

Physikalisches A-Praktikum

Versuch 29

Radioaktivität

Praktikanten: Nils Kanning
Steffen Klemer

Durchgeführt am: 08.02.2007

Gruppe: 6

Assistent: Till Benter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie	4
2.1	Physikalische Wechselwirkungen	4
2.2	Ursachen der Radioaktivität	4
2.3	Formen des radioaktiven Zerfalls	5
2.3.1	α -Zerfall	5
2.3.2	β -Zerfall	5
2.3.3	γ -Zerfall	6
2.3.4	Kernspaltung	6
2.4	Das Zerfallsgesetz	6
2.4.1	Aktivierung mittels Am-Be-Quelle	7
2.5	Erkennung radioaktiver Strahlung	8
2.6	Abschirmung radioaktiver Strahlung	8
3	Durchführung	8
4	Auswertung	9
4.1	Halbwertszeit	9
4.2	Abklingkurven	10
4.3	Aktivierungskurven	10
5	Einordnung der Ergebnisse	10
A	Tabellen und Grafiken	11
B	Verwendete Plot-Datei	18

1 Einleitung

Unter *Radioaktivität* versteht man die Umwandlung von Atomkernen. Bei diesem Vorgang wird Energie freigesetzt, welche in Form von Strahlung oder bestimmter Teilchen abgegeben wird.

Radioaktive Prozesse werden heutzutage in zahlreichen Bereichen verwendet. In der Medizin werden radioaktive Präparate sowohl zur Diagnose als auch zur Therapie eingesetzt. Eine Form des radioaktiven Zerfalls – die Kernspaltung – wird zur Energieerzeugung in Kernkraftwerken verwendet.

Neben den positiven Effekten muss bei jeder Anwendung auch beachtet werden, dass die entstehende Strahlung durch ihre ionisierende Wirkung Organismen schädigen kann.

2 Theorie

2.1 Physikalische Wechselwirkungen

Die heute bekannten physikalischen Phänomene werden mit Hilfe von vier grundlegenden Wechselwirkungen erklärt. Wir werden nun die Relevanz dieser Wechselwirkungen im Hinblick auf die Radioaktivität, welche ein Vorgang zwischen den Bestandteilen des Atomkerns ist, erläutern.

Eine dieser Wechselwirkungen ist die *Gravitation*. Diese ist eine im Vergleich zu den folgenden Kräften extrem schwache, anziehende Wechselwirkung zwischen allen massebehafteten Teilchen. Da die Massen der Bestandteile eines Atomkerns sehr gering sind, spielt diese Wechselwirkung für die Radioaktivität praktisch keine Rolle.

Die *elektromagnetische Wechselwirkung* dominiert das Verhalten von Materie in unseren alltäglichen Größenskalen bis hin zu Kräften zwischen einzelnen Atomen. Damit werden auch die chemischen Eigenschaften eines Stoffes durch diese Kraft definiert. Die *Ladung* der Teilchen entscheidet ob diese sich anziehen oder abstoßen. Anziehung findet zwischen Teilchen verschiedener Ladung, Abstoßung zwischen solchen gleicher Ladung statt.

Gerade die zuletzt genannte Eigenschaft der elektromagnetischen Wechselwirkung zeigt, dass noch weitere Kräfte existieren müssen. Ein Atomkern besteht aus positiv geladenen *Protonen* und nicht geladenen *Neutronen*. Die Abstoßung der Protonen untereinander würde so stets zu einer Instabilität der Atomkerne führen. Um die Stabilität von Atomkernen zu erklären führt man nun die *starke* sowie die *schwache Wechselwirkung* ein. Die Reichweiten beider Kräfte fallen sehr viel schneller als jene der oben diskutierten Kräfte ab. Damit wirken sie effektiv nur im Atomkern. Die Wirkung dieser beiden Kräfte wird auch unter dem Begriff *Kernkraft* zusammengefasst. Diese bestimmt die Radioaktivität eines Stoffes.

2.2 Ursachen der Radioaktivität

Um zu den Ursachen der Radioaktivität zu gelangen, müssen wir zunächst auf die Bestandteile des Atomkerns, der auch *Nuklid* genannt wird, eingehen.

Dieser besteht aus *Protonen* und *Neutronen*. Beide Arten von Teilchen bezeichnet man auch als *Nukleonen*. Die Anzahl der Protonen eines Atoms bestimmt seine chemischen Eigenschaften und wird *Kernladungszahl* oder *Ordnungszahl* Z genannt.

Die Anzahl der Nukleonen heißt *Massezahl* A und für die Zahl der Neutronen schreiben wir N . Nun kann ein chemisches Element X mit Ordnungszahl Z verschiedene Massezahlen A besitzen. Wir nennen diese Kerne *Isotope*. In Symbolen schreiben wir:

$${}^A_Z X$$

Wir betrachten nun die Masse eines Atoms mit der Massezahl $A = N + Z$. Es stellt sich heraus, dass diese Masse geringer als die Summe der Einzelmassen der N Neutronen und der Z Protonen ist. Man spricht von einem *Massedefekt* als Folge einer *Bindungsenergie* B , die beim Zusammenschluss der Nukleonen zu einem Atomkern frei wird. Ebenso ist diese Energie B auch nötig um einen Atomkern wieder zu trennen. Die Bindungsenergie pro Nukleon B/A ist somit ein Maß für die *Stabilität* eines Atomkerns.

Beim *radioaktiven Zerfall* werden nun instabile Kerne in Kerne höherer Stabilität umgewandelt.

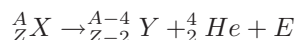
2.3 Formen des radioaktiven Zerfalls

Bei dem Zerfall von Kernen entstehen noch weitere Teilchen. Anhand dieser Teilchen lassen sich mehrere Zerfallsarten abgrenzen.

