

Schutz vor Strahlung – Abschirmung durch Aluminium

- Ist die Bestimmung des Massenabschwächungskoeffizienten von Aluminium mit einer Mischprobe bestehend aus: Cs-137, Am-241 und Sr-90 mit einem Geiger-Müller-Zählrohr möglich?

Clemens Nagel, Melanie Matousek

Universität Wien

clemens.nagel@univie.ac.at, melanie_matousek@univie.ac.at

Kurzfassung

Experimente zur Abschirmung von ionisierender Strahlung sollten in keinem Anfängerpraktikum fehlen, um den Studierenden die Abschirmung (durch Absorption) als eines der Hauptprinzipien des Strahlenschutzes zu vermitteln. Eine besonders interessante Fragestellung für ein Experiment zu diesem Thema, ist die Bestimmung des Massenabschwächungskoeffizienten eines Gamma-Strahlers durch Aluminium. Da nicht jedes Grund- oder Anfängerpraktikum über geeignete reine Gamma-Präparate verfügt, wurde im Anfängerpraktikum der Fakultät für Physik an der Universität Wien eine Alternative gesucht und erprobt. Wir befassten uns mit der Frage, ob ein bereits vorhandenes, genehmigungspflichtiges Alpha/Beta/Gamma-Mischpräparat, bestehend aus Am-241, Sr90 und Cs-137 genauso geeignet ist, wie ein reines Cs-137 Präparat, um den Massenabschwächungskoeffizienten von Cs-137 durch Aluminium hinreichend zuverlässig zu bestimmen. Je nach Aufbau der Messapparatur lassen sich die vielfältigen Wechselwirkungen mit Materie und die Auswirkung der Proben- und Apparaturgeometrie eindrucksvoll zeigen. Mit je einem Kollimator an Probe und Zählrohr lässt sich der Literaturwert quantitativ bestimmen, aber selbst mit einfachem und kostengünstigen Aufbau (die Bearbeitung von Blei wird in vielen hauseigenen Werkstätten nicht mehr durchgeführt) sind zuverlässig wiederholbare Ergebnisse in der entsprechenden Größenordnung messbar.

1. Die Mischprobe (Am-241, Sr-90, Cs-137)

Die für diesen Versuch verwendete 15-jährige Mischprobe von (vertrieben von LD Didactic, Hersteller setzt sich aus einem Alpha-Strahler (Americium-241), einem Beta-Strahler (Stronzium-90) und einem Gammastrahler (Cäsium-137) zusammen. Sie hat eine verzeichnete Gesamtaktivität von 341,88 kBq und ist genehmigungspflichtig.

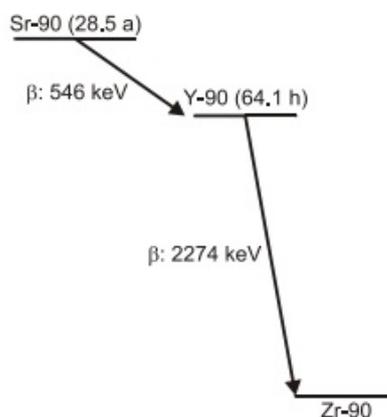
	Cs-137	Am-241	Sr-90
A	333 kBq	4,44 kBq	4,44 kBq
T _{1/2}	30,08 a	432,6 a	28,9 a
α		5,5 MeV	
β ⁻			195,8 keV
γ	32 keV 662 keV	13,9 keV 59,5 keV	

Tab. 1: Charakteristische Daten der Mischprobe

Aus Tab.1 kann man ablesen, dass Cs-137 mit 333 kBq eine viel höhere Aktivität hat als Am-241 und Sr-90.

Die niedrigsten Halbwertszeiten haben mit 30 Jahren Sr-90 und Cs-137, was für die Aktivität der gegenständlichen, erst 15 Jahre alten, Mischprobe keine Rolle spielt.

Sr-90 ist ein reiner Beta-Minus-Strahler (195,8 keV, (vgl. Abb.1) und kann für die Bestimmung des Massenabschwächungskoeffizienten außer Acht gelassen



werden, wenn die hochenergetischen Elektronen mit einem metallischen Filter abgeschirmt werden.

