

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, Teil B

Teilchendetektoren und Strahlenschutz

Versuch 1

Betreuer Carsten Hof

Gruppe 2

W.Bender (walter.bender@rwth-aachen.de), J.Luckas (c.hihiro@gmx.de)

Inhaltsverzeichnis

1	Allgemeines über Gasdetektoren	4
2	Messungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr	5
2.1	Bestimmung des Arbeitspunktes	5
2.1.1	Versuchsaufbau	5
2.1.2	Versuchsdurchführung	5
2.1.3	Versuchsauswertung	6
2.2	Bestimmung der Tot- Erholungszeit	6
2.2.1	Versuchsdurchführung	6
2.2.2	Versuchsauswertung	6
2.3	Totzeitkorrektur	7
2.3.1	Versuchsdurchführung	7
2.4	Versuchsauswertung	8
3	Messungen zur Statistik	9
3.1	Gaußverteilung	10
3.2	Poissonverteilung	11
3.3	Exponentialverteilung	13
4	Messung der Charakteristik eines Proportionalitätszählrohres	15
4.1	Versuchsaufbau	15
4.2	Versuchsdurchführung	15
4.3	Versuchsauswertung	16
5	Absorption von α-Strahlung	17
5.1	Messung der Absorption von α - Strahlung mit der Ionisationskammer . .	17
5.1.1	Versuchsaufbau	17
5.1.2	Versuchsdurchführung	17
5.1.3	Versuchsauswertung	17
5.2	Messung der Absorption von α -Strahlung mit dem Halbleiterdetektor . .	18
5.2.1	Versuchsaufbau	18
5.2.2	Versuchsdurchführung	18
5.2.3	Versuchsauswertung	18

6	Messungen mit dem Szintillationszähler	22
6.1	Vermessen der Strahlungscharakteristik des ^{137}Cs mittels einem NaI- Szintillator und einem Plastik-Szintillator	22
6.1.1	Versuchsaufbau	22
6.1.2	Versuchsdurchführung	22
6.1.3	Versuchsauswertung	22
6.2	Absorption von β -Strahlung in Aluminium	24
6.2.1	Versuchsdurchführung	24
6.2.2	Versuchsauswertung	24
7	Messungen zum Strahlenschutz	27

1 Allgemeines über Gasdetektoren

Der einfachste Gasdetektor besteht aus einem Kondensator mit einem Füllgas zwischen den Platten. Durchquert ihn ein geladenes Teilchen ionisiert es auf seinem Weg das umliegende Detektormaterial. Die so entstandenen Elektronen wandern zur Kathode, wo sie einen Spannungspuls auslösen. Wird das Teilchen im Detektor gestoppt ist die Pulshöhe proportional zur Teilchenenergie, sonst zum Energieverlust des Teilchens bei genügend kleinen Spannungen. In Abb. 1.1 ist die Pulsrate in Abhängigkeit der Betriebsspannung des Gasdetektors aufgetragen. Es lassen sich sechs Zonen erkennen. In Zone 1 ist die Spannung so klein, sodass die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode mit einem positiven Ion rekombinieren. Dies wird umso unwahrscheinlicher je kürzer die Driftzeit zur Anode, d.h. je größer die Betriebsspannung ist. In Zone 2 werden alle durch Primäriionisation entstandenen Ladungsträger abgesaugt und die Pulsrate ist annähernd konstant. In Zone 3 reicht die Energie der durch Primäriionisation entstandenen Elektronen aus, erneut zu ionisieren (Sekundäriionisation/ Gasverstärkung). Die durch Sekundäriionisation entstandene Teilchenrate ist dabei proportional zur Teilchenrate der Primäriionisation und damit auch zur Energie des zu detektierenden Teilchens. Aus diesem Grund wird Zone 3 als Proportionalitätsbereich bezeichnet und ist der Arbeitsbereich des Proportionalitätsrohres. Die Proportionalität zwischen Primäriionisation und Teilchenenergie ist in Zone 4 nicht mehr gegeben. In Zone 5 wird die Sekundäriionisation unabhängig von der Primäriionisation. Jedes zu detektierte Teilchen löst also einen Spannungspuls gleicher Höhe aus. Dieser Bereich heißt Auslösebereich und wird zum Betrieb von Geiger-Müller-Zählrohren genutzt. Im letzten Bereich 6 ist die aufgebaute Spannung zwischen den Platten so groß, dass Entladung über Funkenüberschlag stattfindet.

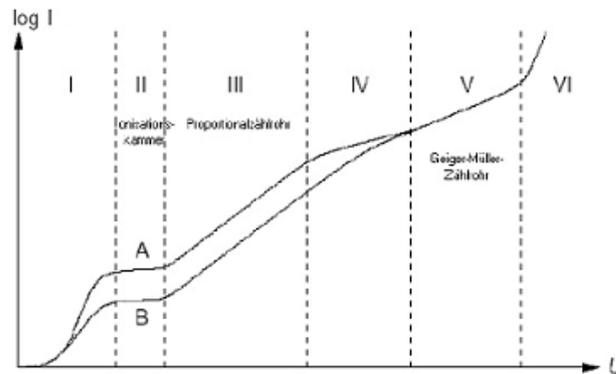


Abbildung 1.1: Abhängigkeit der Zählrate von der Betriebsspannung

2 Messungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr

Das Geigermüllerzählrohr besteht aus einer zylinderförmigen Kathode in deren Mitte ein als Anode fungierender Draht gespannt ist. Aufgrund der Geometrie dieses Detektors nimmt das Feld in der Nähe des Drahtes stark zu, sodass Gasverstärkung auftritt. Während die Elektronen schnell zur Anode hin abwandern, benötigen die positiven Ionen aufgrund ihrer hohen Masse eine längere Driftzeit und schirmen somit das Feld in der Nähe des Zählrahtes ab. Durchquert in dieser Zeit ein weiteres Teilchen den Geiger-Müller-Zähler, kann er dieses Teilchen nicht detektieren. Denn die Ionen schirmen das Feld soweit ab, dass keine Gasverstärkung mehr auftreten kann. Die Zeit solange der Detektor blind ist, wird als Totzeit T_{death} bezeichnet.

Ist der Ionenschlauch genügend vom Zählrohr entfernt, reicht die Feldstärke wieder aus um erneut Gasverstärkung auszulösen. Teilchen, die in dieser Zeit den Detektor durchqueren, erzeugen Pulse geringerer Höhe. Die Zeit die verstreicht bis ein Teilchen mit ursprünglicher Pulshöhe detektiert werden, nennt sich Erholungszeit $T_{recovery}$ des Detektors. Im Allgemeinen ist der Detektor jedoch für eine längere Zeit $\tau > T_{Death}$ unempfindlich. Diese Auflösungszeit τ liegt dabei zwischen Tot- und Erholungszeit.

Im ersten Versuchsteil soll der Arbeitspunkt, Tot-, Erholungs- und Auflösungszeit des Geiger-Müller-Zählers bestimmt werden. Da der Geiger-Müller-Zähler während der Auflösungszeit unfähig ist, ihn durchquerende Teilchen zu detektieren, wird noch eine Totzeitkorrektur durchgeführt. Mit dieser Korrektur lässt sich von der gemessenen auf die tatsächliche Zählrate schließen.

2.1 Bestimmung des Arbeitspunktes

Unter der Einsatzspannung versteht man die niedrigste Spannung, bei der eine Pulsrate detektiert werden kann. Die Geigerschwelle charakterisiert den Beginn des Auslösnbereichs. Ab dieser Schwellenspannung erzeugt jedes Teilchen, unabhängig von seiner Art und Energie, einen Puls gleicher Höhe und es ergibt sich das Geigerplateau. Der Arbeitspunkt sollte 100 V über der Geigerschwelle gewählt werden.