2.3.1 α -Zerfall

Einen Helium-Kern ${}^4_2\text{He}$ bezeichnet man auch als α -Teilchen oder auch α -Strahlung.

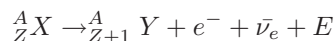
Beim α -Zerfall wird ein Kern ${}^A_Z X$ in einen Tochterkern ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ umgewandelt. Bei diesem Zerfall entsteht zudem ein α -Teilchen. Die Änderung der kinetischen Energie bezeichnen wir mit E . Wir schreiben:



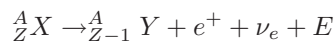
2.3.2 β -Zerfall

Der β -Zerfall ist ein Resultat der schwachen Wechselwirkung.

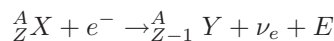
Beim β^- -Zerfall kommt es zur Emission eines Elektrons e^- und eines Anti-Elektron-Neutrinos $\bar{\nu}_e$:



Der β^+ -Zerfall verläuft unter Emission eines Positrons e^+ und eines Elektron-Neutrinos ν_e :



Auf Grund der *Crossing-Symmetrie* der schwachen Wechselwirkung kann beim β^+ -Zerfall das Positron e^+ auf der rechten Seite auch durch das entsprechende Antiteilchen, in diesem Fall also ein Elektron e^- , auf der linken Seite ersetzt werden:

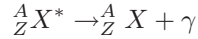


Man nennt diesen Zerfall auch *Elektroneneinfang*, da ein Elektron aus der Atomhülle, typischerweise der K-Schale, benötigt wird.

Die beim β -Zerfall neben dem eigentlichen Atomkern entstehenden Reaktionsprodukte werden auch *β -Strahlung* genannt.

2.3.3 γ -Zerfall

Zum γ -Zerfall kommt es, wenn ein Kern in einem angeregten Zustand ${}^A_Z X^*$ vorliegt. Es erfolgt ein Übergang zu einem energieärmeren Zustand ${}^A_Z X$. Dabei ändert sich weder die Massen- noch die Ordnungszahl des Kerns. Es kommt jedoch zur Emission hochfrequenter elektromagnetischer Strahlung. Diese nennt man γ -Strahlung. In der Reaktionsgleichung drücken wir diese durch ein Photon γ aus:



Typischerweise kommt es zu einem γ -Zerfall, wenn der Kern durch einen vorangegangenen α - oder β -Zerfall angeregt wurde.

2.3.4 Kernspaltung

Zur *spontanen Spaltung* eines Kerns kann es bei sehr schweren Kernen kommen. Bei diesen ist die Bindungsenergie pro Nukleon relativ gering. Der schwere Kern zerfällt in zwei leichtere Kerne und emittiert dabei meist noch mehrere Neutronen.

Zudem gibt es auch die *induzierte Spaltung*. Hierbei wird ein Kern durch Beschuss mit einem Neutron angeregt. Kommt es dann zur Spaltung, entstehen dabei neue Neutronen, welche wiederum weitere Kerne anregen. Es kommt also zu einer Kettenreaktion.

2.4 Das Zerfallsgesetz

Der radioaktive Zerfall ist kein deterministischer Prozess. Es kann lediglich eine Aussage darüber getroffen werden, nach welchem Zeitintervall welcher Anteil der ursprünglichen Kerne zerfallen ist. Eine Vorhersage des genauen Zeitpunkt des Zerfalls eines bestimmten Kerns ist nicht möglich.

Um den Zerfallsprozess mit Hilfe mathematischer Gesetzmäßigkeiten zu beschreiben führen wir zunächst die *Aktivität* A als negative zeitliche Änderungsrate der Anzahl, der noch nicht zerfallenen Kerne N , ein. Es stellt sich heraus, dass die Aktivität proportional zur Anzahl der nicht zerfallenen Kerne ist. Dabei nennen wir den Proportionalitätsfaktor *Zerfallskonstante* λ . Diese hängt von dem betrachteten Zerfallsprozess ab. Es folgt:

$$A \equiv -\dot{N}(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \quad (1)$$

Mit der Anfangsbedingung $N(t=0) = N_0$ erhalten wir als Lösung dieser Differentialgleichung:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

Mit der Definition $\dot{N}_0 \equiv N_0 \lambda$ gilt:

$$\dot{N}(t) = -\dot{N}_0 e^{-\lambda t}$$

Dies bedeutet für die Aktivität mit $A_0 \equiv \dot{N}_0$:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

Wir betrachten nun den Zerfall während der *Aktivierung* einer Probe. Im folgenden Versuch werden wir den Zerfall von durch Neutronen angeregten Silberisotopen

messen. Während der *Aktivierungszeit* τ befindet sich die Probe aus Silberisotopen in Kontakt mit einer Neutronenquelle. Somit erhöht sich in diesem Zeitraum die Anzahl der angeregten Kerne $N_0(\tau)$ die für einen Zerfall in Frage kommen. Wir nehmen an, dass die Rate dieser Erhöhung konstant ist. Dann gilt mit einer Konstanten k und Gl. 1:

$$\dot{N}_0(\tau) = k - \lambda N_0(\tau)$$

Wir gehen nun davon aus, dass die Probe zum Zeitpunkt $\tau = 0$ noch nicht aktiviert ist, das heißt $N_0(\tau = 0) = 0$. Dies ergibt die Lösung:

$$N_0(\tau) = \frac{k}{\lambda} (1 - e^{-\lambda\tau})$$

Um die Aktivität während des Aktivierungsvorgangs zu erhalten, setzen wir diese Gleichung an Stelle von $N(t)$ in 1 ein. Dies ergibt:

$$A_0 = k (1 - e^{-\lambda\tau})$$

Wir erkennen nun, dass k die Anfangsaktivität bei einer unendlich langen Aktivierungszeit τ ist und schreiben daher mit $A_0^\infty \equiv \dot{N}_0^\infty = k$:

$$A_0(\tau) = A_0^\infty (1 - e^{-\lambda\tau}) \quad (4)$$

Wir können mit diesem Ergebnis die Konstante N_0 im Zerfallsgesetz (Gl. 3) ersetzen und erhalten so für den radioaktiven Zerfall nach einer Aktivierungszeit τ :

$$A(t) = A_0(\tau) e^{-\lambda t}$$

Schließlich definieren wir doch die *Halbwertszeit* $T_{\frac{1}{2}}$, in der die Hälfte der Kerne zerfallen ist:

