
*Gammaspektrometrische Untersuchungen
von Glühstrümpfen und Auernetzen*

Masterarbeit

vorgelegt von Anna-Carina Winkelmann

angefertigt

im Institut für Radioökologie und Strahlenschutz
der Leibniz-Universität Hannover

2016 / 2017

Erstprüfer: Prof. Dr. Clemens Walther

Zweitprüfer: Dr. Jan-Willem Vahlbruch

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation	6
2. Grundlagen.....	8
2.1. Definition der Aktivität.....	8
2.2. Das radioaktive Gleichgewicht.....	8
2.2.1. Säkulares Gleichgewicht	9
2.2.2. Transientes Gleichgewicht.....	10
2.2.3. Kein Gleichgewicht.....	11
2.3. Die Thorium-Zerfallsreihe	12
2.4. Mathematische Beschreibung des Zerfalls	14
3. γ -Strahlung	16
3.1. Entstehung von γ -Strahlung.....	16
3.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	17
3.2.1. Photoelektrischer Effekt.....	18
3.2.2. Compton-Effekt	19
3.2.3. Paarbildungseffekt.....	21
3.3. Energiebestimmung.....	23
4. Messung ionisierender Strahlung	26
4.1. Ionisationsdetektoren	26
4.2. Szintillationszähler	27
5. Der Germaniumdetektor.....	29
5.1. Aufbau des Germaniumdetektors.....	29
5.2. Funktionsweise des Germaniumdetektors.....	30
5.3. Kalibrierung des Detektors	31
5.3.1. Energiekalibrierung	32
5.3.2. Halbwertsbreitenkalibrierung	32
5.3.3. Efficiencykalibrierung	33
6. Bestimmung der Aktivität	34
6.1. Messunsicherheiten.....	34
6.2. Bestimmung der Aktivität.....	35
6.2.1. Ungestörte Linien.....	35
6.2.2. Gestörte Linien.....	37
7. Der Glühstrumpf	38
7.1. Grundlagen	38
7.2. Untersuchung von Glühstrümpfen u. Auernetzen aus deutschen Schulen	39

8. Messungen.....	40
8.1. Vorbereitung der Proben	40
8.1.1. Entwicklung eines Standards.....	41
8.1.2. Kalibrierung mithilfe des Standards.....	42
8.2. Gammaskopimetrische Messungen der Glühstrümpfe und Auernetze	45
8.2.1. Messkriterien	45
8.2.2. Ergebnisse.....	48
9. Analyse der Messergebnisse	51
9.1. Alter und Anfangsaktivitäten der Proben.....	51
9.2. Gleichgewicht und Freigrenzen	53
9.3. Auswertung der Ergebnisse bezüglich der Freigrenzen.....	54
9.4. Deutung und Auswirkungen der Ergebnisse	56
10. Ausblick	58
Literaturverzeichnis	60
Abbildungsverzeichnis	62
Tabellenverzeichnis.....	63
Eigenständigkeitserklärung	64
Anhang	65

1. Einleitung und Motivation

Insbesondere in Zeiten von Fukushima und der Diskussion um den Ausstieg aus der Kernenergie ist das Thema „Radioaktivität“ gesellschaftlich hochaktuell und somit auch in den allgemeinen Medien präsent. Der hohe Alltagsbezug des Themas stößt gerade bei Schülerinnen und Schülern auf großes Interesse. Zugleich ist das Thema bei dieser Personengruppe allerdings ebenso mit auf Unkenntnis beruhenden Ängsten verbunden. Daher ist es umso wichtiger, den Schülerinnen und Schülern den richtigen Umgang mit Radioaktivität zu vermitteln. Ein Kernelement dieser Wissensvermittlung und Erforschung stellen jegliche Formen von Experimenten im Unterricht dar. Wichtig ist hierbei, dass diese Experimente mit alltäglichen, einfach und preiswert zu beschaffenden, nicht genehmigungspflichtigen radioaktiven Stoffen durchgeführt werden. Das Experimentieren mit genehmigungspflichtigen Stoffen bedarf einer ausführlichen Begründung und ist durch die Antragstellung entsprechend aufwendig. Zudem wären Experimente nach §45 der Strahlenschutzverordnung (StrlSchV) nur unter Aufsicht eines Strahlenschutzbeauftragten möglich [8]. Häufige Verwendung in den Experimenten finden hierbei Thorium (Th-232 und Th-232) enthaltende Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze. Dabei handelt es sich nach der StrlSchV §3 [8] um offene Radioaktivität; das heißt, die Glühstrümpfe und Auernetze gelten als nicht umschlossene radioaktive Stoffe. Da jedoch durch eine besondere Ummantelung der Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze eine Inkorporation nicht möglich ist, können diese gewissermaßen als umschlossene Radioaktivität bezeichnet werden und dürfen somit im Physikunterricht verwendet werden. Allerdings muss hierbei zusätzlich die Befreiung von einer Genehmigung zur Verwendung der Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze vorliegen. Das ist der Fall, wenn die Proben beispielsweise vor dem 01.08.2001 erworben wurden. In diesem Jahr ist eine Neufassung der Strahlenschutzverordnung erschienen. Glühstrümpfe, die vor 2001 erworben worden sind, können aufgrund von §117 StrlSchV [8] genehmigungs- und anzeigefrei weiterverwendet werden. Daher ist es wichtig, das genaue Kaufdatum der Proben zu kennen. Sollte dieses Datum unbekannt sein, so wäre es möglich, über das ermittelte Alter der Glühstrümpfe und Auernetze einen eventuellen Kauf vor 2001 auszuschließen. Seit dem Jahre 2001 ist der Besitz der Proben nur genehmigungsfrei, sofern die Aktivitäten dieser eine gewisse Freigrenze gemäß der Strahlenschutzverordnung nach Anlage III [8] nicht überschreiten. Dabei gilt:

[8] Bundesumweltministerium 2001

$$\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{FG_i} < 1$$

(1).

A_i bezeichnet hierbei die jeweilige Aktivität und FG_i die zugehörige Freigrenze nach Anlage III der StrlSchV. Steigt diese Summe über einen Wert von 1, ist der Umgang mit den Proben genehmigungspflichtig. Das birgt zusätzlich das Problem, dass nach §45 (StrlSchV) Personen unter 18 Jahren der Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen verboten ist. Daher ist es wichtig, die Aktivitäten der Proben zu kennen. Es wurden bisher nur wenige Messungen diesbezüglich angestellt, aus denen geschlossen wurde, dass eine Schule beziehungsweise eine Privatperson lediglich vier dieser Glühstrümpfe und Auernetze besitzen dürfen [1]. Das bedeutet, Inhalt dieser Arbeit ist es, einen Messplatz zur genauen Bestimmung des Alters sowie der Aktivitäten der Glühstrümpfe und Auernetze zu installieren und so herauszufinden, wie viele sich tatsächlich in Besitz einer Schule befinden dürfen. Die Altersbestimmung ist hierbei nötig, um auf die Aktivität des Th-232 zu schließen.

[1] Bayerisches Landesamt für Umwelt 2012

2. Grundlagen

2.1. Definition der Aktivität

Radioaktive Strahlungsquellen sind definiert als Substanzen, die aus einzelnen Atomkernen Photonen oder materielle Teilchen emittieren, wobei diese Ausstoßung infolge von Kernprozessen (auch Kernzerfälle genannt) ohne äußere Einwirkung stattfindet. Die **Aktivität** bezeichnet hierbei die durchschnittliche Anzahl dieser Kernprozesse innerhalb eines kleinen Zeitintervalls. Die SI-Einheit der Aktivität ist das Becquerel (*Bq*). *1 Bq* entspricht dabei einem Kernzerfall pro Sekunde [21].

2.2. Das radioaktive Gleichgewicht

Radioaktives Gleichgewicht bedeutet, dass sich das Verhältnis der Aktivitäten des Mutter- und des folgenden Tochternuklids über längere Zeit nicht verändert. Die mathematische Herleitung des Gleichgewichtszustandes gestaltet sich wie folgt:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} - \lambda_2 \cdot N_2 = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2$$

(2).

N_1 bezeichnet hierbei die Anzahl von instabilen Atomkernen durch Zerfall der Mutter, N_2 die Anzahl durch Zerfall der Tochter. Die Zerfallskonstanten λ gehen aus den Halbwertszeiten nach $\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} = \lambda$ hervor. Die Lösung der Differentialgleichung lautet:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_1(0) \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}) + N_2(0) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}$$

(3).

Diese Lösung lässt sich weiter zusammenzufassen zu:

$$\begin{aligned} N_2(t) &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_1(0) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \cdot (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot t}) + N_2(0) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \\ &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_1(t) \cdot (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot t}) + N_2(0) \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \end{aligned}$$

(4).

Wie bereits eingangs beschrieben, stellt sich ein radioaktives Gleichgewicht dann ein, wenn das Verhältnis $N_2(t) / N_1(t)$ konstant ist. Dazu konvergiert der zeitabhängige Faktor $e^{-\lambda_2 \cdot t}$ gegen 0 für $t \rightarrow \infty$. Somit stellt sich das radioaktive Gleichgewicht ein für:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_1(t) \cdot (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot t}) \quad (5).$$

Im Folgenden werden drei Formen des Gleichgewichts thematisiert [2] [20].

2.2.1. Säkulares Gleichgewicht

Ein säkulares Gleichgewicht stellt sich ein, sofern die Halbwertszeit des Mutternuklids sehr viel größer ist als die des Tochternuklids. Es kann angenommen werden, dass $\lambda_2 - \lambda_1 \approx \lambda_2$. Somit ergibt sich:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_1(t) \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot t}) \quad (6).$$

Und wie bereits beschrieben, entsteht bei $t \rightarrow \infty$ der Gleichgewichtszustand $N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_1$ und somit gilt für die Aktivitäten von Mutter- und Tochternuklid:

$$A_1 = \lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2 = A_2 \quad (7).$$

Der Ausdruck $t \rightarrow \infty$ ist beim säkularen Gleichgewicht ungefähr mit einer Zeitspanne von sechs Halbwertszeiten der Tochter gleichzusetzen. Spätestens aber nach zehn Halbwertszeiten hat sich das Gleichgewicht praktisch vollends eingestellt. Folgende Abbildung zeigt, die Aktivitäten des Mutter- und Tochternuklids, sowie die Gesamtaktivität im säkularen Gleichgewicht [2] [20].

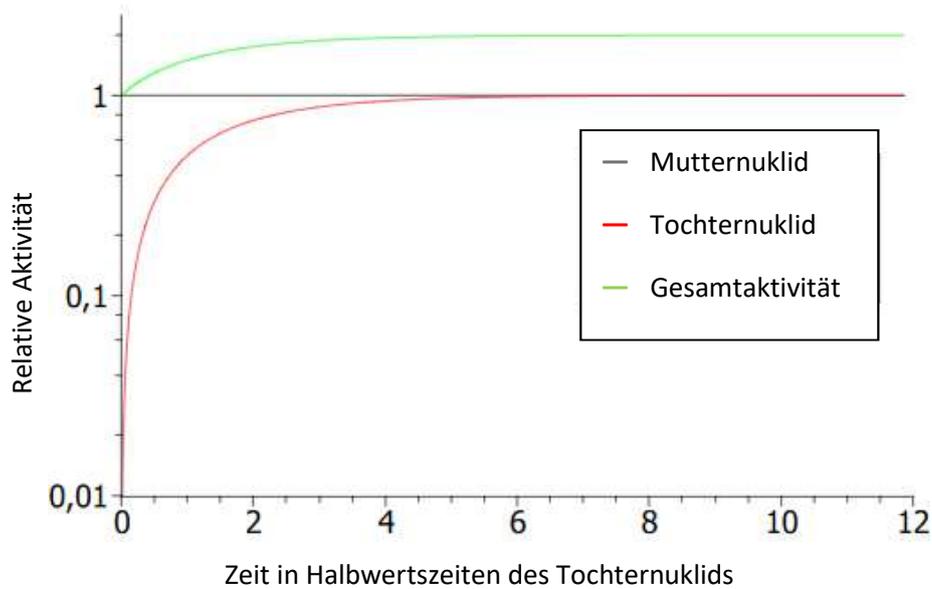


Abbildung 1: Aktivitäten im säkularen Gleichgewicht

2.2.2. Transientes Gleichgewicht

Beim transienten Gleichgewicht ist die Halbwertszeit des Mutternuklids nur noch ein wenig größer als die des Tochternuklids. Somit muss bei Aufstellung des Verhältnisses zum Gleichgewichtszustand die Zerfallskonstante des Mutternuklids nun durchaus berücksichtigt werden. Somit folgt:

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \equiv C$$

(8).

Folgende Abbildung zeigt, was das transiente Gleichgewicht für die Aktivitäten anschaulich bedeutet.

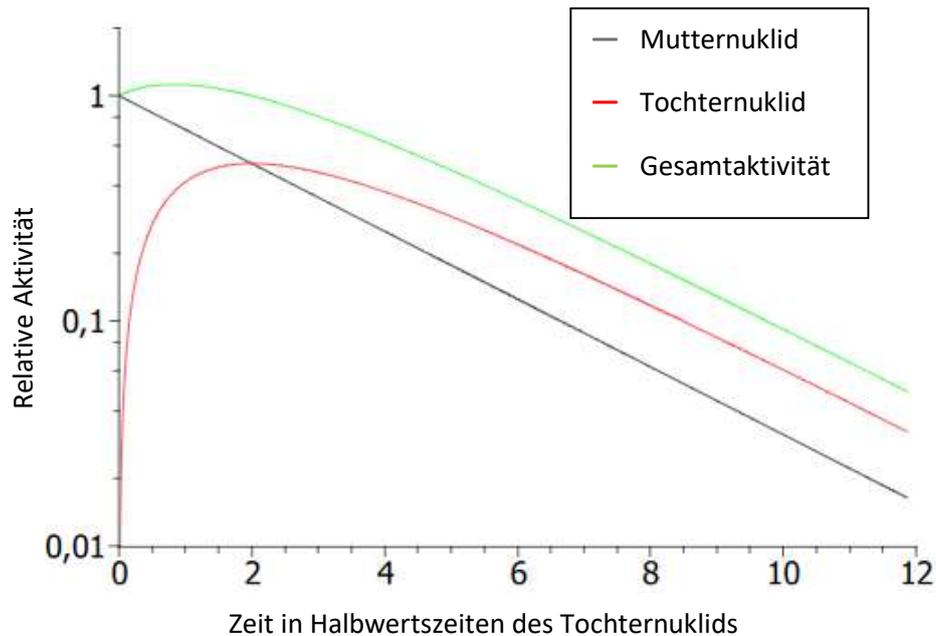


Abbildung 2: Aktivitäten im transienten Gleichgewicht

Die Gesamtaktivität nimmt hierbei nach Einstellung des Gleichgewichts am Schnittpunkt der Kurven der beiden Nuklide kontinuierlich ab. Das Aktivitätenverhältnis ist konstant mit:

$$\frac{A_2}{A_1} = \text{const.} > 1$$

(9) [2] [20].

2.2.3. Kein Gleichgewicht

Es kann sich kein radioaktives Gleichgewicht einstellen, wenn die Halbwertszeit des Mutternuklids kleiner bzw. die Zerfallskonstante größer ist als die des Tochternuklids. Dann ist das Verhältnis $\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot t})$ für $t \rightarrow \infty$ nicht konstant, da der zeitabhängige Term $e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot t}$ für $t \rightarrow \infty$ keinen Grenzwert besitzt. Folgende Abbildung zeigt die Aktivitäten in Abhängigkeit der Zeit, wobei deutlich wird, dass nach einer gewissen Zeit das Mutternuklid gänzlich zerfallen ist, während der Zerfall des Tochternuklids weiter die Gesamtaktivität bestimmt [2] [20].

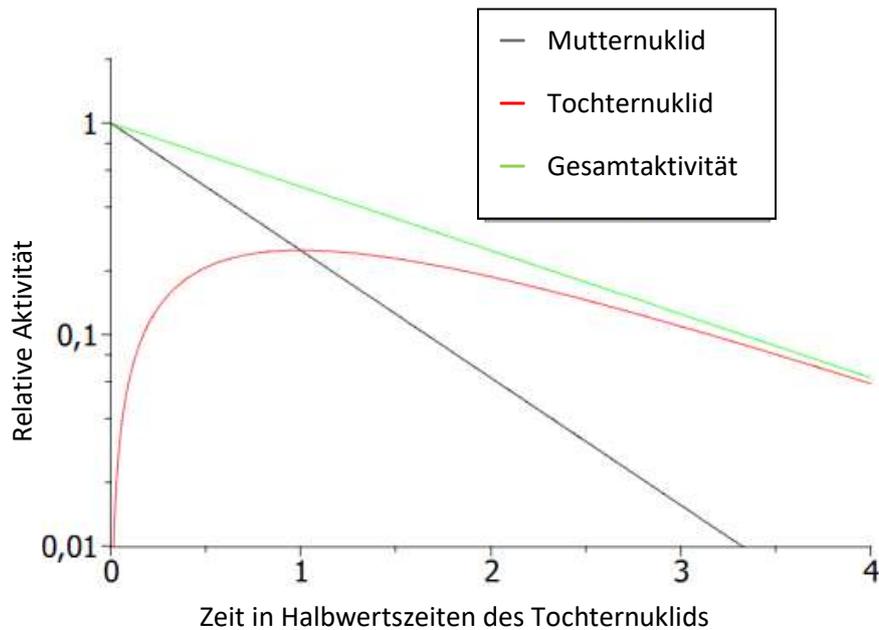
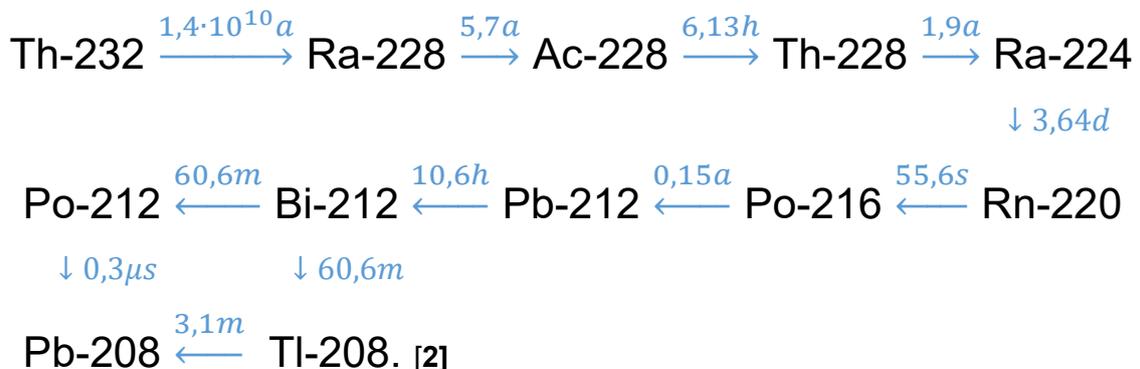


Abbildung 3: Aktivitäten im Ungleichgewicht

2.3. Die Thorium-Zerfallsreihe

Die Thorium-Zerfallsreihe ist eine Zerfallsreihe natürlichen Ursprungs und beginnt mit dem Nuklid Th-232 und endet im stabilen Pb-208. Sie gestaltet sich folgendermaßen:



Gemäß dem vorherigen Abschnitt kann ein säkulares Gleichgewicht innerhalb einer Zerfallsreihe immer dann erwartet werden, wenn auf ein langlebiges Nuklid weitere folgen, die deutlich kürzere Halbwertszeiten aufweisen. In der Thorium-Zerfallsreihe emittieren diese kurzlebigeren Nuklide (ausgenommen Po-212) γ -Strahlung, sodass die Aktivität des langlebigeren Nuklids über seine kurzlebigeren Töchter bestimmt werden kann. So lässt sich die Aktivität des Ra-228 über das Ac-228 und die des Th-228 über das Bi-212 beziehungsweise Tl-208 bestimmen. Die Linien des äußerst langlebigen Th-232 können aufgrund geringer Emissionswahrscheinlichkeiten nicht ausgewertet werden. Somit lässt sich

[2] Birkhan 2008

die Aktivität des Th-232 nicht direkt bestimmen. Folgende Tabelle [22] zeigt ergänzend zu der obigen Thorium-Zerfallskette die zugehörigen Energien der γ -Quanten sowie die jeweiligen Emissionswahrscheinlichkeiten [2].