2.1.1 Versuchsaufbau

Ein ^{90}Sr -Präparat wird in die Bleikammer des Detektors eingelegt. Um die Intensität zu maximieren wird die höchstmögliche Schiene benutzt. Der Geiger-Müller-Zähler ist an ein NIM-Modul angeschlossen mit welchem nun die Zählrate gemessen werden kann. Da das NIM-Modul nur positive Signale verarbeiten kann, muss das vom Detektor kommende Signal dazu umpolarisiert werden.

2.1.2 Versuchsdurchführung

Bei konstanter Strahlungsintensität wird die Zählrate gegen die Betriebsspannung aufgezeichnet. Dabei werden Messpunkte mit einer Messdauer von 3 s aufgenommen.

2.1.3 Versuchsauswertung

Es ergibt sich folgender Verlauf:

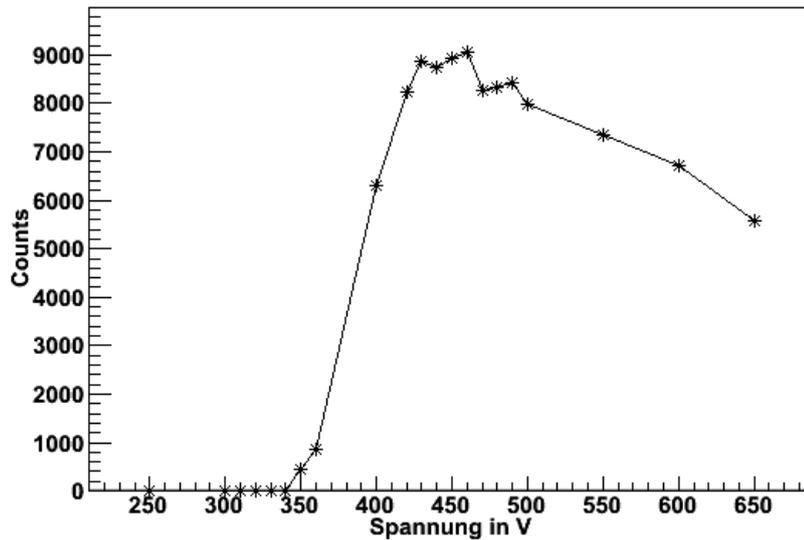


Abbildung 2.1: Charakteristik des verwendeten Geiger-Müller-Zählrohrs

Die Einsatzspannung liegt demnach bei $340 \pm 10V$ und die Geigerschwelle bei $420 \pm 10V$. Für weitere Messungen wurde eine Betriebsspannung von 520 V gewählt. Ungewöhnlich ist das starke Abfallen der Geigerschwelle. Eigentlich würde man allenfalls einen moderaten Anstieg des Verlaufs erwarten.

2.2 Bestimmung der Tot- Erholungszeit

Zur Bestimmung der Tot- und Erholungszeit eines Geiger-Müller-Zählrohrs wird auf einem Oszilloskop ein Steverdiagramm erzeugt.

2.2.1 Versuchsdurchführung

Zur Erzeugung eines Steverdiagramms wird die Triggerschwelle des Oszilloskops auf die Höhe der Pulse abgestimmt und die Nachleuchtzeit maximiert.

2.2.2 Versuchsauswertung

Anhand des erzeugten Steverdiagramms lässt sich die Totzeit zu $T_{death} = (200 \pm 10)\mu s$ und die Erholungszeit zu $T_{recovery} = (530 \pm 10)\mu s$ bestimmen.

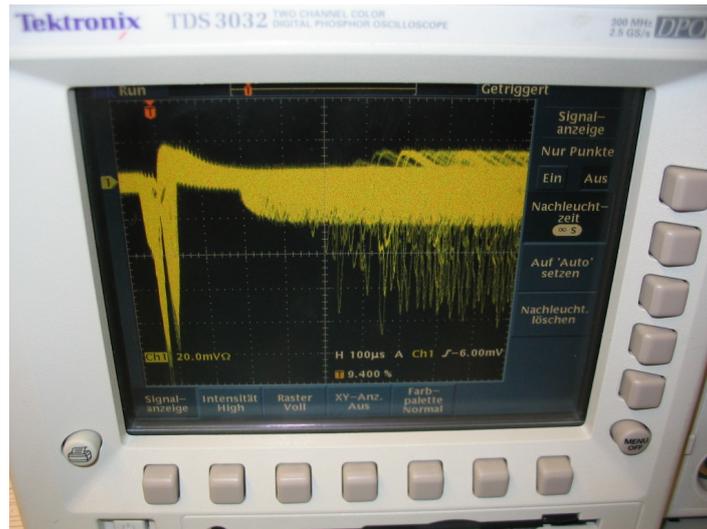


Abbildung 2.2: Steverdiagramm

2.3 Totzeitkorrektur

Weist der Detektor n Teilchen pro Sekunde nach, so war er für die Zeit $t = n\tau$ unempfindlich. Wenn insgesamt N ionisierende Teilchen pro s den Detektor durchqueren, bleiben also $Nn\tau$ Teilchen undetektiert. Die reale Zählrate beträgt also nicht n , sondern

$$N = n/(1 - n\tau) \quad (1)$$

Bei bekannter Auflösungszeit τ lässt sich mit obiger Gl. 1 von der gemessenen Zählrate n auf die tatsächliche Zählrate N schließen. Diese Korrektur nennt sich Totzeitkorrektur.

Um die noch unbekannte Auflösungszeit τ zu bestimmen, wird eine Totzeitstufe verwendet. Mit einer Totzeitstufe können bekannte Totzeiten erzeugt werden. Dabei kommt eine Stufe mit einer Totzeit $\tau_2 < \tau$ und eine Stufe $\tau_1 > \tau$ zum Einsatz. Sind n_1 bzw. n_2 die mit den Totstufen τ_1 bzw. τ_2 aufgenommenen Zählraten, ergibt sich die Auflösungszeit τ gemäß Gl. 2.

$$\tau = \frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} + \tau_1 \quad (2)$$

2.3.1 Versuchsdurchführung

Die Totzeitstufe wird zunächst an einen 1 MHz-Generator angeschlossen, um mit einem Oszilloskop die am Gerät angegebene Totzeit ($\tau_1 \cong 2ms > \tau$) zu überprüfen (siehe Abb.2.3)

Zur eigentlichen Messung wird die Totzeitstufe an den Ausgang des Normsignals und den Eingang des Counters angeschlossen. Es werden die Zählraten n_1 , n_2 für die jeweilige Totzeiten τ_1 , τ_2 über einen Zeitraum von 3 s mehrmals aufgenommen.

2.4 Versuchsauswertung

Anhand Abb. 2.3 lässt sich die genaue Totzeit der Stufe $\tau_1 = 1,92ms$ ablesen. Für $\tau_1 > \tau$ ergibt sich eine Zählrate $n_1 = (252 \pm 2) \frac{1}{s}$, für $\tau_2 = 1\mu s < \tau$ ergibt sich die Zählrate zu $n_2 = (433 \pm 5) \frac{1}{s}$. Die Auflösungszeit τ ergibt sich nach Gl. 2 zu $\tau = 261 \pm 35\mu s$. Die Totzeitkorrektur ist graphisch in Abb. 2.4 gezeigt.

