

Versuch Nr. 702

Aktivierung mit Neutronen

Antonia Joëlle Bock
antoniajoelle.bock@tu-dortmund.de

Rene-Marcel Lehner
rene.lehner@tu-dortmund.de

Durchführung: 26.05.2020

Abgabe: 02.06.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Radioaktiver Zerfall durch Kernreaktionen mit Neutronen	3
2.2	Wirkungsquerschnitt	4
2.3	Erzeugung niederenergetischer Neutronen	4
2.4	Zerfall instabiler Isotope	5
3	Durchführung	7
3.1	Aufbau	7
3.2	Messung des Nulleffekts	8
3.3	Messreihen für Vanadium und Rhodium	8
4	Auswertung	8
4.1	Bestimmung der Untergrundrate	8
4.2	Vanadium	9
4.3	Rhodium	9
5	Diskussion	14
5.1	Vanadium	14
5.2	Rhodium	14
	Literatur	15

1 Zielsetzung

Das Ziel des folgenden Experiments ist die Bestimmung der Halbwertszeiten einiger radioaktiver Stoffe, die sich zusätzlich in ihren Eigenschaften bezüglich ihres Zerfalls geschehen unterscheiden. Als die Halbwertszeit τ wird die Zeit verstanden, in der die Hälfte einer hinreichend großen Stoffmenge zerfällt. Im Umkehrschluss bedeutet eine kleinere Halbwertszeit eine größere Zerfallswahrscheinlichkeit und einen instabileren Kern. Sie können sehr stark in ihren Größenordnungen variieren, Unterschiede von einigen Zehnerpotenzen sind möglich.

Hier werden ausschließlich Stoffe betrachtet, die unter Aussendung von β^- -Strahlung, also Elektronen, zerfallen.

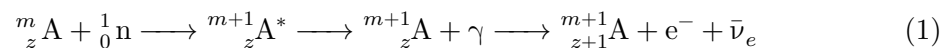
Um dies zu bewerkstelligen, wird in Kapitel 2 erläutert, inwiefern radioaktive Stoffe hergestellt werden können, deren instabile Kerne dann zu Beginn der Durchführung anfangen sollen zu zerfallen, und wie die Strahlungsmenge sinnvoll gemessen werden kann, mit deren Hilfe Rückschlüsse auf den Anteil der zerfallenen Menge gezogen werden können.

Die Messung wird exemplarisch an zwei verschiedenen Stoffen durchgeführt.

2 Theorie

2.1 Radioaktiver Zerfall durch Kernreaktionen mit Neutronen

Zur Herstellung instabiler und damit radioaktiver Nuklide werden Atome eines stabilen Elements mit Neutronen beschossen. Der Vorteil von Neutronen ist, dass sie nicht geladen sind und somit nicht die Coulomb-Barriere überwinden müssen, die für geladene Teilchen einen bemerkenswerten Unterschied machen würde. Wenn eine Reaktion stattfindet, nimmt der Kern das Neutron auf; die kinetische Energie wird fast vollständig auf alle vorhandenen Nukleonen verteilt. Der Kern befindet sich damit im angeregten Zustand – für eine Zeitspanne von etwa 10^{-16} s. Dann geht er unter Emission eines γ -Quants wieder in seinen Grundzustand über und der vorher stabile Atomkern hat sich in einen instabilen durch das gestiegene Verhältnis von Neutronenzahl zur Kernladungszahl umgewandelt. An dieser Stelle beginnt der radioaktive Zerfall, der hier untersucht werden soll. Ein Neutron des Nuklids wandelt sich unter Emission eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos in ein Proton um, ein Kern einer um eins höheren Ordnungszahl entsteht. Die Reaktion sieht im Allgemeinen so



aus, wobei das Sternchen den angeregten Zustand des Kerns indiziert. Überschüssige Energie beziehungsweise Massendifferenzen werden in Bewegungsenergie der Kerne und die Bildung von Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ gemäß der Masse-Energie-Beziehung nach Einstein $\Delta E = \Delta mc^2$ ineinander umgewandelt[3].

