

FORTGESCHRITTENEN-PRAKTIKUM I

---

# Lange Halbwertszeiten

---

8. und 9. September 2014

Moritz  
BITTERLING

Benjamin  
ROTTLER

Betreuer: Riccardo MORI



INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
FREIBURG IM BREISGAU

Alle Berechnungen in diesem Protokoll wurden unter Python 2.7 mit Hilfe folgender Programmbibliotheken durchgeführt:

- PyROOT (<http://root.cern.ch/drupal/content/pyroot>)
- NumPy (<http://www.numpy.org/>)

Die Graphiken wurden mit Inkscape (<http://www.inkscape.org>) gezeichnet.

Alle Python-Skripte, L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Skripte und SVG-Graphiken können online unter <https://github.com/Bigben37/FP1/tree/master/0908-LHWZ> abgerufen werden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Versuchsziel</b>	<b>1</b>
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1. Radioaktiver Zerfall . . . . .	1
2.2. Absorption von radioaktiver Strahlung . . . . .	3
2.3. Funktionsweise des Zählrohrs . . . . .	6
2.4. Fehlerrechnung bei Zählraten . . . . .	6
<b>3. Versuchsaufbau</b>	<b>7</b>
<b>4. Versuchsdurchführung</b>	<b>7</b>
4.1. Bestimmung der Zählrohrcharakteristik mit $^{238}\text{U}$ . . . . .	7
4.2. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{147}\text{Sm}$ . . . . .	8
4.3. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{40}\text{K}$ . . . . .	8
<b>5. Messergebnisse und Auswertung</b>	<b>9</b>
5.1. Bestimmung der Zählrohrcharakteristik mit $^{238}\text{U}$ . . . . .	9
5.2. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{147}\text{Sm}$ . . . . .	10
5.3. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{40}\text{K}$ . . . . .	15
<b>A. Anhang</b>	<b>19</b>
A.1. Messprotokoll . . . . .	19

## 1. Versuchsziel

Im Versuch werden radioaktive Isotope von Kalium und Samarium untersucht: Ziel ist die Bestimmung der Halbwertszeiten von  $^{40}_{19}\text{K}$  (0.0118 % nat. Häufigkeit) und von  $^{147}_{62}\text{Sm}$  (14.87 % nat. Häufigkeit).

Dazu wird ein Methangaszählrohr verwendet, in dem die Strahlung von Proben aus KCl und  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  Ionenlawinen auslöst. Die Ladung wird dann elektronisch registriert, die Ereignisse gezählt und mit dem Computer aufgenommen.

Die Einstellung der Elektronik und eine erste Charakterisierung des Zählrohrs wird mit einem Uranpräparat durchgeführt. Anschließend werden Messungen mit verschiedenen Kalium- und Samariumproben gemacht und die Untergrundstrahlung bestimmt.

## 2. Physikalische Grundlagen

### 2.1. Radioaktiver Zerfall

#### 2.1.1. Das Zerfallsgesetz

Für die Beschreibung des radioaktiven Zerfalls eines Isotops werden seine mittlere Lebensdauer  $\tau$  und die Zerfallskonstante  $\lambda = \frac{1}{\tau}$  verwendet. Das Produkt  $\lambda \cdot dt$  gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein Kern in der Zeiteinheit  $dt$  zerfällt. Aus der Halbwertszeit  $T_{1/2}$  des Elements wird  $\lambda$  so berechnet:

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \quad (2.1)$$

Das Produkt aus Zerfallskonstante und Zahl der vorhandenen Kerne  $N(t)$  liefert die Änderung der Kernanzahl  $-dN(t)/dt$  und wird als Aktivität  $A(t)$  bezeichnet:

$$A(t) = \lambda N(t) = -\frac{dN(t)}{dt} \quad (2.2)$$

Als Lösung dieser Differenzialgleichung erhält man das Zerfallsgesetz (mit  $N_0 = N(0)$ ):

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.3)$$

Damit erhält man für die Aktivität  $A(t)$

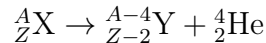
$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

Für lange Halbwertszeiten sind Kernanzahl  $N$  und Aktivität  $A$  nahezu konstant und es gilt

$$A = \lambda N \quad (2.5)$$

### 2.1.2. $\alpha$ -Zerfall

Der  $\alpha$ -Zerfall findet nach folgendem Schema statt:

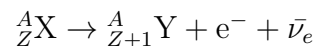
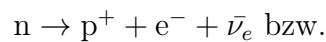


Der Mutterkern X mit Protonenzahl Z und Nukleonenzahl A zerfällt unter Aussendung eines Helium-Kerns in den Tochterkern Y. Der Zerfall findet statt, wenn der Helium-Kern durch den Coulomb-Wall des Mutterkerns tunnelt.

$^{238}\text{U}$  und  $^{147}\text{Sm}$  sind  $\alpha$ -Strahler:  $^{238}\text{U}$  zerfällt zu  $^{234}\text{Th}$ , das ebenfalls nicht stabil ist. Die Energie des ausgesendeten He-Kerns beträgt ca. 4 MeV.  $^{147}\text{Sm}$  zerfällt zum stabilen  $^{143}\text{Nd}$ , die Energie beträgt hier ca. 2 MeV.

### 2.1.3. $\beta$ -Zerfall

Beim  $\beta^-$ -Zerfall zerfällt ein Neutron im Kern zu einem Proton, einem Elektron und einem Antielektronenneutrino:



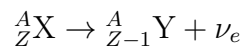
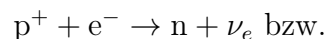
Da beim Zerfall der Impuls unterschiedlich zwischen Elektron und Antineutrino aufgeteilt werden kann, besitzt  $\beta$ -Strahlung ein kontinuierliches Energiespektrum, im Gegensatz zum diskreten Spektrum der  $\alpha$ -Strahlung.

Der  $\beta^-$ -Zerfall tritt bei  $^{40}\text{K}$ -Kernen auf. Sie zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 89.28 % zu  $^{40}\text{Ca}$ , die Energie der Elektronen beträgt hier maximal 1.3 MeV.

Auch  $^{234}\text{Th}$ , das beim  $\alpha$ -Zerfall von  $^{238}\text{U}$  entsteht, zerfällt durch  $\beta^-$ -Zerfall zu Protaktinium  $^{234}\text{Pa}$ , mit einer Energie der Elektronen von maximal 0.2 MeV. Protaktinium zerfällt ebenfalls durch  $\beta^-$ -Zerfall weiter zu  $^{234}\text{U}$ .

### 2.1.4. Elektroneneinfang

Die andere Zerfallsmöglichkeit von  $^{40}\text{K}$  (Wahrscheinlichkeit 10.72 %) ist der Einfang eines inneren Schalelektrons in den Kern und Umwandlung eines Protons in ein Neutron:

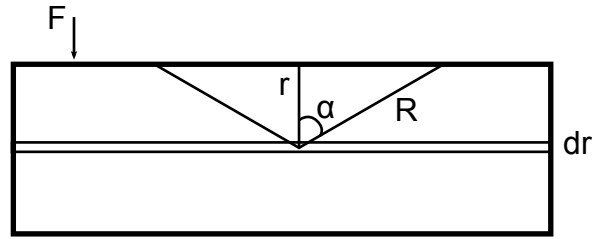


Für  $^{40}\text{K}$  bedeutet das eine Umwandlung zu  $^{40}\text{Ar}$ .

Die Zerfallskonstanten für die beiden Zerfallsprozesse von  $^{40}\text{K}$  addieren sich. Da nur der  $\beta^-$ -Zerfall detektiert werden kann, muss dies bei der Bestimmung der Halbwertszeit berücksichtigt werden.

