Praktikumsprotokoll

Versuch Nr. 704
Absorption von γ- und β-Strahlung

Frank Hommes
und
Kilian Klug

Durchgeführt am:
27 April 2004

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Theoretische Hintergründe **3**
2.1 γ-Strahlung 4
2.2 β-Strahlung 5

3 Durchführung und Auswertung **10**
3.1 Bestimmung der Absorbtionskoeffzienten von Cu und Pb bei γ-Strahlung 10
3.2 Absorbtionsmechanismen 10
3.3 β-Strahlung 11

1 Einleitung

In diesem Versuch mit dem Titel "Absorption von γ- und β-Strahlung" soll die Wechselwirkung von energiereicher Strahlung mit Materie untersucht werden.

Ziel ist die Aufnahme von Absorptionskurven und die Bestimmung interessanter Parameter wie den Absorptionskoeffizienten verschiedener Materialien.

2 Theoretische Hintergründe

Wie bereits angedeutet sollen hier im Wesentlichen zwei Arten von Strahlung betrachtet werden - γ- und β-Strahlung. Bei der γ-Strahlung handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, während die β-Strahlung aus schnellen Elektronen besteht.

Zur Veranschaulichung der Prozesse, die ablaufen wenn energiereiche Strahlung auf Materie trifft führt man den sogenannten Wirkungsquerschnitt σ ein. Dieser ordnet jedem Teilchen des Absorbermaterials eine Fläche zu, auf die einfallende Strahlung treffen muss, damit es zu einer Wechselwirkung kommt. Die Einführung von σ ist durchaus sinnvoll, da es zu Wechselwirkungen nicht nur bei direkten Zusammenstößen kommt, sondern auch aufgrund der Coulomb-Felder in der näheren Umgebung von geladenen Teilchen.

Durch Summation aller nebeneinander in einer infinitesimal dünnen Schicht einer bestimmten Fläche liegenden Wirkungsquerschnitte und anschließender Integration über die gesamte Dicke des absorbierenden Materials erhält man ein exponentielles Absorptionsgesetz:

$$N(D) = N_0 e^{-\mu D}. \tag{1}$$

Hierbei ist

$$\mu := n \cdot \sigma \tag{2}$$

der sogenannte Absorptionskoeffizient.

Dieser bestimmt zudem nach

$$D_{1/2} = \frac{ln2}{\mu} \tag{3}$$

die Halbwertsdicke. Dies ist die Dicke des Absorbers, nach der die einfallende Strahlung auf die Hälfte ihrer Intensität abgeschwächt ist.

Mit einigen einschränkenden Annahmen ergeben sich in diesem Zusammenhang ausserdem

$$n = \frac{zN_L}{V_{Mol}} = \frac{zN_L\rho}{M} \tag{4}$$

und

$$\sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{\mu M}{z N_L \rho}. \tag{5}$$

Gerade letzteres ist jedoch nur als grobe Näherung zu betrachten.

2.1 γ-Strahlung

γ-Strahlung entsteht wenn angeregte Atomkerne in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen. Die Energie der emittierten γ-Quanten enstpricht dabei der Differenz der Energieniveaus des entsprechenden Atomkerns:

$$E_\gamma = E_1 - E_2$$

Trifft nun ein γ-Quant auf Materie kann es zu Wechselwirkungen kommen. Je nach Energie und Wechselwirkungspartner (Elektronenhülle, Kern oder Elektrisches Feld) unterscheidet man zwischen verschiedenen Prozessen, die sich in drei Kategorien einordnen lassen - Annihilation sowie elastische und inelastische Streuung. Es sollen hier jedoch nur die wichtigsten Prozesse näher erläutert werden, die im Bereich von 10 keV bis 10 MeV γ-Energie auftreten.

1. Photo-Effekt
   Der (innere) Photoeffekt beschreibt die Wechselwirkung eines γ-Quants mit einem Hüllenelektron. Dieses wird dabei aus der Bindung gelöst, sofern das Quant genügend Energie hierfür besaß. Letzteres wird vollständig absorbiert.

   Der Phtotoeffekt tritt bevorzugt auf bei Elektronen der innersten Schale und γ-Energien nahe der Bindungsenergie. Die vom gelösten Elektron zurückgelassene Lücke wird aus den äusseren Schalen aufgefüllt, wobei weitere Quanten oder sogenannte Auger-Elektronen ausgesendet werden.

2. Compton-Effekt
   Im Gegensatz zum Photoeffekt tritt der Compton-Effekt im Zusammenhang mit freien Elektronen auf. Hierbei kommt es nicht zu Annihilation, sondern zu einem inelastischen Streuvorgang. Dies bedeutet, dass es zu Richtungs- und Impulsänderungen des γ-Quants sowie des Elektrons kommt, wie in Abb. 1 dargestellt. Durch die auftretenden Richtungsänderungen wird auch die Intensitätsabnahme eines auf Materie treffenden γ-Strahles z.T. erklärt.