2.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß dafür, wie wahrscheinlich ein Stoß von zwei Teilchen ist. Eine andere Umschreibung für den Wirkungsquerschnitt wäre, dass sie die Fläche darstellt, die ein Nukleon haben müsste, damit der Beschuss eines Neutrons auf die Fläche jedes Mal zu einem Einfang führt. Ist die Geschwindigkeit des kollidierenden Teilchens eher groß, können Interferenz- und Streueffekte vernachlässigt werden und der Wirkungsquerschnitt kann anschaulich als die Fläche angesehen werden, die anteilmäßig von den Nukliden eingenommen wird. Je zahlreicher und größer die Nuklide sind, umso mehr nehmen sie prozentual an Fläche und somit an Stoßfläche ein. Ist hingegen die Geschwindigkeit eher gering, sorgen Streueffekte des Teilchens an den Nukliden dafür, dass die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes sehr viel größer wird, als es die geometrische Betrachtung glauben machen würde[3].

Diese Unterscheidung nach der Geschwindigkeit v kann auf die Wellenlänge λ mithilfe der De-Broglie-Beziehung

$$\lambda = \frac{h}{m_n v}$$

übertragen werden, wobei m_n die Masse eines Neutrons ist und das Planck'sche Wirkungsquantum durch $h = 6,626\,070\,04 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ [4] gegeben ist. So kann jedem Neutron mit einer bestimmten Wellenlänge eine Geschwindigkeit zugeordnet werden. Zur Einordnung der Größe wird hier der Kernradius verwendet; ist die Wellenlänge sehr viel kleiner als der Kernradius ($\approx 10^{-12} \text{ cm}$), können die Streueffekte vernachlässigt werden und die geometrische Betrachtung des Wirkungsquerschnitts genügt.

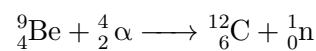
Die Absorption wird genau dann maximal – Stichwort Resonanzabsorption –, wenn die Energie des Neutrons gerade der Energiedifferenz der zwei Niveaus des Atomkerns entspricht. Mithilfe einer harmonischen Annäherung und mit quantenmechanischen Annahmen begründet sich die sogenannte Breit-Wigner-Formel; diese sagt eine umgekehrte Proportionalität des Wirkungsquerschnitts und damit der Absorption der Strahlung zur Energie beziehungsweise Geschwindigkeit des Neutrons voraus

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \propto \frac{1}{v},$$

was sich mit den vorangestellten Überlegungen deckt[3]. Für eine hohe Reaktanz sollte die Energie der Neutronen somit eher gering gehalten werden.

2.3 Erzeugung niederenergetischer Neutronen

Neutronen haben eine begrenzte Lebensdauer, weshalb sie direkt vor der Messung hergestellt werden müssen. Die Reaktion



wird in diesem Experiment verwendet. Zerfallende ${}^{226}\text{Ra}$ -Kerne emittieren die α -Teilchen, die auf ${}^9\text{Be}$ -Kerne gelenkt werden. Die darauffolgende Kernreaktion sorgt für die Produktion von freien Neutronen und die Umwandlung der Nuklide in ${}^{12}\text{C}$ -Kerne.

Da die Neutronen an dem Punkt noch eine Energie von maximal 13,7 MeV aufweisen, müssen sie entsprechend gebremst werden, um die für das Experiment günstige niedrige Geschwindigkeit zu erreichen. Deshalb wird die Neutronenquelle mit Paraffin ummantelt. Die darin enthaltenen leichten Wasserstoffkerne sorgen für einen möglichst großen Energieübertrag, wenn die Neutronen elastisch mit ihnen zusammenstoßen. Die Stöße finden solange statt, bis sich die Energie gleichmäßig auf die Teilchen verteilt und die Neutronen damit die mittlere Energie der sie umgebenden Moleküle annehmen. Dies entspricht bei einer Temperatur von $T = 290 \text{ K}$ einer Energie von $E = 0,025 \text{ eV}$ und einer Geschwindigkeit von $v = 2,2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ [3].

2.4 Zerfall instabiler Isotope

Bei der Messung werden zwei verschiedene Elemente untersucht, die jeweils einem leicht unterschiedlichen Zerfallsschema folgen.

Allgemein lässt sich jedoch ein exponentieller Verlauf des radioaktiven Zerfalls feststellen. So wird für gewöhnlich die Anzahl der noch nicht zerfallenen Kerne $N(t)$ über

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

dargestellt; λ ist die sogenannte Zerfallskonstante und der Zusammenhang zur Halbwertszeit τ lässt sich mit dem Ansatz $N(\tau) = N_0/2$ zu

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

herstellen.