## 2.2. Absorption von radioaktiver Strahlung

### 2.2.1. $\alpha$ -Strahlung



**Abbildung 2.1:** Kegel mit Öffnungswinkel  $\alpha$ , innerhalb dessen ein emittiertes  $\alpha$ -Teilchen die Oberfläche erreicht

Bei der Absorption von  $\alpha$ -Strahlung wird davon ausgegangen, dass die Strahlung im Medium die Reichweite  $R$  besitzt. Man erhält dann für eine Schicht mit der Dicke  $dr$  und der Entfernung  $r$  von der Schichtoberfläche folgenden Anteil  $dn$  der Zählrate an der Oberfläche:

$$dn = A_V \cdot F \cdot dr \cdot p_{\text{ex}}(r) \quad (2.6)$$

$A_V$  ist die Aktivität der Probe pro Volumen,  $F$  die Oberfläche der Probe und  $p_{\text{ex}}$  die Wahrscheinlichkeit, dass ein emittiertes  $\alpha$ -Teilchen aus der Tiefe  $r$  die Oberfläche erreicht.

Für die Zählrate  $n$  an der Oberfläche folgt dann

$$n = \int_0^R A_V \cdot F \cdot p_{\text{ex}}(r) \cdot dr \quad (2.7)$$

Da das  $\alpha$ -Teilchen in eine zufällige Richtung abgestrahlt wird, lässt sich  $p_{\text{ex}}$  durch den Raumwinkel  $\Omega(\alpha)$  berechnen, den der Kegel mit Öffnungswinkel  $\alpha$  aus dem gesamten Raumwinkel  $4\pi$  ausschneidet:

$$p_{\text{ex}}(\alpha) = \frac{\Omega(\alpha)}{4\pi} \quad (2.8)$$

Auf [Abbildung 2.1](#) erkennt man, dass für den Öffnungswinkel  $\alpha$  gilt:

$$\cos \alpha = \frac{r}{R} \quad (2.9)$$

Damit folgt für den Raumwinkel

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\alpha \sin \theta d\theta = 2\pi \cdot (1 - \cos(\alpha)) = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right) \quad (2.10)$$

Es gilt also

$$n = A_V \cdot F \cdot \int_0^R \frac{1}{4\pi} \cdot 2\pi \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right) \cdot dr = A_V \cdot F \cdot \frac{R}{4} \quad (2.11)$$

Da sowohl  $R$  als auch  $A_V$  nicht bekannt sind, muss obige Gleichung weiter umgeformt werden. Dafür wird folgender Zusammenhang benutzt:

$$N_{147\text{Sm}} = 2 \cdot h_{\text{rel}} \cdot N_A \cdot \frac{m_{\text{Sm}_2\text{O}_3}}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3}} = 2 \cdot h_{\text{rel}} \cdot N_A \cdot \frac{\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot V}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3}} \quad (2.12)$$

$N_{147\text{Sm}}$  ist die Zahl der Kerne des radioaktiven Isotops von Samarium und  $h_{\text{rel}}$  seine natürliche Häufigkeit.  $m_{\text{Sm}_2\text{O}_3}$  ist die Masse von  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  im Zählrohr,  $\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3}$  seine Dichte und  $M_{\text{Sm}_2\text{O}_3}$  die molare Masse. Der Faktor 2 ist vorhanden, weil in 1 Mol  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  2 Mol Samarium vorliegen.  $N_A$  ist die Avogadrozahl.

Es gilt also

$$\begin{aligned} n &\stackrel{(2.11)}{=} \frac{A}{V} \cdot F \cdot \frac{R}{4} \stackrel{(2.5)}{=} \frac{\lambda \cdot N_{147\text{Sm}}}{V} \cdot F \cdot \frac{R}{4} \\ &= \frac{\lambda \cdot 2 \cdot h_{\text{rel}} \cdot N_A \cdot \frac{\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot V}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3}}}{V} \cdot F \cdot \frac{R}{4} \\ &\stackrel{(2.1)}{=} \frac{\ln 2}{2} \cdot \frac{\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}}}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3}} \cdot \frac{F}{T_{1/2}} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Das Produkt  $\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R$  lässt sich mit der Näherung von Bragg und Kleeman abschätzen:

$$\rho \cdot R = c \cdot \sqrt{m_A} \quad (2.14)$$

Diese Beziehung gilt für alle Materialien.  $m_A$  ist das effektive Atomgewicht des Materials und wird folgendermaßen berechnet:

$$\sqrt{m_A} = \sum_i p_i \cdot \sqrt{m_{A_i}} \quad (2.15)$$

$m_{A_i}$  ist das Atomgewicht eines Elements und  $p_i$  sein relativer Anteil.

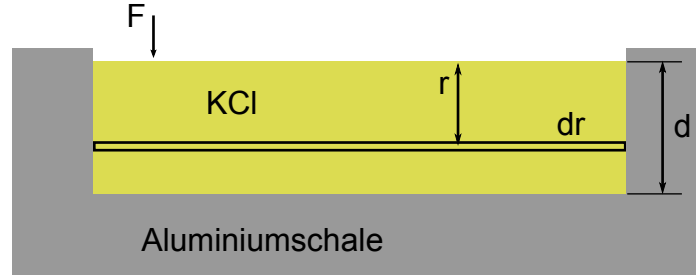
Es gilt

$$\frac{\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R_{\text{Sm}_2\text{O}_3}}{\rho_{\text{Luft}} \cdot R_{\text{Luft}}} = \sqrt{\frac{m_{A,\text{Sm}_2\text{O}_3}}{m_{A,\text{Luft}}}} \quad (2.16)$$

Mit  $m_{A,\text{Sm}_2\text{O}_3} = 123.76 \text{ g}$ ,  $m_{A,\text{Luft}} = 14.66 \text{ g}$ ,  $\rho_{\text{Luft}} = 0.001226 \text{ g/cm}^3$  und  $R_{\text{Luft}} = 1.13 \text{ cm}$  folgt

$$\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R_{\text{Sm}_2\text{O}_3} = 4.025 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2 \quad (2.17)$$

### 2.2.2. $\beta$ -Strahlung



**Abbildung 2.2:** Selbstabsorption von  $\beta$ -Strahlung bei KCl

Für  $\beta$ -Strahlung gilt das Gesetz der exponentiellen Absorption

$$\frac{I(r)}{I_0} = e^{-\mu r} \quad (2.18)$$

$I_0$  ist die Intensität der Strahlung vor der Absorption,  $I(r)$  die Intensität nach Durchlaufen der Strecke  $r$  im Medium mit dem Absorptionskoeffizienten  $\mu$ .

Bei einem Material mit der Aktivität  $A$  gilt an der Oberfläche für die Zählrate  $dn$ , die von der Schicht mit dem Volumen  $dV$  und der Entfernung  $r$  von der Oberfläche verursacht wird,

$$dn = \frac{A}{V} \cdot dV \cdot e^{-\mu r} = \frac{A}{m} \cdot \rho \cdot F \cdot dr \cdot e^{-\mu r} = A_S \cdot \rho \cdot F \cdot dr \cdot e^{-\mu r} \quad (2.19)$$

$V$  ist das Volumen der Probe,  $m$  die Masse,  $\rho$  ihre Dichte,  $F$  die Probenoberfläche und  $A_S$  die spezifische Aktivität. Durch Integration über die Probendicke  $d$  erhält man

$$n = A_S \cdot \rho \cdot F \cdot \int_0^d e^{-\mu r} \cdot dr = A_S \cdot \rho \cdot F \cdot \frac{1}{\mu} \cdot (1 - e^{-\mu \cdot d}) \quad (2.20)$$

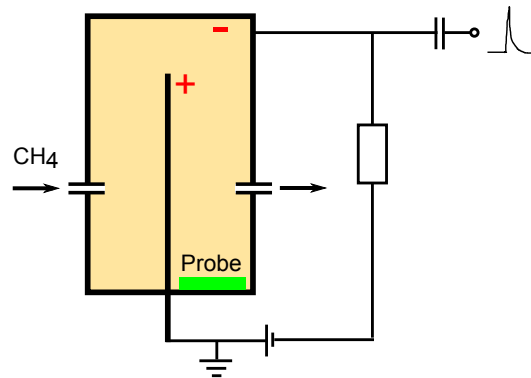
Unter Verwendung von  $m = \rho \cdot V = \rho \cdot F \cdot d$  folgt

$$n = A_S \cdot \rho \cdot F \cdot \frac{1}{\mu} \cdot (1 - e^{-\frac{\mu \cdot m}{\rho \cdot F}}) \quad (2.21)$$

Bei der Auswertung ist ein weiterer Effekt zu berücksichtigen: Elektronen, die nach unten in Richtung des Aluminiumbehälters emittiert werden, werden zum Teil zurückgestreut. Dies wird durch die Einführung des Rückstrefaktors  $f$  ( $f = 1.29$  bei Aluminium) berücksichtigt.



