

Inhaltsverzeichnis

1. Aufgabenstellung	3
2. Theoretische Grundlagen	4
2.1. Kernmodelle	4
2.1.1. Tröpfchenmodell	4
2.1.2. Fermi-Gas-Modell	5
2.1.3. Schalenmodell	5
2.2. Zerfallsgesetz	5
2.3. α -Zerfall	6
2.4. β -Zerfall	6
2.5. γ -Zerfall	7
2.6. Innere Konversion	7
2.7. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	7
2.7.1. Ionisation und Anregung	7
2.7.2. Bremsstrahlung	8
2.8. Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie	8
2.8.1. Photoeffekt	8
2.8.2. Comptoneffekt	9
2.8.3. Paarbildung	9
2.9. Zählrohr	9
2.10. Arbeitsbereiche eines Zählrohres	10
2.11. Verwendete Proben	11
3. Versuchsaufbau und Durchführung	12
3.1. Versuchsaufbau	12
3.2. Durchführung	13
4. Auswertung	14
4.1. Zählrohrecharakteristik	14
4.2. Halbwertszeit von ^{147}Sm	15
4.3. Halbwertszeit von ^{40}K	18
5. Zusammenfassung und Diskussion	22
A. Abbildungen	23
B. Literatur	23
C. Anhang	24
C.1. Zusätzliche Plots	24
C.1.1. Laborheft	24

1. Aufgabenstellung

Zählrohrcharakteristik

Zuerst müssen geeignete Einstellungen der Elektronik gewählt werden. Dabei sind die Signale nach dem Vorverstärker, dem Hauptverstärker und dem Einkanalanalysator zu beobachten. Um ein gutes Signal-Rauschen-Verhältnis zu erhalten ist die Wahl der unteren Schwelle am Einkanalanalysator entscheidend. Sie muss hoch genug gewählt sein, damit Pulse durch Rauschen nicht gemessen werden, aber auch tief genug, damit kleine Signale registriert werden.

- Mithilfe von ^{238}U soll die Zählrohrcharakteristik des Durchflusszählrohrs aufgenommen werden. Dabei soll im Bereich von $U_{\text{initial}} = 1000\text{ V}$ bis $U_{\text{end}} = 4000\text{ V}$ in Schritten von $U_{\text{step}} = 100\text{ V}$, bei einer jeweiligen Messdauer von $t = 50\text{ s}$ gemessen werden.
- Nun soll mit einem leeren Aluminiumschälchen eine Untergrundmessung aufgenommen werden. Dabei wird als Anfangsspannung der Einsatzpunkt des α -Strahlungs-Plateaus genommen und als Endspannung $U_{\text{end}} = 4000\text{ V}$. Wieder bei einer Schrittweite von $U_{\text{step}} = 100\text{ V}$, aber einer jeweiligen Messdauer von $t = 100\text{ s}$.

Bestimmung der Halbwertszeit von ^{147}Sm (α -Zerfall)

- Mit ^{147}Sm soll das Plateau mit $U_{\text{step}} = 100\text{ V}$ und $t = 200\text{ s}$ aufgenommen werden. Als Anfangsspannung wird die Einsatzspannung des α -Plateaus der Zählrohrcharakteristik gewählt. Die Endspannung sollte in das β -Plateau rein ragen. Die Plateau-Messung wird anschließend mit der Untergrundmessung korrigiert.
- Bei einer Arbeitsspannung, welche in der Mitte des α -Plateaus liegt, soll die Aktivität von ^{147}Sm , und der Untergrund mit einem leeren Aluminiumschälchen gemessen werden. Dabei sind die Messzeiten so zu wählen, sodass die relativen statistischen Fehler ca. 2% betragen und der Fehler der Untergrundzählrate zum Gesamtfehler nicht beiträgt. Der Schälchendurchmesser wird als Mittelwert mehrerer Einzelmessungen ermittelt. Aus den aufgenommenen Werten wird die Halbwertszeit von ^{147}Sm und der Fehler darauf berechnet. Dieser soll mit dem Literaturwert verglichen und mögliche Fehlerquellen diskutiert werden.

Bestimmung der Halbwertszeit von ^{40}K (β -Zerfall)

- Mit ^{40}K soll das β -Plateau mit $U_{\text{step}} = 100\text{ V}$ und $t = 100\text{ s}$ aufgenommen werden. Als Anfangsspannung wird die Einsatzspannung des β -Plateaus der Zählrohrcharakteristik und als Endspannung $U_{\text{end}} = 4000\text{ V}$ gewählt. Die Plateau-Messung wird ebenfalls mit der Untergrundmessung korrigiert.
- Bei einer Arbeitsspannung, welche in der Mitte des β -Plateaus liegt, soll die Aktivität von ^{40}K für 10 verschiedene Massen bestimmt werden. Dazu werden jeweils ein Schälchen mit Kaliumchlorid präpariert und mit der Präzisionswaage gemessen. Anschließend wird eine Untergrundmessung mit leerem Schälchen zur Korrektur durchgeführt. Bei den Messungen ist die Messzeit pro Masse wieder so zu wählen, dass die Messwerte einen relativen Fehler von etwa 2% haben und der Untergrund nicht in die Fehler beiträgt.

Die Aktivität soll gegen die Masse aufgetragen und an die Daten eine Funktion der Form

$$n(m) = a \left(1 - e^{-bm} \right) \quad (1.1)$$

angepasst werden. Die Parameter a und b , die Halbwertszeit von ^{40}K und der Fehler unter Berücksichtigung der möglichen Korrelation der beiden Parameter soll bestimmt werden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Kernmodelle

Da es derzeit noch nicht möglich ist, eine alles umfassende Beschreibung von Atomkernen zu geben, werden im Folgenden drei Modelle beschrieben, die wichtige Eigenschaften beinhalten. Die in diesem Kapitel beschriebenen Formeln stammen, sofern nichts anderes gesagt wird, aus [1].

2.1.1. Tröpfchenmodell

Man nimmt beim Tröpfchenmodell an, dass ein Kern ähnliche Eigenschaften wie ein Wassertropfen besitzt. In diesem entsprechen die Wassermoleküle den Nukleonen. Das Modell eignet sich besonders zur Beschreibung von Bindungskräften. Die Bindungsenergie eines Atomkerns kann mit Hilfe folgender Formel berechnet werden

$$E_B = \underbrace{a_V \cdot A}_{1)} - \underbrace{a_O \cdot A^{2/3}}_{2)} - \underbrace{a_C \cdot Z^2 / A^{1/3}}_{3)} - \underbrace{a_A \cdot (N - Z)^2 / A}_{4)} \pm \underbrace{a_P \cdot A^{-3/4}}_{5)}. \quad (2.1)$$

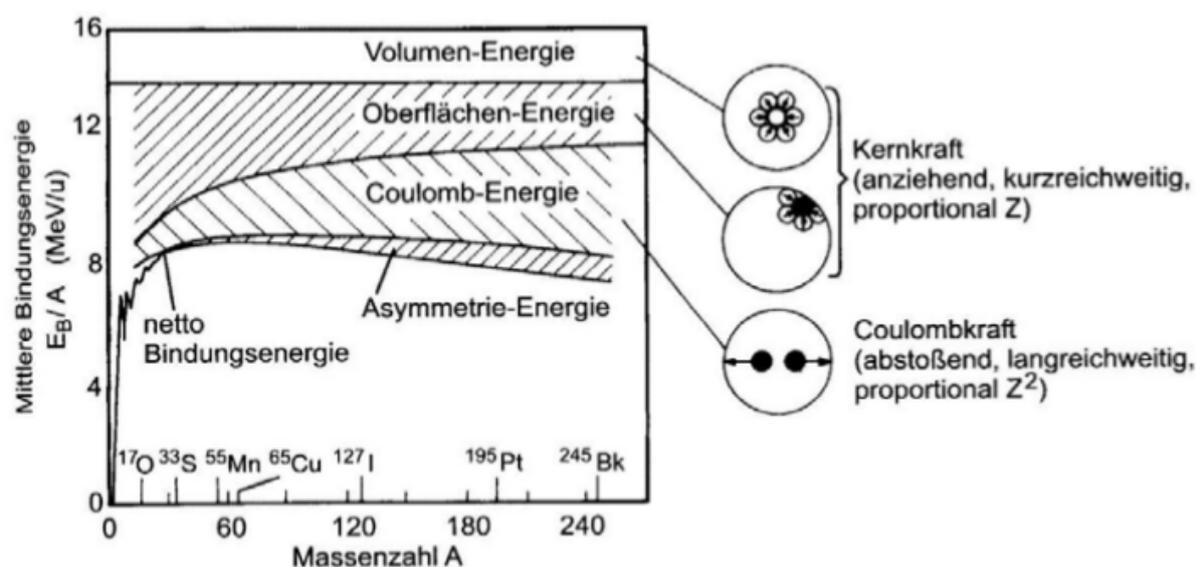


Abb. 1: Terme der Bindungsenergie als Funktion der Massenzahl A .
[1, S.8]

1) ist der Volumenterm. 2) ist der Oberflächenterm, der berücksichtigt, dass die Bindungsenergie der Nukleonen an der Oberfläche geringer ist. 3) ist der Coulomb-Term. Er beschreibt, dass die positiv geladenen Nukleonen sich gegenseitig abstoßen. Der Asymmetrieterm 4) gibt an, dass leichte Kerne, die die gleiche Anzahl an Protonen und Neutronen haben, sehr stabil sind und schwere Kerne mit $A \geq 40$ und $Z = N$ instabil werden. 5) schließlich ist der Paarungsterm, der berücksichtigt, ob die Kerne gg-, ug- oder uu-Kerne sind. g steht dabei für eine gerade Anzahl an Nukleonen eines Typs, u für eine ungerade (nach [?]Dem4). Die einzelnen Energiekomponenten, sowie die daraus resultierende Gesamtenergie sind auch in Abbildung 1 dargestellt. Aus der Energie kann man auch die Weizsäcker-Massenformel herleiten, die die Atommasse angibt

$$M(A, Z) = (A - Z) \cdot m(n) + Z \cdot m(p) + E_B/c^2 + Z \cdot m_e. \quad (2.2)$$

2.1.2. Fermi-Gas-Modell

Im Unterschied zum Tröpfchenmodell, das ein rein klassisches Modell ist, berücksichtigt das Fermi-Gas-Modell quantenmechanische Effekte. Man geht dabei davon aus, dass der Kern aus einem Gas aus freien Neutronen und Protonen besteht, die beide Fermionen sind, also Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen. Daher unterliegen sie auch dem Pauli-Prinzip, welches für jedes Energieniveau in einem Potentialtopf nur zwei Nukleonen eines Typs erlaubt (siehe Abbildung 2). Der jeweils höchst besetzte Zustand wird als Fermi-Niveau E_F bezeichnet.

