Johannes Gutenberg-Universität Mainz FB 09: Chemie, Pharmazie, Geographie und Geowissenschaften Department Chemie Standort TRIGA Wintersemester 2021/2022 Bachelorarbeit im Arbeitskreis von Univ-Prof. Dr. Christoph Düllmann Betreuer: Dr. Dennis Renisch



Systematische Untersuchung von Summationseffekten in der γ -Spektroskopie für strahlenschutztechnische Messungen am TRIGA Mainz

Magalie Heinrich Volkerstraße 30 65187 Wiesbaden E-Mail: maheinri@students.uni-mainz.de Matrikelnummer: 2747004

Abgabedatum: 27.12.2021

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Motivation			3
2	Gru	ndlagen	5
	2.1	γ -Zerfall	5
	2.2	Beziehung Wellenlänge-Energie	5
	2.3	Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie	5
		2.3.1 Photoelektrischer Effekt	5
		2.3.2 Compton-Streuung	5
		2.3.3 Paarbildung	6
	2.4	$\gamma ext{-Spektroskopie}$	6
	2.5	Detektoren	7
		2.5.1 Halbleiterdetektoren	7
		2.5.2 Energie- und Effizienzkalibrierung	7
		2.5.3 Verlauf der Effizien z ε in Abhängigkeit von der Energie E	7
		2.5.4 Messgeometrie	8
	2.6	Auswertung eines γ -Spektrums	8
	2.7	Summationseffekt	9
3	Aus	wirkungen der Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards auf	~
	die	Effizienz einer beliebigen Probe	2
	3.1	Gerate und Aufbau	2
	3.2	Verwendete Nuklide, deren Photopeak-Energien und Messzeiten 1	3
		3.2.1 Multiisotopenstandard	3
		3.2.2 Einzellinienstrahler \ldots 1	3
		$3.2.3 \xrightarrow{207} \text{Bi} \dots \dots$	4
		$3.2.4 {}^{152}\text{Eu}$	4
	3.3	Messung des Multiisotopenstandards	4
		3.3.1 Grundlagen	4
		3.3.2 Experimentelles	4
		3.3.3 Ergebnis	5
		3.3.4 Schlussfolgerung	9
	3.4	Peak-to-total-Kalibrierung der Energien $E \ge 122,06 \text{ keV}$	9
		3.4.1 Grundlagen: Peak-to-total-Kalibrierung	9
		3.4.2 Experimentelles	9
		3.4.3 Ergebnis	0
		3.4.4 Schlussfolgerung	1
	3.5	Peak-to-total-Kalibrierung der Energien $E{\geq}$ 122,06 keV mit $^{241}\mathrm{Am}$ als siebtem Einzellini-	
		enstrahler	1
		3.5.1 Experimentelles	1
		3.5.2 Ergebnis	1
		3.5.3 Schlussfolgerung	3
	3.6	Kaskadensummationskorrektur	3
		3.6.1 Grundlagen: Genie2000-Geometrieeditor [25] $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 2$	3
		3.6.2 Experimentelles	4
		3.6.3 Ergebnis	4
	3.7	Zusammenfassung der Ergebnisse	0

4	Überprüfung der Güte der Kaskadensummationskorrektur 3							
	4.1	.1 Effizienzkorrektur einer ²⁰⁷ Bi-Probe mit und ohne kaskadensummationskorrigierter Effizienz						
	4.1.1 Experimentelles							
		4.1.2 Ergebnis						
		4.1.3	Schlussfo	lgerung	32			
	4.2	Effizier	nzen einer	152 Eu-Probe mit und ohne Kaskaden summationskorrektur $\ .$	33			
		4.2.1	Auswert	ung der Mittelwerte	34			
			4.2.1.1	Experimentelles	34			
			4.2.1.2	Ergebnis	34			
			4.2.1.3	Schlussfolgerung	36			
		4.2.2	Auswert	ung der drei stärksten γ -Linien	39			
			4.2.2.1	Grundlagen	39			
			4.2.2.2	Ergebnis	39			
			4.2.2.3	Schlussfolgerung	40			
5	\mathbf{Disl}	kussion	L		40			
6	Zus	ammer	ıfassung	und Ausblick	41			
7	7 Anhang: Daten der Auswertung der stärksten drei γ -Linien von 152 Eu				42			
8	8 Danksagung							
Ał	obild	ungsve	erzeichni	s	45			
Li	terat	ur			47			

1 Einleitung und Motivation

Bei einem γ -Zerfall eines angeregten Atomkerns wird ein γ -Quant (Photon) einer spezifischen Energie ausgesendet. Anhand dieser Energie kann das zerfallende Nuklid mithilfe eines Detektors und entsprechender Software identifiziert und seine Aktivität bestimmt werden. Einige Nuklide zerfallen von einem angeregten Zustand in einen energetisch tiefer liegenden angeregten Zustand, der dann in den Grundzustand zerfällt. Somit werden zwei γ -Quanten kurz nacheinander ausgesendet und treffen in einigen Fällen so kurz nacheinander auf den Detektor, dass die Summe der Energien der beiden γ -Quanten detektiert wird. Dies nennt man Summationseffekt. Diese γ -Quanten werden nicht in die Aktivität eingerechnet. Dadurch wird diese niedriger bestimmt, als sie in Wahrheit ist. Sie muss korrigiert werden. Der Summationseffekt tritt vor allem in detektornahen Probenpositionen auf. Der Strahlenschutz des TRIGA Mainz nutzt für seine Messungen z.B. zur Überprüfung des Kühlwassers des TRIGA oft eine 11 Marinellischale aus Kunststoff. In dieser können aber auch Erd- oder Sandproben gemessen werden. Die Marinellischale ist in den Abbildungen 1 und 2 zu sehen.



Abbildung 1: Fotographie der Marinellischale MR1.94 [27] (eigene Fotographie)



Abbildung 2: Schema der Marinellischale MR1.94 [27]

Diese wird direkt auf den Detektorkopf aufgesetzt. Somit ist der Abstand der Probe zum Detektor lediglich so groß wie die Stärke des Schalenmaterials, die, wie in Abbildung 2 zu sehen, mit $1 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$ angegeben ist. Das macht die Marinellischale für Messungen, die möglichst genau sein sollen, ohne Korrektur ungeeignet. Dadurch, dass der Strahlenschutz am TRIGA Mainz mit allen Nukliden arbeitet, die im Hause gehandhabt werden, stellt der Summationseffekt ein Problem für den Strahlenschutz dar. Insbesondere das in den Abbildungen 32 und 33 gezeigte ¹⁵²Eu hat viele starke γ -Linien und ist für Summationseffekte bekannt. Ziel dieser Arbeit ist es, den Summationseffekt besonders in den detektornahen Positionen zu untersuchen und zu korrigieren.

2 Grundlagen

2.1 γ -Zerfall

Bei einem γ -Zerfall zerfällt ein angeregter Zustand eines Nuklids in den Grundzustand. Dabei wird die Anregungsenergie in Form eines Photons (γ -Quant) im Spektrum von ca. 2 keV bis ca. 10 MeV [16] emittiert. Allgemein lässt sich ein γ -Zerfall formulieren, wie folgt [5]:

$${}^{A}_{Z}X' \to {}^{A}_{Z}X + \gamma \tag{1}$$

 γ -Zerfälle passieren häufig im Anschluss an α -, β -Zerfälle oder Kernreaktionen, da das Produkt nicht direkt den Grundzustand erreicht [5]. Ein Beispiel dafür ist ${}^{137}_{55}$ Cs, das durch einen β^- -Zerfall zu ${}^{137}_{56}$ Ba' wird [8]:

$$^{137}_{55}\text{Cs} \rightarrow^{137}_{56}\text{Ba}' + e^- + \bar{\nu_e} \tag{2}$$

Dieses zerfällt im Anschluss unter Emission von γ -Quanten zu ¹³⁷₅₆Ba [8]:

$$^{137}_{56}\text{Ba}' \to ^{137}_{56}\text{Ba} + 2\gamma$$
 (3)

2.2 Beziehung Wellenlänge-Energie

Energie und Wellenlänge können durch die Beziehung

$$E = h \cdot c \cdot \frac{1}{\lambda} \tag{4}$$

ineinander überführt werden [11]. Hierbei ist E die Energie und λ die Wellenlänge der Strahlung, $c = 2,099\,79 \cdot 10^8 \,\frac{\text{m}}{\text{s}}$ die Lichtgeschwindigkeit und $h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$ Js das Plancksche Wirkungsquantum [4].

2.3 Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie

Trifft $\gamma\text{-}\mathsf{Strahlung}$ auf Materie, können folgende Effekte auftreten:

2.3.1 Photoelektrischer Effekt

Beim photoelektrischen Effekt wird ein Schalenelektron aus dem getroffenen Material durch den einfallenden γ -Quant herausgerissen. Daher ist die Energie dieses Elektrons

$$E_e = E_\gamma - E_B \tag{5}$$

mit E_{γ} der Energie des γ -Quants und E_B die Bindungsenergie des Elektrons.

2.3.2 Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung trifft γ -Strahlung auf ein Elektron, überträgt je nach Einfallswinkel einen unterschiedlich großen Teil seiner Energie auf das Elektron und stößt dieses in einem bestimmten Winkel weg. Die Energie des γ -Quants wird dabei geringer, daher wird nach Formel 4 die Wellenlänge größer. Die Energie des γ -Quants nach dem Stoß beträgt

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \cdot \frac{1}{1 + q \cdot E_{\gamma}} \tag{6}$$

 mit

$$q = \frac{1 - \cos(\rho)}{m_0 \cdot c^2} \tag{7}$$

also

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \cdot \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{E_{e,0}} \cdot \left(1 - \cos(\rho)\right)} \tag{8}$$

mit E_{γ} der Energie des γ -Quants nach dem Stoß, ρ dem Einfallswinkel des γ -Quants auf das Elektron und $E_{e,0} = m_0 \cdot c^2 = 0,510\,998\,950\,\text{MeV}$ der Ruheenergie des Elektrons als Produkt der Ruhemasse des Elektrons m_0 und dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c^2 (siehe Kapitel 2.2) [4], [20].

2.3.3 Paarbildung

Ab einer Energie von $E = 2 \cdot m_0 \cdot c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ kann es zur Paarproduktion kommen. Hier erzeugt das einfallende γ -Quant ein Elektron-Positron-Paar, das sich im Winkel von $\theta = 180^{\circ}$ trennt [5].

Die Summe der einzelnen Absorptionskoeffizienten der drei Effekte eines Materials ergeben den Absorptionskoeffizienten μ des Materials [5]

$$\mu = \mu_{\rm Photo} + \mu_{\rm Comp} + \mu_{\rm Paar} \tag{9}$$

Die Wechselwirkung mit Materie ist von der Ordnungszahl des Materials abhängig, mit dem die Wechselwirkung passiert [15]:

$$\mu \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A} \tag{10}$$

Hierbei ist μ der Absorptionskoeffizient, ρ die Dichte, Z die Kernladungszahl, A die Nukleonenzahl und $n \in [4, \frac{9}{2}]$.