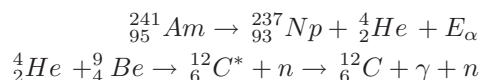
$$\frac{N_0(\tau)}{2} = N_0(\tau) e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}}$$

Es folgt:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (5)$$

2.4.1 Aktivierung mittels Am-Be-Quelle

In diesem Versuch werden wir unsere Proben mit Hilfe einer *Am-Be-Strahlungsquelle* aktivieren. In dieser reagieren 2 Isotope des Americium und Berylliums miteinander:



Hierbei ist $E_\alpha = 5.5\text{MeV}$. Die erzeugten energiereichen Neutronen werden durch einen Moderator, Paraffin, verlangsamt und können nun von den Proben aufgefangen werden. In diesem Versuch sind dies die Silberisotope ${}^{107}\text{Ag}$ sowie ${}^{109}\text{Ag}$. Diese werden unter Aussendung eines Gamma-Quants zu den β^- -Strahlern ${}^{108}\text{Ag}$ und ${}^{110}\text{Ag}$, deren Halbwertszeit nun bestimmt werden kann.

2.5 Erkennung radioaktiver Strahlung

Für die Durchführung dieses Versuchs benötigen wir die Möglichkeit, die beim β^- -Zerfall entstehenden Elektronen zu erkennen.

Hierzu verwenden wir ein *Geiger-Müller-Zählrohr*. Dieses besteht aus einem, mit Edelgas gefüllten Metallzylinder. Auf der Symmetrieachse des Zylinders befindet sich ein Draht. Zwischen dem Zylinder und dem Draht liegt eine sehr hohe Gleichspannung an. Dabei ist der Draht die Anode und in Reihe ist ein großer Widerstand geschaltet.

Fällt nun eines der energiereichen Elektronen aus dem β^- -Zerfall in die Anordnung, so wird eines der Gasatome ionisiert. Das nun freie Elektron wird Richtung Anode beschleunigt und erlangt dabei genügend Energie um weitere Gasatome zu ionisieren. Es kommt zu einer Kettenreaktion und somit zu einem Stromfluss.

Auf Grund dieses Stroms fällt nun jedoch ein Teil der Spannung am Widerstand ab. Damit verringert sich die Beschleunigungsspannung zwischen Zylinder und Draht und ein in diesem Zeitraum eintreffendes Elektron aus dem β^- -Zerfall führt nicht zu einer Kettenreaktion. Dieses Elektron ionisiert lediglich ein Atom. Das entstehende Elektron erlangt jedoch nicht genug Energie um weitere Atome zu ionisieren.

Die Zeit in der der Strom wieder auf Null sinkt, wird *Totzeit* genannt, da eintreffende Elektronen nicht gezählt werden.

Die Anzahl der Auslösungen eines Stroms ist ein Maß für die Anzahl der eintreffenden Elektronen und damit für die Zerfallsrate einer Probe. Dabei führt insbesondere bei hohen Zählraten die Totzeit zu Fehlern. Eine ausführliche Betrachtung des Zählrohres findet sich im *Protokoll 28*.

Bei den Messungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr ist zu beachten, dass auch ohne das Vorhandensein einer radioaktiven Probe Strahlung gezählt wird. Diese stammen von natürlichen radioaktiven Zerfällen in der Umgebung. Diese *Nullrate* muss von der Zählrate mit Probe subtrahiert werden.

2.6 Abschirmung radioaktiver Strahlung

Zur Abschirmung von α -Strahlung reicht bereits ein Blatt Papier aus.

Um β -Strahlung abzuschirmen, kann zum Beispiel Glas verwendet werden. Es entsteht allerdings *Bremsstrahlung*, die ebenfalls abgeschirmt werden muss, da diese hochenergetisch und damit gesundheitsgefährdend ist.

Die Ausbreitung von γ -Strahlung lässt sich noch schwerer unterbinden. Es sind deutlich dickere Materieschichten als bei α - und β -Strahlung nötig. Häufig wird in diesem Fall Blei verwendet.

3 Durchführung

Wir nehmen die Strahlung von zwei Silberisotopen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr auf. Die verwendeten Silberplättchen sind vor der Messung nicht aktiv, werden dann mit einer Am-Be-Quelle für 1,2,4 sowie 8 Minuten (Stoppuhr gemessen) aktiviert und anschließend in einem mit Blei geschirmten Zählrohr beobachtet. Jede dieser 4 Messreihen wird von einem Computer aufgenommen.

