

Versuch 704

# Absorption von Gamma- und Beta-Strahlung

Tabea Hacheney  
tabea.hacheney@tu-dortmund.de

Bastian Schuchardt  
bastian.schuchardt@tu-dortmund.de

Durchführung: 19.04.2022

Abgabe: 26.04.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Gammastrahlung . . . . .	3
2.1.1 Photoeffekt . . . . .	4
2.1.2 Compton-Effekt . . . . .	4
2.1.3 Paarerzeugung . . . . .	4
2.2 Betastrahlung . . . . .	5
2.2.1 Elastische Streuung am Atomkern . . . . .	6
2.2.2 Inelastische Streuung . . . . .	6
2.2.3 Inelastische Streuung an den Elektronen des Absorbermaterial . .	6
<b>3 Aufbau und Durchführung</b>	<b>7</b>
<b>4 Auswertung</b>	<b>7</b>
4.1 Die $\gamma$ -Absorption . . . . .	8
<b>5 Diskussion</b>	<b>9</b>
<b>Literatur</b>	<b>9</b>

## 1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll die Wechselwirkung von  $\gamma$ - und  $\beta^-$ -Strahlung mit Materie untersucht werden.

## 2 Theorie

So bald  $\beta^-$  oder  $\gamma$ -Strahlen auf Materie, die hier als Absorber bezeichnet werden, treffen, finden Wechselwirkungen statt, die zu einer Abnahme der Intensität führen. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen mit einem Absorber wechselwirkt ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Der Wirkungsquerschnitt lässt sich als Fläche der Zielscheibe, auf die eine Teilchen trifft, vorstellen. Dadurch kann die Anzahl der Wechselwirkungen durch

$$N = N_0 n D \sigma$$

bestimmt werden. Dabei ist  $D$  die Dicke des Absorbers  $n$  die Anzahl der Teilchen pro Volumeneinheit und  $N_0$  die Anzahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit auf das Material treffen. Durch Betrachtung eines infinitesimalen dicken Absorbers und Umstellen ergibt sich eine negative Exponentialfunktion für die Anzahl der Wechselwirkungen

$$N(D) = N_0 e^{-n\sigma D}. \quad (1)$$

$n\sigma$  wird meist durch den Absorptionskoeffizienten

$$\mu = n\sigma \quad (2)$$

ausgedrückt.  $n$  bestimmt sich in Gleichung 1 durch

$$n = \frac{z N_L}{V_{\text{Mol}}} = \frac{z N_L \rho}{M}$$

ausdrücken. Dabei ist  $z$  die Ordnungszahl,  $N_L$  die Loschmidtsche Zahl,  $V_{\text{Mol}}$  das Molvolumen,  $M$  das Molekulargewicht und  $\rho$  die Dichte.

### 2.1 Gammastrahlung

Gammastrahlung wird emittiert, wenn Elektronen durch Quantensprünge aus energetisch angeregten Zuständen in energetisch niedrigere Zustände fallen. Die Energiedifferenz wird dann als  $\gamma$ -Strahlung durch Photon mit der Energie

$$E = hf$$

emittiert. Trifft die Strahlung nun auf Materie sind die in Abbildung 1 dargestellten Wechselwirkungsprozesse möglich. Die drei dominierenden Effekte sind hier Photo- und Compton-Effekt und die Paarbildung.

W-W-Prozess \ W-W-Partner	Annihilation	Inelast. Streuung	Elast. Streuung
Elektron	(innerer) Photoeffekt	Compton-Effekt	Thomson-Streuung
Kern	Kernphotoeffekt	Kernresonanz-Streuung	
Elektr. Felder	Paarerzeugung		Delbrück-Streuung

