

**PROTOKOLL ZUM ANFÄNGERPRAKTIKUM
PHYSIK**

**Abstands- und Abschwächungsgesetz
für β - und γ -Strahlung**

Sebastian Finkel
Sebastian Wilken

Versuchsdurchführung:
24. Mai 2006

0. Inhalt

1. Einleitung

2. Theoretischer Teil

2.1. Bezeichnungen

2.2. Radioaktiver Zerfall

2.2.1. α -Zerfall

2.2.2. β -Zerfall

2.2.3. Zerfallsgesetz und Aktivität

2.3. Wechselwirkungen von γ - und β -Strahlung mit Materie

2.3.1. γ -Strahlung

2.3.2. β -Teilchen

2.4. Fehlerbetrachtung

3. Praktischer Teil

3.1. Aufbau I: Geiger-Müller-Zählrohr

3.2. Aufbau II: Szintillationsdetektor

3.3. Nulleffekt

3.4. Abstandsgesetz

3.5. Abschwächung von γ -Strahlung durch Materie

3.6. Abschwächung von β -Strahlung durch Materie

3.7. Bremsstrahlung

4. Anhang

4.1. Literatur

4.2. Abbildungsnachweis

5. Anlage (Messwertabellen)

1. Einleitung

Wir beschäftigen uns in diesem Versuch mit der Radioaktivität. Die Ziele des Versuches sind die Untersuchung des Abstands- und Abschwächungsgesetz für β - und γ -Strahlung. Dazu benutzen wir eine Sr-90- und eine Cs-137-Quelle sowie ein Geiger-Müller-Zählrohr und einen Szintillationsdetektor.

2. Theoretischer Teil

2.1. Bezeichnungen

Wir wollen zunächst einige Bezeichnungen einführen, die wir im Laufe des Protokolls verwenden werden.

- Z Ordnung- oder Kernladungszahl
- N Neutronenzahl im Kern
- $A = Z+N$ Massenzahl

Einige Teilchen und Quanten:

- | | | | |
|-------------|----------|-------------|--------------------|
| • p | Proton | α | α -Teilchen |
| • n | Neutron | ν | Neutrino |
| • β | Elektron | $\bar{\nu}$ | Anti-Neutrino |
| • β^+ | Positron | γ | γ -Quant |

Konstanten und Berechnungsvorschriften:

- h Planksche Konstante; $h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$ Js
- f Frequenz eines γ -Quants
- $E = hf$ Energie eines γ -Quants
- $T_{1/2}$ Halbwertszeit
- $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ Zerfallskonstante
- $\tau = 1/\lambda$ Mittlere Lebensdauer
- μ_τ Linearer Abschwächungskoeffizient für den Photoeffekt
- μ_σ Linearer Abschwächungskoeffizient für den COMPTON-Effekt

2.2.3. Zerfallsgesetz und Aktivität

Quantitative Aussagen über das Zerfallsverhalten kann man nur über eine große Zahl von Atomkernen machen. Zum Zeitpunkt t seien $N(t)$ Isotope eines radioaktiven Isotops X vorhanden, dann ist die Zahl der Kerne, die im Zeitintervall dt zerfallen sind, gegeben durch $dN(t)$ und es gilt:

$$(1) \quad dN(t) = -\lambda N(t) dt$$

Das Minuszeichen gibt eine Abnahme mit λ als Zerfallskonstante an, die gegeben ist durch:

$$(2) \quad \lambda = \left| -\frac{dN(t)}{N(t)dt} \right|$$

Sei die Gesamtzahl der Atomkerne gegeben durch N_0 zum Zeitpunkt $t = 0$, so ergibt sich für die noch nicht zerfallen Kerne zum Zeitpunkt t :

$$(3) \quad N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

Als Aktivität bezeichnet man dann:

$$(4) \quad A(t) = N(t)\lambda$$

Die Einheit ist Becquerel: 1 Bq = 1 Zerfall/s.

2.3. Wechselwirkungen von γ - und β -Strahlung mit Materie

2.3.1. γ -Strahlung

Für unsere Versuche sind für die γ -Strahlung zwei Wechselwirkungen mit Materie wichtig: der Photoeffekt und der COMPTON-Effekt.

2.3.1.1. Photoeffekt

Der Photoeffekt ist die Totalabsorption eines γ -Quants an der Elektronenhülle eines Atomkerns. Das Elektron erhält dabei die kinetische Energie E_k . Dies entspricht der Differenz zwischen der Energie hf des γ -Quants und der Bindungsenergie E_b des Elektrons:

$$(5) \quad E_k = hf - E_b$$

2.3.1.2. COMPTON-Effekt

Der COMPTON-Effekt ist die elastische und inkohärente Streuung eines γ -Quants an freien oder leicht gebundenen Elektronen. Die Energiedifferenz des Quants vor und nach dem Stoß ergibt die Energie, die das Elektron erhält:

$$(6) \quad E_k = hf - hf_s$$

2.3.1.3. Abschwächungsgesetz

Wir betrachten nun den Durchgang von γ -Strahlung einer bestimmten Energie durch einen Absorber der Dicke x . Die Intensität der Strahlung vor dem Absorber sei gegeben durch I_0 . Beim Durchgang durch das Material wechselwirken einige Quanten mit dem Material, so dass sich hinter dem Absorber folgende Intensität ergibt:

$$(7) \quad I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-(\mu_a + \mu_s)x}$$

Um diese Formel herzuleiten, wählen wir den Ansatz:

$$(8) \quad dI(x) = -\mu \cdot I(x) dx$$

mit dx : Materialdicke
 $I(x)$: Als Intensität hinter dem Absorber
 $dI(x)$: Als Anzahl der Absorbierten Quanten

Stellen wir nun nach $I(x)$ um und integrieren diesen Ausdruck unter Zuhilfenahme unseres schon bekannten Ansatzes, erhalten wir daraus Gleichung 7 (vgl. Frage 1).