### 2.3. Funktionsweise des Zählrohrs



**Abbildung 2.3:** Methangaszählrohr zur Bestimmung der Aktivität von radioaktiven Proben

Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau des verwendeten Zählrohrs: In einer mit Methan gefüllten Kammer befindet sich ein Draht auf Massepotential. Die Außenfläche der Kammer liegt auf einem stark negativen Potential. Fliegt nun ein hochenergetisches Teilchen durch das Zählgas, werden Gasmoleküle ionisiert. Bei einer geringen Zählrohrspannung rekombinieren die Ionen wieder mit ihren Elektronen. Wird die Spannung erhöht, so gelangen positive Ionen bis zur Außenhülle und Elektronen an den Draht. Ein Spannungspuls kann dann am Koppelungskondensator gemessen werden. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt zu einer sehr starken Beschleunigung der Elektronen im Feld nahe am Draht. Diese schnellen Elektronen können weitere Gasmoleküle ionisieren. Aufgrund dieser Gasverstärkung ist die Anzahl der erzeugten Ionen-Paare dann proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. In diesem Spannungsbereich werden die Experimente durchgeführt.

Bei sehr hoher Spannung geht die Verstärkung in Sättigung: Die Anzahl der erzeugten Ionen ist für alle Teilchen unabhängig von ihrer Energie gleich hoch. Man spricht dann von einem Geiger-Müller-Zählrohr.

### 2.4. Fehlerrechnung bei Zählraten

Ist der Zerfälle  $N$  pro Zeitintervall  $t_n$  bekannt, so beträgt die Zerfallsrate  $n$

$$n = \frac{N}{t_n} \quad (2.22)$$

Da der radioaktive Zerfall poissonverteilt ist, gilt für den Fehler  $s_N$  auf  $N$

$$s_N = \sqrt{N} \quad (2.23)$$

Mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz erhält man für den Fehler der Zerfallsrate

$$s_n = \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial N} \frac{N}{t_n}\right)^2 \cdot s_N^2} = \frac{s_N}{t_n} = \frac{\sqrt{N}}{t_n} = \frac{\sqrt{n \cdot t_n}}{t_n} = \sqrt{\frac{n}{t_n}} \quad (2.24)$$

Für den relativen Fehler  $s_{n,\text{rel}}$  erhält man damit

$$s_{n,\text{rel}} = \frac{s_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{n \cdot t_n}} \quad (2.25)$$

bzw.

$$t_n = \frac{1}{n \cdot s_{n,\text{rel}}^2} \quad (2.26)$$

Meist ist es nicht möglich, die Zählrate  $n$  direkt zu messen, da zusätzlich noch eine Untergrundstrahlung vorhanden ist. Die gemessene Zählrate  $\hat{n}$  muss also um die Untergrundzählrate  $u$  bereinigt werden:

$$n = \hat{n} - u \quad (2.27)$$

Man erhält dann für den Fehler  $s_n$

$$s_n = \sqrt{s_{\hat{n}}^2 + s_u^2} = \sqrt{\frac{\hat{n}}{t_{\hat{n}}} + \frac{u}{t_u}} \quad (2.28)$$

### 3. Versuchsaufbau

Das Methandurchflusszählrohr, das im Versuch verwendet wird, ist über eine Auswertelektronik mit einem Computer verbunden: Die Stromimpulse, die durch Ionisationen im Zählrohr erzeugt werden, werden erst in einen Vorverstärker und dann in einen weiteren Verstärker geleitet. Daraufhin gelangt das verstärkte Signal in einen Einkanalanalysator, der das Signal so modifiziert, dass anschließend die Impulse gezählt werden können. Die Auswertung erfolgt mit einem *LabView*-Programm.

Das Zählrohr ist an eine Hochspannungsquelle angeschlossen und wird mit Methan aus einer Gasflasche gespült. Die Hochspannungsquelle wird mit *LabView* angesteuert, die Regelung des Gasdurchflusses erfolgt mit mechanischen Druckreglern.

### 4. Versuchsdurchführung

#### 4.1. Bestimmung der Zählrohrcharakteristik mit $^{238}\text{U}$

Vor Beginn der Messung wird der Wert der Schwellenspannung des Einkanalanalysators auf 0.75 eingestellt, so dass gerade kein Rauschen mehr sichtbar ist. Ein Uranpräparat wird in das Zählrohr eingelegt und die Charakteristik des Zählrohrs bestimmt: Für

Spannungen zwischen 1000 V und 4000 V (Schrittweite 100 V) werden jeweils 50 s lang die Zählereignisse detektiert. Vor jeder Messung wird eine 15 s lange Pause gemacht, so dass sich die Spannung stabilisieren kann. Diese Einstellung wird für alle folgenden Messungen beibehalten.

Anschließend wird die gleiche Messung ohne das Uranpräparat erneut durchgeführt, um die Untergrundstrahlung zu bestimmen.

## 4.2. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{147}\text{Sm}$

In diesem Abschnitt wird die energiereiche  $\alpha$ -Strahlung von Samariumoxid untersucht. Dazu wird eine mit  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  gefüllte große Aluminiumschale in das Zählrohr gestellt und die Zählraten für Spannungen zwischen 1000 V und 2200 V (Schrittweite 100 V) jeweils 50 s lang gemessen. Da durch die kurze Messzeit ein hoher Fehler auf die Einzelmessungen entsteht, wird für einen Punkt in der Mitte des Plateaus (bei 1600 V) eine längere Messung durchgeführt. Ein Schätzwert für die Zählrate liegt mit obiger Messung bereits vor. Daher kann mit [Gleichung 2.26](#) die Messdauer berechnet werden, die zu einem relativen Fehler von 3 %<sup>1</sup> führt.

Die Messung des Punktes bei 1600 V wird anschließend mit einer mittelgroßen und einer kleinen Aluminiumschale noch einmal gemacht. Um die benötigte Messzeit abzuschätzen, wird zuerst eine 50 s lange Messung durchgeführt. Mit dem ungenauen Schätzwert für die Zählrate wird dann die Messzeit berechnet, die für einen relativen Fehler von 3 %<sup>1</sup> bzw. 4.5 %<sup>1</sup> auf die Zählrate notwendig ist.

Anschließend wird bei der selben Spannung mit einer leeren Aluschale 1.5 Stunden lang der Untergrund gemessen.<sup>2</sup>

## 4.3. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{40}\text{K}$

Im letzten Versuchsteil wird die  $\beta^-$ -Strahlung von Kalium untersucht. Dazu wird eine Aluminiumschale mit ca. 2 g KCl befüllt und in das Zählrohr eingesetzt. Die Zählrohrspannung wird in 100 V-Schritten von 2500 V auf 4000 V gesteigert. Für jede Spannungseinstellung werden 50 s lang die Zerfälle gezählt.

Dann wird eine längere Messung bei 3200 V Zählrohrspannung an der selben Probe durchgeführt. Wie oben lässt sich die benötigte Messzeit berechnen, um einen relativen statistischen Fehler von weniger als 2 % auf die Zählrate zu erhalten.

Anschließend wird schrittweise die Masse des KCl in der Aluminiumschale verringert. Für jede Masse wird 50 s lang die Anzahl der Zählereignisse registriert und dann jeweils die Messdauer bestimmt, die für den Fehler von 2 % notwendig ist.

Schließlich wird mit dem leeren Alubehälter 10 Stunden lang<sup>2</sup> der Untergrund gemessen.

---

<sup>1</sup>Die im Versuch geforderte Genauigkeit von 2 % konnte nicht erreicht werden, da wegen Ausfall der Methangasversorgung nur ein Versuchstag für Experimente zur Verfügung stand und die Messzeiten deswegen verkürzt werden mussten.