   Der speziell beim Compton-Effekt auftretende Wirkungsquerschnitt wird als Thomsonscher Wirkungsquerschnitt σ_{Th} bezeichnet.

$$\sigma_{Th} := \frac{8}{3}\pi r_e^2$$

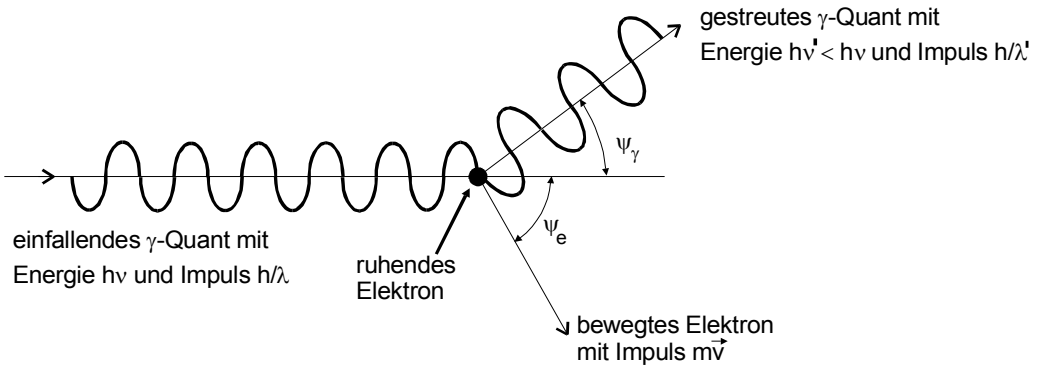


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Compton-Streuprozesses

($r_e = 2,82 \cdot 10^{-15}$m, "klassischer Elektronenradius")

Der durch den Compton-Effekt bedingte Absorptionskoeffizient ergibt sich zu

$$\mu_{com} = \frac{zN_L\rho}{M}\sigma_{com}(\varepsilon)$$

($\varepsilon := E_\gamma / m_0c^2$)

3. Paarbildung
   Bereits ab Energien von etwas mehr als 1,02 MeV - also der doppelten Ruhemasse des Elektrons tritt bevorzugt die Paarbildung auf. Dabei handelt es sich um einen Annihilationsprozess in Wechselwirkung mit elektrischen Feldern, bei dem ein Elektron und ein Positron entstehen.

Anzumerken ist noch, dass der Photoeffekt bei geringen Energien (bis ca.0,1 MeV), der Compton-Effekt bei mittleren (ca.0,2 bis 8 MeV) Energien und die Paarbildung bei hohen Energien (ab 10 MeV) den größten Anteil am Totaleffekt hat.

2.2 β-Strahlung

β-Strahlung besteht aus schnellen Elektronen oder Positronen, die bei der Umwandlung eines Nukleons entstehen. Hierfür kommen die beiden folgenden Abläufe in Frage:

$$n \longrightarrow p + \beta^- + \overline{\nu}_e \tag{6}$$

und

$$p \longrightarrow n + \beta^+ + \nu_e \tag{7}$$

Durch die bei diesen Vorgängen ausser der β-Strahlung entstehenden (Anti-)Neutrinos wird die Erhaltung von Energie, Impuls und Drehimpuls sichergestellt. Die Tatsache, dass sich die freiwerdende Energie statistisch auf die Teilchen verteilt erklärt das kontinuierliche Spektrum der β-Strahlung (siehe Abb. 7).