Für die Messung ist $N(t)$ eine schwierig zu handhabene Größe[3], weshalb auf die Anzahl $N(\Delta t)$ in einem festen Zeitintervall Δt zurückgegriffen wird. Daraus ergibt sich mit $N_{\Delta t}(t) := N(t) - N(t + \Delta t)$ der Zusammenhang

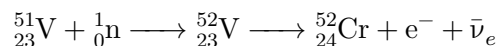
$$\ln N_{\Delta t}(t) = \ln(N_0(1 - e^{-\lambda \Delta t})) - \lambda t, \quad (2)$$

was für eine lineare Ausgleichsrechnung in der Auswertung genutzt werden kann. Auf der rechten Seite ist ausschließlich die Zeit t variabel, weshalb durch den Vergleich mit einer Geradengleichung $y = m \cdot x + b$ sich die Beziehungen

$$\begin{aligned} y &= \ln N_{\Delta t}(t) & x &= t \\ m &= -\lambda & b &= \ln(N_0(1 - e^{-\lambda \Delta t})) \end{aligned}$$

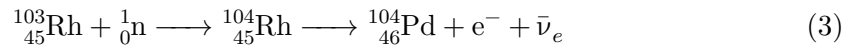
herstellen lassen.

Mit diesem Wissen wird zuerst das Isotop ^{51}V betrachtet. Es zerfällt nach dem in (1) gezeigten Muster[3]:

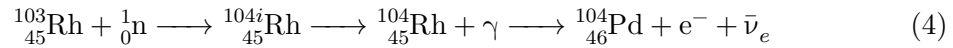


Die Halbwertszeit dieses Zerfalls lässt sich mithilfe der weiter oben beschriebenen linearen Ausgleichsrechnung bestimmen.

Bei dem zweiten zu untersuchenden Isotop, $^{103}_{45}\text{Rh}$ finden jedoch zwei Zerfälle statt, die bei der Messung und Auswertung der emittierten Strahlen berücksichtigt und unterschieden werden müssen. Die jeweiligen Halbwertszeiten weisen ebenfalls große Unterschiede auf. 90% der Nuklide zerfällt wie bereits aus (1) bekannt. 10% zerfallen in das isomere $^{104i}_{45}\text{Rh}$, welches sich in Massen- und Ordnungszahl von ^{104}Rh nicht unterscheidet. Jedoch ist die Anordnung der Nukleonen im Kern anders, was eine starke Verringerung der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Energieniveaus zur Folge hat. Dadurch verlängert sich die Zeit des Übergangs vom energetisch höheren Nuklid zum energetisch niedrigeren unter Aussendung eines γ -Quants auf mehrere Sekunden – zur Erinnerung: Normalerweise geschieht dies in Zeiten von etwa 10^{-16}s . Dadurch ergeben sich die beiden Zerfallsgleichungen



mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% und



mit einer Wahrscheinlichkeit von 10%[3].

Aufgrund der beiden ablaufenden Prozesse wird sich in etwa der in Abbildung 1 dargestellte Verlauf ergeben. Voraussetzung hierfür ist eine deutlich zu unterscheidende

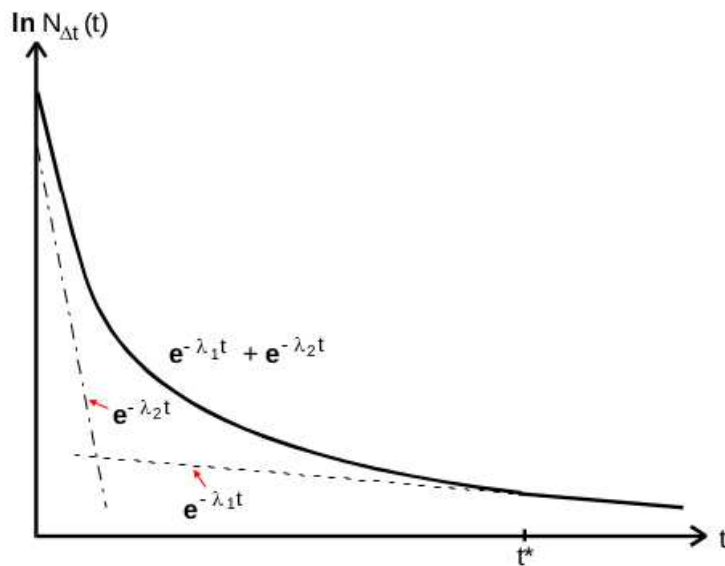


Abbildung 1: Die Zerfallskurve zweier Isotope desselben Präparats[3].