Von praktischer Bedeutung ist für uns jedoch die messbare Strahlung $I_m(x)$ hinter dem Absorber. Diese weicht wegen des COMPTON-Effektes jedoch stark von der errechneten Intensität $I(x)$ ab: Da immer noch einige Quanten, die mit Elektronen wechselgewirkt haben, in den Detektor gelangen, wird die gemessene Intensität höher ausfallen als die errechnete (vgl. Frage 2). Für die messbare Strahlung gilt dann folgendes Exponentialgesetz:

$$(9) \quad I_m(x) = I_0 e^{-\varepsilon x}$$

mit ε als linearen Abschwächungsfaktor.

2.3.2. β -Teilchen

2.3.2.1. Wechselwirkungsprozesse

Es gibt für β -Teilchen drei wichtige Wechselwirkungen:

1. Elastische Streuung am Kern ohne Energieverlust.
2. Inelastische Streuung am Kern unter Emission von Bremsstrahlung.
3. Inelastische Streuung an Hüllenelektronen.

2.3.2.2. Abschwächungsgesetz

Für monoenergetische β -Strahlung gilt kein exponentielles Abschwächungsgesetz, jedoch haben wir es auch bei β -Strahlung, die bei radioaktiven Elementen freigesetzt wird, viel mehr mit typischen Energieverteilungen zu tun, die von Null bis zur maximalen Energie reichen. Hierfür gilt nun näherungsweise ein empirisch gefundenes Exponentialgesetz:

$$(10) \quad I_m(x) \approx I_0 e^{\zeta \cdot x}$$

mit ζ als linearen Abschwächungskoeffizienten.

2.4. Fehlerbetrachtung

Die Statistik des radioaktiven Zerfalls gehorcht vollkommen der Binomialverteilung. Atomkerne beeinflussen sich also nicht gegenseitig. Ist jedoch die Zerfallskonstante λ sehr klein und die Zahl N der betrachteten Atomkerne sehr groß, so folgt daraus, dass die in der Zeit Δt zerfallenen Atomkerne M in ihrer Anzahl sehr klein gegenüber N sind, so dass dann für den Mittelwert gilt:

$$(11) \quad \langle M \rangle = \lambda N \Delta t \ll N$$

Unter dieser Voraussetzung lässt sich in guter Näherung die POISSONverteilung für die Beschreibung nutzen. Wir können damit M unter gleichen Bedingungen sehr oft messen und als Histogramm auftragen, so ergibt dann die Einhüllende die Dichtefunktion der POISSONverteilung. So ergibt sich auch ganz leicht für die Standardabweichung σ_m des Mittelwerts:

$$(12) \quad \sigma_M = \sqrt{\langle M \rangle}$$

Geht $N \rightarrow \infty$, dann kann man die POISSON-Verteilung auch als GAUSS- oder Normalverteilung mit gleichem Mittelwert und gleicher Standardabweichung ansehen. Daraus folgt, dass man nun σ_m als Streuung um den Mittelwert ansehen kann. Bei sehr vielen Messungen von M müssen dann 68,3% im Bereich von $\langle M \rangle \pm \sigma_M$, bzw. 94,5% im Bereich von $\langle M \rangle \pm 2\sigma_M$ liegen.

In der Praxis werden jedoch sehr selten mehrere Messungen durchgeführt, vielmehr wird die Zeit Δt so groß gewählt, dass man einige hundert Messereignisse registriert. Man kann dann den Messwert M gleich dem erwarteten Mittelwert $\langle M \rangle$ setzen. Für die Standardabweichung gilt dann $\sigma_M = \sqrt{M}$. Damit dieses Vorgehen erlaubt ist, müssen wir unsere Versuchsbedingungen dementsprechend anpassen.

Oft wird auch die Zahlrate m statt der Impulszahl M angegeben. Für diese und die dazugehörige Standardabweichung gilt dann:

$$(13) \quad m = \frac{M}{\Delta t} \quad \sigma_m = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t}$$

Ein weiteres Problem, das uns bei der Messung von Radioaktivität beschäftigt, ist die natürliche Umgebungsstrahlung. Hierfür erhalten wir während der Zeit Δt_0 einen Nulleffekt M_0 , für den sich nun wieder Zählrate und Standardabweichung wie folgt ergeben:

$$(13) \quad m_0 = \frac{M_0}{\Delta t_0} \quad \text{und} \quad \sigma_0 = \frac{\sqrt{M_0}}{\Delta t_0}$$

Bei der Bestimmung der Nettozählrate ist dies jeweils vom Messergebnis abziehen. Wir erhalten für die Nettozählrate und deren Standardabweichung:

$$(14) \quad n = m - m_0 = \frac{M}{\Delta t} - \frac{M_0}{\Delta t_0} \quad \text{und} \quad \sigma_n = \sqrt{\sigma_m^2 + \sigma_0^2} = \sqrt{\frac{M}{\Delta t^2} + \frac{M_0}{\Delta t_0^2}}$$

Wir sehen also, dass wir eine möglichst lange Messzeit brauchen, damit unser statistischer Fehler möglichst klein wird (vgl. Frage 3).