4 Auswertung

4.1 Halbwertszeit

Durch die Aktivierung der Silberproben sind, wie bereits besprochen, zwei Isotope mit unterschiedlichen Halbwertszeiten entstanden. Außerdem ist die Messung noch durch die Nullrate der Umgebung verfälscht, die das Zählrohr aufnimmt. Damit erhalten wir für die Anzahl der Zerfälle folgende Funktion:

$$y(t) = N_{A,0}^\tau \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_A} t} + N_{B,0}^\tau \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_B} t} + N_{null}$$

Hierbei sind τ die Dauer der Aktivierung und $T_{A,B}$ die Halbwertszeiten. Dies ergibt 4 Gleichungen, mit 11 Parametern, welche wir mit Hilfe der in `gnuplot`¹ integrierten χ^2 Methode gefittet haben. Als Messfehler haben wir \sqrt{y} benutzt, da der Radioaktive Zerfall der POISSON-Statistik folgt. Außerdem wurde, aufgrund der gesicherten Herleitung des Zerfallsgesetzes, der Modellfehler mit 0 angenommen. In den Fällen $y = 0$ haben wir den Fehler auf 1 gesetzt.

Damit erhalten wir nun die Halbwertszeiten

$$\begin{aligned} T_A &= 22(1)s \\ T_B &= 117(5)s. \end{aligned}$$

Die ermittelte Abweichung zu diesen Werten ist $\chi^2 = 598$. Mit den 11 Freiheitsgraden und 502 Messpunkten des Systems ergibt sich nun ein reduziertes $\chi_{red}^2 = \frac{\chi^2}{502-11} = 1.22$. Für eine gute Übereinstimmung der Daten mit der angenommenen Funktion, sollte sich ein reduziertes χ^2 in der Nähe von 1 ergeben, was in diesem Fall gegeben ist.

A ist in unserem Fall wohl ${}_{47}^{110}\text{Ag}$ mit einem Literaturwert von 24,6s und B ${}_{47}^{108}\text{Ag}$ mit 157s².

Die anderen ermittelten Werte sind in Tab. 1 aufgetragen.

	Wert	Fehler
T_A	22.3703s	0.9827s
T_B	117.12s	4.462s
$N_{A,0}^1$	433.493	28.45
$N_{B,0}^1$	39.4609	3.366
$N_{A,0}^2$	430.044	30.36
$N_{B,0}^2$	25.6653	2.603
$N_{A,0}^4$	750.089	53.82
$N_{B,0}^4$	112.404	7.976
$N_{A,0}^8$	340.159	24.64
$N_{B,0}^8$	65.5902	4.745
N_{null}	0.630731	0.1138

Tabelle 1: Die ermittelten Parameter

¹Das Plotfile ist in *Anhang B* zu finden.

²Siehe *Peter Schaaf, Das Physikalische Praktikum, Universitätsverlag Göttingen, 2006*

4.2 Abklingkurven

Mit den nun bekannten Parametern aus Tab. 1, können wir die errechneten Abklingkurven einzeln zu den aufgetragenen Zerfallskurven zeichnen. Das Ergebnis ist in den Abb. 1 bis 5 zu sehen. Wie erwartet, folgt die Kurve zu Beginn eher dem Zerfall von A mit der kurzen Halbwertszeit, während sie später asymptotisch gegen B strebt.

4.3 Aktivierungskurven

Zusätzlich haben wir die Aktivierungskurve bestimmt. Auf Basis von Gl. 4:

$$N_0(\tau) = N_0^\infty (1 - e^{-\ln 2 / T_{1/2} \cdot \tau})$$

haben wir die erhaltenen Werte von $N_{i,0}^\tau$ gefittet. Damit finden wir folgendes:

$$\begin{aligned} N_{A,0}^\infty &= 442(69) \text{ 1/s} \\ \chi_A^2 &= 54.4 \\ \chi_{A,red}^2 &= 18.1 \\ N_{B,0}^\infty &= 547(183) \text{ 1/s} \\ \chi_B^2 &= 205 \\ \chi_{B,red}^2 &= 68.1 \end{aligned}$$

Der Plot ist in Abb. 6 und 7 zu sehen.

Wie sowohl im Plot, also auch an den hohen reduzierten χ^2 zu erkennen ist, sind die Werte nicht sehr vertrauenswürdig. Dies liegt vor allem daran, dass wir nur jeweils 4 Messwerte zur Verfügung hatten.

5 Einordnung der Ergebnisse

Die Werte der Halbwertszeiten liegen in ähnlichen Größenordnungen, wie die theoretischen aus dem Skript ($T_A = 24.6s$ sowie $T_B = 157s$). Vor allem der Wert des leichteren Isotops weicht aber schon sehr stark ab und liegt nicht einmal annähernd in unserem Fehlerintervall.

Die Kurven liegen aber sehr dicht an unseren Messwerten, was gegen einen Fehler im Fitverfahren spricht. Die Aktivierungskurven sind keinesfalls zu gebrauchen, sie zeigen weder quantitativ noch qualitativ die theoretisch vermuteten Werte. Damit ist auch der Grenzwert wenig aussagekräftig.