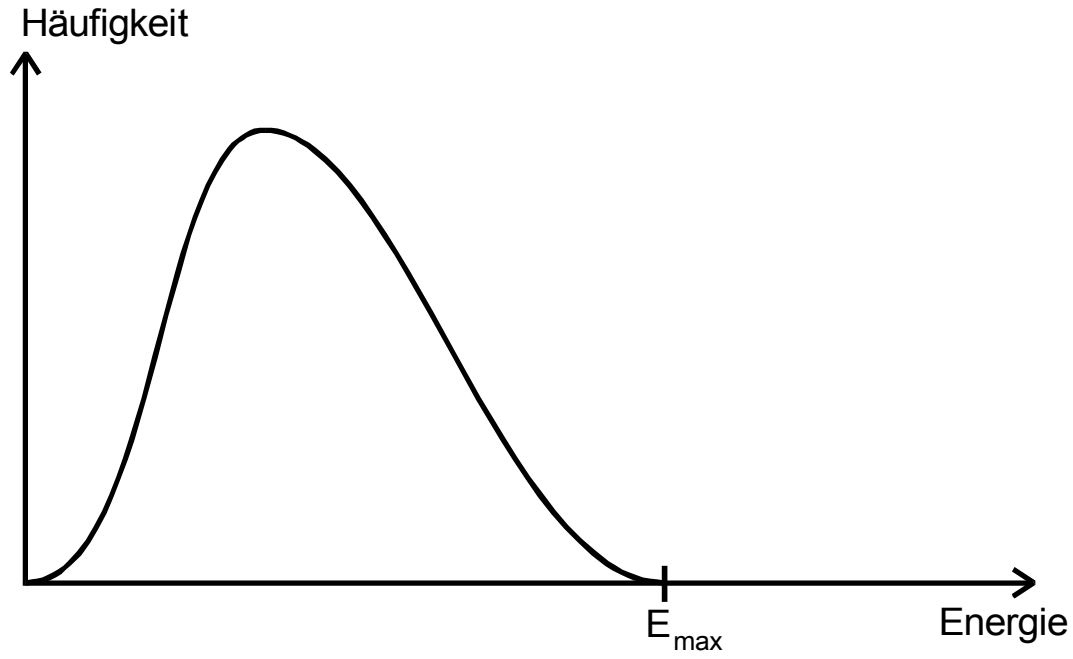


Abbildung 2: Emmissionsspektrum eines β-Strahlers

Eine wesentliche Bedeutung bei der Wechselwirkung mit Materie ist die Ladung der β-Teilchen, sowie ihre relativ geringe Masse. Dies führt dazu, dass ein β-Teilchen deutlich mehr Wechselwirkungsprozesse beim Durchgang durch eine Materieschicht erfährt als etwa ein γ-Quant.

Auch hier soll im Wesentlichen auf drei Prozesse näher eingegangen werden.

1. elastische Streuung am Atomkern
   Dieser Wechselwirkungsmechanismus wird als Rutherford-Streuung bezeichnet. Jedoch beschreibt die bekannte, ”klassische” Rutherfordsche Streuformel die Vorgänge nicht ganz korrekt. Zum einen ist die Annahme eines Coulomb-Feldes eine Vereinfachung, zum anderen müssen relativistische Effekte aufgrund der hohen Geschwindigkeiten berücksichtigt werden. Am Prinzip ändert sich aber nichts:
   Die β-Teilchen dringen in das Kernfeld ein und erfahren aufgrund ihrer

Ladung eine beträchtliche Ablenkung. Da sie aber kaum Energie verlieren wiederholt sich dies beim Durchgang durch eine Materieschicht sehr oft, sodass die tatsächlich zurückgelegte Wegstrecke deutlich größer ist als die Reichweite ('geradliniger Abstand vom Anfang bis zum Endpunkt der Bahn'). Veranschaulicht ist dies in Abb. 3.

Der wichtigste Effekt der Ablenkung der β-Teilchen ist die Auffächerung und damit eine Abschwächung der Intensität der Strahlung.

2. inelastische Streuung an Atomkernen
   Da es sich bei den β-Teilchen um geladene Teilchen handelt erfahren sie im Coulomb-Feld des Kerns eine Beschleunigung. Dabei wird Energie abgegeben. Gemäß der Quantenmechanik geschieht dies in Form von relativ wenigen aber energiereichen Photonen. Diese elektromagnetische Strahlung bezeichnet man als Bremsstrahlung, wobei die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten dieses Prozesses durch den entsprechenden Wirkungsquerschnitt gegeben ist. Bezogen auf einen Atomkern gilt:

$$\sigma_{Br} = \alpha r_e^2 \cdot z^2 \tag{8}$$

   Für den Energieverlust der β-Teilchen durch die Bremsstrahlung findet man

$$E_{BR}[keV] \approx 7 \cdot 10^{-7} z \cdot E_\beta^2. \tag{9}$$

3. inelastische Streuung an Elektronen
   Unterhalb eines Energieniveaus von etwa 2500kev spielt inelastische Streuung an Atomkernen kaum noch eine Rolle. Hier ist vielmehr inelastische Streuung an Elektronen des Absorbermaterials von Bedeutung. Bei diesem Vorgang werden die Atome des von der β-Strahlung getroffenen Materials ionisiert und angeregt. Üblicherweise kann dabei ein einzelnes β-Teilchen eine Vielzahl von Ionisations- und Anregungsprozessen durchlaufen.

Trotz der Kenntnis all dieser Vorgänge ist die Aufstellung einer allgemeinen Beziehung zwischen Schichtdicke D und Intensität n(D) sehr schwierig. Liegt jedoch eine Energieverteilung wie in Abb. 7 und eine nicht zu große Schichtdicke vor stellt ein Absorptionsgesetz wie (1) eine gute Näherung dar. Steigt die Dicke in den Bereich der maximalen Reichweite so misst man eine gleichmäßige Intensität, die dann von der ebenfalls detektierten Bremsstrahlung verursacht wird (siehe Abb. 4).

Die in Abb. 4 eingezeichnete maximale Reichweite R_{max} wird hauptsächlich von den energiereichsten Elektronen erreicht. Deshalb kann daraus auf die beim β-Zerfall freiwerdende Gesamtenergie E_{max} geschlossen werden. Für diesen Zusammenhang existieren jedoch nur empirische Beschreibungen.

