
2.2 a): Umweltradioaktivität

Maximilian Rudolf Lubba

Matrikel-Nr.: [REDACTED]
[REDACTED]

Benjamin Wolfgang Kosmala

Matrikel-Nr.: [REDACTED]
[REDACTED]

Betreuer: Dr. Jonny Birkhan

Versuch durchgeführt am: 26. März 2018

Abgabedatum: 26. Juni 2018



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Physikalisches Praktikum
für Fortgeschrittene

Abteilung C

Hiermit versichern wir, das vorliegende Protokoll für das Physikalische Praktikum für Fortgeschrittene ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 26. Juni 2018,

Maximilian Rudolf Lubba

Benjamin Wolfgang Kosmala

1	Einleitung	2
2	Versuchsziel	2
3	Theoretische Grundlagen	2
3.1	Physikalische Grundlagen des Strahlenschutzes	2
3.1.1	Radioaktive Zerfälle	2
3.1.2	Ursprung der Radionuklide	4
3.1.3	Umgebungsstrahlung	4
3.1.4	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	5
3.1.5	Halbleiterdetektor	7
3.1.6	CdZnTe-Halbleiterdetektor	8
3.1.7	Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit	9
3.2	Begriffe und Messmethodik des Strahlenschutzes	9
3.2.1	Strahlenschutz Allgemein und Zielsetzung	10
3.2.2	Historische Motivation und Entwicklung des Strahlenschutzes	10
3.2.3	Aktivität eines Radionuklids	10
3.2.4	Dosis	11
3.2.5	(Dosis)-Leistung	13
3.2.6	Alltägliche Belastung und Grenzwerte	14
3.2.7	Strahlen-schäden/risiko und biologische Bewertung	15
3.2.8	Grundsätze, Regeln und Verantwortlichkeiten in Bereich des Strahlenschutzes	15
3.2.9	Messgeräte des Strahlenschutzes	16
4	Auswertung	17
4.1	Signalanalyse	17
4.2	Energiekalibrierung	17
4.3	Hintergrundmessung	20
4.4	Messung weiterer Proben	21
4.5	Teemessung	22
4.6	Kalibrierung eines Dosismessgeräts	27
4.7	Beurteilung eines Bauteils des S-DALINAC	29
5	Fazit	30
6	Quellenverzeichnis	31
7	Laborbuch	32

1 Einleitung

Seit der Entdeckung der Radioaktivität 1896 durch Antoine Henri Becquerel und 1898 durch Marie und Pierre Curie, wurden die Eigenschaften, Auswirkungen und Ursprung von ionisierender Strahlung experimentell untersucht und beschrieben. Mit steigendem Verständnis dieser wurden neue Untersuchungsmethoden sowie technische Verfahren ermöglicht. So können Röntgenaufnahmen im Bereich von Medizin und Technik Einblicke in den menschlichen Körper, sowie alltäglichen Dingen wie Koffer beim Zoll liefern. Ebenso wurde ein Verständnis für das Gefahrenpotential ionisierender Strahlung erlangt, was in Richtlinien, Grenzwerten und Methoden, festgehalten in der Strahlenschutzverordnung, resultierte. So gibt es für natürlich auftretende Radioaktivität sowie durch Technik und Kriegsgerät verursachte, Richtlinien um das jeweilige Gefahrenpotential zu minimieren. Der Strahlenschutz bedient sich hierbei verschiedener physikalischer und biologischer Messmethoden und empirisch gewonnener Daten um Risiken durch eine Strahlenexposition abschätzen zu können.

2 Versuchsziel

Ziel des Versuches ist es, sich mit der Arbeitsweise und Messmethodik des Strahlenschutzes vertraut zu machen. Es wird hierbei mit einem Detektor hoher Energieauflösung gearbeitet. Durch bekannte radioaktive Isotope wird der Detektor, welcher durch einen Vielkanalanalysator die Daten digitalisiert, kalibriert. Mittels der Kalibrierung sollen verschiedene Umweltproben d.h. natürliche Strahlenquellen hinsichtlich ihrer Gammaskpektren untersucht werden. Um die im Strahlenschutz geläufigen Begriffe und Methoden zu vertiefen, wird türkischer Tee von 1986 aus Tschernobyl, zwei Jahre nach der Reaktorkatastrophe, auf seine Aktivität hin untersucht. Dies soll unter der Annahme, dass 2g dieses Tees aufgebriht und inkorporiert werden, wobei angenommen wird, dass das Cs-137 vollständig im Tee gelöst sei, geschehen. Darüber hinaus soll die 50-Jahre-Folgedosis berechnet und das Gefahrenpotential im Sinne des Strahlenschutzes bestimmt werden. Abschließend wird ein Dosisleistungsmessgerät mit Punktquellen hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit der Radionuklide kalibriert. Daraus soll die Ortsdosisleistung eines aktivierten Bauteils des S-DALINAC's bestimmt werden, um festzustellen ob dieses gemäß der Strahlenschutzverordnung bereits freigegeben werden darf.

3 Theoretische Grundlagen

a Um Risiken in Bezug auf eine Strahlenexposition beurteilen und einschätzen zu können, wird ein grundlegendes Wissen über diese benötigt. Hierzu wird im folgenden die physikalische Natur und Beschreibung ionisierender Strahlung eingeführt. Anschließend können die im Strahlenschutz üblichen Größen eingeführt und mithilfe dieser Beurteilungsmethoden nach der Strahlenschutzverordnung erklärt werden. Um die relevanten Größen zu messen und diesen Prozess zu verstehen, wird die im Versuch genutzte Messelektronik erklärt. Dies ist nötig, da die Messergebnisse allgemein von der Messapparatur abhängen und somit die gemessenen Werte spezifisch für einen Versuchsaufbau sind (Ein jeder Aufbau unterliegt eigenen Ungenauigkeiten. Zudem kann die Messmethodik sich voneinander unterscheiden).

3.1 Physikalische Grundlagen des Strahlenschutzes

3.1.1 Radioaktive Zerfälle

Als ionisierende Strahlung, werden allgemein Photonen oder Materie-Teilchen bezeichnet die aufgrund ihrer Energie und/oder Wechselwirkungsnatur Moleküle oder Atome ionisieren können. Ionisation ist hierbei das "herausschlagen" von geladenen Teilchen oder gar das Aufbrechen von Molekülen. Man unterscheidet hierbei drei Strahlungsarten: α -Strahlung, welche sich aus zweifach positiv geladenen Heliumkernen zusammensetzt, β -Strahlung die je nach Typ aus Positronen β^+ oder Elektronen β^- besteht und γ -Strahlung, welche energiereiche Photonen ab ca. 200 keV meint. Ionisierende Strahlung wird beim Zerfall von instabilen Atomkernen frei. α -Strahlung zusammen mit β -Strahlung sind eigentliche Zerfälle bei denen eine Kernumwandlung stattfindet. Der γ -Zerfall ist somit kein Kernzerfall im eigentlichen Sinne, sondern ein Kernübergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand. Der Aufbau einer Nuklidkarte, welche alle bekannten, das heißt bis jetzt experimentell nachgewiesenen und/oder künstlich erzeugten, Isotope enthält, wird in Abbildung 1 dargestellt.

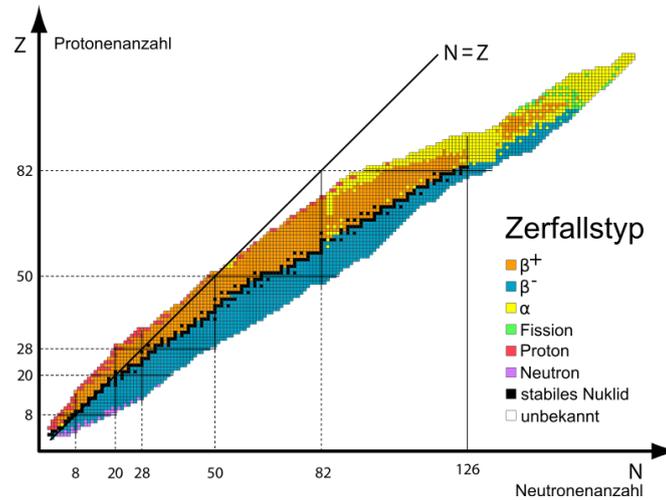


Abbildung 1: Nuklidkarte mit verschiedenen Zerfallsarten, hierbei wurden die Isotope entsprechend in der am häufigsten auftretenden Zerfallsart eingefärbt, es fehlen jedoch die super-schweren Elemente wie $^{118}\text{Oganesson}$ [1]

Der α -Zerfall lässt sich über folgende Gleichung beschreiben:



Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung ist die kinetische Energie eindeutig bestimmt, weshalb bei solchen Übergängen diskrete Spektren messen lassen.

Für die β -Zerfälle ergeben sich:



Wobei hier anzubringen ist, dass freie Neutronen mit einer Halbwertszeit von ≈ 12 min zerfallen, das so entstandene Elektron-Proton-Paar liegt danach im energetisch günstigeren Zustand vor weshalb die Rückreaktion nicht stattfindet. Auch zu beachten ist, dass ein kontinuierliches Spektrum entsteht, da die Erhaltungsgrößen für ein Drei-Teilchen-System (Tochternuklid, β -Teilchen und Neutrino) unterbestimmt ist. Der γ -Zerfall ist ein Nebenprodukt der anderen Zerfallsarten, da immer wenn durch den eigentlichen Kernzerfall nicht die komplette Energie abgegeben werden konnte.



Oft wird die übrige Energie nicht auf einmal abgegeben, sondern kaskadiert auf mehrere γ -Übergänge aufgeteilt. Wichtig hierbei ist, dass die γ -Energien aufgrund der Erhaltungsgrößen festgelegt sind. Somit können diese genutzt werden, um das Nuklid zu bestimmen. Zur Nuklid-/Materialbestimmung werden oft noch die relativen Häufigkeiten der Gamma Energien genutzt, um sie mit der jeweiligen bekannten Zerfallswahrscheinlichkeit eines Übergangs zu vergleichen. Somit können über die Energien und der Wahrscheinlichkeit des korrespondierenden Übergangs, die einzelnen Nuklide identifiziert werden.

Zusätzlich können bei gewissen Kernzerfällen Neutronen frei werden, welche die Neutronenstrahlung darstellen. Neutronenstrahlung ist hierbei nicht direkt ionisierend, da Neutronen keine Ladung aufweisen. Nur indirekt können diese leichtere Atome beschleunigen und diese können sekundär mit anderen Atomen ionisierend wechselwirken. Hat ein Neutron durch Stöße genug Energie abgegeben kann es von einem Atomkern eingefangen werden, dass neu entstandene Radionuklid kann zerfallen und somit sekundär ionisierende Strahlung aussenden. Neben diesen klassischen Zerfällen gibt es noch einige "Exoten" welche im folgendem nicht weiter relevant sind. Kernzerfälle sind im allgemeinen so gerichtet, dass sie auf Nuklide höherer Stabilität führen.

Hierbei sei schon anzubringen, dass wenn ionisierende Strahlung abgeschirmt werden sollen, die dafür verwendete

Methode stark von der Strahlungsart abhängt. Alphastrahlen weisen aufgrund ihrer hohen Ladungszahl und Kerngröße einen großen Wechselwirkungsquerschnitt auf, welcher sogar ansteigt, wenn ihre kinetische Energie geringer wird. Sie lassen sich dadurch schon mit dünnen Schichten eines Materials, wie etwa einem Blatt Papier, abschirmen. Betastrahlen hingegen sind schwerer abzuschirmen, da diese eine geringere Ladungszahl und Masse besitzen und somit einen geringeren Wirkungsquerschnitt als Alphateilchen aufweisen [2]. Die Abschwächung dieser ist somit durch dünne Metallschichten möglich. Gammastrahlen lassen sich nur durch massive Bleiburgen oder mehrere Meter Beton abschirmen. Für Neutronenstrahlung und hoch energetische Gammastrahlung sind bei einer Betonabschirmung zusätzliche Stoffe mit einzuarbeiten wie ein hoher Gehalt an Wasser in den Chemischen Bindungen, zum fangen von Neutronen. Ebenso werden Bor, Kadmium und/oder Hafnium verwendet.

3.1.2 Ursprung der Radionuklide

Da Radionuklide instabil sind, stellt sich die Frage, wie sich diese bilden konnten. Isotope hoher Nukleonenzahl entstanden durch die primordiale Nukleosynthese kurz nach dem Urknall, da für deren Entstehung hohe Energien und Drücke nötig waren. Auch durch die Kernfusion in Sternen (stellare Nukleosynthese), können Nuklide größerer Nukleonenzahl entstehen, hierbei aber keine Radionuklide, erst durch Prozessen wie Supernovae ist eine ausreichende Energie dafür vorhanden. Die durch diese Prozesse entstandenen Radionuklide werden als primordiale Radionuklide bezeichnet.

Wechselwirken Atomkerne mit der kosmischen Höhenstrahlung, die ihren Ursprung in natürlichen Fusionsreaktoren wie der Sonne hat, so können Isotope wie ^{14}C entstehen. Diese Radionuklide werden als kosmogene Radionuklide bezeichnet.

Da nach einem radioaktiven Zerfall meist Nuklide entstehen, die selbst instabil sind, werden diese als radiogene Radionuklide bezeichnet.

Deren Ursprung ist meist eindeutig einem "Ursprünglichem" Radionuklid zuzuordnen. Neben diesen gibt es noch einige wenige vom Menschen erzeugte Nuklide die beispielsweise im Large-Hadron-Collider(LHC) gebildet wurden. Solche Künstliche Radionuklide zerfallen meist in Bruchteilen von Sekunden weshalb sie selbst im Labor kaum nachzuweisen sind.

3.1.3 Umgebungsstrahlung

Ionisierende Strahlung, die auf der Erde gemessen wird, stammt größtenteils von primordialen und kosmogenen Radionukliden und deren Produkten. Ein gewisser Teil stammt dennoch aus technischen Quellen, aus Forschung und Medizin, so können die Aktivierungsprodukte, da diese zum Teil langlebig im Vergleich zu den Primärstrahlern sind, einen Teil der ionisierenden Strahlung in der Umwelt ausmachen. Als Beispiel sei hier die S-Dalinac Beschleunigeranlage der TU-Darmstadt oder auch medizinische Röntgengeräte genannt.

Die natürlichen Radionuklide, die bei der Entstehung der Erde schon vorhanden waren, sind:

Tabelle 1: Terrestrische Radionuklide mit ihren jeweiligen Halbwertszeiten (gerundet), wobei Neptunium nicht länger nachgewiesen werden kann

Radionuklid	Halbwertszeit in Jahren
Thorium 232	$1 \cdot 10^{10}$
Neptunium 237	$2 \cdot 10^6$
Uran 238	$4 \cdot 10^9$
Uran 235	$7 \cdot 10^8$
Kalium 40	$1 \cdot 10^9$

Diese Nuklide sind bis heute noch nachweisbar, mit Ausnahme von Neptunium, welches mit seiner kurzen Halbwertszeit schon ca. 2100 mal um die Hälfte reduziert wurde. All diese Radionuklide zerfallen in weitere (meist) radioaktive Nuklide, insbesondere sei hier das gasförmige Radon zu nennen. Dieses emaniert auch den Erdschichten in unsere Umwelt und somit in Beispielsweise Kellerräumen ohne festes Fundament eindringt und sich bei unzureichender Lüftung sammelt.

Die durch Höhenstrahlung erzeugten Radionuklide wie ^{22}Na und ^{14}C sind ebenso Teil der natürlichen Strahlenbelastung des Menschen, da diese in biologischen Prozessen im Körper eingebunden werden. Auf die Tatsache gestützt, dass nur lebende Organismen diese Nuklide weiter einbauen, stützt sich die sogenannte C14-Methode um biologisches Material auf sein Alter hin zu untersuchen. Auch im Stoffwechselprozess involviert ist das Radionuklid

^{40}K , welches unter anderem in bioelektrischen Vorgängen in Zellen zu finden ist. Diese Nuklide machen einen hohen Bestandteil der natürlichen Strahlenbelastung des Menschen aus.

Nicht alle Quellen ionisierender Strahlung sind auf diese in Tabelle 1 zurückzuführen, beziehungsweise durch Höhenstrahlung zu erklären. Einige entstehen durch Zutun des Menschen durch Technik und Medizin, wie Kernreaktoren und Beschleunigeranlagen, da diese jedoch gut abgeschirmt sind und gegebenenfalls aktivierte Bauteile sicher gelagert werden, ist hier kein merklich Beitrag zu berücksichtigen. Künstliche Quellen sind dennoch messbar vorhanden durch Kernwaffentests sowie die Reaktorkatastrophen Tschernobyl und Fukushima. Aber auch durch schlechte Lagerung, bei der Radionuklide oder aktivierte Bauteile ganz oder zu Teilen in die Umwelt gelangen, da diese nicht sicher und geschützt vor äußeren Einflüssen deponiert wurden. Diese Spaltprodukte, welche künstlich erzeugt/erhalten über das Grundwasser oder die Luft in die Umwelt gelangen können.