<sup>2</sup>Auch hier konnte aus Zeitmangel die geforderte Genauigkeit der Untergrundmessung nicht erreicht werden.

## 5. Messergebnisse und Auswertung

### 5.1. Bestimmung der Zählrohrcharakteristik mit $^{238}\text{U}$

Die gemessene Abhängigkeit der Zählrate  $n$  von  $^{238}\text{U}$  ohne Untergrund von der Zählrohrspannung  $U$  wird in der [Abbildung 5.1](#) gezeigt. Von der gemessenen Zählrate  $\hat{n}$  muss der Untergrund  $u$  abgezogen werden, um die echte Zählrate  $n$  zu erhalten:  $n = \hat{n} - u$ . Der Fehler auf die echten Zählraten  $n$  beträgt nach [Gleichung 2.28](#)

$$s_n = \sqrt{s_{\hat{n}}^2 + s_u^2} = \sqrt{\frac{\hat{n}}{t_{\hat{n}}} + \frac{u}{t_u}} \quad (5.1)$$

wobei  $t_{\hat{n}}$  und  $t_u$  der Messzeit pro Messpunkt der gemessenen Zählrate bzw. des Untergrunds entspricht.

Jedoch sind die Fehler der Zählrate des Urans wegen der logarithmischen Skala nicht mehr gut zu erkennen, weshalb sie in der Abbildung nicht eingezeichnet wurden.

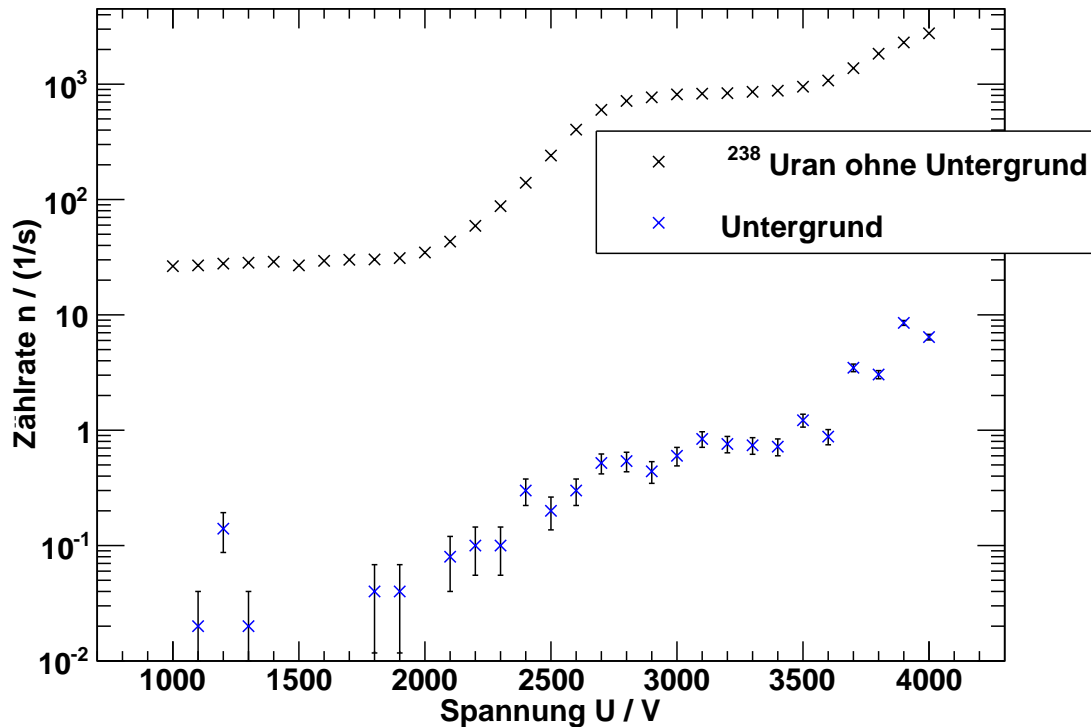


Abbildung 5.1: Zählrohrcharakteristik mit  $^{238}\text{U}$  und Untergrund

Man erkennt gut das  $\alpha$ -Plateau bis ca. 2000 V und das  $\beta$ -Plateau von 2800 V bis 3500 V, welche durch die unterschiedlichen Energien der beiden Strahlungen verursacht werden. Des Weiteren wurde die Zählrate des Untergrundes in der gleichen [Abbildung 5.1](#) abgebildet. Der Anstieg der Zählrate des Untergrundes, verursacht von der Zählrohrspannung,

lässt sich gut erkennen. Allerdings sieht man auch die statistischen Schwankungen in der Zählrate des Untergrundes (die Messpunkte mit  $n = 0$  lassen sich auf der logarithmischen Skala nicht darstellen), da die einzelnen Messpunkte nur in einer geringen Zeitspanne ( $t = 50$  s) aufgenommen wurden. Für eine glattere Kurve wäre eine längere Messzeit erforderlich gewesen.

## 5.2. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{147}\text{Sm}$

Alle Zählraten in diesem Abschnitt sind schon die echten Zählraten, also die gemessenen Zählraten vom Untergrund bereinigt. Die Werte und ihre Fehler wurden, wie in 5.1 beschrieben, berechnet.

### 5.2.1. $\alpha$ -Plateau von $^{147}\text{Sm}$

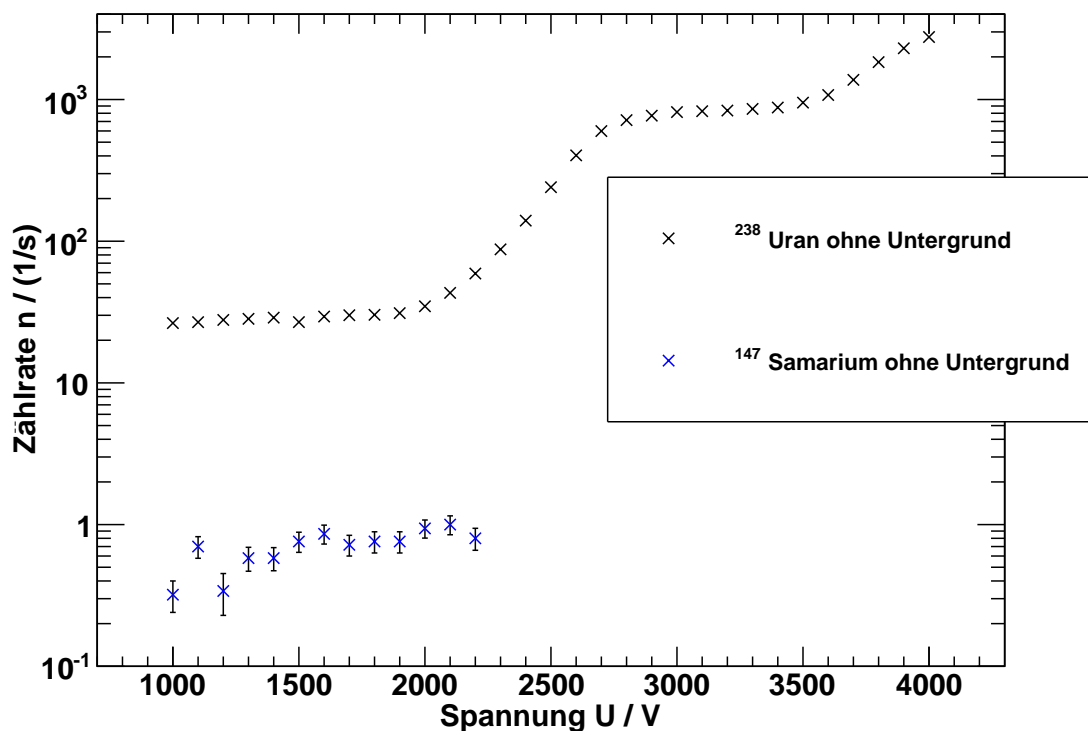


Abbildung 5.2:  $\alpha$ -Plateau von  $^{147}\text{Sm}$

In [Abbildung 5.2](#) ist das  $\alpha$ -Plateau von  $^{147}\text{Sm}$  im Vergleich zur Zählrohrcharakteristik von  $^{238}\text{U}$  dargestellt worden. Man erkennt trotz einiger Schwankungen den Plateaucharakter des aufgenommenen Ausschnitts. Möchte man die Schwankungen verringern, so ist eine längere Dauer der Messzeit erforderlich.