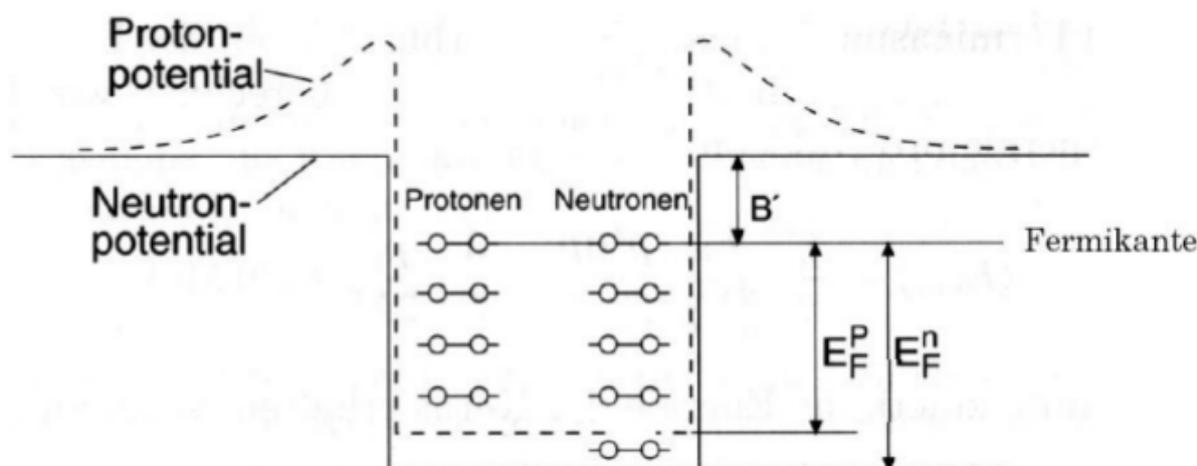


Abb. 2: Protonen und Neutronen Kernpotentiale.
[1, S.9]

Man erkennt, dass sich die Potentialtöpfe für Neutronen und Protonen unterscheiden. Dies liegt daran, dass auf Grund der gegenseitigen Wechselwirkung zwischen den Protonen auf diese Coulombkräfte wirken.

2.1.3. Schalenmodell

Dieses Modell ist analog zum Elektronenschalenmodell aufgebaut. Hier werden die Nukleonen im Kern in diskreten Schalen angeordnet, auf welchen immer nur eine bestimmte Anzahl an Atomen Platz hat. Das Modell erlaubt die Beschreibung der Feinstruktur, magnetischer Momente sowie der Anregungsenergien. Außerdem ermöglicht dieses Modell, die Unregelmäßigkeiten, die man bei den kleinen Massenzahlen in Abbildung 1 erkennen kann, zu erklären. Dies wird durch die sogenannten Magic Numbers beschrieben.

2.2. Zerfallsgesetz

Ein radioaktiver Zerfall ist ein statistischer Prozess. Bei diesem ist die zeitliche Abnahme proportional zur Zahl N der vorhandenen Kerne

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N. \quad (2.3)$$

Dies ist eine Differentialgleichung mit der Lösung

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

(nach [5]). Das λ bezeichnet man als Zerfallskonstante, welche angibt, welcher Bruchteil des Ausgangsmaterials pro Zeiteinheit zerfällt. Sind mehrere Zerfallskanäle möglich, so werden deren Zerfallskonstanten addiert.

Die Zeit, nach der die Hälfte aller Kerne der Probe zerfallen sind, wird als Halbwertszeit bezeichnet. Sie berechnet sich durch

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.5)$$

Die mittlere Lebensdauer, herleitbar aus dem zeitlichen Erwartungswert, ist gegeben durch

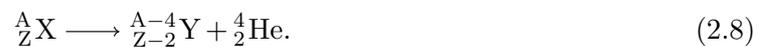
$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}. \quad (2.6)$$

Als Aktivität wird die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit definiert

$$A = \lambda N = \frac{N}{\tau}. \quad (2.7)$$

2.3. α -Zerfall

Beim α -Zerfall spaltet sich der Kern in einen leichteren Kern und ein Heliumatom auf



Klassisch ist ein solcher Übergang nicht möglich, da ein α -Teilchen nicht genügend Energie besitzt um den Kern klassisch zu verlassen. Er lässt sich nur mit Hilfe der Quantenmechanik erklären, indem die Nukleonen des α -Teilchens aus dem Kern heraus, durch das Protonpotential, tunneln (siehe Abbildung 2).

2.4. β -Zerfall

Man unterscheidet drei Arten von β -Zerfällen. Sie alle haben gemeinsam, dass die Massenzahl A konstant bleibt, die Kernladungszahl Z sich jedoch um eins ändert. Elektrische Ladung, Baryonen- und Leptonenzahl müssen erhalten bleiben.

β^- -Zerfall

Beim β^- -Zerfall wird aus einem Neutron ein Proton, ein Elektron, sowie ein Anti-Elektronneutrino

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.9)$$

wobei das Antineutrino, ebenso wie Neutrinos, nur sehr schwer zu detektieren ist. Bei diesem Prozess wird ein W^- -Teilchen ausgetauscht.

β^+ -Zerfall

Ein weiterer möglicher Zerfallsprozess ist der β^+ -Zerfall. Dieser ist jedoch weitaus seltener, als der β^- -Zerfall. Dabei wird ein Proton in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronneutrino, unter Austausch eines W^+ -Teilchens, aufgespalten

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (2.10)$$

Das hier auftretende Positron kann in Anwesenheit von Materie nicht frei existieren, sondern vereinigt sich mit einem Elektron zu einem Positronium. Dieses hat eine Halbwertszeit von 10^{-7} bis 10^{-9} s. Bei dessen Zerfall werden zwei, seltener auch drei, Photonen (γ -Quanten) frei. Beim Zerfall mit zwei γ -Quanten besitzen diese jeweils eine Energie von 0.511 MeV. Auf Grund der Impulserhaltung beträgt der Winkel zwischen ihren Flugbahnen 180° .

Elektroneneinfang

Dieser Effekt ist besonders für schwerere Atome relevant. Hierbei wird ein Elektron, meist aus der niedrigsten Schale der Hülle, der K-Schale, vom Kern eingefangen.

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (2.11)$$

An seine Stelle rückt ein Photon von einer höheren Schale. Die Energie die dabei frei wird, wird durch Röntgen-Strahlung oder den Auger-Effekt abgegeben.

2.5. γ -Zerfall

Der γ -Zerfall tritt bei angeregten Atomen auf, welche in den Grundzustand zurückfallen, bei denen die Anregungsenergie allerdings nicht ausreicht um Teilchen zu emittieren. Stattdessen wird die Energie in Form von elektro-magnetischer Strahlung also Photonen der Energie $E = h\nu$ emittiert. Der Zerfallsprozess findet typischerweise im Bereich von Nano- und Femtosekunden statt. Die Energie der γ -Quanten liegt im Bereich von keV bis MeV.

2.6. Innere Konversion

Anstelle von γ -Strahlung kann auch die Anregungsenergie E_γ direkt an ein Elektron in der Außenhülle übertragen werden. Dieses wird mit der Energiedifferenz von Anregungsenergie und Bindungsenergie E_B des Elektrons vom Atom abgestoßen.

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.12)$$

Die dadurch entstehende Lücke wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale unter Aussendung von Röntgenstrahlung wieder gefüllt.

2.7. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Der gesamte Energieverlust eines geladenen Teilchens pro Strecke kann angegeben werden als

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{total}} = -\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Ionisation}} - \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}} - \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Cherenkov}}. \quad (2.13)$$

Für niedrige Energien dominiert dabei der Verlust durch Ionisation, für hohe der durch Bremsstrahlung. Diese Beiden werden auch in den folgenden Abschnitten diskutiert werden. Der Energieverlust erlaubt die Berechnung der Reichweite eines Teilchens

$$R = \int_E^0 -\frac{dE}{dE/dx}. \quad (2.14)$$

Man erhält, dass $R = 0.173 \cdot E^{3/2} A^{1/3} \text{mg/cm}^2$, bzw. in Luft $R = 0.309 \cdot E^{3/2} \text{cm}$ gilt, wobei A hier für das Atomgewicht des Absorbers steht.

2.7.1. Ionisation und Anregung

Wenn geladene Teilchen Materie passieren, können sie Atome und Moleküle durch Stöße sowohl anregen, als auch ionisieren. Als maximal übertragbare kinetische Energie erhält man

$$E_{\text{kin}}^{\text{max}} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2, \quad (2.15)$$

wobei m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, $\beta = v/c$ und $\gamma = E/m_0 c^2$ der Lorentzfaktor ist. Dabei erzeugen α -Teilchen 30-60 mal so viele Ionenpaare pro cm Luft, als β -Teilchen.

