

F-Praktikum

Halbleiterdetektoren

Anna Andrlé (550727)
Sebastian Pfitzner (553983)

4. Dezember 2014

Abstract

In Folgenden werden verschiedene γ -Spektren mit einem Germanium-Halbleiter-Detektor untersucht. Dabei werden die Detektoreigenschaften wie die Kanal-Energie-Umrechnung, die Energieauflösung und die Effizienz untersucht. Das Untergrundspektrum wird aufgenommen, sodass die Spektren der Isotope mit diesem korrigiert werden können. Weiterhin wird der Massenabschwächungskoeffizient verschiedener Stoffe bestimmt und eine dosimetrische Betrachtung des Versuchsaufbaus durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Kalibrierung des Detektorskala	1
3. Messung des Untergrundspektrums	2
4. Charakteristische Detektorparameter	3
5. Dosimetrische Betrachtungen	5
6. Untersuchungen zum Massenabschwächungskoeffizienten	8
6.1. Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten verschiedener Elemente .	9
6.2. Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten von Kupfer .	9
6.3. Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie und dem Element	11
A. Anhang	13

1. Einleitung

Zur Auswertung der γ -Spektren wird jeder Peak wie weiter unten beschrieben angefitet, um verlässliche Werte für Amplitude, Mittelwert und Halbwertsbreite zu erhalten. Im Folgenden noch einige Vorbemerkungen, die für den Rest der Auswertung zutreffen:

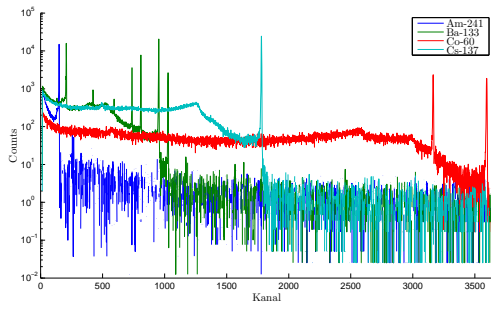
- Alle Messzeiten sind die active-Zeiten, d.h. tatsächliche Messzeiten ohne die Totzeit des Detektors.
- Soweit nicht anders angemerkt, gelten für alle nachfolgenden Gammaspektren folgende Parameter: Die Integrationszeit beträgt zehn Minuten, der Abstand zwischen γ -Quelle und Oberkante des Detektors ist $D = (13,1 \pm 0,1)$ cm und der zur Temperaturmessung bestimmte Widerstand liegt zu Beginn der Messung bei 170Ω und zum Ende 175Ω .
- Jede im Folgenden gemessene Anzahl N von Detektorereignissen ist gemäß der Poisson-Statistik mit einem statistischen Fehler $\Delta N_{\text{stat}} = \sqrt{N}$ behaftet. Dies gilt nicht für kleine N , aber bei großen N lässt sich die Poisson-Verteilung gut durch eine Gauß-Verteilung mit $\mu = N$ und $\sigma = \sqrt{N}$ nähern.
- Zur Bestimmung der Amplitude und der Lage der beobachteten γ -Peaks wird vom aufgenommenen Spektrum zunächst das (mit einem dem Verhältnis der Messzeiten proportionalen Vorfaktor versehenen) Untergrundspektrum abgezogen. Als Form des Peaks ist eine Gauß-Verteilung zu erwarten, allerdings gibt es insbesondere bei kleinen Energien einen durch die Compton-Streuung hervorgerufenen Untergrund. Dieser lässt sich mit einem Polynom beschreiben – aus der Auswertung ergibt sich, dass bei den hier verwendeten Intervallbreiten zwischen 14 und 20 Datenpunkten ein Polynom dritten Grades den Untergrund gut beschreibt. Aus dieser Vorüberlegung ergibt sich folgende Fitfunktion

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{\sigma^2}\right) + a \cdot x^2 + c \cdot x + b + d \cdot x^3. \quad (1)$$

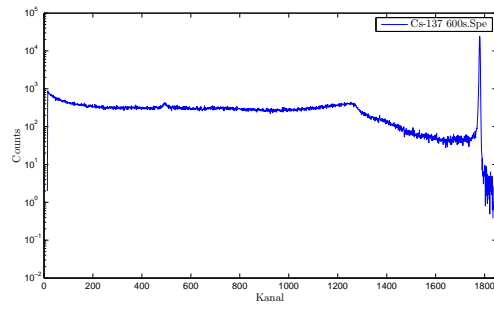
2. Kalibrierung des Detektorskala

Es wurden alle eindeutig identifizierbaren Peaks aus den Spektren (siehe Abbildung 1a) mit der Fitfunktion (1) gefittet. Der Peak von Am-241 wurde aus dem Prozess entfernt, da aufgrund des großen Unterschieds im Untergrund links und rechts vom Peak kein ausreichend präziser Fit durchgeführt werden konnte. Die Vergleichswerte für Co-60 folgen aus [2], für Cs-137 aus [3] und für Ba-133 aus [4].

Es wurde dann ein linearer Fit der Energien zu der Lage der Peaks durchgeführt (siehe Abb 2). Der $\chi^2 = 1,0$ deutet an, dass die Punkte sehr gut auf einer Gerade liegen und daher tatsächlich eine lineare Abhängigkeit zwischen Kanal und Energie vorliegt. Die Kanäle sind hier auf der y-Achse aufgetragen, da diese mit einem größeren Fehler behaftet sind als die dazugehörigen Energien.

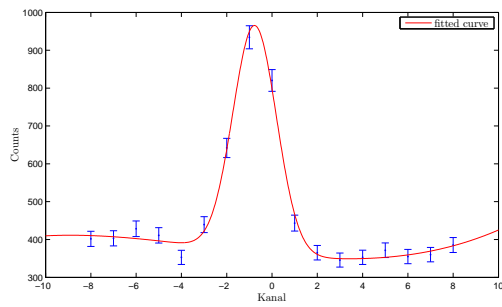


(a) Hintergrundkorrigierte γ -Spektren der vier untersuchten Isotope.

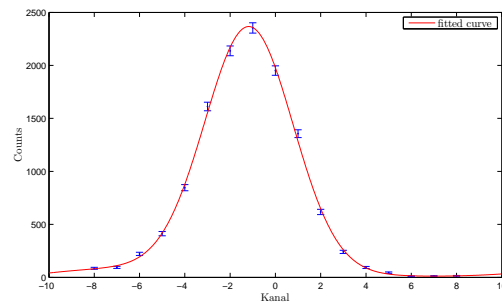


(b) Hintergrundkorrigiertes γ -Spektrum von Cs-137.

Aus Abbildung 1b kann man die Lage der Compton-Kante des Cs-137 erkennen. Die Kante liegt bei einer Energie von (474 ± 4) keV. Man kann auch den Double-Escape-Peak (DEP) bei $(186,0 \pm 0,7)$ keV erkennen und den Single-Escape-Peak (SEP) bei ungefähr (367 ± 4) keV erahnen. Der SEP entsteht, wenn bei der Paarbildung ein Zerstrahlungsquant den Detektor verlassen konnte, während der DEP durch die Entweichung beider Zerstrahlungsquanten zustande kommt.



