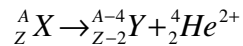


Strahlungsarten

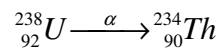
1. Einteilung

1.1 α -Zerfall:

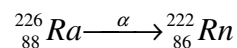
Bei dieser Art des radioaktiven Zerfalls werden ${}^4_2\text{He}$ -Kerne (α -Teilchen: ${}^4_2\text{He}^{2+}$) emittiert. Hierbei nimmt die Nukleonenzahl um 4 und die Kernladungszahl um 2 Einheiten ab.



Besonders bei leichteren g,g-Nukliden ($A < 240$) endet der α -Zerfall direkt in den Grundzustand des Tochternuklids, wodurch α -Strahlung mit nur einer einzigen Energie emittiert wird. Als Bsp. eines reinen α -Strahlers sei hier der Zerfall von Uran-238 genannt.



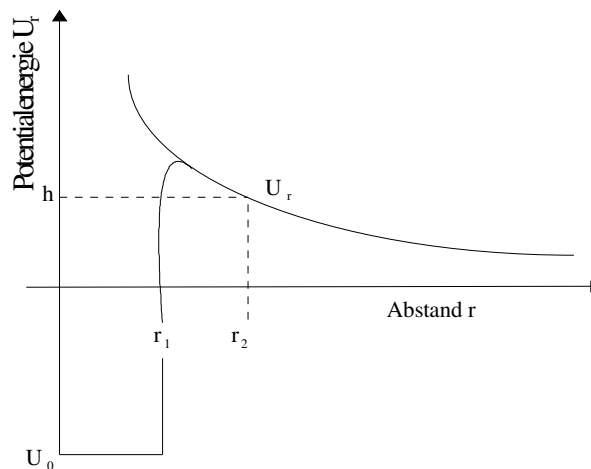
Führt der α -Zerfall zu verschiedenen angeregten Zuständen des Tochterkerns, beobachtet man neben mehreren α -Teilchen mit diskreten α -Energien, auch γ -Quanten als Folge der Energieabgabe der angeregten Zustände des Tochternuklids. In diesem Fall spricht man von komplexen α -Strahlern. Ein Beispiel hierfür ist Radium-226



Die Energie der bei dem radioaktiven Zerfall emittierten α -Teilchen bewegt sich im Bereich von 1,83 MeV (${}^{14}\text{Nd}$) und 11,7 MeV (${}^{212\text{m}}\text{Po}$) bei Halbwertszeiten zwischen 10^{-6} s und $> 10^{10}$ a.

Die theoretische Deutung des α -Zerfalls läßt sich nicht mit Hilfe der klassischen Physik vollziehen. Denn hier wäre es für ein α -Teilchen mit einer Energie von z.B. 4,5 MeV (U-238) unmöglich den Potentialwall von 9 MeV des ${}^{238}\text{U}$ rankerns zu überwinden. Die Erklärung dieses Phänomens läßt sich nach der Theorie von Gamov (1928) auf der Basis der Wellenmechanik finden, wobei ein α -Teilchen eine gewisse Wahrscheinlichkeit hat, den Potentialwall zu durchdringen. Dies bezeichnet man als sog. Tunneleffekt.

Abb.: Potentialkurve



2. β -Zerfall:

Unter dem β -Zerfall versteht man die Umwandlung von instabilen Atomen, bei der sich im Atomkern ein Nukleon in ein anderes Nukleon umwandelt. Bei diesem Zerfall bleibt die Nukleonenzahl konstant, während sich die Kernladungszahl um eine Einheit ändert.

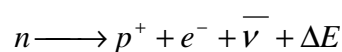
Diese Art des Zerfalls ist nur bei geringen Energiedifferenzen zwischen Ausgangs- und Endkern möglich. Wird der energetische Unterschied zu groß, nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine Teilchenemission (Emission eines Nukleons) oder eines Nukleonenclusters (Emission eines α -Teilchens) als Konkurrenzreaktion zu. Die Teilchenemission stellt in diesem Fall die günstigere Reaktion dar, da mehr Energie abgegeben werden kann.