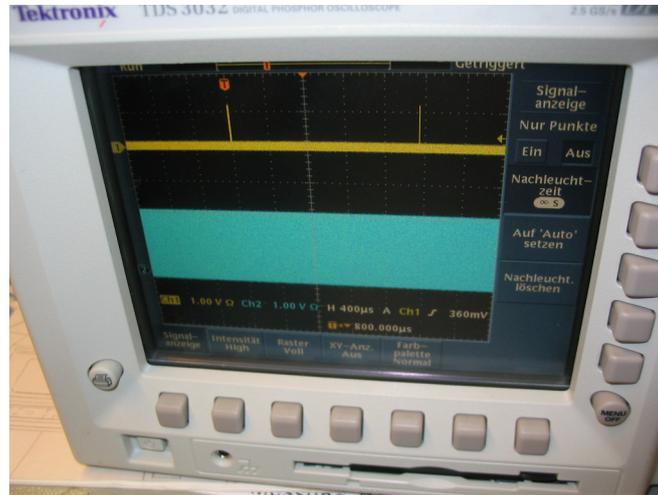


Abbildung 2.3: Überprüfung der angegebenen Totzeit

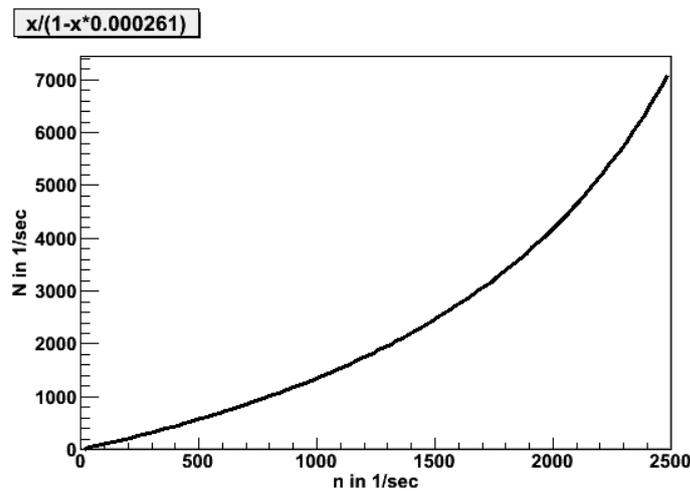


Abbildung 2.4: Totzeitkorrektur für das verwendete Geiger-Müller-Zählrohr

3 Messungen zur Statistik

Der Zerfall radioaktiver Atomkerne ist ein statistischer Prozess. Die Anzahl der Kerne die innerhalb eines Zeitintervalls zerfallen, folgt einer Poissonverteilung.

$$P(k) = \frac{e^{-\mu} \mu^k}{k!} \quad (3)$$

Für hinreichend große Mittelwerte geht die Poissonverteilung in eine Gaußverteilung über.

$$P(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{(-\frac{k-\mu}{2\sigma^2})} \quad (4)$$

Die Zeit zwischen 2 Kernzerfällen t ist exponentiell verteilt.

$$P(t) = Ae^{(-tA)} \quad (5)$$

Die Konstante A wird als Zerfallsrate bezeichnet. Der Mittelwert der Exponentialverteilung ist:

$$\langle t \rangle = A \quad (6)$$

Diese Verteilungen sollen nun in verschiedenen Experimenten reproduziert werden.

3.1 Gaußverteilung

Das in Versuchsteil 1 verwendete Geiger-Müller-Zählrohr wird mit einer Arbeitsspannung von 520 V in Betrieb genommen. In der Bleikammer unter dem Zählrohr wird ein ^{90}Sr -Präparat eingestetzt. Dabei sollte ein Probenhalter benutzt werden, der das Präparat möglichst nahe an das Zählrohr bringt. Ein Digitalzähler misst nun für vorgegebene Torzeit T die Anzahl der Zerfälle. Zur Messung der Gaußverteilung sollte die Torzeit so eingestellt werden, dass im Mittel 25 Teilchen nachgewiesen werden. Dies gelang mit einer Torzeit von $T = 0,5$ s. Wird diese Messung nun mehrfach wiederholt (hier 92 Mal), sollte sich nach obigen Überlegungen eine Gaußverteilung ergeben.

Zur Auswertung der Messdaten wurde das Programm ROOT verwendet. Mittelwert und Standardabweichung (RMS) berechnet diese automatisch. Die Messdaten werden mit einer Gaußkurve mit gegebenen Parametern $\mu = 27,14$ und $\sigma = 3,79$ verglichen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung.

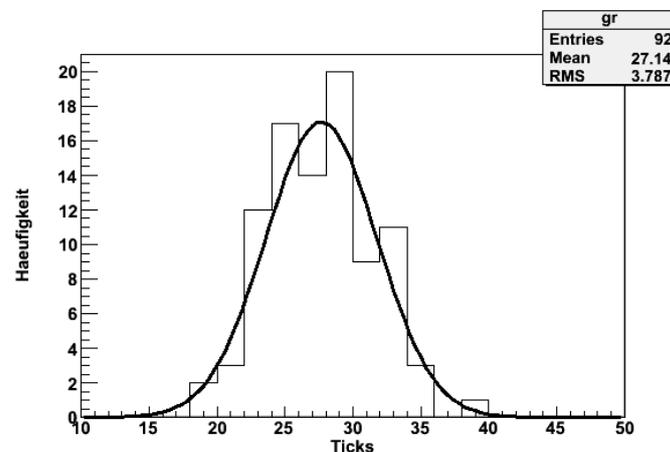


Abbildung 3.1: Das von den Messwerten erzeugte Histogramm entspricht einer Gaußglocke

Um die Güte der Anpassung quantitativ zu bestimmen wird ein χ^2 -Test durchgeführt. Es werden dabei nur die Bins berücksichtigt, die mehr als 4 Einträge besitzen. Weiterhin nimmt man an, dass die Anzahl der Zerfälle pro Bin einer Poissonverteilung unterliegen, d.h. hat ein Bin n Einträge wird ein Fehler von \sqrt{n} angenommen. Das χ^2 ergibt sich demnach zu 5,095. Die normierte Gaußverteilung besitzt drei freie Parameter (Höhe, μ , σ). Es gingen 5 Bins in die χ^2 -Betrachtung ein. Das $\frac{\chi^2}{\text{Freiheitsgrad}}$ beträgt demnach 2,55. Mittels des in der Versuchsanleitung gegebenen Schaubildes Abb.23 schätzt man ab:

$$F_n = (\chi^2) = F_2(5) = 0,1$$

Werte von $F_n = (\chi^2) < 0,05$ weisen auf schlechte Übereinstimmung von Experiment und Theorie hin. Unsere angefittete Gaußkurve stimmt demnach mit guter Wahrscheinlichkeit mit der gemessenen Verteilung überein.

3.2 Poissonverteilung

Es wird das dasselbe Messprinzip wie bei der vorhergehenden Messung verwendet. Zur Messung einer Poissonverteilung muss die Torzeit so verringert werden, dass im Mittel nur 2 Teilchen detektiert werden. Dazu wurde der unterste Schieber des Bleibunkers genutzt und die Probe zusätzlich mit Papier abgeschirmt. Die Torzeit wurde zu $T = 0,1$ s gewählt. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 3.2 gezeigt.