3.1.4 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Um γ -Strahlung und deren Quellen zu untersuchen, sowie Detektorsysteme zu konstruieren und gesundheitliche Risiken zu beurteilen, müssen die zugrundeliegenden Wechselwirkungsprozesse bekannt sein. So wechselwirkt γ -Strahlung über drei Prozesse mit Materie. Zum einen über den Compton-Effekt, bei diesem streut ein γ -Quant an einem freien Elektron. Dadurch erhält das Elektron einen Teil der Energie des Quants. Im Zuge dessen vergrößert sich die Wellenlänge des Quants in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Es können auch gebundene Elektronen im großen Abstand zum Kern, das heißt schwach gebundene Elektronen, Compton-gestreut werden.

$$\Delta\lambda = \lambda_C (1 - \cos(\phi)) \quad (5)$$

Hierbei ist λ_C die Compton-Wellenlänge und ϕ der Streuwinkel. Der Prozess ist in Abbildung 2 veranschaulicht.

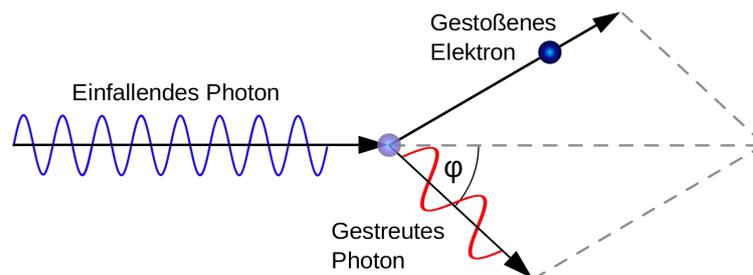


Abbildung 2: Skizze zum Compton Streuprozess, einfallendes Photon trifft auf ein freies/quasifreies Elektron und streut unter dem Winkel θ mit verkürzter Wellenlänge [3]

Zum andern gibt es den Photoeffekt, bei diesem werden durch ein einfallendes γ -Quant ein oder mehrere gebundene Elektronen aus der Atomhülle herausgelöst. Bevorzugt werden dabei Elektronen der unteren Niveaus herausgelöst. Die Elektronen der höheren Energie Niveaus "fallen" nach unten, auf die nun frei gewordenen Niveaus herab, die dabei ausgelösten Kaskaden emittieren überwiegend Röntgen Strahlung. Zusätzlich kann die dabei frei werdende Strahlung schwächer gebundene Elektronen höherer Niveaus ausschlagen. Diese Elektronen werden als Auger-Elektronen bezeichnet. Abbildung 4 veranschaulicht diesen Wechselwirkungsprozess. Abbildung 4 veranschaulicht diesen Prozess.

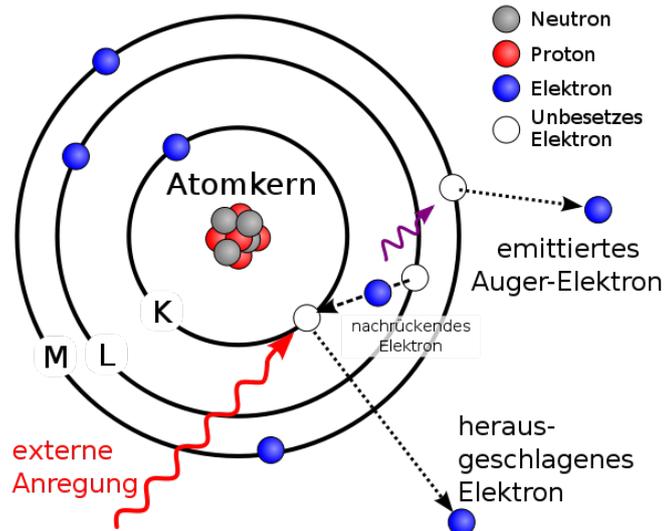


Abbildung 3: Photoeffekt, wobei ein Photon ein Elektron der unteren Schale herauslöst. Dabei können Elektronen höherer Niveaus auf das freigewordene Kaskadieren und dabei werden Photonen frei, die Elektronen der äußeren Niveaus herauslösen können, die sog. Auger-Elektronen [4]

Zusätzlich gibt es den Paarbildungseffekt. Dieser tritt ein, wenn ein Photon mit einer Energie größer 1022 keV sich in der Nähe eines Atomkerns befindet. dabei wandelt sich das Quant in ein Elektron-Positron-Paar um. Die Übrige Energie geht dabei in den Impuls der beiden Teilchen über. Dieser Vorgang ist in Abbildung 5 einzusehen.

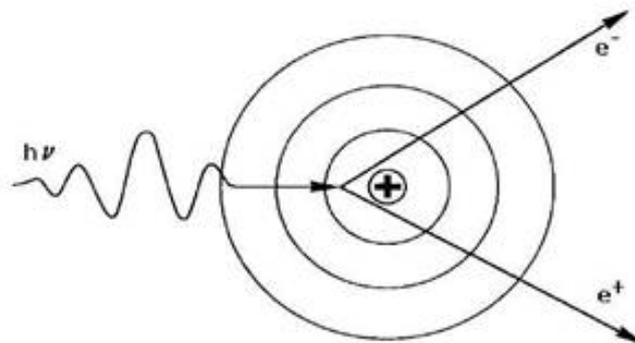


Abbildung 4: In der Nähe eines Atomkerns möglichst großer Kernladung können Photonen hinreichen großer Energie in ein Positron-Elektron-Paar umgewandelt werden. [5]

Diese Prozesse sind Grund für eine Absorption und infolge dieser Verringerung der Strahlungsintensität in Materie. Diese Abschwächung lässt sich mathematisch wie folgt beschreiben:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (6)$$

I_0 ist die Intensität an der Quelle, x die Dicke des Mediums und μ der Massenabschwächungskoeffizient. Der Massenabschwächungskoeffizient ist im allgemeinen von der Dichte ρ , Kernladung Z und effektiven Wirkungsquerschnitt der einzelnen Wechselwirkungsprozesse. Es ergibt sich für μ :

$$\mu = \rho \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \quad (7)$$

Diese einzelnen Wirkungsquerschnitte sind stark abhängig von der Energie und der Kernladungszahl und können somit stark variieren. Die allgemeine Absorptionswahrscheinlichkeit ist über den Absorptionskoeffizienten gegeben, werden die Koeffizienten der verschiedenen Ursachen summiert so lässt sich die Absorptionswahrscheinlichkeit über die γ -Energie beschreiben.

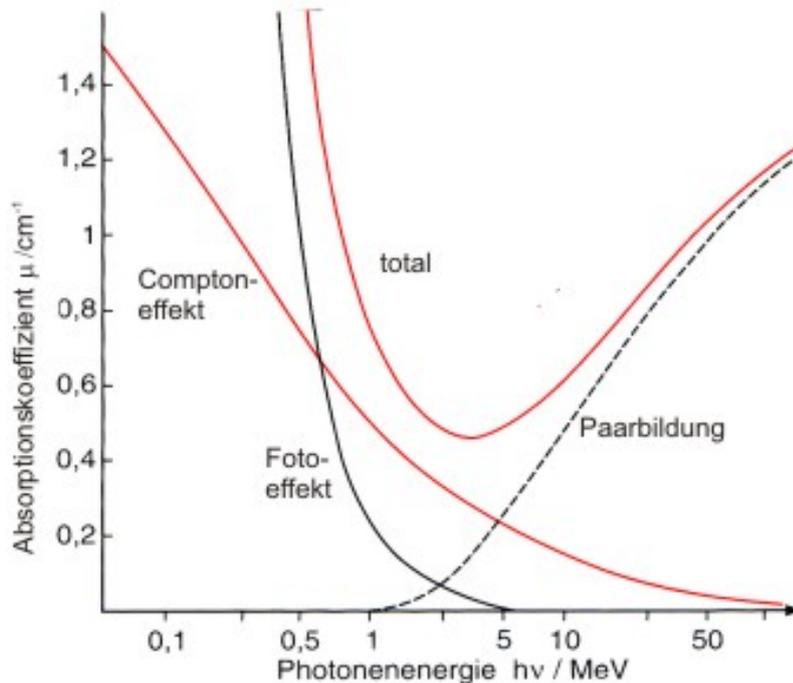


Abbildung 5: Absorptionskoeffizient für die Wechselwirkungen, Compton-Effekt, Photo-Effekt und Paarbildungs-Effekt. Sowie die Summierte Absorptionskurve [6]

Es lässt sich feststellen, dass der Photoeffekt für niedrige Energien dominiert bis zu ca. 500 keV. Der Compton-Effekt ist im Bereich von 100 keV bis 10 MeV zu beobachten ab 500 keV dominiert dieser den Photoeffekt. Der Paarbildungseffekt findet erst ab der doppelten Energie eines Elektrons statt ca. 1022 keV, dieser dominiert die Compton-Streuung ab ca. 5 MeV.

3.1.5 Halbleiterdetektor

Ein hochauflösendes und kompaktes Messinstrument für γ -Strahlen stellt der Halbleiterdetektor dar. Dieser besteht aus zwei dotierten Halbleitermaterialien, die wie eine Diode verbaut sind. Der Detektor wird entgegen seiner Durchlassrichtung mit einer Hochspannung versorgt. Die sich somit auf einen großen Teil des Halbleitervolumens ausdehnende Sperrschicht stellt den Detektionsbereich dar. Gelangt ein ionisierendes Teilchen in die Sperrschicht, wird es dort die rekombinierten Elektronen bzw. Löcher voneinander trennen. Die so freigewordenen Ladungsträger haben keine Zeit um zu rekombinieren, da die Hochspannung alle freien Ladungsträger "absaugt". Dies wird einen Spannungsabfall bzw. Stromfluss verursachen, welcher messbar ist. Hierbei beträgt die Energie, die ein Elektronen-Loch-Paar zur Trennung benötigt, einige wenige eV, die erhaltene Energie ist jedoch um ein vielfaches Größer. Daher wird pro Quant meist eine sehr große Ladungsträgermenge getrennt (Im Bereich von 10^4 bis 10^8 Elektronen-Loch-Paare). Die Anzahl ausgelöster Ladungsträger ist direkt proportional zur Energie der einfallenden Strahlung und damit auch der gemessene Strom-/Spannungspuls.

$$N = \frac{E}{\epsilon} \quad (8)$$

Diese Ladungsträger sorgen für eine kurzzeitige Entladung eines geladenen Kondensators, da die Entladung von der entstandenen Ladungsträgermenge abhängt, kann aus der Proportionalität dieser auf die Energie der Strahlung geschlossen werden. Die Entladung geschieht hierbei über einen recht kurzen Zeitraum. Ein solche pn-Halbleiterdetektor ist in Abbildung 7 schematisch dargestellt.

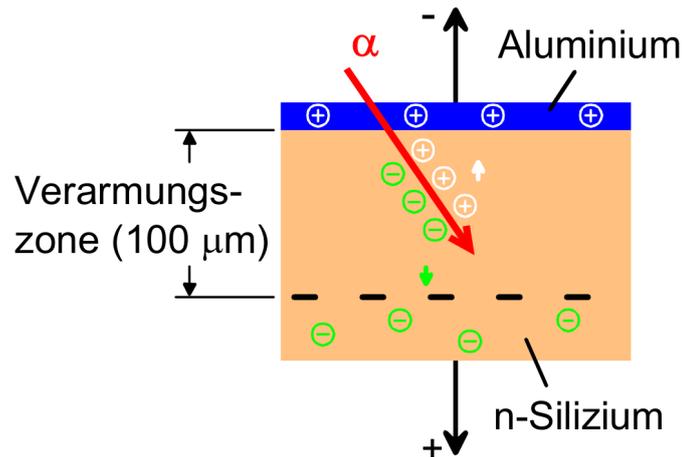


Abbildung 6: Eintreffende ionisierende Strahlung (hier α -Teilchen) im Silizium-Halbleiter mit angelegter Hochspannung. Gebildete Elektronen-Loch-Paare und ihre Stromrichtung sind eingezeichnet (bearbeitet). [7]

Auch werden Dioden genutzt die eine weitere i-Schicht in der Mitte haben. Diese p-i-n Halbleiter weisen eine größere Sperrschicht auf die bis hin zu einigen mm breit sein kann. Dadurch ist die effektive Detektionsfläche größer und der Detektor empfindlicher, was bedingt höhere Auflösungen ermöglicht [??]. Die dabei intrinsisch leitende Mittelschicht ist oft aus Lithium welche zwischen die p-n-Übergänge eingedampft wird. Detektoren dieser Bauart wären Ge(Li) oder Si(Li). Ebenso sind hohe Dotierungen erwünscht, damit ausreichend viele Rekombinationen stattfinden (Um auch ionisierende Strahlung niedriger Energie zu detektieren), sodass viele Ladungsträger getrennt werden können. Allgemein sind Vorteile von Halbleiterdetektoren ihre hohe Energie-/Zeitauflösung sowie eine präzise Messung der Gesamtenergie eines Teilchen, da Festkörperdetektoren eine große Dichte aufweisen, welche das eintreffende Quant oft vollständig absorbiert.

Nachteile dieser sind, dass bereits im Bereich der Raumtemperatur es zur Trennung der Elektronen-Loch-Paare kommt. Diese Sorgen für ein Grundrauschen was niedrigerenergetische Ereignisse überdecken würde (gerade bei undotierten Halbleiter). Das Signal/Rausch-Verhältnis hängt im wesentlichen von der Bandlücke des Halbleiters ab. So müssen auf Germanium basierende Halbleiterdetektoren oft gekühlt werden, da diese eine kleine Bandlücke besitzen und somit schon bei Temperaturen >80 K einen deutlichen Rauschanteil aufweisen. Dem entgegen sorgen kleine Bandlücken für eine bessere Energieauflösung und höhere Empfindlichkeit, welche in einem größerem Signal resultiert. Somit führt dies auf ein Optimierungsproblem hin, große Signale hoher Auflösung erfordern eine niedrige Ionisationsenergie und somit eine kleinere Bandlücke, für ein geringeres Rauschen hingegen, sind wenig freie Ladungsträger gewollt, dies erfordert eine große Bandlücke. Es lässt sich zeigen, dass eine Bandlücke von ≈ 6 eV optimal wäre. Im Bereich der Raumtemperatur wäre nahezu kein Rauschen vorhanden und dennoch ist die Bandlücke nicht zu groß um viele Elektronen-Loch-Paare durch ionisierende Strahlung zu erhalten. Ein solche Material wäre beispielsweise Diamant, was auch Kostengründen nicht im breiten Raum Anwendung findet. [??]

3.1.6 CdZnTe-Halbleiterdetektor

Im Versuch selbst wird ein CdZnTe-Detektor verwendet, dieser hat einige Vorteile im Vergleich zu einem Ge(Li)-Detektor. Ein großer Vorteil besteht darin, dass die Anschaffungskosten geringer sind. Ebenfalls wird für diesen keine Kühlung benötigt, da er einem geringen Grundrauschen unterliegt. Der somit entstehende Nachteil ist hingegen eine schlechtere Energieauflösung die um die 500keV bei ca 5% liegt, bei Ge(Li) liegt der Theoretische Wert bei ca. $10^{-3}\%$ bei einigen MeV in der Praxis jedopch meist "nur" 1%. Durch die nicht benötigte Kühlung ist der Detektor ebenfalls kleiner. Diese Vorteile bei relativ kleinen Nachteilen für diesen Versuch machen den CdZnTe-Detektor zum geeigneten Messsystem.

Im Versuch findet das γ -Spektrometer der Firma μ SPEC Verwendung. Dieses Spektrometer wird über eine USB-Schnittstelle angesteuert und betrieben. Es enthält hierbei den Eigentlichen Halbleiterdetektor aus CdZnTe sowie einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, Hauptverstärker sowie einen Analog zu Digital Wandler. Die softwareseitige Auswertung der Daten erfolgt über die Software WinSPEC. Ein Bild des Detektors ist



Abbildung 7: μ SPEC CdZnTe-Detektor mit eingebauter Messelektronik. Zu beachten sind die Kompakte Bauform und die alleinige Ansteuerung über eine

in Abbildung 8 einzusehen, man beachte die kompakte Bauweise (Detektor und Messelektronik).