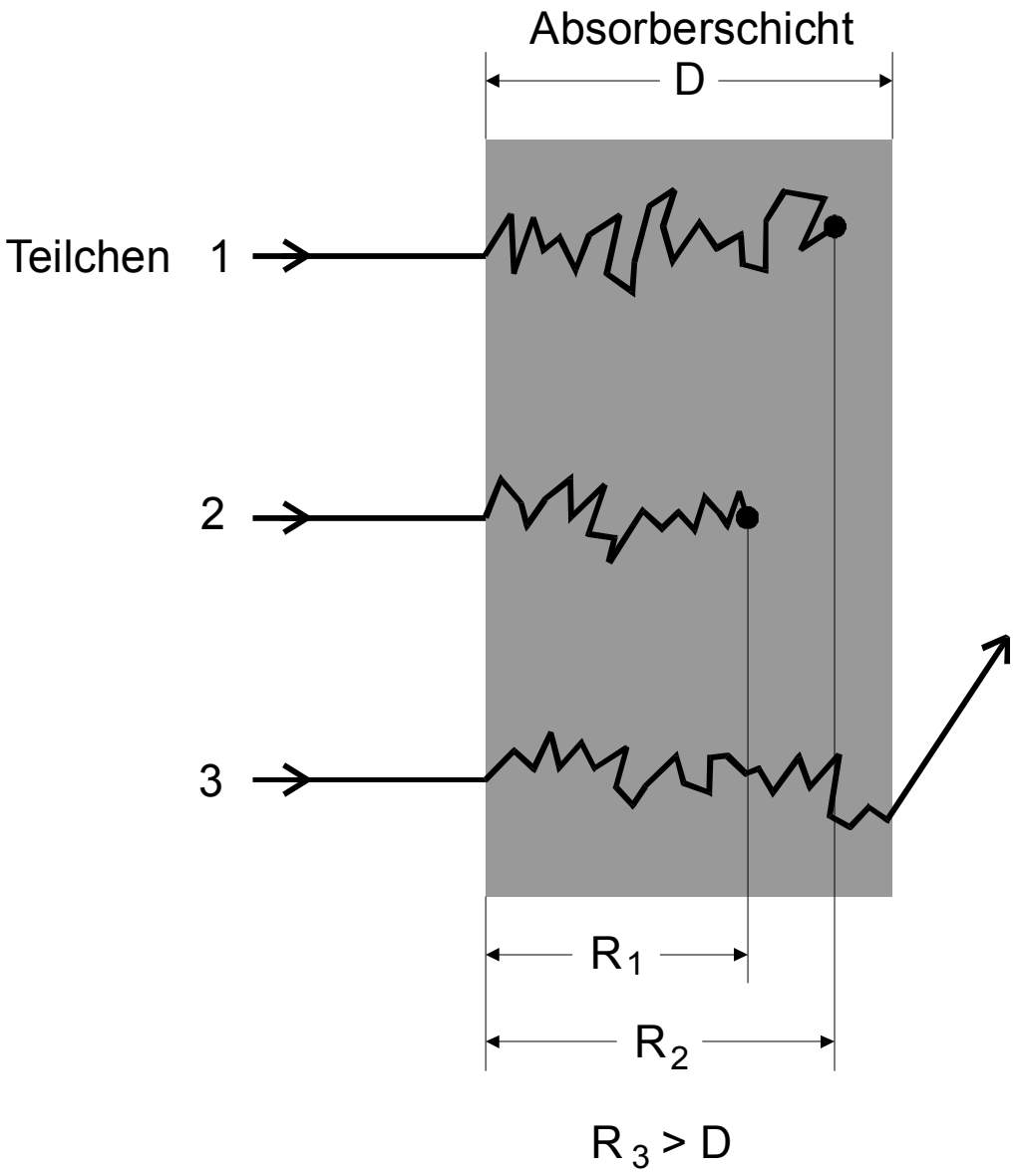


Abbildung 3: Unterschied zwischen Bahnlänge und Reichweite individueller β-Teilchen