 γ -Strahlung verliert beim Durchgang durch Materie Intensität. Für ein Material mit Dicke *d* ergibt sich die Intensität nach dem Durchgang [13]

$$I(d) = I_0 \cdot e^{\mu} \cdot d \tag{11}$$

wobei I_0 die Ausgangsintensität ist.

2.4 γ -Spektroskopie

Bei der γ -Spektroskopie werden Radionuklide anhand der Wellenlänge bzw. Energie ihrer γ -Strahlung identifiziert. Die Beziehung zwischen Energie und Wellenlänge ist in Kapitel 2.2 erklärt.

Für die γ -Spektroskopie werden die zu messende Probe, ein Detektor, eine Abschirmung und ein Computer mit passender Software benötigt. Die Messzelle muss abgeschirmt sein, damit die Messung vor Strahlung aus der Umwelt geschützt ist und keine γ -Strahlung nach außen gelangt. Dies wird unter anderem mit Bleiplatten bewerkstelligt, da Blei eine hohe Dichte von $\rho = 1134 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ [9] und eine hohe Kernladungszahl von Z = 82 [8] hat (Gleichung 10). Das Material soll so wenig radioaktive Verunreinigungen enthalten wie möglich. Andere Möglichkeiten sind Stahl, Kupfer und Cadmium [19].

2.5 Detektoren

Zur Messung von γ -Strahlung können verschiedene Detektoren verwendet werden. Dabei sind vorallem der Szintillationsdetektor (Natriumiodid mit Thallium dotiert) und der Halbleiterdetektor (High Purity Germanium, weiterhin HPGe) sinnvoll [5]. Wie in Kapitel 2.3 erklärt, können bei Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie drei verschiedene Effekte auftreten, alle drei setzen Ladungsträger frei, die zum Nachweis von γ -Quanten genutzt werden können. In dieser Arbeit wurden nur HPGe-Detektoren verwendet, da diese eine höhere Auflösung bieten als Szintillationsdetektoren [5].

2.5.1 Halbleiterdetektoren

Der Detektor besteht aus einem hochreinen Germaniumkristall (Halbleiter), an den eine äußere Spannung angelegt wird. Trifft ionisierende Strahlung auf den Halbleiter, entstehen entlang der Photonenbahn Elektron-Loch-Paare. Diese driften im elektrischen Feld zu den Elektroden und entladen sich in ein messbares elektrisches Signal. Frühere Halbleiterdetektoren waren mit Lithium dotiert und mussten, damit das Lithium nicht in das Germanium diffundiert, dauerhaft gekühlt werden [5]. Da die neueren und im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich verwendeten HPGe-Detektoren aus hochreinem Germanium bestehen, können diese auch zum Lagern über einen längeren Zeitraum ungekühlt bleiben. Während einer Messung werden auch HPGe-Detektoren mit flüssigem Stickstoff in einem Dewar-Gefäß auf ca. 70 K [29] gekühlt, um thermisches Rauschen zu unterdrücken [19], [14]. Besonders wichtig ist, dass im Vergleich zu den durch die eintreffende Strahlung freigesetzten Ladungsträgern eine kleine Konzentration an freien Ladungsträgern durch Verunreinigungen vorherrscht [17].



Abbildung 3: Schema eines Halbleiterdetektors, in Chemsketch erstellt

2.5.2 Energie- und Effizienzkalibrierung

Um eine Vergleichbarkeit mehrerer Detektoren miteinander zu erzeugen, erfordern nuklidspezifische Messungen eine Kalibrierung der Messskala in Abhängigkeit von der Energie der Strahlungsteilchen. Dies nennt man Energiekalibrierung. Weiterhin benötigt man eine Kalibrierung der Nachweisempfindlichkeit des Detektors in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden γ -Strahlung. Dies nennt man Effizienz-kalibrierung [17].

2.5.3 Verlauf der Effizien
z ε in Abhängigkeit von der EnergieE

Die Effizien
z ε ist die Nachweisempfindlichkeit eines Detektors und wird auf einer Skala von 0 bis 1 gemessen. Wie in Kapitel 2.3 erklärt, verlieren
 γ -Quanten Energie bei Wechselwirkung mit Materie. So ergibt sich, dass nieder
energetische γ -Quanten zum Teil nicht in den Detektor eintreten, so
dass die Effizienz für niederenergetische γ -Quanten relativ
 gering ist. Hochenergetische γ -Quanten verlassen zum Teil

ohne Wechselwirkung wieder den Detektor, da γ -Strahlung locker ionisierend ist [17]. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie sinkt bei steigender Energie exponentiell. Dadurch ergibt sich der folgende exemplarische Verlauf der gemessenen Effizienz, wenn die Werte auf beiden Achsen logarithmisch aufgetragen sind:



Abbildung 4: Verlauf der Effizien
z ε eines γ -Detektors in Abhängigkeit von der Energi
eE der einfallenden γ -Strahlung, [25] in Chemsketch be
arbeitet

2.5.4 Messgeometrie

Die Messgeometrie beschreibt die räumliche Anordnung von Probe und Detektor. Abbildung 5 zeigt zwei veschiedene Geometrien der selben Probe. Wenn eine Probe verdünnt wird, verändert das die Probengeometrie. Die Raumwinkel, unter denen die γ -Strahlung auf den Detektor trifft, sind zu sehen. Diese sind bei Geometrie a) anders als bei Geometrie b). Dementsprechend ergeben sich für die beiden Geometrien veschiedene Zählraten. Mit größer werdendem Abstand wird die Strahlenquelle für den Detektor annähernd zu einer Punktquelle. Die Geometrie wird dann weniger relevant. Daher ist das Anpassen der Geometrie des Kalibrierstandards auf die jeweilige Probe bzgl. der Geometrie insbesondere in den detektornahen Messpositionen für aussagekräftige Messungen wichtig.



Abbildung 5: Einfluss der Messgeometrie auf die Messung, in Chemsketch erstellt

2.6 Auswertung eines γ -Spektrums

 $\gamma\text{-}\mathrm{Spektren}$ sind Linienspektren, die mehrere Charakteristika aufweisen:



Abbildung 6: Schema eines theoretischen γ -Spektrums, mit Chemsketch erstellt

	0 / 1
Peak	Effekt
Photopeak	Photoeffekt, siehe Kapitel 2.3
Compton-Kontinuum	liegt links von der Compton-Kante, Wellenlänge ist vom Einfallswinkel des γ -Quants
	abhängig, siehe Formel 8
Compton-Kante	Compton-Effekt, siehe Kapitel 2.3
Single-Escape-Peak	Paarbildung, siehe Kapitel 2.3: Ein Vernichtungsquant verlässt den Detektor
	eine Energie von $E_{\rm Ph} - 511 \rm keV$ ist im Spektrum zu sehen
Double-Escape-Peak	Paarbildung, siehe Kapitel 2.3: Beide Vernichtungsquanten verlassen den Detektor,
	eine Energie von $E_{\rm Ph} - 2 \cdot 511 \mathrm{keV}$ ist im Spektrum zu sehen
Annihilationspeak	Bei der Paarbildung entstehen Vernichtungs- γ -Quanten von 511 keV
Rückstreu-Peak	Der Compton-Effekt tritt z.B. an der Rückwand der Präparathalterung auf,
	das gestreute Photon trifft auf den Detektor
Fluoreszenz-Peak	Röntgenfluoreszenzlinie (Emission von Röntgentrahlung nach Anregung durch
	γ -Strahlung) vom Blei aus der Abschirmung, siehe [18] [3]

Tabelle 1: Auswertung γ -Spektrum

Während alle anderen Peaks von der Energie des Photopeaks abhängen, liegt der Annihilationspeak immer bei 511 keV.

2.7 Summationseffekt

Summationseffekte entstehen, wenn zwei γ -Quanten innerhalb eines so kurzen Zeitfensters ihre Energie an den Detektor abgeben, dass diese von der Messelektronik nicht getrennt aufgelöst werden können. Die beiden γ -Quanten werden vom Detektor als ein γ -Quant mit der Summe der beiden Energien der einzelnen γ -Quanten aufgezeichnet [17]. Dieses Zeitfenster liegt typischerweise im Bereich 150 ns [10]. Summationseffekte können einerseits durch zufällige Koinzidenz zweier γ -Quanten von verschiedenen Nukliden in einer Nuklidmischung vorkommen. Diese statistische Summation kann nicht rechnerisch korrigiert werden, sie ist allerdings sehr unwahrscheinlich und wird deshalb hier nicht weiter betrachtet. Andererseits gibt es Nuklide mit mehreren innerhalb von 150 ns auftretenden γ -Zerfällen. Hier kommt es zu einer systematischen Summation. Solche γ -Strahler haben dann auch mehrere Photopeaks. Ob eine Summation stattfindet, ist vom Abstand der Probe zum Detektor abhängig, da durch Verringern des Abstands der Probe zum Detektor die Flussdichte der γ -Quanten zwischen Detektor und Probe vergrößert wird und die Wahrscheinlichkeit für eine Summation steigt [17]. Für die Zählrate des Photopeaks gilt das Abstandsquadratgesetz. Die γ -Dosisleistung I viertelt sich, wenn der Abstand d verdoppelt wird [21]:

$$I(d) = \frac{1}{d^2} \cdot I_0 \tag{12}$$

Für den Summenpeak gilt im Fall von zwei aufsummierten Signalen [21]

$$I(d) = \frac{1}{d^4} \cdot I_0 \tag{13}$$

Systematische Summation kann rechnerisch korrigiert werden.

Ein Beispiel ist 60 Co, dessen Zerfallsschema in Abbildung 7 zu sehen ist.

Abbildung 7 zeigt das Zerfallsschema von ⁶⁰Co (E = 2,823 MeV). Dabei sind die fettgedruckten γ -Zerfälle als Photopeaks in Abbildung 8 zu sehen. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,88% zerfällt ^{Co}Co durch einen β^- -Zerfall in den dritten angeregten Zustand von ⁶⁰Ni (E = 2,505 MeV) und mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,12% durch einen β^- -Zerfall in den ersten angeregten Zustand von ⁶⁰Ni (E = 1,332 MeV). Vom dritten angeregten Zustand findet mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,85% ein γ -Zerfall ($\gamma_2, E_{\gamma_2} = 1,173$ MeV) in den ersten angeregten Zustand statt. Vom ersten angeregten Zustand findet mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,85% ein γ -Zerfall ($\gamma_1, E_{\gamma_1} = 1,332$ MeV) in den Grundzustand von ⁶⁰Ni (E = 0 MeV) statt, [8]. Die Zerfälle passieren zeitlich so kurz nacheinander, dass die beiden γ -Quanten bei kleinem Abstand der Probe vom Detektor gleichzeitig auf den Detektor treffen und sich die Energien zu einem Summenpeak aufsummieren. Dies wird Kaskadensummation genannt.