Hier unterscheidet man zwischen β^- - und β^+ -Zerfall sowie dem sog. Elektroneneinfang

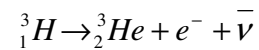
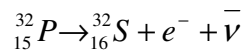
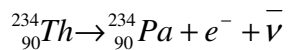
β^- -Zerfall (Negatronenzzerfall):

Hierbei wandelt sich im Kern ein Neutron in ein Proton um, unter Emission eines Elektrons und eines sog. Antineutrinos $\bar{\nu}$ um. Die Kernladungszahl nimmt um eine Einheit zu.

Bsp. Zerfall eines Neutrons (zugleich leichtester β^- -Strahler):



Als Vertreter der ca. 1000 β^- -aktiven Nuklide seien hier angeführt:



Die Formulierung der Bildung eines Antineutrinos ist aufgrund des Spinerhaltungs- und des Energieerhaltungssatzes zwingend erforderlich.

Die β -Spektren bestehen nicht aus einzelnen Linien (vgl. wie die α -Zerfallsspektren), sondern stellen eine kontinuierliche Energieverteilung ($0 < E < E_{\beta\text{max}}$) dar, wobei die am häufigsten auftretende Energie $E_{\beta\text{max}}$ dem Wert der Zerfallsenergie minus der Rückstoßenergie entspricht. Die maximale Energie der emittierten Teilchen liegt jedoch lediglich bei 40% der maximal möglichen Energie. Dies rührt daher, daß das beim β -Zerfall mitemittierte Antineutrino einen Teil der Zerfallsenergie übernimmt.

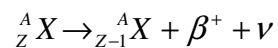
Analog zum α -Zerfall treten auch beim β -Zerfall sowohl einfache als auch komplexe Spektren auf, je nachdem in welchem energetischen Zustand sich das betreffende Tochternuklid bildet.

Ein Bsp. für einen reinen β -Strahler ist ${}^{90}\text{Sr}$ - ${}^{90}\text{Y}$ (außerdem noch: ${}^3\text{H}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{32}\text{P}$, ${}^{35}\text{S}$, ${}^{204}\text{Tl}$), wohingegen bei ${}^{20}\text{F}$ und ${}^{38}\text{Cl}$ zusätzlich noch γ -Strahlung auftritt, die wie beim α -Zerfall durch Relaxationsprozesse aus angeregten Zuständen in den Grundzustand hervorgerufen werden.

Bezüglich der Halbwertszeiten wurde festgestellt, daß diese um so länger sind, je größer die Differenz der Spinquantenzahlen ΔI von Ausgangs- und Endniveau ist.

β^+ -Zerfall (Positronenzerfall) und Elektroneneinfang

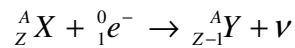
Hierbei wird ein Kernproton in ein Neutron umgewandelt, wobei ein Positron und ein sog. Neutrino emittiert wird.



Dieser Zerfall tritt also bevorzugt bei Kernen mit Protonenüberschuß auf und kann nur dann stattfinden, wenn die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand größer ist als 1,02 MeV, was der Ruhemasse von zwei Elektronen entspricht. Es muß gleichzeitig mit dem Positron ein Elektron emittiert werden, um die Ladungsneutralität zu erhalten. Die emittierten Positronen verlieren durch Stöße mit der Umgebung an Energie und vereinigen sich mit Elektronen, wobei Vernichtungsstrahlung in Form von zwei Gammaquanten freigesetzt wird, welche einen Winkel von 180° zueinander aufweisen. Der Nachweis dieser γ -Quanten ist also indirekt der Beweis für die Existenz von Positronen.