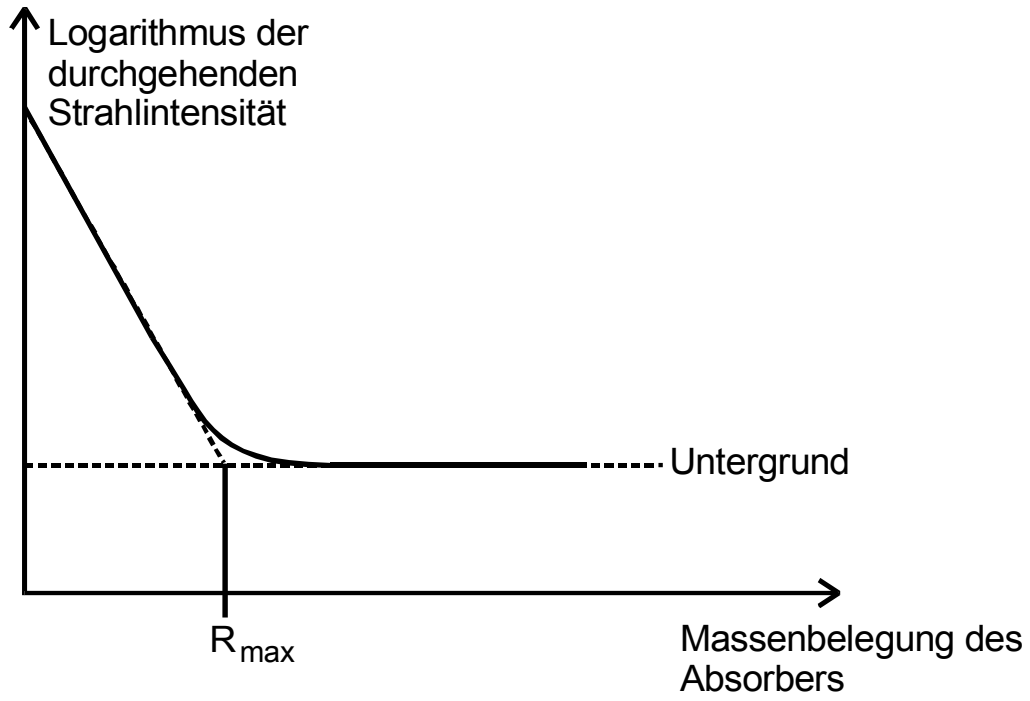


Abbildung 4: typische Absorptionskurve eines natürlichen β-Strahlers

3 Durchführung und Auswertung

3.1 Bestimmung der Absorbtionskoeffzienten von Cu und Pb bei γ-Strahlung

Um die Absorbtionskoeffzienten zu bestimmen haben wir Messreihen aufgenommen, die die Anzahl der Counts in Abhängigkeit von der Materialdicke wiedergeben. Da der Versuchsaufbau auch von natürlicher Strahlung bestrahlt wird, benötigen wir noch die Nullrate. Sie beträgt 222 Counts / 900 Sekunden.

N_0, sowie die Absorbtionskoeffizienten, ergeben sich durch eine lineare Ausgleichsrechnung (Blei: Abb. 5 und Kupfer Abb. 6) zu:

Matrial	$\mu[mm^{-1}]$	$N_0[s^{-1}]$
Pb	0,114 $(\pm 0,001)$	3,49 ($\pm 0,02$)
Cu	0,057 $(\pm 0,005)$	3,40 $(\pm 0,06)$

Tabelle 1: Absorbtionskoeffizienten (γ-Strahlung)

Bei beiden Graphen ließen wir für die Berechnung der Ausgleichsgeraden je einen Messwert ausser Acht, da es sich offensichtlich um Ausreisser handelt, da die Werte selbst bei doppelt so großen Fehlerbalken nicht an die Ausgleichsgerade reichen würden. Die Tabellen zu den Messwerten sind im Anhang zu finden (Tab.(4) und Tab.(5)).

3.2 Absorbtionsmechanismen

σ_{com} ergibt sich zu $2,56 \cdot 10^{-29}$. Die Wirkungsquerschnitte errechnen sich somit zu:

Matrial	σ_{com}	M [g/mol]	z	ρ [g/cm^3]	$\mu_{com}[mm^{-1}]$	$D_{\frac{1}{2}}$
Pb	$2,56 \cdot 10^{-29}$	207,2	82	11,340	0,069	6,08
Cu	$2,56 \cdot 10^{-29}$	63,5	29	8,920	0,063	12,16

Tabelle 2: Absorbtionskoeffizienten (γ-Strahlung)

Vergleicht man den gerechneten Wert von ν_{com} von Blei mit dem gemessenen, welcher fast doppelt so groß ist, so erkennt man, das neben dem Compton Effekt auch der Photoeffekt eine Rolle spielt. Bei Kupfer stimmen die beiden Werte fast überein, so dass man davon ausgehen kann, das hauptsächlich der Compton Effekt zum tragen kommt. Bei beiden können wir die Paarbildung ausschließen, da die benötigte Energie nicht erreicht wird.

3.3 β-Strahlung

Um die Maximalenergie zu berechnet, benötigen wir zunächst die maximale Reichweite der β-Teilchen. Dazu tragen wir unsere Messwerte in ein Diagramm (Abb. 7) ein und über zwei lineare Ausgleichsrechnungen kann man R_{max} durch folgendem Zusammenhang berechnen, wobei A die Steigung und B das Absolute Glied ist:

$$R_{max} = \frac{B_2 - B_1}{A_1 - A_2}$$

Wir erhalten somit:

$$D_{max} = \frac{-2,30(\pm 1,84) - 7,91(\pm 5,28)}{-34,95(\pm 0,35) - 0,66(\pm 0,05)}$$

$$D_{max} = \frac{-10,21(\pm 18,96)}{-35,61(\pm 1,76)} = 0,29(\pm 0,52)[\text{mm}]$$