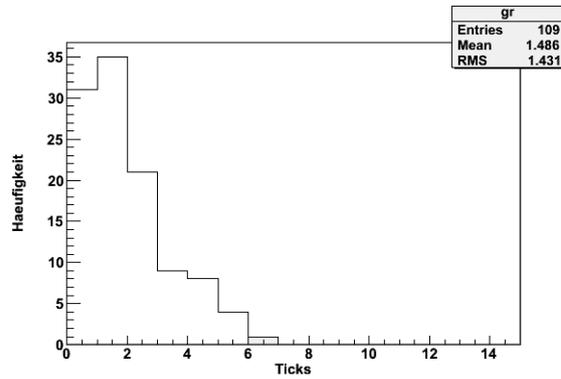


Abbildung 3.2: Messkurve

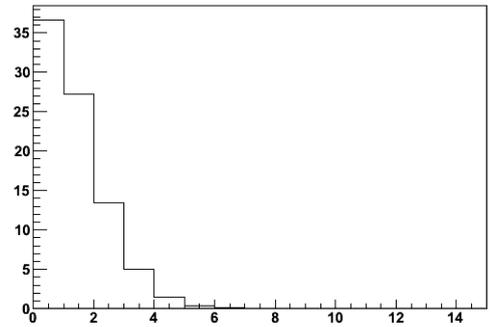
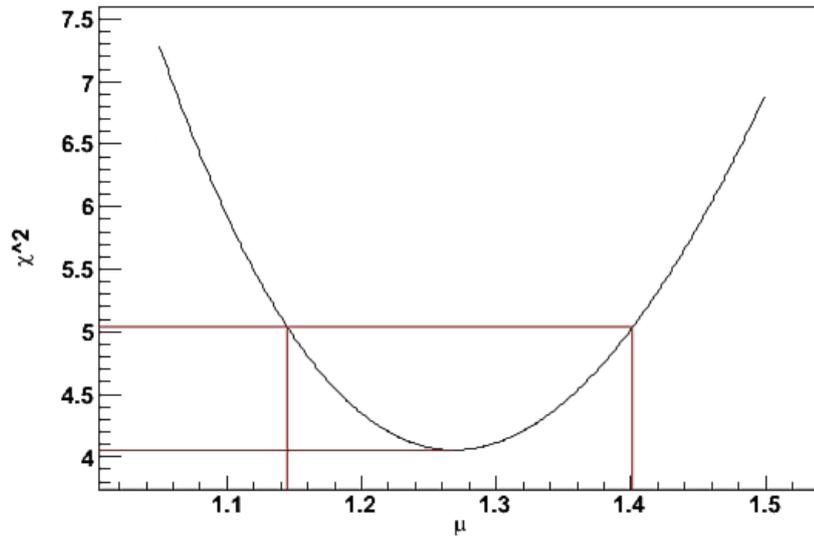


Abbildung 3.3: Ideale Poissonkurve

Neben der gemessenen Verteilung Abb. 3.2 ist die exakte Poissonverteilung für $\mu = 1,49$ gezeigt. Die Güte dieser Anpassung wird erneut mit einem χ^2 -Test überprüft. Das χ^2 ergibt sich zu 6,577. Die Poissonverteilung hat einen Parameter und 4 Bins gehen in die Überlegung ein, sodass sich $\frac{\chi^2}{\text{Freiheitsgrad}}$ von 2,19 ergibt. Damit kann

$$F_n = (\chi^2) = F_3(6) > 0,05$$

aus dem Schaubild abgelesen werden. Die Poissonkurve stimmt also gut mit der Messkurve überein.

Abbildung 3.4: Minimumsuche bei der χ^2 Anpassung

An die Messdaten wird nun zusätzlich noch ein χ^2 -Fit durchgeführt. Ein minimales χ^2 ergibt sich nach Abb. 3.4 zu $\mu = 1,27 \pm 0,13$. Der Erwartungswert durch schlichte Mittelwertbildung liegt also knapp innerhalb einer Standardabweichung und der Mehraufwand eines χ^2 -Fits wirkt nicht gerechtfertigt.

3.3 Exponentialverteilung

In diesem Versuchsteil misst man mehrmals die Zeit bis zu einem Kernzerfall, die ebenfalls exponentiell verteilt ist. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 3.5 zu sehen. In das gemessene Histogramm ist zusätzlich die Exponentialverteilung mit aus den Messwerten ermittelten Mittelwert $\langle t \rangle = 2,55$ s eingezeichnet.

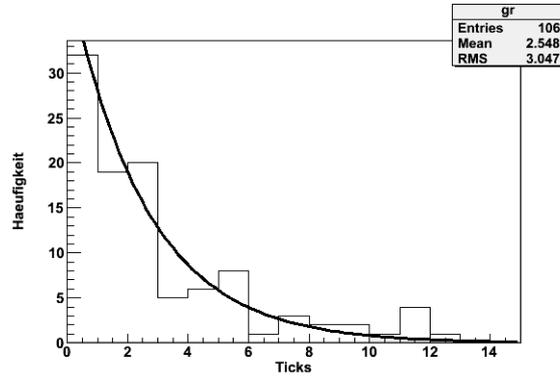


Abbildung 3.5: Exponentialverteilung

Analog zum vorherigen Versuchsteil wird ein χ^2 -Test und χ^2 -Fit durchgeführt. Der χ^2 -Fit ist in Abb. 3.6 zu sehen. Der χ^2 -Test ergibt ein χ^2 von 6,57. Die Exponentialverteilung hat ebenso wie die Poissonverteilung nur einen Parameter und es gingen 7 Bins in die Betrachtung ein. Das $\frac{\chi^2}{\text{Freiheitsgrad}}$ beträgt also 1,01! Demnach ist $F_n = (\chi^2) = F_6(1) = 1 > 0,05$ und damit beschreibt die angefittete Exponentialverteilung die Messdaten gut.

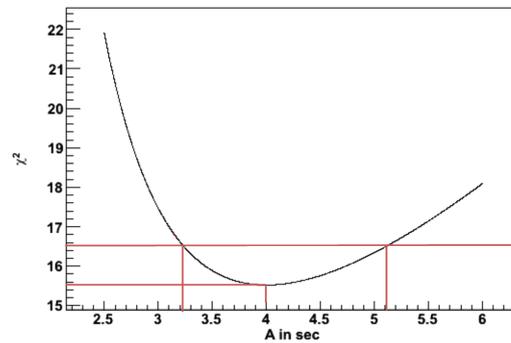


Abbildung 3.6: Minimumsuche bei der χ^2 -Anpassung

Eine optimale Anpassung der Messwerte gelingt nach der χ^2 -Methode bei einem Mittelwert $\mu = 4,00$ s mit einem rechtsseitigen Fehler von 1,1 s und linksseitigem Fehler von 0,8 s.

Es ist auf den ersten Blick verwunderlich, dass ein Mittelwert von 2,55 s zu einem guten χ^2 führt, aber der χ^2 - Fit einen optimalen Mittelwert zu 4 s errechnet. Diese zunächst widersprüchlichen Aussage kann durch die Abbildungen 3.7 und 3.8 erklärt werden.

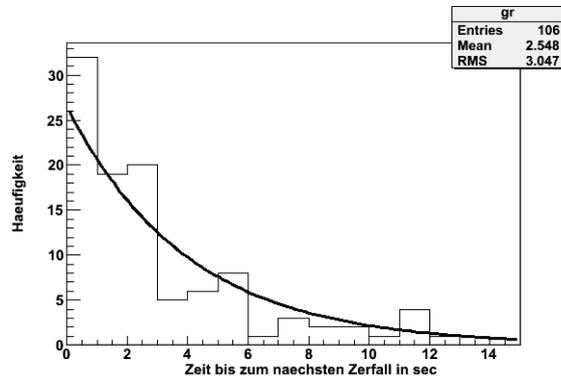


Abbildung 3.7: Ausgleichskurve für $\langle t \rangle = 4\text{ s}$

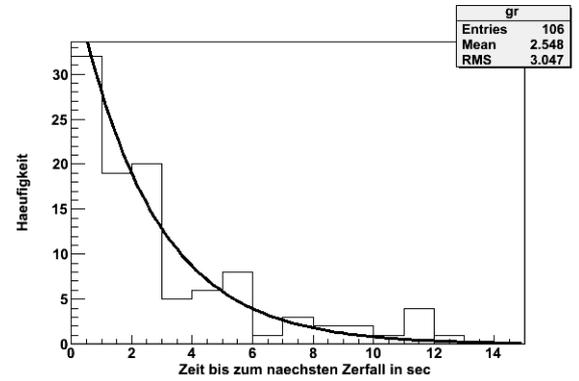


Abbildung 3.8: Ausgleichskurve für $\langle t \rangle = 2,5\text{ s}$

Die Ursache liegt darin, dass für χ^2 - Fit 5 Bins vernachlässigt werden. Die Ausgleichskurve mit $\langle t \rangle = 4\text{ s}$ beschreibt optimal die 7 betrachteten Bins. Berücksichtigt man jedoch alle Bins beschreibt die Ausgleichskurve mit $\langle t \rangle = 2,5\text{ s}$ die Messdaten besser.