Halbwertszeit (y, d, h, m, s)	Nuklid	Energie der γ -Quanten (keV)	Emissionswahrsch. (%)
1,4·10 ¹⁰ y	Th-232	63,81	0,263 ($\pm 0,0013$)
	$\downarrow\alpha$	140,88	0,021 ($\pm 0,004$)
5,75 y	Ra-228	13,52	1,6 ($\pm ?$)
	$\downarrow\beta$	26,4	0,0149 ($\pm ?$)
6,15 h	Ac-228	338,32	11,27 ($\pm 0,09$)
	$\downarrow\beta$	463	4,4 ($\pm 0,07$)
		726,86	0,62 ($\pm 0,08$)
		794,95	4,25 ($\pm 0,07$)
		911,2	25,8 ($\pm 0,4$)
		964,77	4,99 ($\pm 0,09$)
		968,97	15,8 ($\pm 0,3$)
1,9116 y	Th-228	84,37	1,22 ($\pm 0,02$)
	$\downarrow\alpha$	131,61	0,124 ($\pm 0,0018$)
		215,99	0,226 ($\pm 0,003$)
3,66 d	Ra-224	240,99	4,12 ($\pm 0,05$)
	$\downarrow\alpha$	292,7	0,0062 ($\pm ?$)
55,6 s	Rn-220	549,76	0,115 ($\pm 0,017$)
	$\downarrow\alpha$		
0,145 s	Po-216	804,9	0,0019 ($\pm 0,0003$)
	$\downarrow\alpha$		
10,64 h	Pb-212	115,18	0,623 ($\pm 0,009$)
	$\downarrow\beta$	238,63	43,6 ($\pm 0,5$)
		300,09	3,18 ($\pm 0,04$)
60,55 m	Bi-212	39,86	1,06 ($\pm 0,09$)
	$\downarrow\alpha$ $\downarrow\beta$	288,2	0,337 ($\pm 0,004$)
		727,33	6,74 ($\pm 0,04$)
		1620,74	1,15 ($\pm 0,03$)
3,053 m	Tl-208	510,77 (Tl)	8,13 (Tl) ($\pm 0,02$)
	Po-212	583,19 (Tl)	30,55 (Tl) ($\pm 0,2$)
	$\downarrow\beta$ $\downarrow\alpha$	860,56 (Tl)	4,48 (Tl) ($\pm 0,04$)
0,299 μ s			
stabil	Pb-208		

[22] Wahl 2015
[2] Birkhan 2008

Tabelle 1: Thorium-Zerfallsreihe

2.4. Mathematische Beschreibung des Zerfalls

Mittels der Aktivität A eines radioaktiven Stoffes lässt sich die Zerfallsrate, d.h. die Anzahl der Kernzerfälle pro einer bestimmten Zeiteinheit, beschreiben. Somit definiert sich die zeitliche Abnahme einer Anzahl N von instabilen Atomkernen durch Zerfall über die Zerfallskonstante λ folgendermaßen:

$$A = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda \cdot N(t) \quad (10).$$

Das Zerfallsgesetz lässt sich mittels Integration über die Zeit t ableiten:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (11).$$

Analog dazu lässt sich die Aktivität $A(t)$ des radioaktiven Stoffes beschreiben zu:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (12).$$

Die Bezeichnungen $N_0=N(0)$ und $A_0=A(0)$ beschreiben hierbei jeweils die Anzahl von instabilen Atomkernen beziehungsweise die Aktivität zum Anfang, d.h. zum Zeitpunkt $t=0$.

Aus dieser Beziehung lässt sich eine Formel für die Halbwertszeit τ ableiten. Dazu sei $A_0=1$ und somit $A(\tau)=1/2$. Es gilt demnach:

$$\begin{aligned} A(\tau) &= \frac{1}{2} = e^{-\lambda \cdot \tau} \\ \Leftrightarrow \ln\left(\frac{1}{2}\right) &= -\lambda \cdot \tau \\ \Leftrightarrow \tau &= \frac{\ln(2)}{\lambda} \end{aligned} \quad (13).$$

Die folgenden zu lösenden Differentialgleichungen beschreiben Zerfallsreihen, die über mehrere Tochternuklide aus einem Mutternuklid (Nuklid 1) entstehen und letztlich zu einem stabilen Atomkern (Nuklid n) führen.



$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 \cdot N_2 - \lambda_3 \cdot N_3$$

...

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} \cdot N_{n-1} - \lambda_n \cdot N_n$$

(14).

Unter der Annahme, dass zum Zeitpunkt $t=0$ $N_1(0) > 0$ und $N_2(0)=N_3(0)=\dots=N_n(0)=0$, ergibt sich die Lösung der Differentialgleichungen mittels eines exponentiellen Ansatzes folgendermaßen:

$$N_n(t) = C_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + C_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + \dots + C_n \cdot e^{-\lambda_n \cdot t}$$

(15).

Diese Gleichung beschreibt die Anzahl der Atome des Nuklids n zur Zeit t . Die Koeffizienten C_1, \dots, C_n setzen sich nach folgendem Muster zusammen:

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot \dots \cdot (\lambda_n - \lambda_1)} \cdot N_1(0)$$

$$C_2 = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot \dots \cdot (\lambda_n - \lambda_2)} \cdot N_1(0)$$

...

$$C_n = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_n) \cdot (\lambda_2 - \lambda_n) \cdot \dots \cdot (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \cdot N_1(0)$$

(16).

Analog ergeben sich die **Bateman-Gleichungen** für die Aktivität A unter der Bedingung, dass $A_i(t) = \lambda_i \cdot N_i(t)$, zu:

$$A_n(t) = C_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + C_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + \dots + C_n \cdot e^{-\lambda_n \cdot t} \quad (17).$$

Diese Gleichung beschreibt die Aktivität des Nuklids n zur Zeit t . Die Koeffizienten C_1, \dots, C_n setzen sich nach folgendem Muster zusammen:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \dots \cdot \lambda_n}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot \dots \cdot (\lambda_n - \lambda_1)} \cdot A_1(0) \\ C_2 &= \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \dots \cdot \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot \dots \cdot (\lambda_n - \lambda_2)} \cdot A_1(0) \\ &\dots \\ C_n &= \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot \dots \cdot \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_n) \cdot (\lambda_2 - \lambda_n) \cdot \dots \cdot (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \cdot A_1(0) \end{aligned} \quad (18) [14].$$

Zur Bestimmung dieser Aktivitäten wird die γ -Strahlung gemessen.

3. γ -Strahlung

3.1. Entstehung von γ -Strahlung

Die γ -Strahlung bildet das kurzwellige Ende des elektromagnetischen Spektrums. Ihre Wellen verzeichnen die höchsten Frequenzen sowie auch damit zusammenhängend die höchsten Energien (im Bereich von 10 keV bis 10 MeV). Somit handelt es sich hierbei um eine besonders durchdringende elektromagnetische Strahlung. Sie entsteht aufgrund spontaner Umwandlungen der Atomkerne vieler natürlich vorkommender oder künstlich erzeugter radioaktiver Nuklide zu energetisch günstigeren Konstellationen. Diese spontanen Umwandlungen können zum Beispiel α - und β -Zerfälle sein. Dabei entstehen Folgekerne, die sich teilweise nicht in ihrem (energetisch günstigsten) Grundzustand befinden. Sie halten sich stattdessen in einem energetisch höheren, einem angeregten Zustand auf. Dann ist es möglich, dass der Kern unter Emission von einem oder mehreren Photonen (γ -Quanten)

[14] Oddone

seinen Grundzustand erreicht. Die Energie dieser γ -Quanten E_γ entspricht der Differenz zwischen der Energie des Kerns im angeregten Zustand E_a und der Energie E_G im Grundzustand zu [18]

$$E_\gamma = E_a - E_G = h \cdot f \quad (19).$$

Dabei bezeichnet h das Planck'sche Wirkungsquantum $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ und f die hohe Frequenz der γ -Quanten. Da die Energien E_a und E_G stets diskrete Werte annehmen und charakteristisch sind für jeden individuellen Atomkern, weist das entstehende γ -Spektrum ebenso nur diskrete Energielinien auf. Es handelt sich also um ein diskretes, sogenanntes Linienspektrum. Je nach Verweildauer der Kerne in dem angeregten Zustand erreichen die Kerne den Grundzustand nach kürzerer oder längerer Zeit. Meist ist diese Verweildauer mit weniger als 10^{-14} Sekunden sehr kurz. Es gibt allerdings auch Kerne, deren angeregte Zustände einen metastabilen Charakter haben. Dabei befinden sich die Kerne teilweise viele Jahre in diesen angeregten Zuständen [12].

3.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Die zu messende γ -Strahlung tritt mit dem aktiven Medium eines jeweiligen Messgerätes in Wechselwirkung. Daher ist es wichtig, die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von besonders energiereicher Strahlung mit Materie zu betrachten. Durch die Wechselwirkung wird die Intensität der γ -Strahlung verringert. Es gilt:

$$I(d) = I(0) \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (20).$$

Dabei bezeichnet d die Schichtdicke des Absorbers, I die Intensität der γ -Strahlung und μ den Absorptionskoeffizienten. Das bedeutet die Schwächung der γ -Strahlung folgt einem exponentiellen Gesetz, wobei der Absorptionskoeffizient ein Maß für die Verringerung der Intensität der γ -Strahlung bei der Wechselwirkung mit Materie darstellt [12].

[18] Rieper et al. 2004

[12] Lieser 1991

3.2.1. Photoelektrischer Effekt

Ein γ -Quant hat nach 3.1. stets eine spezifische Energie von

$$E_{\gamma} = h \cdot f \quad (21).$$

Dieses γ -Quant tritt beim Photoeffekt in Wechselwirkung mit einem Atom und wird vollständig absorbiert. Die gesamte Energie E_{γ} wird somit abgegeben. Diese wird auf ein Elektron der Elektronenhülle des Atoms übertragen. Je nach Energie des γ -Quants findet der innere oder der äußere Photoeffekt statt. Bei letzterem wird das Elektron abgespalten und verlässt das Atom vollständig. Es entsteht somit ein sogenanntes Photoelektron sowie ein Ion, auf die die Energie des γ -Quants nach dem Impulssatz übertragen wird [5]. Hierbei erhält aufgrund der Massenverhältnisse das Photoelektron praktisch die gesamte Energie. Ist die Energie des γ -Quants größer als die Bindungsenergie des Elektrons, so kann der äußere Photoeffekt stattfinden. Das Elektron wird emittiert. Es gilt:

$$E_e = E_{\gamma} - E_B \quad (22).$$

Hierbei bezeichnet E_e die kinetische Energie des Elektrons, E_{γ} die Energie des γ -Quants und E_B steht für die Bindungsenergie, welche überwunden werden muss, damit das Elektron die Elektronenhülle vollständig verlassen kann. Die Bindungsenergie ist demnach abhängig von der Kernladungszahl Z des Atoms und ebenso von der Schale, in der sich das Elektron befindet. Beim inneren Photoeffekt hingegen geht das Elektron lediglich in einen angeregten Zustand über und wird nicht aus dem Atom herausgelöst. Hierbei ist die Bindungsenergie des Elektrons größer als die des γ -Quants. Folgende Abbildung verdeutlicht den Prozess des Photoeffekts an einem Modell: [12] [5]

[5] Peinhart et al. 2006

[12] Lieser 1991

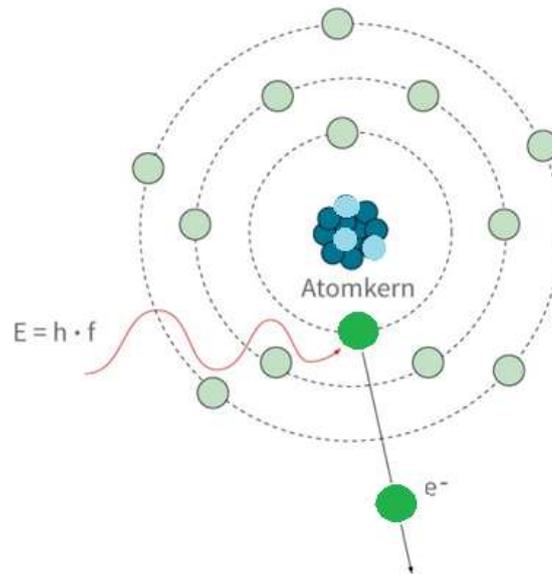


Abbildung 4: Photoelektrischer Effekt am Modell [16]

3.2.2. Compton-Effekt

Der Compton-Effekt zeichnet sich dadurch aus, dass im Gegensatz zum Photoeffekt das auftreffende γ -Quant gemäß dem Energie- und Impulserhaltungssatz nur einen Teil seiner Energie auf ein Elektron der Hülle überträgt. Das γ -Quant ändert nach Auftreffen demnach unter einem bestimmten Winkel φ seine Richtung sowie seine Frequenz und damit verbunden auch seine Wellenlänge. Das bedeutet, ein Teil der Energie wird auf das abgespaltene Elektron übertragen und einen Teil der Energie behält das γ -Quant. Auf das entstehende Ion wird keine Energie übertragen. Nach dem Impulssatz folgt also:

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_\gamma' + \vec{p}_e' \quad (23).$$

Mit

$$E = p \cdot c = h \cdot f \quad (24)$$

gilt:

$$\frac{h \cdot f_\gamma}{c} = \frac{h \cdot f_\gamma'}{c} + \frac{m_0 \cdot f}{\sqrt{1 - \left(\frac{f}{c}\right)^2}} \quad (25),$$

wobei die dynamische Masse des Elektrons unter hohen Geschwindigkeiten beachtet werden muss. Unter der Annahme der Energieerhaltung sowie der Winkelabhängigkeit der Streuung φ folgt für die Energie E_{γ}' des gestreuten γ -Quants (hier ohne Herleitung):

$$E_{\gamma}' = E_{\gamma} \cdot \frac{1}{1 + E_{\gamma} \cdot \left(\frac{1 - \cos \varphi}{m_0 \cdot c^2} \right)}$$

(26).

Die kinetische Energie des Elektrons beträgt hierbei:

$$E_e' = E_{\gamma} \cdot \frac{\left(\frac{1 - \cos \varphi}{m_0 \cdot c^2} \right) \cdot E_{\gamma}}{1 + E_{\gamma} \cdot \left(\frac{1 - \cos \varphi}{m_0 \cdot c^2} \right)}$$

(27) [12].

Die folgende Abbildung zeigt zur Verdeutlichung den Prozess des Compton-Effekts an einem Modell:

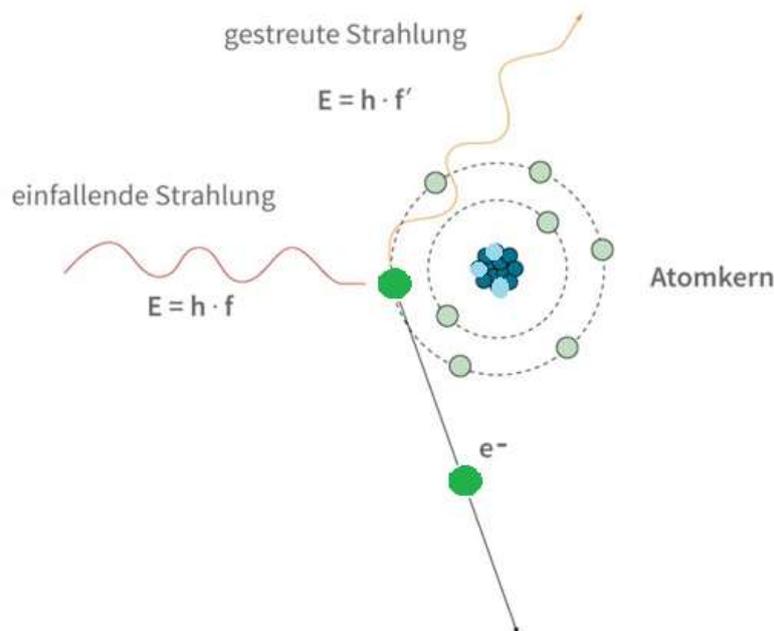


Abbildung 5: Compton-Effekt im Modell [17]

[12] Lieser 1991

[17] Ommeda 2015

3.2.3. Paarbildungseffekt

Beim Paarbildungseffekt entsteht im Coulombfeld des Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar. Dazu muss jedoch die Energie des einfallenden γ -Quants gleich oder größer sein als die zur doppelten Ruhemasse des Elektrons äquivalente Energie. Es muss also gelten:

$$E_{\gamma} \geq 2 \cdot m_0 \cdot c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

(28).

Die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung steigt ab einer Energie des γ -Quants von $1,02 \text{ MeV}$ stark an und macht bei sehr hohen Energien den Hauptteil der Absorptionsvorgänge insgesamt aus. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung wird bei der Paarbildung ein dritter Stoßpartner benötigt, der Atomkern. Jedoch erhält dieser aufgrund seiner hohen Masse gegenüber dem Elektron-Positron-Paar kaum Energie, sodass gilt:

$$E_{e^-} \approx E_{e^+} = \frac{1}{2} \cdot (E_{\gamma} - 2 \cdot m_0 \cdot c^2)$$

(29) [18].