3.1.7 Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit

Das Auflösungsvermögen eines Detektors ist definiert als der Abstand zweier Energien/Kanäle der gerade noch voneinander unterschieden werden kann. Da meist gaußartige Peaks gemessen werden ist dies meist über die volle Breite bei halber Maximalhöhe gegeben (FWHM, full-width-(at)-halfed-maximum). Bei Halbleiterdetektoren sind das thermische Rauschen, sowie das des Verstärkers und der Messelektronik im Allgemeinen für weitere Auflösungslimitierungen verantwortlich. Dem entgegen steht der Fano-Faktor, da Ereignisse oft miteinander korreliert sind, sind Abweichungen von der Poisson-Verteilung die Folge. $F = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{theo}}$ gibt hierbei den relativen Unterschied des Experimentes zur Theorie an. Experimente zeigen, dass die Abweichung oft geringer ist als die der Poisson-Verteilung. Mit diesem Faktor lässt sich das Auflösungsvermögen oft besser abschätzen als die Theorie liefert. Das resultierende Auflösungsvermögen wird über die Wurzel aus der Summe der Abweichungsquadrate der einzelnen Auflösungen bestimmt. Typische Größenordnungen sind hierbei im Bereich einiger keV.

Ebenso ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von Bedeutung. Sie ist das Verhältnis von Absolut stattgefundenen Ereignissen zu den tatsächlich gemessenen. Diese ist im besten Fall = 1. Durch intrinsische Eigenschaften des Detektor sowie der Detektorgeometrie im Bezug auf die eine isotrope Abstrahlung der Quelle jedoch immer von eins verschieden. Es wird oft die Nachweiswahrscheinlichkeit in Bezug einer Eichung angegeben, da das theoretische Maximum nicht genau zu bestimmen ist. Diese Eichung erfolgte mit einem genormten Detektor, dessen konstruktionsmaße jedoch Spielraum für Interpretationen lässt. Die dafür eingehenden Überlegungen sollen in Abbildung 8 verdeutlicht werden.

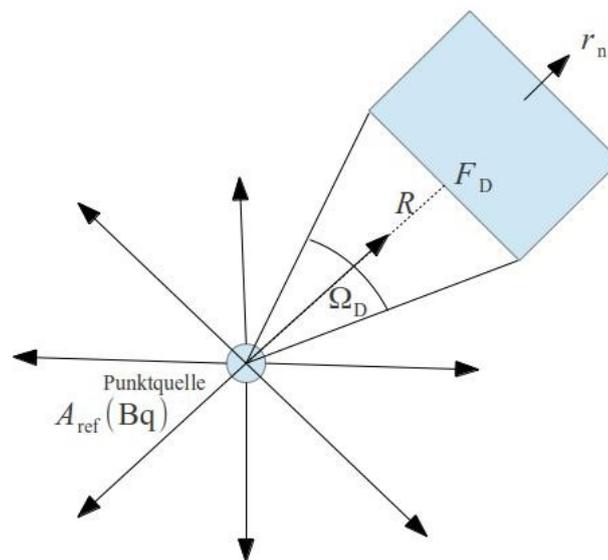


Abbildung 8: Skizze zur Nachweiswahrscheinlichkeit einer isotrop strahlenden Punktquelle mit einem Detektor im Abstand R [9]

3.2 Begriffe und Messmethodik des Strahlenschutzes

Da der Fokus dieses Versuches auf Betrachtungen und Beurteilen des Strahlenschutzes liegt wird im folgend ein Einblick über diesen verschafft. Methoden, Messinstrumente und Regeln sowie biologische Betrachtungen sollen näher erläutert und eingeführt werden.

3.2.1 Strahlenschutz Allgemein und Zielsetzung

Strahlenschutz bezeichnet Richtwerte und Regeln die beim Umgang mit radioaktiven Stoffen das Gefahrenpotential für Mensch und Umwelt reduzieren soll. In Deutschland ist dies durch die Strahlenschutzverordnung und daran anschließende Verordnungen geregelt. Der Strahlenschutz befasst sich mit zivilisatorischen(von Menschen hervorgerufene) und natürlichen Strahlenquellen. Diese Verordnung liefert Anforderungen und Schutzmaßnahmen deren Einhaltung eine Minimierung des Gefahrenpotentials vorsieht. Darüber hinaus ist Strahlenschutz eine Begrifflichkeit aus der Optik. In diesem Zusammenhang ist das Gefahrenpotential was von hoch energetischer gebündelter kohärenter Strahlung ausgeht gemeint. Genaue Kenntnis des Strahlenschutzes ist vor allem in Forschungsanlagen zur Kernphysik, Kernkraftwerken und Medizinischen Bereich(Radiologie/Strahlentherapie) wichtig.

3.2.2 Historische Motivation und Entwicklung des Strahlenschutzes

Mitte der 1960er wurde aufgrund der wachsenden Erkenntnis von radioaktiver Strahlung und deren Gefahrenpotential, sowie deren Nutzung in Forschung und Technik das Pariser Übereinkommen getroffen. Es wurde die ausgehende Gefahr von Kosmischer Strahlung in Flügen und Polnähe erkannt sowie die Folgen der Kernwaffen mit den Atombombenabwürfen in Hiroshima und Nagasaki. Dieses soll die Erzeugung und Nutzung von Kernenergie regeln und Schutzmaßnahmen vor Gefahren definieren. Ähnliche Abkommen wurden in der darauffolgenden Zeit geschlossen und überarbeitet. In Deutschland führte dies zu den sogenannten Atomgesetzen. Dieses regelt die Nutzung von Kernenergie und ionisierender Strahlung. Das Atomgesetz ist eine Grundlage aus der diverse Verordnungen hervorgehen. Die Wichtigen hierbei sind Strahlenschutzverordnung und Röntgenverordnung. Die neueren Auflagen des Strahlenschutzes legen klare Regeln und Grenzwerte von ionisierender und nichtionisierender Strahlung fest.

3.2.3 Aktivität eines Radionuklids

Eine wichtige Größe im Rahmen des Strahlenschutzes aber auch der Physik stellt die Aktivität dar. Sie gibt an wie viele Kernzerfälle pro Zeiteinheit stattfinden.

$$A = \frac{\text{Zerfälle}}{\text{Zeiteinheit}} \quad \left| [A] = \frac{1}{\text{Sekunde}} = 1\text{Bq} \right| \quad \text{Bq} = \text{Becquerel} \quad (9)$$

Darüber hinaus gibt es Einheiten für die Aktivität die durch das Si-System abgelöst wurde. Diese sind Tabelle 2 zu entnehmen:

Tabelle 2: Veraltete Einheiten für die Aktivität eines Präparates [10]

Einheit im Si System	Veraltete Einheit
1Bq	$2,7027 \cdot 10^{-11} \text{Ci} = \text{Curie}$
1Bq	$60\text{dpm} = \text{Zerfälle pro Minute}$
1Bq	$10^{-6} \text{rd} = \text{Rutherford}$
1Bq	$7,43 \cdot 10^{-5} \text{Stat}$
1Bq/l	$7,4 \cdot 10^{-2} \text{ME} = \text{Mache}$
1Bq/l	$0,27 \text{Eman}$

Man unterscheidet hierbei zwischen Aktivität und spezifischer Aktivität welche auf die Masse eines Präparats bezogen ist. Hierbei kann sich auf verschiedene Masse bezogen werden(Präparat,Element,Molekül oder nur ein Isotop). Man setzt für die Aktivität an, dass diese proportional zur Atomanzahl ist und aus der Änderung dieser hervorgeht.

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

Lambda ist hierbei die Zerfallswahrscheinlichkeit eines einzelnen Kerns. Durch lösen der Differentialgleichung ergibt sich das Zerfallsgesetz.

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

Man erhält somit für die Aktivität:

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

mit $A_0 = \lambda \cdot N_0$. Man definiert sich eine Halbwertszeit, als die Zeit bei der nur noch die halbe Anzahl eines Radionuklids vorhanden ist. Diese geht aus λ hervor.

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (13)$$

Für die Spezifische Aktivität wird die Masse $m(t)$ benötigt. Da die Atomanzahl gleich der Masse des Präparats durch die Atommasse des Isotops ist ergibt sich:

$$N(t) = \frac{m(t)}{m_0} \quad (14)$$

Und für die Spezifische Aktivität:

$$a = \frac{A(t)}{m(t)} = \frac{\ln(2)}{T_{1/2} m_0} = \frac{\ln(2) \cdot N_A}{T_{1/2} \cdot M} \quad (15)$$

mit N_A der Avogadro-Konstanten und M der Molaren Masse des Radionuklids. Mithilfe dieser Zusammenhänge lässt sich auch das Alter Biologischen Materials bestimmen. Dieses Verfahren nennt sich C-14 Methode. Bei der Radiokarbonmethode wird sich zunutze gemacht, dass die Menge an C-14 aufgrund der Einflüsse Kosmischer Strahlung in der Natur konstant gehalten wird. Da Kohlenstoff das Basiselement für Organische Verbindungen darstellt wird es während der Lebzeiten von Organismen im Körper eingebaut. Da kein Stoffwechsel nach dem Tod mehr stattfindet, folgt der Zerfall des Kohlenstoff dem Zerfallsgesetz. Es lässt sich somit aus der verbliebenen Aktivität das Alter von Organischen Material bestimmen. Diese Methode ist jedoch limitiert, da bei zu großen Zeitabständen keine C-14 Atome mehr vorhanden sind.

3.2.4 Dosis

Ein weiterer wichtiger Begriff ist der der Dosis. Da die Aktivität keine Aussage über das Gefahrenpotential gibt, werden weitere Werte definiert. Über die Strahldosis sollen Auswirkungen von ionisierender Strahlung auf Materie beschrieben werden. Man unterscheidet diese in verschiedene Klassen. Diese sind Schematisch in Abbildung 9 einzusehen.

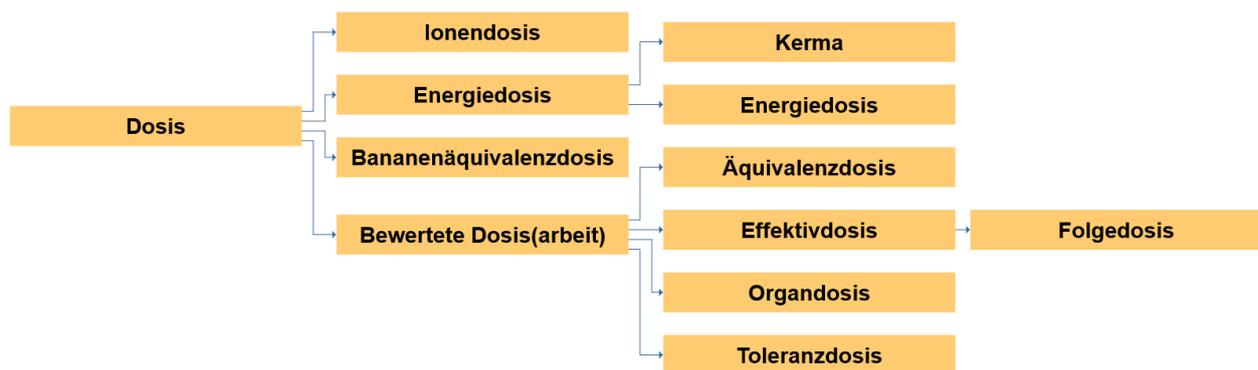


Abbildung 9: Übersicht für die verschiedenen Dosisgrößen.

Die Ionendosis ist so definiert, dass sie der Ursache des biologischen Schadens benennt. Ursache ist die abbremsung von geladenen Teilchen die daraufhin Materie Ionisiert. Die Ionenedosis J ist somit definiert als erzeugte Ladung einer Polarität ΔQ pro Masse ΔM .

$$J = \frac{\Delta Q}{\Delta M} \left| [J] = \frac{As}{kg} \right| 1R = 1Röntgen = 2,58 \cdot 10^{-4} As/kg Luft \quad (16)$$

Daneben gibt es die sogenannten Energiedosen. Kerma ist eine Dosis die nur indirekt gemessen wird, durch die Sekundärteilchen aus Stößen von Neutronen und Photonen mit Materie. Sie ist definiert als kinetische Energie pro Masse. Für ein Gleichgewichtszustand der Sekundärelektronen entspricht $abs(Kerma)$ der Energiedosis.

$$K = \frac{dE_{kin}}{dm} = \frac{dE_{kin}}{\rho dV} \quad (17)$$

ρ ist hierbei die Dichte des Absorbermaterials. Der Unterschied zur Energiedosis ist der, dass die komplette im Absorber deponierte Energie beachtet wird.

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{dE}{\rho dV} \quad (18)$$

Die Energiedosis ist somit nötig um Dosimetrie am Organischen Material zu beschreiben, wobei Kerma annähernd gleich der Energiedosis entsprechen kann. Da die Energiedosis nicht direkt zu messen ist, wird diese über die Ionendosis oder Kerma abgeleitet.

$$D = f \cdot J \quad (19)$$

f ist hierbei ein Korrekturfaktor der angibt wie viel Energie benötigt wird um ein Ionenpaar der Ladung $1C$ zu erzeugen. Die Einheit der Energiedosis wird in $1Gy = Gray = 1 \frac{J}{kg}$ gemessen. Veraltet findet sich auch oft $1rd = 0,01Gy$ wobei $rd = Rad \neq Rutherford$. Da die bloße Dosis keine Aussage über die biologische Wirkung hat, sowie das verschiedene Gewebe unterschiedlich gut verschiedene Strahlung absorbieren, werden bewertete Dosen definiert. Die Äquivalenzdosis H ist eine mit einem Gewichtungsfaktor w_R gewichtete Größe. w_R ist hierbei von der Strahlungsart und Energie abhängig. Es gibt gibt sie sogenannte Ionisierungsdichte an.

$$H = w_R \cdot D \quad \left| \quad [H] = 1Sv = 1 \frac{J}{kg} \quad (20) \right.$$

Früher auch oft in Rem wobei $1Rem = 0,01Sv$. Die Effektive Äquivalenzdosis H_{eff} gewichtet jedes Organ für eine gegebene Äquivalenzdosis anders um somit auf eine Ganzkörperdosis zu schließen und summiert über alle Organe.

$$H_{eff} = \sum_T w_T H_T = \sum_T \sum_R w_T w_R D_{T,R} = \sum_T \sum_R w_T w_R f_T J_T = \sum_T \sum_R w_T w_R f_T \frac{dQ_T}{dM_T} \quad (21)$$

Wobei T die Summe über alle Gewebe (T :Tissue) und R die Summe über alle Strahlungsarten (R :Radiation) ist. Es gilt für w_T :

$$\sum_T w_T = 1 \quad (22)$$

Die Summe:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (23)$$

ist hierbei die Organdosis wobei oft die Organ-Folgedosis zur Beurteilung berechnet wird. Diese ist definiert als das Integral über die mittlere Organdosisleistung über einen Zeitraum T , wobei oft die sogenannte 50-Jahre-Folgedosis ($H_T(50)$ oder H_{T50}) berechnet wird.

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \dot{H}_T(t) dt \quad (24)$$

Die Folgedosis ist die Dosis die eine Person nach T Jahren in einen Organ ansammelt. Die über die Organdosis gegebene Toleranzdosis bezeichnet einen möglichst nicht zu überschreitenden Grenzwert für ein Organ. Bei überschreiten dieser Dosis ist mit irreparablen Schäden zu rechnen. Wobei hier nur festgelegte Schäden beachten werden nicht jedoch stochastisch verteilte Folgeschäden. Diese Werte werden in der Medizin und Strahlentherapie genutzt. So gibt es minimale und maximale Toleranzdosen die in 5% bzw. 50% der Behandlungen schwere Folgeschäden in 5 Jahre hervorrufen.

Die Bananenäquivalenzdosis (BÄD) ist eine eher scherzhaft zu verstehende Dosis. Dennoch ist sie für Laien im Strahlenschutz eine nachvollziehbare Größe. Diese Dosis ist eine ungerichtete Dosis die ein Mensch inkorporieren würde, bei der Ingestion einer Banane. Da Bananen Kalium-40 enthalten und dieses terrestrische Radionuklid zu etwa 0,0117% natürlich vorkommt, mit einer spezifischen Aktivität von ca. $30,346Bq$ folgt eine Dosis von ca. $0,1\mu Sv$. Die natürliche Strahlenexposition eines Menschen in Deutschland beträgt ca. $100BD$. Daraus ergibt sich das ca. 10% der Gesamtjahresbelastung auf den Menschen auf im Körper eingebautes Kalium-40 zurückzuführen ist.

3.2.5 (Dosis)-Leistung

Da oft die Dosis die ein aufgenommen wird mit der Zeit variiert, werden einzelne Dosisleistungen definiert. Für alle Erwähnten Dosen kann somit eine zugehörige Dosisleistung aufgestellt werden, die oft auch als Dosisrate bezeichnet wird. Über die Dosisleistung werden Grenzwerte und Richtlinien definiert die das Strahlenrisiko minimieren sollen. Verschiedene Dosisleistungen sind Abbildung 10 zu entnehmen.