Abbildung 7: Zerfallsschema von ⁶⁰Co [23]

Das Spektrum zeigt bei 2,505 MeV [23], einen Summenpeak [4], siehe Abbildung 8.



Abbildung 8: γ -Spektrum von ⁶⁰Co, I ist die Impulszählrate in relativen Einheiten, E die Energie der γ -Quanten in MeV, k ist das Compton-Kontinuum (siehe Tabelle 1), [4]

Die Quelle gibt in alle Richtungen gleich viel Strahlung ab. Treffen durch den Summationseffekt die Photonen der beiden γ -Zerfälle sehr kurz nacheinander auf den Detektor und geben ihre Energie an den Detektor ab, summieren sich ihre Energien:

$$E_{\gamma_2} + E_{\gamma_1} = E_{\gamma_{sum}} \tag{14}$$

$$1,173\,\mathrm{MeV} + 1,332\,\mathrm{MeV} = 2,505\,\mathrm{MeV} \tag{15}$$

Auf diese Weise entsteht der Summenpeak bei $2{,}505\,{\rm MeV}.$

Da diejenigen γ -Quanten, die in den Summenpeak gezählt werden, nicht mehr in die Photopeaks gezählt werden können, ist die gemessene Zählrate der Photopeaks geringer, als sie ohne Summationseffekt zu erwarten wäre. Dies sorgt für Fehler bei γ -spektroskopischen Messungen [22].

3 Auswirkungen der Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards auf die Effizienz einer beliebigen Probe

3.1 Geräte und Aufbau

Alle Messungen in den Kapiteln 3 und 4 wurden mit dem selben Detektor (MOPS52, Departement Chemie Standort TRIGA) aufgenommen. Dieser ist ein HPGe-Detektor mit der Modellnummer GEM 35-76 und einer 1 mm starken Aluminiumkappe und einem $0,03 \,\mathrm{mm}$ starken aluminiumbedampften Mylarfenster. Die relative Effizienz beträgt für ⁶⁰Co bei einer Energie 1,33 MeV 35 %.

Alle Messungen wurden an Position 2,4,6 und 8 gemacht, um den Verlauf der Peakfläche des Summenpeaks mit steigendem Abstand zu sehen. Der Summenpeak verkleinert sich bei Abstandsverdopplung um $\frac{1}{16}$, wie in Kapitel 2.7 erklärt. Die Messpositionen am Detektor entsprechen den folgenden Abständen:

Messposition	Abstand zum Detektor [cm]
2	0,95
4	2,90
6	4,85
8	7,75

Tabelle 2: Abstände der Messpositionen zur Aluminiumkappe des Detektors

Zur Analyse wurde die Software Genie2000 Gamma Messung & Analyse V3.4.1 Nov 1, 2016 [25] verwendet.

3.2 Verwendete Nuklide, deren Photopeak-Energien und Messzeiten

3.2.1 Multiisotopenstandard

Der Multiisotopenstandard zur Detektorkalibrierung von der Firma *Eckert & Ziegler* enthält die in Tabelle 3 angegebenen Nuklide. $500 \,\mu$ l davon wurden 10 min auf Position 2, 30 min auf Position 4, 60 min auf Position 6 und 15 h auf Position 8 gemessen. Für den Standard sind die Aktivitäten A zu einem Referenzdatum (03.07.2021) zertifiziert, sodass er für die Effizienzkalibrierung genutzt werden kann.

Isotop	Energie $[keV]$	Spezifische Aktivität $\left[\frac{Bq}{g}\right]$
$^{241}_{95}\mathrm{Am}$	$59,\!54$	1060
$^{109}_{48}{ m Cd}$	88,03	14600
$^{57}_{27}\mathrm{Co}$	122,06	582
$^{139}_{58}{ m Ce}$	$165,\!86$	734
$^{203}_{80}{ m Hg}$	$279,\!20$	2110
$^{113}_{50}{ m Sn}$	$391,\!69$	2720
$^{85}_{38}\mathrm{Sr}$	$513,\!99$	3430
$^{137}_{55}{ m Cs}$	$661,\!65$	2510
$^{88}_{39}{ m Y}$	898,02	5640
$^{60}_{27}\mathrm{Co}$	$1173,\!22$	2920
$^{60}_{27}\mathrm{Co}$	$1332,\!49$	2920
$^{88}_{39}{ m Y}$	1836,00	5640

 Tabelle 3: Zusammensetzung des Multiisotopenstandards [23]

Für die Messung des Multisotopenstandards wurde für jede der vier Positionen mit dem *Genie2000* [25] Geometrieeditor eine Geometriedatei erstellt. Diese wird für die Kaskadensummationskorrektur in Kapitel 3.6 verwendet.

3.2.2 Einzellinienstrahler

Jeder der in Tabelle 4 gezeigten Nuklide wurde $10\,\mathrm{min}$ auf Position 2 und 4 und je $20\,\mathrm{min}$ auf Position 6 und 8 gemessen.

Isotop	E [keV]	A [Bq]
^{54}Mn	$834,\!85$	37000
$^{57}\mathrm{Co}$	122,06	37000
$^{65}\mathrm{Zn}$	$1115,\!54$	37000
$^{109}\mathrm{Cd}$	$88,\!03$	37000
$^{113}\mathrm{Sn}$	391,70	37000
$^{137}\mathrm{Cs}$	$661,\!66$	3700

Tabelle 4: Einzellinienstrahler und deren Energien [23]

Zusätzlich wurde ²⁴¹Am mit einer γ -Energie von E = 59,54 keV und einer Aktivität von $A = 438,450 \text{ kBq} \pm 21,922 \text{ kBq}$ [28] ebenfalls 10 min auf Position 2 und 4 und je 20 min auf Position 6 und 8 gemessen.

3.2.3 ²⁰⁷Bi

Eine ²⁰⁷Bi-Probe unbekannter Aktivität wurde 5 min auf den Messpositionen 2 und 4 und 10 min auf den Messpositionen 6 und 8 gemessen. Das ²⁰⁷Bi befand sich auf einem 4 cm-Durchmesser großen, aluminiumbedampften Mylar-Träger.

3.2.4 ¹⁵²Eu

100 μ l einer ^{nat}Eu(NO₃)₃-Lösung mit einer Konzentration von 1 μ g Eu³⁺ pro μ l Lösung wurden für 1 h bei einer Leistung von 100 kW im TRIGA (Forschungsreaktor der JGU Mainz, TRIGA-Reaktor Typ Mark II von General Atomics [21]) im Karussell bei einem Neutronenfluss von $\phi = 7 \cdot 10^{11} \,\mathrm{s}^{-1} \mathrm{cm}^{-2}$ bestrahlt. Dabei sind folgende Nuklide entstanden:

Tabelle 5: Nach	der Bestra	hlung ents	tandene Nu	ıklide
	Nuklid	$t_{\frac{1}{2}}$		
	$^{152}\mathrm{Eu}$	12,70 a		
	$^{152m1}\mathrm{Eu}$	$9,30\mathrm{h}$		
	$^{152m2}\mathrm{Eu}$	96,00 m		
	$^{154}\mathrm{Eu}$	8,50 a		

Davon wurden $20 \,\mu$ l entnommen und mit Wasser auf $500 \,\mu$ l verdünnt, um der Geometrie des Multiisotopenstandards (wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben) zu entsprechen. Diese Probe wurde 20 min auf Messposition 2, 30 min auf Messposition 4, 40 min auf Messposition 6 und 60 min auf Messposition 8 gemessen.

3.3 Messung des Multiisotopenstandards

3.3.1 Grundlagen

 60 Co und 88 Y haben jeweils zwei starke γ -Linien, die von ihren Energien her gut für die Effizienzkalibrierung genutzt werden können und sich deshalb auch im Multiisopenstandard befinden. Allerdings zeigen beide Nuklide aufgrund ihrer zwei γ -Linien starke Summationseffekte bei einem geringem Abstand zum Detektor.

3.3.2 Experimentelles

Zur Energie- und Effizienzkalibrierung jedes Detektors wird ein Multiisotopenstandard, der die in Tabelle 3 aufgeführten Nuklide enthält, verwendet. Jede Messposition, auf der im späteren Verlauf eine Probe ge-

messen werden soll, muss mithilfe des Standards kalibriert werden. Dabei muss die Messgeometrie in der Kalibrationsmessung mit der Geometrie der später verwendeten Probe übereinstimmen, ansonsten enthält man falsche Absolutwerte für die berechneten Aktivitäten. Zur Veranschaulichung der Auswirkungen von Summationseffekten auf die Kalibriermessungen wurde für jede der vier Messungen eine Kalibrierung der Energie und der Effizienz durchgeführt. Dazu wurde das zum Standard gehörige Kalibrierzertifikat in der Software *Genie2000* [25] verwendet.

Der natürliche Logarithmus der gemessenen Effizienzen $\varepsilon_{\text{mess}}$ von ²⁰³Hg, ¹¹³Sn, ⁸⁵Sr, ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co und ⁸⁸Y wurde jeweils gegen den natürlichen Logarithmus der Energie *E* aufgetragen. Durch alle Nuklide, die dafür bekannt sind, dass kein Summationseffekt entsteht und für ⁶⁰Co und ⁸⁸Y, bei denen dieses Phänomen auftritt, wurde jeweils ein linearer Fit erstellt.

3.3.3 Ergebnis

Dieser lineare Fit ist in den Abbildungen 9 bis 12 dargestellt. Hierbei ist zu sehen, dass besonders in den detektornahen Positionen 2 und 4 die Energien der Photopeaks von $^{88}_{39}$ Y und $^{60}_{27}$ Co (orange) deutlich unter dem Fit der Werte der anderen im Standard enthaltenen Isotopen (blau) liegen.



Abbildung 9: Veranschaulichung des Summationseffekts von $^{88}_{39}$ Y und $^{60}_{27}$ Co in der Messposition 2, in *Microsoft Excel* erstellt



Abbildung 10: Veranschaulichung des Summationseffekts von $^{88}_{39}$ Y und $^{60}_{27}$ Co in der Messposition 4, in *Microsoft Excel* erstellt



Abbildung 11: Veranschaulichung des Summationseffekts von $^{88}_{39}$ Y und $^{60}_{27}$ Co in der Messposition 6, in *Microsoft Excel* erstellt



Abbildung 12: Veranschaulichung des Summationseffekts von $^{88}_{39}$ Y und $^{60}_{27}$ Co in der Messposition 8, in *Microsoft Excel* erstellt

Mit den Fitgleichungen (blau) von den Abbildungen 9 bis 12 wurden zunächst die natürlichen Logarithmen der wahren Effizienzen $\varepsilon_{\text{wahr}}$ von $^{88}_{39}$ Y und $^{60}_{27}$ Co berechnet, indem die natürlichen Logarithmen der Energien E der Photopeaks in die Fitgleichungen eingesetzt wurden.