2.7.2. Bremsstrahlung

Kommen schnelle geladene Teilchen in die Nähe eines Kerns, so verlieren sie in dessen Coulombfeld Energie, da sie abgelenkt werden. Diese Energie wird teilweise als Photonen abgestrahlt, der sogenannten Bremsstrahlung.

2.8. Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Es gibt drei wichtige Prozesse, die für die Wechselwirkung zwischen em-Strahlung und Materie verantwortlich sind, den Photoeffekt, den Comptoneffekt und die Paarbildung. Die Intensität eines Photonenstrahls fällt dabei exponentiell, abhängig vom Absorptionskoeffizienten, in Materie ab. Welcher Wechselwirkungsprozess bei welcher Energie überwiegt, kann Abbildung 3 entnommen werden.

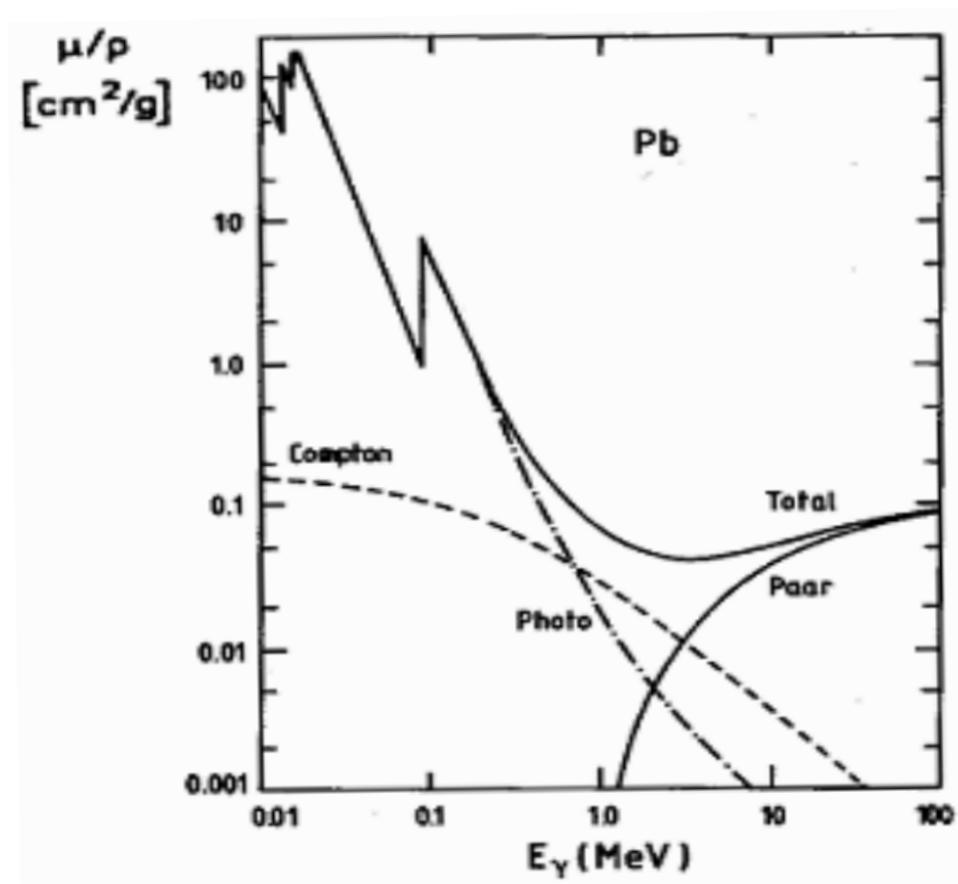


Abb. 3: Massensabsorptionskoeffizient für Photonen bei Blei.
[1, S.28]

2.8.1. Photoeffekt

Photonen können Elektronen aus der Schale von Atomen herausschlagen. Besitzen die Photonen eine Energie von $E = h\nu$, so beträgt die Energie des nun freien Elektrons

$$E = h\nu - E_B, \quad (2.16)$$

wobei E_B die Bindungsenergie ist. In Abbildung 3 erkennt man, dass die Kurve des Photoeffekts spitzen aufweist. Dies liegt daran, dass der Photoeffekt am wahrscheinlichsten für Photonen ist, die die selbe Energie besitzen, wie die Bindungsenergie der Schale, aus der das Elektron geschlagen wird.

2.8.2. Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung eines Photons an einem Elektron. Das Elektron ist dabei frei oder schwach gebunden. Das Photon überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Die Energie, die das Photon nach der Streuung besitzt, hängt von der Ruhemasse des Elektrons, der Lichtgeschwindigkeit und vom Streuwinkel ab.

2.8.3. Paarbildung

Besitzt ein Photon mindestens die doppelte Ruheenergie eines Elektrons, so kann es im Feld eines Atomkerns zur Paarbildung kommen. Dabei entsteht ein Elektron-Positron-Paar. Der Atomkern nimmt die Rückstoßenergie auf. Da das Positron nicht frei existieren kann, muss es wieder mit einem Elektron annihilieren, wobei γ -Quanten frei werden.

2.9. Zählrohr

Um die Halbwertszeit zu bestimmen, ist es wichtig, einen Zerfall zu detektieren. Weniger relevant ist dagegen die zeitliche Auflösung. Daher eignet sich für diesen Versuch ein Zählrohr mit Gasverstärkung sehr gut. Dieses betreiben wir als Proportionalitätszählrohr. Der Aufbau besteht aus einem Metallgehäuse, das als Kathode dient. In der Mitte davon ist ein Draht, bei uns U-förmig aus Molybdän, der als Anode fungiert und auf Hochspannung liegt (siehe Abbildung 4). Ansonsten ist der Zylinder mit Gas, bei uns Methan, gefüllt, das als Detektorgas fungiert. Dieses strömt durch das Zählrohr, da auf diese Weise das ionisierte Gas immer wieder ersetzt wird. Auf ein Löschgas, wie es zum Beispiel in Geiger-Müller-Zählern zum Einsatz kommt, kann hier nicht zurückgegriffen werden, da die α -Strahlung auch mit diesem Wechselwirken würde, was die Messungen verfälschen würde.

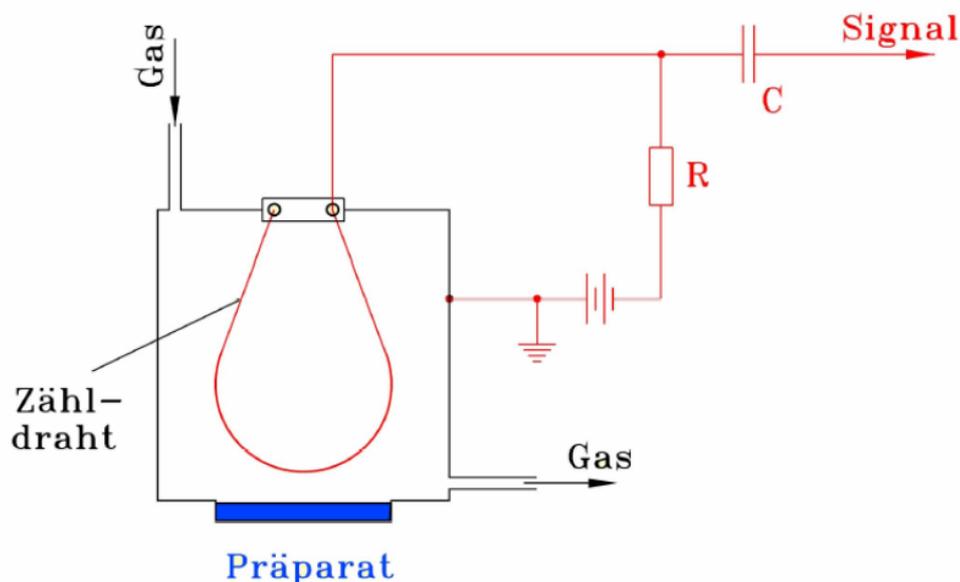


Abb. 4: Aufbau eines Durchflusszähler.

[1, S.34]

Die Funktionsweise ist, dass die Atome des Gases durch einfallende Teilchen und Strahlung ionisiert werden. Die dadurch entstehenden geladenen Teilchen wandern zur Kathode bzw. Anode. Dort induzieren sie eine Ladung, die in einen Spannungspuls umgewandelt wird.

2.10. Arbeitsbereiche eines Zählrohres

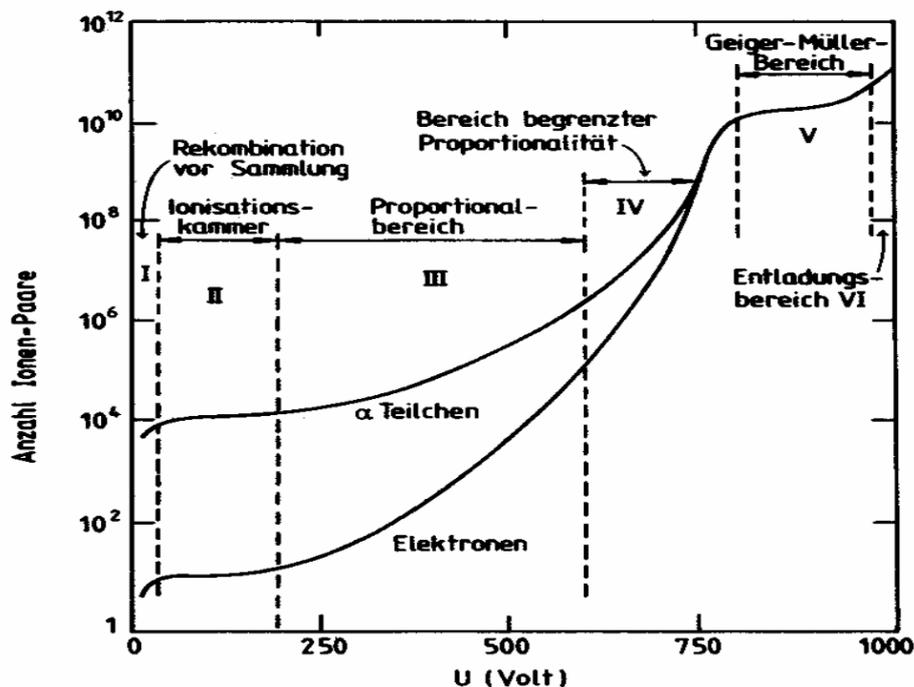


Abb. 5: Arbeitsbereiche eines Zählrohres.