(a) Ba-133.



(b) Co-60.

Abbildung 2: Exemplarisch zwei Fits der γ -Peaks. Die x-Achse wird vor dem Fitten so verschoben, dass der Peak nahezu zentriert ist. Bei kleineren Energien wie beim vorliegenden Ba-133-Peak ist der Untergrund deutlich ausgeprägter – insbesondere in diesem Bereich ist das unterliegende Polynom für gute Fits von Bedeutung.

3. Messung des Untergrundspektrums

Für die Messung des Untergrundes werde für 4309 s ohne eine Quelle gemessen (siehe Abbildung 4). Das Spektrum werde dann auf 600 s normiert und von den anderen Spektren abgezogen. Danach werden die eindeutig identifizierbaren Peaks im Untergrundspektrum bestimmt und mit der bekannten Gleichung (1) gefittet. Die Mittelwerte der Gauß-Verteilungen werden dann mit der oben bestimmten Funktion in Energien umgerechnet. Fast allen Peaks können ein oder zwei Elemente zugeordnet werden (siehe

Co-60								
E [keV]	u_E [keV]	μ	u_μ	FWHM [keV]	u_{FWHM} [keV]	PtC	u_{PtC}	
1173,240	0,003	3163,83	0,06	2,39	0,14	0,00499	0,00017	
1332,508	0,004	3595,28	0,06	2,52	0,37	0,00336	0,00014	
Cs-137								
E [keV]	u_E [keV]	μ	u_μ	FWHM [keV]	u_{FWHM} [keV]	PtC	u_{PtC}	
661,659	0,003	1780,01	0,03	1,84	0,13	0,02184	0,00024	
Ba-133								
E [keV]	u_E [keV]	μ	u_μ	FWHM [keV]	u_{FWHM} [keV]	PtC	u_{PtC}	
80,9979	0,0011	207,49	0,05	1,03	0,13	0,02485	0,00025	
160,6121	0,0016	423,2	0,1	1,22	0,21	0,00303	0,00009	
223,237	0,013	592,86	0,08	1,22	0,21	0,00209	0,00007	
276,3992	0,0012	736,89	0,02	1,38	0,11	0,00484	0,00011	
302,8512	0,0005	808,62	0,01	1,41	0,11	0,01492	0,00020	
356,0134	0,0007	952,58	0,03	1,48	0,12	0,04482	0,00034	
383,8491	0,0012	1027,42	0,02	1,52	0,12	0,00228	0,00008	

Tabelle 1: Aus den Fits der Peaks gewonnene Positionen der Peaks in Energien E bzw. Kanälen μ sowie deren Unsicherheiten. Aus der Standardabweichung des Gauß-Verteilung σ ergibt sich die $FWHM = \sigma \cdot 2\sqrt{2\ln 2}$. PtC ist das Verhältnis zwischen dem jeweiligen γ -Peak und dem Compton-Kontinuum, wie im Text beschrieben.

Tabelle 2), jedoch konnte bei $E_\gamma = (911,7 \pm 0,8) \text{ keV}$ kein passendes Isotop gefunden werden.

4. Charakteristische Detektorparameter

Es wurde ein zweites Co-60 Spektrum aufgenommen, diesmal mit einem größeren Abstand $D = 25 \text{ cm}$ vom Detektor (Integrationszeit ist wieder 600 s). Diese wurde wieder mit dem Untergrund korrigiert. Die folgende Gleichung für die relative Efficiency wurde Quelle [6] entnommen:

$$\epsilon_{rel} = \frac{R}{A \cdot 1,2 \cdot 10^{-3}} \cdot 100\%. \quad (2)$$

$A = 470 \text{ kBq}$ ist die Aktivität von Co-60 und R ist die Zählrate des 1,33 MeV-Peaks. Der berechnete Wert kann mit der Faustregel

$$\epsilon_{rel} = 0,17 \text{ cm}^{-3} \cdot d^3 \quad (3)$$

verglichen werden. $d = 4,7 \text{ cm}$ (aus dem Datenblatt des Detektors) entspricht dem Durchmesser des Detektors. Die berechnete Effizienz ist $\epsilon_{rel} = 0,788 \%$ und $\epsilon_{rel,faust} = 17,99 \%$. Diese Werte passen nicht zusammen, wenn man stattdes mit der Zählrate für den 1,33 MeV-Peak mit der Zählrate für das gesamte Spektrum rechnet kommt man auf $\epsilon_{rel} = 19,58 \%$.

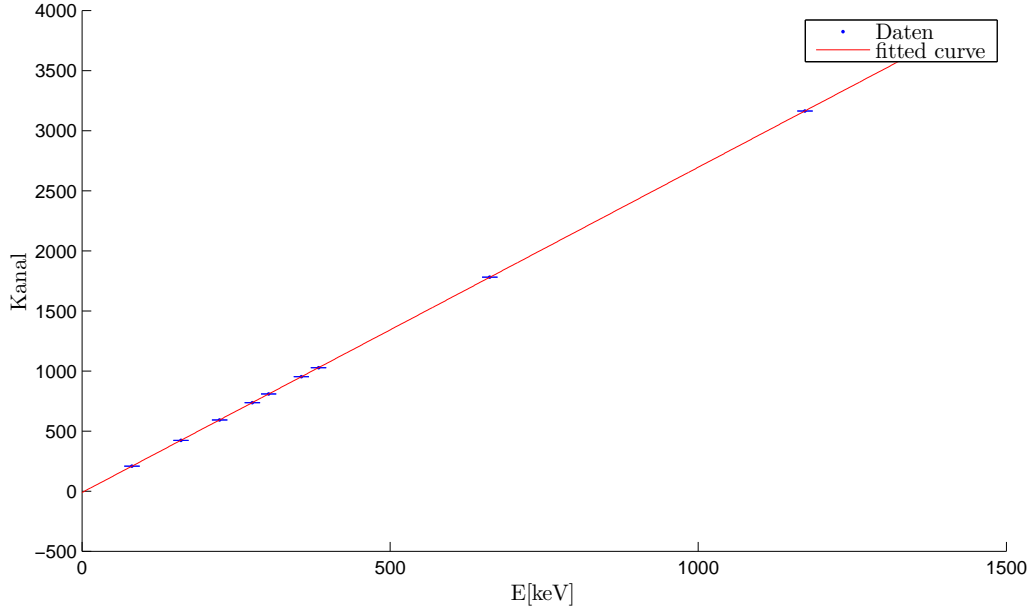


Abbildung 3: Kalibrierung der Energieskala Fitparameter: $a = (2,7066 \pm 0,0004) 1/\text{keV}$; $b = (-11,4 \pm 0,3) \text{ keV}$, $\chi^2 = 1,0000$.

Dieser Wert passt deutlich besser zu der durch die Faustregel bestimmten Effizienz. Man kann auch die absolute und intrinsische Effizienz berechnen:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{gezählte Ereignisse}}{\text{von der Quelle emittierte Quanten}} \quad (4)$$

bzw.