Abb. 1: Zerfallsschema von Sr-90. Quelle: [1, S.2]

Hingegen hat Am-241, ein Alpha-Strahler (vgl. Abb.2) Gamma-Energien bei 13,9 keV und 59,5 keV. Die Alpha-Teilchen sollten mit demselben o. g. metallischen Filter abgeschirmt werden können.

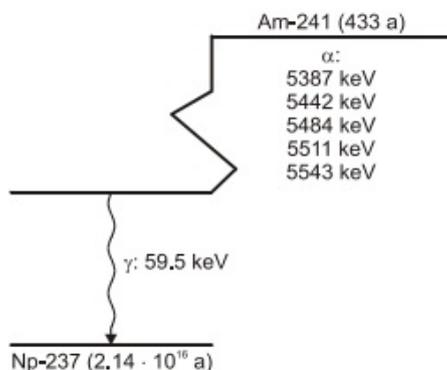


Abb. 2: Zerfallsschema von Am-241. Quelle: [1, S.2.]

Die Probengeometrie weist eine kegelförmige Abstrahlung in Längsrichtung auf. Ihr Maximum liegt an der Öffnungsseite (siehe Abb.3), wo die Probe jedoch von einer dünnen Goldfolie verschlossen ist. An der gegenüberliegenden Seite weist sie keine höhere Aktivität auf, als an den Längsseiten, was wichtig ist für den Schutz der Studierenden bei der Messung.



Abb. 3: Mischprobe. Links: Probenöffnung

Um den Aufbau der Messung nachzuvollziehen, ist es notwendig, sich mit allen relevanten Wechselwirkungen von Alpha-, Beta- und Gammastrahlung mit Materie (vor allem mit Aluminium und Blei) auseinanderzusetzen.

1.1. Spektrum der Mischprobe

Mithilfe eines Szintillationsdetektors (Thallium dotierten Na-I-Kristall) wird das Spektrum der Mischprobe aufgenommen, wodurch man wichtige Merkmale des Präparates erhält (Abb. 4). Der Szintillationszähler hat gegenüber dem Geiger-Müller-Zählrohr eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit und den Vorteil, dass er γ -Strahlungsenergien messen kann. Die Kalibrierung erfolgt mit Na-22 bei 511 keV.

Das Hauptmaximum hat Cs-137 in diesem Präparat bei $E=(651\pm 15)$ keV. (Literaturwert: 662 keV [2]). Das Compton-Gebirge entsteht durch Photonen, die an frei beweglichen Elektronen in der Präparat Umgebung oder im Kristall gestreut werden und einen Teil ihrer Energie übertragen (Compton-Effekt).

Den maximalen Energieübertrag auf das Elektron hat das Photon bei einer 180° -Streuung (= Compton-Kante). Der Rückstreupeak stammt von Compton-Wechselwirkung mit der Präparat Umgebung außerhalb des Szintillationskristalls. (vgl. [3, S.20-21])

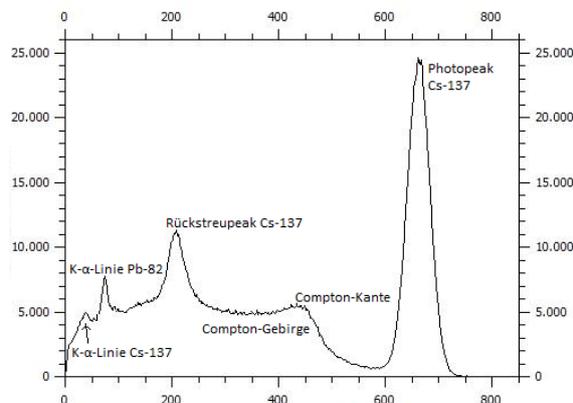


Abb. 4: Energiespektrum des Mischpräparates

Des Weiteren erkennt man auch die Linien der charakteristischen Röntgenstrahlung: Die K- α -Linie von Cs-137 liegt bei etwa 36 keV (Literaturwert: 32,2 keV [2]) und die K- α -Linie von Pb-207 liegt bei etwa 74 keV (Literaturwert 75 keV [2]).