A Tabellen und Grafiken

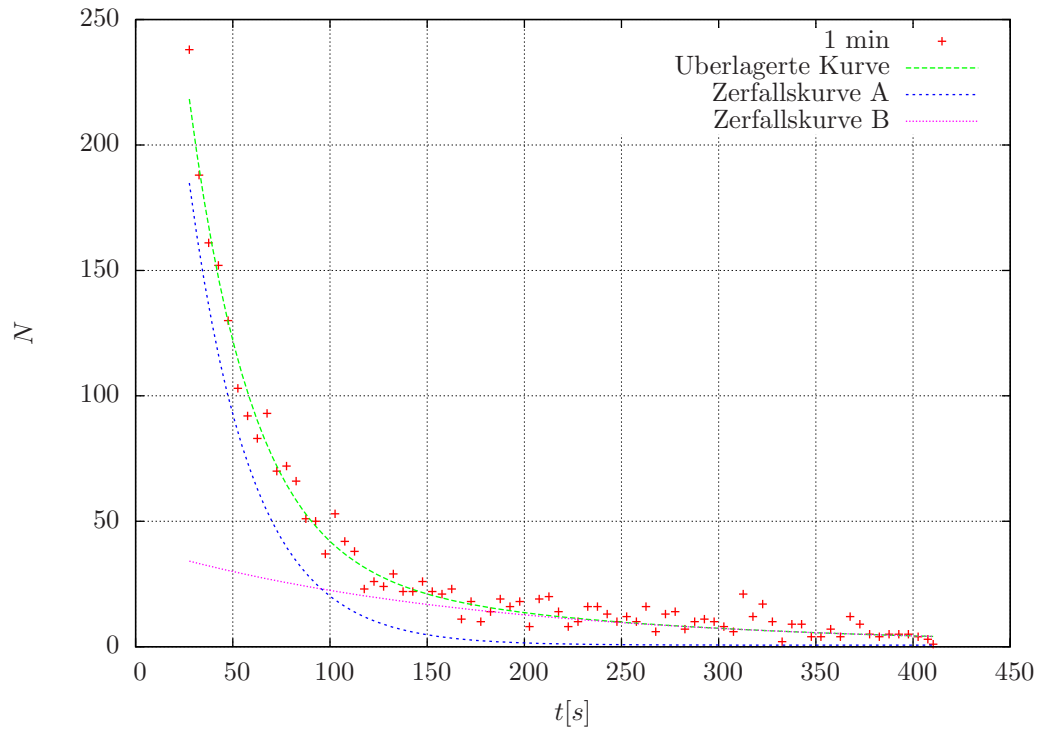


Abbildung 1: Gemessene Zerfallskurve bei einer Aktivierung von 1min

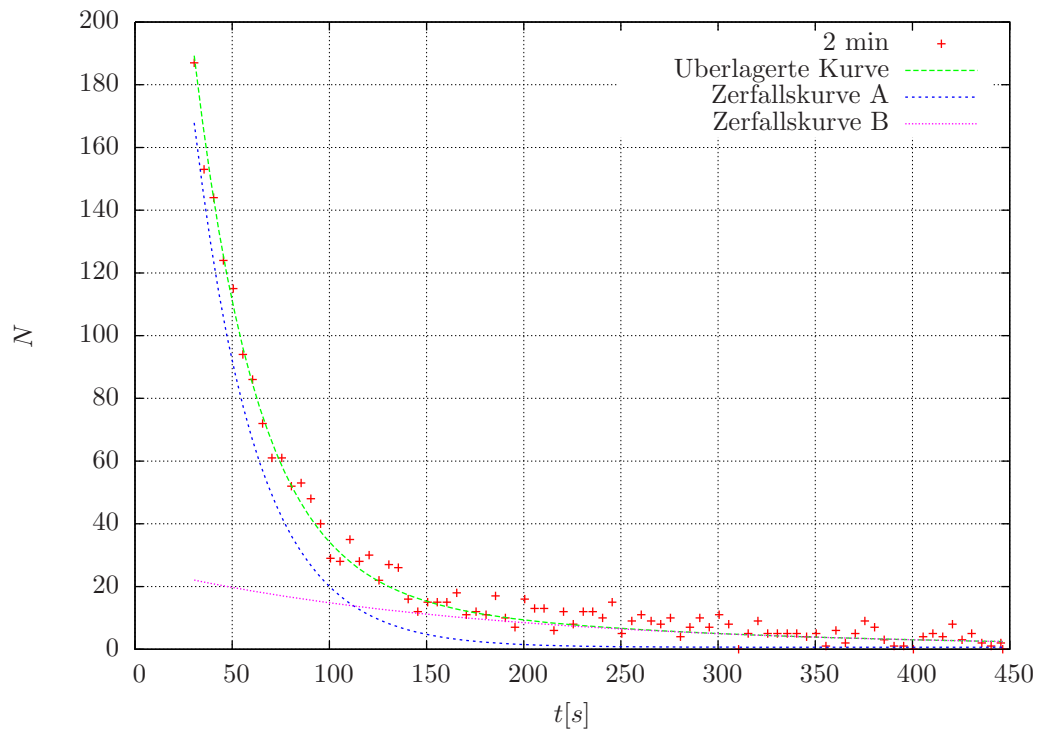


Abbildung 2: Gemessene Zerfallskurve bei einer Aktivierung von 2 min

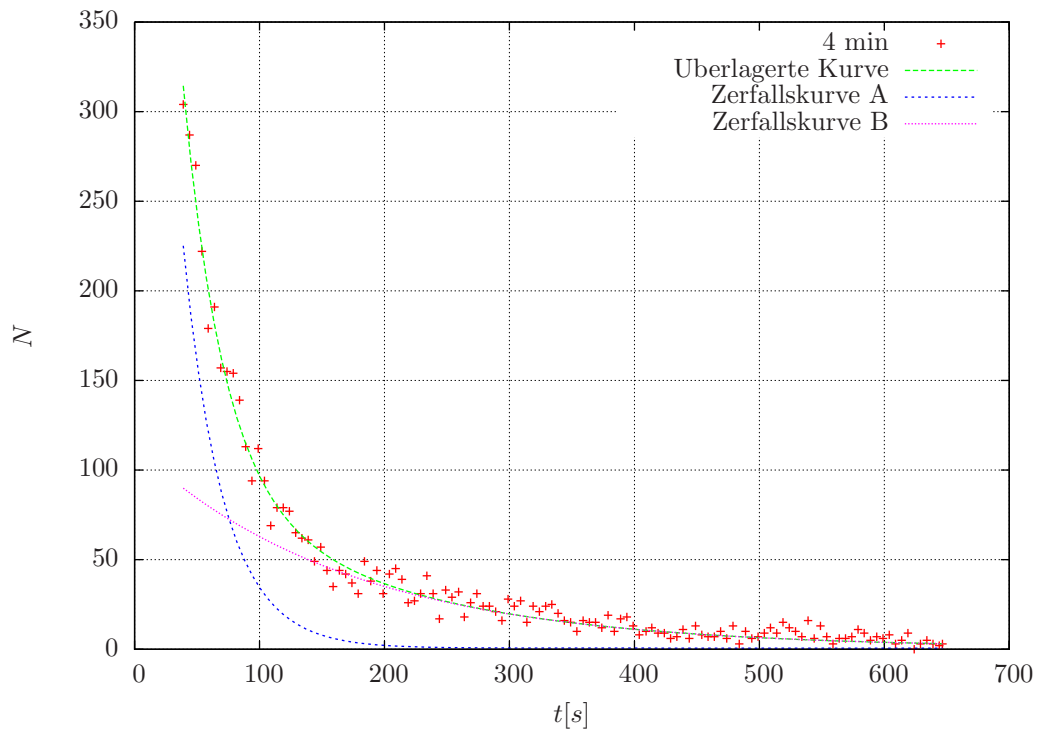