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{gezählte Ereignisse}}{\text{in den Detektor einfallende Quanten}} = \epsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{2 \arctan \frac{d/2}{25\text{cm}}} \quad (5)$$

Daraus folgt $\epsilon_{abs} = (2,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$ und $\epsilon_{int} = 0,019 \pm 0,001$.

Für die Energieauflösung der Peaks wurde die Halbwertsbreite $\text{HWB} = \sigma \cdot 2\sqrt{2 \ln 2}$ mit der Energieskala in Energie umgerechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Für den 1,33MeV-Peak von Co-60 folgt eine Energieauflösung von $\text{FWHM} = (6,7 \pm 0,4) \text{ keV}$. In Abbildung 5 ist die Energieauflösung in Abhängigkeit von der Energie der Peaks aufgetragen. Mit höherer Energie steigt die Energieauflösung. Danach wurde das Peak-to-Compton-Verhältnis für den 1,33 MeV Peak von Co-60 nach [6]

$$\text{PtC} = \frac{\text{Maximum 1,33 MeV Peak}}{\text{durchschnittlicher Wert Comptonkontinuum zwischen 1,040 und 1,096 MeV}} \quad (6)$$

bestimmt. Es folgt ein $\text{PtC} = (39 \pm 10) \text{ keV}$ für den Detektor. Für die anderen Peaks wurden die gemessenen Counts des Peaks durch die aufaddierte Anzahl des Kontinuum

μ	u_μ	σ	u_σ	E [keV]	u_E [keV]	zugeordnete Isotope			
635,0	0,2	1,9	0,6	238,8	0,1	Pb-212	As-77		
788,6	0,3	1,5	0,5	295,6	0,2	Pb-214			
942,2	0,3	1,6	0,5	352,3	0,2	Pb-214			
1372,0	1,5	1,8	2,8	511,1	0,6	Cu-64	Ga-68	As-74	Na-22
1568,2	0,5	2,3	1,2	583,6	0,2	Tl-208			
1639,0	0,5	2,3	1,2	609,8	0,2	Bi-214			
1781,1	0,8	2,3	1,9	662,3	0,3	Cs-137			
2456,2	2,2	3,6	6,0	911,7	0,8	??			
3023,1	2,3	2,3	5,5	1121,1	0,9	Sc-46	Bi-214	Ta-182	
3946,0	0,6	1,4	1,1	1462,1	0,3	K-40			

Tabelle 2: Untersuchung der im Hintergrundspektrum vorgefundenen γ -Peaks und die Isotope, die ihnen zugeordnet werden können. μ , u_μ , σ und u_σ sind in Kanälen angegeben.

geteilt. Dabei wurde die rechte Grenze auf das Maximum der Comptonkante gelegt. In Abbildung 6 ist das Peak-to-Compton-Verhältnis in Abhängigkeit der Energie der Peaks aufgetragen. Man kann feststellen, dass mehr Teilchen im Comptonkontinuum gemessen werden als bei den Peaks. Das beste Verhältnis gibt der größte Peak des Ba-133 Spektrums.

Die in Abbildung 5 dargestellte Abängigkeit zwischen Energieauflösung und Gamma-Energie entpricht der Form

$$\Delta E_{\text{gemessen}}^2 = \Delta E_{E_\gamma}^2 + \Delta E_{\text{coll}}^2 + \Delta E_{\text{noise}}^2, \quad (7)$$

wobei die einzelnen Beiträge wie folgt zustande kommen. ΔE_{noise} beschreibt das elektronische Rauschen des Vorverstärkers und Detektors und ist unabhängig von der Energie der einfallenden γ -Quanten. Verluste bei der Ladungssammlung durch den Detektor (z.B. durch Rekombination der Ladungsträger-Loch-Paare vor der eigentlichen Detektion) werden durch ΔE_{coll} beschrieben, welches ebenfalls bei größeren Energien energieunabhängig ist (bei kleinen Energien ist dieser Effekt deutlicher, sogenannter Fenstereffekt). Eine starke Energieabhängigkeit besteht bei ΔE_{E_γ} , der die statistischen Schwankungen beschreibt und proportional zu $\sqrt{E_\gamma}$ ist [6]. Ebenfalls laut [6] ergibt sich bei $E_\gamma = 1,33$ MeV ein ΔE_{E_γ} von 1,62 keV. In Abbildung 5 ist dieser letztgenannte Anteil durch eine Gerade im doppeltlogarithmischen Plot angefitet.

5. Dosimetrische Betrachtungen

Im Folgenden soll der Versuchsaufbau hinsichtlich des Strahlenschutzes untersucht werden. Dazu wird Cs-137 betrachtet, welches einen γ -Peak bei 0,66 MeV hat.

Die absolute Zählrate der γ -Quelle ergibt sich durch Integration über das gesamte untergrundkorrigierte Spektrum und nachfolgende Korrektur für den kleinen abgedeckten Raumwinkel sowie die Detektoreffizienz. Wird von einer isotropen Emission der γ -

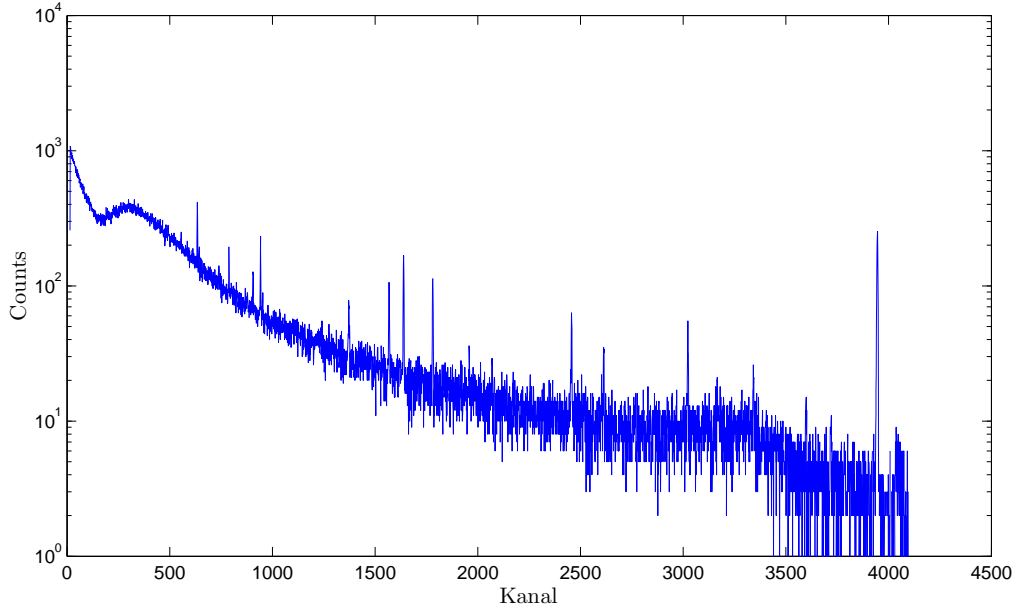


Abbildung 4: Untergrundspektrum

Quanten ausgegangen, so treffen den Detektor mit einem Durchmesser von $d_D = 4,7$ cm, also einer Oberfläche von $A_D = \pi/4 \cdot d_D^2 = 12,6 \text{ cm}^2$, nur ein Anteil von A_K/A_D Photonen, wobei A_K die Oberfläche der die Quelle umschließenden Kugel ist, auf deren Oberfläche der Detektor liegt, d.h. $A_K = 4\pi \cdot D^2$ mit D dem Abstand zwischen Quelle und Detektor. Aus diesen Betrachtungen ergibt sich