Die folgende Abbildung zeigt zur Verdeutlichung den Prozess des Paarbildungseffektes an einem Modell:

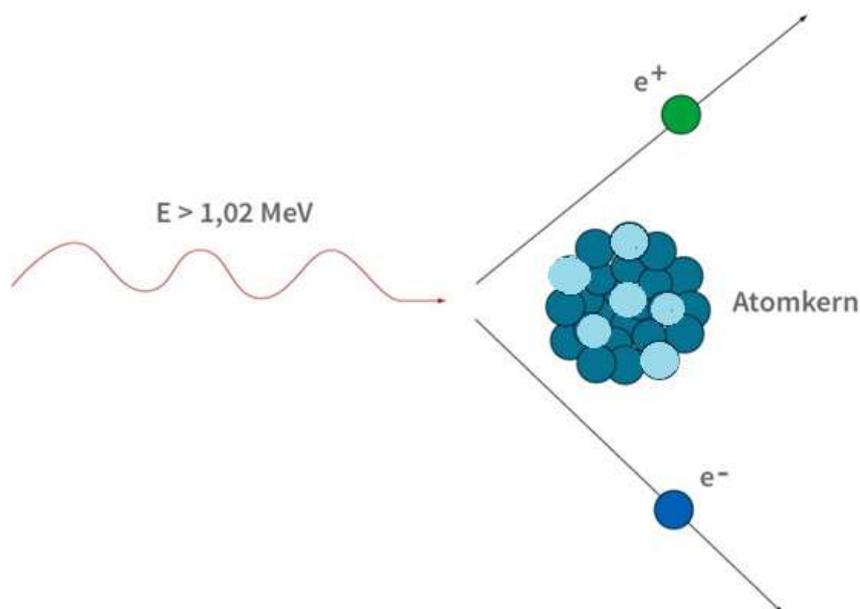


Abbildung 6: Paarbildungseffekt im Modell [15]

[18] Rieper et al. 2004

[15] Omneda 2015

Somit ergibt sich ein Gesamtabsorptionskoeffizient μ aus der Summe der einzelnen partiellen Absorptionskoeffizienten der soeben vorgestellten Vorgänge. Es gilt:

$$\mu = \mu_{Ph} + \mu_C + \mu_P$$

(30).

Folgende Abbildung zeigt die Summe sowie die einzelnen Absorptionskoeffizienten für verschiedene Energien im Absorber Blei:

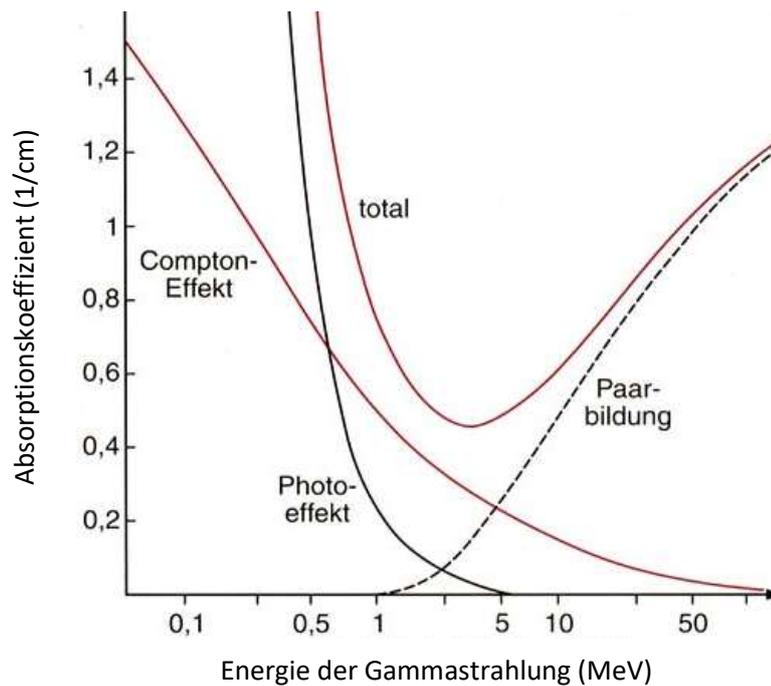


Abbildung 7: Absorptionskoeffizienten für versch. Energien (Absorber: Blei) [9]

Die Kurve zeigt deutlich: Je höher die Energie des γ -Quants ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung, wodurch ein Anstieg des Gesamtabsorptionskoeffizienten bewirkt wird. Die folgende Abbildung zeigt den Einfluss der Ordnungszahl des Absorbermaterials auf den Absorptionskoeffizienten:

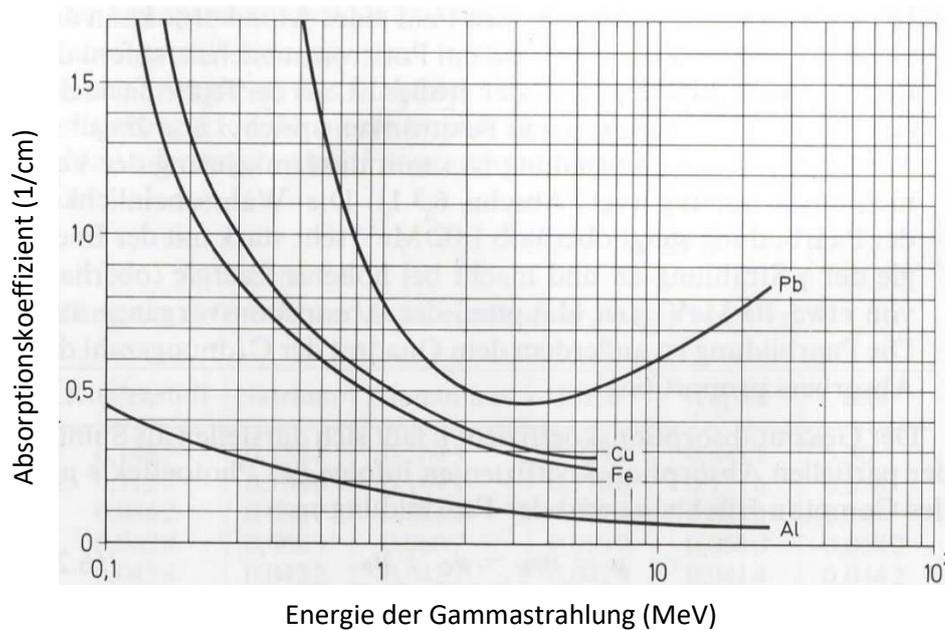


Abbildung 8: Absorptionskoeffizienten für versch. Absorber [12]

Je niedriger die Ordnungszahl ist, desto geringer sind auch der Anteil des Paarbildungseffektes und somit ebenso der Absorptionskoeffizient [12]. Werden allerdings Energien unter 1 MeV betrachtet, so können nur die Absorptionskoeffizienten des Photoeffektes und des Compton-Effektes betrachtet werden. Auch hier gilt: Je niedriger die Ordnungszahl ist, desto geringer ist auch der Absorptionskoeffizient.

3.3. Energiebestimmung

Die Energie der γ -Strahlung lässt sich mittels der γ -Spektrometrie bestimmen. Die γ -Spektrometrie wird mithilfe von Halbleiterdetektoren und Szintillationszählern betrieben (s. folgendes Kapitel). Hierbei verwendet die jeweilige Auswertesoftware im Spektrum bei Messung einer Probe, die die zu registrierende ionisierende Strahlung aussendet, sogenannte Kanäle. Diesen Kanälen können nach einer Kalibrierung des Detektors Energien zugeordnet werden. Hierbei haben die sogenannten Mehrkanalspektrometer jedoch einen entscheidenden Vorteil gegenüber den Einkanalspektrometern. Sie gestatten die simultane Messung einer oder mehrerer γ -Linien nebst deren spektraler Nachbarschaft. Halbleiterdetektoren haben gegenüber Szintillationszählern den Vorteil, dass die Energien der einfallenden γ -Quanten deutlich höher aufgelöst werden können. Charakteristisch für die γ -Spektren sind die sogenannten Photopeaks sowie die Compton-Kontinua. Die Photopeaks

[12] Lieser 1991

basieren hierbei auf dem Photoeffekt, bei dem die gesamte Energie abgegeben wird (daher auch Full-Energy-Peaks genannt), die Compton-Kontinua hingegen auf dem Compton-Effekt, bei dem nur ein Teil der Energie des γ -Quants abgegeben wird. Folgende Abbildung zeigt hierfür beispielhaft ein Spektrum von K-40 und besonders wie die gestreute Strahlung beim Compton-Effekt zum Compton-Kontinuum beiträgt. Die Energie der gestreuten Strahlung ist eine kontinuierliche Funktion des Streuwinkels mit der Compton-Kante als obere Schranke. Diese entsteht dadurch, dass bei einem Streuwinkel von 180° die größtmögliche Energie auf das Elektron übertragen wird. Löst ein Photon bei Elektronen außerhalb des Kristalls den Compton-Effekt aus und gelangt das gestreute Photon dann in den Kristall, so gibt es dort seine Energie oft wieder mittels Photoeffekt ab. Dadurch entsteht der etwas flachere Rückstreupeak.

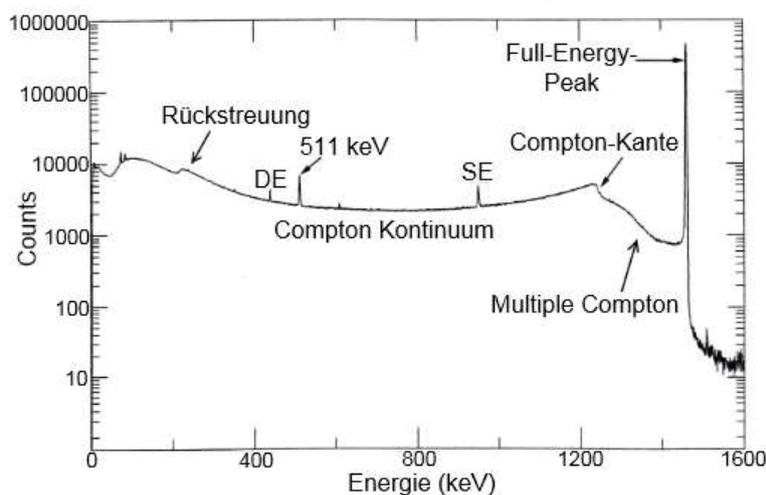


Abbildung 9: Spektrum von K-40 [20]

Nun gibt es Nuklide, die γ -Quanten verschiedener Energien aussenden, wie zum Beispiel Co-60. Die folgenden zwei Abbildungen zeigen die zugehörigen aufgenommenen Spektren mit einem Szintillationszähler wie dem *NaI*-Detektor sowie auch dem *Ge(Li)*-Detektor, einem Halbleiterdetektor. Es wird deutlich, dass die entstandenen Photopeaks mittels der Verwendung des Halbleiterdetektors deutlich schmäler sind, also eine deutlich geringere Linienbreite aufweisen. Somit ist das Auflösungsvermögen des Halbleiterdetektors größer als das des Szintillationszählers. Benachbarte Linien können daher besser getrennt werden und verschmelzen nicht zu einer gesamten Linie [12].

[20] Tawussi 2012

[12] Lieser 1991

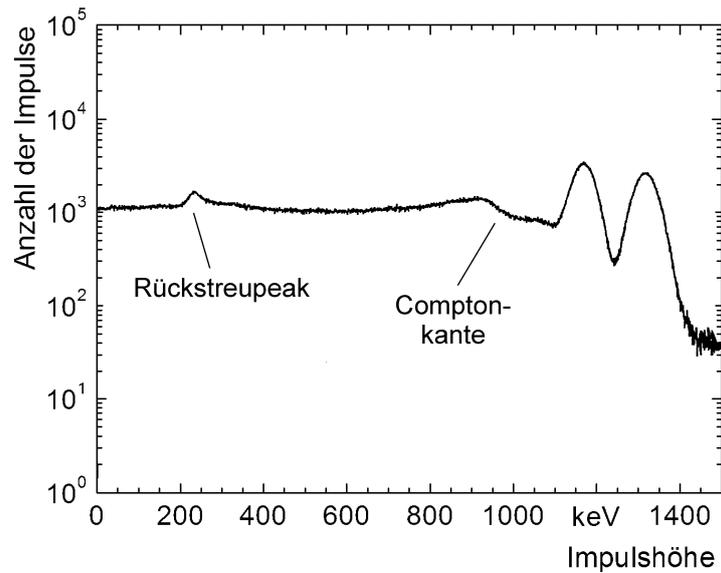


Abbildung 10: Spektrum Co-60 (NaI-Detektor) [21]

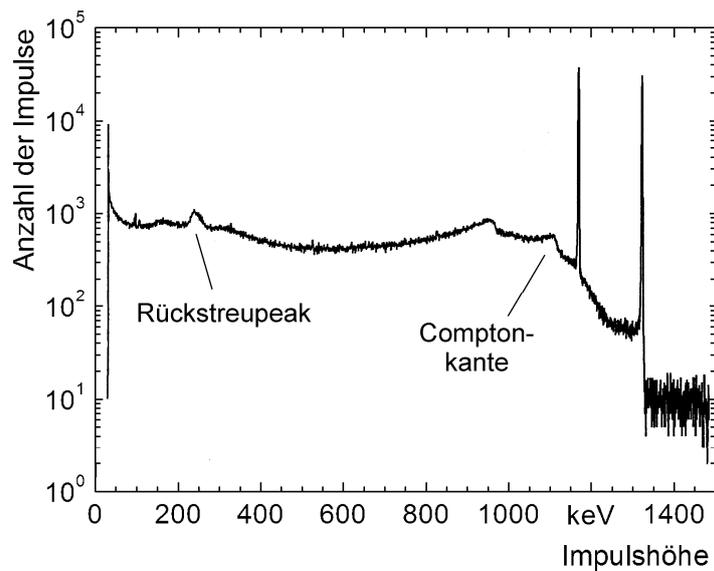


Abbildung 11: Spektrum Co-60 (Ge-Halbleiterdetektor) [21]

Das folgende Kapitel klärt über die Möglichkeiten und den sinnvollen Einsatz der verschiedenen Detektoren zur Messung der γ -Strahlung auf.

4. Messung ionisierender Strahlung

4.1. Ionisationsdetektoren

Folgende Abbildung zeigt eine typische schematische Darstellung einer Messanordnung für einen Ionisationsdetektor.

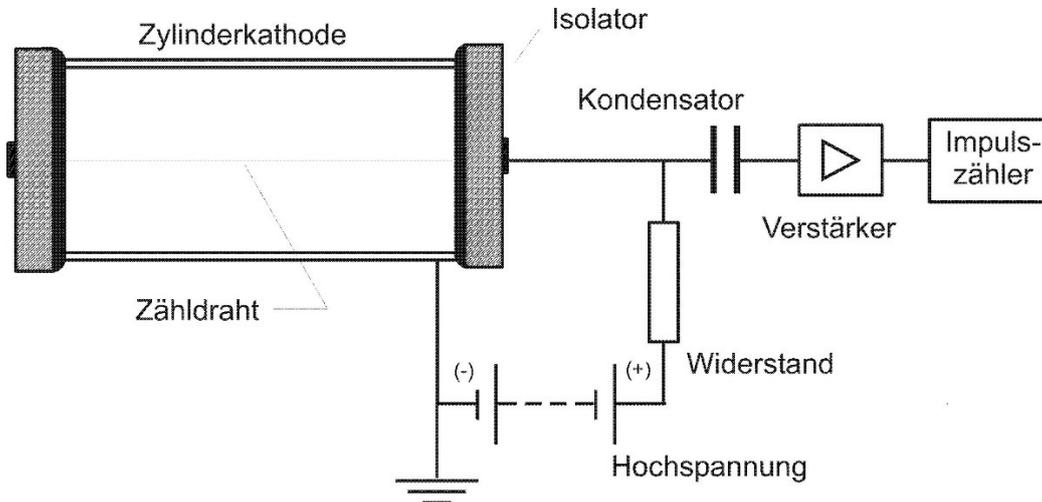


Abbildung 12: Messanordnung Ionisationsdetektor [21]

Neben einigen weiteren Strahlungsdetektoren, welche über die Ionisation in Gasen funktionieren, sind der Geiger-Müller-Zähler, die Ionisationskammer sowie der Proportionalitätszähler zu nennen. Da diese Detektoren alle ein ähnliches Prinzip ausnutzen, sei an dieser Stelle lediglich das Wirkprinzip des bekanntesten Ionisationsdetektors, dem Geiger-Müller-Zähler, erklärt.

Das Zählrohr besteht im Wesentlichen aus einem gasgefüllten Metallrohr, in dessen Inneren sich ein Metalldraht befindet, sowie einem für ionisierende Strahlung weitgehend durchlässigen Fenster. Zwischen dem Metalldraht und dem Rohr an sich wird eine äußere Spannung angelegt. Das Füllgas wird durch die eintretende Strahlung ionisiert. Die äußere Spannung wird dabei so gewählt, dass die neuen Ladungsträger im Füllgas die Entstehung einer Elektronenlawine begünstigen und es zu einer Gasentladung wie bei einer Gasentladungsröhre kommt. Dadurch entsteht eine Art Stromstoß im Zählrohr, der durch Abgriff an einem äußeren Widerstand in einen Spannungsimpuls umgewandelt und elektronisch weiterverarbeitet werden kann. Kurz nach dem Zünden der Gasentladung befinden sich noch besonders viele Ionen im Füllgas, sodass das Zählrohr während dieser sogenannten Totzeit für den Nachweis weiterer ionisierender Strahlung unempfindlich ist. Die Gasentladung lässt sich allerdings durch die Beimengung eines Löschgases beziehungsweise

[21] Vogt und Schulz 2011

durch Einschaltung eines hohen Widerstandes von außen unterbrechen. Da nur etwa 1% der γ -Quanten, die das Zählrohr passieren, einen Ionisationsvorgang bewirken, liegt deren Nachweiseffektivität je nach Bauart des Kathodenmaterials zwischen 1% für energiereiche γ -Strahlung und bis zu 50% für weiche Röntgenstrahlung [18]. Somit sind Ionisationsdetektoren zusammenfassend eher ungeeignet für die Messung von γ -Strahlung. Außerdem lässt sich mithilfe von Ionisationsdetektoren die Energie der γ -Strahlung nicht bestimmen [12] [18].