Abbildung 3: Gemessene Zerfallskurve bei einer Aktivierung von 4 min

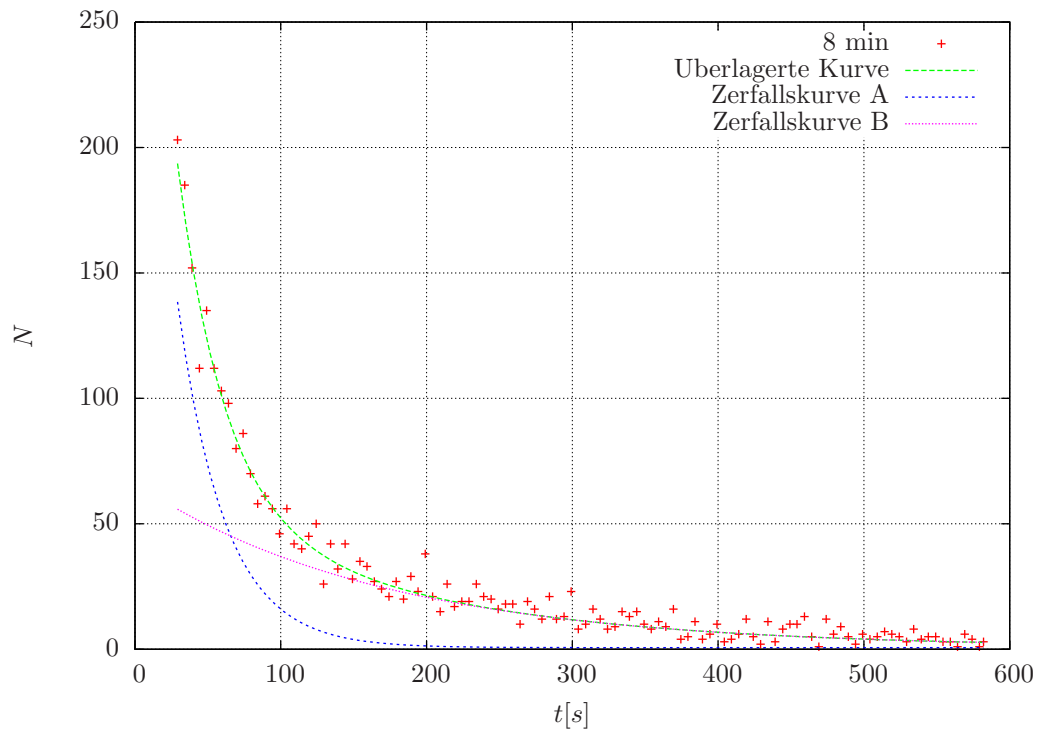


Abbildung 4: Gemessene Zerfallskurve bei einer Aktivierung von 8 min

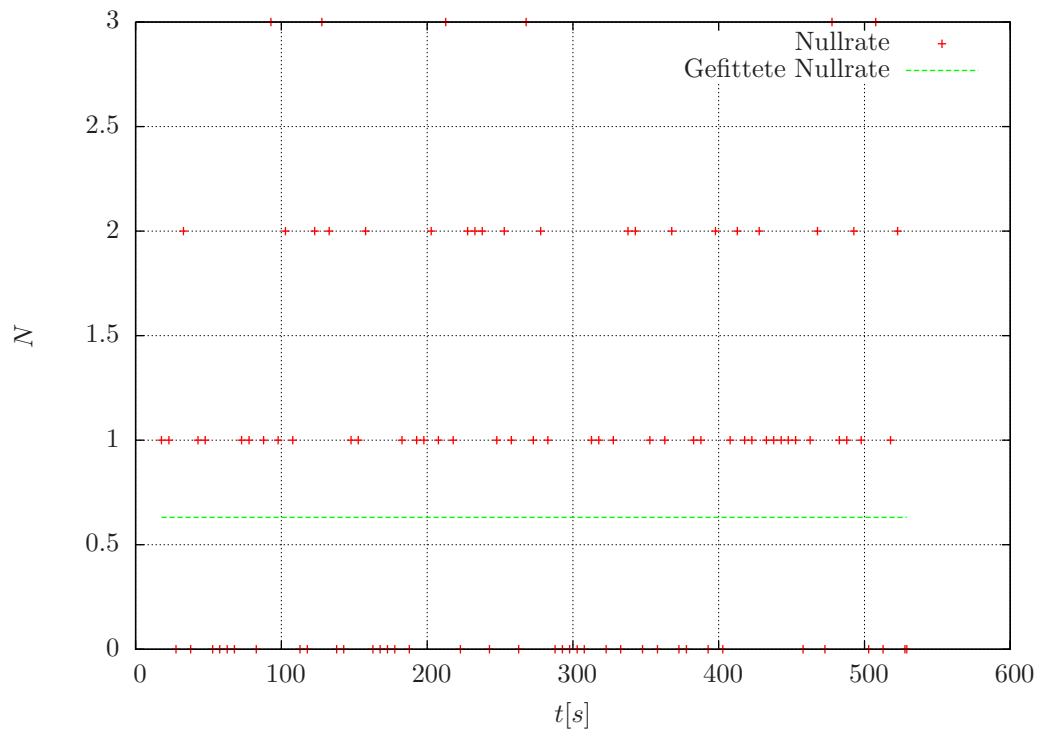


Abbildung 5: Gemessene Nullrate

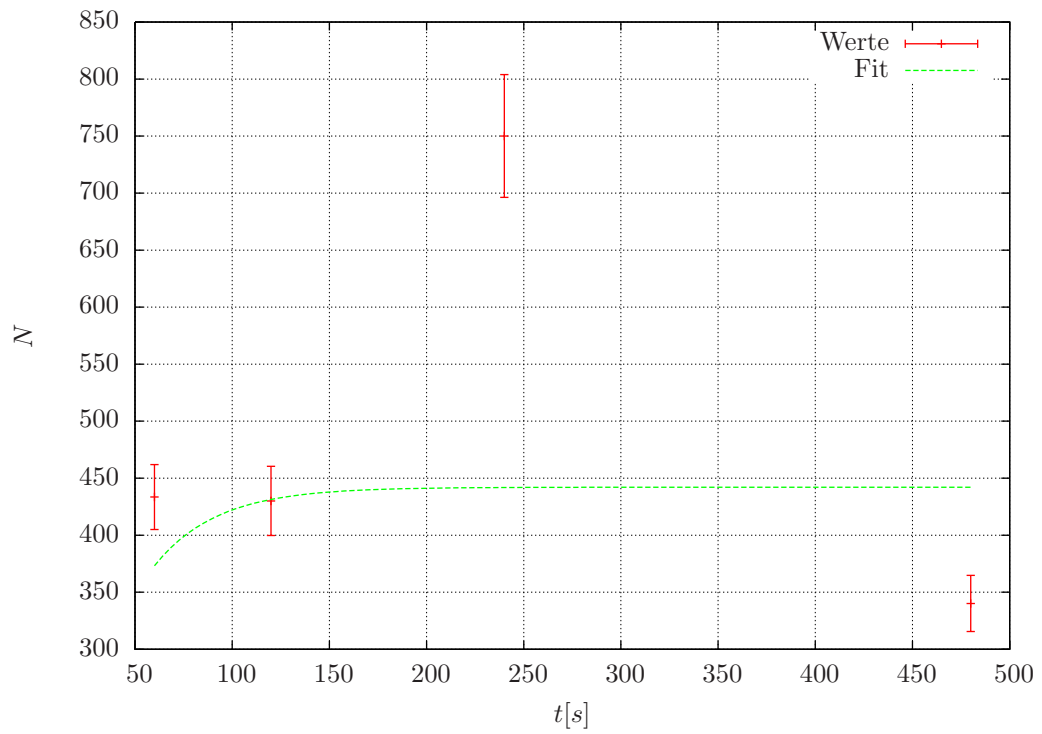


Abbildung 6: Aktivierungskurve des Isotops A