$$A_{\text{Quelle}} \approx \frac{1}{\epsilon_{\text{int}}} \cdot \frac{A_D}{A_K} \cdot \sum_{i=1}^{4095} N_i, \quad (8)$$

da über alle 4095 Kanäle des MCA addiert wird. Für ϵ_{int} wird der in Kapitel 4 bestimmte Wert von $0,019 \pm 0,001$ verwendet. Die Unsicherheit lässt sich durch eine Größtfehlerabschätzung ermitteln, sodass sich als Gesamtergebnis für die Aktivität

$$A_{\text{Quelle}} = (300 \pm 50) \text{ kBq}$$

ergibt, was gut zum Vergleichswert von $(371 \pm 15) \text{ kBq}$ passt (aus der “Liste der verfügbaren Gamma-Quellen”). Aus der so bestimmten Aktivität der Probe lässt sich die durch die Experimentatoren während des acht Stunden dauernden Versuches aufgenommene Dosis ermitteln. Dafür wird der Abstand zwischen Quelle und Experimentator auf $D_Q = 3$ m und die Form des Experimentators als Quader mit einer Höhe von $h = 1,6$ m, einer Breite von $b = 0,5$ m, einer Tiefe von $t = 0,3$ m und einer Masse von 60 kg abgeschätzt. Als Massenabsorptionskoeffizient wird der von Wasser benutzt, was für Menschen aufgrund ihres hohen Wasseranteils eine gute Näherung darstellt.

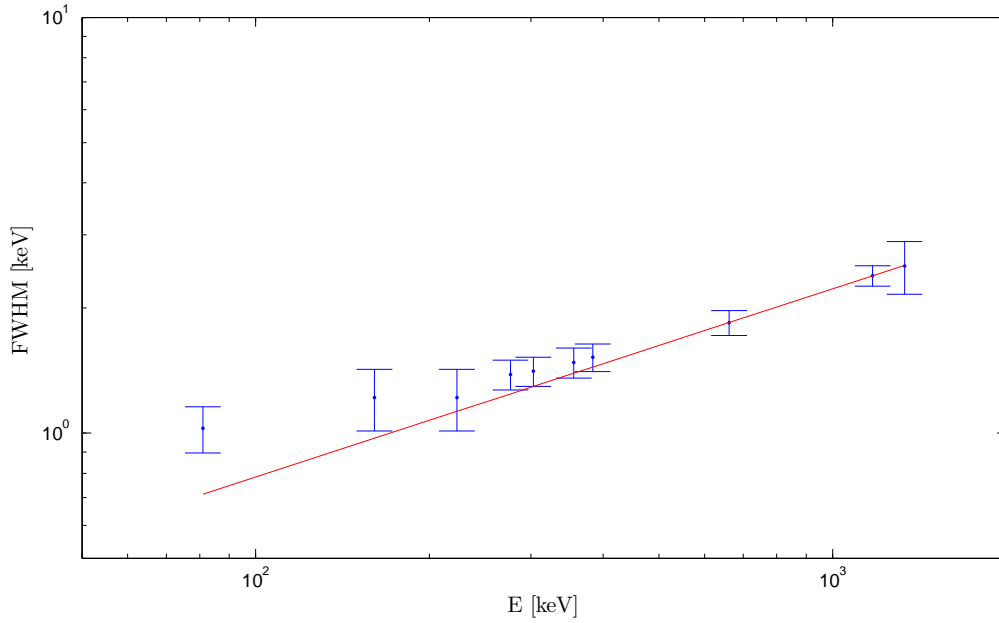


Abbildung 5: Energieauflösung in Abhängigkeit von der Energie sowie die “Grenzgerade”. Diese wird durch einen linearen Fit der letzten drei Datenpunkte in doppelt-logarithmischer Form gewonnen.

Der Massenabsorptionskoeffizient für Wasser liegt bei 660 keV bei $\tilde{\mu}_{\text{en}} \approx 0,325 \text{ cm}^2/\text{g}$ [1]. Dies sorgt für eine mittlere Eindringtiefe $1/\mu$ von ungefähr 31 cm, sodass davon ausgegangen werden kann, dass im menschlichen Körper 60 % der γ -Quanten absorbiert wird.

Unter der Annahme, dass die dem Detektor zugewandte Fläche immer $h \cdot b = 0,8 \text{ m}^2$ beträgt, werden also pro Zeit t

$$N = \frac{h \cdot b}{4 \cdot \pi \cdot D_Q^2} \cdot 60 \% \cdot A_{\text{Quelle}} \cdot t \approx 13\,000 \text{ 1/s} \cdot t \quad (9)$$

absorbiert, wobei α den Anteil eines Experimentators an der Oberfläche der die Quelle umgebenden Kugel mit 3 m Radius ist. Das bedeutet für die aufgenommene Energie pro Masse, also die Dosis,

$$D \approx 13\,000 \text{ 1/s} \cdot 8 \text{ h} \cdot \frac{660 \text{ keV}}{60 \text{ kg}} = 4 \cdot 10^{12} \text{ keV/kg} = 0,65 \text{ }\mu\text{J/kg} = 0,65 \text{ }\mu\text{Si}. \quad (10)$$

Für γ -Strahlung entspricht die Dosis der Äquivalentdosis, da der Qualitätsfaktor zwischen diesen beiden hier 1 ist. Dieser Wert für die Dosis ist um mehrere Größenordnungen kleiner als der gesetzliche vorgeschriebene Grenzwert für “Personen der allgemeinen Bevölkerung” von 1 mSi, der über ein Jahr akkumuliert werden kann. Es besteht demzufolge kein Risiko für überhöhte Strahlenbelastung der Experimentatoren.