Elektroneneinfang:

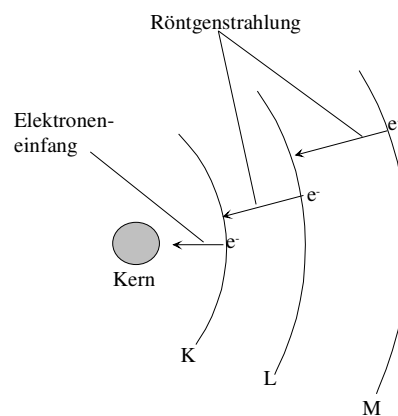
Ist der Energieunterschied kleiner als 1,02 MeV, so kann der β^+ -Zerfall nicht stattfinden; in diesem Fall wandelt sich das Mutternuklid durch Hüllenelektroneneinfang (meist aus der K-Schale) in das entsprechende Tochternuklid um.



Das gebildete Tochternuklid ist in beiden Fällen dasselbe. Das hierbei entstehende Loch in der Elektronenhülle wird durch äußere Hüllenelektronen aufgefüllt, wobei eine für das Tochternuklid charakteristische Röntgenstrahlung emittiert wird, die zur Identifizierung des Tochternuklids herangezogen werden kann.

Der Elektroneneinfang kann jedoch auch bei Energieunterschieden größer 1,02 MeV stattfinden; dann stellen der β^+ -Zerfall und der Elektroneneinfang Konkurrenzreaktionen dar. Welche Reaktion bevorzugt stattfindet ist stark vom Energieunterschied (Q-Wert) und der Ordnungszahl abhängig.

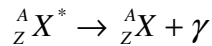
Schematische Darstellung des Elektroneneinfangs



Der Hauptunterschied zwischen β^+ -Zerfall und Elektroneneinfang ist, daß bei letzterem monoenergetische Neutrinos entstehen.

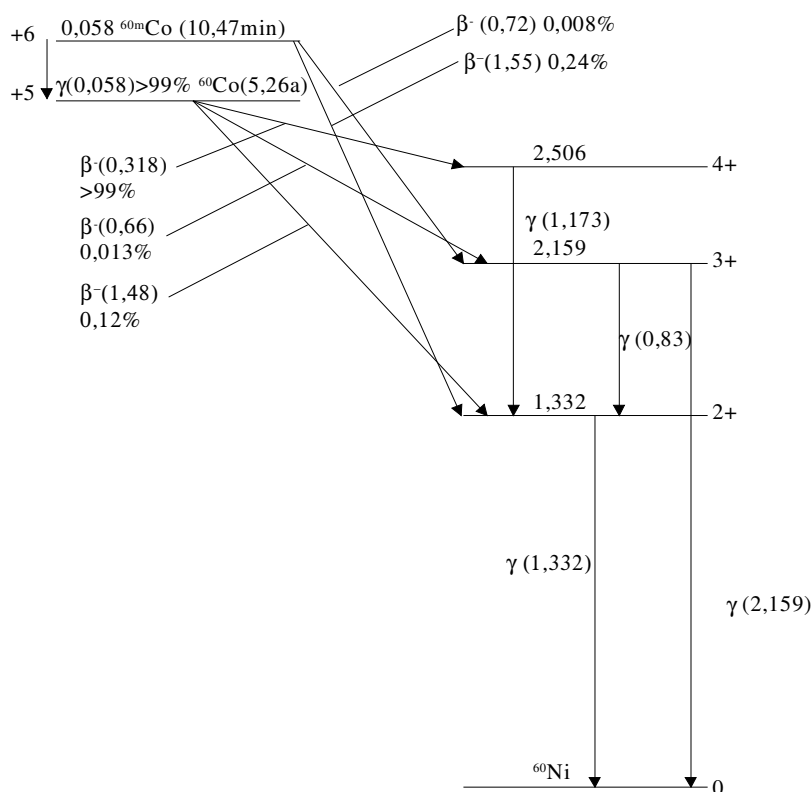
Emission von γ -Quanten und Konversionselektronen:

Wie bereits erwähnt, entstehen die Tochternuklide bei α - oder β - Zerfällen in angeregten Zuständen. Die Relaxation in die entsprechenden Grundzustände erfolgt meist über Emission von γ -Strahlung.