2. Wechselwirkung von Alphastrahlung mit Materie

Geladene Teilchen verlieren ihre kinetische Energie durch zahlreiche aufeinanderfolgende Wechselwirkungen mit geladener Materie, wie etwa Ionisation oder Anregung von gebundenen Elektronen im Absorbiermaterial. Diese Vorgänge werden als Stoßbremsung zusammengefasst. Die ionisierten Teilchen können selbst auch wieder weitere Teilchen anregen (=Sekundärionisation). Der Energieverlust ist abhängig von der Geschwindigkeit, der Ladung und dem Absorbiermaterial. Diese Abhängigkeiten werden in der Bethge-Bloch-Formel zusammengefasst. Sie beschreibt den Energieverlust ΔE pro Wegstrecke Δx .

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \sim \frac{1}{v^2} z^2 \frac{Z}{A} \ln(aE) \quad \{1\}$$

Hier sind Z/A die Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers, Z die Ladungszahl ($Z_\alpha = 2$), E die Gesamtenergie des Teilchens und A die Materialkonstante des Absorbiermaterials. Die Geschwindigkeit ist umgekehrt proportional zur Energie, das heißt, je länger ein Teilchen im Material verweilt, desto mehr Wechselwirkungsprozesse können stattfinden.

Der mittlere Energieverlust ist bei Alpha-Strahlung ungefähr 100 keV/mm Luft. (vgl. [4, S.31-32])

In Metallen kommt es schon nach wenigen μm zur vollständigen Abschirmung von Alphastrahlung.

3. Wechselwirkung von β^- Strahlung (Elektronen) mit Materie

Elektronen aus dem Betazerfall haben eine kontinuierliche Energieverteilung, da es sich hier nicht wie bei Alphastrahlung um einen Zweikörperzerfall handelt, sondern um einen Dreikörperzerfall.

$$n \Rightarrow p^+ + \beta^- + \bar{\nu}_e + E \quad \{2\}$$

Man kann aus der Verteilung emittierter Elektronen eine mittlere und eine maximale Energie ausmachen. Treffen Elektronen auf eine Materieschicht, werden sie entweder zurückgestreut, absorbiert oder sie durchdringen den Absorber. Die Elektronen aus dem Betazerfall der o.g. Mischprobe haben 546 bzw. 2274 keV an maximaler Strahlungsenergie, sie sind also im niederenergetischem Fall mit 85% Lichtgeschwindigkeit noch keine relativistischen Elektronen, im höherenergetischen Fall jedoch schon. Während bei nichtrelativistischen Elektronen als Wechselwirkung mit Materie bei der Abschwächung (Absorption) die Stoßbremsung dominiert, wo Wärme freigesetzt wird, so dominiert bei den relativistischen immer mehr die Strahlungsbremsung, wobei Photonen (Bremsstrahlung) unterschiedlicher Energien entstehen. Die Transmission von Elektronen der o.g. Energien geht bei Aluminium als Absorbermaterial schon bei ca. 2 cm Schichtdicke gegen Null. (vgl. [5, S.287])

Jede Wechselwirkung von Elektronen mit Materie ist jedoch zudem mit einer Streuung der Elektronen verbunden, verändert also deren Bewegungsrichtung und die seitliche Ausdehnung des Strahlenbündels. Die Streuung ist umso stärker, je niedriger die Energie der Elektronen und je höher Dichte und Ordnungszahl des durchstrahlten Mediums sind. [5, S.287]

4. Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

Da Photonen keine elektrische Ladung haben, können sie weiter in Materie eindringen und erfordern einen stärkeren Strahlenschutz.

Tritt Gammastrahlung durch Materie hindurch, so kommt es zu Absorption oder Streuung. Die Intensität wird aufgrund von Wechselwirkungsprozessen der hochenergetischen Photonen mit den Hüllenelektronen, entlang der Wegstrecke der Photonen verringert. Diese Prozesse werden hauptsächlich von folgenden Effekten verursacht: der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die Paarbildung. Abhängig von der Energie der Gammastrahlung dominiert jeweils einer der Effekte. (vgl. [5, S.167-168])

4.1. Photoeffekt

Die Wahrscheinlichkeit, dass der Photoeffekt auftritt ist für geringe Energien E (im keV Bereich) der

Gammastrahlung beziehungsweise für große Kernladungszahlen Z des Absorbermaterials hoch.

Das einfallende Photon wird von einem Elektron der Atomhülle komplett absorbiert und ionisiert es. Falls die Photonenenergie größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist, kann dieses aus der Hülle herausgeschlagen werden. Das freiwerdende Elektron wird als Photoelektron bezeichnet.