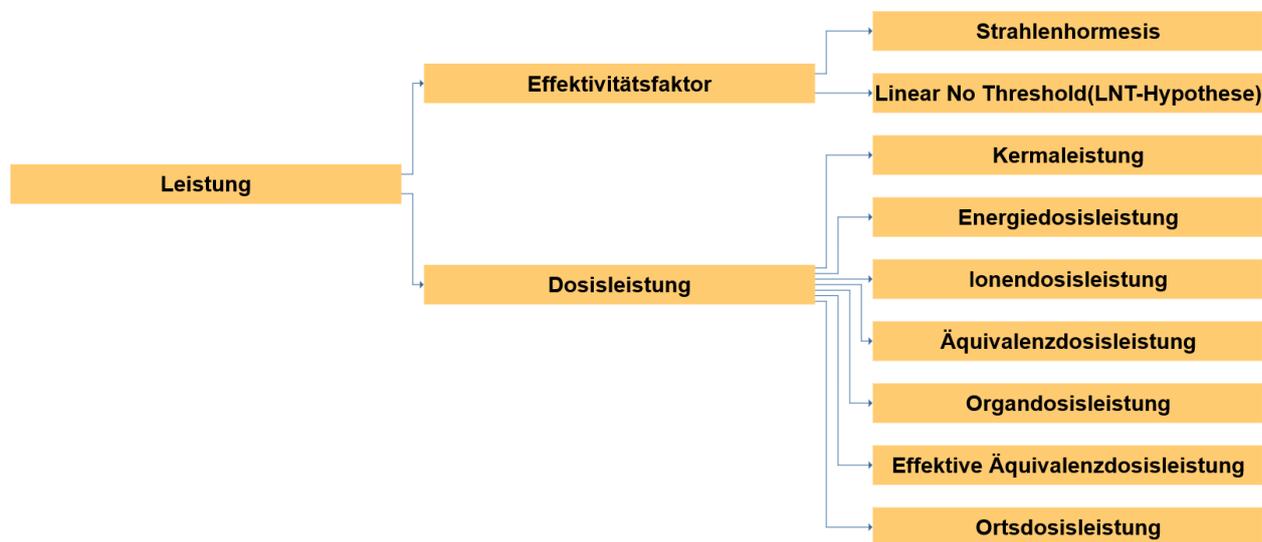


Abbildung 10: Übersicht der Verschiedenen Leistungsbegriffe des Strahlenschutzes, sowie des Effektivitätsfaktors.

Die Erfahrungen durch die Kernwaffenabwürfe Hiroshima und Nagasaki ließen zur Risikobewertung ein LNT-Modell annehmen. Dieses gibt an das jede weitere Strahlenexposition über der Natürlichen Strahlenbelastung das Strahlenrisiko linear erhöht. Da diese Modell nur aus großen Dosen/Dosisleistungen extrapoliert wurde und weitere Untersuchung im Niedrigdosenbereich durchgeführt wurden, die auf eine Hormesis deuten lassen, ist diese Modell anzuzweifeln. Kleine Strahlenexpositionen sollen demnach zumindest kaum Auswirkungen bis keine haben, einige oft auch widersprüchliche Studien zeigen sogar Gesundheitliche Vorteile bzw. einen Aufbau einer Strahlenresistenz. Diese Studien sind aufgrund ihrer unterschiedlichen Ergebnisse nicht für weitere Aussagen zu nutzen. Um das dennoch festgestellt geringere Risiko kleiner Dosen abzuschätzen wurde der Dosis- und Dosisleistungs-Effektivitätsfaktor (kurz DDREF) eingeführt und gibt an das bei kleinen Expositionen der Risikofaktor aus dem LNT-Modell zu Halbieren ist $DDREF \approx 2$.

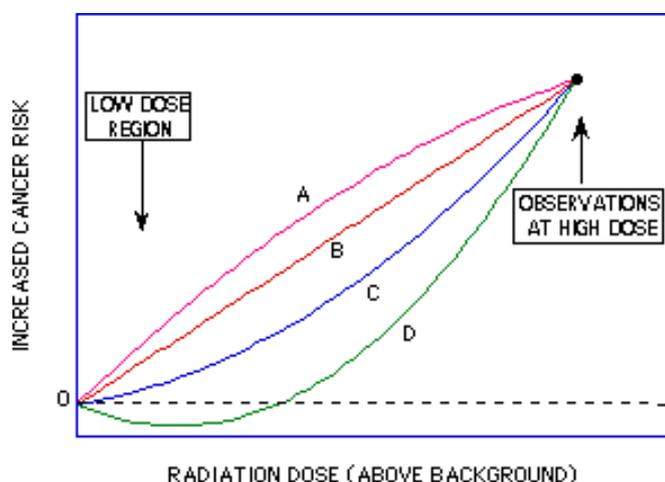


Abbildung 11: Verschiedene theoretische Kurven zum Gefahrenpotential über aufgenommene Strahlendosis. B entspricht LNT, C einer leichten Hormesis, D einer Hormesis mit gesundheitlichen erbesserung für geringe Dosen, und A ein Modell ohne Threshold nichtlinearer Natur. [10]

3.2.6 Alltägliche Belastung und Grenzwerte

Ein Mensch ist in im Alltag unterschiedlichsten Dosen ausgesetzt. Im folgenden sind einige Natürliche Dosen angegeben sowie einige gesetzliche Grenzwerte. Hierbei kann es Abweichungen geben je nach Aufenthaltsdauer, Höhe über dem Meeresspiegel und weiteren Verhaltensweisen und Ort.

Tabelle 3: Verschiedene Strahlendosen und Grenzwerte besonderer Bedeutung oder Ursache für den Strahlenschutz. [11]

Belastung	Ursache/Grenzwert
$80\mu Sv$	Transatlantikflug
$400\mu Sv$	Kosmische Strahlung(pro Jahr)
$700\mu Sv$	Natürliche Strahlendosis pro Jahr
$3mSv$	Jährliche Durchschnittsdosis eines Europäers (Natürlich und Künstlich(Medizin))
$1mSv$	maximale Jährliche zusätzliche Dosis eines Bürgers gegenüber
$15mSv$	Grenzwert pro Feuerwehreinsatz
$20mSv$	maximale Jährliche Dosis für Beruflich exponierte Menschen
$50mSv$	Einmal in 5 Jahren, in diesen nicht mehr als $100mSv$ (Beruflich)
$100mSv$	einmal pro Jahr zur Menschenrettung(Lebensrettungsdosis)
$200mSv$	akute Strahlenschäden(Veränderung des Blutbildes)
$250mSv$	im Katastrophenfall einmal im Leben(Katastrophendosis)
$400mSv$	maximal im gesamten Berufsleben
$500mSv$	Dosis bis zu der keine wahrnehmbaren Schäden auftreten
$(1 - 4)Sv$	maximal für Astronauten im gesamten Leben
$5Sv$	Tödlich innerhalb von 30 Tagen für 50% der Exponierten
$6Sv$	Tödlich innerhalb von 14 Tagen für $\approx 100\%$ der Exponierten
$80Sv$	instantan letale Dosis

Personen die Beruflich einer erhöhten Exposition unterstehen und in fremden Kontrollbereichen Kerntechnischer Anlagen tätig sind benötigen einen Strahlenpass und ein Dosismessgerät. In diesem werden vor und nach betreten eines Kontrollbereichs die Dosiswerte eingetragene beziehungsweise abgelesen. So soll sichergestellt werden, dass die Grenzwerte für Strahlenexpositionen eingehalten werden. Gemessen wird die Dosis mit einem Dosimeter in Kapitel 3.29 einzusehen. Diese wird nach verlassen des Kontrollbereichs abgelesen und verzeichnet. Bei Beruflich belasteten Menschen wird eine Kartei angelegt im Strahlenschutzregister. Dieses verwaltet und koordiniert die Strahlenpässe und ihre Ausgabe.

Die natürliche Strahlenbelastung ist hierbei sehr an die Höhe und Lokalität gebunden einen Eindruck über die Schwankungen gibt Abbildung 12

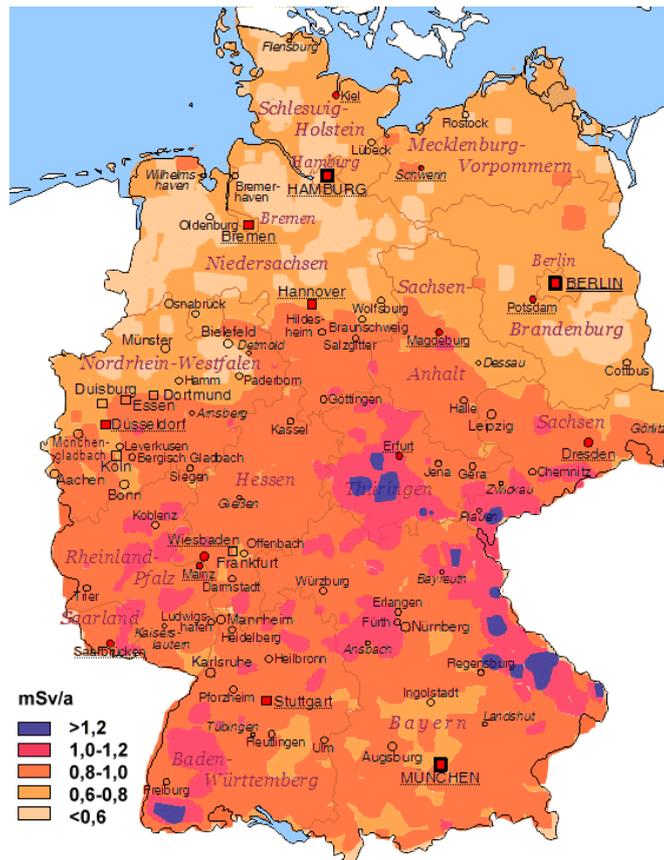


Abbildung 12: Karte der natürlichen Strahlenbelastung in Deutschland. Hauptquellen stellen Radongas und uranhaltiges Gestein dar. [12]

3.2.7 Strahlen-schäden/risiko und biologische Bewertung

Die Risiken, Schäden und Folgen radioaktiver Strahlung sind je nach Dosis und Expositionszeitraum stark unterschiedlich. Es sind im Wesentlichen Dermatologische, Gastrointestinale, Hämatopoetische, Neurologische und Weitere Krankheitsbilder zu beobachten. Prinzipiell wird Erbgut zerstört was Tumorenbildung begünstigt. Ebenso kann Unfruchtbarkeit resultieren. Jene durch ionisierende Strahlung ausgelösten Symptome werden unter dem Begriff Strahlenkrankheit zusammengefasst. Allgemein lässt sich sagen das je höher die aufgenommene Dosis desto schwerer die Auswirkung, schneller das Auftreten, länger die Erholungsphase, geringer sind die Überlebenschancen. Die Internationale Strahlenschutzkommission definiert einen Risikofaktor $R = \frac{0,05}{15v}$. Dieser gilt für nicht beruflich exponierten Menschen. Er gibt an dass unter 100 Menschen die eine zusätzliche Dosis von je $15v$ aufnehmen, in 5 Fällen mit strahlungsinduzierten Krebs zu Rechnen ist und in 4 Fällen von diesen dies einen tödlichen Verlauf folgt. Mit steigender zusätzlicher Dosis erhöht sich auch der Risikofaktor linear proportional.

Gemäß des Falls einer radioaktiven Kontamination oder der Gefahr dieser findet eine Dekontamination statt sowie Maßnahme die das inkorporieren verhindern. Zusätzlich können Jod-Tabletten eingenommen werden, um die Schilddrüse mit stabilen Jod zu "fluten". Da so kein weiteres Iod-131 durch die Schilddrüse aufgenommen werden kann. Entsprechende Pharmaka sind in Apotheken nahe Kernanlagen provisorisch gelagert. Bei schlimmeren Expositionen, bei denen Blutbildveränderungen auftreten können, sind Bluttransfusion und oder Stammzellentransplantationen notwendige Maßnahmen. Je nach durch die Strahlenkrankheit bedingten Symptomen sind weitere Vitamin-Präparate und Antibiotika zu verabreichen.

3.2.8 Grundsätze, Regeln und Verantwortlichkeiten in Bereich des Strahlenschutzes

Um das Gefahrenpotential möglichst gering zu halten setzt die Strahlenschutzverordnung klare Regeln und Grenzen. Prinzipiell gilt immer wenn mit radioaktiven Präparaten gearbeitet wird: Abstand vergrößern, da sich die Strahlung isotrop ausbreitet und somit $A \propto \frac{1}{r^2}$. Abschirmung erhöhen, da Strahlung in Materie einem exponentiellen

Absorptionsgesetz folgt und entsprechend absorbiert wird. Expositionszeit verkürzen, da die Dosis für konstante Leistung proportional zur Zeit ist. Jegliche Inkorporation, Inhalation und Ingestion ist zu vermeiden (kein Trinken oder Essen bzw. Hände waschen). Direkter Kontakt mit radioaktiven Präparaten ist prinzipiell zu vermeiden. In Kerntechnischen Anlagen obliegt es den Strahlenschutzbeauftragten das Risiko einer Exposition im Rahmen des Strahlenschutzes zu minimieren.

3.2.9 Messgeräte des Strahlenschutzes

Im Rahmen des Strahlenschutzes verwendete Messgeräte sind das Dosisleistungsmessgerät und das Dosimeter. Das Dosisleistungsmessgerät gibt die aktuelle Dosisleistung an. Ein Dosimeter summiert die Leistung über eine gewisse Zeit auf um so die erhaltene Dosis anzugeben. Dosimeter gibt es in verschiedenen Variationen, beim sogenannten Füllhalterdosimeter wird ein Kondensator durch einfallende ionisierende Strahlung entladen, die gemessene Spannung am Kondensator lässt auf die Dosis Rückschlüsse zu. Dieses Dosimeter kann durch erneutes Aufladen des Kondensators zurückgesetzt werden. Ein Filmdosimeter nutzt den Effekt der Schwärzung von Photoaktiven Platten. Je nach Lichtdurchlässigkeit (Schwärzungsgrad) wurde eine bestimmte Dosis aufgenommen. Der somit geschwärzte Film kann mit Referenzstücken verglichen werden. Thermolumineszenzdosimeter arbeiten mit Kristallen deren Exposition mit ionisierender Strahlung für strukturelle Veränderungen sorgt, diese geben bei Zuführung von Wärme (erhitzen) Licht ab, die Lichtmenge entspricht der Dosisleistung. Daneben gibt es digitale Dosimeter die mithilfe von vielen Halbleitern im Arrayverbund erzeugte Elektronen-Loch-Paare summieren und über die gemessene Ionendosis auf die Energiedosis oder Äquivalenzdosis schließen. Prinzipiell gestaltet sich das Ablesen von Dosimetern als schwierig, da diese bauartbedingt sehr kompakt sind und meist beachtlichen Schwankungen unterliegen. Dosisleistungsmessgeräte sind meist Geiger-Müller-Zähler die die Rate in einen Dosisleistungswert angeben.



Abbildung 13: Anzeige eines Taschendosimeters in Einheit Röntgen ca. 320R. [13]



Abbildung 14: Vorderseite eines Filmdosimeters welches am Körper getragen wird. [14]



Abbildung 15: Dosisleistungsmessgerät wie es auch im Versuch Verwendung fand. Aktueller Ausschlag von $0,05\mu\text{Sv/h}$. [15]

4 Auswertung

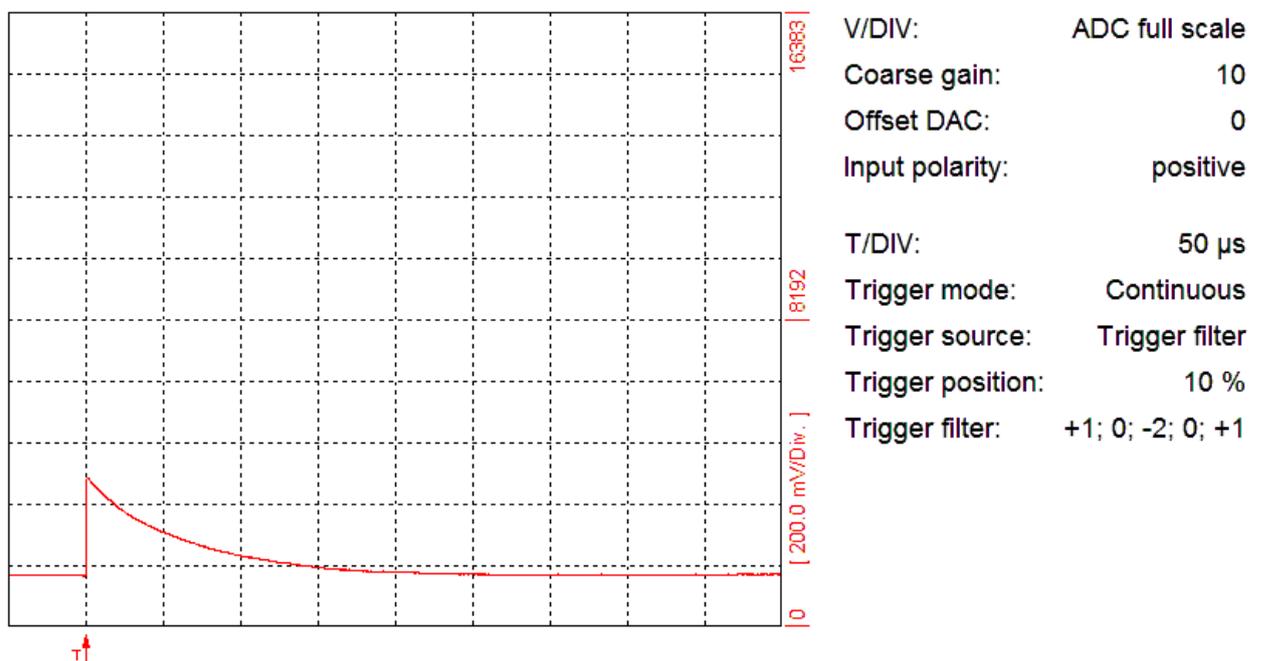
4.1 Signalanalyse

Zu Beginn des Experiments liegt folgender Aufbau vor:

Innerhalb einer Bleiburg befindet sich ein Cadmium-Zink-Tellur-Gammaspektrometer (i. F. CdZnTe-Spektrometer) der Firma Ritec. Dieses nimmt Zerfallsereignisse auf und sendet Signale an einen ladungsempfindlichen Vorverstärker. Von dort aus gelangen sie über einen Spektroskopieverstärker an einen Computer, der die Signale mit der dem Spektrometer mitgelieferten Software WinSPEC ausliest.