4 Messung der Charakteristik eines Proportionalitätszählrohres

Mit dem Proportionalitätszählrohr wird die Strahlcharakteristik eines $\beta(^{14}\text{C})$ - und eines $\alpha(^{241}\text{Am})$ - Strahlers bestimmt.

4.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau eines Proportionalitätsrohres ist identisch zum Geiger-Müller-Zähler.

4.2 Versuchsdurchführung

Das Proportionalitätsrohr wird mit einem Argon-Methan-Gemisch betrieben. Dazu wird der Detektor zunächst mit diesem Gas geflutet. Während der Messung muss auch stets Gas nachgeführt werden, was man daran erkennt, dass leichte Blasen im Schauglas aufsteigen. Eine Einstellung von 6,5 Skalenteilen ermöglichte eine genügende Gaszufuhr. Es soll die Zählrate und Pulshöhe in Abhängigkeit von der angelegten Spannung aufgezeichnet werden. Vorher muss jedoch mit dem Oszilloskop geprüft sein, ob jeder Eingangspuls auch einen Normpuls erzeugt. Um Rauschen des Signals zu verhindern muss der Trigger mit der Einstellung TRES am NIM-Modul erhöht werden. Bis 1000 V wurde TRES = 0,2 genutzt und ab 1000 V musste die TRES -Einstellung auf 6,5 erhöht werden um bei jedem Puls des Messgerätes auch ein Normsignal zu erzeugen. Weiterhin wird das Eingangssignal um den Faktor 4 verstärkt. Ein Pulshöhenspektrum für ^{241}Am war nur bis zu einer Spannung von 1000 V aufzeichenbar, weil dann der Proportionalitätszähler übersteuerte. Die Messzeit einer Messung betrug 10 s.

4.3 Versuchsauswertung

Die Messung ergibt folgende 4 Graphiken:

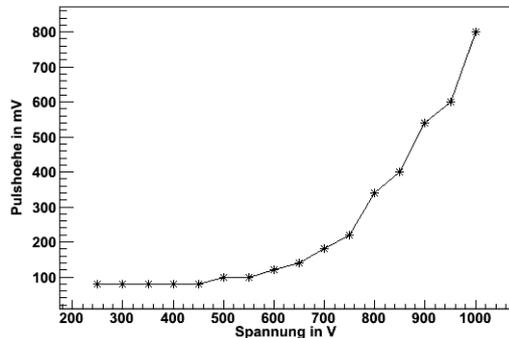


Abbildung 4.1: Pulshöhenspektrum der ^{241}Am -Quelle

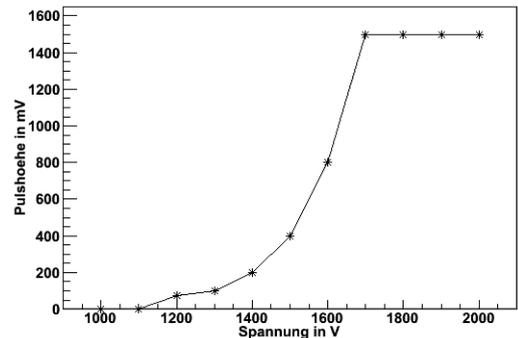


Abbildung 4.2: Pulshöhenspektrum der ^{14}C -Quelle

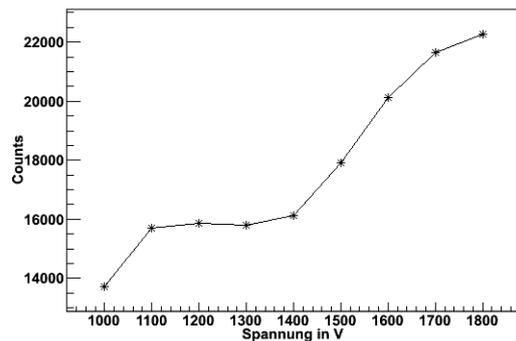


Abbildung 4.3: Pulsrate der ^{241}Am -Quelle

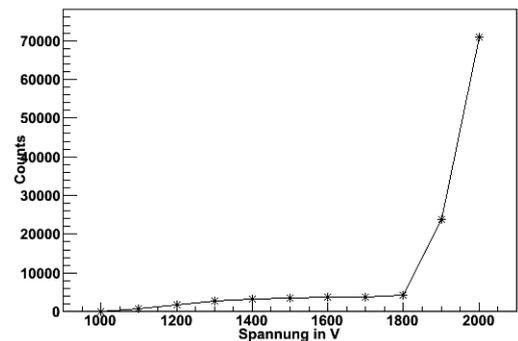


Abbildung 4.4: Pulsrate der ^{14}C -Quelle

Man erkennt deutlich das α -Plateau in Abb 4.3. Es erstreckt sich von 1100 V bis 1400 V mit einer Pulsrate von $1575 \frac{1}{s}$. Aufgrund des unterschiedlichen Ionisationsvermögens der α und β -Strahlung setzt das β -Plateau später ein. Es erstreckt sich von 1400 V bis 1800 V.

5 Absorption von α -Strahlung

5.1 Messung der Absorption von α -Strahlung mit der Ionisationskammer

5.1.1 Versuchsaufbau

Auf einer Halterung wird die Ionisationskammer angebracht. Als Detektorgas dient die Raumluft. In den Probenhalter wird nun das ^{241}Am -Präparat eingesetzt. Mittels einer Schiene kann der Probenabstand zur Quelle manuell variiert und mit einem Lineal abgelesen werden. Zur Strommessung ist ein Ampèremeter über einen Messverstärker an die Kammer angeschlossen.

5.1.2 Versuchsdurchführung

Die Probe wird mit Blei abgeschirmt um die Nulllage des Ampèremeters zu kalibrieren. Nach dem Nullabgleich wird die Probe so nah wie möglich an den Detektor gebracht. Dann wird der Probenabstand mit einer Schrittweite von 1 mm vergrößert und stets der zugehörige Strom aufgezeichnet.

5.1.3 Versuchsauswertung

Das Ergebnis der Messung liefert eine integrierte Gaußkurve (Abb.5.1).

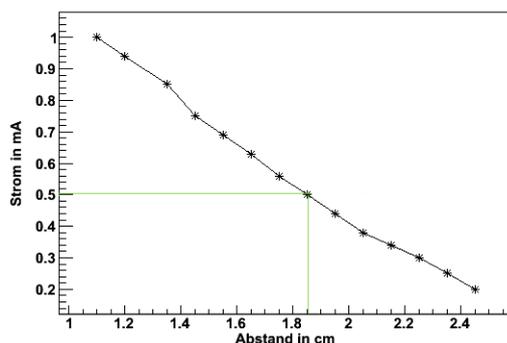


Abbildung 5.1: Strom-Abstandmessung

Leider konnte der Sättigungsbereich, selbst bei kleinstmöglicher Reichweite nicht erreicht werden. Die Reichweite der Teilchen lässt sich somit nicht exakt bestimmen. Zur Auswertung wird einfach angenommen dass der erste Messpunkt den Sättigungsstrom I_{satt} angibt. Zeichnet man die Tangente durch den Halbwertspunkt der integrierten Gaußkurve, so liefert ihr Schnittpunkt mit der x-Achse die mittlere Reichweite R der α -Teilchen. Die mittlere Reichweite ergibt sich demnach zu 1,82 cm.

Eine Fehlerbetrachtung, wie sie nach Anleitung durchgeführt werden soll, ist wegen der oben getroffenen Annahme unsinnig. Es lässt sich jedoch die Größenordnung abschätzen. Die Reichweite der α -Teilchen ist $R \leq 1,82\text{cm}$.