Das Photoelektron kann nun Sekundärprozesse, wie Bremsstrahlung oder Stoßionisation auslösen. Wird ein inneres Elektron (z.B. aus der K-Schale) durch den äußeren Photoeffekt herausgelöst, so entsteht ein Loch, das durch ein Elektron aus der nächsthöheren, der L-Schale aufgefüllt wird. Bei diesem diskreten Energieübergang wird charakteristische Röntgenstrahlung frei (im Energiespektrum als K- α -Linie bezeichnet).

Außerdem kann auch ein einfallendes Photon zur Anregung eines äußeren Elektrons auf ein höheres Energieniveau verwendet werden, was auch als innerer Photoeffekt bezeichnet wird. Hierbei entstehen beim Übergang in den Grundzustand ebenfalls neue Photonen, die jedoch eine deutlich geringere Energie als das einfallende Photon aufweisen. (vgl. [5, S.169-173])

4.2. Compton-Effekt

Trifft Gammastrahlung mit einer Energie im Bereich 100 keV bis 10 MeV auf Materie, so ist die Wahrscheinlichkeit am größten, dass Compton-Effekt auftritt. Er beschreibt eine inelastische Wechselwirkung mit einem quasi freien Hüllenelektron, also einem schwach gebundenen Elektron des Absorbermaterials. Das Photon überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron und wird in eine andere Bewegungsrichtung gestreut. Das Elektron erhält eine höhere Energie beziehungsweise einen größeren Impuls und verlässt die Elektronenhülle. Die Elektronenhülle befindet sich dadurch in einem einfach ionisierten Zustand. Das freiwerdende Elektron wird durch die unmittelbare Umgebung gebremst, wodurch es Bremsstrahlung abgibt, welche als Sekundärstrahlung emittiert wird (kontinuierliche Gammastrahlung im Röntgenbereich). (vgl. [5, S.174-178])

4.3. Paarbildung

Wechselwirkt ein hochenergetisches Photon im Coulombfeld eines Atomkerns, kann aus der Photonenenergie ein Elektron/Positron-Paar entstehen. Da es für die Paarbildung Photonen von mindestens 1022keV Energie bedarf und diese von der verwendeten Probe nicht emittiert werden, ist dieser Effekt nur im Rahmen der Sekundärwechselwirkungsprozesse der Alphateilchen bei der Ausfilterung von Belang, tritt dort jedoch hinreichend selten auf. Ein derart entstandenes Positron, annihiliert mit einem umgebenden Elektron unverzüglich zu 2 Photonen mit je 511keV. (vgl. [6, S.58])

4.4. Strahlaufweitung und Dosisertrag

Bei Strahlenquellen, die nicht parallel verlaufen, also nicht kollimiert sind, kommt es zu einer natürlichen Aufweitung des Strahles, der durch das quadratische Abstandsgesetz korrigiert werden könnte. Kommt es zwischen Quelle und Detektor zu einer Absorption (offene Geometrie des Versuchsaufbaus), so findet natürlich im absorbierenden Material neben den bereits beschriebenen Wechselwirkungen auch normale (diffuse) Streuung statt, die zu einer relativen Erhöhung der Ortsdosisleistung im Detektor führt. Dieser Dosisertrag auf Grund des Versuchsaufbaus kann durch einen Geometriefaktor B (oder durch eine Geometriefunktion) korrigiert werden. (vgl. [7, S.4-5])

4.5. Abschirmung und Reichweite

Gammastrahlung hat im Gegensatz zu Alpha- und Betastrahlung die höchste Eindringtiefe beziehungsweise die größte Strahlaufweitung.

Die Abschwächung eines monoenergetischen, parallelen Strahlenbündels von Gammastrahlung, kann durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben werden.

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu d} - H \quad \{3\}$$

Die Abschwächung der Intensität der Gammastrahlung I_0 nimmt exponentiell mit der Dicke d des Absorbers ab, wobei μ der lineare Abschwächungskoeffizient ist und H die Hintergrundaktivität (vgl. [4, S.199-204]).

4.6. Massenabschwächungskoeffizient

Der Abschwächungskoeffizient ist die Summe der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Wechselwirkungsprozesse, welche in Abschnitt 2. erklärt wurden.