[1, S.35]

Den Betrieb eines Zählrohres unterscheidet man anhand der Stärke der anliegenden Spannung. Die verschiedenen Bereiche sind in Abbildung 5 dargestellt und im Folgenden erläutert.

Bereich I Hier rekombinieren alle positiven Ionen mit den Elektronen. Es gelangt keine Ladung an die Elektrode womit kein Signal gemessen wird.

Bereich II Alle erzeugten Ladungsträger erreichen die Elektrode. Allerdings findet keine Sekundärionisation statt. Der messbare Impuls ist direkt proportional zu der abgegebenen Energie der Strahlung im Zählrohr und das Zählrohr fungiert als Ionisationskammer.

Bereich III Bei Erhöhung der Spannung und damit des anliegenden E-Feldes werden die freigesetzten Elektronen nahe des Anodendrahtes so stark beschleunigt, dass diese wieder Elektronen aus den Gasatomen im Rohr ausschlagen. Man spricht von Gasverstärkung. Da diese erneuten Ionisationen nur sehr Nahe des Anodendrahtes stattfinden, ist der nun gemessene Strom unabhängig vom Ort der ursprünglichen Ionisation und daher immer noch proportional zur ursprünglich freigesetzten Energie, allerdings deutlich größer und daher leichter zu messen als in Bereich II. Man spricht vom Proportionalitätsbereich. In diesem Bereich wird unser Zählrohr für die Messungen betrieben.

Bereich IV In diesem Bereich wird das gemessene Signal immer mehr unabhängig von der Primärionisation. Man hat keine Proportionalität mehr.

Bereich V In diesem Bereich finden kaskadenartige Entladungen statt, sodass die Elektronen schneller als die positiven Ionen in den Kaskaden wandern. Es bildet sich eine positive Ladungswolke, die dafür sorgt, dass die Ladungspulse komplett unabhängig von den Primärionisationen sind. Diesen Bereich kann man nur zum zählen von Ereignissen verwenden. In diesem Bereich arbeiten Geiger-Müller-Zählrohre, weswegen er Geiger-Müller-Bereich genannt wird.

Bereich VI In diesem Bereich ist die anliegende Spannung so hoch, dass eigenständige Entladungen ausgelöst werden.

2.11. Verwendete Proben

In diesem Versuch werden drei verschiedene, radioaktive Präparate verwendet.

Uran-238

^{238}U zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 4.468 \cdot 10^9$ a durch einen α -Zerfall zu ^{234}Th [1, S.43]



Samarium-147

^{147}Sm zerfällt als reiner α -Strahler mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1.06 \cdot 10^{11}$ a durch einen α -Zerfall zu ^{143}Nd [1, S.45]



Im Versuch wird Samariumoxid Sm_2O_3 als Pulver mit einer Reinheit von 99 % verwendet. Da die Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand von Neodym-143 zu zerfallen bei 100 % liegt, haben die emittierten α -Teilchen stets eine Energie von 2.233 MeV.

Kalium-40

^{40}K wird als reiner β -Strahler verwendet. Hier im Versuch wird Kaliumchlorid KCl verwendet. Kalium-40 kann zwei Zerfallsreihen folgen [1, S.46]:



und



Die erste hat allerdings eine Wahrscheinlichkeit von 89.28 % und die zweite eine von 10.72 % stattzufinden.

3. Versuchsaufbau und Durchführung

3.1. Versuchsaufbau

Der Aufbau des Versuches (Abbildung 6) besteht aus einem *Methandurchflusszählrohr* welches über einer Drehplatte befestigt ist, in dem die verschiedenen radioaktiven Proben befestigt werden können.

An dem Zählrohr, welches im Proportionalitätsbereich betrieben wird, sind Gasrohre angebracht an denen man den kontinuierlichen Methangasfluss einstellen kann. Die Ladungssignale von dem Zählrohr, welche proportional zur Energie der α - bzw. β -Strahlung sind werden von dem *Vorverstärker* in Spannungspulse umgewandelt, indem ein Kondensator durch die Ladungspulse geladen wird und dieser sich über einen bekannten Widerstand entlädt. Die am Widerstand abfallende Spannung ist das Spannungssignal, welches in den Hauptverstärker weiter geleitet wird.

Im *Hauptverstärker* wird das Signal verstärkt, sodass es Amplituden von einigen Volt hat, und 'geshaped'. Beim Verstärken ist darauf zu achten, dass der Verstärker eine maximale Amplitude von 10 V hat. Daher geht die Verstärkung in eine Sättigung bei zu großen Amplituden. Durch Integration und Differentiation über einer geeigneten Zeitspanne werden Rauschen und andere statistische Schwankungen weggemittelt. Durch Variation der sog. *shaping time* lässt das Signal-Rauschen-Verhältnis optimieren. Das Signal kann an dem unipolaren Ausgang, oder an dem bipolaren Ausgang, welcher das zeitlich differenzierte Signal des unipolaren ist, abgegriffen werden.

Vom Hauptverstärker wird das unipolare Signal in den *Einkanalanalysator (EKA)* weitergeleitet, welcher die Signale diskriminiert. Man wählt eine obere und eine untere Grenze. Hat die Amplitude eines Signalpulses ihr Maximum innerhalb dieses Bereichs, schickt der EKA einen Normpuls los, welcher von dem *Zählgerät BNC 2120* gemessen und an *LabVIEW* am Computer gesendet wird. Da die Amplitude proportional zur Energie der Zerfälle/Teilchen ist, lassen sich so selektiv bestimmte Zerfälle/Teilchen messen.

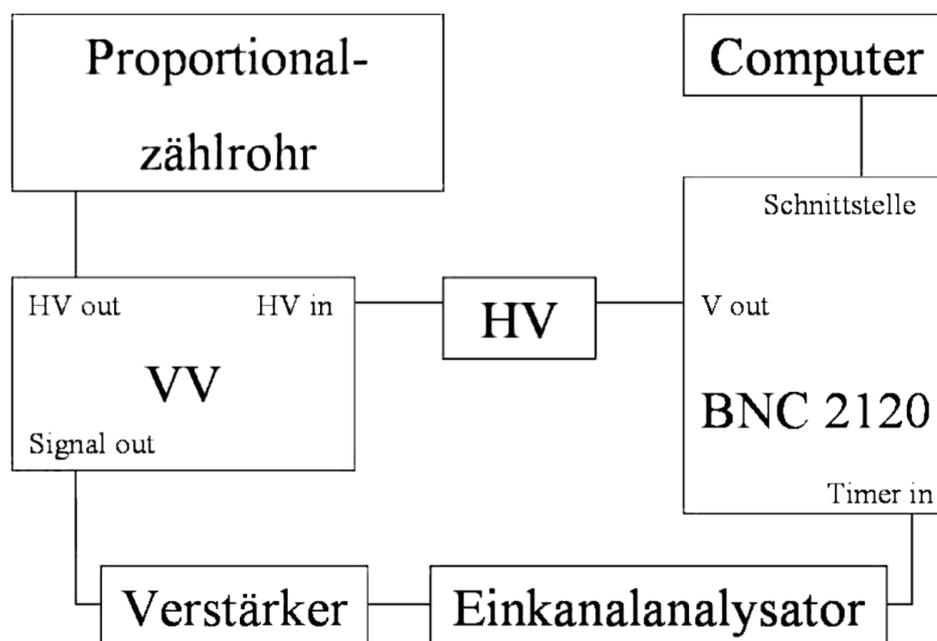


Abb. 6: Schaltskizze des Versuchsaufbaus.

[2, S.6]

3.2. Durchführung

Wir begannen unser Experiment damit, die Zählrohrcharakteristik des Durchflusszählrohrs mit $^{238}\text{Uran}$ zu untersuchen. Dafür variierten wir die Spannung zwischen $U_{\text{init}} = 1000\text{V}$ und $u_{\text{end}} = 4000\text{V}$ in Schrittweiten von $t_{\text{step}} = 100\text{V}$. Danach führten eine Messung durch, bei der wir bei $U_{\text{init}} = 1500\text{V}$ begannen und wieder bei $U_{\text{end}} = 400\text{V}$ endeten, um den Untergrund zu bestimmen. Daher entnahmen wir bei dieser Messung auch die Uranprobe und setzten eine Aluminiumschale in das Zählrohr ein.

Als nächstes bestimmten wir das α -Plateau von ^{147}Sm . Die von uns gewählte Anfangsspannung ist $U_{\text{init}} = 1700\text{V}$ und die, bei der wir aufhörten zu messen ist $U_{\text{end}} = 3250\text{V}$. Ausgehend von dieser Messung wählten wir eine Spannung, die sich in der Mitte des α -Plateaus befindet. Bei uns ist dies $U_{\text{mess}} = 2350\text{V}$. Bei dieser Spannung führten wir eine 13 Stunden lange Untergrundmessung mit Aluminiumschälchen durch. Danach bestimmten wir die Aktivität von ^{147}Sm bei dieser Spannung. Um die Oberfläche der Probe zu bestimmen, maßen wir den Innendurchmesser des von uns benutzen Aluminiumschälchens fünf mal.