Halbwertszeit und Zerfallskonstante. Nur dann kann ab einer hinreichend großen Zeit t^* ein annähernd linearer Verlauf der Kurve verifiziert werden, die aus dem zweiten, länger dauernden Zerfall herrührt. Für die Werte mit $t > t^*$ kann die Ausgleichsrechnung wie bei Vadium durchgeführt und somit die Zerfallskonstante für den zweiten Zerfall bestimmt

werden. Danach wird von den Messwerten die ermittelte Ausgleichskurve abgezogen, damit die durch den ersten, langsameren Zerfall entstandenen Emissionen ausgewertet werden können. Hier muss beachtet werden, dass das auszuwertende Zeitintervall des ersten Zerfalls genügend Abstand zu t^* hat, weil sich sonst durch statistische Fehler

$$N_{\Delta t}(t) - N_{\Delta t,2}(t) < 0$$

ergeben könnte[3].

3 Durchführung

3.1 Aufbau

Für den Versuch wird ein Gemisch aus ^6Be und ^{226}Ra als Neutronenquelle verwendet. Die Neutronen werden in der Apparatur abgebremst, sodass ihre Geschwindigkeit gleich der mittleren kinetischen Energie der sie umgebenden Moleküle bei Raumtemperatur ist. Die verlangsamteten, thermischen Neutronen werden dann auf einen Verstärker gerichtet, welcher einen konstanten Bruchteil der Zerfälle misst. Über zwei Zähler, welche in einem konstanten Zeitintervall abwechselnd messen, können dann die Anzahl der Zerfälle abgelesen werden. Der tatsächliche Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 gezeigt.



Abbildung 2: Tatsächlicher Versuchsaufbau.[3]

Die Probe inklusive der Neutronenquelle sind in einen Bleischirm gehüllt, um ausgehende Strahlung und den Nulleffekt, welcher durch Höhenstrahlung und natürliche Radioaktivität verursacht wird, zu minimieren. Der Versuch ist vollständig aufgebaut, wenn die einzelnen Elemente wie in Abbildung 2 aufgestellt und verkabelt sind. Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau der Apparaturen.

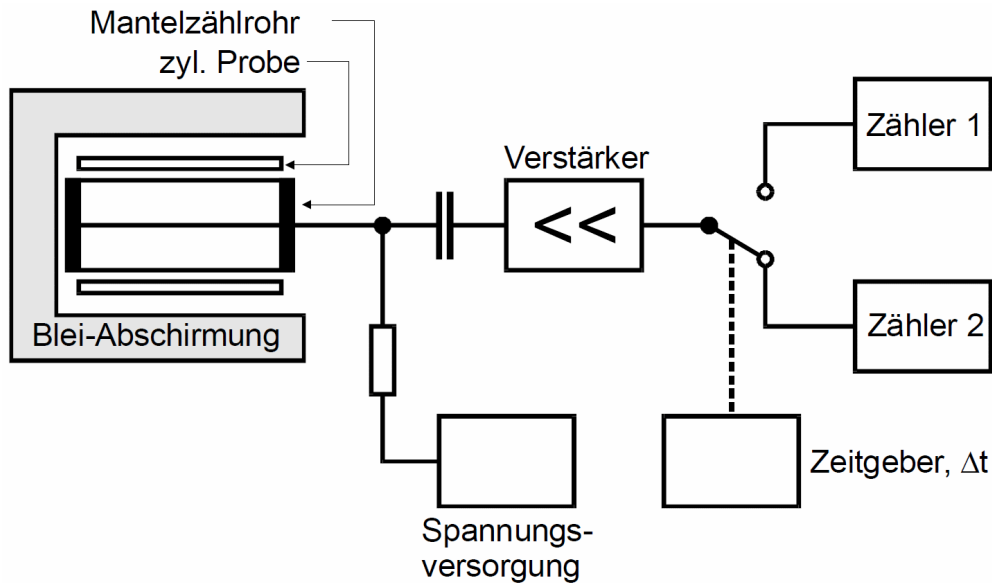


Abbildung 3: Schematischer Versuchsaufbau.[3]

3.2 Messung des Nulleffekts

Um den Nulleffekt zu messen, wird die aktivierte Neutronenquelle auf den Verstärker gerichtet und die Anzahl der Zerfälle abgelesen. Der relative Fehler wird minimiert, indem die Messung bei einem Zeitintervall von 300 s sieben mal wiederholt wird.