Das vom Spektroskopieverstärker ausgesendete Signal hat dabei eine charakteristische Form. Im Detektor kommt es durch Gammastrahlung zu einem Ereignis, wenn die Strahlung ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Die freigesetzte Ladung wird im Kondensator des Operationsverstärkers gespeichert. Dessen Entladung macht das vom Computer ausgewertete Signal aus, welches in Abbildung SOUNDSO einzusehen ist.

MCA-527 Oscilloscope [Version 1.06.0006]



* ADC samples

Abbildung 16: Der mit WinSpec aufgenommene Signalverlauf eines Zählereignisses im Detektor. Eine Kästchenbreite entspricht hier 5 μ s. Zu sehen ist ein Ausschlag, gefolgt von einer langen Flanke, wie man sie bei der Entladung eines Kondensators erwarten würde. Es wäre auch möglich, weitere Peaks hinter dem ersten zu messen, falls die Zeit zwischen zwei Zählereignissen kurz genug dafür wäre.

4.2 Energiekalibrierung

Da Messvorrichtungen üblicherweise einen Vielkanal-Analysator nutzen und somit Zählereignisse nicht direkt Energien sondern Kanälen zugeordnet werden, muss zunächst für die weitere Auswertung eine Energiekalibrierung durchgeführt werden. Alle Berechnungen und Graphen in diesem und Abschnitten 4.3 und 4.4 wurden mit Gnuplot Version 5.2.2 angefertigt.

Es werden die Spektren verschiedener bekannter Präparate aufgetragen und durch die Wertepaare der markanten Peaks und ihrer zugehörigen Kanalnummer eine Gerade an die Daten angepasst. In diesem Versuch dienen ^{241}Am ,

^{137}Cs und ^{60}Co der Kalibrierung. Die markanten Peaks werden durch den Erwartungswert einer lokal angepassten Gauß-Kurve bestimmt. Der Untergrund wird durch ein Polynom 5.ten Grades genähert. Die verwendete Funktion zum Bestimmen der Peaks ist also:

$$f(k) = \frac{N}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\left(\frac{k-\mu}{2\sigma}\right)^2} + \sum_{i=0}^5 a_i k^i \quad (25)$$

N ist eine Normierungskonstante, σ die Standardabweichung, μ der Mittelwert der Gauß-Kurve und k die Kanalnummer.

Die relevanten Ausschnitte (in blau) der aufgenommenen Spektren und ihre Fits sind in Abbildungen 17 bis 19 und die Fitdaten in Tabellen 4 bis 7 einzusehen. Angaben bezüglich Messdauern beziehen sich auf die Messzeit des Spektrometers. In diesem Abschnitt werden Zählereignisse mit der Einheit "Count" bzw. "Counts" und Kanalnummern mit der Einheit "Kanal" bzw. "Kanäle" versehen.

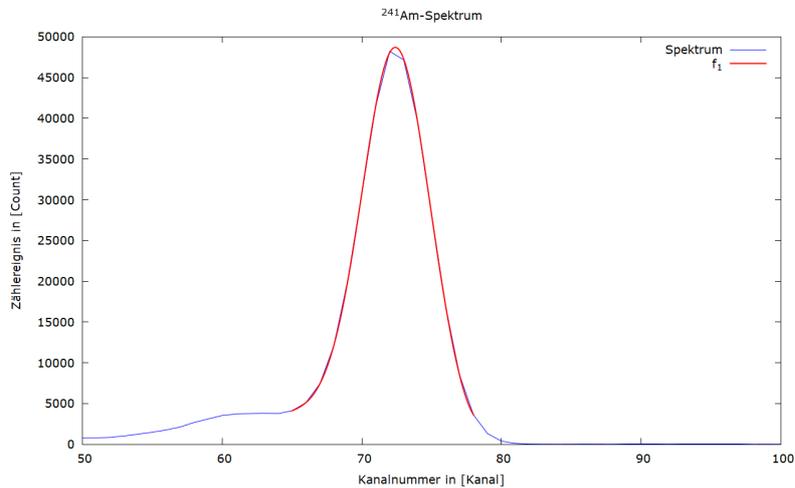


Abbildung 17: Aufgenommenes Spektrum von ^{241}Am mit angepasster Gaußkurve am ausgeprägtesten Peak. Er repräsentiert eine Energie von 59,54 keV. Das Spektrum wurde über einen Zeitraum von 502s erstellt.

Tabelle 4: Fitdaten der im Spektrum von ^{241}Am angelegten Gaußkurve f_1

$N \pm \Delta N$	(172657 ± 35290) Counts
$\mu \pm \Delta\mu$	$(72,33 \pm 0,06)$ Kanäle
$\sigma \pm \Delta\sigma$	$(2,18 \pm 0,11)$ Kanäle
$a_0 \pm \Delta a_0$	$(-1,45 \cdot 10^9 \pm 5,4 \cdot 10^8)$ Counts
$a_1 \pm \Delta a_1$	$(1,04 \cdot 10^8 \pm 3,88 \cdot 10^7)$ $\frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}}$
$a_2 \pm \Delta a_2$	$(-2,98 \cdot 10^6 \pm 1,11 \cdot 10^6)$ $\frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^2}$
$a_3 \pm \Delta a_3$	$(4,27 \cdot 10^4 \pm 1,59 \cdot 10^4)$ $\frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^3}$
$a_4 \pm \Delta a_4$	$(-304,46 \pm 113,1)$ $\frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^4}$
$a_5 \pm \Delta a_5$	$(0,87 \pm 0,33)$ $\frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^5}$

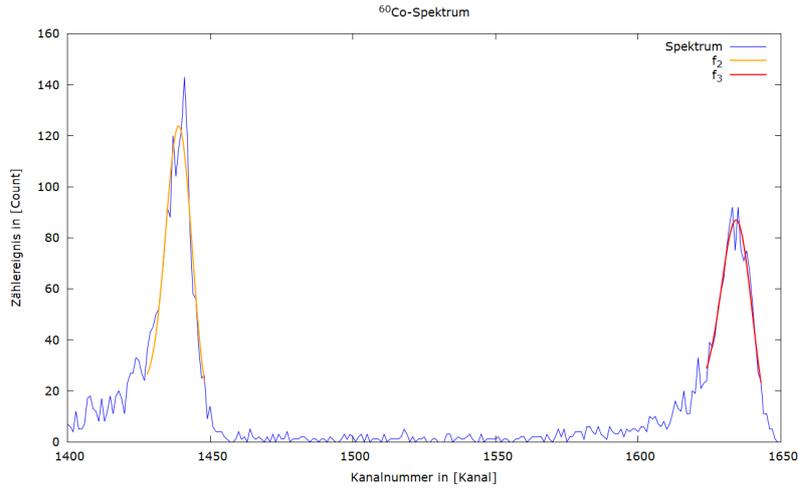


Abbildung 18: Aufgenommenes Spektrum von ^{60}Co mit angepassten Gaußkurven an den ausgeprägtesten Peaks. Offenbar sind die Standardabweichung und Normierungskonstante durch den Fit nicht optimal getroffen. Der mit f_2 angepasste Peak stellt eine Energie von 1173,25 keV dar, während der mit f_3 angepasste Peak einer Energie von 1335,5 keV entspricht. Dieses Spektrum wurde über einen Zeitraum von 348s aufgenommen.

Tabelle 5: Fitdaten der im Spektrum von ^{60}Co angelegten Gaußkurve f_2

$N \pm \Delta N$	$(1247,1 \pm 100,9)$ Counts
$\mu \pm \Delta\mu$	$(1439,1 \pm 0,19)$ Kanäle
$\sigma \pm \Delta\sigma$	$(4,55 \pm 0,26)$ Kanäle
$a_0 \pm \Delta a_0$	$(1 \pm 1,77 \cdot 10^7)$ Counts
$a_1 \pm \Delta a_1$	$(1 \pm 7,04 \cdot 10^4) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}}$
$a_2 \pm \Delta a_2$	$(-0,9 \pm 127,1) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^2}$
$a_3 \pm \Delta a_3$	$(0,001 \pm 0,12) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^3}$
$a_4 \pm \Delta a_4$	$(-1,2 \cdot 10^{-6} \pm 4,97 \cdot 10^{-5}) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^4}$
$a_5 \pm \Delta a_5$	$(2,8 \cdot 10^{-10} \pm 8,36 \cdot 10^{-9}) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^5}$

Tabelle 6: Fitdaten der im Spektrum von ^{60}Co angelegten Gaußkurve f_3

$N \pm \Delta N$	$(1033,9 \pm 574,4)$ Counts
$\mu \pm \Delta\mu$	$(1634,7 \pm 0,3)$ Kanäle
$\sigma \pm \Delta\sigma$	$(5,34 \pm 0,95)$ Kanäle
$a_0 \pm \Delta a_0$	$(30 \pm 1,44 \cdot 10^7)$ Counts
$a_1 \pm \Delta a_1$	$(23 \pm 1,38 \cdot 10^6) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}}$
$a_2 \pm \Delta a_2$	$(-4 \pm 3357) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^2}$
$a_3 \pm \Delta a_3$	$(0,007 \pm 3,08) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^3}$
$a_4 \pm \Delta a_4$	$(-4 \cdot 10^{-6} \pm 0,01) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^4}$
$a_5 \pm \Delta a_5$	$(9 \cdot 10^{-10} \pm 1,92 \cdot 10^{-7}) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^5}$

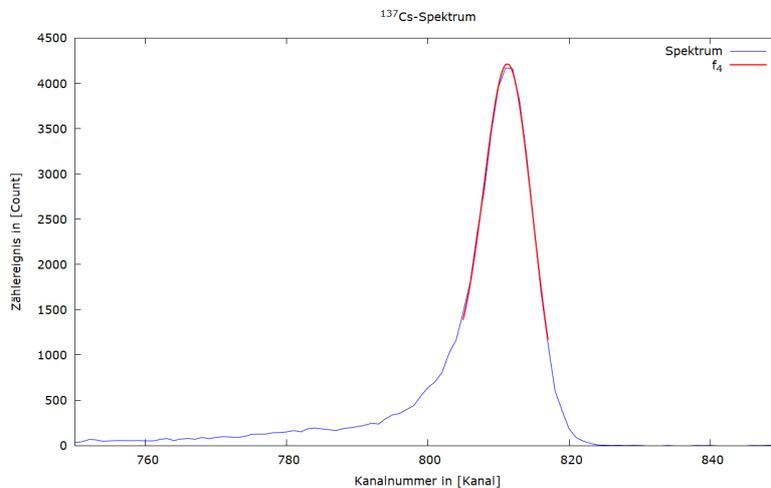


Abbildung 19: Aufgenommenes Spektrum von ^{137}Cs mit angepasster Gaußkurve am ausgeprägtesten Peak. Dieser Peak stellt eine Energie von 661,66keV dar. Dieses Spektrum wurde über einen Zeitraum von 643s aufgenommen.

Tabelle 7: Fitdaten der im Spektrum von ^{137}Cs angelegten Gaußkurve f_4

$N \pm \Delta N$	$(28787,6 \pm 3565)\text{Counts}$
$\mu \pm \Delta\mu$	$(811,39 \pm 0,12)\text{ Kanäle}$
$\sigma \pm \Delta\sigma$	$(3,32 \pm 0,16)\text{ Kanäle}$
$a_0 \pm \Delta a_0$	$(1 \pm 7,04 \cdot 10^9)\text{ Counts}$
$a_1 \pm \Delta a_1$	$(1 \pm 4,37 \cdot 10^7) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}}$
$a_2 \pm \Delta a_2$	$(1 \pm 1,11 \cdot 10^5) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^2}$
$a_3 \pm \Delta a_3$	$(-0,01 \pm 141,6) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^3}$
$a_4 \pm \Delta a_4$	$(2 \cdot 10^{-5} \pm 0,1) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^4}$
$a_5 \pm \Delta a_5$	$(-1 \cdot 10^{-8} \pm 2,42 \cdot 10^{-5}) \frac{\text{Counts}}{\text{Kanal}^5}$

Dies liefert die Kalibrierungsgerade

$$E(k) = (0,814799 \pm 5,72 \cdot 10^{-5}) \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}} \cdot k + (0,1 \pm 1,23) \text{ keV} \quad (26)$$

4.3 Hintergrundmessung

In der weiteren Auswertung sollen Nuklide in Proben analysiert werden. Dafür müssen die Einflüsse natürlich vorkommender Quellen identifiziert werden, um sie von den Proben abzuziehen. Der Untergrund wurde hierzu über $t_{\text{Untergrund}} = 159790\text{s}$ gemessen. Auch dieser Wert bezieht sich auf die Messdauer des Spektrometers. Dabei ergibt sich das in Abbildung 20 angegebene Spektrum.

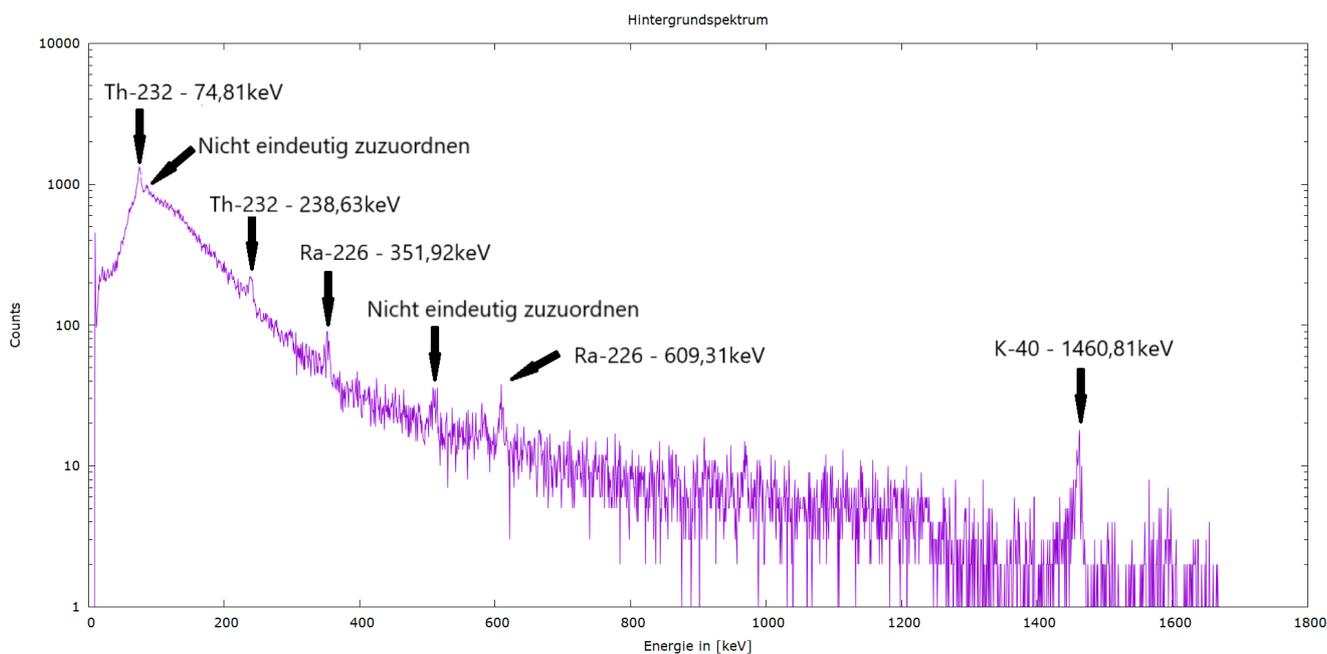


Abbildung 20: Aufgenommenes Hintergrundspektrum zur Korrektur der folgenden radioaktiven Proben. Peaks wurden mit Markierungen versehen, die die vorliegende Energie grob widerspiegeln.