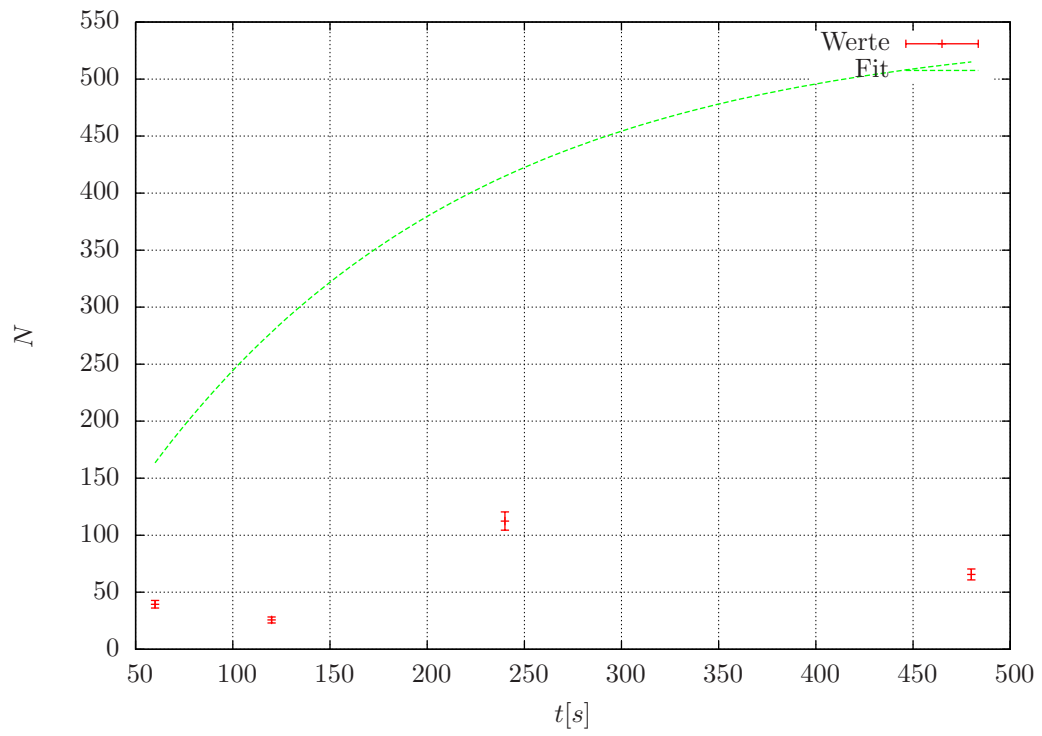


Abbildung 7: Aktivierungskurve des Isotops B

B Verwendete Plot-Datei

Im Folgenden ist das Plotfile für `gnuplot` zu finden, mit dem wir die χ^2 -Anpassungen vollzogen haben. Die Datendatei bestanden aus aus 4 Spalten:

```
Zeit Impulse Aktivierungszeit "Fehler der Impulse"
34 16 1 4
```