**Abbildung 1:** Wechselwirkungsprozesse der  $\gamma$ -Strahlung mit Materie [1].

### 2.1.1 Photoeffekt

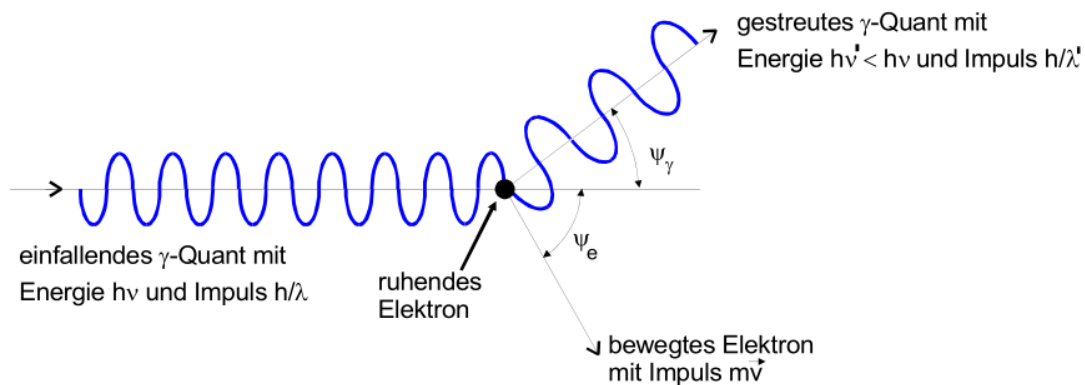
Trifft das  $\gamma$ -Quant auf einen Hüllenelektron, so wird das Elektron herausgelöst und das Photon vernichtet. Es erhält dabei die Energie

$$E_e = hf - E_B.$$

Dabei ist  $E_B$  die Bindungsenergie des Elektrons. Damit der Photoeffekt auftritt, muss das Photon mindestens die Bindungsenergie des Elektrons haben.

### 2.1.2 Compton-Effekt

Beim Compton-Effekt trifft das Photon auf ein freies Elektron, wie es zum Beispiel bei den leitenden Elektronen von Metallen zu finden ist. Dabei wird das Photon inelastisch gestreut und gibt einen Teil seiner Energie an das Elektron ab. Dieser Prozess ist in Abbildung 2 dargestellt.



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung des Comptoneffekts [1].

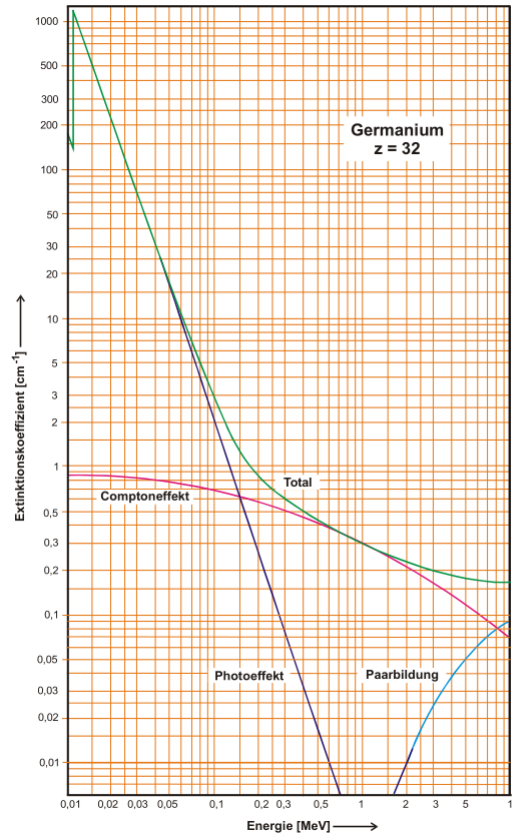
### 2.1.3 Paarerzeugung

Wenn die Energie des  $\gamma$ -Quants größer als die doppelte Ruhemasse ist, also

$$E_\gamma > 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

gilt, dann kann das Photon durch Erzeugung eines Elektrons und eines Positrons annihiliert werden.

In Abbildung 3 ist der Extinktionskoeffizient gegen die Energie aufgetragen und die Anteile von Photo- und Compton-Effekt und der Paarerzeugung aufgeschlüsselt. Der



**Abbildung 3:** Energieabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten [1].

Photoeffekt ist vorallem bei niedrigen Energien von Relevanz, da er mit der Energie linear abfällt. Bei mittleren Energien dominiert hauptsächlich der Compton-Effekt bis bei ca. 1 MeV die Paarbildung beginnt und ansteigt.

## 2.2 Betastrahlung

Bei der  $\beta$ -Strahlung handelt es sich hauptsächlich um Elektronen bei  $\beta^-$ - und Positronen bei  $\beta^+$ -Strahlung. Diese entsteht, wenn ein Neutron in ein Proton oder ein Proton in ein Neutron umgewandelt wird. Weiterhin wird dabei noch ein Antineutrino oder eine Neutrino aufgrund der Leptonenerhaltung emittiert.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

Da die Wechselwirkung eines Neutrinos mit Materie verschwindend gering ist, wird es hier vernachlässigt.

Obwohl eine Vielzahl von Prozessen auftreten, wird die Wechselwirkung hauptsächlich nur von den folgenden drei Prozessen bestimmt.