Mit diesem Zwischenwert können wir durch folgende Formel die Maximalenergie des verwendeten β-Strahlers berechnen (Die Fehler ergeben sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung):

$$E_{max} = 1,92 \cdot \sqrt{R_{max}^2 + 0,22 \cdot R_{max}}$$

$$E_{max} = 1,92 \frac{MeVcm^2}{g} \cdot \sqrt{(0,081)^2 \frac{g^2}{cm^4} + 0,22 \frac{g}{cm^2} \cdot 0,081 \frac{g}{cm^2}}$$

$$E_{max} = 0,23\text{MeV}$$

wobei $R_{max} = \rho \cdot D_{max}$ gilt. Die Dichte ρ von Aluminium beträgt 2,70 g/cm^3.

Der Fehler von E_{max} ist mit $1,5 \cdot 10^{-4}$ geringer als die Genauigkeit von E_{max}.

Dicke	Messzeit [s]	Counts	Counts* pro Zeit [s^{-1}]	Fehler [s^{-1}]	ln(counts/zeit) [s^{-1}]	Fehler [s^{-1}]
0,444	900	303	0,013	0,001	-4,317	0,057
0,400	800	327	0,085	0,005	-2,460	0,055
0,338	800	306	0,059	0,003	-2,827	0,057
0,302	500	211	0,099	0,007	-2,316	0,069
0,253	400	314	0,462	0,026	-0,773	0,056
0,200	200	531	2,332	0,101	0,847	0,043
0,160	200	1811	8,732	0,205	2,167	0,023
0,153	100	1546	15,137	0,385	2,717	0,025
0,126	80	3009	37,290	0,680	3,619	0,018
0,102	50	3621	72,100	1,200	4,278	0,017

Tabelle 3: Werte zur Erstellung des Graphen 7

* Counts abzüglich der Nullrate, welche $0,32\overline{3}$/sec beträgt.
Wir haben die Werte bei der Dicke von 0,444 und 0,253 bei der Berechnung der Ausgleichsgerade ausgelassen, da es sich offensichtlich um Ausreißer handelt.

Dicke	Counts	Messzeit [s]	ln(counts/zeit) [s^{-1}]
30	1208	900	0,09127
20	897	250	1,20637
16	1069	200	1,62891
15	1547	150	2,30923
6,6	1627	100	2,77405
4,4	1411	70	2,99125
2,2	1269	50	3,2242

Tabelle 4: Messwerte zur Absorbtionsbestimmung von Pb

Dicke	Counts	Messzeit [s]	ln(counts/zeit) $[s^{-1}]$
20	894	90	2,27075
18	881	80	2,37638
15	1014	80	2,51998
13	1174	80	2,66919
10	1323	80	2,7906
8	1546	80	2,94855
5	1438	80	2,87516
3	1286	50	3,23763
2	1380	50	3,30884