Die letzte Messreihe dient der Bestimmung der Halbwertszeit des β -Strahlers ^{40}K . Dafür nahmen wir zuerst das β -Plateau zwischen den Spannungen $U_{\text{init}} = 3000\text{V}$ und $U_{\text{end}} = 4000\text{V}$ auf. Als Arbeitsspannung, mit der wir unsere nächsten Messungen machten wählten wir $U_{\text{mess}} = 3400\text{V}$. Bei dieser Spannung haben wir dann die Aktivität für zehn verschiedene Massen von ^{40}K und den Untergrund gemessen.

4. Auswertung

4.1. Zählrohrcharakteristik

Zuerst wurde die Zählrohrcharakteristik mit einer ^{238}U Probe aufgenommen und logarithmisch (siehe Abbildung 7) und linear (siehe im Anhang Abbildung 11) aufgetragen. Danach wurde der Untergrund vermessen und von den Daten subtrahiert. Wie man in Abbildung 7 sieht, hat der Untergrund quasi keine Relevanz im Vergleich mit der Zählrate von Uran. Die Fehler berechnen sich durch

$$s_{n_{\text{Mess}}} = \sqrt{\frac{n_{\text{Mess}}}{t_1}}, \quad s_{n_{\text{Unt}}} = \sqrt{\frac{n_{\text{Unt}}}{t_2}}, \quad \text{und} \quad s_n = \sqrt{\frac{n_{\text{Mess}}}{t_1} + \frac{n_{\text{Unt}}}{t_2}}, \quad (4.1)$$

mit $t_1 = 50\text{s}$ und $t_2 = 100\text{s}$, wobei diese, außer bei dem ersten Punkt in Abbildung 7, nicht sichtbar sind, aufgrund ihrer Größenordnung.

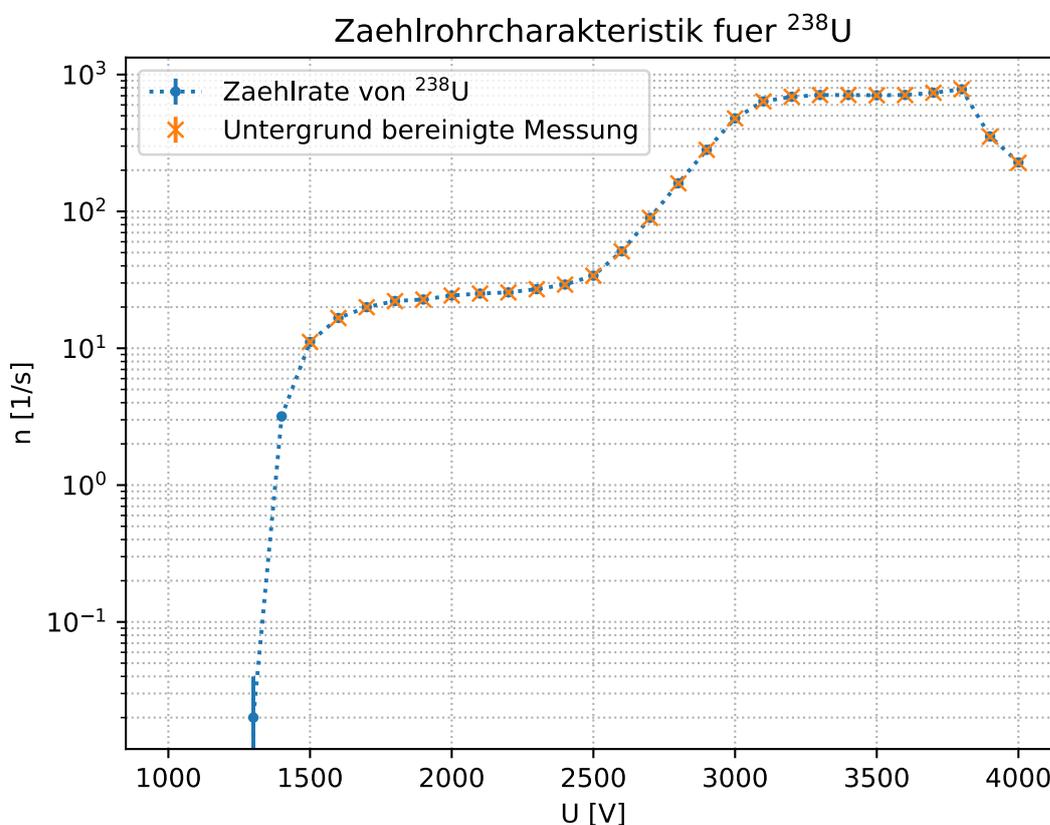


Abb. 7: Zählrohrcharakteristik des benutzten Zählrohres mit ^{238}U aufgenommen.

Schließlich ließen sich das α - und β -Plateau identifizieren, welche für die Vermessung von ^{147}Sm und ^{40}K gebraucht werden.

4.2. Halbwertszeit von ^{147}Sm

Um die Halbwertszeit von ^{147}Sm zu bestimmen, kann man aufgrund der sehr langen Halbwertszeit nicht die Änderung der Impulsrate in Abhängigkeit der Zeit beobachten, sondern muss die Aktivität vermessen.

Die gemessenen Daten sind in Abbildung 8 dargestellt und mit dem Untergrund der Uran Messung bereinigt. Die Fehler berechnen sich analog wie oben.

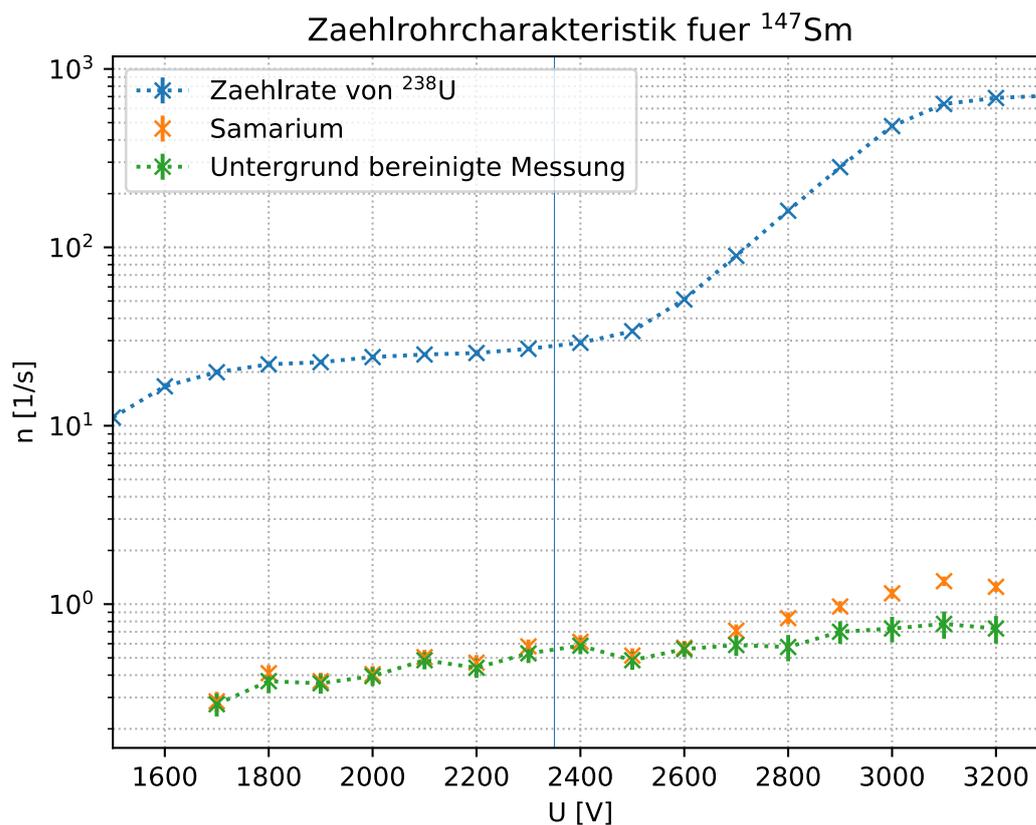


Abb. 8: α -Plateau Messung mit ^{147}Sm .

Man sieht, dass der Untergrund einen Großteil der Steigung aus den Messdaten verursacht. Als Arbeitsspannung für die eigentliche Messung haben wir 2350 V gewählt. Um einen relativen Fehler von ca. 2% zu erhalten haben wir 5400 s lang gemessen. Damit der Fehler der Untergrundmessung nicht in den Gesamtfehler mit beiträgt, haben wir den Untergrund 13 Stunden lang gemessen.

Für die Zählrate von Samarium erhalten wir

$$n_{\text{Samarium}} = (0.534 \pm 0.010) \text{ Hz.} \quad (4.2)$$

Dabei wurde von der gemessenen Zählrate der Untergrund abgezogen und der Fehler nach Gleichung 4.1 berechnet.

Aus Gleichung 2.6 und Gleichung 2.7 folgt für die Halbwertszeit

$$T_{1/2} = \ln(2) \frac{N \cdot R_{\text{Sm}_2\text{O}_3}}{4 \cdot n \cdot d}. \quad (4.3)$$

Mit

$$N = 2N_{\text{Sm}_2\text{O}_3} h_{\text{rel}} \quad (4.4)$$

und

$$N_{\text{Sm}_2\text{O}_3} = \frac{m \cdot N_A}{m_{\text{rel}, \text{Sm}_2\text{O}_3}} \quad (4.5)$$

wird Gleichung 4.3 zu (nach [1])

$$T_{1/2} = \ln(2) \cdot \frac{\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} R_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}} \cdot F}{2 \cdot n \cdot m_{\text{rel}, \text{Sm}_2\text{O}_3}}. \quad (4.6)$$

Dabei ist $h_{\text{rel}} = 14.87\%$ die relative Häufigkeit (nach [1]), $N_A = 6.022\,141\,29 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ die Avogadrokonstante (nach [3]), m_{rel} die relative Masse von Samariumoxid und F die Oberfläche der Probe. Weder die Dichte noch die Reichweite von Samarium sind bekannt, allerdings lässt sich nach Bragg und Kleeman (nach [1]) das Produkt beider zu

$$R\rho = \text{const.} \cdot \sqrt{m_A} \quad (4.7)$$

bestimmen, mit m_A dem effektiven Atomgewicht, welches sich durch (nach [1])

$$\sqrt{m_A} = \sum_i p_i \sqrt{m_{A_i}}, \quad (4.8)$$

mit m_{A_i} dem atomaren Gewicht und p_i dem relativen Anteil jenes Atoms am Gesamten bestimmen lässt.