Da die Anfangs- und Endzustände diskrete Energieniveaus darstellen, ist diese γ -Strahlung monoenergetisch und lässt sich über die Beziehung $E = h \cdot \nu$ beschreiben, wobei E Werte zwischen 5 keV und 7 MeV annehmen kann. Der Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand erfolgt nicht durch Abgabe eines einzelnen γ -Quants, sondern in Form einer sog. γ -Kaskade.

Abb.: γ -Kaskade:



Die Emission von γ -Quanten führt nicht zur Änderung der Nukleonen- bzw. Kernladungszahlen, sondern stellt ausschließlich einen Verlust an Kernbindungsenergie dar.

Die Lebensdauer der angeregten Zustände liegt im Bereich von 10^{-11}s und 241a (${}^{192\text{m}}\text{Ir}$) und ist umso kürzer, je höher die Energie und die Nukleonenzahl ist und in erster Näherung, je

geringer die Differenz der Spinquantenzahlen ΔI zwischen Anfangs- und Endzustand ist. Liegt die Lebensdauer der angeregten Zustände in „meßbaren“ Bereichen ($t > 1s$) so bezeichnet man das Nuklid als metastabil, ist sie dagegen kleiner als eine Sekunde, so spricht man von „angeregten Kernzuständen“.

Konversionselektronen:

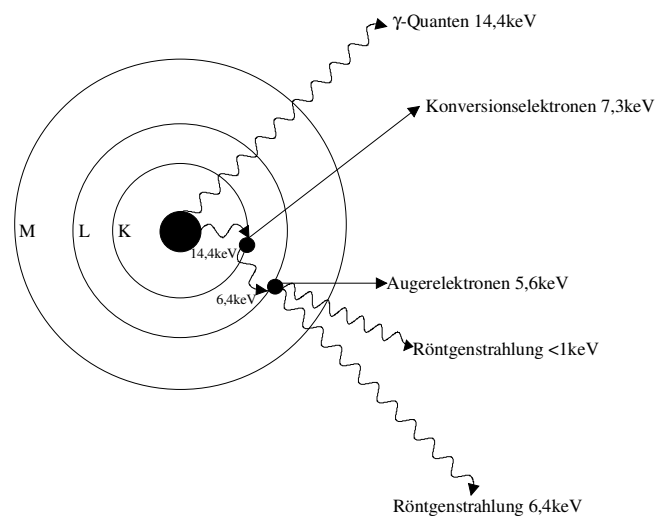
Die Energieabgabe kann auch durch Übertragung von kinetischer Energie auf ein Hüllenelektron erfolgen, welches den Kern mit der Energie

$$E_{e^-} = \Delta E - E_B - E_R$$

Mit ΔE : $E_2 - E_1$; E_B : Bindungsenergie; E_R : Rückstoßenergie

als sogenanntes Konversionselektron verläßt. Im Gegensatz zu den beim β^- -Zerfall emittierten Elektronen besitzen die Konversionselektronen alle dieselbe Energie. Das entstandene Loch wird durch Einfang äußerer Hüllenelektronen aufgefüllt, wobei charakteristische Röntgenstrahlung (K_α , K_β , L_α usw.) auftreten kann. Anstelle dieser Röntgenstrahlung können jedoch auch Auger-Elektronen, sprich Elektronen äußerer Schalen abgespalten werden, die relativ energiearm und ebenfalls monoenergetisch sind.

Schaubild: Konversion der Röntgenstrahlung beim Zerfall des 14,4 keV-Niveaus von Fe-57.