5.2 Messung der Absorption von α -Strahlung mit dem Halbleiterdetektor

5.2.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist identisch zum vorherigen Versuchsteil, nur dass auf der Halterung auf der Schiebepbank nun der Festkörperdetektor angebracht ist. Außerdem wird das Signal des Detektors über einen Vielkanalanalysator (VKA) PC-gestützt ausgelesen.

5.2.2 Versuchsdurchführung

Zur Energiekalibrierung des VKA wird die Charakteristik eines ^{226}Ra -Präparats aufgenommen. Das Präparat sollte hierbei möglichst nah am Detektor stehen. Über 100 s wird nun die Charakteristik vom PC aufgenommen. Dies geschieht mit 20-facher Signalverstärkung.

Ist die Energiekalibrierung abgeschlossen wird die ^{226}Ra -Quelle gegen die ^{241}Am ausgetauscht. Zu gegebenem Abstand Quelle -Detektor wird über 100 s ein Energiespektrum der α -Teilchen aufgezeichnet.

5.2.3 Versuchsauswertung

Die Kalibrationsmessung liefert Abb. 5.2.

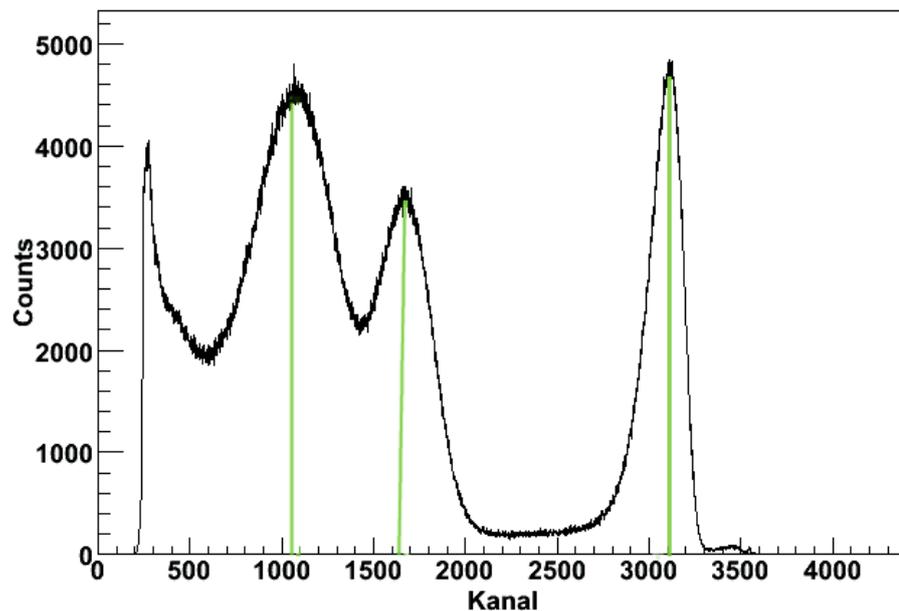


Abbildung 5.2: Strahlungscharakteristik des ^{226}Ra -Präparats

Das Spektrum enthält offenbar 3 Peaks bei den Kanalnummern 1090, 1650 und 3100.

Anhand der bekannten Zerfallsreihe von ^{226}Ra lassen sich diese Kanalnummern nun bestimmten Übergangsenergien zuordnen, siehe Tabelle 5.1. Die verwendeten Daten wurden <http://atom.kaeri.re.kr> entnommen.

Peaklage k	Energie [MeV]	Übergang
Ra-226		
1090	5,59	Rn-222 Po-218
1650	6,12	Po-218 Pb-214
3100	7,83	Po214 Pb-210

Tabelle 5.1: Strahlungscharakteristik von Ra 226

Auf die Zuordnung Kanalnummer Energie wird eine Geradenanpassung ($E = p_0 \text{Kanalnummer} + p_1$) durchgeführt, siehe Abb. 5.3.

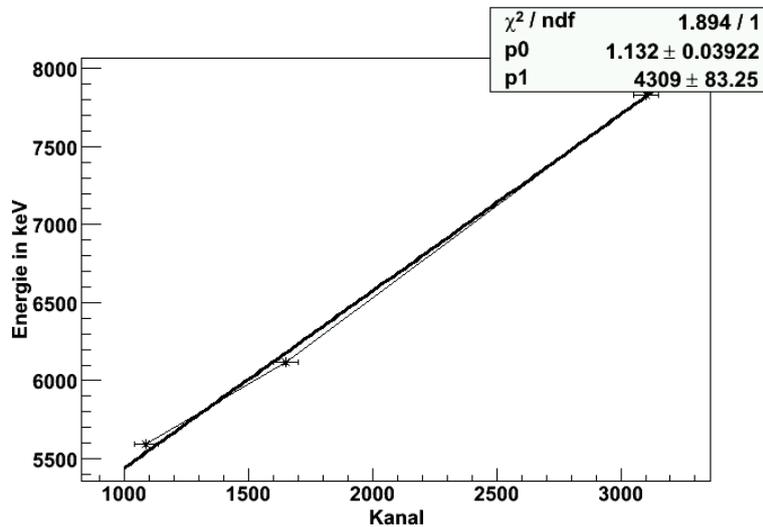


Abbildung 5.3: Regressionkurve zur Kalibration des VKA

Die Kanalnummer konnte dabei auf 20 Einheiten genau abgelesen werden. Das $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$ von 1,9 zeigt, dass die Anpassung gelungen ist und der Fehler vernünftig eingeschätzt wurde. Zur Umrechnung von Kanalnummer nach Energie gilt also:

$$E = 1.132 \text{keV} * \text{Kanalnummer} + 4309 \text{keV} \quad (7)$$

Nach abgeschlossener Kalibrierung kann die Hauptmessung begonnen werden. Zu gegebenem Abstand der Quelle zum Detektor wird ein Energiespektrum aufgenommen. In Abb. 5.4 ist exemplarisch die Messung für 1,65 cm Abstand gezeigt.

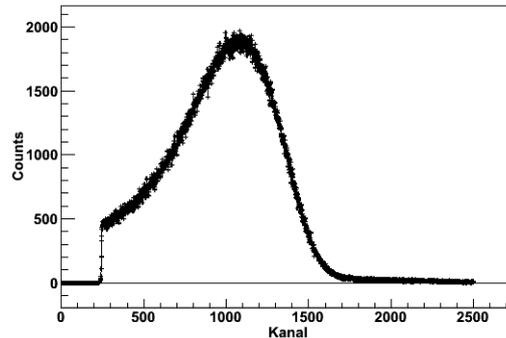


Abbildung 5.4: Spektrum der ^{241}Am -Probe für 1,65 cm Abstand zum Detektor

Das Spektrum der ^{241}Am -Probe liefert nur einen Peak. Zur weiteren Auswertung liest man die Kanalnummer des Peaks ab. Durch die oben ermittelte Kalibrierung Gl. 7 rechnet man die Nummer in Energie um und trägt die Energie gegen den Abstand auf. Auf diese Weise erhält man Abb 5.5.

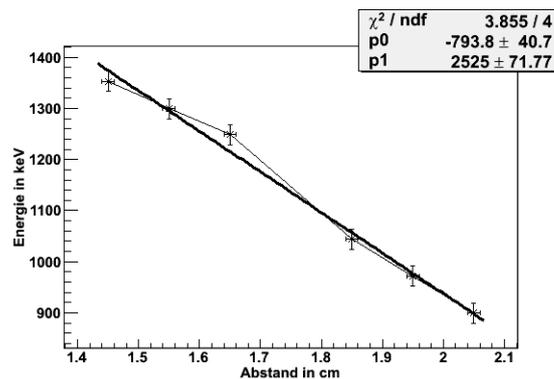


Abbildung 5.5: Energiemessung in Abhängigkeit des Abstands

Die Energie verhält sich offenbar linear zum Abstand. Für die Anpassung wird ein Fehler von 0,01 cm auf die Abstandmessung angenommen. Die Steigung der Regressionsgeraden gibt den Energieverlust pro Strecke, $\frac{dE}{dx}$, an. Aus der linearen Regression erhält man

$$\frac{dE}{dx} = (793,8 \pm 40,7) \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$$

Als letzten Versuchsteil in dieser Reihe soll noch die Transmissionskurve der α -Teil-

chen bestimmt werden. Dazu wird für jede Abstandmessung die Summe aller Counts über alle Kanäle gebildet. Da die Reichweite der α -Teilchen gaußverteilt sind, erwartet man eine integrierte Gaußkurve.