4.4 Messung weiterer Proben

Nun können der Stein aus dem Odenwald und der Monazitsand aus Brasilien untersucht werden. Dazu müssen deren Spektren vom Hintergrund bereinigt werden, was nur sinnvoll durch Zählraten geschehen kann. In Ereignisse übersetzt bedeutet dies:

$$N_{\text{netto}} = N_{\text{brutto}} - N_{\text{Hintergrund}} \cdot \frac{t_{\text{Probe}}}{t_{\text{Hintergrund}}} \quad (27)$$

Hierbei bezeichnet N_{brutto} die gemessene Anzahl an Ereignissen, N_{netto} die vom Hintergrund $N_{\text{Hintergrund}}$ bereinigte Anzahl an gemessenen Ereignissen, t_{Probe} bezeichnet die Messzeit einer Probe und $t_{\text{Hintergrund}}$ die Messzeit des Hintergrunds.

Die so bereinigten Spektren von Sand und Stein sind in Abbildungen 21 und 22 einzusehen.

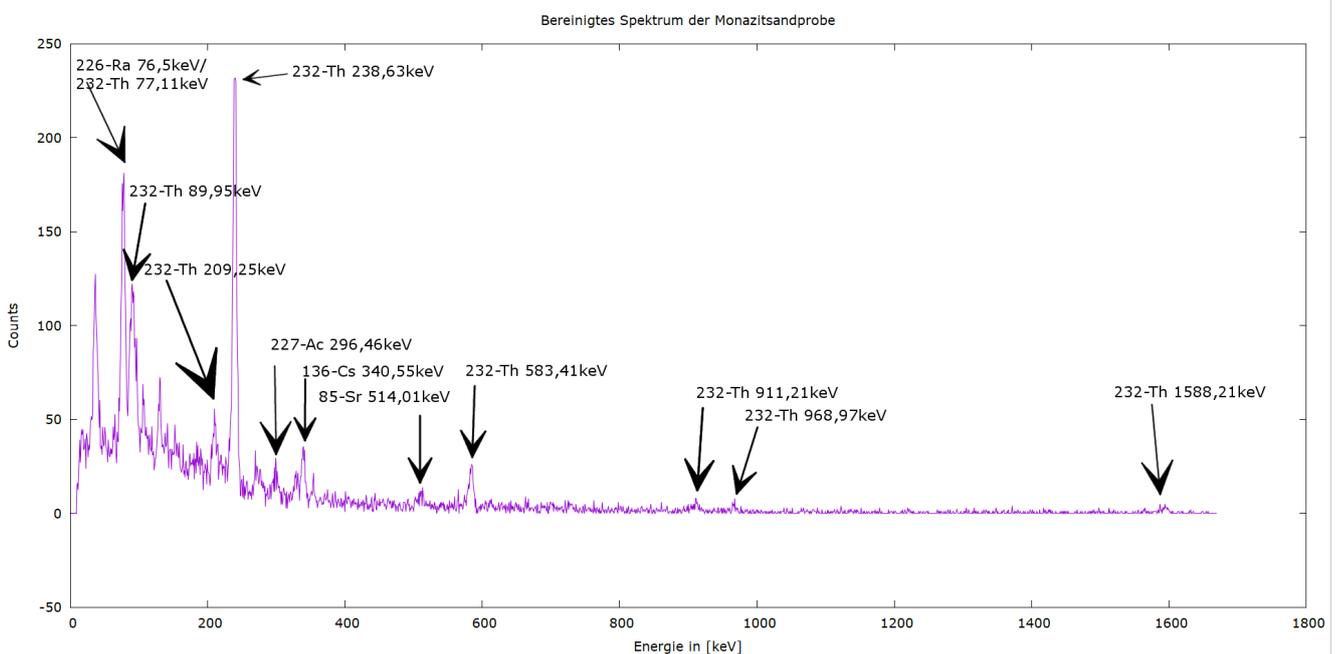


Abbildung 21: Bereinigtes Spektrum der Monazitsandprobe

Da ein Großteil der Peaks durch Thorium-Zerfälle desselben Nuklids ^{232}Th entstammen, ist der Monazitsand überwiegend mit Thorium durchsetzt. Dies ist auch zu erwarten, da sich Thorium-Salze leicht in Monazit-Quarzen einbinden [Quelle aus Wikipedia SOUNDSO].

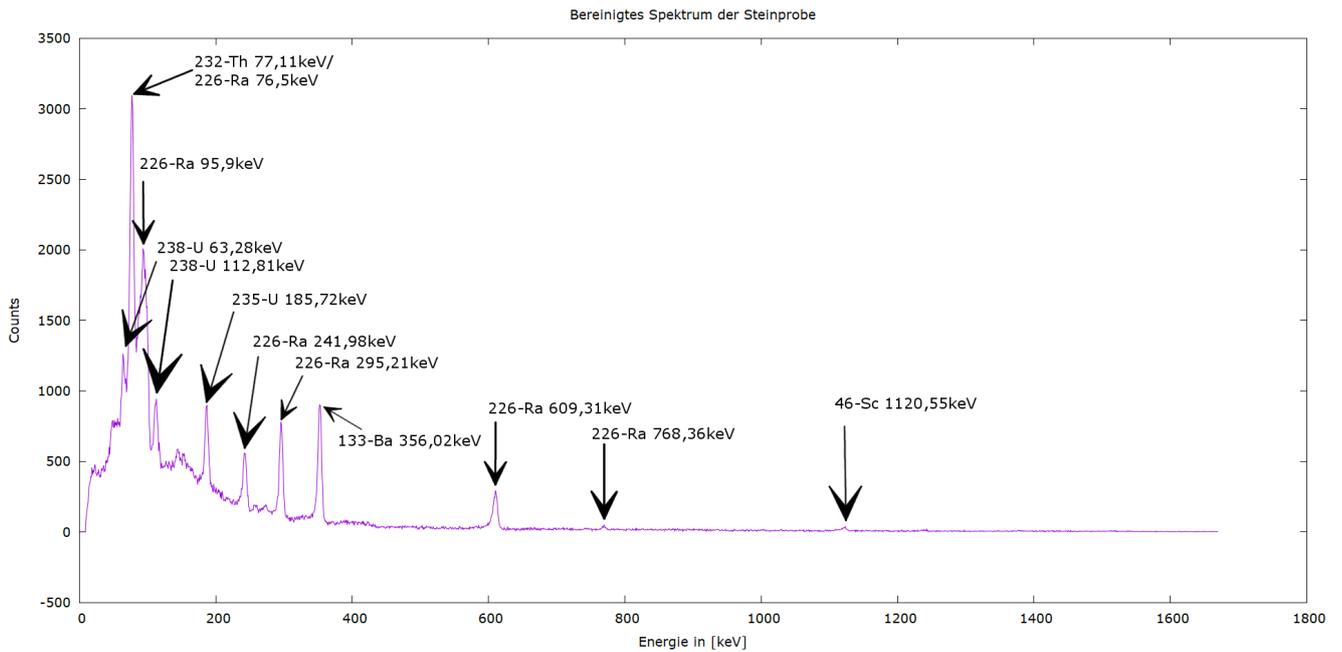


Abbildung 22: Bereinigtes Spektrum der Steinprobe

Neben ^{238}U -Zerfällen finden sich viele ^{226}Ra -Zerfälle. Diese entstammen derselben Zerfallsreihe, weshalb die Vermutung nahe liegt, dass der Stein mit Uran angereichert ist, wobei schon viel vom ursprünglichen Nuklid zerfallen ist [Nuklidkarte SOUNDSO].

4.5 Teemessung

Um nun näher auf Strahlenschutz einzugehen, wird eine Teeprobe aus dem Jahre 1986, die durch den Reaktorunfall in Tschernobyl kontaminiert wurde, auf ihr Potential, Folgeschäden auszulösen, untersucht. Dafür wird ein RD2014 TEVISO Dosimeter (für weitere Informationen siehe [18]) genutzt. Alle in dieser Ausarbeitung folgenden Berechnungen wurden mit Microsoft Excel 2016 durchgeführt, soweit sie nicht von Programmen am Versuchsort durchgeführt wurden.

Dazu wird die Aktivität bzw. spezifische Aktivität des Tees benötigt. Die spezifische Aktivität wurde bereits in Gleichung 15 geklärt. Die Aktivität des Tees A_{Tee} setzt sich für diesen Versuchsaufbau folgendermaßen zusammen:

$$A_{\text{Tee}} = \frac{N_{\text{Tee}}}{t_{\text{Tee}} \cdot p \cdot \epsilon} \quad (28)$$

Hierbei ist N_{Tee} die zum Peak mit Emissionswahrscheinlichkeit p gehörende und über einen Zeitraum t_{Tee} gemessene Anzahl an Ereignissen und ϵ die Nachweiswahrscheinlichkeit.

ϵ ergibt sich aus Nachweiswahrscheinlichkeiten der Kalibrierprobe an verschiedenen Positionen: Durch Platzieren der Kalibrierprobe direkt vor dem Detektor (also "unterhalb" des Tees) wird ϵ_{u} , durch Platzieren des Tees zwischen Detektor und Kalibrierprobe (also Kalibrierprobe "oberhalb" des Tees) wird ϵ_{o} gemäß des Zusammenhangs

$$\epsilon_{\text{i}} = \frac{N_{\text{i}}}{t_{\text{i}} \cdot p \cdot A_{\text{Versuch}}} \quad (29)$$

bestimmt. Neu ist hier die Aktivität A_{Versuch} am Versuchstag, die mittels der auf dem ^{137}Cs -Präparat angegebenen Referenz-Aktivität A_0 zu berechnen ist.

p bestimmt sich durch Analyse des vom Tee erzeugten Spektrums und repräsentiert die Emissionswahrscheinlichkeit eines Übergangs eines Radionuklids, mit dem der Tee kontaminiert ist. Dies wurde bereits vor Ort getan und ^{137}Cs als Kontaminationsquelle bestimmt. Eine Suche in der Nukliddatenbank NuklidSuche zeigt, dass es sich um den 661,66 keV-Peak mit Emissionswahrscheinlichkeit $p = 0,851 \pm 0,02$ handelt. Die Unsicherheit wurde aus [16] entnommen. N_{i} ergibt sich durch Integration über den die Kontamination widerspiegelnden Peak, wobei Nachweis-

und Erkennungsgrenzen berücksichtigt werden müssen. Dies erledigt das Programm GammaSpecFit bereits und gibt auch Unsicherheiten an. Dann ist ϵ gegeben durch

$$\epsilon = \frac{\epsilon_u - \epsilon_o}{\ln(\epsilon_u) - \ln(\epsilon_o)} \quad (30)$$

Diese Vorgehensweise wird auch Folienmethode genannt und ist in Abbildung 23 veranschaulicht.

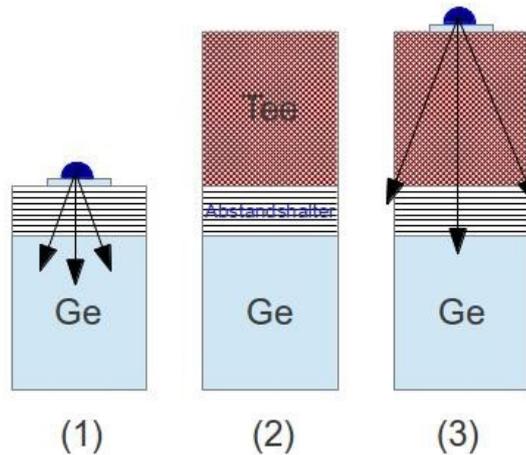


Abbildung 23: Versuchsanordnung für die Folienmethode [8]. Der blaue Halbkreis steht für die Kalibrierprobe, "Ge" für den Detektor (die Skizze sieht einen Germanium-Detektor vor, in diesem Versuch handelt es sich, wie in Kapitel 3.1.6 erwähnt, um einen Cadmium-Zink-Tellur-Detektor) und "Tee" für die Teeprobe.

Die zu den in Abbildung 23 skizzierten Anordnungen (1) bis (3) gehörenden Messungen sind in den folgenden Abbildungen einzusehen.

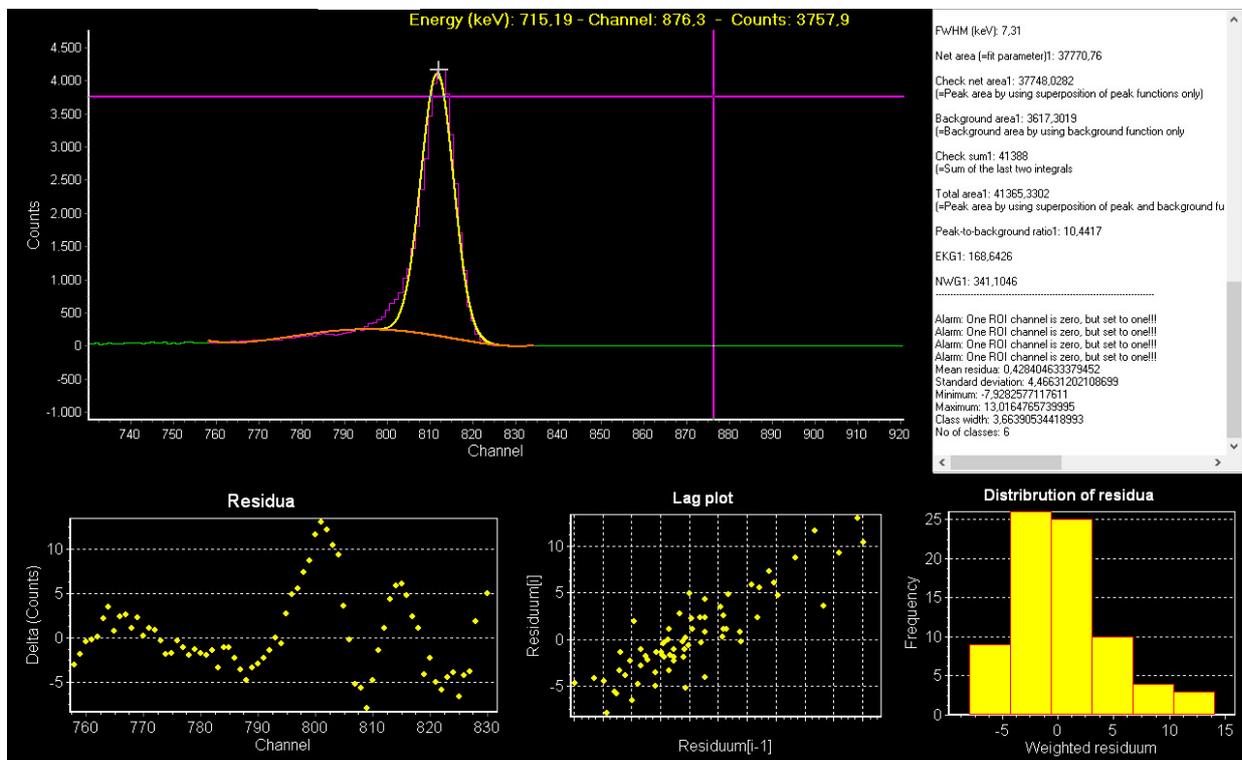


Abbildung 24: Ausschnitt des Spektrums, das nur durch Cäsium erzeugt wurde. In Abbildung 23 entspricht dies Anordnung (1). Rechts zu sehen sind die Erkennungs- (EKG1) und Nachweisgrenze (NWG1) dieses Peaks.