3.3 Messreihen für Vanadium und Rhodium

Entscheidend ist die Wahl des Zeitintervalls für die einzelnen Zerfallsmessungen. Durch Ausprobieren ergeben sich optimale Zeitintervalle, welche für ^{52}V bei $\Delta t = 30 \text{ s}$ und für ^{104}Rh bei $\Delta t = 15 \text{ s}$ liegen.

Die zylindrischen Proben werden in die Neutronenquelle eingeführt und die Apparatur auf den Verstärker ausgerichtet. An dem Zähler wird das entsprechende Zeitintervall eingestellt und direkt nach Einführen der Probe abgelesen. Für jedes Element werden 42 Zeitintervalle gemessen.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Untergrundrate

Die Messung ergibt die in Tabelle 1 aufgeführten Werte. Das Messintervall beträgt 300 s. Dadurch ergibt sich ein experimenteller Wert von

$$N_{\text{U}}^* = 139 \pm 12$$

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung der Untergrundrate.

N_U^*
129
143
144
136
139
126
158

für die Anzahl der Impulse, die durch den Untergrund verursacht werden, und

$$N_U = (0,464 \pm 0,038) \frac{1}{s} \quad (5)$$

für die entsprechende Impulsrate. Der Mittelwert und die experimentelle Messunsicherheit berechnen sich hier über

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \text{und}$$

$$\Delta x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

4.2 Vanadium

In Tabelle 2 werden die benötigten Daten zur Auswertung des Zerfalls von Vanadium aufgeführt. Im ersten Schritt wird der aus der ersten Messung ermittelte Wert für den Untergrund bezogen auf 30 s (nicht auf 300 s) $\bar{N}_U = 139 \cdot 30/300 \approx 14$ von den Messwerten des Zerfalls von Vanadium abgezogen. Das ergibt die hier mit N_V bezeichnete Messreihe. Der Fehler der Impulse ist poisson-verteilt, weshalb sich ein Fehler von $\Delta N_V = \sqrt{N_V}$ ergibt. Die verwendete Messzeit beträgt 30 s.

Da die Messwerte gegen Ende der Messreihe kaum vom Untergrund verschieden sind, ist der berechnete Wert für $\tau = (312 \pm 11) s$ stark fehlerbehaftet. Für eine höhere Genauigkeit wird eine Ausgleichsgerade für lediglich die erste Hälfte der Messwerte berechnet.

Der neue Wert $\tau = (254 \pm 11) s$ ist mit Blick auf Tabelle 2 eine plausible Näherung der Halbwertszeit. In der Literatur[2] findet sich ein Wert für τ von 3,743 min oder auch 224,58 s für das Isotop ^{52}V .

4.3 Rhodium

Die Messungen werden analog für Rhodium durchgeführt. Hierbei beträgt das Zeitintervall 15 s. Nach Abzug des Untergrundes und unter Ausnutzung der Poisson-Verteilung $\Delta N_{Rh} = \sqrt{N_{Rh}}$ ergeben sich die nachstehenden Werte in Tabelle 5.

Tabelle 2: Die Zerfallswerte zum Vanadium.

t/s	N_V	ΔN_V	t/s	N_V	ΔN_V
30	175	13	690	21	4
60	183	13	720	5	2
90	136	11	750	14	3
120	145	12	780	13	3
150	141	11	810	22	4
180	118	10	840	11	3
210	103	10	870	15	3
240	93	9	900	4	2
270	80	8	930	3	1
300	86	9	960	10	3
330	65	8	990	7	2
360	55	7	1020	11	3
390	67	8	1050	7	2
420	32	5	1080	10	3
450	35	5	1110	11	3
480	47	6	1140	3	1
510	42	6	1170	6	2
540	26	5	1200	5	2
570	31	5	1230	6	2
600	18	4	1260	4	2
630	13	3	1290	2	1
660	29	5	1320	3	1