### 2.2.1 Elastische Streuung am Atomkern

Die Elektronen werden am Coulomb-Feld des Kerns abgelenkt, so dass ein Intensitätsverlust durch Auffächerung des Strahls auftritt. Außerdem sorgt das Ablenken dafür, dass die Elektronen länger im Material verweilen und somit eine höhere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit haben. Diese Art von Streuung wird Rutherfordstreuung genannt.

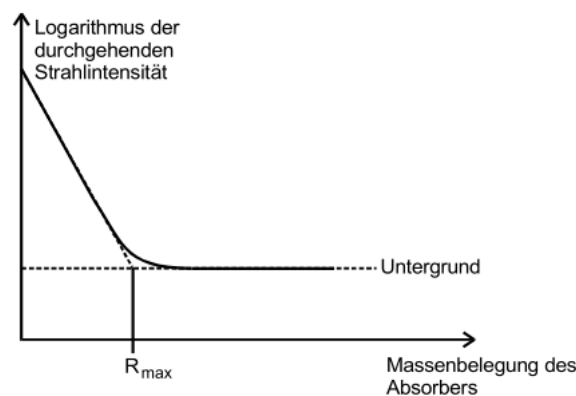
### 2.2.2 Inelastische Streuung

Die Elektronen werden im Coulomb-Feld der Kerne beschleunigt und geben somit Bremsstrahlung ab, so dass insgesamt auch ein Intensitätsverlust festzustellen ist.

### 2.2.3 Inelastische Streuung an den Elektronen des Absorbermaterial

Die  $\beta$ -Teilchen treffen auf die Elektronen des Materials und sorgen dort für eine Ionisation bei der sie Energie abgeben. Da nur ein geringer Teil der Energie abgegeben wird, sind die  $\beta$ -Teilchen in der Lage eine Vielzahl dieser Prozesse durchzuführen.

Durch die unterschiedlichsten Prozesse, die bei der Absorption von  $\beta$ -Strahlung auftreten, lässt sich die Absorptionskurve nicht leicht herleiten. Für geringe Schichtdicken gilt ein Absorptionsgesetz wie in Gleichung 1. Nähert sich die Schichtdicke der maximalen Reichweite kommt es nur noch zur Untergrundstrahlung. In Abbildung 4 ist dieser Zusammenhang dargestellt. Hierbei ist nicht die Schichtdicke sondern die Massenbelegung



**Abbildung 4:** Absorptionskurve für einen natürlichen  $\beta$ -Strahler [1].

$R$  aufgetragen, die durch

$$R = \rho D \quad (3)$$

bestimmt ist, aufgetragen. Durch Ziehen einer geraden durch den abfallenden Teil in Abbildung 4 lässt sich dadurch  $R_{max}$  bestimmen. Da  $R_{max}$  hauptsächlich von den energiereichsten Elektronen abhängt, lässt sich empirisch auf  $E_{max}$  schließen, so dass sich

$$E_{max} = 1,92\sqrt{R_{max}^2 + 0,22 \cdot R_{max}} \text{ [MeV]} \quad (4)$$

ergibt.

### 3 Aufbau und Durchführung

In Abbildung 5 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Es wird ein Geiger-Müller-Zählrohr, das an ein elektrisches Zählwerk angeschlossen ist, in einer Linie mit einer Strahlenquelle angeschlossen. Dazwischen lässt sich ein Absorbermaterial befestigen und sowohl das Zählrohr als auch die Quelle sind mit Blei abgeschirmt. Zu Beginn wird für  $t = 900$  s eine

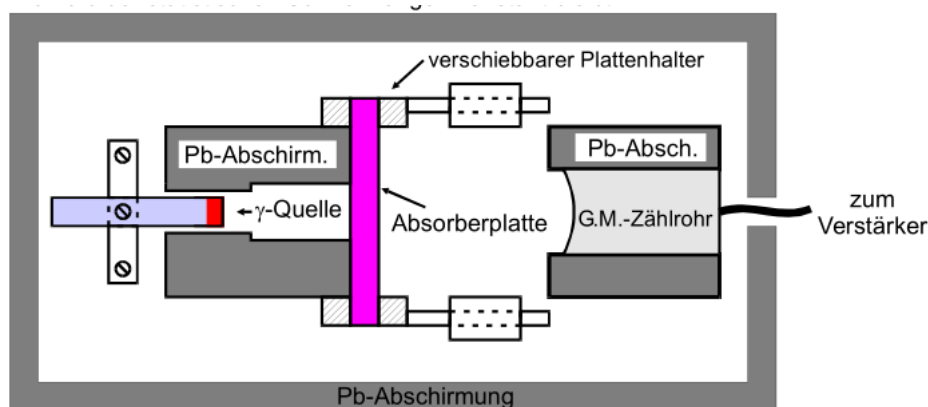


Abbildung 5: Schematischer Versuchsaufbau [1].