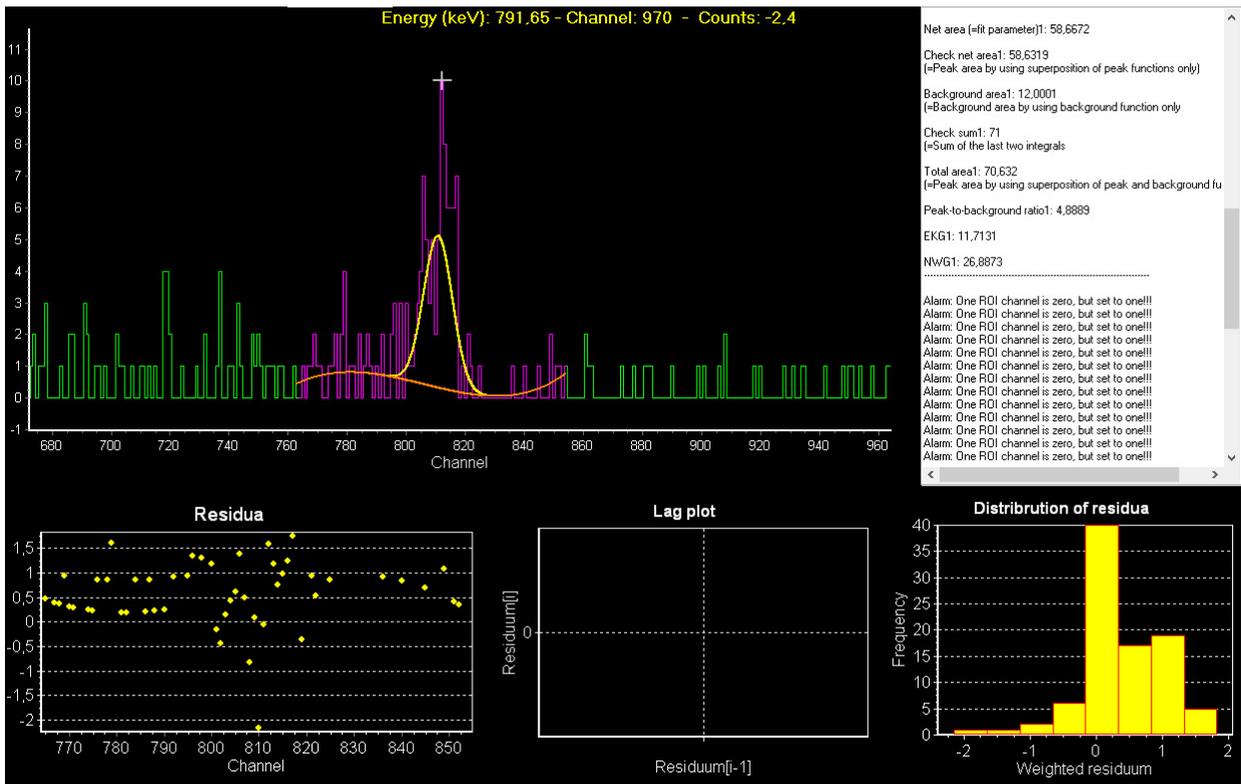


Abbildung 25: Ausschnitt des Spektrums, das nur durch den Tee erzeugt wurde mit einer Anpassung, die den 661,66 keV-Peak wiedergibt. In Abbildung 23 entspricht dies Anordnung (2). Die gelbe Anzeige oben repräsentiert die Position des Mauszeigers und keine Daten des Fits. Der Mittelwert des Fits liegt grob abgeschätzt bei Kanal 810. Dies in die Kalibrierungsgerade eingesetzt liefert eine Energie von ≈ 661 keV. Rechts zu sehen sind die Erkennungs- (EKG1) und Nachweisgrenze (NWG1) dieses Peaks.

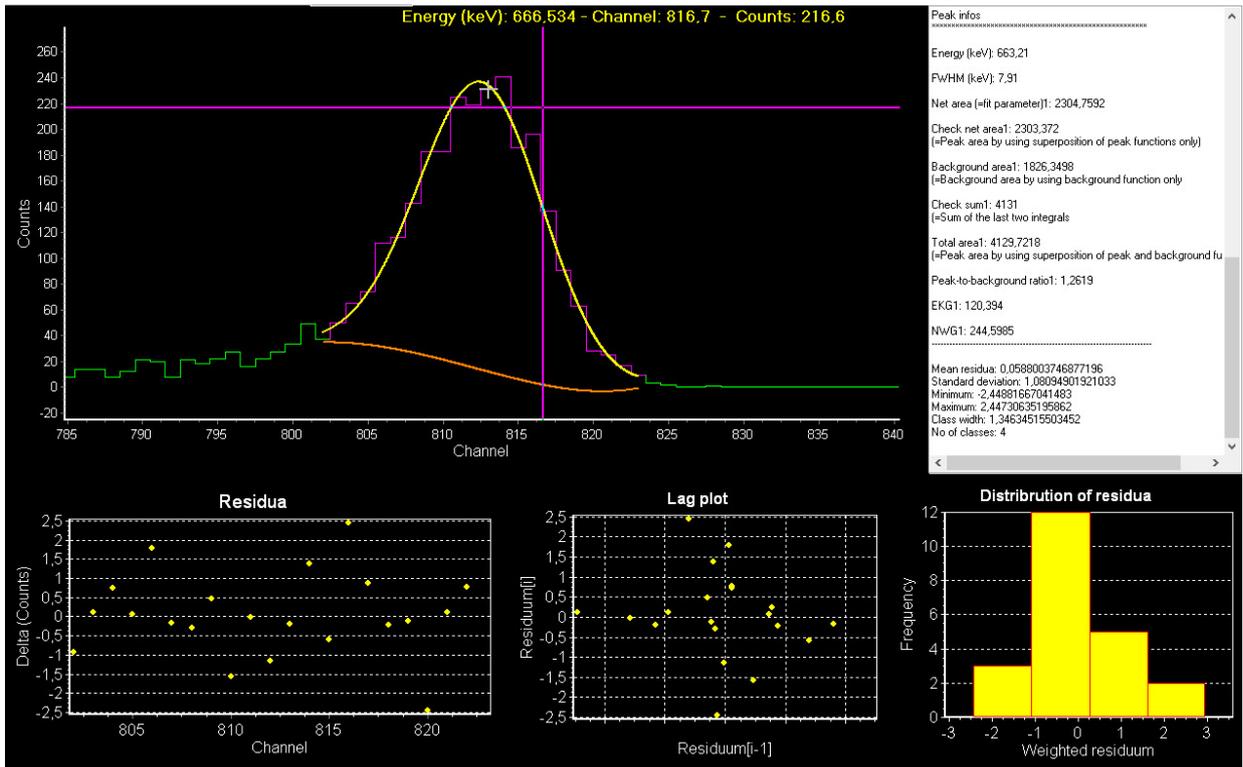


Abbildung 26: Ausschnitt des Spektrums, das durch die Anordnung Cäsium-Teedetektor erzeugt wurde. In Abbildung 23 entspricht dies Anordnung (3). Rechts zu sehen sind die Erkennungs- (EKG1) und Nachweisgrenze (NWG1) dieses Peaks.

Die Unsicherheit der Ereignisse ergibt sich durch $u(N_i) = \sqrt{N_i}$. Die Werte belaufen sich somit auf:

$$N_u = 37748,03 \pm 194,29$$

$$N_o = 2303,37 \pm 48$$

Die Messzeiten t_i werden mit den Messdaten durch die Messgeräte bereits mitgeliefert. Sie werden durch die tatsächliche Messzeit ausgedrückt, also nicht durch die Totzeit. Die Unsicherheit dieser Zeiten kann laut GUM (GUM, S.96) vernachlässigt werden. Damit belaufen sie sich auf:

$$t_u = 643 \text{ s}$$

$$t_o = 558 \text{ s}$$

Für die Bestimmung der Aktivität A_{Versuch} wird Gleichung 12 genutzt, d.h. hier

$$A_{\text{Versuch}} = A_0 e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} t} \quad (31)$$

Für das ^{137}Cs -Präparat lag eine Aktivität $A_0 = 379 \text{ kBq}$ zum Zeitpunkt $t_0 = 01.06.2016$ vor. Laut GUM kann für die Aktivität eine Standard-Unsicherheit von $u(A_0) = 1,32 \cdot 10^{-2} A_0$ (SOUNDISO) angenommen werden. Der Versuch findet zum Zeitpunkt $t_{\text{Versuch}} = 26.03.2018$ statt. Für die Bestimmung von A_0 wird die Zeitdifferenz $t = t_{\text{Versuch}} - t_0$ benötigt. Ihre Unsicherheit wird als ein Tag angenommen. Die Zeitdifferenz ist also durch $t = (1,82 \pm \frac{1}{365}) \text{ a}$ gegeben. Die Unsicherheit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 30,08 \text{ a}$ von ^{137}Cs ist laut GUM vernachlässigbar. Die Unsicherheit von A_{Versuch} ergibt sich dann über:

$$u(A_{\text{Versuch}}) = \sqrt{\left(e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} t} u(A_0) \right)^2 + \left(A_0 \left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \right) e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} t} u(t) \right)^2} \quad (32)$$

$$= 0,48 \text{ kBq}$$

Die Aktivität A_{Versuch} ergibt sich also zu:

$$A_{\text{Versuch}} = (363,4 \pm 0,48) \text{ kBq}$$

Die Unsicherheiten der ϵ_i ergeben sich zu:

$$u(\epsilon_i) = \sqrt{\left(\frac{1}{t_i \cdot p \cdot A_{\text{Versuch}}} u(N_i)\right)^2 + \left(-\frac{N_i}{t_i \cdot p^2 \cdot A_{\text{Versuch}}} u(p)\right)^2 + \left(-\frac{N_i}{t_i \cdot p \cdot A_{\text{Versuch}}^2} u(A_{\text{Versuch}})\right)^2} \quad (33)$$

Insgesamt liefert dies die Werte für die ϵ_i :

$$\begin{aligned} \epsilon_u &= (189,83 \pm 4,57) \cdot 10^{-6} \\ \epsilon_o &= (133,48 \pm 4,2) \cdot 10^{-7} \end{aligned}$$

Mit der Unsicherheit von ϵ

$$\begin{aligned} u(\epsilon) &= \sqrt{\sum_i \left(\frac{(\ln(\epsilon_u) - \ln(\epsilon_o)) - (\epsilon_u - \epsilon_o) \frac{1}{\epsilon_i}}{(\ln(\epsilon_u) - \ln(\epsilon_o))^2}\right)^2} \\ &= 1,28 \cdot 10^{-6} \end{aligned} \quad (34)$$

ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit zu

$$\epsilon = (66,48 \pm 1,28) \cdot 10^{-6}$$

Nun kann A_{Tee} bestimmt werden. N_{Tee} und t_{Tee} ergeben sich wie zuvor N_i und t_i und die Unsicherheiten verhalten sich analog. Dies liefert

$$\begin{aligned} N_{\text{Tee}} &= 58,63 \pm 7,66 \\ t_{\text{Tee}} &= 5233 \text{ s} \end{aligned}$$

Die Unsicherheit von A_{Tee} ergibt sich somit zu:

$$\begin{aligned} u(A_{\text{Tee}}) &= \sqrt{\left(\frac{1}{t_{\text{Tee}} \cdot p \cdot \epsilon} u(N_{\text{Tee}})\right)^2 + \left(-\frac{N_{\text{Tee}}}{t_{\text{Tee}} \cdot p^2 \cdot \epsilon} u(p)\right)^2 + \left(-\frac{N_{\text{Tee}}}{t_{\text{Tee}} \cdot p \cdot \epsilon^2} u(\epsilon)\right)^2} \\ &= 26,59 \text{ Bq} \end{aligned} \quad (35)$$

Die Aktivität des Tees beläuft sich also auf:

$$A_{\text{Tee}} = (198,29 \pm 26,59) \text{ Bq}$$

An dieser Stelle sei erwähnt, dass sich eine Beurteilung, ob dies einen realistischen Wert darstellt, insofern schwierig gestaltet, als dass nur wenige Ereignisse bei der Messung der Teeprobe registriert wurden. Dies liegt daran, dass die Teeprobe nicht mehr aktiv genug ist, um im gegebenen Zeitraum eine Messung durchzuführen, in der statistische Ereignisse hinreichend klein sind. Diese sind hier nicht klein, da zu wenige Zählereignisse im Bereich der Anpassung registriert wurden, um sich vom (umliegenden) Hintergrund abzuheben. Dies spiegelt sich auch in den Erkennungs- und Nachweisgrenzen wieder. In einem Kanal ist nach den vom Programm berechneten Werten also nur dann ein Ereignis vorhanden, falls mehr als $\approx 11,71$ Ereignisse registriert wurden. Ein vom Hintergrund verschiedenes Ereignis ist vorhanden, falls mehr als $\approx 26,89$ Ereignisse registriert wurden. Grafisch ist bereits einsichtig, dass die Erkennungsgrenze nicht überschritten ist. Daher ist dieser Wert für die Auswertung eigentlich nicht zu gebrauchen, in Ermangelung an anderen Werten wird dieser aber weiter verwendet. Dieses Problem wäre zu umgehen, indem die Messung über einen längeren Zeitraum durchgeführt wird. Zudem müsste an der experimentellen Schwierigkeit, die Probe in einer für den Detektor günstigen Position zu platzieren, gearbeitet werden.

Das Gewicht des Tees ist mit $m_{\text{Tee}} = (90 \pm 0,3)$ g gegeben. Für die spezifische Aktivität ergibt sich mit der Unsicherheit

$$u(a_{\text{Tee}}) = \sqrt{\left(\frac{1}{m_{\text{Tee}}}u(A_{\text{Tee}})\right)^2 + \left(\frac{A_{\text{Tee}}}{m_{\text{Tee}}^2}u(m_{\text{Tee}})\right)^2} \quad (36)$$

$$= 0,3 \frac{\text{Bq}}{\text{g}}$$

ein Wert von

$$a_{\text{Tee}} = (2,2 \pm 0,3) \frac{\text{Bq}}{\text{g}}$$

Damit der Tee den Strahlenschutzbereich des IKPs verlassen darf, darf dieser Wert eine spezifische Aktivität von $a_{\text{Freigabe}} = 0,5 \frac{\text{Bq}}{\text{g}}$ nicht überschreiten. Damit ist dieser Tee nicht freizugeben und noch so lange im IKP aufzubewahren, bis die spezifische Aktivität genügend abgenommen hat.

Um die Aktivität einer beliebigen Menge Tee zu bestimmen, wird dieser Wert mit dem entsprechenden Gewicht der Teemenge multipliziert. Unter der Annahme, dass $m_{\text{aufgebrüht}} = 2$ g dieses Tees aufgebrüht werden, bestimmt sich die Unsicherheit durch

$$u(A_{\text{aufgebrüht}}) = \sqrt{(m_{\text{aufgebrüht}} \cdot u(a_{\text{Tee}}))^2} \quad (37)$$

Dies liefert eine Aktivität von

$$A_{\text{aufgebrüht}} = (4,41 \pm 0,59) \text{ Bq}$$

Nach [PDF SOUNDSO] berechnet sich die nach einer Zeit von 50 Jahren aufgenommene Strahlendosis aus

$$D_{50a} = k_{137\text{Cs}} \cdot A_{\text{aufgebrüht}} \quad (38)$$

Mit

$$u(D_{50a}) = \sqrt{(k_{137\text{Cs}} \cdot u(A_{\text{aufgebrüht}}))^2} \quad (39)$$

Hierbei ist $k_{137\text{Cs}} = 1,3 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Sv}}{\text{Bq}}$ eine Konstante, die sich für die Dosisberechnung einstellt, wenn ein Zeitraum von mehr als 17 Jahren betrachtet wird. Damit ergibt sich die 50-Jahre-Folgedosis zu

$$D_{50a} = (57,29 \pm 7,68) \text{ nSv}$$

Im Vergleich zur jährlich zusätzlich erlaubten Strahlendosis von $D_{\text{zustzlich erlaubt}} = 1$ mSv macht dies nur einen Anteil von ungefähr $6 \cdot 10^{-3}\%$ aus. Ein Tee alleine ist in diesem Sinne also unbedenklich. Bei Unkenntnis dieser Tatsache reichen aber schon ungefähr 16 Tees aus, um die zusätzlich erlaubte Strahlendosis vollständig auszuschöpfen. Diese Menge an Tee kann bereits innerhalb eines halben Monats als realistisch zu konsumieren angesehen werden, weshalb Tees mit einer entsprechenden Vorgeschichte immer untersucht und zunächst nicht konsumiert werden sollten.

Aber auch aus einem anderen Grund ist vom Konsum des Tees abzuraten. Wird die maximal erlaubte spezifische Aktivität in Nahrungsmitteln $a_{\text{max,Nahrung}} = 1,25 \frac{\text{Bq}}{\text{g}}$ als Vergleich herangezogen [Versuchsanleitung], so überschreitet der Tee diesen Wert um fast das Doppelte.

4.6 Kalibrierung eines Dosismessgeräts

Zuletzt soll ein Bauteil des S-DALINAC daraufhin untersucht werden, ob es zum Verlassen des Strahlenschutzbereiches freigegeben werden kann. Dafür muss zunächst das Dosisleistungsmessgerät kalibriert werden. Erreicht werden soll also eine Gerade, die die Ortsdosisleistung \dot{D} mit der gemessenen Zählrate \dot{N} in Verbindung setzt:

$$\dot{D}(\dot{N}) = m \cdot \dot{N} + b \quad (40)$$

\dot{D} berechnet sich mithilfe von

$$\dot{D}_j = \frac{\Gamma A}{r_j^2} \quad (41)$$

Hierbei beschreibt der Index j die verschiedenen Abstände, wobei der Abstand mit j wächst, Γ die Dosisleistungskonstante, A die Aktivität der betrachteten Probe und r_j den Abstand der Probe vom Detektor.