Der Korrekturfaktor

$$\kappa_{\text{pos n}}(E) \approx \frac{\varepsilon_{\text{mess,pos n}}(E)}{\varepsilon_{\text{wahr,pos n}}(E)}$$
(16)

kann für eine feste Messposition und einen festen Photopeak abgeschätzt werden. Der Korrekturfaktor eines Photopeaks, bei dem $\varepsilon_{\text{mess}} = \varepsilon_{\text{wahr}}$, ist demnach 1. Tabelle 6 zeigt diese abgeschätzten Korrekturfaktoren der acht hochenergetischen Photopeaks an den vier Positionen. Die Fehler wurden mithilfe einer Fehlerfortpflanzung nach Gauss bestimmt.

$$\kappa_{\text{pos n}}(E) = \pm \sqrt{\left(\frac{\partial \kappa_{\text{pos n}}(E)}{\partial \varepsilon_{mess,pos n}(E)} \cdot \varepsilon_{mess,pos n}(E)\right)^2 + \left(\frac{\partial \kappa_{\text{pos n}}(E)}{\partial \varepsilon_{wahr,pos n}(E)} \cdot \varepsilon_{wahr,pos n}(E)\right)^2}$$
(17)
$$\implies \kappa_{\text{pos n}}(E) = \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\varepsilon_{wahr,pos n}(E)} \cdot \varepsilon_{mess,pos n}(E)\right)^2 + \left(-\frac{\varepsilon_{mess,pos n}(E)}{(\varepsilon_{wahr,pos n}(E)})^2 \cdot \varepsilon_{wahr,pos n}(E)\right)^2}$$
(18)

Nuklid E [keV]		$\kappa(\mathrm{pos}\ 2)$	$\kappa(\text{pos }4)$	$\kappa(\mathrm{pos}\ 6)$	$\kappa(\text{pos } 8)$
$^{203}_{80}{ m Hg}$	279,20	$0,999\pm0,028$	$0,991\pm0,025$	$1,004\pm0,027$	$0,999\pm0,024$
$^{113}_{50}{ m Sn}$	391,70	$0,994\pm0,025$	$1,004\pm0,024$	$0,996\pm0,024$	$1,004\pm0,023$
$^{85}_{38}{ m Sr}$	$514,\!00$	$1,011\pm0,025$	$0,999\pm0,024$	$0,991\pm0,024$	$1,005\pm0,023$
$^{137}_{55}\mathrm{Cs}$	661.66	$0,993\pm0,024$	$0,991\pm0,023$	$1,007\pm0,024$	$0,998\pm0,023$
$^{88}_{39}{ m Y}$	898,04	$0,923\pm0,022$	$0,948\pm0,023$	$0,996\pm0,024$	$0,984\pm0,023$
$^{60}_{27}\mathrm{Co}$	$1 \ 332,\!49$	$0,928\pm0,023$	$0,960\pm0,023$	$1,021\pm0,024$	$0,997\pm0,023$
$^{60}_{27}\mathrm{Co}$	$1\ 173,\!23$	$0,938\pm0,023$	$0,959\pm0,023$	$1,035\pm0,024$	$1,002\pm0,023$
$^{88}_{39}{ m Y}$	$1\ 836,07$	$0,955\pm0,024$	$0,960 \pm 0,023$	$1,022 \pm 0,024$	$0,986\pm0,023$

Tabelle 6: Abgeschätzte Korrekturfaktoren der acht hochenergetischen Photopeaks an den vier Positionen

Die Mittelwerte μ und Standardabweichungen σ der Korrekturfaktoren κ der Energien von $^{60}_{27}\text{Co}$ und $^{88}_{39}\text{Y}$ sind:

Tabelle 7: Mittelwerte und Standardabweichungen der Korrekturfaktoren κ von $^{60}_{27}$ Co und $^{88}_{39}$ Y



Abbildung 13: Auftragung der Korrekturfaktoren κ gegen die Energie E, In Origin erstellt [26]

3.3.4 Schlussfolgerung

Wie in Kapitel 2.5.3 erklärt, sollten alle Effizienzen ε bei allen Messpositionen bei einer Auftragung der jeweiligen natürlichen Logarithmen auf einer Gerade liegen. Es fällt auf, dass dies nur bei den Messpositionen 6 und 8 der Fall ist. Bei den Messpositionen 2 und 4 liegen die Effizienzen der Energien von ⁶⁰Co und ⁸⁸Y unterhalb des Fits der anderen Werte, weil den Photopeaks durch den Summationseffekt Counts verlorengegangen sind. Da die Spektren nur bis 2000 keV gemessen wurden, sind keine Summenpeaks zu erkennen. Jedoch ist zu sehen, dass die Korrekturfaktoren κ mit größer werdendem Abstand vom Detektor gegen 1 laufen. Die etwas größere Standardabweichung σ in Position 6 erklärt den Mittelwert μ , der größer als 1 ist. Dies spricht eindeutig für einen Summationseffekt. Über eine Peak-to-total-Kalibrierung mit anschließender Kaskadensummationskorrektur im Programm *Genie2000* [25] soll dies genauer untersucht werden.

3.4 Peak-to-total-Kalibrierung der Energien $E \ge 122,06 \text{ keV}$

3.4.1 Grundlagen: Peak-to-total-Kalibrierung

Einzellinienstrahler unterliegen per Definition keinen Summationseffekten, weil sie nur eine starke γ -Linie haben. Bei der Peak-to-total-Kalibrierung wird aus den Spektren der Einzellinienstrahler ein Kalibrierspektrum für die Effizienzen ε erstellt, das im Anschluss für die Korrektur von Spektren mit Summationseffekten (Kaskadensummationskorrektur) genutzt werden kann.

3.4.2 Experimentelles

Zur genaueren Untersuchung wurden die in Kapitel 3.3 beschriebenen Spektren des Multiisotopenstandards verwendet. Die Energie E und Effizienz ε aller 4 Spektren wurde mithilfe der Zertifikatsdatei des Multiisotopenstandards kalibriert. Diese Zertifikatsdatei gehört zum Multiisotopenstandard und war in dessen Lieferung enthalten. Eine messpositionsabhängige Kalibrierdatei wurde in *Genie2000* erstellt. Die Spektren des Multiisotopenstandards auf den vier Messpositionen wurden weiterhin analysiert. Der dazu verwendete Analysealgorithmus enthielt ein Peak-Suche-Programm. In diesem wird der Bereich eingegeben, in dem nach Peaks gesucht werden soll. Anschließend wird ein 95%-Signifikanztest durchgeführt, der sicherstellt, dass als Peaks erkannte Stellen im Spektrum wirklich Peaks sind. Danach wird ein Filter gesetzt, um Peaks mit negativer Fläche zu entfernen. Eine Untergrundkorrektur, bei der ein zuvor gemessenes Untergrundspektrum vom zu analysierenden Spektrum abgezogen wurde und ein Nuklid-Identifikationsprogramm folgen.

Weiterhin wurden die in Tabelle 4 zu sehenden Einzellinienstrahler je $10 \min$ auf Position 2 und 4 und je $20 \min$ auf Position 6 und 8 gemessen.

Alle Spektren der Einzellinienstrahler wurden mithilfe der aus den kalibrierten Spektren der Multiisotopenstandards resultierenden, messpositionsabhängigen Kalibrierdateien kalibriert und nach dem oben beschriebenen Analysealgorithmus analysiert. Außerdem wurden je ein zehn- und ein zwanzigminütiges Untergrundspektrum aufgenommen. Mithilfe der analysierten Einzellinienspektren konnte dann für jede Messposition eine Peak-to-total-Kalibrierung erstellt werden.

Für die Messungen von ¹⁰⁹Cd und ¹¹³Sn wird im *Genie2000*-Operations Manual [25] empfohlen, einen Aluminiumabsorber zwischen den entsprechenden Einzellinienstrahlern und den Detektor zu stellen, um etwaig störende Röntgenlinien zu eliminieren, da diese zufällige Koinzidenz mehrerer γ -Quanten hervorrufen können. Aus diesem Grund wurde ein Aluminiumabsorber mit Stärke $d = 45 \,\mu$ m verwendet. Allerdings ist, wie in Tabelle 8 gezeigt, kein signifikanter Unterschied in den Peak-to-Total-Verhältnissen zu der Variante ohne Absorber zu sehen.

Tabelle 8: Peak-to-Total-Verhältnisse mit und ohne Absorber bei $^{109}\mathrm{Cd}$ und $^{113}\mathrm{Sn},$ beispielhaft gezeigt an Position 2

$\rm E[keV]$	P/T mit	P/T ohne
88,03	$0,\!695$	$0,\!696$
$122,\!06$	$0,\!693$	$0,\!693$
$391,\!77$	0,389	$0,\!391$
661,76	$0,\!270$	$0,\!270$
$834,\!95$	0,230	0,230
$1115,\!62$	$0,\!192$	$0,\!192$

3.4.3 Ergebnis



Abbildung 14: Peak-to-Total-Kalibrierung der Messposition 2 [25]

Abbildung 14 zeigt beispielhaft für Position 2, dass die Werte von ⁵⁴Mn, ⁶⁵Zn, ¹¹³Sn und ¹³⁷Cs auf einer fallenden e-Funktion liegen. Dies war bei den anderen Positionen auch der Fall. Jedoch gibt es in *Genie2000* [25] keine andere Möglichkeit, als einen Fit mit Fitfunktion der Form

$$ln(\varepsilon) = ln(f(E)) = \sum_{i=0}^{n} a_i \cdot ln(E)^i$$
(19)

durch die Datenpunkte zu legen. Dadurch ergibt sich für Energien mit E > 1115,54 keV ein physikalisch nicht sinnvoller Fit. Die Energie von ⁵⁷Co (122,06 keV) bietet sich als Kreuzpunkt für einen dualen Fit an. Dies ist ein Fit, der auf unterschiedlichen Intervallen der Definitionsmenge (hier E) unterschiedliche Funktionsgleichungen hat, die sich in einem Kreuzpunkt schneiden, wodurch möglichst keine Unstetig-keitsstelle entsteht. Dies wird auch im *Genie2000 Operations Manual* vorgeschlagen, sodass *Genie2000* für die höheren Energien einen passenderen Fit finden kann [25]. Allerdings besteht der niederenergetische Teil des dualen Fits nur aus den zwei Werten von ⁵⁷Co und ¹⁰⁹Cd.