Wenn wir die Werte von Samariumoxid mit den bekannten von Luft (siehe [2]) vergleichen erhalten wir

$$\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} R_{\text{Sm}_2\text{O}_3} = \rho_{\text{Luft}} R_{\text{Luft}} \cdot \sqrt{\frac{m_{A, \text{Sm}_2\text{O}_3}}{m_{A, \text{Luft}}}}. \quad (4.9)$$

Für Sm_2O_3 erhalten wir [†]

$$\sqrt{m_{A, \text{Sm}_2\text{O}_3}} = \frac{2m_{\text{Sm}}}{2m_{\text{Sm}} + 3m_{\text{O}}} \sqrt{2m_{\text{Sm}}} + \frac{3m_{\text{O}}}{2m_{\text{Sm}} + 3m_{\text{O}}} \sqrt{3m_{\text{O}}} \quad (4.10)$$

$$= \frac{2 \cdot 150.36 \text{ u}}{2 \cdot 150.36 \text{ u} + 3 \cdot 15.999 \text{ u}} \sqrt{2 \cdot 150.36 \text{ u}} + \frac{3 \cdot 15.999 \text{ u}}{2 \cdot 150.36 \text{ u} + 3 \cdot 15.999 \text{ u}} \sqrt{3 \cdot 15.999 \text{ u}} \quad (4.11)$$

$$= 15.908 \text{ u}. \quad (4.12)$$

Für Luft, mit den angegebenen Werten aus [2] erhalten wir

$$\sqrt{m_{A, \text{Luft}}} = p_{\text{N}_2} \sqrt{2m_{\text{N}}} + p_{\text{O}_2} \sqrt{2m_{\text{O}}} + p_{\text{Ar}} \sqrt{m_{\text{Ar}}} \quad (4.13)$$

$$= 0.755\,18 \sqrt{2 \cdot 14.007 \text{ u}} + 0.231\,35 \sqrt{2 \cdot 15.999 \text{ u}} + 0.012\,88 \sqrt{39.948 \text{ u}} \quad (4.14)$$

$$= 5.387 \text{ u}. \quad (4.15)$$

Die relative Masse von Sm_2O_3 ist

$$m_{\text{rel}, \text{Sm}_2\text{O}_3} = 2m_{\text{Sm}} + 3m_{\text{O}} = 348.717 \text{ u}. \quad (4.16)$$

[†]Die Massen stammen aus [7].

Die Oberfläche F erhalten wir aus dem gemessenen Durchmesser des benutzten Aluminiumschälchen. Den Durchmesser haben wir fünf Mal gemessen

$$d_1 = 2.880 \text{ cm} \quad d_2 = 2.875 \text{ cm} \quad d_3 = 2.870 \text{ cm} \quad d_4 = 2.885 \text{ cm} \quad d_5 = 2.875 \text{ cm},$$

damit wir einen genaueren, gemittelten Durchmesser erhalten. Als Ablesefehler haben wir 0.002 cm gewählt. Dieser wird auf den gemittelten Radius fortgepflanzt mittels

$$s_r = \frac{s_{d_{\text{ablese}}}}{2 \cdot \sqrt{5}} = 0.0005 \text{ cm}. \quad (4.17)$$

Neben dem Ablesefehler gibt es aber noch die Streuung um den Mittelwert von r . Für diese erhalten wir 0.0013 cm. Folglich ist der fortgepflanzte Ablesefehler insignifikant gegenüber der Streuung und wird nicht weiter benutzt. Wir erhalten also

$$r = (1.4385 \pm 0.0013) \text{ cm}. \quad (4.18)$$

Als Fläche erhalten wir somit

$$F = \pi r^2 = (6.501 \pm 0.012) \text{ cm}^2, \quad (4.19)$$

mit

$$s_F = 2F \frac{s_r}{r}. \quad (4.20)$$

Damit haben wir alle Werte für Gleichung 4.6 und der Fehler darauf berechnet sich durch

$$s_{T_{1/2}} = T_{1/2} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_F}{F}\right)^2 + \left(\frac{s_n}{n}\right)^2}. \quad (4.21)$$

Insgesamt erhalten wir für die Halbwertszeit von ^{147}Sm

$$T_{1/2} = (4.20 \pm 0.08) \cdot 10^{18} \text{ s} \quad (4.22)$$

bzw.

$$\boxed{T_{1/2} = (1.33 \pm 0.03) \cdot 10^{11} \text{ a.}} \quad (4.23)$$

Der relative Fehler beträgt 2.3%.

4.3. Halbwertszeit von ^{40}K

Um eine geeignete Spannung zur Bestimmung der Halbwertszeit zu erhalten, haben wir analog zur Messung für ^{147}Sm eine Messung durchgeführt. Dieses Mal wählen wir eine Spannung die es erlaubt das β -Plateau zu messen. Die hier gemessenen Werte sind in Abbildung 9 dargestellt. Die Berechnung der Fehler erfolgte wieder wie Gleichung 4.1, wobei dieses Mal sowohl die Zählrate des Untergrunds, als auch die der Messreihe 100 s lang war.

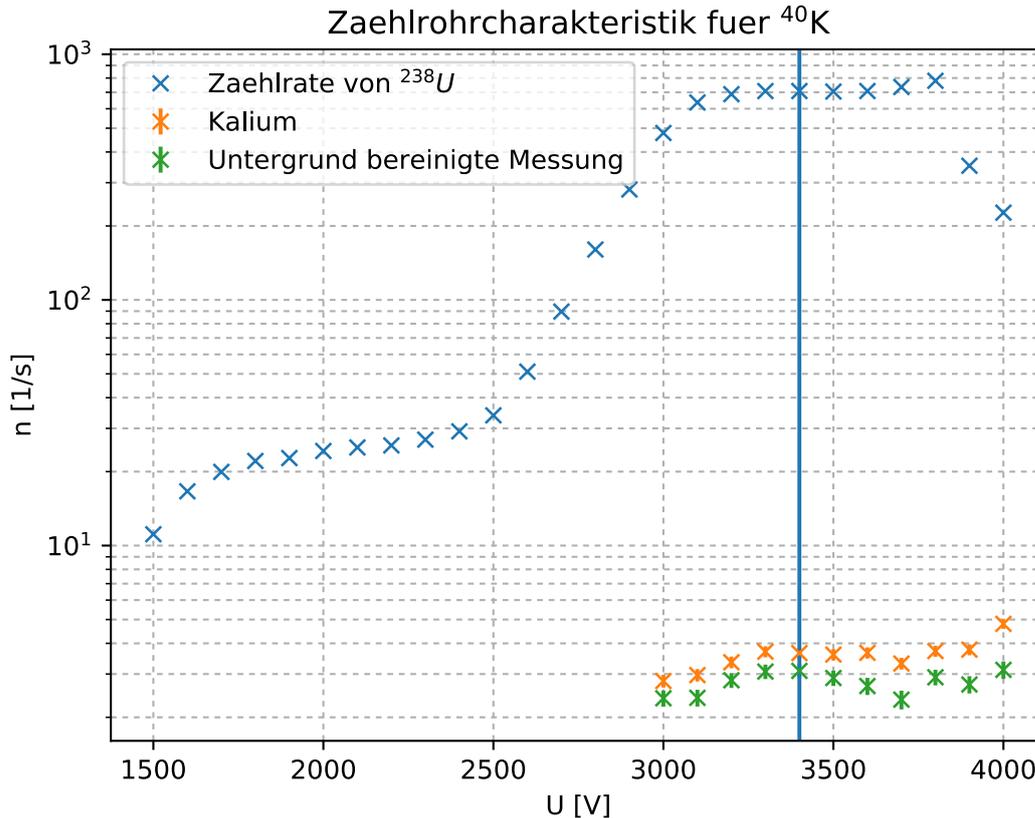


Abb. 9: β -Plateau Messung mit ^{40}K .

Als Spannung für die folgenden Messungen wählten wir 3400 V (senkrechte Linie in Abbildung 9). Die Messungen, die wir mit dieser Spannung durchführten sind in Abbildung 10 zu sehen. Dabei variierten wir die Masse der Probe bei jeder Messung. Als Fehler auf die Masse wählten wir $s_p = 0.0005\text{g}$. Dies ist größer, als ein halbes Digit auf der Anzeige der Waage. Das liegt daran, dass wir Verunreinigungen und mögliche Verluste während des Transports der Probe von der Waage zum Zählrohr berücksichtigen wollen. Dieser Fehler muss, weil wir von den gewogenen Massen immer die Masse des Schälchens abziehen, zusammen mit dem Fehler auf die Masse des Schälchens berücksichtigt werden. Der Fehler auf die Masse des Schälchens ist $s_s = 0.00005\text{g}$. Mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung erhält man

$$s_m = \sqrt{s_s^2 + s_p^2} = \sqrt{(0.00005\text{g})^2 + (0.0005\text{g})^2} = 0.0005\text{g}. \quad (4.24)$$

Um einen relativen Fehler von unter 2% zu erhalten, haben wir den Untergrund 2.14 h und für jede Masse 0.25 h gemessen. Diese Messdaten können in Abbildung 10 gesehen werden.