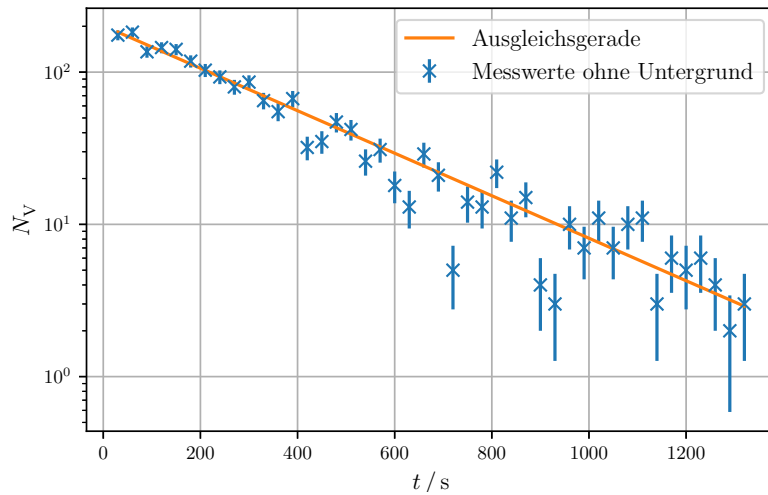


Abbildung 4: Gemessene Zerfallskurve von Vanadium mit Ausgleichsgerade.

Tabelle 3: Die sich aus der Ausgleichsrechnung für Vanadium ergebenden Parameter.

$m / 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	b	$\lambda / 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	τ / s
$-3,21 \pm 0,11$	$5,31 \pm 0,04$	$3,21 \pm 0,11$	312 ± 11

Tabelle 4: Die sich aus der angepassten Ausgleichsrechnung für Vanadium ergebenden Parameter.

$m / 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	b	$\lambda / 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	τ / s
$-3,94 \pm 0,24$	$5,44 \pm 0,09$	$3,94 \pm 0,24$	254 ± 11

Tabelle 5: Die Zerfallswerte zum Rhodium.

t / s	N_{Rh}	ΔN_{Rh}	t / s	N_{Rh}	ΔN_{Rh}
15	660	26	345	29	5
30	578	24	360	31	5
45	467	22	375	27	5
60	392	20	390	33	5
75	297	17	405	14	4
90	246	16	420	28	5
105	206	14	435	26	5
120	166	12	450	29	5
135	145	12	465	13	4
150	119	11	480	17	4
165	104	10	495	23	5
180	85	9	510	23	5
195	72	8	525	19	4
210	67	8	540	21	5
225	53	7	555	16	4
240	45	7	570	13	4
255	49	7	585	21	5
270	46	7	600	10	3
285	34	6	615	19	4
300	29	5	630	12	3
315	30	5	645	6	2
330	25	5	660	10	3