Tabelle 5: Messwerte zur Absorbtionsbestimmung von Cu

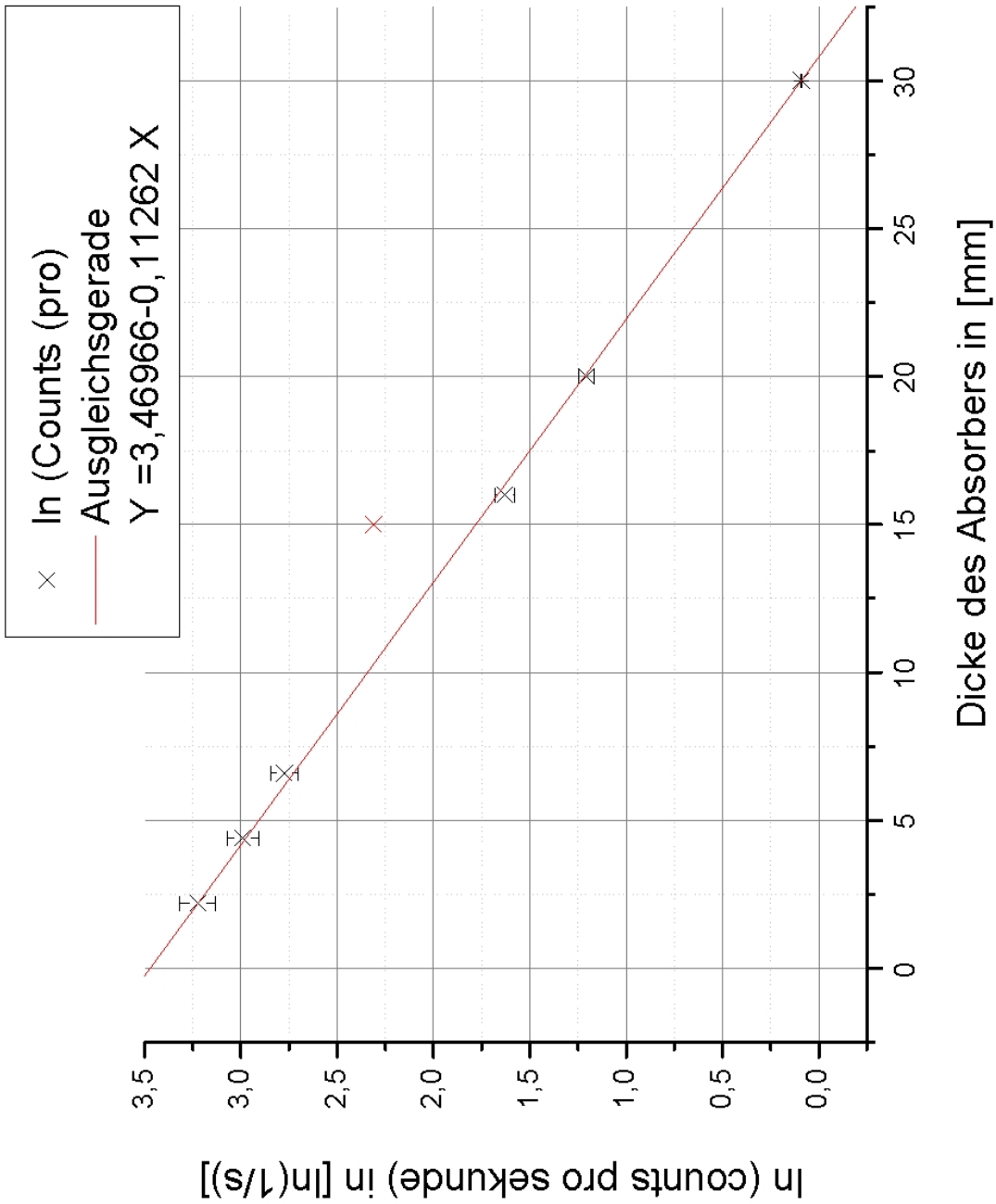


Abbildung 5: Messkurve mit Gamma Strahlung bei Blei

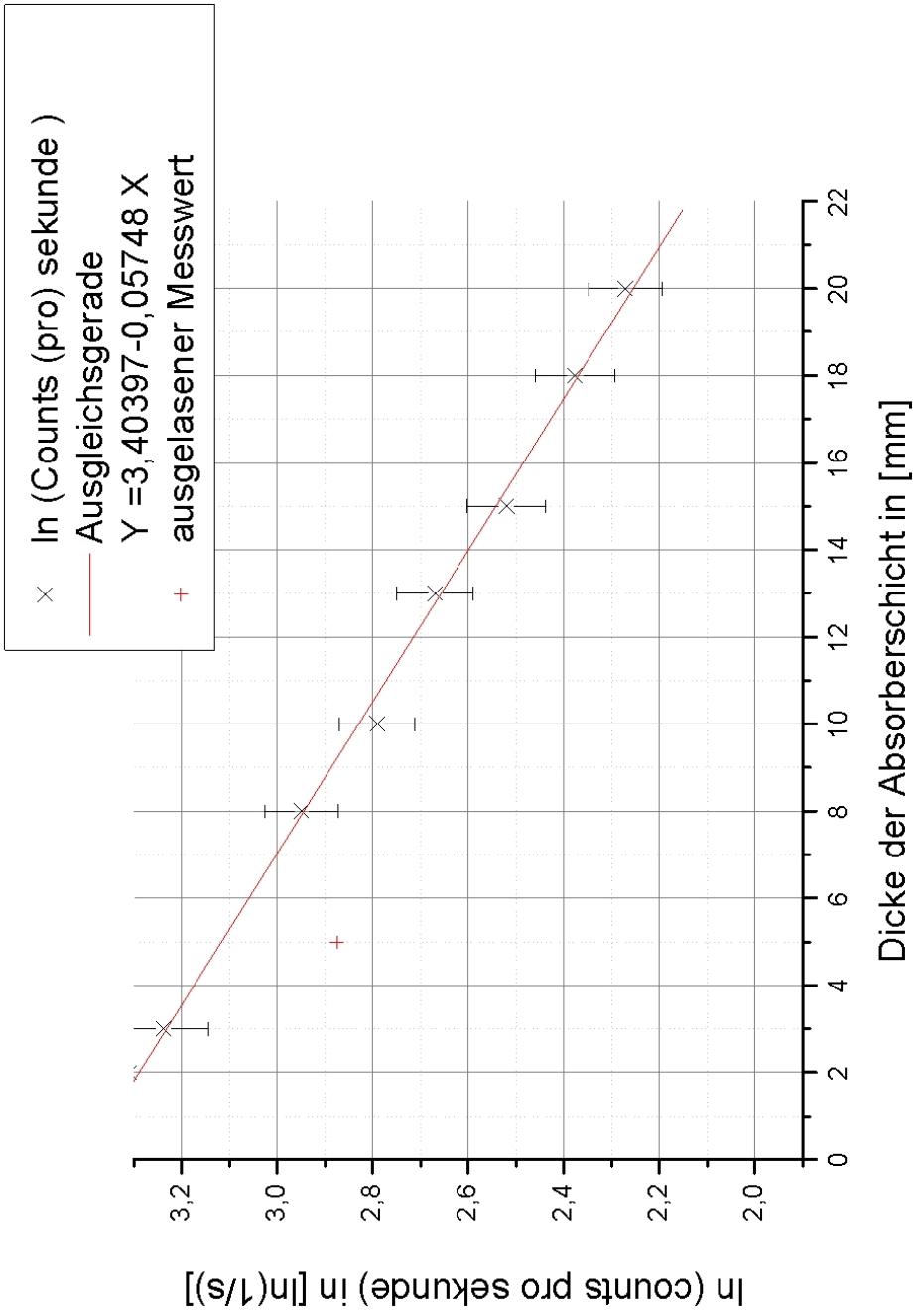