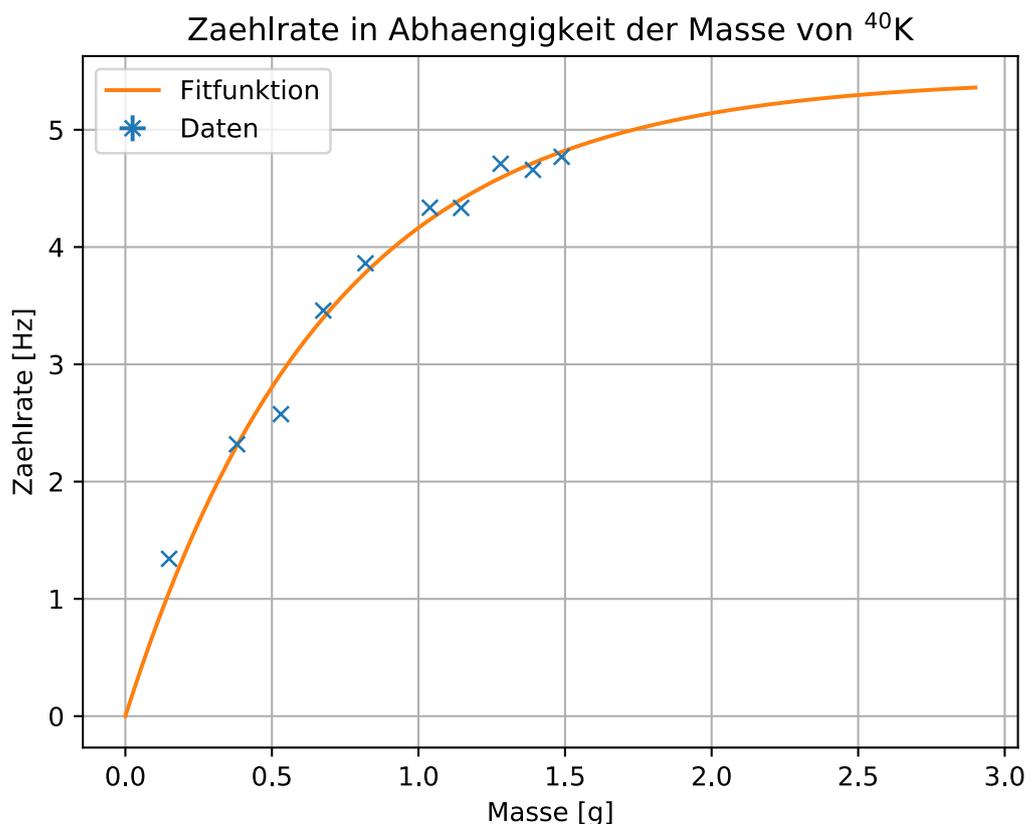


Abb. 10: Massenabhängigkeit der Aktivität von KCl.

An diese Daten fitten wir die Funktion

$$y = a(1 - \exp(-bx)) \quad (4.25)$$

an. Als Faktoren a , und b erhalten wir

$$a = (5.4 \pm 0.3) \text{ Hz}, \quad (4.26)$$

$$b = (1.45 \pm 0.16) \text{ g}. \quad (4.27)$$

Die Quadrate der Fehler lassen sich aus der Kovarianzmatrix auslesen. Die Matrix ist

$$\begin{pmatrix} 0.06624398 & -0.03797905 \\ -0.03797905 & 0.02404319 \end{pmatrix}. \quad (4.28)$$

Aus dieser Matrix kann man eine Korrelationsmatrix berechnen. Ihre Elemente werden durch

$$\rho_{ij} = \frac{\text{Cov}(X_i X_j)}{\sqrt{\text{Var}(X_i) \text{Var}(X_j)}} \quad (4.29)$$

bestimmt. Die von uns ermittelte Matrix ist

$$\begin{pmatrix} 1 & -0.95164466 \\ -0.95164466 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.30)$$

Aus den Elementen der Nebendiagonalen ρ kann man schließen, dass ein stark negativer linearer Zusammenhang zwischen den Fitparametern a und b existiert. Um noch zu überprüfen, wie gut

unser Fit zu den Daten passt, haben wir noch χ^2 berechnet. Dies kann mit der Formel

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - \mu}{\sigma} \right)^2 \quad (4.31)$$

berechnet werden (nach [8]). Wir erhalten

$$\chi^2 = 0.127. \quad (4.32)$$

Man erkennt, dass es ein ziemlich kleiner Wert ist, und damit unser Fit gut zu den Werten passt.

Aus diesen Daten wollen wir noch die Halbwertszeit von ^{40}K berechnen. Folgende Herleitung ist an die in [1], unter Zuhilfenahme von [2], angelehnt. Die gesamte Zerfallskonstante der von uns untersuchten Zerfälle ist

$$\lambda_{ges} = \lambda_{\beta} + \lambda_{EC} = 1.12\lambda_{\beta}. \quad (4.33)$$

Da nur die β^- -Zerfälle gemessen werden, ist die Halbwertszeit

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_{ges}} = \frac{\ln 2}{1.12\lambda_{\beta^-}} = \frac{\ln 2}{1.12 A}. \quad (4.34)$$

Für die Zählrate gilt

$$n(m) = \frac{A_s^{\text{mess}} F \rho}{\mu} \left(1 - \exp\left(-\frac{\mu m}{F \rho}\right) \right) = a \left(1 - e^{-bm} \right). \quad (4.35)$$

Wobei die rechte Seite der Gleichung die Fitfunktion von Abbildung 10 ist. Durch Vergleich mit

$$n(m) = f_B \frac{\Omega}{4\pi} A_s \frac{F \rho}{\mu} \left(1 - \exp\left(-\frac{\mu m}{F \rho}\right) \right), \quad (4.36)$$

erhält man für die spezifische Aktivität $A_s = A/m$

$$A_s = \frac{2ab}{f_B}. \quad (4.37)$$

Die Anzahl der ^{40}K -Kerne in der Probe kann mit

$$N = \frac{m \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}}}{m_{\text{rel, KCl}}} \quad (4.38)$$

berechnet werden, wobei m die Masse der Probe, m_{rel} die relative Molekülmasse, h_{rel} die relative Häufigkeit von ^{40}K in natürlichem Kaliumchlorid und N_A die Avogadro-Konstante ist. Setzt man die letzten Gleichungen in die Gleichung der Halbwertszeit ein, so erhält man

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot f_B \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}}}{1.12 \cdot 2 \cdot a \cdot b \cdot m_{\text{rel, KCl}}}. \quad (4.39)$$

Die darin benutzen Konstanten sind

$$N_A = 6.022\,141\,29 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad h_{\text{rel}} = 0.000\,118 \quad (4.40)$$

$$m_{\text{rel, KCl}} = 74.5513 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \quad f_B = 1.29. \quad (4.41)$$

Die Avogadrokonstante ist aus [3] und die Atomaren Massen, die zur Berechnung der relativen Masse benutzt wurden aus [7]. Die restlichen Konstanten sind aus [2]. Der Fehler auf die Halbwertszeit wird mit

$$s_T = T \sqrt{\left(\frac{s_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{s_b}{b}\right)^2 + 2\rho \left(\frac{s_a}{a}\right) \left(\frac{s_b}{b}\right)} \quad (4.42)$$

berechnet. Die resultierende Halbwertszeit ist

$$\boxed{T_{1/2} = (1.529 \pm 0.097) \cdot 10^9 \text{ a.}} \quad (4.43)$$

Der relative Fehler beträgt $s_{rel} = 6.3\%$.

5. Zusammenfassung und Diskussion

Im ersten Teil des Versuchs wurde mittels einer ^{238}U Probe die Zählrohrcharakteristik des benutzten Zählrohres aufgenommen. Die aufgenommene Zählrate in Abhängigkeit der angelegten Spannung ist in Abbildung 7 zu sehen. Es lassen sich das α - und β -Plateau sehr gut erkennen. Die Werte für diese Plateaus wurden als Grundlage für die weiteren Plateau Messungen mit Sm_2O_3 und KCl genommen.

Im zweiten Teil des Experiments wurde die Halbwertszeit von ^{147}Sm bzw Sm_2O_3 bestimmt. Die von uns bestimmte Halbwertszeit beträgt

$$T_{1/2, \text{Sm}} = (1.33 \pm 0.03) \cdot 10^{11} \text{ a.} \quad (5.1)$$

Der Literaturwert beträgt nach [2] $T_{\text{Sm, Lit}} = 1.06 \cdot 10^{11} \text{ a}$. Damit sind wir 9σ vom Literaturwert entfernt.

Da wir einen relativen Fehler von 2.3% haben und 9σ vom Literaturwert entfernt sind, liegt es Nahe, dass ein systematischer Fehler vorliegt. Zum einen könnte die Schwelle am Diskriminator zu hoch gewählt worden sein, wodurch man systematisch eine geringere Zählrate messen und nach Gleichung 4.6 eine zu große Halbwertszeit erhalten würde. Von uns wurden die voreingestellten Einstellungen verwendet. Besser wäre es gewesen diese am Oszilloskop zu überprüfen und zu optimieren. Bei der Samarium Probe ist es sehr wichtig eine sehr glatte Oberfläche zu haben und möglichst keine Einschlüsse von Luft oder anderem. Falls man Einschlüsse oder eine raue Oberfläche hat, gelangt mehr oder weniger Strahlung, je nach Einschluss und Oberfläche in das Zählrohr, da sich die Selbstabsorption der Probe verändert. Da es sehr schwierig ist das Pulver perfekt glatt zu bekommen mit den vor Ort gegebenen Werkzeugen (unebene Oberfläche des Stampfers) und die gleiche Probe von verschiedenen Gruppen über einen größeren Zeitraum verwendet wird, was zu Verunreinigungen führt, ist dies neben dem Diskriminator wahrscheinlich der Hauptauslöser unserer großen Abweichung vom Literaturwert.