Der Schwächungskoeffizient ist eine charakteristische Größe für verschiedene Absorbermaterialien. Gemeinsam mit der Dichte ρ des Absorbers ergibt sich die Größe des Massenabschwächungskoeffizienten μ/ρ (vgl. [5, S.199-204]).

γ (keV)	μ/ρ (cm ² /g)
600	$7,802 \cdot 10^{-2}$
¹³⁷ Cs*	$7,513 \cdot 10^{-2}$
800	$6,841 \cdot 10^{-2}$
1000	$6,146 \cdot 10^{-2}$

Tab. 2: Massenschwächungskoeffizient von Photonen mit 662 keV Energie (*aus Cs-137) in Aluminium (vgl. [5, S.688])

5. Experiment zur Messung des Massenabschwächungskoeffizienten von Aluminium

Um den Massenabschwächungskoeffizienten von Cs-137 durch Aluminium mit der vorhandenen Mischprobe zu bestimmen, muss zunächst in Vorversuchen gezeigt werden, unter welchen Bedingungen die Strahlung der beiden anderen Isotope Am-241 und Sr-90 und deren Sekundärwechselwirkungen für das Experiment vernachlässigbar sind.

5.1. Benötigtes Material

Für dieses Experiment wird oben beschriebene Mischprobe verwendet, deren Strahlung durch Aluminiumplatten à 1 cm gelenkt wird beziehungsweise durch dünnere Aluminiumfolien (siehe Vorversuche zur Abschirmung von Am-241, Kapitel 5.2.).

Detektiert wird die Strahlung mit einem selbstlöschenden Geiger-Müller-Zählrohr, in Kunststoffgehäuse, mit sehr dünnem Glimmerfenster (Durchmesser 9 mm), das auch die Registrierung weicher Betastrahlung ermöglicht. Es hat eine Neon, Argon, Halogen Gasfüllung und eine mittlere Arbeitsspannung von 450 V. Die Totzeit beträgt ungefähr 100 μ s und die Lebensdauer umfasst mindestens 10^{10} Impulse. Die Abmessungen (Durchmesser) sind 75 mm x 24 mm. (vgl. [8, S.576])

Zur Kollimation am Detektor wird ein Bleiblock benötigt, in dem das Geiger-Müller-Zählrohr platziert wird. Das Fenster des Zählrohrs sollte sich dabei zirka einen Zentimeter in der Bleiummanteung befinden. Um die Strahlendivergenz direkt an der Probe zu minimieren wird ein Bleiblock verwendet, der im Durchtrittsfenster zugleich einen Filter (3 cm Aluminium) beinhaltet.

Zum Schutz der Studierenden wird eine Bleiabschirmung benötigt (siehe Abb. 5).

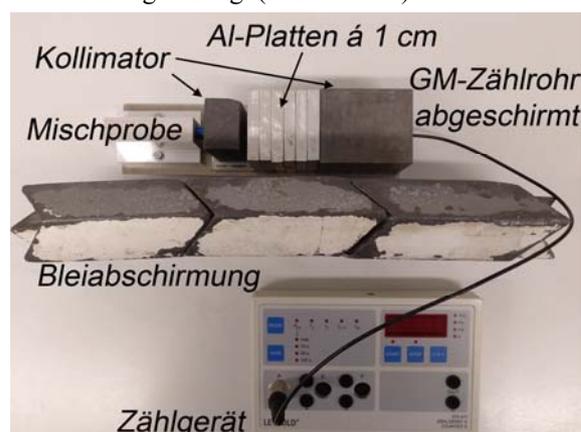


Abb. 5: Versuchsaufbau

5.2. Filterung niederenergetischer γ -Quanten

Da Am-241 bei den Energien 13,9 keV und 59,5 keV Gammastrahlung emittiert, welche bei einer

reinen Cäsium-137 Quelle nicht vorhanden ist, muss gezeigt werden, dass diese Strahlung gefiltert wird.

Es wurde hierfür die Zählrate in einem Intervall von 100s gegen die Schichtdicke in cm aufgetragen.