3.4.4 Schlussfolgerung

Für einen Fit *n*-ten Grades werden n-1 Datenpunkte benötigt. Bei 2 Datenpunkten kann somit nur eine Gerade durch den niederenergetischen Teil gefittet werden. Dies ist allerdings physikalisch nicht sinnvoll. Um einen sinnvollen dualen Fit zu ermöglichen, könnte ein Nuklid als siebter Einzellinienstrahler gemessen werden, das seinen Photopeak bei einer Energie E < 122,06 keV hat.

3.5 Peak-to-total-Kalibrierung der Energien $E \ge 122,06$ keV mit ²⁴¹Am als siebtem Einzellinienstrahler

3.5.1 Experimentelles

Um einen dualen Fit zu ermöglichen, wurde als siebter Einzellinienstrahler ²⁴¹Am mit einer Energie von 59,54 keV, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, auf Position 2 und 4 jeweils 10 min und auf Position 6 und 8 jeweils 20 min gemessen. Es wurde eine Peak-to-total-Kalibrierung von allen sieben Einzellinienstrahlern für jede der vier Messpositionen erstellt.

3.5.2 Ergebnis

Wie in den Abbildungen 15 bis 18 zu sehen, beschreibt der Fit sowohl im niederenergetischen als auch in hochenergetischen Bereich den in Kapitel 2.5.3 beschriebenen Verlauf relativ genau. Im niederenergetischen Bereich sind unterschiedliche Steigungen bei den verschiedenen Positionen zu erkennen.



Abbildung 15: Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 2 mit 10 min gemessenem 241 Am, in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 16: Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 4 mit 10 min gemessenem 241 Am, in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 17: Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 6 mit 20 min gemessenem $^{241}{\rm Am},$ in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 18: Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 8 mit 20 min gemessenem 241 Am, in *Genie2000* erstellt [25]

3.5.3 Schlussfolgerung

Die Peak-to-total-Kalibrierung war erfolgreich, es kann mit der Kaskadensummationskorrektur fortgefahren werden. Jedoch fällt auf, dass der niederenergetische Teil des dualen Fits mit größer werdendem Abstand immer flacher wird. Das kann daran liegen, dass *Genie2000* bei drei Datenpunkten einen relativ großen Spielraum beim Finden eines Fits hat [25]. Da die Summationseffekte im Multiisotopenstandard allerdings vor allem im höherenergetischen Bereich auftreten, wurde mit den gefundenen Peak-to-total-Kalibrierungen fortgefahren.

3.6 Kaskadensummationskorrektur

3.6.1 Grundlagen: Genie2000-Geometrieeditor [25]

Um eine Kaskadensummationskorrektur durchzuführen, muss im *Genie2000*-Geometrieeditor [25] eine Beschreibung der Messgeometrie erstellt werden. Dazu muss zunächst eine Vorlage ausgewählt werden. Unter den Möglichkeiten befinden sich verschiedene Becher, verschiedene Marinellischalen, ein Zylinder von der Seite, eine Kugel, eine Punktquelle und eine Scheibe. Die Vorlage ist so zu wählen, dass die zum Messen verwendete Geometrie möglichst genau modelliert wird. Nach Angabe des Durchmessers des Detektorkristalls werden die Dimensionen und Materialien des Behälters und der Probe und der Abstand der Probe zur Aluminiumkappe des Detektors eingegeben. Die Dimensionen können in der Zeichnung der ausgewählten Vorlage eingesehen werden. Zusätzlich werden die Temperatur, der Umgebungsdruck und die relative Feuchte während der Messung angegeben. Im Anschluss wird die Geometriebeschreibung auf Plausibilität geprüft und abgespeichert.

Auf diese Weise wurden die ab Kapitel 3.6 verwendeten Geometriebeschreibungen der ¹⁵²Eu-Probe und des Multiisotopenstandards jeweils für alle vier Messpositionen erstellt. Außerdem wurde eine Geometriebeschreibung für eine Messung in der in Kapitel 1 beschriebenen Marinellischale erstellt, die der Strahlenschutz am TRIGA Mainz in Zukunft nutzen kann.

3.6.2 Experimentelles

Für jede Messposition wurde aus der Peak-to-total-Kalibrierung, der Geometriedatei und dem jeweiligen positionsabhängigen Spektrum des Multiisotopenstandards mit *Genie2000* [25] eine Effizienzkalibrierung mit Kaskadensummationskorrektur für die verschiedenen Messpositionen erstellt.

3.6.3 Ergebnis

Die Abbildungen 19 bis 26 beschreiben den Verlauf der dualen Fitkurve für den Multiisotopenstandard auf jeder der vier Messpositionen. Es ist zu erkennen, dass die Effizienzen von 60 Co und 88 Y mit den Effizienzen der anderen hochenergetischen Nuklide auf einer fallenden e-Funktion liegen und nicht darunter, wie in Kapitel 3.3 zu sehen. Die zuvor durch den Summationseffekt von 60 Co und 88 Y fehlerhaften Effizienzkalibrierungen wurden nun durch die Kaskadensummationskorrektur korrigiert.



Abbildung 19: Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 2, in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 20: Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 2, in *Excel* erstellt

Die Fitgleichungen für den dualen Fit an Messposition 2 lauten für den niederenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -4,234 \cdot 10^{1} + 1,726 \cdot 10^{1} \cdot ln(E) - 1,850 \cdot 10^{0} \cdot ln(E)^{2}$$
(20)

und für den hochenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -5,196 \cdot 10^{1} + 3,311 \cdot 10^{1} \cdot ln(E) - 7,973 \cdot 10^{0} \cdot ln(E)^{2} + 8,287 \cdot 10^{-1} \cdot ln(E)^{3} - 3,213 \cdot 10^{-2} \cdot ln(E)^{4}$$
(21)



Abbildung 21: Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 4, in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 22: Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 4, in *Excel* erstellt

Die Fitgleichungen für den dualen Fit an Messposition 4 lauten für den niederenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -3,985 \cdot 10^{1} + 1,597 \cdot 10^{1} \cdot ln(E) - 1,714 \cdot 10^{0} \cdot ln(E)^{2}$$
(22)

und für den hochenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -2,991 \cdot 10^{-1} - 3,121 \cdot 10^{-1} \cdot ln(E) - 3,865 \cdot 10^{-2} \cdot ln(E)^2$$
(23)



Abbildung 23: Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 6, in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 24: Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 6, in *Excel* erstellt

Die Fitgleichungen für den dualen Fit an Messposition 6 lauten für den niederenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -4,038 \cdot 10^1 + 1,601 \cdot 10^1 \cdot ln(E) - 1,721 \cdot 10^0 \cdot ln(E)^2$$
(24)

und für den hochenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -8,799 \cdot 10^{-1} - 2,794 \cdot 10^{-1} \cdot ln(E) - 4,092 \cdot 10^{-2} \cdot ln(E)^2$$
(25)



Abbildung 25: Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 8, in *Genie2000* erstellt [25]



Abbildung 26: Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 8, in *Excel* erstellt

Die Fitgleichungen für den dualen Fit an Messposition 8 lauten für den niederenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -4,400 \cdot 10^{1} + 1,741 \cdot 10^{1} \cdot ln(E) - 1,878 \cdot 10^{0} \cdot ln(E)^{2}$$
(26)

und für den hochenergetischen Abschnitt:

$$ln(\varepsilon) = -6,207 \cdot 10^{1} + 3,824 \cdot 10^{1} \cdot ln(E) - 9,119 \cdot 10^{0} \cdot ln(E)^{2}9,423 \cdot 10^{-1} \cdot ln(E)^{3} - 3,637 \cdot 10^{-2} \cdot ln(E)^{4}$$
(27)

3.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Kalibrierung der Spektren des Multiisotopenstandards in *Genie2000* [25] mithilfe der zugehörigen Zertifikatsdatei zeigt vor allem in Position 2 einen deutlichen Summationseffekt der Isotope ⁶⁰Co und ⁸⁸Y, siehe Abbildung 9. Dieser nimmt mit größer werdendem Abstand ab und scheint in Position 8 bereits nicht mehr aufzutreten. Eine Peak-to-total-Korrektur legt die Spektren der sechs Einzellinienstrahler übereinander und erzeugt so ein definitiv summationseffektfreies Spektrum. Mit diesem werden die Effizienzkurven der Kalibrierung korrigiert. Bei Verwendung der sechs Standards (⁵⁴Mn, ⁵⁷Co, ⁶⁵Zn, ¹⁰⁹Cd, ¹¹³Sn und ¹³⁷Cs) ergibt sich eine verfälschte Peak-to-total-Korrektur, da kein sinnvoller dualer Fit durch die Datenpunkte möglich ist. Erst durch die Hinzunahme von ²⁴¹Am erhält man eine Peak-to-total-Kalibrierung, mit der der Summationseffekt aus jeder beliebigen Probe korrigiert werden kann.

4 Überprüfung der Güte der Kaskadensummationskorrektur

4.1 Effizienzkorrektur einer ²⁰⁷Bi-Probe mit und ohne kaskadensummationskorrigierter Effizienz

4.1.1 Experimentelles

²⁰⁷Bi hat seine Photopeaks bei 569,70 keV und 1063,66 keV. Dies ist der Bereich, in dem die Effizienzkurve vom Summationseffekt beeinflusst wird. Deshalb wurde ²⁰⁷Bi für die Überprüfung der Effizienzkorrektur mit kaskadensummationskorrigierter Effizienz genutzt. Die vier Spektren der in 3.2 beschriebenen Messungen der ²⁰⁷Bi-Probe wurden einmal mit der aus den Spektren des Multiisotopenstandard erstellten Effizienzkalibrierung (Kapitel 3.4) und einmal mit der kaskadensummationskorrigierten Effizienzkalibrierung (Kapitel 3.6) in *Genie2000* [25] analysiert. Die Aktivitäten aus der Analyse mit der kaskadensummationskorrigierten Effizienzkalibrierung wurden durch den gewichteten Mittelwert der Aktivitäten für die einzelnen Linien von *Genie2000* [25] berechnet.

4.1.2 Ergebnis

Die so berechneten Aktivitäten unterscheiden sich deutlich von den Aktivitäten aus der Analyse mit der aus dem Multiisotopenstandard erstellten Effizienzkalibrierung. Die unkorrigierten Aktivitäten sind deutlich höher als die korrigierten, wie Tabelle 9 zeigt. Hierbei sind Werte und Fehler dem Analysebericht, der mithilfe von *Genie2000* [25] erstellt wurde, entnommen.

.00				
	Messposition	$A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	$A_{\rm mit}[{ m Bq}]$	Prozentuale Abweichung $[\%]$
	2	$(2,54\pm0,02)\cdot10^4$	$(2,35\pm0,02)\cdot10^4$	7,5
	4	$(2,79\pm 0,02)\cdot 10^4$	$(2,65\pm 0,02)\cdot 10^4$	5,0
	6	$(2,85\pm 0,02)\cdot 10^4$	$(2,74\pm 0,02)\cdot 10^4$	3,9
	8	$(2,93\pm 0,02)\cdot 10^4$	$(2,90\pm 0,03)\cdot 10^4$	1,0

Tabelle 9: Aktivitäten von ²⁰⁷Bi mit und ohne kaskadensummationskorrigierter Effizienzkalibrierung. Die prozentuale Abweichung gibt die Abweichung von A_{mit} zu A_{ohne} an.