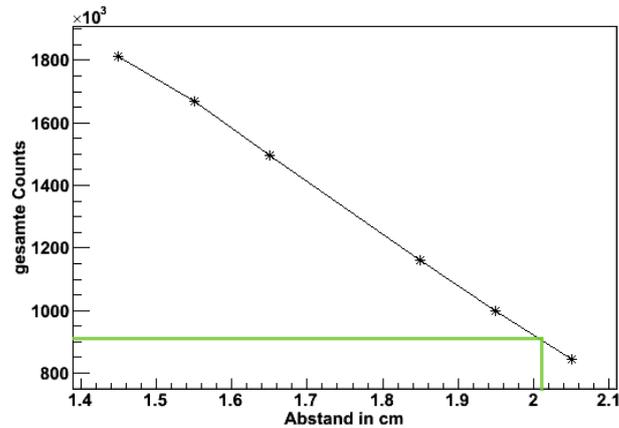


Abbildung 5.6: Transmissionskurve

Die Transmissionskurve in Abb.5.6 entspricht einer integrierten Gaußkurve. Die Krümmung der Kurve ist nur schwer zu erkennen, da nur sechs Messdaten aufgenommen wurden. Leider war es auch hier nicht möglich, selbst bei kleinstmöglichem Abstand, den Sättigungsbereich nachzuweisen. Wir nehmen also wieder an, dass der erste Messpunkt schon im Sättigungsbereich liegt. Es lässt sich also wieder nur sagen, dass die maximale Reichweite R der α -Strahlung $R \leq 2,01\text{cm}$ ist, was mit dem vorherigen Versuchsteil im Einklang steht.

6 Messungen mit dem Szintillationszähler

Ein Teilchendurchgang erzeugt im Szintillatormaterial Photonen, die mittels eines Photomultipliers nachgewiesen werden können.

6.1 Vermessen der Strahlungscharakteristik des ^{137}Cs mittels einem NaI-Szintillator und einem Plastik-Szintillator

Es soll die Strahlungscharakteristik ^{137}Cs - Probe mit einem organischen und einem anorganischen Szintillator gemessen werden und ihre Auflösung, Lichtausbeute und Nachweiswahrscheinlichkeit relativ zueinander bestimmt werden.

6.1.1 Versuchsaufbau

An dem Photonelektronenvervielfacher wird bei abgetrennter Hochspannung der NaI-Szintillator montiert. Dann wird der Multiplier an die Stromversorgung angeschlossen. Die maximale Betriebsspannung liegt bei 600 V und es wurde für den Versuchsteil eine Spannung von 500 V genutzt. Zur Energiemessung ist der PM über ein NIM-Modul an einen VKA angeschlossen. Unter den Detektor wird nun die auf Blei gebettete ^{137}Cs -Probe gestellt. Zur Schutz der Person ist die radioaktive Quelle durch weitere Bleielemente abgeschirmt.

6.1.2 Versuchsdurchführung

Zur Signalüberprüfung schaut man sich die Pulse zunächst auf einem Oszilloskop an. Da der VKA nur positive Spannungssignale verarbeiten kann, müssen die vom PM kommenden Negativpulse gegebenenfalls umpolarisiert werden. Dann wird das Pulshöhenspektrum der ^{137}Cs - Probe über 10 s aufgezeichnet. Das Signal wurde dabei um den Faktor 4 verstärkt. Die Messung wird mit einem Plastik-Szintillator wiederholt. Wegen der sehr viel geringeren Signalstärke muss jedoch eine wesentlich höherer Verstärkungsfaktor von 200 verwendet werden

6.1.3 Versuchsauswertung

Die Kanalnummer des VKA ist proportional zur Energie der detektierten Teilchen. Das aufgenommene Spektrum stellt somit das Energiespektrum der ^{137}Cs - Probe dar.

Deutlich erkennt man die feinere Energieauflösung bei Nutzung des anorganischen NaI-Szintillators. Leider gelingt es trotz maximaler Signalverstärkung nicht, den Peak vollständig mit dem Plastiksintillator aufzunehmen.

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ wird die Summe aller Zählraten über alle Kanäle gebildet. Es ergibt sich somit eine Zählrate von $45256,7\frac{1}{\text{s}}$ für NaI und $7885,0\frac{1}{\text{s}}$ für Plastik. Das Verhältnis dieser Zählraten gibt die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ an.

$$\epsilon = \frac{7885,0}{45256,7} = 0,17$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des organischen Szintillators beträgt nur 17 Prozent der Nachweiswahrscheinlichkeit, die mit einem NaI-Szintillator erreicht wird .

Die Lichtausbeute wird durch die maximal mögliche detektierbare Energie des Szintillators begrenzt. Für den NaI-Szintillator stellt dies die Kanalnummer 2500 und für den Plastiksintillator die Kanalnummer 500 dar. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Signalverstärkungen ergibt sich die relative Lichtausbeute von Plastik.

$$L = \frac{2500}{500} \frac{4}{200} = 0,10$$

Zwar lässt sich aufgrund der Ablesegenauigkeit ein Fehler auf diese Größe angeben, jedoch sind die systematischen Fehler aufgrund der Nutzung unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren, sowie dass beim Plastiksintillator nur ein Peakausschnitt ausgewertet werden konnte, sicherlich ausschlaggebend. Daher können diese Relativwerte nur die Größenordnung wiedergeben.

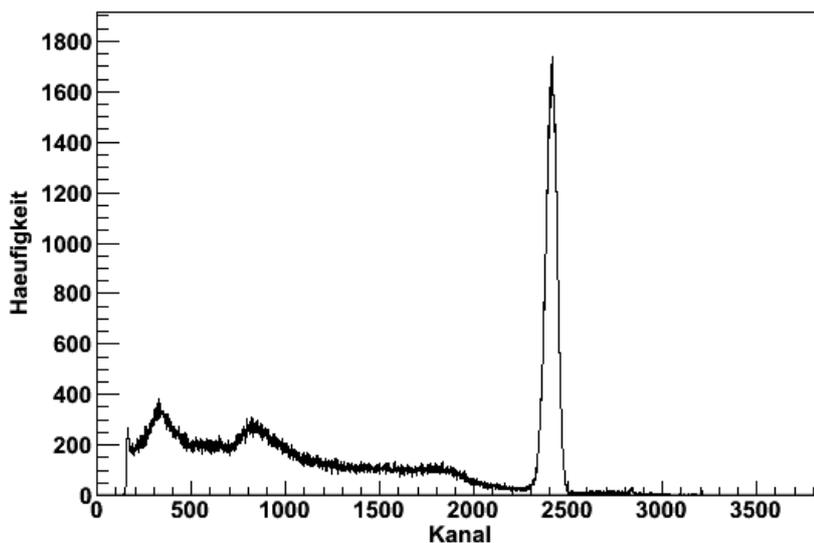


Abbildung 6.1: Mit einem Natrium-Szintillator aufgenommene Strahlungscharakteristik des ^{137}Cs