3. Praktischer Teil

Bei diesem Praktikumsversuch wird an zwei Aufbauten gearbeitet: Zum einen ein Geiger-Müller-Zählrohr, mit dem wir die β -Strahlung einer Sr-90-Quelle untersuchen und zum anderen ein Szintillationsdetektor, mit welchem wir die γ -Strahlung einer Cs-137-Quelle näher betrachten. Zunächst wollen wir beide Versuchsaufbauten erläutern.

3.1. Aufbau I: Geiger-Müller-Zählrohr

Wir montieren das Geiger-Müller-Zählrohr mit einem geeigneten Halter auf einer Dreiecksschiene. Das Zählrohr wird über ein Koaxialkabel mit dem Steuergerät (STG) verbunden, welches eine Hochspannung von etwa 500 V an den Detektor liefert. Jedes vom Detektor registrierte Strahlungsereignis führt zu einem Impuls, welcher die Hochspannung kurzzeitig abfallen lässt. Dies wird vom STG durch einen Lautsprecher in ein akustisches Signal umgewandelt und für die quantitative Analyse als Zählimpuls auf einem Zähler dargestellt. Am STG können wir eine Messzeit einstellen, in der die Impulse gezählt werden.

3.2. Aufbau II: Szintillationsdetektor

Der Szintillationsdetektor besteht aus einem Thallium-dotierten Natriumjodid-Kristall mit angeschlossenem Photomultiplier (PM). Wir platzieren den Detektor auf einer Dreieckschiene. Der PM wird über eine Hochspannung von 1.100 V betrieben, welche zuvor von der technischen Assistenz eingestellt wurde. Jedes Strahlungsereignis am Detektor führt zu einer Freisetzung von Photonen, welche wiederum vom PM registriert und in elektrische Impulse umgewandelt werden. Um die Anzahl der Strahlungsereignisse M während einer bestimmten Messzeit bestimmen zu können, bauen wir folgende Schaltung auf (vgl. Abbildung 1): Das Ausgangssignal des PM wird mit Hilfe eines Operationsverstärkers (OP) invertiert und verstärkt. Das Ausgangssignal des PM wird vor und nach der Verstärkung gleichzeitig auf einem Oszilloskop (OS) dargestellt. Den Ausgang des OP verbinden wir über einen Zeitschalter S mit einem Universalzähler. Dieser wird im Modus „Impulszählung“ betrieben und zählt die vom PM erzeugten Spannungsimpulse. Am Zeitschalter S können wir die Messzeit einstellen. In dieser Zeit wird der Schalter geöffnet und die Spannungsimpulse werden von dem Universalzähler registriert. Mit Hilfe der Triggerschwelle des Universalzählers stellen wir ein, dass etwa 50 Impulse/s gezählt werden. Dazu stellen wir den

Zeitschaltet auf 1 s ein und machen mehrere Testläufe, bis etwa ein Wert von 50 Impulse/s erreicht ist. Durch dieses Verfahren ist gewährleistet, dass die Triggerschwelle über dem Rauschpegel liegt und nur solche Impulse gezählt werden, die tatsächlich von der Strahlungsquelle ausgelöst wurden.

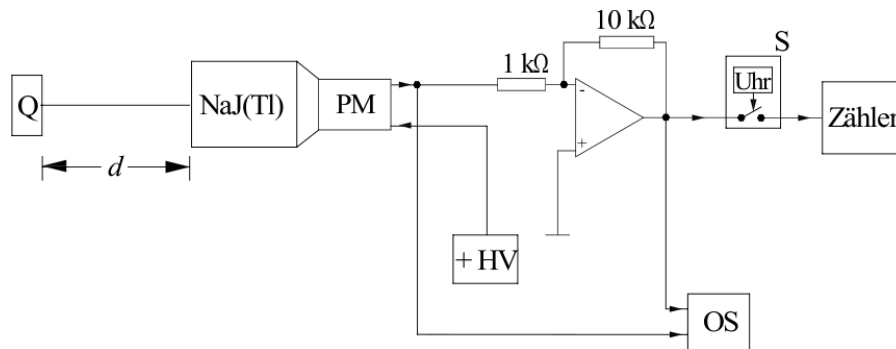


Abb. 1: Aufbau und Schaltung zur Messung der Impulszahl M mit dem Szintillationsdetektor.

3.3. Nulleffekt

Um die natürliche Umgebungsstrahlung quantifizieren zu können, bestimmen wir zunächst an beiden Aufbauten den Nulleffekt m_0 , welcher bei den folgenden Versuchsteilen von den gemessenen Zählraten subtrahiert werden muss. Will man den Fehler bei der Messung des Nulleffektes des Geiger-Müller-Zählrohres genügend klein halten, muss eine relativ lange Messung von etwa einer Stunde Dauer erfolgen. Daher wurde diese Langzeitmessung bereits vor Versuchsbeginn von der technischen Assistenz durchgeführt. Beim Szintillationsdetektor führen wir die Messung des Nulleffektes selbst durch, indem wir den Zeitschalter für eine Zeit von 2 - 3 min öffnen. Folgende Nulleffekte konnten dabei ermittelt werden:

Geiger-Müller-Zählrohr:

- Messzeit: $\Delta t = 4000 \text{ s}$
- Impulse: $M = 1263$
- Zählrate: $m_0 = \frac{M}{\Delta t} \approx 0,32 \text{ s}^{-1}$
- Fehler: $\sigma_0 = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t} \approx 0,01 \text{ s}^{-1}$

Szintillationsdetektor:

- Messzeit: $\Delta t = 120 \text{ s}$
- Impulse: $M = 5934$
- Zählrate: $m_0 = \frac{M}{\Delta t} = 49,45 \text{ s}^{-1}$
- Fehler: $\sigma_0 = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t} \approx 0,64 \text{ s}^{-1}$

Möchte man die Standardabweichung des Nulleffektes um den Faktor 2 erniedrigen, muss die Messzeit Δt vierfach erhöht werden (vgl. Frage 5). Zur Verdeutlichung dieses Zusammenhangs sollen die folgenden Umformungen dienen:

$$m = \frac{M}{\Delta t} \Leftrightarrow M = m \Delta t$$

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t} = \frac{\sqrt{m \Delta t}}{\Delta t} = \sqrt{\frac{m \Delta t}{\Delta t^2}} = \sqrt{\frac{m}{\Delta t}}$$

Da die Wurzel von $m/\Delta t$ gezogen wird, muss Δt mit 4 multipliziert werden, um den gesamten Term zu halbieren.