Abbildung 27: Aktivitäten von 207 Bi mit und ohne kaskadensummationskorrigierter Effizienzkalibrierung, in *Origin* [26] erstellt

Die unkorrigierten Aktivitäten nähern sich den korrigierten Aktivitäten mit steigendem Abstand an. Allerdings ist ebenfalls zu sehen, dass die Aktivitäten von Position zu Position unterschiedlich sind. Wie in Abbildung 28 zu sehen, überlappen die Werte innerhalb ihrer Standardabweichungen. Dies zeigt, dass hier die verschiedene Geometrie ausschlaggebend für die Abweichung ist.



Abbildung 28: Aktivitäten von ²⁰⁷Bi mit und ohne kaskadensummationskorrigierter Effizienzkalibrierung mit Standardabweichungen, in *Origin* [26] erstellt

4.1.3 Schlussfolgerung

Die unkorrigierten Aktivitäten sind größer als die korrigierten. Durch Summation im Kalibrierstandard wird der Fit im hochenergetischen Bereich zu steil. Daher sind die unkorrigierten Effizienzen zu niedrig. Dies führt zu einer zu hoch bestimmten Aktivität. Die unkorrigierte Aktivität nähert sich mit wachsendem Abstand vom Detektor der korrigierten Aktivität an, was darauf schließen lässt, dass hier tatsächlich der Summationseffekt in der Effizienzkalibrierung korrigiert wurde. Für die korrigierten Aktivitäten wurde nicht an allen Messpositionen die gleiche Aktivität bestimmt. Grund dafür könnte die unterschiedliche Geometrie der ²⁰⁷Bi-Probe und des Multiisotopenstandards sein. Jedoch ist ein deutlicher Unterschied zwischen den korrigierten und den unkorrigierten Aktivitäten zu sehen, was darauf schließen lässt, dass die Kaskadensummationskorrektur erfolgreich war. Um die Güte der Korrektur einschätzen zu können, wurde zunächst überlegt, den Multiisotopenstandard in einer ähnlichen Geometrie zu messen, indem dieser auf ein rundes Filterpapier aufgebracht wird. Im Radiographiebild (Abbildung 29) der ²⁰⁷Bi-Probe ist zu sehen, dass die Aktivität vor allem am Rand und an einem bestimmten Fleck im Inneren vorlag.



Abbildung 29: Radiographie
bild der $^{207}\mathrm{Bi}\text{-}\mathrm{Probe}$

Da diese Geometrie nur sehr fehlerhaft hätte reproduziert werden können, wurde davon abgesehen, sie nachzubilden. Es ist davon auszugehen, dass dies zur positionsabhängigen Abweichung in den korrigierten Aktivitäten führt.

4.2 Effizienzen einer ¹⁵²Eu-Probe mit und ohne Kaskadensummationskorrektur

Um den Einfluss von Summationseffekten in einer Probe und der Kaskadensummationskorrektur auf diese Probe zu untersuchen, wurde ¹⁵²Eu als für den Summationseffekt bekanntes Nuklid mit vielen γ -Linien benutzt.

4.2.1 Auswertung der Mittelwerte

4.2.1.1 Experimentelles

In Genie2000 [25] wurde die kaskadensummationskorrigierte Effizienzkalibrierung zu den vier positionsabhängigen ¹⁵²Eu-Spektren aus Kapitel 3.6 geladen. Anschließend wurden alle Spektren analysiert, jeweils einmal mit Kaskadensummationskorrektur unter Auswahl der positionsabhängigen Geometriedatei von ¹⁵²Eu und einmal ohne.

4.2.1.2 Ergebnis

520

Auch hier ergibt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den von *Genie2000* [25] durch gewichtetes Mitteln der Aktivitäten für die einzelnen Linien berechneten Aktivitäten aus der Analyse mit der Kaskadensummationskorrektur und den Aktivitäten aus der Analyse ohne Kaskadensummationskorrektur. Die korrigierten Aktivitäten sind hier höher als die nicht korrigierten, wie Tabelle 10 zeigt. Die Werte und Fehler sind ebenfalls dem Analysebericht, der mithilfe von *Genie2000* [25] erstellt wurde, entnommen.

Tabelle 10: Aktivitäten von ¹⁵²Eu mit und ohne Kaskadensummationskorrektur. Die prozentuale Abweichung gibt die Abweichung von A_{ohne} zu A_{mit} an.

ibt die Abweic	hung von A _{ohne} zu A	l _{mit} an.	
Messposition	$A_{\rm mit}[{ m Bq}]$	$A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	Prozentuale Abweichung [%]
2	$(5,94\pm0,06)\cdot10^2$	$(5, 17 \pm 0, 05) \cdot 10^2$	13,0
4	$(6, 33 \pm 0, 06) \cdot 10^2$	$(5,88\pm0,05)\cdot10^2$	7,1
6	$(6,51\pm0,06)\cdot10^2$	$(6, 23 \pm 0, 06) \cdot 10^2$	4,3
8	$(6, 59 \pm 0, 07) \cdot 10^2$	$(6, 46 \pm 0, 06) \cdot 10^2$	2,0
670 -			
660 -			Ţ
650 -			Ŧ
<mark>64</mark> 0 -		T	■
630 -		1 I	
620 -			
610 - 000 1			
- 590 -		Т	
[bd 580 -	1	∎ ⊥	korrigiert
 ▼ 570 -			 unkorrigiert
560 -			
550 -			
540 -			
530 -			



Auch hier ist zu sehen, dass die Aktivitäten von Position zu Position unterschiedlich sind und dass sich auch hier die unkorrigierten Aktivitäten den korrigierten Aktivitäten mit steigendem Abstand annähern.

Wie in Abbildung 31 zu sehen, überlappen die Werte innerhalb ihrer Standardabweichungen.



Abbildung 31: Aktivitäten von $^{152}\rm{Eu}$ mit und ohne Kaskadensummationskorrektur mit Standardabweichungen, in Origin~[26]erstellt

4.2.1.3 Schlussfolgerung

Die korrigierten Aktivitäten sind größer als die unkorrigierten, da durch Summationseffekte in ^{152}Eu Counts aus den Photopeaks verloren gehen und die Aktivität dadurch zu niedrig bestimmt wird. Da die gleiche Effizienzkalibrierung genutzt wurde, liegt das vermutlich am Summationseffekt in der gemessenen $^{152}\text{Eu-Probe}$. Wie in den Abbildungen 32 und 33 zu sehen, hat ^{152}Eu ein komplexes Zerfallsschema mit vielen starken γ -Linien.



37

Abbildung 32: Zerfallsschema des $\beta^-\text{-}\mathrm{Zerfalls}$ von $^{152}\mathrm{Eu}$ zu $^{152}\mathrm{Gd}$ [23]





Abbildung 33: Zerfallsschema des β^+ -Zerfalls und Elektroneneinfangs von ¹⁵²Eu zu ¹⁵²Sm [23]

β⁺, ε 72.1%

 $\frac{38}{8}$

4.2.2 Auswertung der drei stärksten γ -Linien

4.2.2.1 Grundlagen

Die Probe und der Multiisotopenstandard hatten bei ihren Messungen die gleiche Geometrie. Daher wäre für die korrigierten Aktivitäten eine konstante Aktivität an jeder Messposition zu erwarten. Durch Auswerten der drei stärksten γ -Linien anstatt des Mittelwerts soll dies näher untersucht werden.

4.2.2.2 Ergebnis

Die drei stärksten γ -Linien sind mit ihrer Energie und Emissionswahrscheinlichkeit in Tabelle 11 zu sehen.

Fabelle 11: Energie un	nd Emissionsv	vahrscheinlic	hkeit der	drei stä	rksten γ	-Linien von	ι ¹⁵² Eu [25
					50.43			

E [keV]	Emissionswahrscheinlichkeit [%]
121,78	28,58
$344,\!28$	26,50
$1408,\!01$	21,00

Die Aktivitäten der drei γ -Linien wurden gegen die jeweilige Messposition aufgetragen. Die Abbildungen 34 und 35 zeigen die unkorrigierten und korrigierten Aktivitäten der drei stärksten γ -Linien von ¹⁵²Eu. Die unkorrigierten Aktivitäten sind sowohl an verschiedenen Messpositionen als auch für die drei γ -Linien unterschiedlich. Dies fällt besonders in Position 2 sehr deutlich auf. Die korrigierten Aktivitäten der 122,78 keV-Linie und der 344,28 keV-Linie überschneiden sich im Bereich ihrer Fehler, während die 1408,01 keV-Linie stark davon abweicht. Die Werte zu den Abbildungen sind im Anhang in Kapitel 7 zu finden.



Abbildung 34: Unkorrigierte Aktivitäten der drei stärksten γ -Linien von ¹⁵²Eu, in Origin [26] erstellt



Abbildung 35: Korrigierte Aktivitäten der drei stärksten γ -Linien von ¹⁵²Eu, in Origin [26] erstellt

4.2.2.3 Schlussfolgerung

Die Kaskadensummationskorrektur scheint im niederenergetischen Bereich erfolgreich gewesen zu sein, da sich die Aktivitäten sowohl positionsweise als auch bei den errechneten Aktivitäten der 122,78 keV und 344,28 keV-Linien überschneiden. Es ist zu sehen, dass die γ -Linie bei 1408,01 keV nicht gut korrigiert wurde. Die Kaskadensummationskorrektur wurde mithilfe der Peak-to-total-Kalibrierung erstellt, dessen Einzellinienstrahler ⁶⁵Zn mit 1115,54 keV ist. Die Peak-to-total-Kalibrierung ist im Bereich E > 1115,54 keV extrapoliert. Daher ist davon auszugehen, dass in diesem Energiebereich die Kaskadensummationskorrektur fehlerhaft ist und sich eine fehlerbehaftete Effizienz ergibt.

5 Diskussion

Die Güte der Kaskadensummationskorrektur wurde einerseits anhand der Effizienzkorrektur von 207 Bi, andererseits anhand der Effizienzen von 152 Eu als für den Summationseffekt bekanntes Nuklid überprüft.

Für ²⁰⁷Bi war aufgrund der Summation im Kalibrierstandard zu erwarten, dass der Fit der Effizienzkurve im hochenergetischen Bereich ohne Korrektur zu steil ist und damit die unkorrigierten Effizienzen zu niedrig sind. Dies führt zu einer zu hoch bestimmten Aktivität. Es konnte gezeigt werden, dass die Aktivitäten durch die Korrektur kleiner werden.