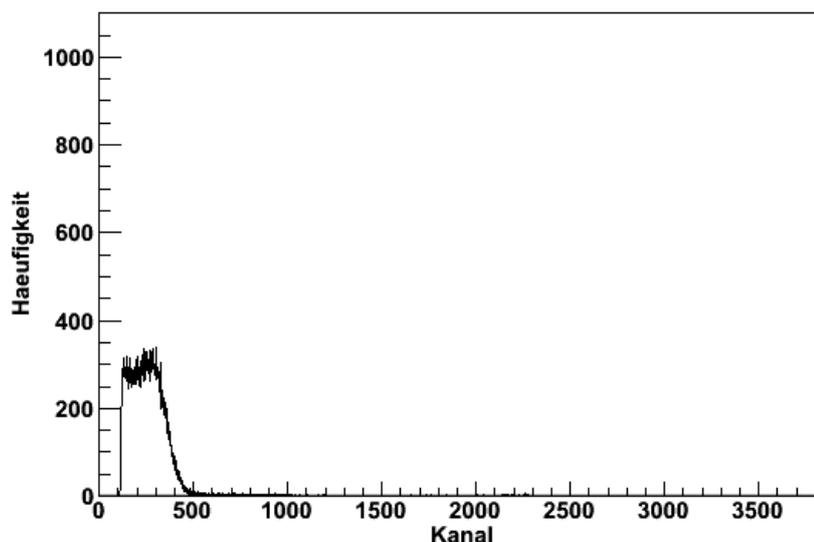


Abbildung 6.2: Mit einem Plastik -Szintillator aufgenommene Strahlungscharakteristik des ^{137}Cs

6.2 Absorption von β -Strahlung in Aluminium

Die Absorption von β -Strahlung folgt der selben Gesetzmäßigkeit wie bei γ -Strahlung.

$$I = I_0 e^{(-\mu' \rho x)} \quad (8)$$

6.2.1 Versuchsdurchführung

Zuerst wird eine Nullmessung durchgeführt. In Abwesenheit der Probe wird vom VKA ein Energiespektrum aufgezeichnet. Dieses Nullspektrum, welches sich durch Rauschen begründet, wird dann später von den Messdaten abgezogen. Die ^{137}Cs -Probe wird nun gegen den β -Strahler ^{90}Sr ausgetauscht. Als Absorber werden Aluminiumplatten unterschiedlicher Dicken genutzt. Dann wird erneut mit dem VKA zu verschiedenen Absorberdicken ein Energiespektrum aufgezeichnet. Der Szintillator wird dabei mit einer Spannung von 1 kV betrieben. Die maximale Betriebsspannung beträgt 2 kV.

6.2.2 Versuchsauswertung

Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 6.3 wiedergegeben. Aufgrund des Rauschens wurde ein Fehler von 1500 Counts auf die Pulsanzahl angenommen.

Trägt man nun die Counts logarithmisch gegen den Massenbelegungskoeffizient auf, gibt die Steigung der Geraden den gesuchten Massenabsorptionskoeffizienten μ' an. Dies ist in Abb 6.4 verdeutlicht.

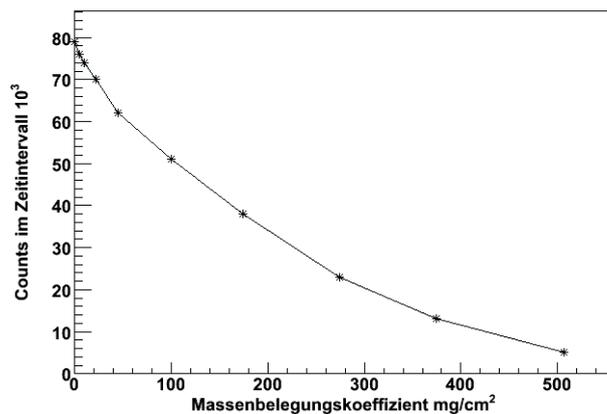
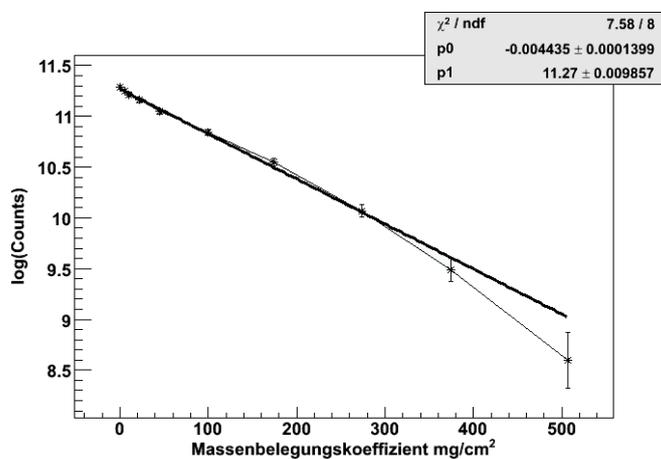
Abbildung 6.3: Absorption von β -Strahlung in Aluminium

Abbildung 6.4: Lineare Regression zur Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizients

Der Massenabsorptionskoeffizient ergibt sich also zu:

$$\mu' = (4,435 \pm 0,140) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

Nach Skript lässt sich daraus die maximale Energie der β -Strahlung berechnen. μ' muss dabei in der Einheit $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ eingesetzt werden.

$$E_{\text{max}} = \left(\frac{17}{\mu'}\right)^{\frac{1}{1,14}} \quad (9)$$

Nach Gl. 9 ergibt sich die maximale Energie zu

$$E_{\text{max}} = (3,25 \pm 0,09) \text{MeV}$$

Nach Zerfallsreihe erwartet man eine Energie von 2,27 MeV. Die maximale Energie der β -Strahlung ist demnach größer. Dies könnte sich dadurch erklären, dass in der Zerfallsreihe der Mittelwert der β -Energien angegeben ist.

Aus der maximalen Energie E_{max} lässt sich auf die maximale Reichweite R_{max} rückschließen. Es gilt empirisch:

$$R_{max} = 0,142 \cdot E_{max} \text{ mit } a = 1,265 - 0,0954 \cdot \ln(E_{max}) \quad (10)$$

Dabei wird die Energie in der Einheit MeV eingesetzt und man erhält die Reichweite in cm. Die maximale Reichweite von ^{90}Sr emittierter β -Strahlung ergibt nach Gl. 10 zu:

$$R_{max} = 2,45\text{cm}$$

7 Messungen zum Strahlenschutz

Zur Überprüfung der Strahlungsmessung wird ein Gerät genutzt, welches die Anzahl der Zerfälle in Bq und die Strahlungsbelastung in Sv angeben kann. Überprüft werden die Messplätze der Versuche 10, 8, 7, 5, und 2, sowie die γ -Dosisleistung in 10 cm Abstand von den Tresorwänden. Wichtig ist das auch die Greifzangen und das Innere der Zählkammern überprüft werden.

Dosisleistung in 10 cm Abstand von den Tresoraussewaenden		
Versuch 2	2,10 Bq	150 nSv/h
Versuch 5	1,30Bq	210 nSv/h
Versuch 10	0,37 Bq	156 nSv/h
Benutzte Greifzangen		
Versuch 1	0,44 Bq	170 nSv/h
Innere der Zaehlkammern		
Versuch 1	0,31 Bq	
Messplaetze		
Versuch 2	1300 Bq	70 μ Sv/h
Versuch 5	2500 Bq	210 nSv/h
Versuch 7	400 Bq	52 μ Sv/h
Versuch 10	35,5 Bq	811 nSv/h
Wassertank	220 Bq	11,3 μ Sv/h

Tabelle 7.1: Strahlungskontrollmessung

Es ergaben sich also an keiner Stelle gefährliche Strahlendosen. Es ist ratsam für die Personen an den Versuchsplätzen 2, 5 und 10 nicht länger als unbedingt nötig am Messplatz zu verweilen. Dies sind auch die stärksten Strahlungsquellen im Praktikum.