Abbildung 6: Messkurve mit Gamma Strahlung bei Kupfer

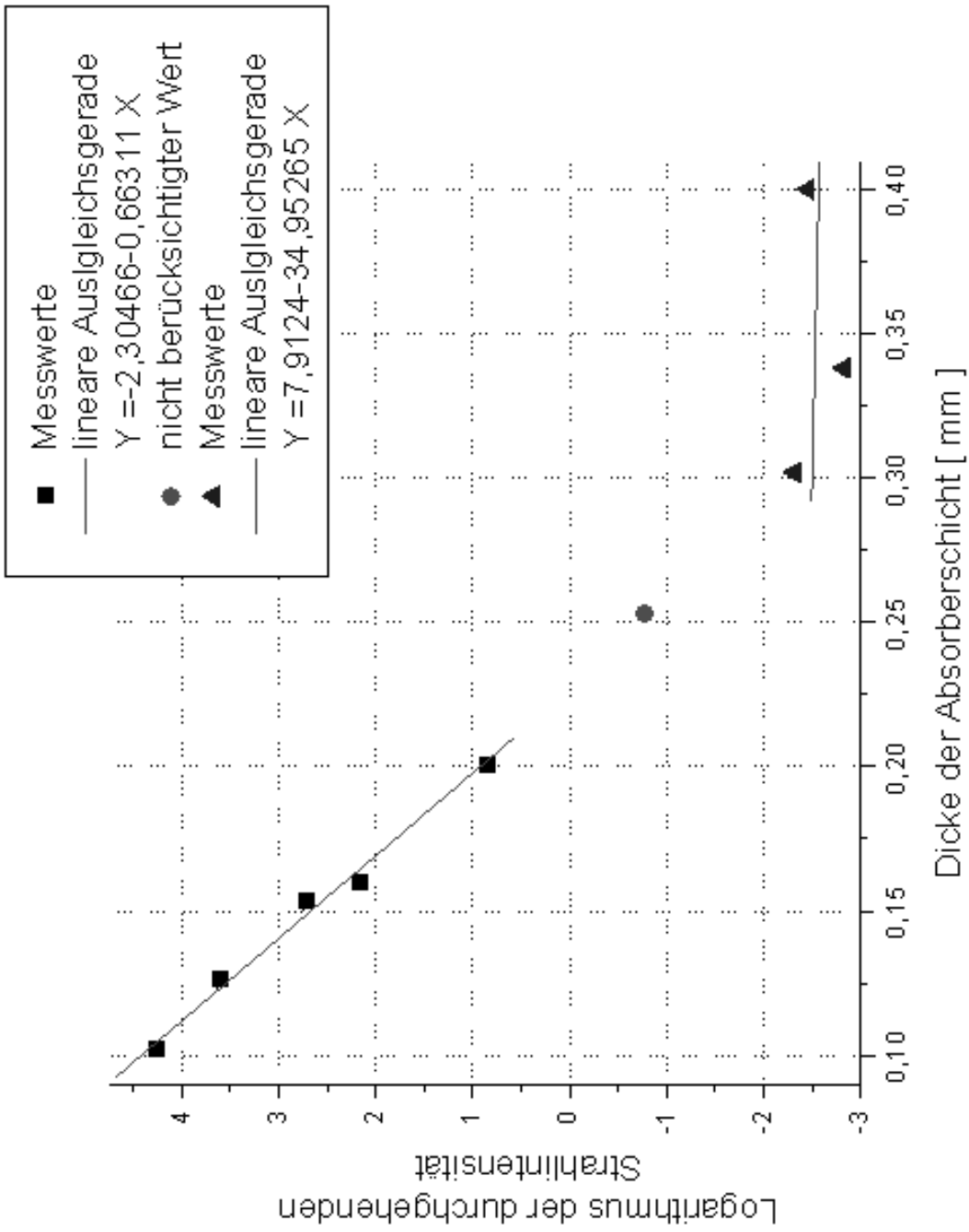


Abbildung 7: Absorbtionskurve für Beta-Strahlung in Aluminium