3.4. Abstandsgesetz

Zur Herleitung des Abstandsgesetzes als Verlauf der Nettozählrate n als Funktion des Abstandes d zwischen einer punktförmigen radioaktiven Quelle Q konstanter Aktivität und einem Detektor betrachten wir Abbildung 2 (vgl. Frage 6). Der Abstand d setzt sich zusammen aus dem Abstand d_0 zwischen Quelle und Gehäuserand des Strahlers sowie dem Abstand d_1 zwischen dem Gehäuserand und dem Detektor. Wir nehmen an, dass sich die radioaktiven Quanten und Teilchen kugelförmig ausbreiten und nicht durch die Luft abgeschwächt werden. Dann entspricht der Teil der Kugel, welcher vom Detektor geschnitten wird (siehe graue Fläche in der Abbildung), einer Kugelkappe. Für die Oberfläche gilt mit der Höhe $h = r - d$:

$$A = 2\pi r h = 2\pi r (r - d)$$

Für den Fall $d = 0$ entspricht die Kugelkappe exakt einer Halbkugel mit der Oberfläche:

$$A(d=0) = 2\pi r^2$$

Für $d=0$ erhalten wir eine Nettozählrate n_1 . Um die Nettozählrate $n(d)$ zu erhalten, multiplizieren wir n_1 mit dem Quotienten aus $A(d>0)$ und $A(d=0)$. Da $A(d=0) > A(d>0)$ ist der Quotient kleiner als 1. Daher wird die Nettozählrate $n(d)$ mit wachsendem Abstand kleiner und es gilt:

$$n(d) = n_1 \frac{2\pi r(r-d)}{2\pi r^2} = n_1 \frac{r-d}{r} = n_1 \cdot \left(1 - \frac{d}{r}\right)$$

Nach dem Satz des PYTHAGORAS gilt für den Radius r :

$$r = \sqrt{r_0^2 + d^2}$$

Setzen wir dies in die Formel für $n(d)$ ein, erhalten wir schließlich das Abstandsgesetz in der bekannten Form:

$$n(d) = n_1 \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{r_0^2 + d^2}}\right)$$

r_0 bezeichnet den Radius des Eintrittsfensters und beträgt beim Geiger-Müller-Zählrohr 12,5 mm und beim Szintillationsdetektor 38,1 mm.

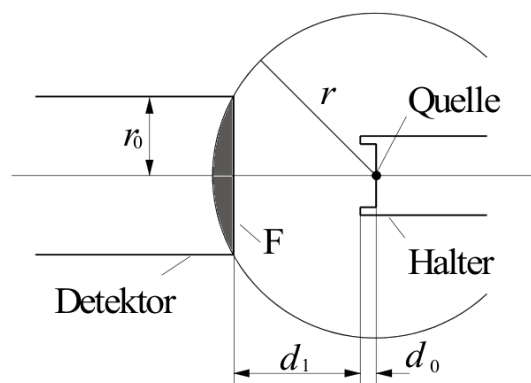


Abb. 2: Skizze zur Herleitung des Abstandsgesetzes.

Nun wollen wir das Abstandsgesetz für die beiden zur Verfügung stehenden radioaktiven Quellen messen. Zunächst verwenden wir eine Cs-137-Quelle und den Szintillationsdetektor. Für verschiedene Abstände d zwischen 2 cm und 40 cm messen wir jeweils über 30 s die

Zählrate m und berechnen dann durch Subtraktion des Nulleffektes die Nettozählrate n , welche wir dann auf eine Sekunde normieren. Für die Standardabweichung σ_n der Nettozählrate n gilt dann mit der Standardabweichung des Nulleffektes, σ_0 :

$$\sigma_n = \sqrt{(\sigma_m^2 + \sigma_0^2)} = \sqrt{\frac{M}{\Delta t^2} + \sigma_0^2}$$

Für den theoretischen Kurvenverlauf muss noch die Nettozählrate bei $d = 0$ bestimmt werden. Dies geschieht über eine Normierung auf den Punkt $d = 10$ cm. Dazu setzen wir den theoretischen Wert an der Stelle 10 cm mit unserem Messwert (491 s^{-1}) an der Stelle 10 cm gleich und lösen nach n_1 auf:

$$491 \text{ s}^{-1} = n_1 \left(1 - \frac{10 \text{ cm}}{\sqrt{(3,81 \text{ cm})^2 + (10 \text{ cm})^2}} \right) \Leftrightarrow n_1 = 7491 \text{ s}^{-1}$$

Also gilt für den theoretischen Kurvenverlauf folgende Funktionsgleichung:

$$n(d) = 7491 \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{3,81^2 + d^2}} \right)$$

Unsere Messwerte sowie die daraus bestimmten Werte und Fehler zeigt Tabelle 1 (**Anmerkung:** In diesem wie auch in den folgenden Versuchsteilen wurden alle Werte für die Zählraten auf ganze Zahlen gerundet, da es bei der Messung und Auswertung ganzzahliger Ereignisse nicht sinnvoll ist, Dezimalzahlen anzugeben).

d / cm	m / 1/30s	n / s ⁻¹	σ / s ⁻¹
2	89104	2921	10
3	64781	2110	8
4	49235	1592	7
5	39015	1251	7
6	31118	988	6
7	25694	807	5
8	21801	677	5
9	18729	575	5
10	16206	491	5
15	9330	262	4

d / cm	$m / 1/30\text{s}$	n / s^{-1}	σ / s^{-1}
20	6043	152	3
25	4525	101	3
30	3775	76	2
35	3160	56	2
40	2802	44	2

Tab. 1: Gemessene und berechnete Zählraten für verschiedene Abstände d bei der Cs-137-Quelle.