Im dritten Teil des Experiments wurde die Halbwertszeit von ^{40}K bestimmt. Die von uns bestimmte Halbwertszeit beträgt

$$T_{1/2, \text{K}} = (1.529 \pm 0.097) \cdot 10^9 \text{ a} \quad (5.2)$$

mit einem relativen Fehler von $s_{\text{rel}} = 6.3\%$. Der Literaturwert aus [2] beträgt $T_{\text{K, lit}} = 1.28 \cdot 10^9 \text{ a}$. Damit ist unser Wert im Bereich von 3σ . Der recht große relative Fehler lässt vermuten, dass unsere Messung kein sehr aussagekräftiges Resultat liefert. Ein möglicher Grund für unsere Abweichung vom Literaturwert sind Verunreinigungen am Schälchen und durch Rückstände vergangener Messungen. Dadurch würde mit weniger radioaktivem Material, das mit dem β -Zerfall zerfällt, gemessen, als von uns angenommen, was zu einer längeren Halbwertszeit führen würde. Eine weitere Fehlerquelle stellt, wie bei ^{147}Sm , der Diskriminator dar, der bei einer zu hoch gewählten Schwelle eine zu geringe Zählrate und damit eine zu lange Halbwertszeit ausgibt. Eine weitere Fehlerquelle stellt die Wahl des Rückstrefaktors f_B als konstanten Faktor dar, da dieser eigentlich von der Dicke der Probe, vermutlich auch von der Geometrie des Schälchens abhängt. Ein zu klein gewählter Rückstrefaktor könnte unsere zu lange Halbwertszeit auch erklären.

A. Abbildungen

1.	Therme der Bindungsenergie als Funktion der Massenzahl A .	4
2.	Protonen und Neutronen Kernpotentiale.	5
3.	Massenabsorptionskoeffizient für Photonen bei Blei.	8
4.	Aufbau eines Durchflusszähler.	9
5.	Arbeitsbereiche eines Zählrohres.	10
6.	Schaltskizze des Versuchs.	12
7.	Zählrohrcharakteristik des benutzten Zählrohres mit ^{238}U aufgenommen.	14
8.	α -Plateau Messung mit ^{147}Sm .	15
9.	β -Plateau Messung mit ^{40}K .	18
10.	Massenabhängigkeit der Aktivität von KCl.	19
11.	Zählrohrcharakteristik aufgenommen mit ^{238}U (lineare Darstellung).	24

B. Literatur

- [1] T. Kotyk, *Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg*, Staatsexamensarbeit, Physikalisches Institut, Fakultät für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
- [2] *Versuchsanleitung Fortgeschrittenen Praktikum Lange Halbwertszeiten*, Physikalisches Institut, Fakultät für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
- [3] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015
- [4] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2017
- [5] D. Meschede ed.: *Gerthsen Physik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015
- [6] W. Walcher, *Praktikum der Physik*, B.G. Teubner Stuttgart 1979
- [7] CIAAW. *Atomic weights of the elements 2017*. <http://www.ciaaw.org/atomic-weights.htm>. Nachgeschaut am 22.9.2018
- [8] U. Landgraf, *Statistische Methoden in der Datenanalyse*. http://hep.uni-freiburg.de/tl_files/home/wwwherten/statistik/Statistik_Vorles.pdf. Nachgeschaut am 22.9.2018
- [9] R. Rausch, *Das Periodensystem der Elemente online*. <http://www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=19&mz=40&show=nuklid>, 2018. Nachgeschaut am 22.9.2018

C. Anhang

C.1. Zusätzliche Plots

Zählrohrcharakteristik

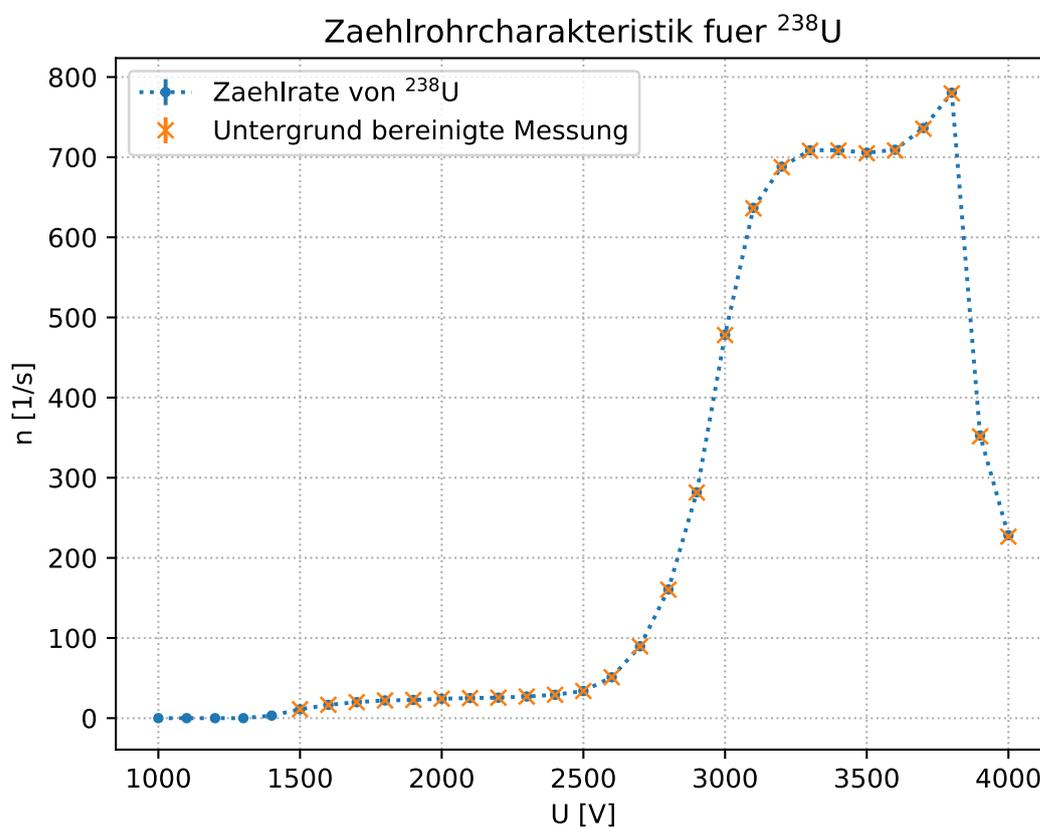


Abb. 11: Zählrohrcharakteristik aufgenommen mit ^{238}U (lineare Darstellung).

C.1.1. Laborheft

LHZ

Uran durchfahr Messung

Datensatz: Uran 1

- $V_{initial} = 1000V$
- $V_{end} = 4000V$
- $t_{messung} = 50s$
- $t_{wait} = 100s$
- $V_{step} = 100V$

Uran Untergrund

- $V_{init} = 1500V$
- $V_{end} = 4000V$
- $V_{step} = 100V$
- $t_{mess} = 100s$
- $t_{wait} = 100s$

Sm Plateau

- $V_{init} = 1700V$
- $V_{end} = 3250V$
- $V_{step} = 700V$
- $t_{mess} = 200s$
- $t_{wait} = 45s$

Sm Untergrund bei 2350V

- $V_{init} = 2350V$
- $V_{end} = 2350V$
- $V_{step} =$
- $t_{mess} = 4800s$
- $t_{wait} =$

Sm bei 2350V

- $V_{init} = 2350V$
- $V_{end} = 2350V$
- $V_{step} =$
- $t_{mess} = 5600s$
- $t_{wait} =$

schälerdurchmesser:

- 2,88 cm
- 2,875 cm
- 2,87 cm
- 2,885 cm
- 2,875 cm

K-Messung

Maße Schalen leer: $m = 1,2892 \text{ g}$

$m_1 = 1,8199 \text{ g}$

K Platten

$V_{\text{initial}} = 3000 \text{ V}$
 $V_{\text{end}} = 4000 \text{ V}$
 $V_{\text{step}} = 100 \text{ V}$
 $t_{\text{meas}} = 100 \text{ s}$
 $t_{\text{wait}} = 100 \text{ s}$

K $m_1 = 1,8199 \text{ g}$

$V_{\text{init}} = 3400 \text{ V}$
 $V_{\text{end}} = 3400 \text{ V}$
 $V_{\text{step}} = 75$
 $t_{\text{meas}} = 775 \text{ s}$
 $t_{\text{wait}} = 10 \text{ s}$
~~stop~~

K untergrund

$V_{\text{init}} = 3400 \text{ V}$
 $V_{\text{end}} =$
 $V_{\text{step}} = 75 \text{ V}$
 $t_{\text{meas}} = 772.5 \text{ s}$
 $t_{\text{wait}} = 10 \text{ s}$

K $m_2 = 1,9645 \text{ g}$

$V_{\text{init}} = 3400 \text{ V}$
 $V_{\text{end}} =$
 $V_{\text{step}} =$
 $t_{\text{meas}} = 900 \text{ s}$
 $t_{\text{wait}} = 10 \text{ s}$

K $m_3 = 2,1086 \text{ g}$

$V_{\text{init}} = 3600 \text{ V}$
 $V_{\text{end}} =$
 $V_{\text{step}} =$
 $t_{\text{meas}} = 900 \text{ s}$
 $t_{\text{wait}} = 10 \text{ s}$

K $m_4 = 2,3281 \text{ g}$

$m_9 = 1,6702 \text{ g}$

$m_5 = 2,5697 \text{ g}$

$m_{10} = 1,4385 \text{ g}$

$m_6 = 2,6796 \text{ g}$

$m_7 = 2,7777 \text{ g}$

$m_8 = 2,4346 \text{ g}$

19.9.18
F. D...