4.2. Szintillationszähler

Eine deutlich geeignetere Alternative zur Messung der γ -Strahlung bietet der Szintillationszähler. Je nach gewähltem Szintillatormaterial eignen sich diese Zähler auch zur Detektion von α - und β -Strahlung. Der Szintillationszähler besteht aus einem Kristall, einer Photokathode sowie einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV). Falls die eintretende Strahlung energiereich genug ist, wird sie im Kristall absorbiert und löst durch Anregungsprozesse Photonen aus. Diese Photonen treffen auf die Photokathode des Sekundärelektronenvervielfachers (SEV) und erzeugen dort durch den äußeren Photoeffekt die sogenannten Primärelektronen. Im SEV werden diese dann zu Impulsen von einigen mV verstärkt und können von einer nachgeschalteten Auswertelektronik analysiert werden. Die Primärelektronen werden hierbei aus dem Szintillatormaterial herausgelöst. Dies geschieht über den Photo- und Compton-Effekt [18]. Diese Primärelektronen ionisieren wiederum benachbarte Atome oder bringen sie in angeregte Zustände. Der dabei entstehende messbare Impuls ist proportional zu der Anzahl der primär erzeugten Photonen und damit auch proportional zur Energie der Strahlung. Folgende Abbildung zeigt das Wirkprinzip des SEV. Über die gesamte Serie an Dynoden ist dabei eine Beschleunigungsspannung angelegt, sodass zwischen zwei Dynoden die der Anzahl entsprechend geteilte Spannung über einen Widerstand abfällt und so die Elektronen beschleunigt werden.

[18] Rieper et al. 2004

[12] Lieser 1991

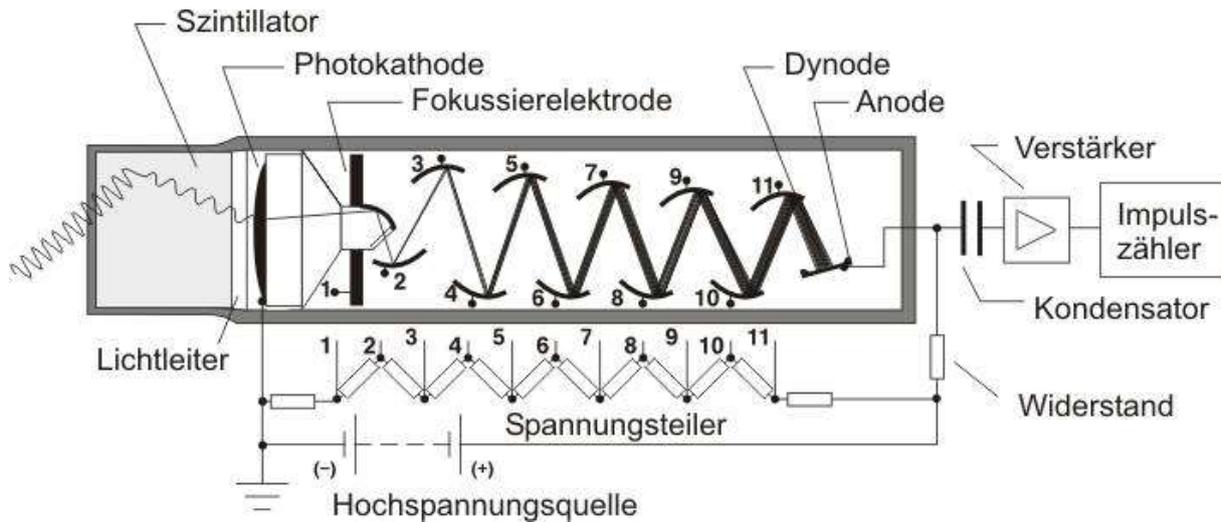


Abbildung 13: Prinzip des SEV [21]

Somit ist es mit einem Szintillationszähler möglich, Energiebestimmungen vorzunehmen. Allerdings ist die Aufnahme eines γ -Spektrums nur bedingt zu realisieren. Der Szintillationszähler hat durch die Entwicklung einer erhöhten spektralen Breite der Peaks eine relativ geringe Energieauflösung von $\Delta E / E_{St} = 10\%$, wobei E_{St} die Energie der einfallenden Strahlung bezeichnet [18]. Deutlich bessere Auflösungen bei Aufnahme der Spektren liefert der Halbleiterdetektor. Dieser wird im nachfolgenden Kapitel genauer diskutiert und analysiert. Vorteile gegenüber dem Halbleiterdetektor bietet der Szintillationszähler allerdings in der Hinsicht, dass er abhängig vom Szintillationsmaterial eine kurze Totzeit aufweist und dass er einen höheren Wirkungsgrad besitzt als der Halbleiterdetektor. Außerdem ist er, da er nicht gekühlt werden muss, deutlich kleiner und handlicher [12].

[21] Vogt und Schulz 2011

[18] Rieper et al. 2004

[12] Lieser 1991

5. Der Germaniumdetektor

5.1. Aufbau des Germaniumdetektors

Die folgende Abbildung zeigt eine schematische Darstellung einer typischen Messanordnung eines Halbleiterdetektors.

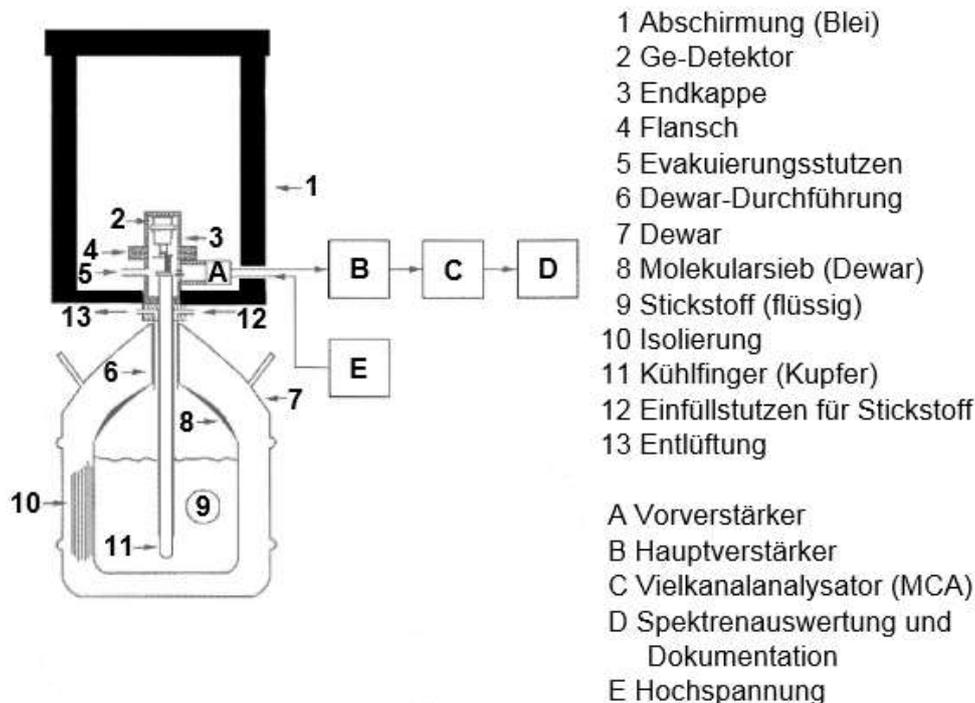


Abbildung 14: Messanordnung eines Halbleiterdetektors [3]

Der Halbleiterdetektor an sich besteht im Wesentlichen aus einem meist zylinderförmigen Kristall. Dieser Kristall konstituiert sich wiederum aus einem lithiumgedrifteten Germanium oder auch hochreinem Germanium. Wichtig ist hierbei, dass die Materialien, welche sich nahe am Kristall befinden, wenig natürliche oder künstliche Radionuklide enthalten. Ein weiteres Modul der Messanordnung bildet die Elektronik. Diese setzt sich zusammen aus einer Hochspannungsversorgung, einem Vorverstärker, einem Impulshöhenverstärker, einem Analog-Digital-Konverter sowie einem Vielkanalanalysator (MCA). Der Halbleiterdetektor benötigt zudem eine Abschirmung, um den Untergrund im Spektrum, entstehend durch terrestrische Strahlung, zu reduzieren. Diese besteht meist aus einer 5-10 cm dicken Bleiummantelung, um eine optimale Abschirmwirkung zu erzielen. Somit bildet die Abschirmung die dritte Komponente der Messanordnung. Die letzte Komponente gestaltet sich

[3] Bundesumweltministerium (BMU) 2006

als Rechner, mit dem die aufgenommenen Spektren ausgewertet sowie die Aktivitäten der Proben ermittelt werden können [11].

5.2. Funktionsweise des Germaniumdetektors

Für den Betrieb des Germaniumdetektors ist es unerlässlich, diesen einer ständigen Kühlung zu unterziehen. Diese erfolgt durch flüssigen Stickstoff mit einer Temperatur von $77K$. Bereits bei einer Temperatur von $293K$, was der normalen Raumtemperatur entspricht, bildet sich ein permanentes Elektronenrauschen aus. Dieses ist auf die Bauweise des Germaniumdetektors zurückzuführen. Halbleiter besitzen eine relativ kleine Bandlücke ($\sim 1eV$) zwischen Valenz- und Leitungsband. Dieses ist der Grund dafür, dass bereits bei äußerst geringer Energiezufuhr (Raumwärme) freie Ladungsträger erzeugt werden können [12].

Der Germaniumkristall besteht aus einem n- und einem p-Bereich. Dadurch bildet sich wie bei einer Halbleiterdiode ein p-n-Übergang aus. Diese ladungsträgerarme Zone lässt sich durch Hochspannung vergrößern. Dazu wird die genannte Hochspannung in Sperrichtung an den Außenseiten des n- bzw. p-Bereichs angelegt. Trifft nun ein γ -Quant genau diese ladungsträgerarme Zone, so entstehen durch die Ionisierung Elektron-Loch-Paare. Somit erklärt sich die höhere Auflösung des Halbleiterdetektors gegenüber anderen Detektoren. Für die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare ist nur ein Zehntel der Energie, die bei der Ionisation von Gasen notwendig ist, erforderlich. So entstehen aufgrund des hohen Ladungsträgeraufkommens und der damit besseren Statistik nur relativ geringe Schwankungen in den Impulshöhen zu den einzelnen Energien der γ -Quanten [21]. Die Elektronen sowie die Elektronfehlstellen (Löcher) strömen jeweils zu den Seiten des Kristalls. Die Anzahl n dieser Elektron-Loch-Paare ist proportional zu der absorbierten Energie E_{abs} des γ -Quants und hängt zudem von der mittleren Bindungsenergie E_B für ein Elektron-Loch-Paar ab. Es gilt:

$$n = \frac{E_{abs}}{E_B} \propto E_\gamma$$

(31).

Mithilfe eines Vor- und eines Hauptverstärkers lassen sich die Signale der gesammelten Ladungsträger erhöhen. Ein Impulsformer transformiert diese Signale in symmetrische,

[11] Debertain 1992

[12] Lieser 1991

[21] Vogt und Schulz 2011

gaußförmige Impulse. Der Vielkanalanalysator (MCA) kann nun abhängig von der Pulshöhe diese Impulse jeweils einem bestimmten Kanal zuweisen.

Im Allgemeinen lassen sich zwei Arten von Germaniumkristallen unterscheiden. Diese Arten entstehen durch unterschiedliche Dotierung, d.h. Hinzufügen von Fremdatomen, des Kristalls. Es bildet sich ein Germaniumkristall vom N-Typ oder vom P-Typ aus. Dabei entsteht Germanium vom P-Typ durch das Hinzufügen von Akzeptoratomen mit weniger Elektronen in der Außenhülle als das Germanium. Die durch fehlende Elektronen erzeugten Löcher fungieren hierbei als positive Ladungen. Germaniumkristalle vom N-Typ lassen sich durch die Hinzugabe von Donatoratomen erzeugen. Dadurch, dass diese Atome ein Elektron mehr aufweisen als das Germanium, lässt sich dieses leicht in das Leitungsband anheben. P-Typ-Kristalle werden hauptsächlich zur Messung hochenergetischer γ -Quanten verwendet, wobei N-Typ-Kristalle eher bei der Messung niederenergetischer γ -Quanten von wenigen keV zum Einsatz kommen. N-Typ-Kristalle weisen im niederenergetischen Bereich eine höhere Efficiency auf als P-Typ-Kristalle. Das liegt daran, dass die hochdotierte Schicht zwischen dem äußeren Rand des Kristalls und dem Anfang der ladungsträgerarmen Zone bei N-Typ-Kristallen deutlich dünner ist. So können auch niederenergetische γ -Quanten in den Kristall eindringen und absorbiert werden [2].

Ein Problem bezüglich der Leitfähigkeit und dem Untergrundrauschen entsteht durch Verunreinigungen und Fehlstellen im Kristall. Diese können das Messergebnis negativ beeinflussen. Erzeugte Ladungsträger gelangen nicht mehr an die Elektroden, weil sie zuvor eingefangen wurden. Das sich aufbauende Messsignal ist gestört. Ein kontinuierliches Untergrundrauschen entsteht durch die bereits genannte geringe Bandlücke. Daher ist es von Vorteil, hochreine Germaniumkristalle zu verbauen [12]. Durch aufwendige Herstellungsprozesse kann eine Reinheit von 99,999% erreicht werden. Für die Messungen der Proben in dieser Arbeit werden ebendiese hochreinen Germaniumkristalle vom N-Typ in den Detektoren verwendet.

5.3. Kalibrierung des Detektors

Um die Aktivitäten der zu messenden Proben zu bestimmen, ist vorerst eine Kalibrierung des Detektors nötig.

[2] Birkhan 2008

[12] Lieser 1991

5.3.1. Energiekalibrierung

Der Vielkanalanalysator (MCA) verteilt die bei der Detektion der γ -Quanten entstandenen Signale auf unterschiedliche Kanäle. Dieser Vorgang geschieht in Abhängigkeit der Energie der γ -Quanten. Für die Energiekalibrierung wird ein sogenannter Standard erstellt. Dazu wird eine nicht radioaktive Probe mit einer Multinuklidlösung versetzt und anschließend mit dem Halbleiterdetektor gemessen. Nun besteht die Möglichkeit, Full-Energy-Peaks ihren Radionukliden bzw. ihren charakteristischen Energien zuzuordnen. Full-Energy-Peaks werden hierbei durch die vollständige Absorption von primären γ -Quanten erzeugt. Die Auswertung sowie die genaue Zuordnung erfolgen mithilfe des Programms „Genie 2000“. Eine genaue Zuordnung der Energien zu den jeweiligen Kanälen geschieht dadurch, dass die im Standard enthaltenen Radionuklide und die ihrer γ -Strahlung zugehörigen Energien bereits bekannt sind [6]. Dieser entstandene Zusammenhang zwischen der Kanalzahl und der zugeordneten Energie verläuft näherungsweise linear. Genauer beschrieben wird der Zusammenhang durch eine Modellierung mittels einer Funktion zweiten Grades mit reellen Koeffizienten. Im bestmöglichen Fall können Energien über das gesamte Spektrum von ca. 50 keV bis 2000 keV für die Kalibrierung ausgewählt und genutzt werden. Es gilt:

$$E(C) = a_0 + a_1 \cdot C + a_2 \cdot C^2 \quad (32),$$

wobei C die jeweilige Zahl des Kanals beschreibt und $E(C)$ die zugehörige Energie in Abhängigkeit des Kanals bezeichnet. Die Ermittlung der Parameter a_0 bis a_2 erfolgt ebenfalls mithilfe des Programms „Genie 2000“ [2].

5.3.2. Halbwertsbreitenkalibrierung

Die Halbwertsbreitenkalibrierung führt die jeweilige Auswertesoftware, in diesem Fall „Genie 2000“, nach der Energiekalibrierung selbsttätig aus. Bei der sogenannten Halbwertsbreite handelt es sich um die Breite, die ein Peak auf halber Höhe seines Maximums besitzt. Beschrieben wird sie durch den Ausdruck FWHM (Full Width at Half Maximum). Sie ist abhängig von den Energien der registrierten γ -Quanten und dem Auflösungsvermögen des Detektors. Das Auflösungsvermögen wird wiederum durch einige Vorgänge innerhalb des Detektors beeinflusst. Einer der Vorgänge besteht in statistischen Schwankungen der pro γ -Quant erzeugten Ladungsträger im Halbleiterkristall des Detektors. Zwei weitere Gründe für ein verschlechtertes Auflösungsvermögen stellen das elektronische Rauschen bei der

[6] Deutscher Kalibrierdienst 2016

[2] Birkhan 2008

Signalverarbeitung sowie die Effizienz der Trennung der erzeugten Ladungsträger dar. Dabei beschreibt das Auflösungsvermögen, wie nahe zwei Peaks beieinander liegen können und trotzdem noch voneinander zu unterscheiden sind. Nach Angaben des Herstellers beträgt das Auflösungsvermögen des verwendeten Detektors $0,875 \text{ keV}$ bei 122 keV und $1,8 \text{ keV}$ bei $1,33 \text{ MeV}$ [20].

5.3.3. Efficiencykalibrierung

Für die Kalibrierung der Efficiency wird die sogenannte Full-Energy-Peak-Efficiency (kurz Efficiency genannt) betrachtet. Die Efficiency ist definiert als das Verhältnis zwischen den detektierten γ -Quanten und den von der Probe emittierten γ -Quanten. So lässt sich die Efficiency auch als Nachweis- oder Ansprechvermögen bezeichnen. Es gilt:

$$\varepsilon = \frac{r_{det}}{r_{emit}} \quad (33),$$

wobei r_{det} die Rate der detektierten γ -Quanten und r_{emit} die Rate der emittierten γ -Quanten beschreiben. Beeinflusst wird die Efficiency von vielerlei Faktoren. So ist die Efficiency abhängig von der Größe des Kristalls, der Dicke und des Materials des Eintrittsfensters sowie auch der sogenannten Totschicht. Darunter versteht man die Schicht, die γ -Quanten absorbiert, bevor sie das aktive Volumen des Detektors erreichen können [20]. Weiterhin ist die Efficiency abhängig von der Probengeometrie sowie der Dicke der Proben. Beides sind Faktoren, die die Selbstabsorption innerhalb der Probe beeinflussen können, sodass die Zahl der detektierten γ -Quanten deutlich verringert werden kann. Um die Efficiency für bestimmte Energien der γ -Quanten ermitteln zu können, werden zunächst Standards mit derselben Geometrie und Dichte wie die zu untersuchenden Proben gemessen. Diese Standards werden mittels einer Standardnuklidlösung gefertigt. Dabei ist die Zahl der zu erwartenden emittierten γ -Quanten bereits bekannt und so kann durch die in der Messung detektierte Anzahl auf die Efficiency geschlossen werden [13].