Wir tragen nun die gemessenen Nettozählraten über dem Abstand d doppel-logarithmisch auf. Durch die Messdaten legen wir einen nicht-linearen Fit wie in [1] beschrieben. In das selbe Diagramm zeichnen wir auch noch den theoretischen Kurvenverlauf. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3. Zunächst ist zu erkennen, dass die Fitfunktion bei kleinen Abständen d besser an die Messwerte angepasst zu sein scheint. Dies ist aber eine „optische Täuschung“ infolge der doppel-logarithmischen Darstellung. Wir erkennen weiter, dass die Fitfunktion und die theoretische Kurve parallel verlaufen, nicht aber exakt übereinander. Das bedeutet, dass unsere Versuchsergebnisse das Abstandsgesetz qualitativ bestätigen. Die quantitativen Abweichungen werden durch die üblichen Messungenauigkeiten verursacht.

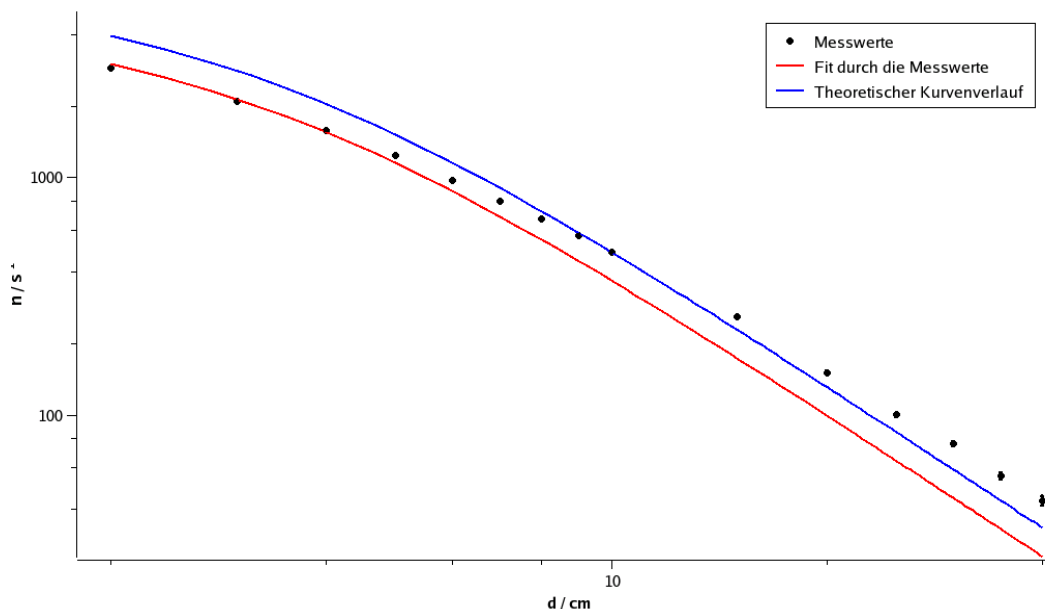


Abb. 3: Messwerte, Fitfunktion und theoretischer Kurvenverlauf der Nettozählrate n über dem Abstand d für eine Cs-137-Quelle.

Wir führen den Versuchsteil zum Abstandsgesetz nun analog zur obigen Beschreibung mit der Sr-90-Quelle und dem Geiger-Müller-Zählrohr durch. Den Abstand d variieren wir zwischen 2 cm und 35 cm. Wir wählen unsere Messzeiten Δt so, dass die Standardabweichung σ_m der gemessenen Zählrate m bei jeder Messung kleiner als 5% der Zählrate m ist. Um die gewünschte Standardabweichung zu erhalten, messen wir jedesmal wenigstens M Strahlungsereignisse und für M gilt:

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t} = 0,05 m = 0,05 \frac{M}{\Delta t} \Leftrightarrow M = \frac{1}{0,05^2} = 400$$

Wenn wir also bei jeder Messung mindestens so lange messen, bis wir 400 Strahlungsereignisse gezählt haben, können wir von einer Standardabweichung kleiner als 5% ausgehen.