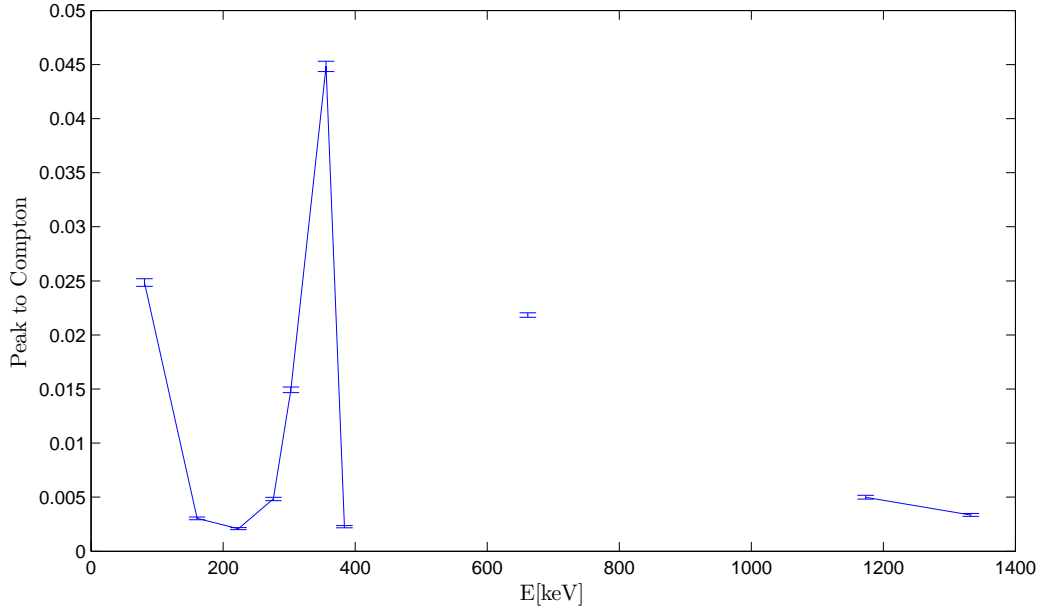


Abbildung 6: Peak to Compton die Linien zeigen an welche Werte zu welchen Element gehören: 1. Linie: Ba-133; Punkt: Cs-137; 3. Linie 2: Co-60

6. Untersuchungen zum Massenabschwächungskoeffizienten

Gamma-Strahlung wird beim Durchdringen von Materie nach

$$I(\tilde{d}) = I_0 \cdot \exp(-\tilde{\mu} \cdot \tilde{d}) \quad (11)$$

abgeschwächt, wobei $\tilde{\mu} = \mu/\rho$ Massenabschwächungskoeffizient und $\tilde{d} = d \cdot \rho$ die Massenbelegung ist.

Der Wirkungsquerschnitt σ hängt für kleine Energien nach

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \quad (12)$$

von der Ordnungszahl Z des Absorbers und der γ -Energie E_γ ab. Dies ergibt sich daraus, dass bei diesen Energien der Photoeffekt den dominanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt und damit auch zum Massenabsorptionskoeffizienten liefert. Aus der Vorlesung Kern- und Elementarteilchenphysik ist bekannt, dass für Photonenenergien kleiner als der Elektronenmasse von 511 keV die in Gleichung (12) dargestellte Proportionalität mit $m = 3,5$ und $n = 5$ gilt.

Aus dem Massenabschwächungskoeffizienten ergibt sich der Wirkungsquerschnitt aus

$$\sigma = \frac{A \cdot \tilde{\mu}}{N_A} = \tilde{\mu} \cdot m_M, \quad (13)$$

wobei A die Molmasse des Absorbers, N_A die Avogadro-Konstante und m_M die Molekülmasse ist.

6.1. Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten verschiedener Elemente

Mithilfe der Spektrallinien von Ba-133 bei 81 keV und 256 keV lassen sich die Massenabsorptionskoeffizienten verschiedener Elemente untersuchen. Dazu wird bei geeigneten Absorberdicken d_i und einer Integrationszeit von 10 min bei einem definierten Abstand $D = 25$ cm zwischen Detektor-Oberkante und γ -Quelle die Höhe des jeweiligen Peaks bestimmt und diese Ergebnisse nach Formel (11) gefittet. Die Ergebnisse der Fits in den Abbildungen 11-14 sind in Tabelle ?? zusammengefasst.

	81 keV		356 keV	
	μ/ρ [cm ² /g]	u [cm ² /g]	μ/ρ [cm ² /g]	u [cm ² /g]
Al	0,2	0,3	0,09	0,09
Cu	0,67	0,05	0,09	0,01
Mo	1,88	0,08	0,11	0,03
Pb	0,98	0,06	0,205	0,004

Tabelle 3: Massenabsorptionskoeffizienten verschiedener Elemente sowie ihre aus den Fits gewonnenen Unsicherheiten.

Für Aluminium ist entweder die Messzeit zu klein gewählt worden oder die Schichtdicken sind nicht ausreichend verschieden, denn die Fehler der Amplitude sind in etwa gleich groß wie die Unterschiede in der Amplitude bei verschiedenen Schichtdicken.

Bei Blei scheint sind die Fits erheblich schlechter als bei den anderen Elementen; auch die bestimmten Massenabsorptionskoeffizienten stimmen insbesondere bei $E_\gamma = 81$ keV nicht mit denen in der Referenz [1] überein. In allen anderen Fällen passen die Werte im Rahmen ihrer Unsicherheiten gut zu den Vergleichswerten.

6.2. Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten von Kupfer

Mit Kupfer als Absorbermaterial und mit drei verschiedenen γ -Quellen (Ba-133, Co-60, Cs-137) soll die Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten bestimmt werden. Wie sich in Abbildung 7 erkennen lässt, existieren zehn scharf abgegrenzte Peaks, die zur Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten herangezogen werden können.

Mit dem bereits in Kapitel 6.1 angewendeten Verfahren werden die Intensitäten dieser Peaks bei verschiedenen Schichtdicken bestimmt und daraus der Massenabsorptionskoeffizient $\mu(E_\gamma)$ bestimmt. Die Fits zur Bestimmung des linearen Massenabsorptionskoeffizienten sind in Abbildung 15 (im Anhang) dargestellt. Aus den so bestimmten Werten wird durch Multiplikation mit der (als fehlerfrei angenommenen) Dichte von Kupfer $\tilde{\mu}$ berechnet.