[20] Tawussi 2012

[13] Lüllau 2009

6. Bestimmung der Aktivität

6.1. Messunsicherheiten

Zahlreiche Messungenauigkeiten sorgen dafür, dass die Ermittlung eines Schätzwertes, der dicht an dem wahren Wert liegen sollte, mithilfe einer Messung deutlich erschwert wird. In diesem Fall handelt es sich um die Ermittlung eines Schätzwertes der Aktivität inklusive der Messunsicherheit. Es hat sich als sinnvoll erwiesen, für diesen Wert den gewichteten Mittelwert \bar{x} aus n Messungen der einzelnen Nuklide heranzuziehen. Dabei gilt:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{u^2(x_i)}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{u^2(x_i)}} \quad (34).$$

Da allerdings nicht nur ein Schätzwert für die Aktivität betrachtet werden soll, sondern auch die jeweilig entstehenden Unsicherheiten herangezogen werden sollen, gilt für diese:

$$u(x) = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{1}{u^2(x_i)}}} \quad (35).$$

Dabei können die Schätzwerte x_i mit ihren Unsicherheiten $u(x_i)$ experimentell bestimmt werden. Teilweise tritt der Fall auf, dass eine Messgröße Y nicht direkt gemessen werden kann. $Y=F(X_1, \dots, X_m)$ beschreibt dann eine Funktion, die von m Eingangsgrößen X_1, \dots, X_m abhängt, worüber sich die Messgröße Y bestimmen lässt. Auch für die einzelnen Schätzwerte x_i gilt dann $y=F(x_1, \dots, x_m)$. Mithilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung lässt sich dann, sofern die Eingangsgrößen X_i voneinander unabhängig sind, ein Wert für die zugehörige Unsicherheit $u(y)$ bestimmen. Hierbei gilt:

$$u(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2} \quad (36) [7].$$

6.2. Bestimmung der Aktivität

Zur Auswertung der Messergebnisse werden die zugehörigen Aktivitäten berechnet. Zur Abschätzung der Aktivität der Proben ist es nötig, die Nettopeakflächen mit ihren entsprechenden Unsicherheiten zu betrachten. Einige Nuklide weisen jedoch mehrere γ -Linien auf. In diesem Fall wird wie bereits beschrieben der gewichtete Mittelwert der Messergebnisse der Nuklide aller Linien verwendet. Teilweise tritt zudem der Fall auf, dass die zu untersuchenden Nuklide keine eigenen oder zu schwache γ -Linien, aufgrund von geringen Emissionswahrscheinlichkeiten, erzeugen, sodass die Aktivität nur über den nach ihren Unsicherheiten gewichteten Mittelwert der Messergebnisse der Töchter bestimmt werden kann. Der gewichtete Mittelwert hat dabei einen entscheidenden Vorteil gegenüber dem arithmetischen Mittel. Messwerte, die relativ große Unsicherheiten aufweisen, beeinflussen das Endergebnis weniger, wohingegen Messwerte mit vergleichsweise kleinen Unsicherheiten in der Berechnung stärker berücksichtigt werden. Diese Verwendung des Mittelwertes kann jedoch nur erfolgen, sofern zwischen Mutter- und Tochternuklid ein säkulares Gleichgewicht herrscht. Letztlich bleibt für die Auswertung noch die Unterscheidung von gestörten und ungestörten γ -Linien zu betrachten.

6.2.1. Ungestörte Linien

Bei ungestörten Linien handelt es sich um Linien, die keine direkten Nachbarlinien haben, d.h. innerhalb eines energetischen Abstandes von maximal 5 keV um die zu betrachtende Linie befinden sich keine weiteren Linien, die anderen Nukliden zugeordnet werden können. Zur Abschätzung der Aktivität eines Nuklids aus ungestörten Linien wird zunächst die jeweilige Nettozählrate r_n des zugehörigen Peaks betrachtet. Diese setzt sich zusammen aus der Bruttozählrate r_b sowie dem Nulleffekt r_0 . Es gilt:

$$r_n = r_b - r_0 = \frac{n_b}{t_m} - \frac{n_0}{t_0} \quad (37).$$

Hierbei bezeichnen n_b die Bruttocounts innerhalb der Messzeit t_m und n_0 die Counts aus der Messung des Nulleffektes innerhalb der Messzeit t_0 . Bei der Auswertung der Counts mittels des Programms „Genie 2000“ wird der Compton-Untergrund bereits automatisch berücksichtigt, sodass nur noch die Werte für den Nulleffekt abgezogen werden müssen. Nach obiger Formel gilt nun für die Unsicherheiten der Nettozählrate:

$$u(r_n) = \sqrt{\frac{u^2(n_b)}{t_m^2} - \frac{u^2(n_0)}{t_0^2}}$$

(38).

Die endgültige Bestimmung der Aktivität ergibt sich dann zu:

$$A = \frac{k_s}{\varepsilon \cdot p} \cdot r_n$$

(39).

ε bezeichnet die Efficiency für die jeweiligen γ -Energien. k_s wird als Summationskorrektur bezeichnet. Diese ist abhängig vom betrachteten Nuklid sowie der Probengeometrie und berücksichtigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Nuklid beim Zerfall mehrere γ -Quanten emittiert, welche vom Detektor jedoch gleichzeitig registriert werden. Somit ist es möglich, dass ein gesamter Summenimpuls statt mehrerer Einzelimpulse gemessen wird. Die im Spektrum fehlenden Einzelimpulse werden durch die Summationskorrektur ausgeglichen. p bezeichnet die Emissionswahrscheinlichkeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit mit der beim Zerfall ein bestimmtes γ -Quant emittiert wird. Zur besseren Lesbarkeit sei aus der obigen Formel der Quotient zusammengefasst zu:

$$\frac{k_s}{\varepsilon \cdot p} := w$$

(40).

Für die zugehörigen Unsicherheiten ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} u(A) = u(w \cdot r_n) &= \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial w}(w \cdot r_n) \cdot u(w)\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial r_n}(w \cdot r_n) \cdot u(r_n)\right)^2} \\ &= \sqrt{r_n^2 \cdot u^2(w) + w^2 \cdot u^2(r_n)} \end{aligned}$$

(41)

mit:

$$u^2(w) = u^2(k_s) + u^2(\varepsilon) + u^2(p)$$

(42).

$u(k_s)$ ergibt sich bei einer Summationskorrektur von $k_s \neq 1$ zu 10%. Ist jedoch $k_s = 1$, so muss keine Summationskorrektur vorgenommen werden und $u(k_s)$ entfällt. Dabei werden die Werte für die Summationskorrektur dem PTB-Bericht [4] entnommen. Bei der Unsicherheit der Efficiency $u(\varepsilon)$ ist eine Besonderheit zu beachten. Diese staffelt sich nach dem Energiebereich, in dem die jeweils zu betrachtenden γ -Linien liegen. So gilt im Bereich unter 100 keV $u(\varepsilon) = 10\%$, bei 100 - 200 keV ist $u(\varepsilon) = 7\%$ und bei allen Linien, die in einem Energiebereich über 200 keV liegen, beträgt die Unsicherheit $u(\varepsilon) = 5\%$ [20]. $u(p)$ lässt sich dem PTB-Bericht entnehmen [19]. $u(r_n)$ lässt sich berechnen nach der Statistik zu $u(r_n) = \sqrt{r_n}$ wie bereits beschrieben.

6.2.2. Gestörte Linien

Tritt der Fall auf, dass die γ -Linien zweier Nuklide zu dicht beieinander liegen und sich die zugehörigen Linien im Spektrum überlagern, so spricht man von gestörten Linien. Das Auflösungsvermögen des Detektors reicht nicht aus, um die beiden Linien sicher voneinander trennen zu können. Für eine sichere Abschätzung der Aktivität ist es daher notwendig, den Einfluss des störenden Nuklids auf die Linie des betrachteten Nuklids zu eliminieren. Somit ergibt sich in der bereits bekannten Formel zur Berechnung der Aktivität ein zusätzlicher Subtrahend nach folgender Form [2]:

$$\begin{aligned}
 A_c &= w \cdot \left[\left(\frac{n_b}{t_m} - \frac{n_0}{t_0} \right) - \frac{n'_n}{t'_m} \right] \\
 &= w \cdot \left[\left(\frac{n_b}{t_m} - \frac{n_0}{t_0} \right) - \frac{\frac{A' \cdot t_m}{w'}}{t'_m} \right] \\
 &= w \cdot \left(\frac{n_b}{t_m} - \frac{n_0}{t_0} \right) - \frac{w}{w'} \cdot A' \\
 &= w \cdot r_n - \frac{w}{w'} \cdot A'
 \end{aligned}$$

[4] Debertin und Schötzig 1990

[20] Tawussi 2012

[19] Schötzig und Schrader 1998

[2] Birkhan 2008

$$= A - \frac{w}{w'} \cdot A'$$

(43).

Dabei bezeichnet A_c die durch die Störlinie korrigierte Aktivität, A' die Aktivität des Nuklids mit der Störlinie, n'_n die Nettocounts in der Störlinie und w' den bekannten Faktor allerdings ebenfalls unter Berücksichtigung der Störlinie. Alle weiteren Elemente sind bereits bekannt. Für die Unsicherheiten ergibt sich entsprechend mit $\frac{w}{w'} \cdot A' := b$:

$$\begin{aligned} u(A_c) &= \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial A}(A - b) \cdot u(A)\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial b}(A - b) \cdot u(b)\right)^2} \\ &= \sqrt{u^2(A) + u^2(b)} \\ &= \sqrt{r_n^2 \cdot u^2(w) + w^2 \cdot u^2(r_n) + u^2\left(\frac{w}{w'} \cdot A'\right)} \end{aligned}$$

(44).

7. Der Glühstrumpf

7.1. Grundlagen

Der Glühstrumpf bildet in gasbetriebenen Leuchten die nötige Lichtquelle. Zu diesen Leuchten zählen vor allem Gaslampen sowie Gaslaternen zur Straßenbeleuchtung, aber auch insbesondere Leuchten, in denen Petroleum oder andere flüssige Brennstoffe verdampft werden wie zum Beispiel in Campinglampen. Der Glühstrumpf ist dabei ein kuppel- oder birnenförmiges, feinmaschiges Gebilde aus Oxiden, welches durch eine Flamme zum Leuchten angeregt wird. Sofern kein Stromanschluss vorhanden ist, stellt der Glühstrumpf also eine gute Alternative einer Lichtquelle dar. Allerdings ist der effektive Wirkungsgrad einer gewöhnlichen Glühlampe, einer Gasentladungslampe oder einer LED viel höher als der eines Glühstrumpfs. Das ist auch der Grund, warum kaum noch Glühstrümpfe in der Straßenbeleuchtung verwendet werden [23].

Auch die Herstellung der Glühstrümpfe hat sich verändert. Früher wurde hierzu eine Salzlösung aus 99% radioaktivem Thoriumnitrat und 1% Cernitrat verwendet. Dazu wurde ein

[23] Wikipedia 2016

Stoffgewebe in einer netzartigen Struktur mit dieser Lösung versetzt. Nach der Trocknung konnte das Stoffgewebe angezündet werden. Dabei entstand eine chemische Reaktion, während dieser das Thoriumnitrat in Thoriumdioxid und nitrose Gase zerfiel. Zurück blieb eine zerbrechliche Struktur, die in der Gasflamme ein weißes Licht erzeugte. In der heutigen Zeit wird für die Herstellung allerdings Yttriumoxid und Ceroxid, welche beide keine ionisierende Strahlung abgeben, verwendet [23].

Die thoriumbelasteten, alten Glühstrümpfe finden allerdings trotzdem noch eine Anwendung und sind keinesfalls ein Abfallprodukt in der Industrie. Beispielsweise dienen sie als radioaktives Präparat in Schulen. Die Schülerinnen und Schüler haben so die Möglichkeit mit echter Radioaktivität zu arbeiten.

Ebenso werden in der heutigen Zeit neben Glühstrümpfen auch seit 2011 die sogenannten Auernetze (nach dem Erfinder des Glühstrumpfs Carl Auer von Welsbach) im Physikunterricht verwendet. Hierbei handelt es sich um zerschnittene Glühstrümpfe, die somit nicht mehr als Glühstrümpfe gebraucht werden können. Der Verkauf von thoriumbelasteten Glühstrümpfen wurde im Jahre 2011 durch die Strahlenschutzverordnung [8] verboten, da es sich hierbei um radioaktive Konsumgüter handelt, welche nicht mehr in den Handel gegeben werden dürfen. Somit können Schulen seit 2011 nur noch Auernetze von Lehrmittelherstellern erwerben [1]. Sowohl Glühstrümpfe (zwischen 2001 und 2011) als auch Auernetze (ab 2011) wurden und werden an Schulen in runden Kunststoffdosen der Firma „MEKRUPHY“ mit einem Durchmesser von 4,8 cm und einer Höhe von 1 cm verkauft. Diese Dosen sind fest verschlossen, sodass sie von den Schülerinnen und Schülern nicht ohne weiteres geöffnet werden können. Lediglich sehr alte Glühstrümpfe, die schätzungsweise noch vor 2001 produziert wurden, können statt in einer Dose in flach liegender Form auftreten.

7.2. Untersuchung von Glühstrümpfen u. Auernetzen aus deutschen Schulen

Im Rahmen der Arbeit und der Planung der Untersuchungen wurde bei drei deutschen Schulen angefragt, ob sie ihre Glühstrümpfe und / oder Auernetze zur Messung am IRS zur Verfügung stellen würden. Darüber hinaus wurden Proben aus dem IRS auf ihre Aktivitäten gemessen. Da wie bereits beschrieben, die Schülerinnen und Schüler die Präparate im Physikunterricht verwenden, die Eigenschaften der Strahlung untersuchen und mithilfe des Begriffs der Aktivität den Zerfall instabiler Atomkerne als stochastischen Prozess beschreiben ist es besonders wichtig für die Schulen zu klären, dass sowohl die Schülerinnen und Schüler als auch die Lehrkräfte im Rahmen der Strahlenschutzverordnung agieren. Nach dem Vollzug der

[23] Wikipedia 2016

[8] Bundesumweltministerium (BMU) 2001

[1] Bayerisches Landesamt für Umwelt 2012

Strahlenschutzverordnung von November 2011 hat das Bayerische Landesamt für Umwelt festgelegt, dass jede Schule in ihrer Physiksammlung vier Glühstrümpfe bzw. Auernetze aufbewahren und für den Unterricht verwenden darf. Jedoch wurden nur sehr wenige Proben gemessen, sodass es zu überprüfen gilt, welche Aktivitäten diese tatsächlich aufweisen und ob vier Präparate pro Schule sogar eventuell die Freigrenze hinsichtlich der Aktivitäten überschreiten würden. Der Begriff Freigrenze bezeichnet hierbei die Obergrenze der Gesamtaktivitäten der Präparate, bis zu der diese genehmigungsfrei verwendet werden dürfen. Zudem muss untersucht werden, ob das in den Glühstrümpfen und Auernetzen enthaltene Thorium-232 im Gleichgewicht mit seinen Töchternukliden vorliegt. Hierbei müssen unterschiedliche Freigrenzen der Nuklide betrachtet werden. Befindet sich das Thorium-232 im säkularen Gleichgewicht mit seinen Töchtern, so sieht der Gesetzgeber eine Freigrenze von 1 kBq Aktivität für Thorium-232sec vor. Sollten diese jedoch nicht im Gleichgewicht sein, so müssen die einzelnen Nuklide der Zerfallsreihe des Thoriums-232 hinsichtlich ihrer Aktivität untersucht werden. Hierbei gelten unterschiedliche Freigrenzen, sodass letztendlich die Summe der Quotienten aus Aktivität und Freigrenze berechnet werden muss. Um unterhalb der Gesamtfreigrenze bleiben zu können, muss gelten:

$$\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{FG_i} < 1$$

(45).

Sobald die Freigrenze überschritten wird, ist der Umgang mit den Proben genehmigungspflichtig. Bei dem Umgang mit genehmigungspflichtigen Proben muss eine explizite Begründung zur Verwendung von Proben mit Aktivitäten oberhalb der Freigrenze vorliegen. Zudem können Experimente nur unter Aufsicht eines Strahlenschutzbeauftragten stattfinden. Schülerinnen und Schülern ist außerdem der Umgang mit genehmigungspflichtigen offenen radioaktiven Stoffen untersagt [8].

8. Messungen

8.1. Vorbereitung der Proben

Nach Erhalt dreier Probensendungen von zwei Gymnasien in Braunschweig und einem in Hannover, wurden die Proben sorgfältig auf Beschädigungen und Auffälligkeiten untersucht. Alle Proben wiesen hierbei dieselbe Probengeometrie mit einem Durchmesser von 4,8 cm und einer Höhe von 1 cm auf. Zudem waren alle Proben frei von Beschädigungen sowie fest

[8] Bundesumweltministerium 2001

verschlossen und verklebt. Auf den ersten Blick konnten bezüglich des Alters der Proben keine Aussagen getroffen werden. Um eine Kontamination der Proben und des Detektors zur Untersuchung der Proben auszuschließen, wurden die Proben doppelt in Folie eingeschweißt, bevor die Messungen beginnen konnten. So ist es auch nicht möglich, dass Rn-220 (s. Thorium-Zerfallskette) aus den Proben austreten könnte, wodurch die Aktivitäten des folgenden Po-216, des Pb-212, des Bi-212, des Tl-208 und die Aktivität des Po-212 verringert werden würden.