Wegen des Abstandsquadratgesetzes nimmt der Summationseffekt mit steigendem Abstand vom Detektor ab. Daher war zu erwarten, dass sich die unkorrigierten Aktivitäten mit wachsendem Abstand vom Detektor den korrigierten Aktivitäten annähern. Dies konnte gezeigt werden und lässt darauf schließen, dass hier tatsächlich der Summationseffekt in der Effizienzkalibrierung korrigiert wurde.

Es war außerdem zu erwarten, dass die korrigierten Aktivitäten auf allen Messpositionen gleich sind. Diese unterscheiden sich jedoch von Messposition zu Messposition. Das liegt vermutlich an den unterschiedlichen Geometrien der ²⁰⁷Bi-Probe und des Multiisotopenstandards. Mit einer Messung, bei der

die beiden Geometrien gleich sind, sollten alle korrigierten Aktivitäten für alle Messpositionen in ihren Fehlerintervallen übereinstimmen. Aber auch mit den verwendeten Geometrien konnte gezeigt werden, dass die Korrektur erfolgreich war und weiterhin verwendet werden kann.

 152 Eu ist ein Nuklid mit vielen starken γ -Linien und bekannt für deutliche Summationseffekte. Daher war zu erwarten, dass die Aktivitäten zu niedrig sind. Dies konnte gezeigt werden. Durch die Anwendung der Kaskadensummationskorrektur auf die 152 Eu-Probe sollten die Aktivitäten größer werden. Das konnte nachgewiesen werden.

Außerdem sollten die korrigierten Aktivitäten für alle Messpositionen in ihren Fehlerintervallen übereinstimmen. Dies war zunächst nicht der Fall.

Weil die hier berechnete Aktivität ein gewichteter Mittelwert der Aktivitäten aller γ -Linien des ¹⁵²Eu ist, wurden die für die drei stärksten γ -Linien berechneten Aktivitäten auf allen Messpositionen ausgewertet. Hierbei war zu erwarten, dass die korrigierten Aktivitäten in allen Messpositionen im Bereich ihrer Fehler übereinstimmen. Für die γ -Linien bei 344,28 keV und 122,78 keV konnte dies gezeigt werden.

Die Aktivitäten der γ -Linie bei 1408,01 keV weichen sowohl von den Aktivitäten auf den anderen Positionen als auch von den Aktivitäten der anderen γ -Linien ab.

Da ⁶⁵Zn mit E = 1115,54 keV der Einzellinienstraher mit der höchsten Energie ist und die Peak-to-total-Kalibrierung der Einzellinienstrahler in die Kaskadensummationskorrektur einfließt, ist der Fit für Energien E > 1115,54 keV extrapoliert. Es ist davon auszugehen, dass dieser Bereich fehlerbehaftet ist. Das gilt ebenfalls für den extrapolierten Bereich unterhalb der Energie von ²⁴¹Am, E < 59,54 keV.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass die Korrektur im mittleren energetischen Bereich erfolgreich war und für weitere Messungen verwendet werden kann, auch wenn die extrapolierten Bereiche der Peak-to-total-Kalibrierung fehlerbehaftet sind.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde gezeigt, dass die Kaskadensummationskorrektur in Genie
2000 [25] im Intervall 59,54 keV > E > 1115,54 keV zur Korrektur eines für den Summationseffekt bekannten Nuklids funktioniert.

Um den bisher nur extrapolierten Fit für die Peak-to-total-Kalibrierung im hochenergetischen Bereich E > 1115,54 keV und niederenergetischen Bereich E > 59,54 keV zu verbessern, können weitere Einzellinienstrahler für diese Energiebereiche gefunden und mit in die Korrektur einbezogen werden. Hier ergibt sich das Problem, dass viele Nuklide, die γ -Linien in diesem Energiebereich haben, keine Einzellinienstrahler sind und somit nicht in Frage kommen.

Ein signifikanter Unterschied zeigt sich zwischen den korrigierten und den unkorrigierten Aktivitäten von sowohl ²⁰⁷Bi als auch ¹⁵²Eu. Die korrigierten Aktivitäten unterscheiden sich bei ²⁰⁷Bi von Position zu Position. Trotzdem war die Korrektur erfolgreich.

Grundsätzlich bietet sich die Kaskadensummationskorrektur in *Genie2000* [25] mithilfe einer Peak-tototal-Kalibrierung von Einzellinienstrahlern auch für strahlenschutztechnische Messungen an. Gerade wenn es darum geht, die Aktivität in den Abluftfiltern des TRIGA oder von aktivem Abfall zur sachgerechten Entsorgung zu bestimmen, können mithilfe dieser Methode nun auch auf detektornahen Positionen Messungen gemacht werden. Dies gilt insbesondere für Messungen, die in der Marinellischale stattfinden, die direkt auf dem Detektorkopf sitzt. Der Strahlenschutz am TRIGA Mainz hat mit allen Nukliden zu tun, die am Institut gehandhabt werden, darunter für den Summationseffekt bekannte Nuklide, wie 110m Ag, 140 La, 60 Co, 192 Ir, 166m Ho, sowie auch das in dieser Arbeit untersuchte 152 Eu [23] und kann somit die Kaskadensummationskorrektur in Zukunft nutzen.

7 Anhang: Daten der Auswertung der stärksten drei $\gamma\text{-Linien}$ von ^{152}Eu

Tabelle 12: Aktivitäten der 121,78 keV-Linie (I = 28,58%) von ¹⁵²Eu. Die prozentuale Abweichung gibt die Abweichung von A_{ohne} zu A_{mit} an.

Messposition	$A_{\rm mit}[{\rm Bq}]$	$\Delta A_{\rm mit}[{\rm Bq}]$	$A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	$\Delta A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	Prozentuale Abweichung [%]
2	$5,\!57\cdot 10^2$	$\pm 1,\!48\cdot 10^1$	$6,92\cdot 10^2$	$\pm 1,\!85\cdot 10^1$	$1,95 \cdot 10^{-1}$
4	$6,\!28\cdot 10^2$	$\pm 1,\!62\cdot 10^1$	$7,12\cdot 10^2$	$\pm 1,\!81\cdot 10^1$	$1,18 \cdot 10^{-1}$
6	$6{,}64\cdot10^2$	$\pm 1,71\cdot 10^1$	$7,06\cdot 10^2$	$\pm 1,\!83\cdot 10^1$	$5,95 \cdot 10^{-2}$
8	$6{,}84\cdot10^2$	$\pm 1,70\cdot 10^1$	$7,06\cdot 10^2$	$\pm 1{,}76\cdot 10^1$	$3,12 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 13: Aktivitäten der 244,28 keV-Linie (I = 26,50%) von ¹⁵²Eu. Die prozentuale Abweichung gibt die Abweichung von $A_{\rm ohne}$ zu $A_{\rm mit}$ an.

Messposition	$A_{\rm mit}[{\rm Bq}]$	$\Delta A_{\rm mit}[{\rm Bq}]$	$A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	$\Delta A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	Prozentuale Abweichung $[\%]$
2	$5{,}96\cdot10^2$	$\pm 1,\!75\cdot 10^1$	$6,79\cdot 10^2$	$\pm 21,6$	$1,22 \cdot 10^{-1}$
4	$6{,}40\cdot10^2$	$\pm 1{,}78\cdot 10^{1}$	$6,\!84\cdot 10^2$	$\pm 19,9$	$6,43 \cdot 10^{-2}$
6	$6{,}46\cdot10^2$	$\pm 1{,}82\cdot 10^1$	$6,73\cdot 10^2$	$\pm 19,5$	$4,01 \cdot 10^{-2}$
8	$6{,}54\cdot10^2$	$\pm 1{,}92\cdot 10^1$	$6,\!68\cdot 10^2$	$\pm 19,8$	$2,10 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 14: Aktivitäten der 1408,01 keV-Linie (I = 21,00%) von ¹⁵²Eu. Die prozentuale Abweichung gibt die Abweichung von A_{ohne} zu A_{mit} an.

Messposition	$A_{\rm mit}[{\rm Bq}]$	$\Delta A_{\rm mit}[{\rm Bq}]$	$A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	$\Delta A_{\rm ohne}[{\rm Bq}]$	Prozentuale Abweichung $[\%]$
2	$4{,}95\cdot10^2$	$\pm 1{,}98\cdot 10^{1}$	528	$\pm 21,9$	$6,25 \cdot 10^{-2}$
4	$5{,}98\cdot10^2$	$\pm 2,\!31\cdot 10^1$	619	$\pm 24,4$	$3,39 \cdot 10^{-2}$
6	$6{,}07\cdot10^2$	$\pm 2,\!39\cdot 10^1$	622	$\pm 24,8$	$2,41 \cdot 10^{-2}$
8	$6{,}24\cdot10^2$	$\pm 2,\!49\cdot 10^1$	631	$\pm 25,3$	$1,11 \cdot 10^{-2}$

8 Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei Herrn Prof. Düllmann für die freundliche Aufnahme in seinen Arbeitskreis trotz meines für diesen nicht so typischen Bachelorarbeitsthemas bedanken.

Für die Betreuung während meiner Bachelorarbeit, die Unterweisungen in die Detektortechnik und *Genie2000* und ein offenes Ohr, wenn etwas nicht funktioniert hat, möchte ich Herrn Dr. Dennis Renisch danken: Danke für die tolle Betreuung.

Beim Strahlenschutz, allen voran bei Frau Agathe Heiser, Frau Sabrina Samer, Frau Ines Mittelstedt, Frau Andrea Nähler, wie auch Frau Jessica Riemer und Herrn Dr. Christian Gorges möchte ich mich für die Überlassung des sehr interessanten Themas meiner Bachelorarbeit und für die tatkräftige Hilfe und Unterstützung während der Bachelorarbeit bedanken.

Frau Primiana Cavallo und Herrn Ernst Artes danke ich für unterhaltsame Mittagspausen, viele spannende und anregende Gespräche und das gemeinsame Kuchenessen. Für die Unterstützung im Büro- und Laboralltag danke ich allen, die mir bei Kleinigkeiten geholfen haben und mich dadurch ein Stück weiter gebracht haben.

Zum Schluss möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung während meines Studiums und dem Fehlerlesen meiner Bachelorarbeit bedanken.



JOHANNES GUTENBERG UNIVERSITÄT MAINZ

Erklärung

gemäß § 18 Abs. 6 und § 15 Abs. 8 der Ordnung für die Prüfung im lehramtsbezogenen Bachelorstudiengang an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz (POLBA, ggf. POLBA-Dijon), bzw. § 18 Abs. 5 und § 15 Abs. 10 der Ordnung für die Prüfung im Masterstudiengang für das Lehramt an Gymnasien (POLMA, ggf. POLMA Dijon, iPOLMA-Dijon).