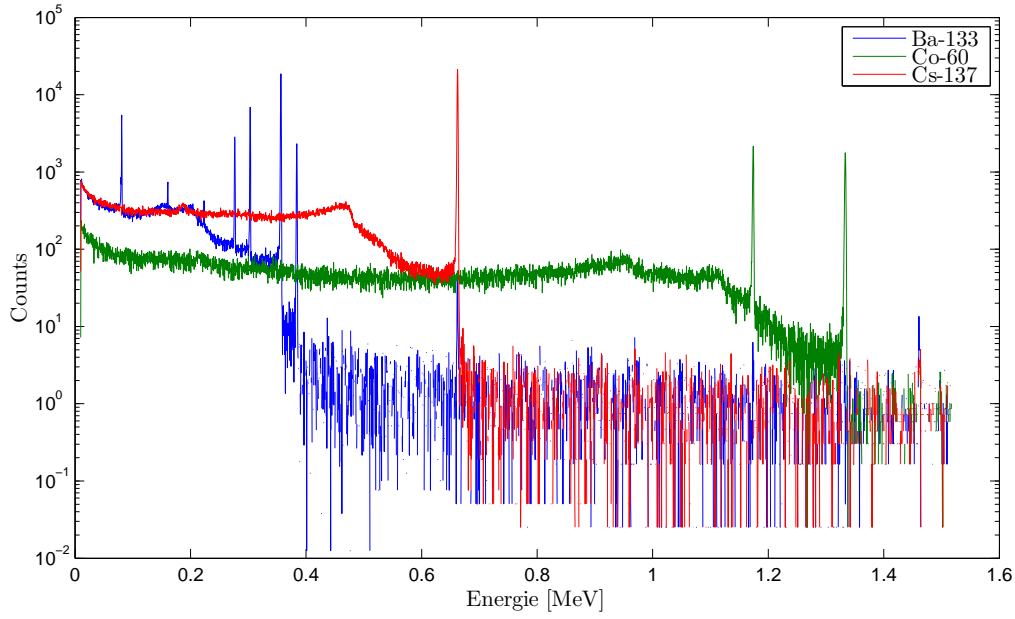


Abbildung 7: Hintergrundkorrigierte γ -Spektren von Ba-133, Co-60 und Cs-137

Die Zusammenfassung dieser Ergebnisse findet sich in Tabelle 4 und ist im Vergleich zu Referenzdaten der NIST [1] in Abbildung 8 dargestellt. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen die Werte sehr gut mit der Referenz überein.

E_γ [MeV] \rightarrow	Amplitude [Counts]									
d [mm] \downarrow	0,081	0,161	0,223	0,277	0,303	0,356	0,384	0,662	1,174	1,333
0,05	16954	589	327	3483	8096	21697	2817	23515	2192	1853
0,2	15572	566	273	3567	7913	21227	2743	23402	2181	1811
1	9477	483	276	3193	7221	19761	2557	22423	2148	1773
2	5216	423	216	2790	6749	18425	2347	21026	2001	1737
$\tilde{\mu}$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$]	0,68	0,19	0,19	0,13	0,10	0,09	0,10	0,06	0,05	0,04
$\Delta\tilde{\mu}$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$]	0,05	0,07	0,09	0,02	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02

Tabelle 4: Aus den Fits gewonnene Amplituden der γ -Linien bei verschiedenen Energien

Die sowohl in der Tabelle als auch im Plot ersichtlichen großen Unsicherheiten bei dem dritten und vierten Datenpunkt sind der geringen Amplitude der Ba-133 Peaks geschuldet – trotzdem passen die daraus gewonnenen Werte gut zur Referenz.

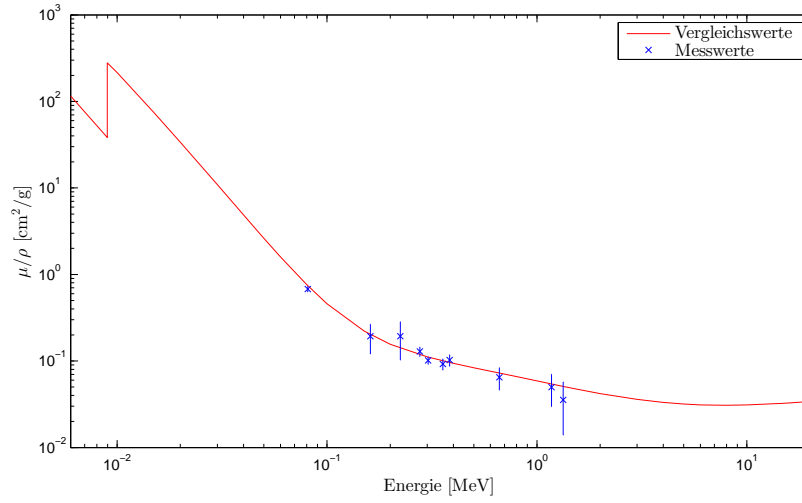


Abbildung 8: Aus der Messung bestimmte Abhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten μ/ρ von Kupfer bei verschiedenen γ -Energien im Vergleich zu den vom NIST angegebenen Daten.

6.3. Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie und dem Element

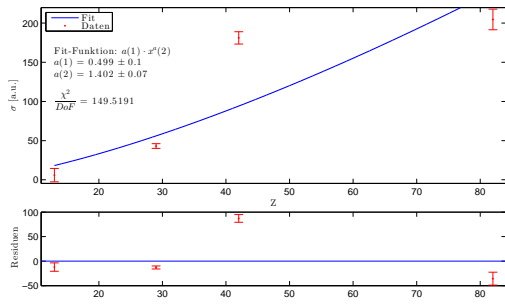
Aus der Gleichung (13) lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die γ -Absorption des Elements mit der Ordnungszahl Z aus $\tilde{\mu}(E_\gamma, Z)$ berechnen. Um die in Gleichung (12) postulierte Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Z und E_γ zu untersuchen, wird für die in den beiden vorherigen Kapiteln bestimmten Massenabsorptionskoeffizienten bei verschiedenen Energien bzw. verschiedenen Absorbermaterialien der zugehörige Wirkungsquerschnitt berechnet und ein Fit der Form

$$\sigma(x) = a \cdot x^b \quad (14)$$

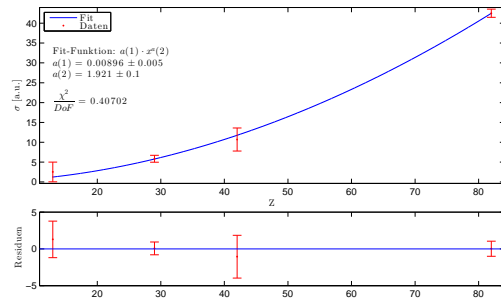
ausgeführt. x ist bei konstanter Energie Z , bei einem für alle Messungen gleichen Absorbermaterial E_γ . Im Fitparameter a steckt dabei die ungenannte Konstante in der Proportionalitätsbeziehung (12) sowie die Masse eines Teilchens des entsprechenden Elements m_M , der Parameter b entspricht bis auf ein Vorzeichen dem Exponenten n bei konstanter Energie und m bei konstantem Z .

Der Fit in Abbildung 9 zeigt, dass das Modell gut zu den Daten passt. Allerdings ist der aus dem Fit gewonnene Exponent $m = (-1,32 \pm 0,07)$ ein vollkommen anderer als der laut dem Skript zu erwartende von $m_{\text{Skript}} = -3,5$.

Bei konstanter γ -Energie von 81 keV respektive 356 keV und verschiedenen Absorbermaterialien ergeben sich die in Abbildung 10 dargestellten Fits. Es ergibt sich ein Exponent von $n(81 \text{ keV}) = (1,40 \pm 0,07)$ bzw. $n(356 \text{ keV}) = (1,9 \pm 0,1)$ bei reduzierten χ^2 -Werten von 150 bzw. 0,4. Offensichtlich passen die bestimmten Wirkungsquerschnitte bei der höheren der beiden Energien wesentlich besser zum Modell als bei kleineren



(a) γ -Energie von 81 keV.



(b) γ -Energie von 356 keV.

Abbildung 9: Fits zur Bestimmung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Z .