Für den theoretischen Kurvenverlauf bedarf es wieder einer Normierung, um n_1 zu ermitteln. In diesem Fall soll die Normierung am Punkt $d = 20$ cm geschehen. Bei $d = 20$ cm haben wir eine Nettozählrate von 16 s^{-1} ermittelt. Dann ergibt sich für n_1 :

$$16 \text{ s}^{-1} = n_1 \left(1 - \frac{20 \text{ cm}}{\sqrt{(1,25 \text{ cm})^2 + (20 \text{ cm})^2}} \right) \Leftrightarrow n_1 = 8216 \text{ s}^{-1}$$

Damit gilt folgende Funktionsgleichung für den theoretischen Kurvenverlauf:

$$n(d) = 8216 \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{3,81^2 + d^2}} \right)$$

Unsere Messwerte sowie die berechneten Werte und Fehler zeigt Tabelle 2.

d / cm	Δt / s	m / 1/Δt s	n / s⁻¹	σ / s⁻¹
2	10	3974	397	6
10	10	535	54	2
12	20	802	40	1
14	20	595	30	1
16	30	671	22	1
18	30	580	19	1
20	40	656	16	1

d / cm	$\Delta t / \text{s}$	$m / 1/\Delta t \text{ s}$	n / s^{-1}	σ / s^{-1}
25	40	431	11	1
30	60	448	7	1
35	80	427	5	1

Tab. 2: Gemessene und berechnete Zählraten für verschiedene Abstände d bei der Sr-90-Quelle.

Auch hier tragen wir wieder die Nettozählrate n über den Abstand d auf und legen einen nicht-linearen Fit durch die Messwerte. Der theoretische Kurvenverlauf wird ebenfalls in das Diagramm eingezeichnet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4. Bei der Bestimmung der Fitfunktion wurde auf den ersten Messwert verzichtet, da dieser sehr stark von dem theoretischen Wert abweicht. Dies lässt sich durch die Totzeit des Detektors erklären: Treten sehr viele Strahlungsereignisse in kurzer Zeit hintereinander auf, kann der Detektor nicht mehr jeden einzelnen Impuls wahrnehmen. Da in unserem Fall bei $d = 2 \text{ cm}$ relativ viele Strahlungsereignisse auftreten, kann der Detektor nicht mehr jedes einzelne registrieren und der Messwert liegt somit unter dem erwarteten Wert (vgl. Frage 7).

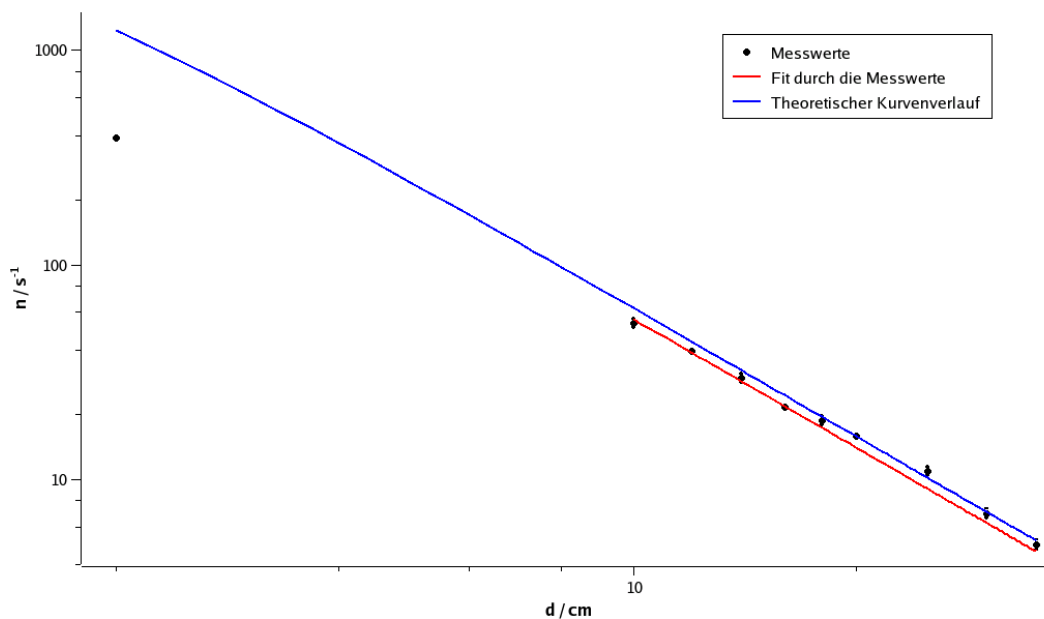


Abb. 4: Messwerte, Fitfunktion und theoretischer Kurvenverlauf der Nettozählrate n über dem Abstand d für eine Sr-90-Quelle

Bei der Sr-90-Quelle stimmen unsere Messwerte sowohl quantitativ (d.h. in der Form der Kurve), als auch qualitativ gut mit dem theoretischen Werten überein (bis auf die o.a. Ausnahme bei $d = 2$ cm). Daher können wir das Abstandsgesetz auch für β -Strahlung verifizieren.

3.5. Abschwächung von γ -Strahlung durch Materie

In diesem Versuchsteil beschäftigen wir uns mit der Abschwächung von γ -Strahlung durch das Absorbermaterial Eisen. Dazu verwenden wir die Cs-137-Quelle und den Szintillationsdetektor. Wir stellen einen festen Abstand von $d_1 = 5$ cm zwischen Quelle und Detektor ein. Nacheinander bringen wir dann Eisenplatten in Dicken zwischen $x = 5$ mm und $x = 40$ mm in den Strahlengang. Die Messzeit beträgt für jede Platte $\Delta t = 30$ s. Wie im letzten Versuchteil bestimmen wir wieder die Nettozählrate n sowie die Standardabweichung. Unsere Ergebnisse zeigt Tabelle 3.

x / mm	$m / 1/30\text{s}$	n / s^{-1}	σ_n / s^{-1}
5	35182	1124	6
10	30971	983	6
15	26609	838	5
20	22800	711	5
25	19276	594	5
30	16607	505	4
35	14157	423	4
40	11639	339	4

Tab. 3: Nettozählraten n für Eisenplatten verschiedener Dicken x bei der Cs-137-Quelle.