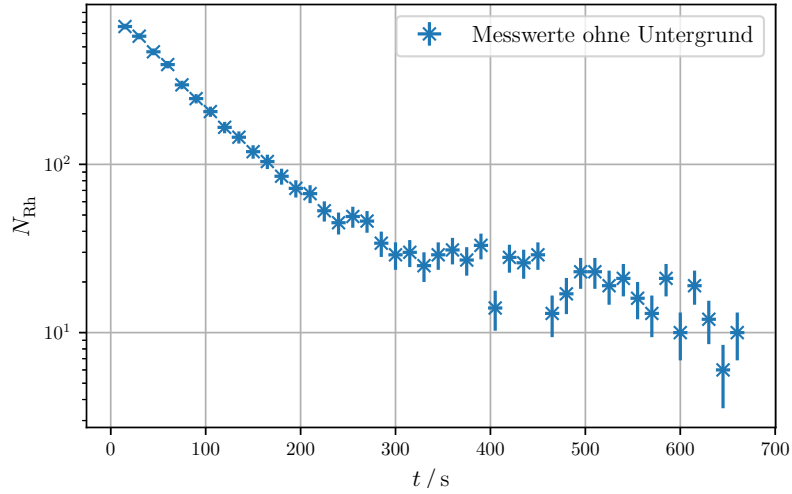


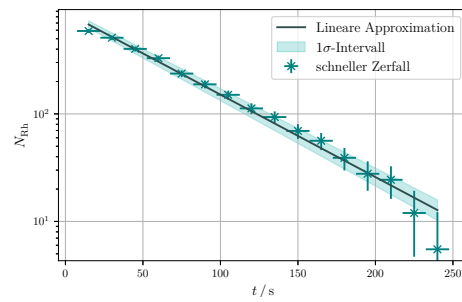
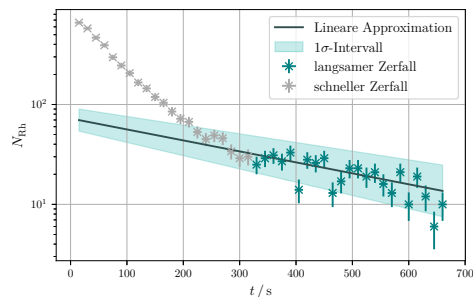
Abbildung 5: Gemessene Zerfallskurve von Rhodium.

Zuerst wird der langsame Zerfall untersucht, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben. Die Zeit, ab der nur noch der zweite Zerfall ausschlaggebend ist, wird anhand von Abbildung 5 zu $t^* = 330$ s festgelegt. Für die Messwerte $t > t^*$ wird nun analog zu Gleichung (2) eine lineare Ausgleichsgerade mithilfe von [4] und [5] berechnet, die mit der Methode der kleinsten Quadrate rechnet und die Messfehler der Messwerte berücksichtigt. Die Geradenparameter der beiden Zerfälle und die sich daraus ergebende Halbwertszeit τ sind in Tabelle 6 zusammengestellt. Zur Veranschaulichung der Vorgänge bei der

Tabelle 6: Die sich aus der Ausgleichsrechnung für Rhodium ergebenden Parameter.

	$m / 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	b	$\lambda / 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	τ / s
langsam	$-2,53 \pm 0,53$	$4,28 \pm 0,25$	$2,53 \pm 0,53$	270 ± 60
schnell	$-17,7 \pm 0,6$	$6,78 \pm 0,07$	$17,7 \pm 0,6$	$39,3 \pm 1,4$

Fehlerrechnung und der Größe der Messfehler dienen die Abbildungen 6 und 7. Der Literaturvergleich[1] ergibt für den langsamen Zerfall $\tau_{lan} = 260,4$ s und den schnellen $\tau_{sch} = 42,3$ s.



(a) Die lineare Regression zum langsamen Zerfall. (b) Die lineare Regression zum schnellen Zerfall.

Abbildung 6: Beide linearen Regressionen zum Rhodium-Präparat.

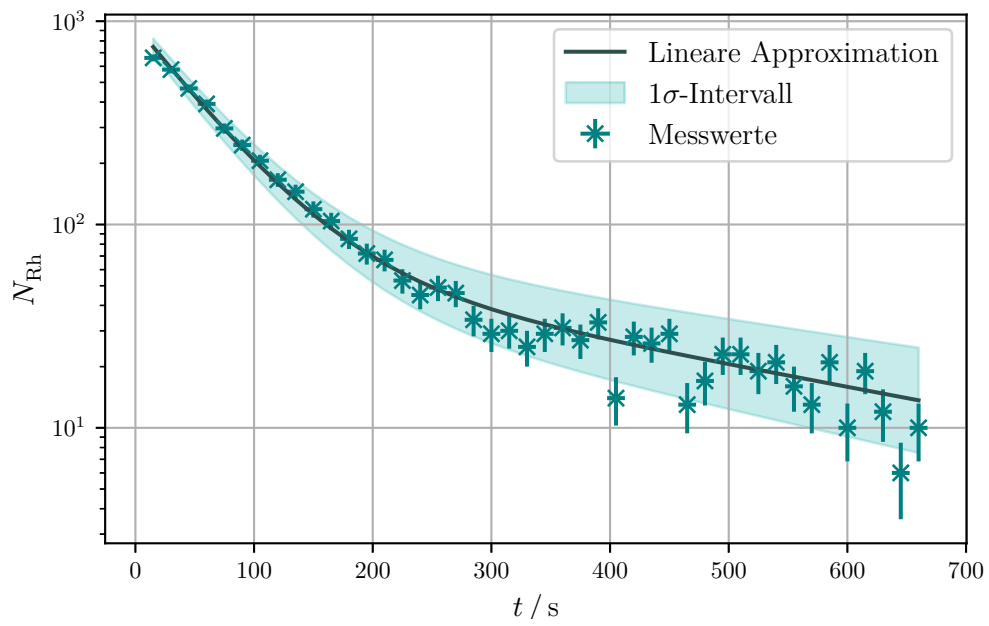


Abbildung 7: Gesamtdarstellung der beiden Zerfallvorgänge.

