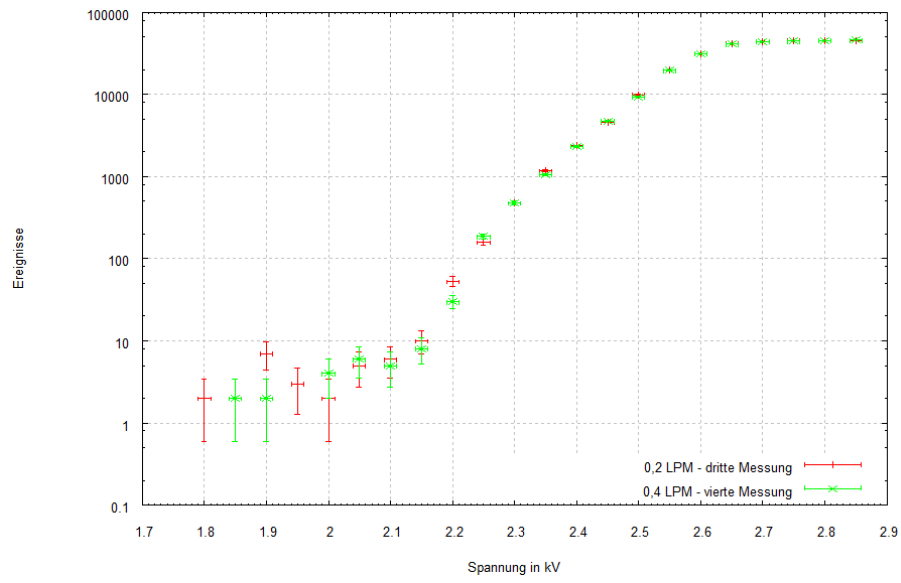


Abbildung 6.4: Messreihen der dritten und vierten Messung aus Abbildung 4.15.

Danksagungen

Zum Abschluss meiner Arbeit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mir während der Arbeitszeit beigestanden und mich unterstützt haben.

Bedanken möchte ich mich bei Professor Dr. Johannes Wessels für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe zu schreiben und die Messungen durchzuführen.

Bei Professor Dr. Alfons Khoukaz der immer ein offenes Ohr für mich hatte, wenn es Probleme bei den Messungen gab, auch wenn er eigentlich keine Zeit hatte. Zudem bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats.

Bei Paul Goslawski und Esperanza Köhler, die mich während der Arbeit betreut und mich mit dem Versuch vertraut gemacht haben. In besonderem Maße geht mein Dank hier an Paul, dem es niemals an Ideen mangelte, wenn es darum ging wie man die unerwarteten Effekte, die während der Messungen auftraten in den Griff bekommen könnte.

Bei dem Team der feinmechanischen Werkstatt möchte ich mich für die Herstellung der Drathalterungen und der speziellen Bodenplatte für das Kaliumchlorid bedanken.

Bei dem Team der elektronischen Werkstatt bedanke ich mich für die Unterstützung bei elektrotechnischen Fragen, sowie für den Austausch des Widerstands in der Spannungsteilerbox. Außerdem bedanke ich mich für die Herstellung geeigneter Kabel, um den Vorverstärker benutzen zu können.

Weiterhin möchte ich mich bei Michèle Neumann für die seelische Unterstützung während der Arbeit bedanken, mit der sie mich immer wieder motiviert hat weiterzuschreiben, wenn es nicht so gut lief.

Zuletzt bei Ingrid Möller, die mir durch ihre finanzielle Unterstützung überhaupt erst das Physikstudium und somit diese Arbeit ermöglicht hat.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Alle Ausführungen die anderen Schriften wörtlich oder Sinngemäß entnommen wurden, sind kenntlich gemacht. Des Weiteren versichere ich, dass diese Arbeit in gleicher oder ähnlicher Fassung noch kein Bestandteil einer Prüfungsleistung war.

Christian Buchholz