Wir tragen nun die Nettozählrate n halblogarithmisch über der Plattendicke x auf und zeichnen eine Ausgleichsgerade ein (vgl. Abbildung 5). Für die Gerade erhalten wir eine Steigung von $-0,18 \pm 0,02$, was somit unserem Messwert für den Abschwächungskoeffizienten ε entspricht. Der Literaturwert des totalen linearen Abschwächungskoeffizienten μ für Eisen von $\mu = 0,58 \pm 0,03$ cm ist etwa dreimal so groß wie unser Messwert für ε . Diese Abweichung stimmt mit unseren Vermutungen gemäß Abbildung 5 in [1] überein, da im Bereich der von uns verwendeten γ -Strahlung von 662 keV ein COMPTON-Effekt vorliegt, der die messbare Intensität I_m im Vergleich zur tatsächlichen Intensität I

herabsetzt (vgl. Frage 8).

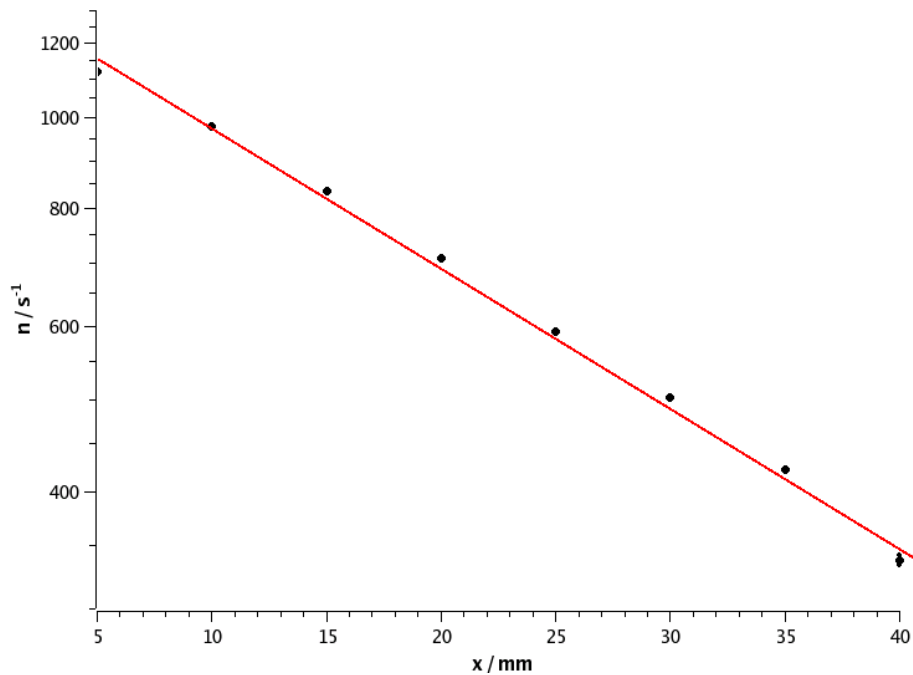


Abb. 5: Nettozählrate n über verschiedenen Dicken x der Eisenplatten bei der Cs-137-Quelle.

3.6. Abschwächung von β -Strahlung durch Materie

Analog zum vorhergehenden Versuchsteil wollen wir nun die Abschwächung von β -Strahlung durch Materie messen. Dazu benutzen wir die Sr-90-Quelle und das Geiger-Müller-Zählrohr, welche wir in einem Abstand von $d_r = 5$ cm platzieren. Zwischen Quelle und Zählrohr bringen wir nacheinander Aluminiumplatten unterschiedlicher Dicken zwischen $x = 0,5$ cm und $x = 2,5$ cm ein und messen jeweils die Zählrate. Wir wählen die Messzeit so, dass die Standardabweichung der Zählrate kleiner als 10% von m ist. Diejenige Mindestanzahl an Impulsen M , bei der dies gewährleistet ist, berechnet sich wie folgt:

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t} = 0,1 m = 0,1 \frac{M}{\Delta t} \Leftrightarrow M = \frac{1}{0,1^2} = 100$$

Für jede Aluminiumplatte müssen wir also mindestens 100 Impulse messen, um die geforderte Bedingung zu erfüllen. Unsere Messergebnisse zeigt Tabelle 4.

x / mm	$\Delta t / \text{s}$	$m / 1/\Delta t \text{ s}$	n / s^{-1}	σ / s^{-1}
0,5	20	2001	100	2
1,0	20	1097	55	2
1,5	20	584	29	1
2,0	20	203	10	1
2,5	50	183	4	1

Tab. 4: Nettozählraten n für Aluminiumplatten verschiedener Dicken x bei der Sr-90-Quelle.

Wir tragen nun wieder die Nettozählrate n über der Plattendicke x halblogarithmisch auf (vgl. Abbildung 6). Die Ausgleichgerade liefert uns eine Steigung von $-1,63 \pm 0,02$, was somit unserem Messergebnis für den Abschwächungskoeffizienten ζ von Aluminium entspricht.