### 5.2.2. Messung der Flächen

Die Durchmesser  $d$  der verschiedenen Flächen wurden je  $N = 6$  mal mit einer Schiebelehre (Fehler  $s_d = 0.005$  cm) gemessen. Der Mittelwert  $\bar{d}$  berechnet sich mit

$$\bar{d} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i \quad (5.2)$$

Nun gibt es zwei Arten von Fehlern für den mittleren Durchmesser, der eine entspricht der Standardabweichung<sup>3</sup> und der andere lässt sich aus dem Fehler der Einzelmessung berechnen.

$$s_{\bar{d},\text{stat}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (d_i - \bar{d})^2} \quad \text{und} \quad s_{\bar{d}} = \frac{s_d}{\sqrt{N}} \quad (5.3)$$

Wie man in [Tabelle 5.1](#) sehen kann, ist der statistische Fehler immer größer oder gleicht dem Fehler, der durch die Einzelmessungen verursacht wird. Deshalb haben wir im Folgenden mit dem statistischen Fehler die Fehler der abhängigen Größen berechnet.

**Tabelle 5.1:** Mittlere Durchmesser  $\bar{d}$  mit verschiedenen Fehlern

Durchmesser $\bar{d}$ / cm	$s_{\bar{d},\text{stat}}$ /cm	$s_{\bar{d}}$ /cm
0.9983	0.0068	0.002
1.6992	0.0058	0.002
2.8792	0.0020	0.002

Im Folgenden wird der mittlere Durchmesser mit  $d$  und der Fehler mit  $s_d$  bezeichnet. Die Fläche und ihr Fehler berechnen sich nun mit

$$F = \pi \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2, \quad s_F = F \cdot \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial d} \cdot s_d\right)^2} = \frac{d}{2} \cdot \pi \cdot s_d \quad (5.4)$$

In [Tabelle 5.2](#) sind die verschiedenen Flächen mit zugehörigen Fehlern aufgelistet.

**Tabelle 5.2:** Verschiedene Flächen für die Samariummessung

Durchmesser $d$ / cm	$s_d$ / cm	Fläche $F$ /cm <sup>2</sup>	$s_F$ /cm <sup>2</sup>
0.9983	0.0068	0.7828	0.0107
1.6992	0.0058	2.2676	0.0156
2.8792	0.0020	6.5106	0.0092

<sup>3</sup>Allerdings muss hier mit dem Gewichtungsfaktor  $\frac{1}{N-1}$  gerechnet werden, da aus dem gleichen Datensatz schon der Mittelwert berechnet wurde und somit ein Freiheitsgrad weniger verfügbar ist.

### 5.2.3. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{147}\text{Sm}$ aus den einzelnen Flächen

Die Zählrate  $n$  hängt nach [Gleichung 2.11](#) von der Fläche  $F$  folgendermaßen ab:

$$n(F) = \frac{A_V \cdot F \cdot R}{4} \Rightarrow A_V = \frac{4 \cdot n}{F \cdot R} \quad (5.5)$$

Daraus lässt sich die Halbwertszeit mit [Gleichung 2.13](#) bestimmen:

$$T_{1/2}(^{147}\text{Sm}) = \frac{\ln 2}{2} \cdot \frac{\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}}}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3}} \cdot \frac{F}{n} = \text{const.} \cdot \frac{F}{n} \quad (5.6)$$

mit  $N_A$  Avogadrokonstante,  $h_{\text{rel}} = 0.1487$  natürlicher Häufigkeit von Samarium und  $M_{\text{Sm}_2\text{O}_3} = 348.717$  g/mol der molaren Masse von  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ . Der Faktor  $\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R_{\text{Sm}_2\text{O}_3}$  ist eine Konstante und wurde in [Gleichung 2.17](#) berechnet:

$$\rho_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot R_{\text{Sm}_2\text{O}_3} = 4.025 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2 \quad (5.7)$$

In [Tabelle 5.3](#) sind die Messdaten der Zählraten für die verschiedenen Flächen aufgelistet.

**Tabelle 5.3:** Zählraten von  $^{147}\text{Sm}$  für verschiedene Flächen mit Fehlern

Fläche $F/\text{cm}^2$	$s_F/\text{cm}^2$	Zählrate $n/(1/\text{s})$	$s_n/(1/\text{s})$
0.7828	0.0107	0.139	0.010
2.2676	0.0156	0.290	0.014
6.5106	0.0092	0.678	0.026

Der Fehler der Halbwertszeit kann mit

$$s_{T_{1/2}} = T_{1/2} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_F}{F}\right)^2 + \left(\frac{s_n}{n}\right)^2} \quad (5.8)$$

bestimmt werden. Daraus lassen sich folgende Halbwertszeiten berechnen:

$$T_{1/2}(F = 0.783 \text{ cm}^2) = (0.639 \pm 0.05) \cdot 10^{11} \text{ a} \quad (5.9)$$

$$T_{1/2}(F = 2.268 \text{ cm}^2) = (0.888 \pm 0.04) \cdot 10^{11} \text{ a} \quad (5.10)$$

$$T_{1/2}(F = 6.5106 \text{ cm}^2) = (1.09 \pm 0.04) \cdot 10^{11} \text{ a} \quad (5.11)$$

Man erkennt, dass die Werte für die Halbwertszeiten mit der Fläche zunehmen, was nicht dem theoretischen Modell entspricht (die Abhängigkeit der Fläche wurde schon in der Formel berücksichtigt und es werden deshalb ungefähr gleiche Werte erwartet). Außerdem ist der Unterschied der ersten und letzten Halbwertszeit 59%. Deshalb wird im nächsten Abschnitt versucht, die Halbwertszeit mit einer anderen Methode zu bestimmen, um etwaige systematische Fehler herauszufiltern.

#### 5.2.4. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{147}\text{Sm}$ mit einer Ausgleichsgeraden

Eine Ausgleichsgerade lässt sich mit nur drei Messpunkten nicht so exakt bestimmen, jedoch wurde wegen der großen Unstimmigkeit der Fehler zueinander eine andere Methode zur Bestimmung der Halbwertszeit gesucht. Aus [Gleichung 5.6](#) folgt

$$n = \frac{\ln 2}{2} \frac{R \cdot \rho \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}}}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot T_{1/2}(^{147}\text{Sm})} \cdot F \quad (5.12)$$

Es wird ein Polynom ersten Grades angesetzt:

$$n(F) = a + b \cdot F \quad (5.13)$$

wobei man mit der Steigung  $b$  die Halbwertszeit berechnen kann

$$T_{1/2}(^{147}\text{Sm}) = \frac{\ln 2}{2} \frac{R \cdot \rho \cdot N_A \cdot h_{\text{rel}}}{M_{\text{Sm}_2\text{O}_3} \cdot b} \quad (5.14)$$

Der Fehler folgt aus dem Fehler der Steigung  $s_b$

$$s_{T_{1/2}} = T_{1/2}(^{147}\text{Sm}) \cdot \frac{s_b}{b} \quad (5.15)$$

Der Achsenabschnitt  $a$  ist im theoretischen Modell nicht enthalten und sollte daher im Idealfall verschwinden.

Die Kurvenanpassung liefert

$$a = (0.068 \pm 0.012) \cdot \frac{1}{\text{s}} \quad (5.16)$$

$$b = (0.0947 \pm 0.0048) \cdot \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (5.17)$$

und ist in [Abbildung 5.3](#) graphisch dargestellt.