Ab bereits circa 0,3 cm konvergiert die Messkurve zu einem konstanten Wert, wodurch ersichtlich ist, dass niederenergetische Gammastrahlung gefiltert wird und der Einfluss der Strahlung von Am-241 in der Mischprobe vernachlässigbar ist. Ab einer Aluminiumschichtdicke von etwa 3cm ist zudem garantiert, dass kein messbarer Einfluss von Sekundärwechselwirkungsprozessen der Abschirmung von Alpha-, Beta- und niederenergetischer Gammastrahlung mehr vorhanden ist (vgl. Kapitel 2. und 3.). Für alle weiteren Experimente ist daher in den Bleikollimator nach der Probe bereits ein 3cm dicker Aluminiumfilter in der Bohrung eingebaut.

5.3. Bestimmung des Massenabschwächungskoeffizienten

Es wurden mehrere Versuche unter Variation des Aufbaus durchgeführt und Gammastrahlung durch Aluminiumplatten der Dichte

$$\rho_{Al} = (2,678 \pm 0,006) \frac{g}{cm^3}$$

abgeschirmt.

a). Ohne Kollimator und ohne Bleiabschirmung

Führt man die Messungen (Messreihen mit $n=5$) ohne Kollimator und ohne Bleiabschirmung durch, so erhält man einen Massenabschwächungskoeffizienten von

$$\frac{\mu}{\rho} = (5,41 \pm 0,06) \cdot 10^{-2} \frac{cm^2}{g}$$

Das ist eine Abweichung von 28 % zum Literaturwert (siehe Tab. 2).

b) Ohne Kollimator mit Bleiabschirmung

Da der Versuch in einem Grund- oder Anfängerpraktikum von Studenten durchgeführt wird, muss aus Strahlensicherheitsgründen eine Bleiabschirmung verwendet werden. Dieser Versuch wurde über ein Semester lang von Studierenden durchgeführt, sodass ein Stichprobenumfang von $n=30$ erreicht werden konnte.

Unter diesen Versuchsbedingungen erhält man einen Massenabschwächungskoeffizienten von

$$\frac{\mu}{\rho} = (5,11 \pm 0,05) \cdot 10^{-2} \frac{cm^2}{g},$$

welcher einer Abweichung von 32 % zum Literaturwert entspricht.

c) Strahl an der Quelle kollimiert

Will man experimentell näher an den theoretischen Wert herankommen, so lohnt sich die Anschaffung eines Kollimators aus Blei mit einem Filter. Anhand der durchgeführten Messreihe ($n=5$) konnte ein Massenabschwächungskoeffizient von

$$\frac{\mu}{\rho} = (5,76 \pm 0,17) \cdot 10^{-2} \frac{cm^2}{g}$$

gemessen werden. Hierbei konnten keine signifikanten Unterschiede in den Ergebnissen gefunden werden hinsichtlich einer konstanten Aufbaugeometrie (festsitzendes Zählrohr – ein Wert für I_0 und einer separaten $I_0(d)$ -Bestimmung (für die Korrektur etwaiger Aufweitungseffekte).

d) Strahl von Quelle und vor Zählrohr kollimiert

Die besten Ergebnisse werden jedoch mit einem Versuchsaufbau erreicht, bei dem der Strahl nach der Quelle und vor dem (abgeschirmten) Detektor kollimiert wird (Abb. 5). Hier wurde eine größere Stichprobe erhoben ($n=10$). Dabei konnte ein Massenabschwächungskoeffizient von

$$\frac{\mu}{\rho} = (6,80 \pm 0,38) \cdot 10^{-2} \frac{cm^2}{g}$$

gemessen werden (siehe auch Abb. 6). Hierbei konnten Unterschiede in hinsichtlich einer konstanten Aufbaugeometrie (festsitzendes Zählrohr – ein Wert für I_0 und einer separaten $I_0(d)$ -Bestimmung (für die Korrektur etwaiger Aufweitungseffekte) gefunden werden. Die besseren Ergebnisse werden erreicht, wenn Referenzintensitäten für jede Schichtdicke bestimmt werden.