8.1.1. Entwicklung eines Standards

Damit gammaspektrometrische Untersuchungen an den Proben vorgenommen werden können, ist es nötig, den Detektor inklusive seiner Auswertungssoftware „Genie 2000“ zu kalibrieren. Für die Kalibrierung wird klassischerweise ein sogenannter Standard entwickelt. Verpackte Glühstrümpfe bzw. Auernetze können in zwei unterschiedlichen Probengeometrien vorliegen. Wie bereits beschrieben, handelt es sich hierbei einerseits um eine fest verschlossene Dose mit den erwähnten Abmessungen. Andererseits können ältere Glühstrümpfe auch in einer gewöhnlichen Folie eingeschweißt sein. Hierbei betragen die Abmessungen ca. 7 cm im Durchmesser und ca. 1 mm in der Höhe der Probe. Mit der Kenntnis dieser Werte werden zwei Standards mit den verschiedenen Probengeometrien entwickelt. Verwendet werden dazu intakte Glühstrümpfe, die im Fachhandel erworben werden können, kein radioaktives Thorium enthalten, aber ansonsten den radioaktiven Glühstrümpfen vollends entsprechen. Zunächst wird das Gewebe des Glühstrumpfs mithilfe einer Eppendorfpipette mit Wasser beträufelt. Dieser Vorgang dient dazu herauszufinden, wie viel und wie gut das Gewebe Flüssigkeiten aufnehmen kann. Nach ungefähr einem Tag ist der Glühstrumpf rückstandslos getrocknet und ist nun bereit für die Vorbereitung des Standards. Dazu wird im Falle der Dosengeometrie eine Plexiglasdose mit Deckel auf die Maße 4,8 cm im Durchmesser und 1 cm in der Höhe geschliffen. Anschließend wird diese mit neuem Glühstrumpfmaterial befüllt. Dazu wird das Material zuvor zerschnitten, damit keine Gewebe über den Rand der Dose ragt. Das Gewebe kann nun mit der Multinuklidlösung [6] versetzt werden. Dazu werden ebenfalls mithilfe einer Eppendorfpipette sorgfältig 2 g der Lösung auf das Gewebe gleichmäßig aufgetragen. Die Trocknung unter dem Abzug beträgt nach Kontrolle der Masse der Dose inklusive des Gewebes einige Tage, um sicherzugehen, dass die Lösung vollständig getrocknet ist. Anschließend wird die Dose mittels Zwei-Komponenten-Klebers fest verschlossen. Nach demselben Verfahren wird auch der Standard für die Glühstrümpfe mit der Höhe von 1 mm erstellt. Lediglich der Schritt der Entwicklung einer geeigneten Dose entfällt, da der Standard am Ende in Folie eingeschweißt wird. Der Vorteil der

[6] Deutscher Kalibrierdienst 2016

Multinuklidlösung liegt darin, dass die genauen Aktivitäten der enthaltenen Nuklide bereits bekannt sind und so eine Kalibrierung ermöglichen. Die folgende Abbildung zeigt die entwickelten Standards:



Abbildung 15: Standard in zwei Probengeometrien

8.1.2. Kalibrierung mithilfe des Standards

Der Standard wird zunächst für ungefähr fünf Tage auf den Detektor gelegt und gemessen, um sicherzugehen zu können, dass die im Spektrum auftretenden Peaks vollständig ausgebildet sind. Da die Energien der Nuklide in der Multinuklidlösung durch das Zertifikat des deutschen Kalibrierdienstes bereits bekannt sind, wird nach 5.3.1. eine Energiekalibrierung durchgeführt. So können bei Messungen der Proben aus den Schulen die Energien direkt den entsprechenden Kanälen zugeordnet werden. Da in der Auswertungssoftware bereits Nuklide inklusive der Energien ihrer Linien, der zugehörigen Halbwertszeiten und auch beispielsweise der Emissionswahrscheinlichkeiten hinterlegt sind, führt „Genie 2000“ nach der manuellen Energiekalibrierung die Halbwertsbreitenkalibrierung automatisch aus. Die Kalibrierung der Efficiency erfolgt wie in 5.3.3. beschrieben. Anhand des Zertifikats für die Multinuklidlösung lässt sich die Anzahl der γ -Quanten, die am Messtag theoretisch emittiert werden würde, bestimmen. Aus dem Verhältnis der nun detektierten und der emittierten Anzahl berechnet sich die Efficiency nach 5.3.3. zu:

$$\varepsilon = \frac{r_{det}}{r_{emit}}$$

(46).

Folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse dieser Berechnung am Beispiel der Probengeometrie der Dose mit den theoretisch emittierten γ -Quanten und den tatsächlich detektierten jeweils pro Sekunde. Y-88 und Co-60 weisen jeweils zwei Linien auf. Die nötigen Summationskorrekturen wurden bei der Bestimmung der Efficiency berücksichtigt.

Nuklid	Energie (keV)	γ -Quanten		Efficiency	Unsicherheit
		emittiert	detektiert	emit/det	d. Efficiency
Am-241	60	19,9400	0,409	0,020488	0,002049
Cd-109	88	21,7460	4,732	0,217585	0,021759
Co-57	122	14,2819	2,793	0,195549	0,013688
Ce-139	166	11,0169	1,454	0,131988	0,006599
Hg-203	279	5,7108	0,517	0,090533	0,004527
Sn-113	392	29,9501	1,990	0,066430	0,003322
Sr-85	514	23,2129	1,082	0,046633	0,002332
Cs-137	662	100,1481	4,062	0,040562	0,002028
Y-88	898	77,4066	2,146	0,027719	0,001386
Co-60	1173	132,8202	3,079	0,023178	0,001159
Co-60	1333	132,9643	2,712	0,020400	0,001020
Y-88	1836	81,8475	1,174	0,014338	0,000717

Tabelle 2: Bestimmung der Efficiency

Anhand der Efficiencywerte lassen sich mithilfe des Analyseprogramms „Origin“ die Parameter der Jäkel-Westmeier-Funktion bestimmen [10]. Es gilt:

$$\varepsilon(E_\gamma) = \exp\left[\frac{2}{\pi} \cdot \left(a_0 + a_1 \cdot \ln(E_\gamma) + a_2 \cdot \ln(E_\gamma)^2\right) \cdot \arctan\left(\exp\left(a_3 + a_4 \cdot \ln(E_\gamma) + a_5 \cdot \ln(E_\gamma)^3\right)\right) - 25\right] \quad (47)$$

mit folgenden Parametern für die unterschiedlichen Probengeometrien:

[10] Jäkel et al. 1987

	Dose	platt
a_1	28,8536	28,17752
a_2	-1,28887	-1,08683
a_3	0,02998	0,01328
a_4	-2,47458	14,44704
a_5	-1,60046	-6,93449
a_6	0,15521	0,23347

Tabelle 3: Parameter der J.-W.-Funktion

Durch Interpolation der Einzelwerte lässt sich eine kontinuierliche Efficiencykurve konstruieren. Es entsteht für Detektor 4 in der Probengeometrie der Dose folgende Darstellung:

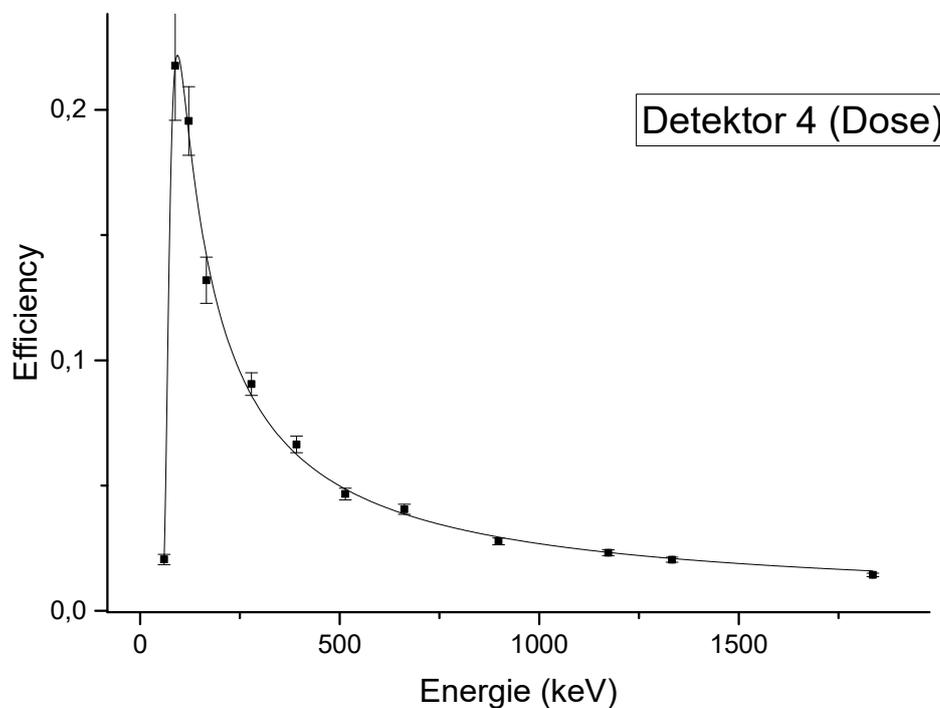


Abbildung 16: Efficiency Detektor 4 Dose

Die niedrigen Efficiencywerte bei niederenergetischen γ -Quanten entstehen durch die Selbstabsorption innerhalb der Probe. Die γ -Quanten können das Eintrittsfenster des Detektors kaum erreichen. Bei höheren Energien sinkt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für den Photoeffekt. Daraus resultiert der starke Abfall der Efficiencywerte zu höheren Energien. Anhand der Kurve und der zugehörigen Parameter werden die berechneten Werte für die Efficiency den in den Glühstrümpfen bzw. Auernetzen

gemessenen Energien zugeordnet. Diese Vorgehensweise wird für den flach liegenden Standard wiederholt. Das hat den Vorteil, dass sämtliche mögliche Probengeometrien der von den Schulen eingeschickten Proben abgedeckt werden können. Konkrete Berechnungen und Zuordnungen werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

8.2. Gammaskopmetrische Messungen der Glühstrümpfe und Auernetze

8.2.1. Messkriterien

Die Grundlage zur Auswahl der Messkriterien bildet die Zerfallsreihe des natürlich vorkommenden Th-232 sowie die zugehörige Tabelle aus Kapitel 2. Es wird deutlich, dass einige Nuklide γ -Quanten mit einer Wahrscheinlichkeit von unter 4% emittieren. Zu betrachten sind hierbei die Werte in der letzten Spalte. Messtechnisch treten diese insofern nicht in Erscheinung, als dass γ -Quanten dieser bestimmten Energien innerhalb der gewählten Messzeit von fünf Stunden kaum nachgewiesen werden können. Für das Spektrum bedeutet dies konkret, dass an einigen Stellen die Peaks nur sehr schwach ausgebildet sind und kaum vom Untergrund zu unterscheiden sind. Somit können einige Linien der in der Zerfallsreihe vorkommenden Nuklide vorerst außer Acht gelassen werden. Es entsteht folgende neue Tabelle mit den nun zu untersuchenden Nukliden.

Halbwertszeit (y, d, h, m, s)	Nuklid	Energie der γ -Quanten (keV)	Emissionswahrsch. (%)
6,15 h	Ac-228	338,32	11,27 ($\pm 0,09$)
		463	4,4 ($\pm 0,07$)
		794,95	4,25 ($\pm 0,07$)
		911,2	25,8 ($\pm 0,4$)
		964,77	4,99 ($\pm 0,09$)
		968,97	15,8 ($\pm 0,3$)
3,66 d	Ra-224	240,99	4,12 ($\pm 0,05$)
10,64 h	Pb-212	238,63	43,6 ($\pm 0,5$)
60,55 m	Bi-212	727,33	6,74 ($\pm 0,04$)
3,053 m	Tl-208	583,19	30,55 ($\pm 0,2$)
		860,56	4,48 ($\pm 0,04$)
stabil	Pb-208		

Tabelle 4: Reduzierte Thorium-Zerfallsreihe

Eine Besonderheit bilden in dieser Tabelle die Linie bei $240,99\text{ keV}$ des Ra-224 und die Linie bei $238,63\text{ keV}$ des Pb-212. Die Linien liegen sehr nah beieinander. Sie stören sich demnach also gegenseitig. Da nicht eindeutig ist, wie genau die Software „Genie 2000“ gerade diese Linien unterscheiden kann, ist es schwierig die Nettopeakfläche der Störlinie von der Nettopeakfläche der zu betrachtenden Linie und umgekehrt zu bestimmen und zu unterscheiden. Somit ist es kaum möglich, die Formel (43) zur Berechnung der Aktivität gestörter Linien zu verwenden. Daher werden auch diese Linien bei der Untersuchung der Aktivitäten der Proben vorerst außer Acht gelassen. Somit werden letztlich lediglich die Nuklide Th-232, Ac-228, Bi-212 und Tl-208 betrachtet. Einige Nuklide können allerdings aufgrund der kurzen Halbwertszeiten ihrer Töchter zu neuen Bezeichnungen zusammengefasst werden. So wird das Ac-228 und das unbeachtete Ra-228 zu Ra-228+ zusammengefasst und über den gewichteten Mittelwert der Aktivitäten der Linien des Ac-228 bestimmt. Ähnlich entsteht die Bezeichnung Th-228+. Hierbei sind enthalten die Nuklide Th-228, Ra-224, Rn-220, Po-216, Pb-212, Bi-212, Tl-208 und Po-212. Die Aktivität dieses Th-228+ wird über den gewichteten Mittelwert aus den Aktivitäten des zu messenden Bi-212 und des Tl-208 bestimmt. Beachtet werden muss hierbei allerdings, dass die Linie des Bi-212 ($727,33\text{ keV}$) gestört wird durch eine Linie des Ac-228. Die korrigierte Aktivität des Bi-212 lässt sich über die Formel (43) jedoch problemlos berechnen. Das Mutternuklid Th-232 lässt sich gammaspektrometrisch nicht direkt messen, da auch hier die Emissionswahrscheinlichkeiten zu gering sind und somit keine Peaks für die beiden Th-232-Linien nachzuweisen sind. Mithilfe der Exceldatei „Aktivität Th-232“ (s. elektronischer Anhang) lässt sich die Anfangsaktivität allerdings berechnen. Eine genaue Erklärung der Datei ist ebenfalls gegeben. Aus den gemessenen Aktivitäten des Ac-228 und dem gewichteten Mittelwert aus der Aktivität des Bi-212 und des Tl-208 wird ein Verhältnis gebildet, d.h. die Aktivität des Ac-228 wird durch die Aktivität aus Bi-212 und Tl-208 geteilt. Dieses Verhältnis ergibt sich ebenso für die theoretisch ermittelten Aktivitäten des Ra-228+ und des Th-228+ mittels der Bateman-Gleichungen. Das ist allerdings nur der Fall, wenn die zugehörige Aktivität des Th-232 und das Alter der Probe bekannt sind. Beides lässt sich berechnen. So lässt sich über ein theoretisches Verhältnis aus den Aktivitäten des Ra-228+ und des Th-228+ über einen Vergleich mit dem experimentell bestimmten Verhältnis das Alter der Probe bestimmen. Die Darstellung des theoretischen Verhältnisses in Abhängigkeit des Alters der Probe zeigt sich wie folgt. Dabei wurde beachtet, dass zum Zeitpunkt $t = 0$ die Aktivität des Th-228 gleich der des Th-232 ist.

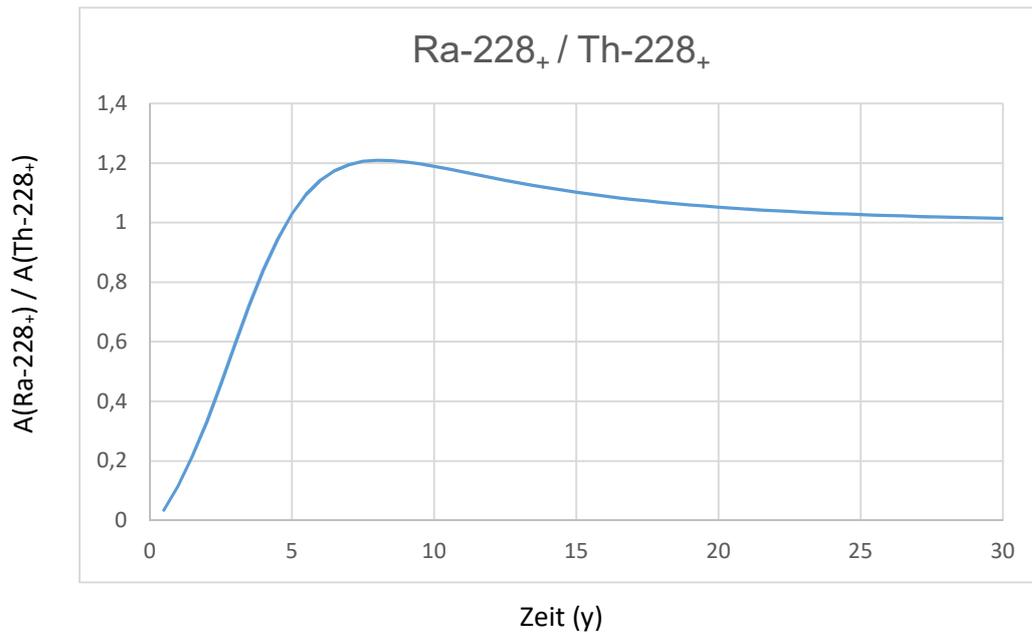


Abbildung 17: Verhältnis der Aktivitäten

Hierbei wird deutlich, dass ab einem Wert von >1 für das Verhältnis jeweils zwei mögliche Altersangaben der Probe infrage kommen. Mittels dieser Altersangaben lassen sich über die Bateman-Gleichungen ebenso zwei mögliche Angaben für die Aktivität des Th-232 machen. Dazu wird die Bateman-Gleichung zur Ermittlung der Aktivität des Th-228 nach der Aktivität des Th-232 umgestellt, wobei im letzten Term bereits berücksichtigt wurde, dass bei Herstellung der Probe neben Th-232 auch die gleiche Menge Th-228 aufgetragen wurde. Es gilt:

$$A_{1(0)} = \frac{A_4}{C_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + C_3 \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} + C_4 \cdot e^{-\lambda_4 \cdot t} + e^{-\lambda_4 \cdot t}} \quad (48).$$

$A_{1(0)}$ bezeichnet hierbei die Aktivität des Th-232, A_4 die gemessene Aktivität des Th-228 und die Konstanten C_1, \dots, C_4 sind aus Kapitel 2 bekannt. In diese Formel werden die Altersangaben für t eingesetzt und es ergeben sich die zwei genannten Ergebnisse für die Aktivität des Th-232. Aufgrund der langen Halbwertszeit des Th-232 ($1,4 \cdot 10^{10}$ y) verändert sich seine Aktivität über den Zeitraum der Altersangabe der Probe im Wesentlichen nicht.

Mithilfe des „Aktivitätenrechners“ (s. elektronischer Anhang) lassen sich die nötigen Aktivitäten des Ac-228, des Bi-212 und des Tl-208 über die Formeln in Kapitel 6 berechnen. Eine genaue Erklärung zur Verwendung ist ebenfalls gegeben. Dabei ist zu beachten, dass für jede Probengeometrie unterschiedliche Werte für die Efficiency und die Summationskorrekturen eingesetzt werden müssen, welche ebenfalls der Datei zu entnehmen sind.

8.2.2. Ergebnisse

Folgender Übersicht ist das genaue Vorgehen zur Gewinnung der Ergebnisse für die einzelnen Aktivitäten zu entnehmen. Sämtliche Ergebnisse werden mithilfe der Auswertesoftware „Genie 2000“ und „Origin“ gesammelt.

1. Datei der Messung mittels „Genie 2000“ öffnen
2. Reiter „Analyze“ anwählen, unter „Execute sequence“ den Befehl „Glühstrumpfanalyse“ auswählen
3. Calfile (s. elektronischer Anhang) für die passende Probengeometrie auswählen und ein Häkchen unter „Energy / Shape“ setzen
4. Reiter „File“ anwählen, „Export report to PDF“ auswählen
5. Aus der PDF-Datei die Nettopeakflächen für die jeweiligen Energien der Glühstrümpfe herauskopieren
6. Diese Werte in die Spalte „Counts“ im „Aktivitätenrechner“ (s. elektronischer Anhang) einfügen
7. Aus dem Sheet „Efficiency + Summationskorrektur“ die entsprechenden Werte zur Berechnung der Aktivitäten in den „Aktivitätenrechner“ einfügen
8. Die Punkte in den Werten für die Counts durch Kommata ersetzen mittels der Funktion „Text in Spalte“ unter dem Reiter „Daten“
9. Berechnung der Aktivitäten des Ac-228, des korrigierten Bi-212 und des Tl-208
10. Einsetzen der Werte in die Datei „Aktivität Th-232“ (weitere Erklärungen sind in den Excel-Sheets gegeben)

Nach diesem Prozedere ergeben sich für die Messungen der Glühstrümpfe und Auernetze aus den Schulen in Braunschweig und Hannover folgende Ergebnisse. Dabei werden, wie bereits zuvor beschrieben, zwei mögliche Altersangaben sowie Angaben zur Aktivität des Th-232 unter Berücksichtigung von Abbildung 17 und der damit zusammenhängenden Problematik der identischen Anfangsaktivitäten des Th-232 und des Th-228 berechnet.