In diesem Versuch werden, damit genügend Aktivität vorhanden ist, alle bereits verwendeten Proben (also ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{241}Am) auf einmal als eine Probe behandelt. Dann ergibt sich der Zähler des obigen Ausdrucks zu

$$\Gamma A = \sum_i \Gamma_i A_i \quad (42)$$

Hierbei kennzeichnet der Index i die verschiedenen Nuklide. Die Aktivität für ^{137}Cs wurde im vorherigen Abschnitt bereits bestimmt. Die Aktivitäten für ^{60}Co und ^{241}Am errechnen sich auf analoge Weise:

Tabelle 8: Übersicht der für diesen Versuchsteil wesentlichen Werte der drei Nuklide ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{241}Am .

Nuklid	A_0 in kBq	Referenzzeitpunkt	A_{Versuch} in kBq
^{137}Cs	$379 \pm 0,5$	01.06.2016	$363,4 \pm 0,48$
^{60}Co	$46,4 \pm 0,06$	01.01.2016	$34,6 \pm 0,05$
^{241}Am	$400,48 \pm 0,53$	01.01.2016	$399,05 \pm 0,53$

Die Dosisleistungskonstanten werden Quelle [17] entnommen und belaufen sich auf

$$\begin{aligned} \Gamma_{^{137}\text{Cs}} &= 88 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{GBq} \cdot \text{h}} \\ \Gamma_{^{60}\text{Co}} &= 351 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{GBq} \cdot \text{h}} \\ \Gamma_{^{241}\text{Am}} &= 6,6 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{GBq} \cdot \text{h}} \end{aligned}$$

Die Festlegung der Abstände gestaltet sich etwas schwieriger. Der Aufbau ist im Laborbuch skizziert und einige d_j bzw. d'_j eingetragen. Der Abstand wird folgendermaßen bestimmt:

Alle Proben befinden für die Kalibrierungsmessung in der Halterung ganz links. Diese besitzt eine gewisse Ausdehnung, wobei die Quellen als sich in der Mitte befindlich angenommen werden. Das Dosismessgerät wird in den sich rechts daneben befindlichen Halterungen platziert, wobei angenommen wird, dass sich die Detektionsfläche (bis auf Unsicherheit) jeweils am linken Rand einer Halterung befindet. Somit lassen sich für jede Abstandsmessung zwei Abstände angeben, die den längsten bzw. kürzesten Abstand der Probe von der Detektionsfläche markieren. Eine Mittelung über diese Werte ergibt dann den Abstand des Messgeräts zur Probe, also den Zusammenhang

$$r_j = \frac{d_j + d'_j}{2} \quad (43)$$

Hierbei gibt d_j den längeren und d'_j den kürzeren Abstand von Probe und Messgerät an. Ihre Unsicherheiten wurden mit $u(d_j) = u(d'_j) = 10^{-3}$ m angenommen. Mit

$$u(r_j) = \sqrt{\left(\frac{u(d_j)}{2}\right)^2 + \left(\frac{u(d'_j)}{2}\right)^2} \quad (44)$$

ergeben sich die Werte zu

Tabelle 9: Abstände der Probe zum Messgerät und die für dessen Bestimmung gemessenen Abstände

d_j in m	d'_j in m	r_j in m
$0,127 \pm 10^{-3}$	$0,118 \pm 10^{-3}$	$0,125 \pm 7,07 \cdot 10^{-4}$
$0,177 \pm 10^{-3}$	$0,168 \pm 10^{-3}$	$0,1725 \pm 7,07 \cdot 10^{-3}$
$0,227 \pm 10^{-3}$	$0,218 \pm 10^{-3}$	$0,22,25 \pm 7,07 \cdot 10^{-3}$

Die Unsicherheit der Ortsdosisleistung lautet dann

$$u(\dot{D}_j) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\Gamma_i}{r_j^2} u(A_i) \right)^2 + \left(-\frac{\Gamma A}{2r_j^3} u(r_j) \right)^2} \quad (45)$$

und liefert die Werte

$$\begin{aligned} \dot{D}_1 &= (3,12 \pm 0,009) \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} \\ \dot{D}_2 &= (1,57 \pm 0,004) \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} \\ \dot{D}_3 &= (0,94 \pm 0,002) \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} \end{aligned}$$

Die gemessene Zählrate $\dot{N}_j = \frac{N_j}{t_j}$ für jeden Abstand bestimmt sich aus der Anzahl an registrierten Ereignissen N_j und der Messzeit (wie schon vorher durch die Messzeit bestimmt) t_j . Die Unsicherheit der Ereignisse bestimmt sich aus

$$u(N_j) = \sqrt{N_j} \quad (46)$$

Tabelle 10 stellt die sich mit dem Abstand ändernden Größen im Überblick dar:

Tabelle 10: Angabe einiger Messdaten, insb. der für die Kalibrierungsgerade nötigen Daten \dot{N}_j und \dot{D}_j

r_j in m	t_j in s	N_j	\dot{N}_j	\dot{D}_j in $\frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$
$0,125 \pm 7,07 \cdot 10^{-4}$	840	$386 \pm 19,65$	$0,46 \pm 0,02$	$3,12 \pm 0,009$
$0,1725 \pm 7,07 \cdot 10^{-3}$	843	$192 \pm 13,86$	$0,23 \pm 0,02$	$1,57 \pm 0,004$
$0,22,25 \pm 7,07 \cdot 10^{-3}$	856	$101 \pm 10,05$	$0,12 \pm 0,01$	$0,94 \pm 0,002$

Dies liefert die Kalibrierungsgerade

$$\dot{D}(\dot{N}) = (6,41 \pm 0,23) \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{s}}{\text{h}} \cdot \dot{N} + (0,16 \pm 0,07) \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} \quad (47)$$

4.7 Beurteilung eines Bauteils des S-DALINAC

Ist nun die Zählrate eines Gegenstands bekannt, so kann mittels der eben ermittelten Kalibrierungsgeraden die zugehörige Dosisleistung bestimmt werden. Für ein Strahlrohr des S-DALINAC wurden die folgenden Werte gemessen bzw. daraus berechnet:

$$\begin{aligned} N_{\text{Rohr}} &= 232 \pm 15,23 \\ t_{\text{Rohr}} &= 1286 \text{ s} \\ \dot{N}_{\text{Rohr}} &= (0,18 \pm 0,01) \frac{1}{\text{s}} \end{aligned}$$

Die Unsicherheit der zugehörigen Dosisleistung ergibt sich durch (in der Notation von Gleichung 40)

$$\begin{aligned} u(\dot{D}_{\text{Rohr}}) &= \sqrt{(\dot{N}_{\text{Rohr}} \cdot u(m))^2 + (m \cdot u(\dot{N}_{\text{Rohr}}))^2 + (u(b))^2} \\ &= 0,11 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} \end{aligned} \quad (48)$$

Insgesamt liefert dies für das Strahlendrohr einen Wert für die Dosisleistung

$$u(\dot{D}_{\text{Rohr}}) = (1,31 \pm 0,11) \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$$

Auf ein Jahr hochgerechnet entspricht dies einer Äquivalentdosis von $\approx 11476 \mu\text{Sv}$. Laut der Strahlenschutzverordnung darf ein solches Bauteil nur dann freigegeben werden, wenn die jährliche Äquivalenzdosis im Bereich von $\approx 10 \mu\text{Sv}$ liegt. Damit übersteigt das Bauteil diesen Grenzwert um drei Größenordnungen und kann den Strahlenschutzbereich des IKPs nicht verlassen.

5 Fazit

Im Rahmen dieses Versuchs wurden einige strahlenschutztechnische Untersuchungen angestellt.

Zunächst wurden Gamma-Spektren von ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{241}Am erstellt, um eine Kanal-Energie-Kalibrierung durchzuführen.

Die anschließende Hintergrundmessung sollte zukünftige Spektren vom Hintergrund bereinigen können. Dabei stellte sich heraus, dass überwiegend ^{232}Th , ^{226}Ra und ^{40}K im Alltag anzutreffen ist.

Nun konnte das Spektrum eines aus der Reaktorkatastrophe stammenden Tees, eines aus dem Odenwald stammenden Steines und einer aus Brasilien stammenden Monazitsandprobe auf ihre Anreicherung an natürlich in ihnen vorkommenden Nukliden hin untersucht werden. Es stellte sich heraus, dass der Tee mit ^{137}Cs , der Stein mit ^{238}U und der Sand mit ^{232}Th kontaminiert war.

Der Tee bot sich für eine tiefergehende Analyse an, da dieser, anders als Sand und Gestein, durchaus eingenommen werden kann und hierfür andere Bewertungsmaßstäbe angelegt werden müssen, als wenn er sich nur in der Umgebung eines Menschen befände. Dazu wurde über die Folienmethode die Aktivität bzw. spezifische Aktivität des Tees bestimmt und die 50-Jahre-Folgedosis ausgerechnet. Es stellte sich heraus, dass der einmalige Konsum eines solchen Tees die erlaubte spezifische Aktivität von Nahrung um nahezu das Doppelte überschreitet. Hinzu kommt noch, dass falls die Kontamination des Tees unerkannt bleibt und der Konsum sich in normalen Maßen bewegt, bereits innerhalb eines halben bis ganzen Monats bei normaler Einnahmehäufigkeit die gesetzlich vorgesehenen Richtwerte für zusätzlich maximal zulässige Strahlendosen überschritten werden. Vom Konsum eines solchen Tees ist also dringend abzuraten. Tees mit einer entsprechenden Vorgeschichte sollten sicherheitshalber immer von einem Experten untersucht und beurteilt werden.

Zuletzt wurde die Freigabe eines Bauteils des S-DALINAC untersucht. Dazu musste ein Dosismessgerät so kalibriert werden, dass sich Zählraten in Dosisleistungen übertragen ließen. Das Resultat dessen belief sich auf eine durch das Bauteil jährlich ausgesandte Äquivalenzdosis, die den gesetzlichen Richtwert um drei Größenordnungen übersteigt. Das Bauteil kann somit nicht freigegeben werden.

- [1]https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/d/db/Isotopentabelle_Segre.svg/791px-Isotopentabelle_Segre.svg.png , Stand:08.04.2018 18:42 Uhr, Nuklidkarte
- [2]https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/5/5c/Compton_scattering-de.svg/1891px-Compton_scattering-de.svg.png , Stand:14.04.2018 22:46 Uhr,
- [3]https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/3/3a/Atom_model_for_Auger_process_DE.svg/600px-Atom_model_for_Auger_process_DE.svg.png , Stand:14.04.2018 22:50 Uhr,
- [4]http://www.referatele.com/files_vechi/germana/Photoeffekt,Comptoneffekt,Paarbildung_files/image006.jpg , Stand:14.04.2018 23:49 Uhr,
- [5]http://217.91.25.33/ger/deeper_insight/physics.htm , Stand:14.04.2018 21:12 Uhr, Absorptionskoeffizienten Gammastrahlung
- [6]http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/WS08/FP-Seminar/handouts/KP06_Wanka.pdf , Stand:14.04.2018 22:46 Uhr,
- [7] Datenblatt zum Halbleiterdetektor der Firma μ SPEC
- [8]http://www.ikp.tu-darmstadt.de/media/ikp/lehre_ikp/fpraktikum_anleitungen/Ergaenzung_Umweltradioaktivitaet.pdf , Stand:22.04.2018 21:08 Uhr, Ergänzung zur Versuchsanleitung 2.2b) der TU-Darmstadt
- [9][https://de.wikipedia.org/wiki/Becquerel_\(Einheit\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Becquerel_(Einheit)) , Stand:22.04.2018 22:54 Uhr, Einheiten für Aktivität
- [10]https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/f0/Radiations_at_low_doses.gif , Stand:14.04.2018 22:46 Uhr,
- [11]<https://de.wikipedia.org/wiki/Strahlenkrankheit> , Stand:22.04.2018 22:15 Uhr, Typische Dosen im Strahlenschutz
- [12]<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Strahlenexposar.png> , Stand:14.04.2018 22:46 Uhr, Strahlenexposar Karte
- [13]https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/7b/Dosimeter_ablesung.jpg , Stand:22.04.2018 20:57 Uhr, Taschendosimeter
- [14]<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Filmdosimeter.jpg> , Stand:22.04.2018 21:00 Uhr, Filmdosimeter
- [15]https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/0c/Automess_6150_AD_2_%281%29.jpg , Stand:22.04.2018 21:01 Uhr, Dosisleistungsmessgerät
- [16]<https://www-nds.iaea.org/relnsd/NdsEnsdf/showensdfdata.jsp?NUCID=137CS&SEQNO=64487&SOURCE=ensdf> , Stand:22.04.2018 23:43 Uhr , Isotope Table Live Chart
- [17] Bayerisches Staatsministerium für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz (StMUGV) Rosenkavalierplatz 2, 81925 München, Radioaktivität, Röntgenstrahlen und Gesundheit
- [18] RD2014 TEVISO Dosimeter Spezifikationsblatt
- [19]http://www.gesetze-im-internet.de/strlrschv_2001/ , Stand:22.04.2018 21:00 Uhr, Strahlenschutzgesetz
- [20]http://www.ikp.tu-darmstadt.de/media/ikp/lehre_ikp/fpraktikum_anleitungen/vers22b.pdf , Stand:22.04.2018 21:07 Uhr, Versuchsanleitung 2.2b) der TU-Darmstadt
- [21]https://www.physik.tu-darmstadt.de/media/fachbereich_physik/phys_studium/phys_studium_bachelor/phys_studium_bsc_praktika/phys_studium_bsc_praktika_gp/phys_studium_bsc_praktika_gp_kernphysik/k0/k0neu.pdf , Stand:19.04.2018 22:32 Uhr, Grundpraktikum der TU-Darmstadt Merkblatt zum Strahlenschutz
- [22] The British Journal of Radiology, 78 (2005), 3–7 E 2005 The British Institute of Radiology DOI: 10.1259/bjr/63353075, UKRC 2004 debate Evidence for beneficial low level radiation effects and radiation hormesis
- [23] ISSN 1013-4506 FS-05-138-AKE Leitfaden für die praktische Umsetzung des § 29 StrlSchV (Freigabeleitfaden)
- [24] Bayerisches Staatsministerium für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz (StMUGV) Rosenkavalierplatz 2, 81925 München, Radioaktivität und Strahlungsmessung
- [25] Radioaktivität und Strahlung -Grenzwerte und Richtwerte-, Paper der Arbeitsgruppe des Arbeitskreises Umweltüberwachung (AKU) im Fachverband für Strahlenschutz

1. Messung Barium zu viele Linien

2 Messung Co-60

$$10\% \sim \frac{1}{10}$$

Nur 10.000
~ 2000 pro
Kanal

$$E_{\gamma} \begin{matrix} 1332,5 \\ 1173,34 \end{matrix}$$

Linien nicht symmetrisch
Links lastig



aufgrund
Kristallgeometrie

Einstellung

2068 Kanäle

3600 sec real time

shaping time 2 μ s

course gain 10

fine gain 1.0000

flat top time 7,2 μ s

input polarity positive

3. Messung Cs-137

667,66

4. Messung Am-241

59,54

$$a = 0,8753$$

$$b = -0,362$$

$$\Delta 0,1057$$

$$\Delta 9,0850$$

Mitt parameter

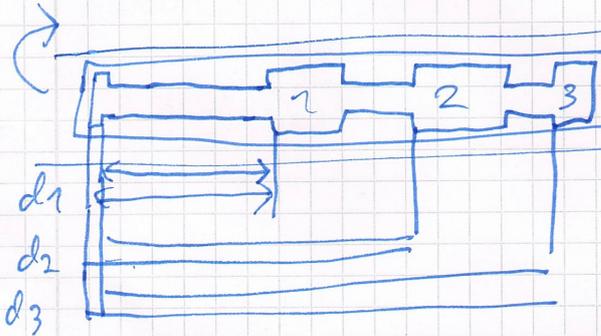
Dosimeter (Cs, Am, Co)

Abstände cm

$$d_1 = 12,7 / 11,8 \pm 1 \text{ mm}$$

$$d_2 = 17,7 / 16,8 \pm 1 \text{ mm}$$

$$d_3 = 22,7 / 21,8$$



Aktivitäten

Cs 137 07.06.2016
379 kBq

Am - 400,48 kBq

01.01.2016

46,40 kBq

7.7.16 Co-60

Messung mit Cs-137

Fig (1) und (2)

(3) schon
beide
Teile
aufgabe