Energien, was nicht der Erwartung entspricht, dass der Photoeffekt bei kleinen Energien dominanter ist als bei größeren. Allerdings ergeben sich bei 81 keV Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten, da hier der Untergrund einen wesentlich größeren Einfluss auf den Fit nimmt.

Literatur

- [1] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>.
- [2] http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Co-60_tables.pdf.
- [3] http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Cs-137_tables.pdf.
- [4] http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Ba-133_tables.pdf.
- [5] <https://www.csupomona.edu/~pbsiegel/bio431/gennergies.html>.
- [6] BOSLAU, D.: Halbleiterdetektoren für die Röntgen- und Gamma-Spektroskopie. 1992.

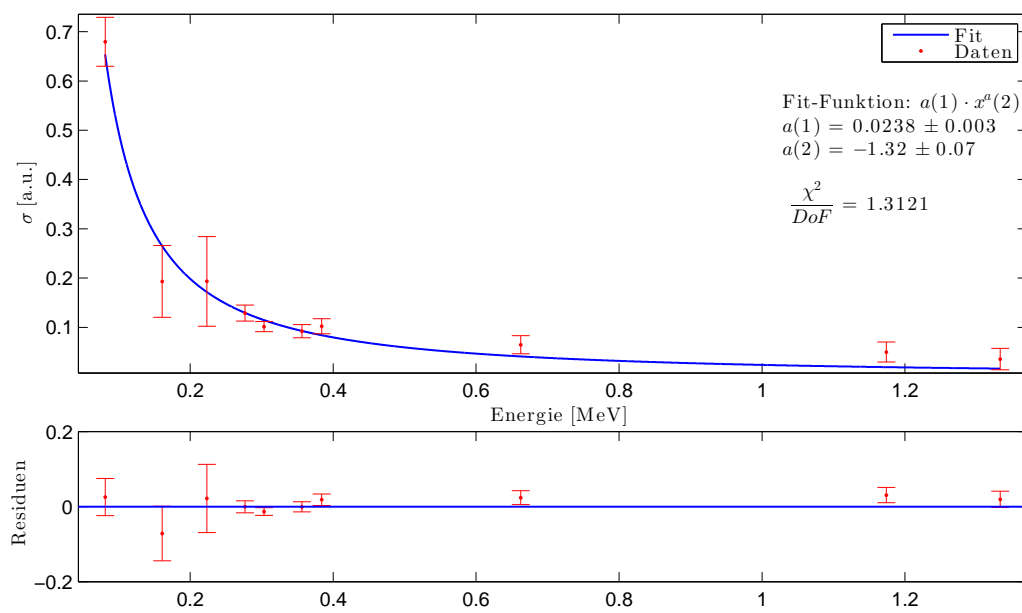
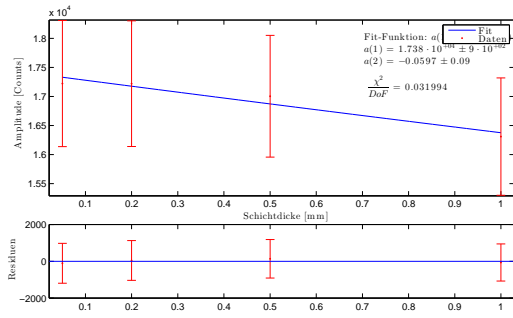
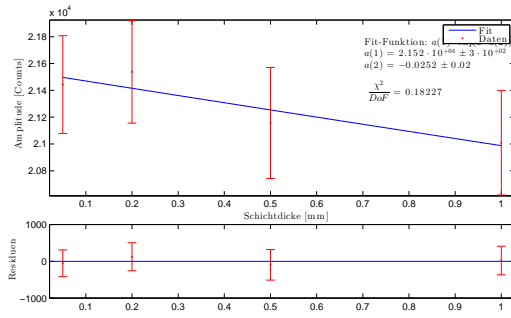


Abbildung 10: Fit des Wirkungsquerschnittes von der γ -Absorption von Kupfer bei verschiedenen Energien.

A. Anhang

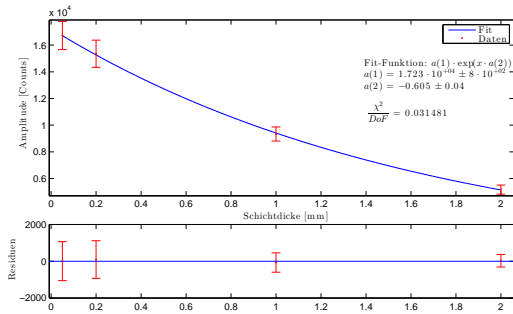


(a) γ -Energie von 81 keV.

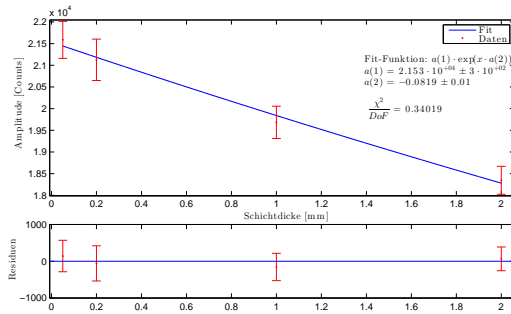


(b) γ -Energie von 356 keV.

Abbildung 11: Fits zur Bestimmung des linearen Massenabsorptionskoeffizienten von Aluminium.

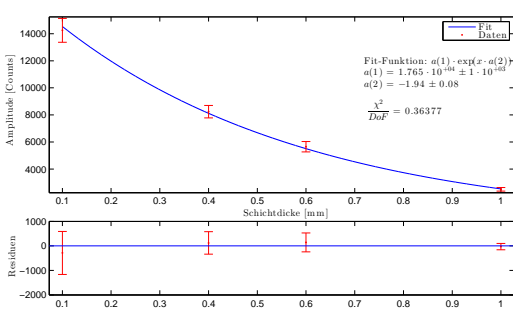


(a) γ -Energie von 81 keV.

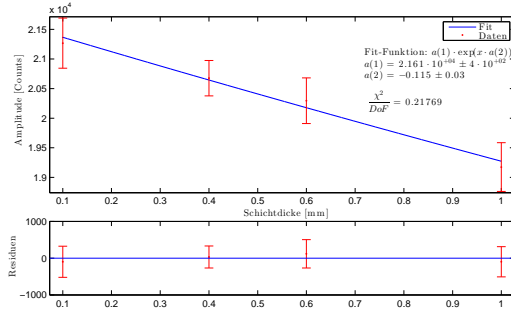


(b) γ -Energie von 356 keV.

Abbildung 12: Fits zur Bestimmung des linearen Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer.

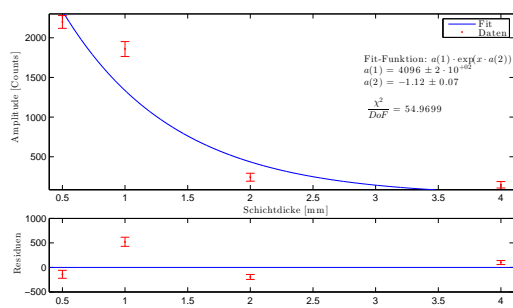


(a) γ -Energie von 81 keV.