5 Diskussion

Der Versuch liefert gute Näherungen an die tatsächlichen Halbwertszeiten der Isotope ^{52}V und ^{104}Rh . So liegen die Abweichungen für das Vanadium-Isotop bei etwa 13.1% und für das Rhodium-Isotop bei 3.7% und 7.6% für je den langsamen und schnellen Zerfall.

5.1 Vanadium

Tabelle 7: Abweichungen des Vanadium-Isotops.

	Literaturwert $\tau_{\text{V,L}} / \text{s}[2]$	Alle Messwerte $\tau_{\text{V,all}} / \text{s}$	Angepasst $\tau_{\text{V}} / \text{s}$
	224,58 s	$(312 \pm 11) \text{ s}$	$(254 \pm 11) \text{ s}$
Abweichungen	-	38.93%	13.1%

Das Vanadium-Isotop hat eine konstante Halbwertszeit. Wenn die meisten Isotope zerfallen sind, kann über die Zählapparatur jedoch nicht mehr unterschieden werden, ob es sich um die Isotop-Zerfälle oder Zerfälle aus Höhenstrahlung und natürlicher Radioaktivität handelt. Der Nulleffekt bildet somit eine untere Grenze der Messgenauigkeit. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, nur etwa die erste Hälfte der Messwerte zu betrachten und eine lineare Regression für nur diese Werte durchzuführen. Ein Vergleich mit dem Literaturwert zeigt, dass die neu gewonnene Näherung deutlich genauer ist und eine Abweichung um den Faktor drei reduziert. Eine Gegenüberstellung ist in Tabelle 7 zu sehen.

5.2 Rhodium

Tabelle 8: Abweichungen des Rhodium-Isotops.

	Literaturwerte[1]			
	$\tau_{\text{sch, L}} / \text{s}$	$\tau_{\text{lan, L}} / \text{s}$	$\tau_{\text{sch}} / \text{s}$	$\tau_{\text{lan}} / \text{s}$
	42,3 s	260,4 s	$(39,3 \pm 1,4) \text{ s}$	$(270 \pm 60) \text{ s}$
Abweichungen	-	-	3.7%	7.6%

Der schnelle Zerfall des Rhodium-Isotops ist dem Literaturwert nur um 3.7% verschieden und damit gut genähert. Die relative Unsicherheit des Wertes beträgt etwa 3.6%. Der langsame Zerfall hingegen hat mit 7.6% eine größere Abweichung dem Literaturwert gegenüber. Zudem ist die Messunsicherheit dieser Halbwertszeit mit 22% vergleichsweise hoch. Die Hauptursache für diese statistischen Unterschiede ist vor allem der Nulleffekt, der nach dem schnellen Zerfall einen großen Einfluss auf die zweite Messhälfte hat. Das Messverhalten ist vergleichbar mit dem des Vanadium-Isotops.

Um die Messgenauigkeit zu verbessern können die Proben intensiver oder länger bestrahlt werden, sodass mehr Isotope gebildet werden. Hierdurch wird der statistische Einfluss des

Nulleffektes reduziert, da zum Ende der Messung noch wesentlich mehr Isotope zerfallen als Strahlung durch die Umgebung gemessen wird.

15.1

Literatur

- [1] John W. Arblaster. *The Discoverers of the Rhodium Isotopes*. URL: <https://www.ingentaconnect.com/content/matthey/pmr/2011/00000055/00000002/art00007;jsessionid=4ceq6hgt0e01p.x-ic-live-03#> (besucht am 28.06.2020).
- [2] chernykh.tech. *Periodic Table Pro*. URL: <https://play.google.com/store/apps/details?id=august.mendeleev.pro&hl=en> (besucht am 28.06.2020).
- [3] TU Dortmund. *Versuch V702: Aktivierung mit Neutronen*. 2020.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.

Index der Kommentare

15.1 Sehr schön!