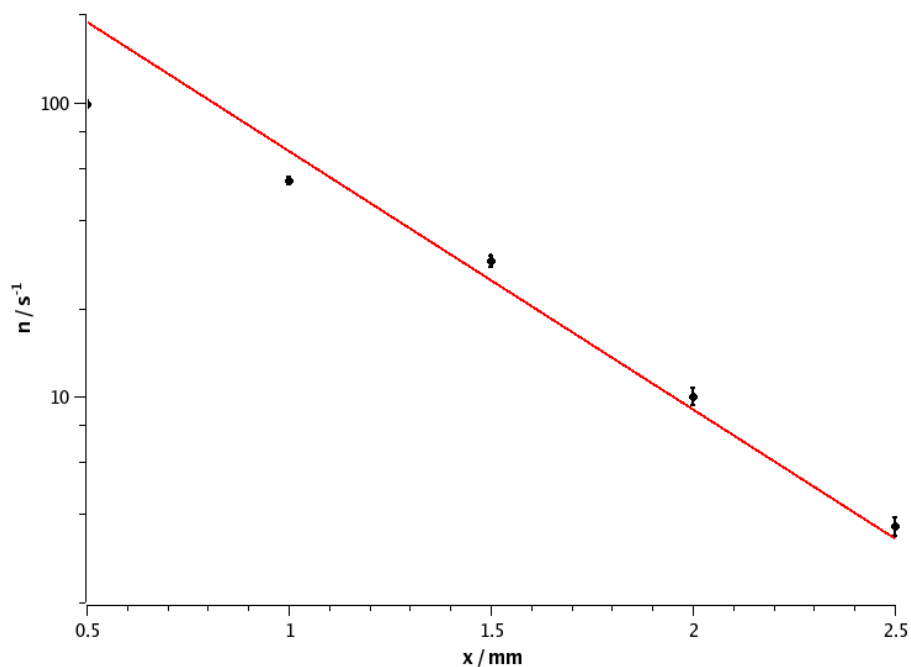


Abb. 6: Nettozählrate n über verschiedenen Dicken x der Aluminiumplatten bei der Sr-90-Quelle

3.7. Bremsstrahlung

In letzten Versuchsteil wollen wir die so genannte Bremsstrahlung untersuchen, welche entsteht, wenn β -Strahlung mit Materie wechselwirkt. Die Bremsstrahlung ist je größer, desto höher die Kernladungszahl Z des Absorbers ist. Für diesen Versuch verwenden wir zwei unterschiedliche Platten folgender Art:

- **Aluminium:** Fläche: $(9,95 \text{ cm})^2$ Masse: 38,78 g Massenbelegung: $0,39 \text{ g/cm}^2$
- **Plexiglas:** Fläche: $(10 \text{ cm})^2$ Masse: 23,53 g Massenbelegung: $0,24 \text{ g/cm}^2$

Wir platzieren nun die Sr-90-Quelle und das Geiger-Müller-Zählrohr in einem Abstand von $d_1 = 1,5 \text{ cm}$ voneinander und positionieren das Plattenpaar nacheinander in den beiden Anordnungen Quelle (*Q*) – Aluminiumplatte (*A*) – Plexiglasplatte (*P*) – Detektor (*D*) und *Q* - *P* - *A* - *D*. Wir messen nun für eine Messzeit von $\Delta t = 200 \text{ s}$ die Zählrate und bestimmen die Nettozählrate n samt Standardabweichung. Dabei haben wir folgende Ergebnisse erzielt:

- **Q-A-P-D:** $m = 5018 \text{ s}^{-1}$ $n = 25 \text{ s}^{-1}$ $\sigma_n = 0,4$
- **Q-P-A-D:** $m = 4414 \text{ s}^{-1}$ $n = 22 \text{ s}^{-1}$ $\sigma_n = 0,3$

Die Anordnung *Q-P-A-D* absorbiert die β -Strahlung also besser als die umgekehrte Anordnung, da weniger Strahlungsimpulse am Detektor registriert werden. Dies lässt sich mit Hilfe der Kernladungszahlen der beiden Materialien begründen: Aluminium besitzt als chemisches Element die Kernladungszahl $Z(\text{Al}) = 13$. Die Kernladungszahl von Plexiglas hingegen setzt sich aus $Z(\text{C}) = 6$, $Z(\text{O}) = 8$ und $Z(\text{H}) = 1$ zusammen. Da die Summenformel von Plexiglas $[\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2]_n$ ist, können wir von einer Kernladungszahl $Z(\text{Plexi.}) = 5 \cdot 6 + 8 \cdot 1 + 2 \cdot 8 = 54$ ausgehen. Somit ist die Kernladungszahl von Plexiglas um mehr als viermal größer als die Kernladungszahl des Aluminiums. Das hat zu Folge, dass die Bremsstrahlung der Plexiglasplatte größer ist als beim Aluminium. Ist nun die Plexiglasplatte zur Quelle hin ausgerichtet, wird die β -Strahlung gebremst und es entsteht eine Bremsstrahlung, welche aufgrund des COMPTON-Effektes in der Aluminium-Platte absorbiert wird. Bei der umgekehrten Reihenfolge wird die β -Strahlung in der Aluminium-Platte nicht so stark abgebremst und die resultierende Bremsstrahlung ist kleiner. Die nicht abgebremsten β -Strahlungsanteile gelangen nun zur Plexiglasplatte und werden dort aufgrund der höheren Kernladungszahl stärker abgebremst. Die resultierende Bremsstrahlung gelang nun zum Detektor und wird zusätzlich registriert. Darum ist die Zählrate in der Anordnung *Q-A-P-D* größer. Um einen möglichst großen Strahlenschutz zu gewährleisten, müsste man zur Strahlung hin gerichtet ein Material mit möglichst hoher Kernladungszahl platzieren, während man zum Detektor hingerrichtet einen elektrischen Leiter mit möglichst geringer Kernladungszahl verwenden sollte (vgl. Frage 9).

4. Anhang

4.1. Literatur

- [1] Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, CvO Universität Oldenburg, Institut für Physik, Oktober 2005
- [2] dtv-Atlas Physik, Band 1 und 2, Deutscher Taschenbuch Verlag, 7. Auflage, August 2004

4.2. Abbildungsnachweis

- **Abb. 1:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]
- **Abb. 2:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]