Hiermit erkläre ich, Magalie Sophie Heinsich (Matr.-Nr.: 2747004), dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen

dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel (einschließlich elektronischer Medien und Online-Quellen) benutzt habe. Mir ist bewusst, dass ein Täuschungsversuch oder ein Ordnungsverstoß vorliegt, wenn sich diese Erklärung als unwahr erweist. § 18 Absatz 3 und 4 der o. g. Ordnungen gilt in diesem Fall entsprechend.

Wresbaden, den 09.12.2021

Unterschrift

Auszug aus § 18 o. g. Ordnungen: Versäumnis, Rücktritt, Täuschung, Ordnungsverstoß

(3) Versucht die Kandidatin oder der Kandidat das Ergebnis einer Prüfung durch Täuschung oder Benutzung nicht zugelassener Hilfsmittel zu beeinflussen, gilt die betreffende Prüfungsleistung als mit "nicht ausreichend" (5,0) absolviert (...)

(4) Die Kandidatin oder der Kandidat kann innerhalb einer Frist von einem Monat verlangen, dass Entscheidungen nach Absatz 3 Satz 1 und 2 vom jeweils zuständigen Prüfungsausschuss überprüft werden. Belastende Entscheidungen sind der Kandidatin oder dem Kandidaten unverzüglich schriftlich mitzuteilen, zu begründen und mit einer Rechtsbehelfsbelehrung zu versehen. Der Kandidatin oder dem Kandidaten ist vor einer Entscheidung Gelegenheit zur Äußerung zu geben.

Abbildungsverzeichnis

1	Fotographie der Marinellischale MR1.94 [27] (eigene Fotographie)	3
2	Schema der Marinellischale MR1.94 [27]	4
3	Schema eines Halbleiterdetektors, in <i>Chemsketch</i> erstellt	7
4	Verlauf der Effizien z ε eines γ -Detektors in Abhängigkeit von der Energi e E der einfallenden	
	γ -Strahlung, [25] in <i>Chemsketch</i> bearbeitet	8
5	Einfluss der Messgeometrie auf die Messung, in <i>Chemsketch</i> erstellt	8
6	Schema eines theoretischen γ -Spektrums, mit <i>Chemsketch</i> erstellt	9
7	Zerfallsschema von 60 Co [23]	11
8	γ -Spektrum von ⁶⁰ Co. I ist die Impulszählrate in relativen Einheiten. E die Energie der	
-	γ -Quanten in MeV, k ist das Compton-Kontinuum (siehe Tabelle 1), [4]	12
9	Veranschaulichung des Summationseffekts von ${}^{88}_{29}$ Y und ${}^{60}_{27}$ Co in der Messposition 2, in	
	Microsoft Excel erstellt	15
10	Veranschaulichung des Summationseffekts von ${}^{88}_{99}$ Y und ${}^{60}_{92}$ Co in der Messposition 4, in	10
	Microsoft Excel erstellt	16
11	Veranschaulichung des Summationseffekts von ⁸⁸ ₂ Y und ⁶⁰ ₂ Co in der Messposition 6, in	10
	Microsoft Excel erstellt	16
12	Veranschaulichung des Summationseffekts von $^{88}_{22}$ Y und $^{60}_{22}$ Co in der Messposition 8, in	
	Microsoft Excel erstellt	17
13	Auftragung der Korrekturfaktoren κ gegen die Energie E. In Origin erstellt [26]	18
14	Peak-to-Total-Kalibrierung der Messposition 2 [25]	20
15	Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 2 mit 10 min	
	gemessenem 241 Am, in <i>Genie2000</i> erstellt [25]	21
16	Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 4 mit 10 min	
	gemessenem ²⁴¹ Am, in <i>Genie2000</i> erstellt [25] \ldots \ldots \ldots \ldots	22
17	Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 6 mit 20 min	
	gemessenem ²⁴¹ Am, in <i>Genie2000</i> erstellt [25] \ldots \ldots \ldots \ldots	22
18	Auftragung des Peak-to-total-Verhältnisses gegen die Energie für Messposition 8 mit 20 min	
	gemessenem ²⁴¹ Am, in <i>Genie2000</i> erstellt [25] \ldots \ldots \ldots \ldots	23
19	Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 2, in Genie2000	
	erstellt [25]	24
20	Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Mul-	
	tiisotopenstandards in Position 2, in <i>Excel</i> erstellt	25
21	Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 4, in Genie2000	
	erstellt [25]	26
22	Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Mul-	
	tiisotopenstandards in Position 4, in <i>Excel</i> erstellt	26
23	Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 6, in Genie2000	
	erstellt [25]	27
24	Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Mul-	
	tiisotopenstandards in Position 6, in <i>Excel</i> erstellt	28
25	Kaskadensummationskorrektur des Multiisotopenstandards in Position 8, in Genie2000	
	erstellt [25]	29
26	Vergrößerung des hochenergetischen Bereichs der Kaskadensummationskorrektur des Mul-	
	tiisotopenstandards in Position 8, in <i>Excel</i> erstellt	29
27	Aktivitäten von ²⁰⁷ Bi mit und ohne kaskadensummationskorrigierter Effizienzkalibrierung,	
	in Origin [26] erstellt	31

28	Aktivitäten von $^{207}\mathrm{Bi}$ mit und ohne kaskaden summationskorrigierter Effizienzkalibrierung	
	mit Standardabweichungen, in Origin [26] erstellt	32
29	Radiographiebild der ²⁰⁷ Bi-Probe	33
30	Aktivitäten von $^{152}\mathrm{Eu}$ mit und ohne Kaskaden summationskorrektur, in $Origin~[26]$ erstellt	34
31	Aktivitäten von $^{152}\mathrm{Eu}$ mit und ohne Kaskaden summationskorrektur mit Standardabwei-	
	chungen, in Origin [26] erstellt	35
32	Zerfallsschema des β^- -Zerfalls von ¹⁵² Eu zu ¹⁵² Gd [23]	37
33	Zerfallsschema des β^+ -Zerfalls und Elektroneneinfangs von ¹⁵² Eu zu ¹⁵² Sm [23]	38
34	Unkorrigierte Aktivitäten der drei stärksten $\gamma\mbox{-Linien von}\ ^{152}\mbox{Eu},$ in Origin [26] erstellt $\ .$.	39
35	Korrigierte Aktivitäten der drei stärksten γ -Linien von ¹⁵² Eu, in Origin [26] erstellt	40

Literatur

- H. Frauenfelder, E. M. Henley: Teilchen und Kerne Die Welt der subatomaren Physik R. Oldenbourg Verlag, München, Wien. 4. vollständig überarbeitete Auflage 1999
- [2] G. F. Knoll: Radiation detection and measurement John Wiley & Sons New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore. 2. Auflage 1989
- [3] G. Gilmore: Practical gamma ray spectrometry Wiley, Chichester. 2. Auflage 2008
- [4] W. Majer: Grundlagen der Kernchemie Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1982
- [5] C. Keller: Radiochemie Verlag Moritz Diesterweg GmbH & Co., Otto Salle Verlag GmbH & Co., Frankfurt am Main. 2. Auflage 1981
- [6] F. Rösch: Nuclear- and Radiochemistry, Volume 1 Introduction De Gruyter graduate, Berlin 2014
- J.-V. Kratz, K. H. Lieser: Nuclear and radiochemistry: fundamentals and applications Wiley-VCH, Weinheim, Bergstr. 2013
- [8] J. Magill, R. Dreher, Zs. Soti: Karlsruher Nuklidkarte 10. Edition. 2018
- [9] A. F. Holleman, E. Wiberg, N. Wiberg: Lehrbuch der anorganischen Chemie 91.-100. Auflage, de Gruyter, Berlin, New York. 1985
- [10] F.C.L. Crespi et al: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, HPGe detectors timing using pulse shape analysis techniques Mailand. 2010
- [11] F.-M. Becker et. al: Formelsammlung Formeln Tabellen Daten 2. Auflage, Duden Paetec Schulbuchverlag, Berlin. 2014
- [12] P. Wessel: Physik f
 ür das Studium an Technischen Hochschulen und Universit
 äten und zum Gebrauch in der Praxis 59. - 63. Tausend, Erasmus Verlag, M
 ünchen. 1947
- [13] C. Gerthsen, H. Kneser, H. Vogel: *Physik-ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen* 16. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong. 1989
- [14] H. Nyquist: Thermal agitation of electric charge in conductors in Physical Review, Volume 32. 1928
- [15] H. Krieger: Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes 6. Auflage, Spektrum Springer Berlin. 2019
- [16] AMETEK GmbH Overview of Semiconductor Photon Detectors Photon Detectors
- F. Börchers, D.Zappe: Strahlenschutz-Lexikon 2012: https://www.fs-ev.org/fileadmin/dummy/lexikon-strlsch-ok-verlinkt-09-10-2007-si.pdf, zuletzt eingesehen am 08.11.2021
- [18] LD DIDACTIC GmbH: Compton-Effekt (Spektrum): https://www.ld-didactic.de/software/524221de/Content/Appendix/ComptonSpectrum.htm, zuletzt eingesehen am 15.08.2021
- [19] Bundesministerium f
 ür Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit Grundlagen der Gammaspektrometrie: https://www.bmu.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Strahlenschutz/strlsch_messungen _gamma_grund_bf.pdf, zuletzt eingesehen am 08.11.2021

- [20] National Institute of Standards and Technology U.S. Department of Commerce: Fundamental Physical Constants, electron mass energy equivalent in MeV https://physics.nist.gov/cgibin/cuu/Value?mec2mev#mid, zuletzt eingesehen am 16.11.2021
- [21] Johannes Gutenberg Universität Mainz Department Chemie und Forschungsreaktor TRIGA Mainz: *Kernchemisches Praktikum I* Mainz. 2021
- [22] D. M. Montgomery, G. A. Montgomery: A Method for Assessing and Correcting Coincidence Summing Effects for Germanium Detector Efficiency Calibrations Elsevier Science S. A., Lausanne und Akaddmiai Kiadó, Budapest. 1995
- [23] Laboratoire National Henri Becquerel: Nucléide Lara Library for gamma and alpha emissions http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php, zuletzt eingesehen am 05.12.2021
- [24] Mirion Technologies (Canberra) GmbH: Quality assurance data sheet GEM Series HPGe (High-Purity Germanium) Coaxial Detector System. 2019
- [25] Canberra Industries: Genie2000 Gamma Messung & Analyse V3.4.1. 2016
- [26] Origin Lab Corporation: Origin 7.5 SR6 c7.5885 (B885). 2006
- [27] COMES by TPP-Supplier / Christian Eickenberg: Technische Daten Marinellischale: https://marinelli-einwegbecher.de/technische-daten/, zuletzt eingesehen am 04.12.2021
- [28] The Radiochemical Centre: Certificate of measurement of gamma reference sources Amersham. 1973
- [29] M. Krammer: Detektoren in der Hochenergiephysik Institut f
 ür Hochenergiephysik der ÖAW, Wien. 2005