Lessinggymnasium

Nuklid	Probe 1L				Probe 2L			
	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)
Th-232	1229	79,5	775	50,2	1424	92,3	987	64,0
Ra-228+	604	27,9	604	27,9	733	33,9	733	33,9
Th-228+	533	34,5	533	34,5	631	40,9	631	40,9
Alter	5,6 Jahre		12,6 Jahre		6 Jahre		11,25 Jahre	

Nuklid	Probe 3L				Probe 4L			
	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)
Th-232	1457	94,3	886	57,3	1225	79,4	832	53,9
Ra-228+	707	32,7	707	32,7	624	28,9	624	28,9
Th-228+	629	40,7	629	40,7	540	35	540	35
Alter	5,5 Jahre		13,3 Jahre		5,9 Jahre		11,5 Jahre	

Tabelle 5: Messergebnisse der Proben des Lessinggymnasiums

Wilhelmgymnasium

Nuklid	Probe 1W				Probe 2W			
	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)
Th-232	1412	91,5	896	58,1	1496	96,8	1040	67,3
Ra-228+	697	32,2	697	32,2	770	35,6	770	35,6
Th-228+	614	39,8	614	39,8	663	42,9	663	42,9
Alter	5,65 Jahre		12,55 Jahre		6 Jahre		11,2 Jahre	

Nuklid	Probe 3W				Probe 4W			
	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)
Th-232	1687	109,3	1075	69,6	1414	91,7	932	60,5
Ra-228+	836	38,7	836	38,7	710	32,8	710	32,8
Th-228+	735	47,6	735	47,6	618	40,1	618	40,1
Alter	5,7 Jahre		12,5 Jahre		5,75 Jahre		11,9 Jahre	

Tabelle 6: Messergebnisse der Proben des Wilhelmgymnasiums

Helene-Lange-Schule

Nuklid	Probe 1HLS				Probe 2HLS			
	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)
Th-232	1454	94,3	866	56,2	1460	94,6	908	58,8
Ra-228+	700	32,4	700	32,4	716	33,2	716	33,2
Th-228+	626	40,6	626	40,6	633	41	633	41
Alter	5,45 Jahre		13,7 Jahre		5,6 Jahre		12,9 Jahre	

Nuklid	Probe 3HLS				Probe 4HLS			
	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)	A 1 [Bq]	u(A 1)	A 2 [Bq]	u(A 2)
Th-232	1451	94	867	56,2	1389	90,3	952	61,9
Ra-228+	699	32,7	699	32,7	711	32,9	711	32,9
Th-228+	625	40,5	625	40,5	614	39,9	614	39,9
Alter	4,95 Jahre		13,65 Jahre		5,95 Jahre		11,4 Jahre	

Tabelle 7: Messergebnisse der Proben der Helene-Lange-Schule

Die genauen Berechnungen der Aktivitäten mit sämtlichen einspielenden Faktoren sind ebenfalls im elektronischen Anhang zu finden.

Zusätzlich zu den Proben aus den Schulen werden noch zwei weitere Messungen von Glühstrümpfen unbekanntes Alters und Aktivität durchgeführt. Hierbei ergeben sich folgende Ergebnisse, wobei Probe 1 in der Dosengeometrie und Probe 2 in flach liegender Form vorliegen.

Nuklid	Probe 1				Probe 2			
	A 1 (Bq)	$\Delta A 1$	A 2 (Bq)	$\Delta A 2$	A 1 (Bq)	$\Delta A 1$	A 2 (Bq)	$\Delta A 2$
Th-232	1369	136,9	882	88,2	3855	385,5	1737	173,7
Ra-228+	680	31,5	680	31,5	1665	77	1665	77
Th-228+	597	38,7	597	38,7	1628	105,4	1628	105,4
Alter	5,7 Jahre		12,3 Jahre		4,7 Jahre		26,3 Jahre	

Tabelle 8: Messergebnisse der Proben des IRS

Beispielhaft für Probe 1 (Aktivität 1) der vorherigen Tabelle lassen sich die Aktivitäten gegen die Zeit folgendermaßen auftragen, wobei die Aktivität des Ra-228 der des Ac-228 gleicht.

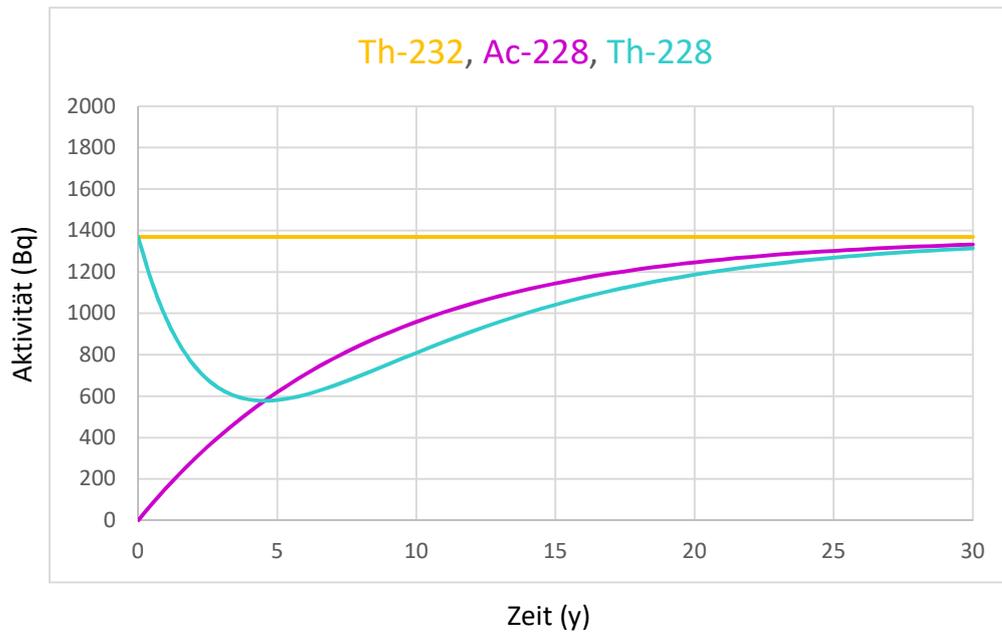


Abbildung 18: Aktivitäten Th-232, Ac-228, Th-228

Die Aktivität des Ra-228₊ wird hierbei durch das Ac-228, die des Th-228₊ durch das Th-228 dargestellt. Genaue Analysen und Auswertungen der gewonnenen Daten und Auftragungen werden im folgenden Kapitel angestellt.

9. Analyse der Messergebnisse

9.1. Alter und Anfangsaktivitäten der Proben

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, gestaltet sich die Bestimmung eines endgültigen Alters und damit auch der Anfangsaktivität des Th-232 der Proben relativ schwierig. Durch die Anfrage bei den Schulen hinsichtlich des Kaufdatums der Glühstrümpfe beziehungsweise der Auernetze, können jedoch für eine Schule je Probe eine mögliche Altersangabe sowie die zugehörige Anfangsaktivität ausgeschlossen werden. Die Glühstrümpfe des Lessinggymnasiums sind im Jahre 2007 erworben worden. Somit kann das Alter dieser Proben mit einem Mindestwert von 9 Jahren beziffert werden. Daher ist ein Alter der Proben unter 9 Jahren ausgeschlossen. Es ergibt sich somit folgende Tabelle bezüglich des endgültigen Alters und der Aktivitäten der Proben des Lessinggymnasiums:

Nuklid	Probe 1L		Probe 2L		Probe 3L		Probe 4L	
	Aktivität (Bq)	u(A)						
Th-232	775	77,5	987	98,7	886	88,6	832	83,2
Ra-228+	604	27,9	733	33,9	707	32,7	624	28,9
Th-228+	533	34,5	631	40,9	629	40,7	540	35
Alter	12,6 Jahre		11,25 Jahre		13,3 Jahre		11,5 Jahre	

Tabelle 9: Reduzierte Messergebnisse der Proben des Lessinggymnasiums

Es wird deutlich, dass die Herstellung der Proben sogar noch ein paar Jahre früher datiert werden kann. Die Anfangsaktivitäten des Th-232 bewegen sich dabei in meinem Bereich von $870 \text{ Bq} \pm 13 \%$.

Für die Proben aus dem Wilhelmgymnasium lassen sich hingegen vorerst keine genauen Angaben bezüglich des Alters oder der Anfangsaktivität des Th-232 machen. Die Auernetze der Schule sind im Jahre 2011 erworben worden, sodass sie mindestens 5 Jahre alt sein müssen. Nun gibt es die Information seitens der Schule, die Firma MEKRUPHY, die die Auernetze vertreibt, habe vor 2011 eine große Charge an Glühstrümpfen aufgekauft, um sie dann zu zerschneiden und gesetzeskonform als Auernetze weiterzuverkaufen. Somit liegt der Verdacht nahe, dass die Proben des Wilhelmgymnasiums älter als 5 Jahre sind. Bei einem Blick auf die Tabelle 6 wird trotz der Sachlage allerdings deutlich, dass noch immer beide Altersangaben und Anfangsaktivitäten je Auernetz möglich wären.

Ähnlich sieht die Sachlage für die Proben der Helene-Lange-Schule aus. Hier gibt es die Information, dass die Auernetze 2014 erworben wurden. Somit ist auch hier nicht klar, wie alt die Proben tatsächlich sind. Beide berechnete Altersangaben je Probe sind möglich.

Zur Bestimmung einer Maximalanzahl an Proben je Schule, mit denen der Umgang genehmigungsfrei ist, ist somit eine Fallunterscheidung nötig. Im ersten Fall wird die Möglichkeit, die Proben seien ca. 4 bis 6 Jahre alt, in Betracht gezogen. Der zweite Fall sieht ein mögliches Alter von ca. 11 bis 13 Jahren vor.

Fall 1: Bei Betrachtung der Aktivitäten des Th-232 in allen 13 Proben (ausgenommen der flach liegende Glühstrumpf, der einen Spezialfall darstellt) und einem Alter von ca. 4 bis 6 Jahren wird deutlich, dass die Anfangsaktivitäten sich alle in einem Bereich von durchschnittlich 1334 Bq bis 1502 Bq bewegen.

Fall 2: Bei Betrachtung der Aktivitäten des Th-232 in allen 13 Proben (ausgenommen der flach liegende Glühstrumpf, der einen Spezialfall darstellt) und einem Alter von ca. 11 bis 13 Jahren

wird deutlich, dass die Anfangsaktivitäten sich alle in einem Bereich von durchschnittlich 870 Bq bis 986 Bq bewegen.

9.2. Gleichgewicht und Freigrenzen

Wie bereits beschrieben, ist es möglich, einige Nuklide zu neuen Bezeichnungen, welche mit einem + in ihren Indizes versehen sind, zusammenzufassen. Diese Vorgehensweise ist allerdings nur legitim, solange die nachfolgenden Nuklide in der Zerfallskette im Gleichgewicht mit dem zuerst stehenden Nuklid sind. So setzt sich, wie bereits erwähnt, das Ra-228₊ aus dem Ra-228 und dem zu diesem sich im Gleichgewicht befindlichen Ac-228 zusammen. Ebenso entsteht die Bezeichnung Th-228₊, wobei sich das Th-228 im Gleichgewichtszustand mit den nachfolgenden Töchternukliden in der Zerfallskette befindet. Dass diese Deklaration möglich ist, wird deutlich bei Betrachtung der Zwischenergebnisse zu den Ergebnistabellen im vorherigen Kapitel sowie der Betrachtung der Halbwertszeiten. Für die erste Probe des Lessinggymnasiums ergibt sich beispielsweise folgendes Zwischenergebnis:

Nuklid	Aktivität (Bq)	ΔA
Th-232	775	77,5
Ra-228	605	60,5
Ac-228	604	27,9
Th-228	533	53,3
Bi-212	529	59,4
Tl-208	535	42,5

Tabelle 10: Zwischenergebnisse der Aktivität der Probe 1L

Bei der Aktivität des Th-232 handelt es sich um eine mittels der Bateman-Gleichungen errechnete Aktivität, da hier bei der Gammaspektrometrie keine Linien zu erkennen sind, wie bereits beschrieben. Dennoch ist deutlich zu erkennen, dass sich das Ra-228 und das Ac-228 im Gleichgewichtszustand befinden. Die Aktivitäten sind im Rahmen der Messunsicherheiten identisch. Ebenso hat das Th-228 zusammen mit dem Bi-212 sowie dem Tl-208 den Gleichgewichtszustand im Rahmen der Unsicherheiten erreicht. Somit können die Bezeichnungen Ra-228₊ und Th-228₊ verwendet werden.

Anhand dieser Tabelle und auch derer im vorherigen Kapitel wird allerdings ebenso deutlich, dass sich das Th-232 nicht im Gleichgewicht mit seinen Töchternukliden befindet. Die

Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze sind noch zu jung, um diesen Zustand erreicht haben zu können.

Dieses Ungleichgewicht beeinflusst die weitere Analyse der Messergebnisse dahingehend, dass mehrere, verschiedene Freigrenzen bei Untersuchung einer Genehmigungspflicht für die Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze betrachtet werden müssen. Somit muss die Einhaltung der Freigrenzen für das Th-232, das Ra-228+ und das Th-228+ einzeln ausgewertet beziehungsweise untersucht werden. Es gelten folgende Freigrenzen [8]:

Nuklid	Freigrenze (Bq)
Th-232	10000
Ra-228+	100000
Th-228+	10000

Tabelle 11: Freigrenzen

Eine Ausnahme bildet allerdings die Messung des einzigen flach liegenden Glühstrumpfes (Tabelle 8: Probe 2). Bei dieser Probe ist bekannt, dass sie in jedem Fall älter als 4,7 Jahre ist. Daher muss die Probe laut der Berechnung 26,3 Jahre alt sein. Im Rahmen der Messunsicherheiten ergibt sich damit ein Gleichgewicht zwischen dem Th-232 und seinen Töchtern. Die Freigrenze für Aktivitäten solcher Proben beträgt *1000 Bq*.

9.3. Auswertung der Ergebnisse bezüglich der Freigrenzen

Allgemein gilt nach der Strahlenschutzverordnung, dass Glühstrümpfe, die vor 2001 erworben wurden, genehmigungsfrei sind. Die Aktivität jedes weiteren Glühstrumpfes beziehungsweise Auernetzes, die nach 2001 erworben wurden, muss jedoch untersucht werden und gemäß der Summenformel

$$\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{FG_i} < 1$$

(49)

[8] Bundesumweltministerium 2001

überprüft werden, ob eine Genehmigung bezüglich des Besitzes dieser Proben beantragt werden muss. Mittels der Datei „Aktivitätenrechner“ unter der Tabelle „Freigrenzenbetrachtung“ lässt sich dies berechnen (s. elektronischer Anhang). Bei Betrachtung der vier Proben des Lessinggymnasiums mit einem Alter von ca. 11 bis 13 Jahren ergibt sich folgendes Ergebnis:

$$\text{Probe 1:} \quad \frac{775 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{604 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{533 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,13684 \quad (50)$$

$$\text{Probe 2:} \quad \frac{987 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{733 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{631 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,16931 \quad (51)$$

$$\text{Probe 3:} \quad \frac{886 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{707 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{629 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,15857 \quad (52)$$

$$\text{Probe 4:} \quad \frac{832 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{624 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{540 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,14344 \quad (53).$$

Tabelle 12: Freigrenzenbetrachtung der Proben 1L-4L (Alter 11-13 Jahre)

In der Gesamtsumme ergibt sich damit ein Wert von $0,61$. Somit ist der Umgang mit den vier Glühstrümpfen des Lessinggymnasiums genehmigungsfrei, da die Summe der Quotienten den Wert 1 nicht überschritten hat. Sollte die Schule weitere Proben aus denselben Jahren besitzen, so ergäbe sich eine Maximalanzahl von 6 Glühstrümpfen, ohne dass eine Genehmigung erforderlich wäre. Zur Ermittlung dieses Wertes wurde der Mittelwert jeweils aus den Aktivitäten des Th-232, des Ra-228₊ und Th-228₊ gebildet und gemäß der Summenformel der Maximalwert berechnet. Allerdings beschränkt sich der Wert auf Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze mit einem Alter zwischen 11 und 13 Jahren.

Für die vier Auernetze des Wilhelmgymnasiums werden die gleichen Rechnungen durchgeführt. Es ergibt sich für ein mögliches Alter der Proben von 5 bis 6 Jahren folgendes Ergebnis:

$$\text{Probe 1:} \quad \frac{1412 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{697 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{614 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,20957 \quad (54)$$

$$\text{Probe 2:} \quad \frac{1496 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{770 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{663 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,22360 \quad (55)$$

$$\text{Probe 3:} \quad \frac{1687 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{836 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{735 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,25056 \quad (56)$$

$$\text{Probe 4:} \quad \frac{1414 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} + \frac{710 \text{ Bq}}{100000 \text{ Bq}} + \frac{618 \text{ Bq}}{10000 \text{ Bq}} = 0,21030 \quad (57).$$

Tabelle 13: Freigrenzenbetrachtung der Proben 1W-4W (Alter 5-6 Jahre)

In der Gesamtsumme ergibt sich damit ein Wert von $0,89$. Somit sind die vier Auernetze des Wilhelmgymnasiums mit einem möglichen Alter von 5 bis 6 Jahren ebenfalls genehmigungsfrei. Sollte die Schule auch hier weitere Proben aus denselben Jahren besitzen, müsste die Schule eine Genehmigung für den Umgang beantragen, da die Gesamtsumme von 1 überschritten werden würde. Sollten die Auernetze jedoch ein Alter von 11 bis 13 Jahren aufweisen, so ergäbe sich eine Gesamtsumme von $0,69$. Dadurch steigt die Maximalanzahl der genehmigungsfreien Proben auf 5 Auernetze für das Wilhelmgynasium.