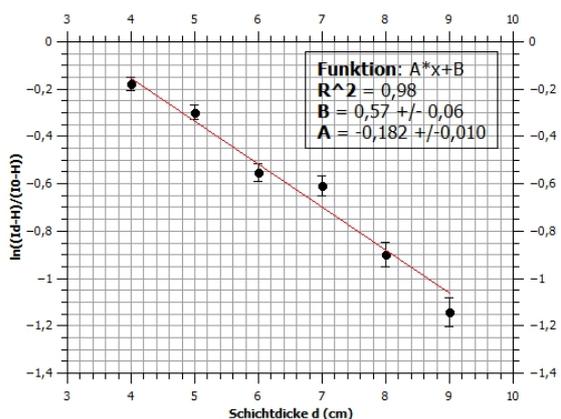


Abb.6: Auswertung Massenschwächungskoeffizient

6. Conclusio

Es konnte mit den durchgeführten Versuchen gezeigt werden, dass die Mischprobe (Am-241, Sr-90, Cs-137) ein hinreichend taugliches Präparat ist, um den Massenabschwächungskoeffizienten von Cs-137 durch Aluminium mit einer Abweichung von weni-

ger als 10% zum Literaturwert zu bestimmen. Die Versuchsdauer beträgt bei $n=10$ (wie in der Auswertung der hier publizierten Versuche) etwa 3:40h. Nachdem die Zählraten von Zerfallsprozessen jedoch poissonverteilt sind, können ohne Bedenken auch kleinere Stichproben gemacht. Bei $n=5$ steigt demgemäß die Messunsicherheit um etwa 40%. Hier werden durchschnittliche Studierende in einem Anfängerpraktikum etwa 2,0 Stunden inklusive Auswertung brauchen. Je nachdem, welcher Versuchsaufbau gewählt wird, kann man den Abschwächungskoeffizienten von Aluminium präziser und/oder richtiger bestimmen. Jedenfalls kann selbst ohne Kollimation ein wiederholbarer Wert erzielt werden, der bedingt durch den Dosisertrag (Sekundärwechselwirkungsprozesse) um etwa 30% zu niedrig ist, jedoch in der richtigen Größenordnung liegt. Der Grund, warum der Wert mit Bleiabschirmung um etwa 2% höher ist, als ohne liegt ebenfalls an den Sekundärwechselwirkungsprozessen ($K\text{-}\alpha$ -Linie von Blei, Abb. 4) und konnte mit hoher Signifikanz in einem t-Test statistisch gezeigt werden. Der bestmögliche Messwert konnte mit Kollimierung an Quelle und Detektor erreicht werden, wo der Literaturwert ohne Korrektur durch Geometriefaktoren im 2σ -Bereich der Messunsicherheit liegt.

Jedenfalls kann man in diesem Experiment nicht nur die Abschwächung von Gammastrahlung durch Aluminium (oder wahlweise auch andere Materialien) zeigen, die ein wichtiges Grundprinzip im Strahlenschutz darstellen, sondern auch die damit verbundenen Herausforderungen, wie etwa den Dosisertrag durch Sekundärwechselwirkungsprozesse. Besonders deutlich wird dieser Effekt sichtbar, wenn man die Ergebnisse von kollimiertem und nichtkollimiertem Strahl am Detektor vergleicht. Hier zeigt sich selbst mit Kollimierung die Notwendigkeit der Korrektur durch einen Geometriefaktor. Das Prinzip der Strahlaufweitung kann ebenfalls gezeigt werden, was man an der Notwendigkeit der Messung der Referenzintensitäten für jede Schichtdicke festmachen kann.

7. Literatur

[1] LD Didactic (2002): Gebrauchsanweisung 559 845 Mischpräparat α , β , γ . Hürth: Eigenverlag.

[2] Homepage des National Nuclear Data Center: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jsp> (Stand: 05/2018).

[3] LD Didactic (1989): Szintillationszähler für γ - und β -Strahlung. Hürth: Eigenverlag.

[4] Grupen, C. (2008): Grundkurs Strahlenschutz. Praxiswissen für den Umgang mit radioaktiven Stoffen. 4., überarbeitet und ergänzte Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag.

[5] Krieger, H. (2012): Grundlagen der Strahlenphysik und des Strahlenschutzes. 4., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Springer Spektrum.

[6] Demtröder, W. (2010) Experimentalphysik. Kern-, Teilchen- und Astrophysik 4. 3., überarbeitete und erweiterte Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag.

[7] Jahan, Z. et al. (2010): Gamma Shielding by Aluminium. Health Physics Division, Directorate of Systems & Services Pakistan Institute of Nuclear Science & Technology P. O. Nilore, Islamabad, Pakistan December, 2010.

<http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/Public/43/107/43107414.pdf>

(Stand: 05.2018).

[8] LD Didactic (2012): Physik. Produktkatalog. Hürth: Eigenverlag.