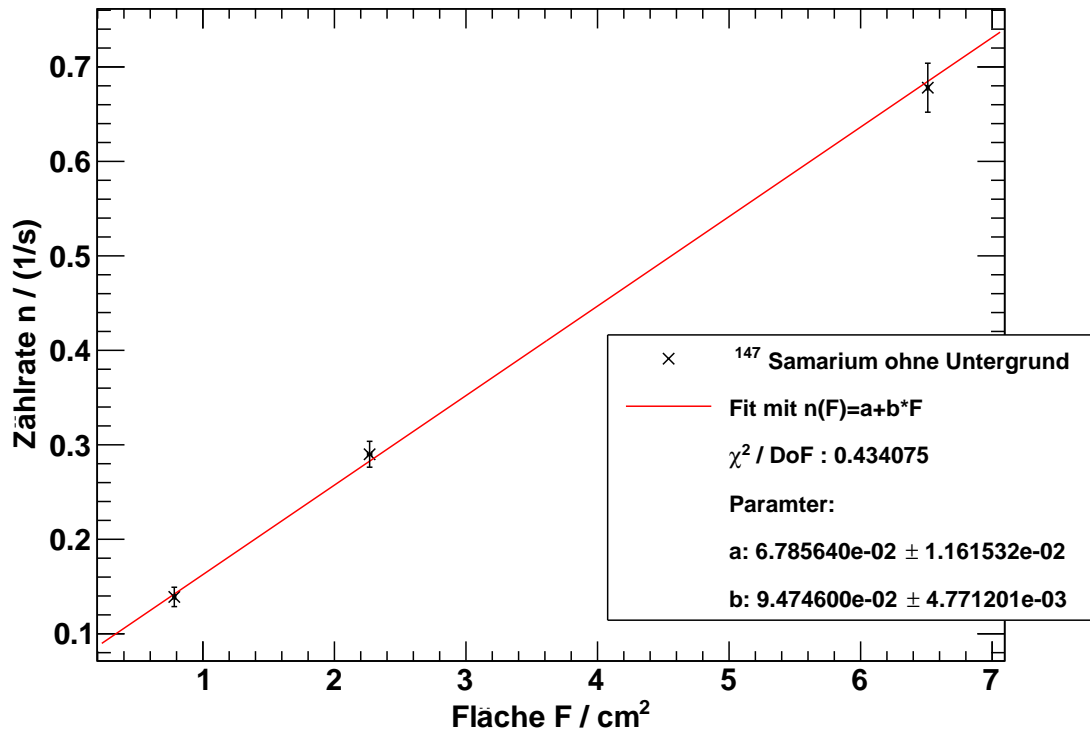


Abbildung 5.3: Flächenabhängigkeit der Zählrate  $n$  von  $^{147}\text{Sm}$  bei 1600 V

Der  $\chi^2$ -Wert beträgt  $\chi^2 = 0.43$  und die Zahl der Freiheitsgrade  $\text{DoF} = 1$ . Daraus folgt, dass das Modell mit einer Wahrscheinlichkeit von 48.8 % die Messdaten beschreibt. Die Rechnung liefert eine Halbwertszeit von

$$T_{1/2}(^{147}\text{Sm}) = (1.20 \pm 0.06) \cdot 10^{11} \text{ a} \quad (5.18)$$

### 5.2.5. Diskussion der Ergebnisse

Der Literaturwert für die Halbwertszeit von  $^{147}\text{Sm}$  ist  $\tilde{T}_{1/2}(^{147}\text{Sm}) = 1.06 \cdot 10^{11} \text{ a}$ . Wie schon in 5.2.3 erwähnt, stimmen die Halbwertszeiten für die unterschiedlichen Flächen nicht miteinander überein. Der Wert für die größte Fläche  $T_{1/2}(F = 6.5106 \text{ cm}^2) = (1.09 \pm 0.04) \cdot 10^{11} \text{ a}$  stimmt innerhalb einer Standardabweichung mit dem Literaturwert überein, die Werte der anderen Flächen weichen jedoch stark von ihm ab. Wir vermuten einen systematischen Fehler, der mit größerer Fläche abnimmt.

Bei der Bestimmung der Halbwertszeit mit der Ausgleichsgeraden errechnet man einen Wert von  $T_{1/2}(^{147}\text{Sm}) = (1.20 \pm 0.06) \cdot 10^{11} \text{ a}$ , welcher innerhalb von drei Standardabweichungen mit dem Literaturwert übereinstimmt. Der Achsenabschnitt sollte laut theoretischem Modell verschwinden, jedoch beträgt er  $a = (0.068 \pm 0.012) \frac{1}{\text{s}}$ . Dies könnte auf einen systematischen Fehler hinweisen.

Eine Möglichkeit für einen systematischen Fehler ist die unterschiedliche Dichte der

Proben für verschiedene Flächen. Je nachdem, wie dicht das Samariumoxid in das Aluminiumschälchen gedrückt wurde, besitzen die Proben eine unterschiedliche Dichte, was zu einer anderen Zählrate und somit auch zu einer anderen Halbwertszeit führt.

Eine andere Quelle für systematische Fehler ist die Schwelle des SCAs. Stellt man die Schwelle zu gering ein, wird ein Teil des Rauschens als Strahlung interpretiert und mitgemessen. Stellt man die Schwelle zu hoch ein, so registriert man nicht diejenigen  $\alpha$ -Teilchen, die aus den unteren Schichten der Samariumoxid-Probe kommen und ihre Energie schon teilweise durch Absorption abgegeben haben. Es ist jedoch gut, den Schwellenwert so niedrig wie möglich einzustellen, da man durch die Untergrundmessung bei gleicher Schwelle den Fehler durch den Untergrund berücksichtigen kann.

### 5.3. Bestimmung der Halbwertszeit von $^{40}\text{K}$

Auch in diesem Abschnitt sind alle Zählraten bereits die echten Zählraten und nach dem Verfahren, das in 5.1 beschrieben wurde, berechnet.