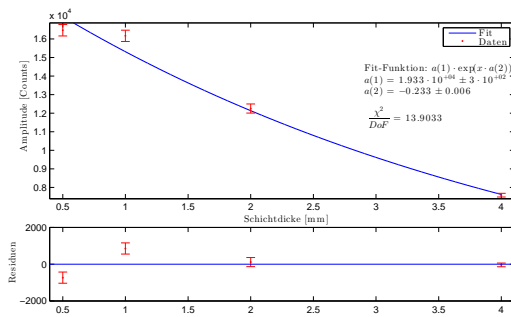


(b) γ -Energie von 356 keV.

Abbildung 13: Fits zur Bestimmung des linearen Massenabsorptionskoeffizienten von Molybdän.

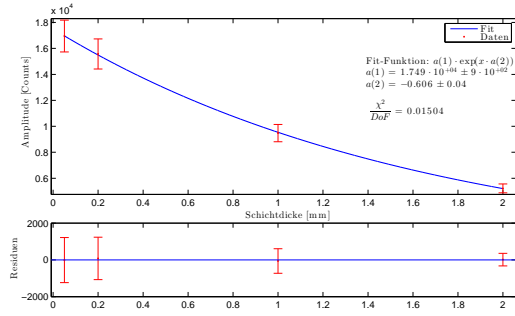


(a) γ -Energie von 81 keV.

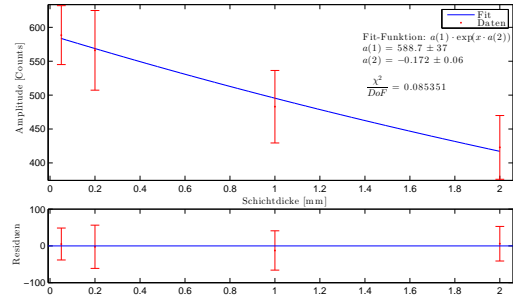


(b) γ -Energie von 356 keV.

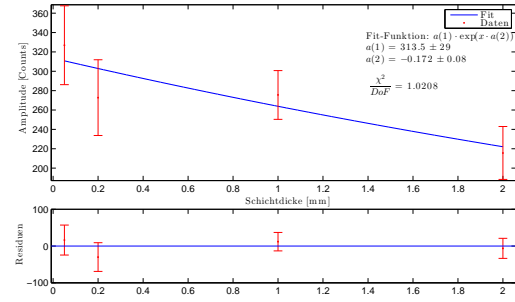
Abbildung 14: Fits zur Bestimmung des linearen Massenabsorptionskoeffizienten von Blei.



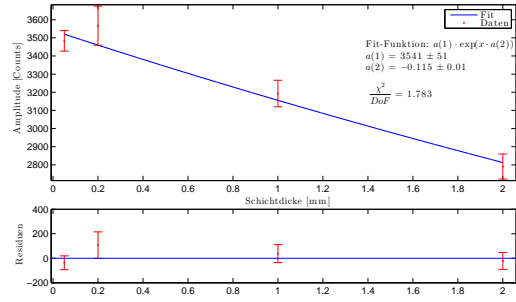
(a) γ -Energie von 81 keV.



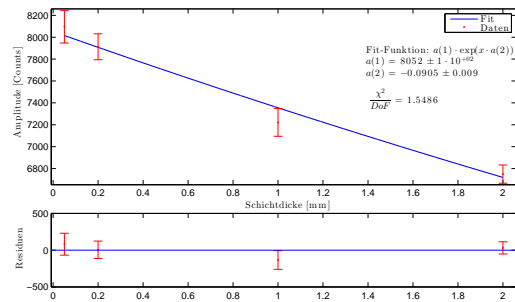
(b) γ -Energie von 161 keV.



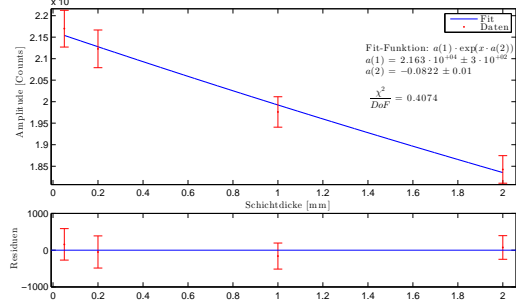
(c) γ -Energie von 223 keV.



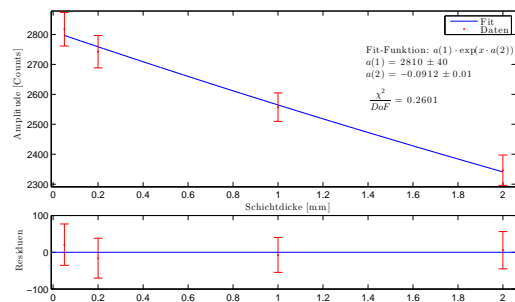
(d) γ -Energie von 277 keV.



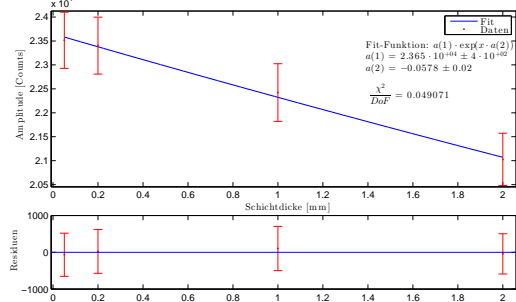
(e) γ -Energie von 303 keV.



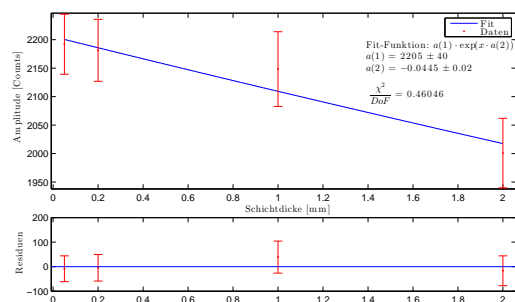
(f) γ -Energie von 356 keV.



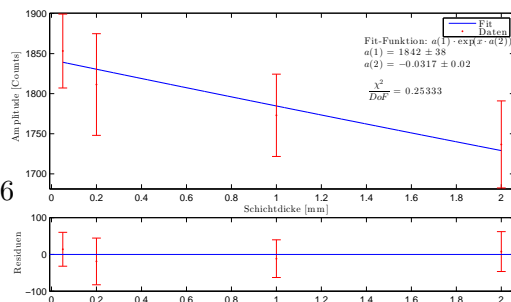
(g) γ -Energie von 284 keV.



(h) γ -Energie von 662 keV.



(i) γ -Energie von 1174 keV.



(j) γ -Energie von 1333 keV.

Abbildung 15: Fits zur Bestimmung des linearen Massenabsorptionskoeffizienten von Blei.