Nullmessung durchgeführt, um die Hintergrundstrahlung zu ermitteln. Als  $\gamma$ -Strahler wird Cs-137 verwendet und für Aluminium mit unterschiedlichen Dicken gemessen. Für den  $\beta$ -Strahler wird Tc-99 verwendet und für unterschiedliche Dicken von Eisen und Blei gemessen.

### 4 Auswertung

Im Folgenden werden die aufgenommenen Messwerte ausgewertet.

## 4.1 Die $\gamma$ -Absorption

In diesen Versuchsteil wird mit den Messwerten die Absorptionskoeffizienten von Eisen (Fe) und Blei (Pb) und die Größe  $N(0)$  bestimmt. Es wird als  $\gamma$ -Strahler  $^{137}\text{Cs}$  verwendet. Die Ungenauigkeit der gemessenen Zerfälle bestimmt sich zu  $\delta Z = \sqrt{Z}$ , da die Anzahl der Zerfälle statistisch nach der Poissonverteilung verteilt sind.

Bei einer Nullmessung über 900s werden  $Z_u = 567 \pm 24$  Zerfälle vom Zählrohr gemessen. Das entspricht einer Impulsrate von

$$N_u = 0,63 \pm 0,03 \frac{1}{\text{s}}.$$

Die Ungenauigkeit wurde mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung bestimmt.

Es werden nun verschieden dicke Eisen- und Bleiplatten zwischen Zählrohr und Strahler geschoben und Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse lassen sich in Tabelle 1 für Eisen und in Tabelle 2 finden.

**Tabelle 1:** Messergebnisse mit unterschiedlichen Eisenplatten.

$d$ in mm	Zeit $\delta t$ in s	Anzahl Zerfälle $Z$	Impulsrate $N - N_u$ in 1/s
$1,58 \pm 0,02$	300	$33377 \pm 183$	$110,63 \pm 3,37$
$4,11 \pm 0,02$	300	$30768 \pm 175$	$101,93 \pm 3,11$
$6,50 \pm 0,02$	300	$27037 \pm 164$	$89,49 \pm 2,74$
$8,20 \pm 0,02$	300	$24383 \pm 156$	$80,65 \pm 2,48$
$10,92 \pm 0,02$	300	$21985 \pm 148$	$72,65 \pm 2,24$
$15,90 \pm 0,02$	300	$18337 \pm 135$	$60,49 \pm 1,88$
$18,20 \pm 0,02$	300	$15931 \pm 126$	$52,47 \pm 1,64$
$22,56 \pm 0,02$	300	$10510 \pm 103$	$34,40 \pm 1,11$
$39,81 \pm 0,02$	300	$6657 \pm 82$	$21,56 \pm 0,74$
$50,00 \pm 0,02$	300	$4557 \pm 68$	$14,56 \pm 0,54$

**Tabelle 2:** Messergebnisse mit unterschiedlichen Bleiplatten.

$d$ in mm	Zeit $\delta t$ in s	Anzahl Zerfälle $Z$	Impulsrate $N - N_u$ in 1/s
$3,79 \pm 0,02$	300	$24245 \pm 156$	$80,19 \pm 2,47$
$5,20 \pm 0,02$	300	$22575 \pm 150$	$74,52 \pm 2,29$
$9,40 \pm 0,02$	200	$11221 \pm 106$	$55,48 \pm 1,74$
$14,30 \pm 0,02$	200	$5936 \pm 77$	$29,05 \pm 0,97$
$20,00 \pm 0,02$	200	$3926 \pm 63$	$19,00 \pm 0,69$
$26,18 \pm 0,02$	200	$2067 \pm 45$	$9,71 \pm 0,43$
$46,10 \pm 0,02$	200	$602 \pm 25$	$0,37 \pm 0,24$

Es wird für Eisen zehn verschiedene Dicken an Platten verwendet, bei Blei sieben.



## 5 Diskussion

### Literatur

- [1] *Versuch 704 - Absorption von Gamma- und Betastrahlung*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2014.