#### 5.3.1. $\beta$ -Plateau von $^{40}\text{K}$

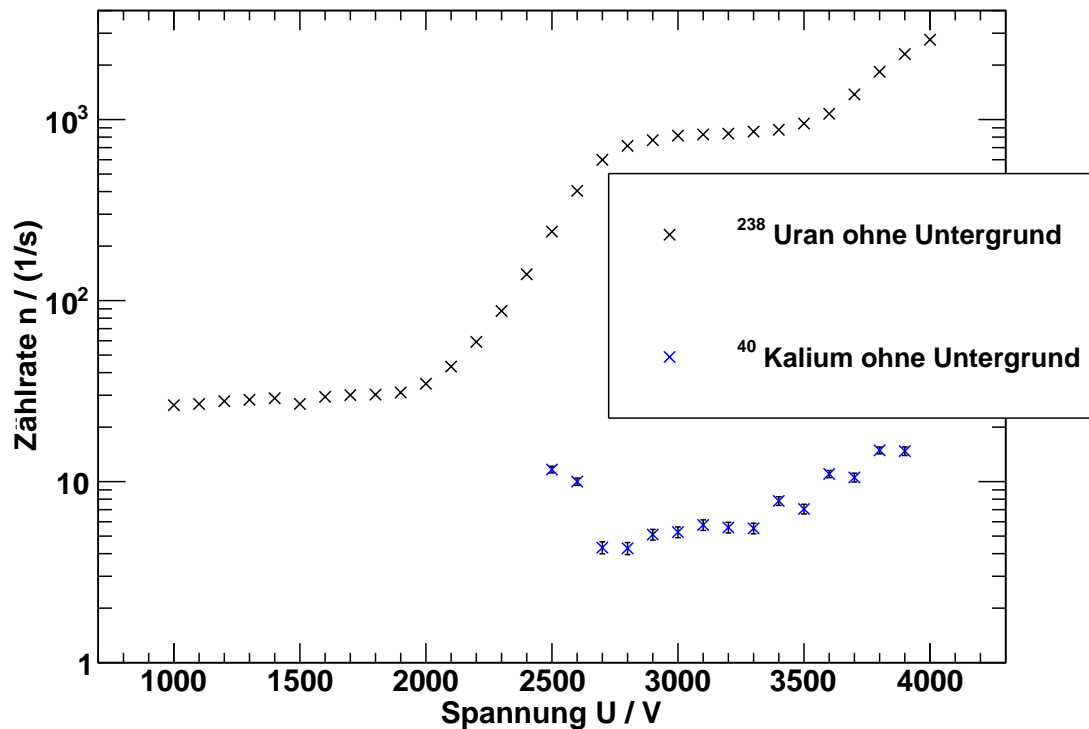


Abbildung 5.4:  $\beta$ -Plateau von  $^{40}\text{K}$

In [Abbildung 5.4](#) ist das  $\beta$ -Plateau der Zählrate  $n$  von  $^{40}\text{K}$  ohne Untergrund gegen die Zählrohrspannung  $U$  aufgetragen und in Vergleich mit der Zählrate von  $^{238}\text{U}$  gesetzt worden. Man erkennt das  $\beta$ -Plateau von 2700 V bis ca. 3300 V. Danach steigt die Zählrate an, da die Spannung zu hoch für ein Proportionalzählrohr ist und man in den Bereich begrenzter Proportionalität gelangt. Die hohen Werte am Anfang sind durch kurzzeitige Schwankungen in der Zählrate zu erklären. Um eine Kurve mit weniger Schwankungen zu erhalten, müsste man bei den einzelnen Spannungen längere Messungen durchführen.

### 5.3.2. Massenabhängigkeit der Zählrate

Für die Bestimmung der Massenabhängigkeit der Zählrate wurde der Untergrund bei  $U = 3200 \text{ V}$  über die Nacht ( $t = 10 \text{ h}$ ) aufgenommen. Es wurde eine Untergrundszählrate von  $u = 7.227 \frac{1}{\text{s}}$  gemessen. Dieser Wert ist höchst unrealistisch, da bei den Messungen mit der Probe maximal eine Zählrate von  $6.186 \frac{1}{\text{s}}$  erreicht wurde und somit bei Abzug des Untergrundes nur negative Zählraten berechnet werden. Außerdem geht aus der allgemeinen Untergrundmessung in [5.1](#) bei  $U = 3200 \text{ V}$  eine Untergrundszählrate von  $u' = 0.760 \frac{1}{\text{s}}$  hervor.

Diese Messung kann durch unterschiedliche Fehler hervorgerufen worden sein. Zum einen könnte durch eine oder mehrere kurze, sehr starke Störungen eine große Anzahl von Ereignissen registriert worden sein, wodurch die Anzahl aller Ereignisse natürlich stark verfälscht werden kann. Des Weiteren kann es sein, dass das Rauschen über eine kurze Zeitspanne über den Schwellenwert des SCA gelangt ist und somit das Rauschen als viele Ereignisse gezählt wurde. Vergleicht man  $u$  mit  $u'$ , so sieht man, dass die beiden Werte sich ungefähr um einen Faktor 10 unterscheiden. Es kann daher auch nicht ausgeschlossen werden, dass das verwendete *LabView*-Programm bei zu großen Zeiten ( $t = 10 \text{ h} = 36000 \text{ s}$ ) einen Kommafehler verursacht.

Um die Berechnungen trotzdem ohne Untergrund durchzuführen, werden wir  $u'$  als Untergrundszählrate benutzen. Daraus ergibt sich ein größerer Fehler auf den Untergrund und letztendlich, mit den Gleichungen aus [5.1](#), auch ein größerer Fehler auf die echte Zählrate.

Nach [Gleichung 2.21](#) hängt die Zählrate folgendermaßen von der Masse der Probe ab, verziert mit dem Faktor  $\frac{f}{2}$ , welcher den Rückstreuungskoeffizienten  $f$  von Aluminium und den gemessenen Raumwinkel  $\Omega = \frac{2\pi}{4\pi} = \frac{1}{2}$  berücksichtigt:

$$n(m) = \frac{f}{2} \cdot \frac{A_S \cdot F \cdot \rho}{\mu} \left( 1 - e^{-\frac{\mu \cdot m}{F \cdot \rho}} \right) = a(1 - e^{-b \cdot m}) \quad (5.19)$$

mit

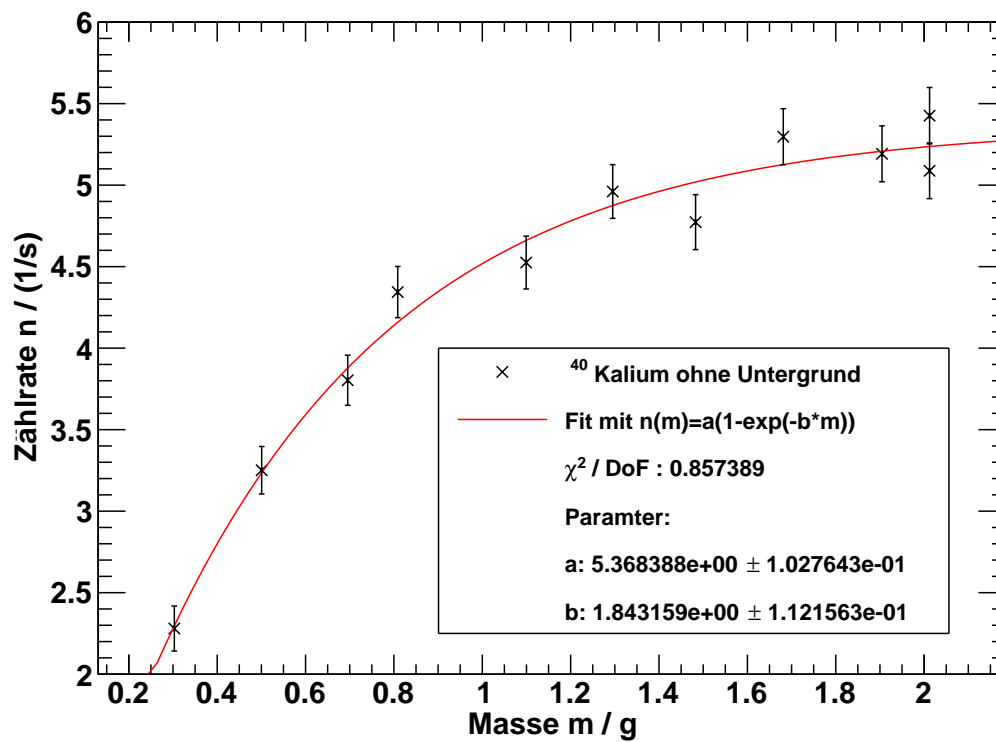
$$a = \frac{f}{2} \cdot \frac{A_S \cdot F \cdot \rho}{\mu} \quad \text{und} \quad b = \frac{\mu}{F \cdot \rho} \quad (5.20)$$

Die beiden Parameter  $a$  und  $b$  lassen sich mit einer Kurvenanpassung (siehe [Abbildung 5.5](#)) bestimmen.

Die Werte dafür sind in [Tabelle 5.4](#) aufgelistet.

**Tabelle 5.4:** Zählraten von  $^{40}\text{K}$  für verschiedene Massen mit Fehlern

Masse $m/\text{g}$	$s_m/\text{g}$	Zählrate $n/(1/\text{s})$	$s_n/(1/\text{s})$
2.012	0.001	5.426	0.173
2.012	0.001	5.088	0.171
1.905	0.001	5.192	0.171
1.681	0.001	5.297	0.172
1.483	0.001	4.773	0.168
1.295	0.001	4.961	0.165
1.099	0.001	4.525	0.162
0.809	0.001	4.344	0.157
0.695	0.001	3.803	0.154
0.501	0.001	3.251	0.146
0.303	0.001	2.280	0.138

**Abbildung 5.5:** Massenabhängigkeit der Zählrate von  $^{40}\text{K}$  bei 3200 V

Die Werte lauten:

$$a = (5.37 \pm 0.10) \frac{1}{s} \quad (5.21)$$

$$b = (1.84 \pm 0.11) \frac{1}{g} \quad (5.22)$$

Außerdem ergibt sich ein Korrelationskoeffizient von

$$\rho = \frac{\text{cov}(a, b)}{s_a \cdot s_b} = -0.82 \quad (5.23)$$

Der  $\chi^2$ -Wert beträgt  $\chi^2 = 7.72$  und die Zahl der Freiheitsgrade  $\text{DoF} = 9$ . Daraus folgt, dass das Modell mit einer Wahrscheinlichkeit von 43.7 % die Messdaten beschreibt.