Hierbei ist Aktivierungszeit 1,2,3 oder 4 und der Fehler einfach $\sqrt{\text{Impuls}}$.

```

1      reset
2      set encoding iso_8859_15
3      set terminal pslatex color rotate
4      set grid
5      set key top
6      set size 1.1
7
8      set xlabel "$t [s]$"
9      set ylabel "$N$"
10
11     #Startwerte für den Fit - Aus einem Vorgängeprotokoll
12     ta=24
13     tb=133
14     n0=2
15     na1=360
16     na2=400
17     na4=432
18     na8=417
19     nb1=18
20     nb2=34
21     nb4=59
22     nb8=70
23
24     #Die 5 Gleichungen
25     y1(x) = na1*exp(-log(2)/ta*x)+nb1*exp(-log(2)/tb*x)+n0
26     y2(x) = na2*exp(-log(2)/ta*x)+nb2*exp(-log(2)/tb*x)+n0
27     y4(x) = na4*exp(-log(2)/ta*x)+nb4*exp(-log(2)/tb*x)+n0
28     y8(x) = na8*exp(-log(2)/ta*x)+nb8*exp(-log(2)/tb*x)+n0
29     y0(x) = n0
30
31     #Mit der folgenden Gleichung bilden wir alle 5 Gleichungen auf
32     #eine ab, an die wir dann die Daten fitten können.
33     #Hierbei wird y (die 3. Spalte) als Schlüssel interpretiert
34     f(x,y) = y==1 ? y1(x) : y==2 ? y2(x) : y==4 ? y4(x) : y==8 ? y8(x) : y0(x)
35
36     fit f(x,y) 'plot_halfwert.dat' u 1:3:2:4 via ta,tb,na1,nb1,na2,nb2,na4,nb4,na8,nb8,n0
37
38     #Die Einzelfunktionen
39     y1a(x) = na1*exp(-log(2)/ta*x)+n0
40     y1b(x) = nb1*exp(-log(2)/tb*x)+n0
41     y2a(x) = na2*exp(-log(2)/ta*x)+n0
42     y2b(x) = nb2*exp(-log(2)/tb*x)+n0
43     y4a(x) = na4*exp(-log(2)/ta*x)+n0
44     y4b(x) = nb4*exp(-log(2)/tb*x)+n0
45     y8a(x) = na8*exp(-log(2)/ta*x)+n0
46     y8b(x) = nb8*exp(-log(2)/tb*x)+n0
47
48     set output "plot_1min.tex"
49     plot \
50         '1min' u 1:2 lw 2 lt 1 title "1 min", \
51         y1(x) lw 2 lt 2 title "Überlagerte Kurve", \
52         y1a(x) lw 2 lt 3 title "Zerfallskurve A", \
53         y1b(x) lw 2 lt 4 title "Zerfallskurve B"
54

```

```

55 | set output "plot_2min.tex"
56 | plot \
57 |   '2min' u 1:2 lw 2 lt 1 title "2 min", \
58 |   y2(x) lw 2 lt 2 title "Uberlagerte Kurve", \
59 |   y2a(x) lw 2 lt 3 title "Zerfallskurve A", \
60 |   y2b(x) lw 2 lt 4 title "Zerfallskurve B"
61 |
62 | set output "plot_4min.tex"
63 | plot \
64 |   '4min' u 1:2 lw 2 lt 1 title "4 min", \
65 |   y4(x) lw 2 lt 2 title "Uberlagerte Kurve", \
66 |   y4a(x) lw 2 lt 3 title "Zerfallskurve A", \
67 |   y4b(x) lw 2 lt 4 title "Zerfallskurve B"
68 |
69 | set output "plot_8min.tex"
70 | plot \
71 |   '8min' u 1:2 lw 2 lt 1 title "8 min", \
72 |   y8(x) lw 2 lt 2 title "Uberlagerte Kurve", \
73 |   y8a(x) lw 2 lt 3 title "Zerfallskurve A", \
74 |   y8b(x) lw 2 lt 4 title "Zerfallskurve B"
75 |
76 | set output "plot_0min.tex"
77 | plot \
78 |   'nullrate' u 1:2 lw 2 lt 1 title "Nullrate", \
79 |   y0(x) lw 2 lt 2 title "Gefittete Nullrate"
80 |
81 |
82 | #Nun der Fit fuer die Aktivierungskurven
83 | n(x) = n0a*(1-exp(-log(2)/ta*x))
84 | fit n(x) 'plot_akurveA.dat' u 1:2:3 via n0a
85 |
86 | set output "plot_akurveA.tex"
87 | plot \
88 |   'plot_akurveA.dat' u 1:2:3 w errorbars lw 2 lt 1 title "Werte", \
89 |   n(x) lw 2 lt 2 title "Fit"
90 |
91 | n(x) = n0b*(1-exp(-log(2)/tb*x))
92 | fit n(x) 'plot_akurveA.dat' u 1:2:3 via n0b
93 |
94 | set output "plot_akurveB.tex"
95 | plot \
96 |   'plot_akurveB.dat' u 1:2:3 w errorbars lw 2 lt 1 title "Werte", \
97 |   n(x) lw 2 lt 2 title "Fit"
98 |

```