Über denselben Rechenweg ergibt sich für die vier Auernetze der Helene-Lange-Schule mit einem möglichen Alter von 4 bis 6 Jahren eine Gesamtsumme von $0,85$. Daher ist der Umgang mit diesen Proben und einem Alter von 4 bis 6 Jahren genehmigungsfrei. Allerdings gilt auch hier: Sollte die Schule weitere Proben aus denselben Jahren besitzen, so müsste für den Umgang eine Genehmigung beantragt werden. Bei einem möglichen Alter von 11 bis 13 Jahren berechnet sich die Gesamtsumme zu $0,64$, wodurch der Umgang mit weiteren 2 Proben genehmigungsfrei bliebe.

Angenommen, die Proben würden abhängig von den Jahren herstellungsbedingt immer mit ungefähr derselben Menge Thorium versetzt worden sein, d.h. alle Proben, die vor 4 bis 6 Jahren hergestellt wurden, besitzen dieselbe Anfangsaktivität und alle Proben, die vor 11 bis 13 Jahren hergestellt wurden, besitzen eine andere für diese Proben gleiche Anfangsaktivität. Dann würde sich ein auf dem Durchschnitt aller Proben basierender Maximalwert (höchster Durchschnittswert) für die Aktivität des Th-232 von 1502 Bq bei 4 bis 6 Jahre alten Proben und ein Maximalwert von 986 Bq für 11 bis 13 Jahre alte Proben ergeben (s. S. 49).

Da Proben in flach liegender Form (in Folie eingeschweißt) deutlich leichter zu öffnen sind, ist nach dem Stand der Sicherheit das Alter der Probe vermutlich deutlich höher als das der Proben in der Dosengeometrie, sodass bei diesen Proben das jeweils höhere Alter bei der Berechnung zu betrachten ist. Sollten solche Proben dennoch trotz der mangelnden Sicherheit nach 2001 erworben worden sein, so ist davon auszugehen, dass sich das Th-232 in jedem Fall im Gleichgewicht mit seinen Töchtern befindet. Der Umgang wäre durch Überschreiten der Freigrenze von 1000 Bq daher stets genehmigungspflichtig.

9.4. Deutung und Auswirkungen der Ergebnisse

Fall 1: Wählt man den errechneten Maximalwert von 1502 Bq als Anfangsaktivität der Glühstrümpfe beziehungsweise der Auernetze in sämtlich Produktionen, so ist je nach Alter der Proben der Umgang mit verschiedenen Anzahlen dieser Proben genehmigungsfrei, d.h. die Gesamtaktivitäten dieser liegen unterhalb der Freigrenze. Mittels der Berechnung der

zugehörigen Aktivitäten des Ra-228₊ und des Th-228₊ über die Datei „Aktivität Th-232“ durch Variation des Alters der Proben und der Tabelle „Freigrenzenbetrachtung“ in der Datei „Aktivitätenrechner“ lassen sich eben diese Maximalanzahlen abhängig vom Alter ermitteln. Es entstehen dabei folgende Ergebnisse:

<i>1 Jahr alt</i>	→	<i>3 Proben genehmigungsfrei</i>
<i>2 – 10 Jahre alt</i>	→	<i>4 Proben genehmigungsfrei</i>
<i>> 10 Jahre alt</i>	→	<i>3 Proben genehmigungsfrei</i>

Tabelle 14: Anzahl der genehmigungsfreien Proben für Fall 1

Proben mit einem Alter von einem Jahr bilden hierbei den Spezialfall. Bei Herstellung der Proben wurde dieselbe Menge Th-228 wie die des Th-232 aufgetragen. Daher ergibt sich bei diesen Proben eine höhere Gesamtaktivität als bei Proben, die bereits zwei Jahre alt sind.

Fall 2: Wählt man den errechneten Maximalwert von *986 Bq* als Anfangsaktivität der Glühstrümpfe beziehungsweise der Auernetze in sämtlichen Produktionen, so ist je nach Alter der Proben der Umgang mit verschiedenen Anzahlen dieser Proben genehmigungsfrei, d.h. die Gesamtaktivitäten dieser liegen unterhalb der Freigrenze. Mittels der Berechnung durch die Datei „Aktivitätenrechner“ unter der Tabelle „Freigrenzenbetrachtung“ und der Datei „Aktivität Th-232“ lassen sich eben diese Maximalanzahlen je Alter ermitteln. Es entstehen dabei folgende Ergebnisse:

<i>1 Jahr alt</i>	→	<i>5 Proben genehmigungsfrei</i>
<i>2 - 10 Jahre alt</i>	→	<i>6 Proben genehmigungsfrei</i>
<i>11 – 25 Jahre alt</i>	→	<i>5 Proben genehmigungsfrei</i>
<i>> 25 Jahre alt</i>	→	<i>4 Proben genehmigungsfrei</i>

Tabelle 15: Anzahl der genehmigungsfreien Proben für Fall 2

Auch hier stellen Proben mit einem Alter von einem Jahr den obigen Spezialfall dar.

Sollten Schulen weitere Proben zur Messung einschicken, so ist die Wahl zwischen Fall 1 und 2 danach zu richten, welches mögliche Alter durch weitere Informationen, beispielsweise

bezüglich des Kaufdatums oder einer Stellungnahme seitens der Firma MEKRUPHY, realistisch erscheint. Stellt sich das jüngere Alter bei der Messung als realistisch heraus, so ist die Tabelle in Fall 1 zu betrachten. Kommt jedoch das höhere Alter infrage, so ist die Tabelle aus Fall 2 zu wählen, wenn es darum geht, zu bestimmen, mit wie vielen Proben der Umgang genehmigungsfrei bleibt. Sollte das Alter und die Aktivität der Proben jedoch nicht bekannt sein, so sind zur Sicherheit in jedem Fall lediglich 3 Proben genehmigungsfrei. Nur im Ausnahmefall des Erwerbs der Proben vor dem Jahre 2001 (Neufassung der StrlSchV) ist der Umgang mit einer unbegrenzten Menge an Glühstrümpfen genehmigungsfrei [8]. Somit erreichen obige Tabellen ihre volle Gültigkeit erst in einigen Jahren. Sie sind jedoch zurzeit (2016) für ein maximales Alter der Glühstrümpfe von 15 Jahren zu verwenden.

10. Ausblick

Kern dieser Arbeit war es, in Abhängigkeit des Alters herauszufinden, wie viele Glühstrümpfe beziehungsweise Auernetze im Physikunterricht genehmigungsfrei verwendet werden dürfen und welche Aktivitäten die gesammelten Proben aufweisen. Dazu wurde ein geeigneter „Messplatz“ eingerichtet. Mit diesem Messplatz ist es möglich, mit entsprechenden Hilfsmitteln wie der Excel-Dateien „Aktivitätenrechner“ und „Aktivität Th-232“, diese Probleme zu untersuchen. Allerdings wurde durch einige softwaretechnische Komplikationen mit den Detektoren dieser Messplatz lediglich für einen der Detektoren (Detektor 4) installiert. Somit sollten in naher Zukunft, um auch auf weitere Detektoren ausweichen zu können, eben diese kalibriert und für Messungen vorbereitet werden. Die entsprechenden Dateien zum Auswerten der Ergebnisse sowie ein Ordner mit dem Namen „Glühstrumpfanalyse“ befinden sich im elektronischen Anhang und können durch geeignete Erklärungen innerhalb der Dateien problemlos verwendet werden. Der Ordner „Glühstrumpfanalyse“ enthält die „Calfiles“ und „Camfiles“ für die Detektoren 2, 3 und 4 zur Kalibrierung der Detektoren mittels der Auswertesoftware „Genie 2000“. Selbstverständlich können auch andere Programme zur Gammaspktrometrie verwendet werden; allerdings müssen dann die entsprechend nötigen Dateien zur Kalibrierung selbst erstellt werden. Die erstellten Standards in den Probengeometrien der Dose und des flach liegenden Glühstrumpfes können dabei problemlos zur Kalibrierung genutzt werden.

Weiterhin wäre es möglich, den entwickelten Messplatz in das studentische Praktikum einfließen zu lassen. So könnten beispielsweise Schulen ihre verfügbaren Glühstrümpfe und Auernetze einsenden und Studierende im Rahmen des Praktikums diese mithilfe der erstellten Tabellen auf ihre Aktivitäten untersuchen. So müssten Schulen nicht auf die allgemein

[8] Bundesumweltministerium 2001

aufgestellte Altersregel des vorherigen Kapitels vertrauen, sondern würden anhand von konkreten Aktivitäten für ihre Proben genau vermittelt bekommen, welche und vor allem wie viele Glühstrümpfe und Auernetze sie in der Verwendung haben dürften.

Literaturverzeichnis

1. Bayerisches Landesamt für Umwelt. Vollzug der StrlSchV vom November 2011. MEKRUPHY GmbH. 2012.
2. Birkhan, Jonny Hubertus. γ -Spektrometrie an Bodenproben von als Grünland genutzten Auenflächen der Zwickauer und Vereinigten Mulde. Leibniz Universität Hannover. Hannover. Prof. Dr. Rolf Michel; PD Dr. Ingo Leya. Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie. 21. Januar 2008 - 26. März 2009. 234.
3. Bundesumweltministerium (BMU). Messanleitung für die Überwachung der Radioaktivität in der Umwelt und zur Erfassung radioaktiver Emissionen aus kerntechnischen Anlagen. München. 2006. Elsevier.
4. Debertin, Klaus; Schötzig, Ulrich. PTB-Bericht Ra-24. Bedeutung von Summationskorrekturen bei der Gammastrahlen-Spektrometrie mit Germaniumdetektoren. 1990. Physikalisch Technische Bundesanstalt. 36.
5. Der Photoelektrische Effekt. http://physik.uni-graz.at/~cbl/QM/contents/Projekte_2004/p1/G7_Photoeffekt.pdf. 27.08.2016. 7.
6. Deutscher Kalibrierdienst (DKD). xQCY-12 Zertifikat. Braunschweig. 23.
7. Grundlagen der Messtechnik - Teil 3: Auswertung von Messungen einer einzelnen Messgröße, Messunsicherheit. DIN 1319-3.
8. "Strahlenschutzverordnung vom 20. Juli 2001 (BGBl. I S. 1714; 2002 I S. 1459), die zuletzt durch Artikel 8 des Gesetzes vom 26. Juli 2016 (BGBl. I S. 1843) geändert worden ist". StrlSchV. 2001. http://www.gesetze-im-internet.de/bundesrecht/strlschv_2001/gesamt.pdf. 01.01.2017. 148.
9. HU Berlin. Absorptionskoeffizient für Blei als Absorber. Berlin. HU Berlin. <http://pgd5.physik.hu-berlin.de/bilder/absorption.jpg>. 10.01.2017.
10. Jäckel, B.; Westmeier, W.; Patzelt, P. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1987.
11. K. Debertin, Physikalisch-Technische Bundesanstalt. Grundlagen der Gammaspktrometrie mit Halbleiterdetektoren. 1992. Braunschweig. http://www.bmub.bund.de/fileadmin/bmu-import/files/pdfs/allgemein/application/pdf/strlsch_messungen_gamma_grund.pdf. 03.10.2016. 21.

- 12.** Lieser, Karl Heinrich. Einführung in die Kernchemie. Weinheim. 1991. 3., neubearb. Aufl. VCH. XIV, 771 S.
- 13.** Lüllau, T. Gammaspektrometrische Untersuchungen von anthropogen beeinflussten Umweltproben. Leibniz Universität Hannover. Hannover. Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie. 2009.
- 14.** ODDONE, Massimo. Equations of Radioactive Decay and Growth. Padris Lodron Universität. Salzburg. <https://www.uni-salzburg.at/fileadmin/multimedia/Materialforschung%20und%20Physik/documents/Zerfallsreihen.Gleichungen.pdf>. 23.12.2016. 4.
- 15.** Onmeda. Paarbildungseffekt. 2015. <http://i.onmeda.de/paarbildung-850x638.jpg>. 10.01.2017.
- 16.** Onmeda. Photoeffekt. 2015. <http://i.onmeda.de/photoeffekt-850x638.jpg>. 10.01.2017.
- 17.** Onmeda. Compton-Effekt. 2015. <http://i.onmeda.de/compton-effekt-850x638.jpg>. 10.01.2017.
- 18.** Rieper, Elisabeth; et al. Charakterisierung radioaktiver Strahlung. Projektpraktikum Kernphysik. Potsdam. 2004. http://www.uni-potsdam.de/u/phys_gprakt/html/projekte/kernstrahlung/kernstrahlung_08.pdf. 27.08.2016. 33.
- 19.** Schötzig, Ulrich; Schrader, Heinrich. PTB-Bericht RA-16/5. Halbwertszeiten und Photonen-Emissionswahrscheinlichkeiten von häufig verwendeten Radionukliden. 1998. 5. Physikalisch Technische Bundesanstalt. 102.
- 20.** Tawussi, Frank. Gammaspektrometrische Untersuchung von Umweltproben. Von der natürlichen Radioaktivität bis zum Fallout von Fukushima. Leibniz Universität Hannover. Hannover. Prof. Dr. Rolf Michel. Institut für Radioökologie und Strahlenschutz. 2012. https://www.irs.uni-hannover.de/uploads/tx_tkpublikationen/masttawu.pdf. 03.10.2016. 129.
- 21.** Vogt, Hans-Gerrit; Schultz, Heinrich. Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes. München. Mit ... 56 Tabellen und 76 Diagrammen. 2011. <http://www.hanser-elibrary.com/action/showBook?doi=10.3139/9783446428935>. 6., überarb. Aufl., [elektronische Ressource]. Hanser. 592.
- 22.** Wahl, Wolfgang. Radionuclide Handbook for Laboratory Workers. 20 Years Alpha, Beta, Gamma Table. 2015. 154.
- 23.** Wikipedia. Glühstrumpf. 2016. <https://de.wikipedia.org/w/index.php?oldid=153229443>. 20.11.2

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Aktivitäten im säkularen Gleichgewicht.....	9
Abbildung 2: Aktivitäten im transienten Gleichgewicht.....	10
Abbildung 3: Aktivitäten im Ungleichgewicht.....	11
Abbildung 4: Photoelektrischer Effekt am Modell.....	17
Abbildung 5: Compton-Effekt am Modell.....	19
Abbildung 6: Paarbildungseffekt am Modell.....	20
Abbildung 7: Absorptionskoeffizienten für versch. Energien.....	21
Abbildung 8: Absorptionskoeffizienten für versch. Absorber.....	21
Abbildung 9: Spektrum von K-40.....	23
Abbildung 10: Spektrum Co-60 (NaI-Detektor).....	23
Abbildung 11: Spektrum Co-60 (Ge-Halbleiterdetektor).....	24
Abbildung 12: Messanordnung Ionisationsdetektor.....	24
Abbildung 13: Prinzip des SEV.....	26
Abbildung 14: Messanordnung eines Halbleiterdetektors.....	27
Abbildung 15: Standard in zwei Probengeometrien.....	40
Abbildung 16: Efficiency Detektor 4 Dose.....	42
Abbildung 17: Verhältnis der Aktivitäten.....	45
Abbildung 18: Aktivitäten Th-232, Ac-228, Th-228.....	49

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1:	Thorium-Zerfallsreihe.....	12
Tabelle 2:	Bestimmung der Efficiency.....	41
Tabelle 3:	Parameter der J.-W.-Funktion.....	42
Tabelle 4:	Reduzierte Thorium-Zerfallsreihe.....	43
Tabelle 5:	Messergebnisse der Proben des Lessinggymnasiums.....	47
Tabelle 6:	Messergebnisse der Proben des Wilhelmgymsnasiums.....	47
Tabelle 7:	Messergebnisse der Proben der Helene-Lange-Schule.....	48
Tabelle 8:	Messergebnisse der Proben des IRS.....	48
Tabelle 9:	Reduzierte Messergebnisse der Proben des Lessinggymnasiums.....	50
Tabelle 10:	Zwischenergebnisse der Aktivität der Probe 1L.....	51
Tabelle 11:	Freigrenzen.....	52
Tabelle 12:	Freigrenzenbetrachtung der Proben 1L-4L (Alter 11-13 Jahre).....	53
Tabelle 13:	Freigrenzenbetrachtung der Proben 1W-4W (Alter 5-6 Jahre).....	53
Tabelle 14:	Anzahl der genehmigungsfreien Proben für Fall 1.....	55
Tabelle 15:	Anzahl der genehmigungsfreien Proben für Fall 2.....	55

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Masterarbeit eigenständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Literaturquellen verwendet habe. Weiterhin versichere ich, dass diese Arbeit weder in gleicher, noch in ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegen hat.

Ort, Datum

Unterschrift

Anhang

Erklärungen zu der Verwendung der Datei „Aktivitätenrechner“

Efficiency und Summationskorrektur:

Je nachdem welche Probengeometrie vorliegt, werden unterschiedliche Efficiencies und Summationskorrekturen zur Berechnung der Aktivitäten verwendet. Die Werte für die Efficiency und für die Summationskorrekturen werden in die gelben Felder mit den entsprechenden Bezeichnungen in die Tabelle „Aktivität Ac-228, Bi-212, Tl-208“ eingesetzt.

Aktivität Ac-228, Bi-212, Tl-208:

Die Tabelle dient der Bestimmung der Aktivitäten des Ac-228, des Bi-212 und des Tl-208. Die Einträge in den gelben Feldern können hierbei variiert werden. So lassen sich beispielsweise die Messzeit oder der Nulleffekt an die zu messenden Proben und Detektoren anpassen.

Freigrenzenbetrachtung:

In diese Tabelle lassen sich für eine maximale Anzahl von 10 Proben die Werte für die Aktivitäten des Th-232, des Ra-228+ und des Th-228+ einsetzen. Die Werte hierzu befinden sich in der Datei „Aktivität Th-232“ in den Feldern F10, C21 und C22. Mithilfe dieser Daten lässt sich ermitteln, mit wie vielen Proben der Umgang genehmigungsfrei bleibt.

Erklärungen zu der Verwendung der Datei „Aktivität Th-232“

Diese Tabelle dient der Ermittlung der Aktivität des Th-232 über die Bestimmung des Alters (C19) der Proben. Dazu werden die Aktivitäten des Ac-228 in das Feld C21, die korrigierte Aktivität des Bi-212 in Feld C27 und darunter die zugehörige Unsicherheit, und die Aktivität des Tl-208 in Feld C29 und darunter die zugehörige Unsicherheit eingesetzt. Siehe dazu Tabelle „Aktivität Ac-228, Bi-212, Tl-208“ grüne Felder. In Feld C23 steht das Verhältnis des Ra-228+ und des Th-228+. Dieses Verhältnis ist ebenso an zwei Stellen in Spalte Q zu finden, sodass sich letztlich zwei Aktivitäten für das Th-232 in Feld F10 ergeben. Zur Bestimmung wird das zu dem Verhältnis zugehörige Alter (Spalte P) in Feld C19 eingesetzt. Zur Probe wird das Ergebnis aus Feld F10 in Feld C13 eingesetzt.