### 5.3.3. Berechnung der Halbwertszeit

Aus dem Produkt der beiden Parameter lässt sich die spezifische Aktivität  $A_S = \frac{A}{m}$  bestimmen:

$$A_S = \frac{2 \cdot a \cdot b}{f} \Rightarrow A = m \cdot \frac{2 \cdot a \cdot b}{f} \quad (5.24)$$

Es wird bei der Messung nur die  $\beta^-$ -Strahlung gemessen, allerdings tritt bei dem Zerfall von  $^{40}\text{K}$  auch noch Elektroneneinfang auf. Das Verhältnis zwischen der Häufigkeit von Elektroneneinfang und  $\beta^-$ -Zerfall beträgt 12 %. Daher gilt für die Zerfallskonstante

$$\lambda = \lambda_{\beta^-} + \lambda_{\text{EC}} = 1.12\lambda_{\beta^-} \quad (5.25)$$

Nun berechnet sich die Halbwertszeit von  $^{40}\text{K}$  mit [Gleichung 2.1](#)

$$T_{1/2}(^{40}\text{K}) = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{1.12 \lambda_{\beta^-}} = \frac{\ln 2}{1.12} \frac{N}{A} \quad (5.26)$$

Die Anzahl  $N$  der Kaliumkerne in Kaliumchlorid ist:

$$N = \frac{m \cdot N_A}{M_{\text{KCl}}} h_{\text{rel}} \quad (5.27)$$

wobei  $N_A$  die Avogadrokonstante,  $M_{\text{KCl}} = 74.5483 \text{ g/mol}$  die molare Masse von Kaliumchlorid und  $h_{\text{rel}} = 0.0118 \%$  die relative Häufigkeit von  $^{40}\text{K}$  in natürlichem Kalium ist. Daraus berechnet sich die Halbwertszeit von  $^{40}\text{K}$  mit:

$$T_{1/2}(^{40}\text{K}) = \frac{\ln 2}{1.12} \frac{N_A \cdot h_{\text{rel}}}{M_{\text{KCl}}} \frac{f}{2} \frac{1}{a \cdot b} = \text{const.} \cdot \frac{1}{a \cdot b} \quad (5.28)$$

Der Fehler ergibt sich aus den relativen Fehlern von  $a$  und  $b$  und der Berücksichtigung des Korrelationskoeffizienten  $\rho$ :

$$s_{T_{1/2}} = T_{1/2}(^{40}\text{K}) \cdot \sqrt{\left(\frac{s_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{s_b}{b}\right)^2 + 2 \cdot \frac{s_a}{a} \cdot \frac{s_b}{b} \cdot \rho} \quad (5.29)$$

Man erhält folgendes Ergebnis:

$$T_{1/2}(^{40}\text{K}) = (1.22 \pm 0.06) \cdot 10^9 \text{ a} \quad (5.30)$$

### 5.3.4. Diskussion des Ergebnisses

Der Literaturwert für die Halbwertszeit von  $^{40}\text{K}$  ist  $\tilde{T}_{1/2}(^{40}\text{K}) = 1.28 \cdot 10^9$  a. Der gemessene Wert  $T_{1/2}(^{40}\text{K}) = (1.22 \pm 0.06) \cdot 10^9$  a stimmt innerhalb einer Standardabweichung mit dem Literaturwert überein. Allerdings ist dabei zu beachten, dass der Fehler aufgrund des hohen Fehlers des Untergrundes auch relativ groß ausfällt.

Wie schon in 5.2.5 erwähnt, ist die Einstellung der Schwelle des SCAs eine Möglichkeit für einen systematischen Fehler.

Eine weitere Quelle für einen systematischen Fehler könnten Verunreinigungen im KCl sein.

## A. Anhang

### A.1. Messprotokoll



# Messprotokoll CHWZ

Benjamin Rottli  
Moritz Bittling  
08.05.14

SCA lower level: 0.75

Um - 239

~ 10:00 Uhr

Zählrohr charakteristik

$$U = \{1000; 100; 4000\} \checkmark$$

$$t = 50s$$

10:00 Uhr

Untergrund

$$U = \{2000; 100; 4000\} \checkmark$$

$$t = 50s$$

~~11:15~~

Schwarzin

11.15

- Größte Fläche

(Charakteristik)

$$U = \{1000; 100; 2200\} \checkmark$$

$$t = 50s$$

11.30

$$U = 1600V$$

Aktivität

$$t = 1200s$$

- kleine Fläche

12.00

$$U = \{1000; 100; 2200\} \checkmark$$

(Charakteristik)

$$t = 50s$$

12.30

$$U = 1600V$$

Aktivität

$$t = 1200s$$

~~13.00~~

~~$$U = 1600V$$~~

~~Untergrund~~

~~$$t = 5400s$$~~

Riccardo Moré  
@ Physik.uni-  
freiburg.de

*Rottli*



13.00  
Charakteristik

ganz große Probe

$$U = \{1000; 100; 2200\} V$$
$$t = 50s$$

13.15  
Aktivität

$$U = 1600V$$
$$t = 1200s$$

14.00  
Unterschied  
mit kl. Aluschale

$$U = 1600V$$
$$t = 3600s$$

*Kursbuch*

## Kalium

Masse Schmelzen:  $1,1784 g \pm 1mg$

$$m_g = 2,0123g$$

15.30  $\beta$ -Plateau:

$$U = \{2500; 100; 4000\} V$$
$$t = 50s$$

16.00

$m_g$

$$t = 420s$$

$$m_g =$$

$$m_z = 1,6812 g$$

$$\tilde{n}_{50} = 5,9s^{-1}$$

$$\rightarrow t = 420s$$



Wait  
cut 30s

	$m'/g$	$m/g$	Estimation $t_{2-50s}$	$t/s$	Measuring $t/s$
9	2,0	2,01239	6,0	420	6,2
9	2,0	2,01239	6,0	420	5,8
8	1,9	1,9047	6,6	420	6,0
7	1,7	1,6812	5,9	420	6,1
6	1,5	1,4827	6,6	420	5,5
5	1,3	1,2952	6,0	480	<del>6,0</del> 5,7
4	1,1	1,0993	6,2	480	5,3
3	0,9	0,8986	5,2	540	5,1
2	0,7	0,6954	4,2	540	<del>4,4</del> 4,6
1	0,5	0,5007	3,9	660	4,0
0	0,3	0,3030	3,3	780	3,0

Russell M. W.



# Messung Durchmesser Aluschulz

	Messung	Durchmesser / cm
klein	1	<del>2,880</del> 1,000
	2	0,990
	3	0,990
	4	1,005
	5	1,000
	6	1,005
mittel	1	1,700
	2	1,690
	3	1,695
	4	1,700
	5	1,705
	6	1,705
groß	1	2,880
	2	2,880
	3	2,875
	4	2,880
	5	2,880
	6	2,880

Reinhold

Fehler Einzelmessung: 0,005 cm



## Seminar 2

19<sup>00</sup> kleine Schule, randvoll

$$U = 1600 \text{ V}$$

$$t = 50 \text{ min}$$

$$\Rightarrow \tilde{n} = 0,16$$

$$\Rightarrow t = 24 \text{ für } 3\%$$

$$\text{keine Zeit} \rightarrow t = 50 \text{ min}$$

$$\Rightarrow 4,6\%$$

20<sup>00</sup> Klein Untergrund

$$U = 3200 \text{ V}$$

$$t = 36000 \text{ s}$$

### Mittwoch

9<sup>00</sup>: Seminar

(2. Teil)

mittlere Schule

$$U = 7600 \text{ V}$$

$$t = 60 \text{ s}$$

$$\Rightarrow \tilde{n} = 0,46$$

$$\Rightarrow t = 40 \text{ min für } 3\%$$

Rausch