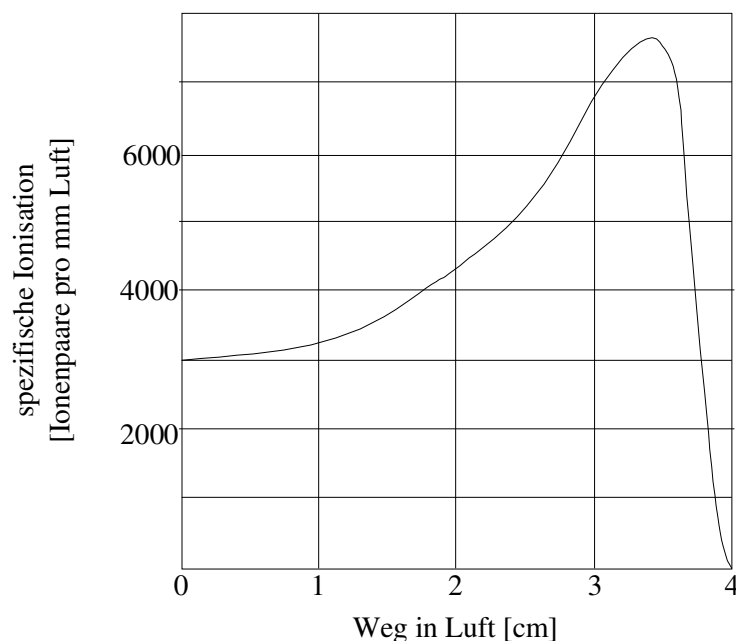
Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und Abschirmung

Grundlage zur Messung von ionisierender Strahlung ist deren Wechselwirkung mit Materie. Oder andersherum ausgedrückt: Sowohl direkt ionisierende als auch indirekt ionisierende Strahlung kann nur über deren Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen werden. Als direkt ionisierende Strahlung werden alle geladenen Teilchen (α -, β -, Elektronen) bezeichnet, während indirekt ionisierende Strahlung die neutralen Teilchen umfaßt (γ - und Neutronen). Diese Wechselwirkungen sind bei den bisher besprochenen Strahlungsarten sehr unterschiedlich und sollen im Folgenden etwas näher ausgeführt werden.

1. Wechselwirkung von α -Strahlung:

Die Wechselwirkung des schweren, geladenen ${}^4_2\text{He}^{2+}$ -Teilchens ist sehr groß, wodurch es sehr schnell zur vollständigen Energieabgabe durch elektrostatische Wechselwirkung mit den Elektronen der Atomhülle kommt. So genügt z.B. ein dünnes Blatt Papier, um die α -Strahlung quantitativ zu absorbieren. Diese Wechselwirkung kann als Stoß zwischen α -Teilchen und Elektronen aufgefaßt werden, wobei die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaars in Luft bei 35 eV liegt. Dies bedeutet, daß ein α -Teilchen mit 4,2 MeV Energie, in Luft ca. $1,2 \cdot 10^5$ Ionenpaare erzeugt. Durch diese Kollisionen mit den Elektronen wird die Flugbahn der schweren α -Teilchen kaum beeinflußt, so daß sie annähernd geradlinig fliegen (Nebelkammerversuch).

Schaubild spez. Ionisation.



Bei der Messung α -aktiver Materialien muß aufgrund eben dieser großen Wechselwirkung mit sehr dünnen Proben und im Vakuum gearbeitet werden, da ansonsten große Fehler durch Selbstabsorption bzw. Absorption durch Luft auftreten. mu

Für den Umgang mit Alphastrahlern gilt das Abstandsgesetz, $I(r) = \frac{I_0}{r^2}$

welches besagt, daß die im Abstand r von einer punktförmigen Strahlungsquelle beobachtete Intensität I umgekehrt proportional zum Quadrat dieses Abstandes ist. Als Faustregel gilt für die Reichweite von α -Strahlung (unter Normalbedingungen)

a) in Luft: $R_{Luft} \approx 0,32 \times \sqrt{E^3}$ und

b) b) in Festkörpern: $R_{fest} = R_{Luft} \times 3,2 \cdot 10^{-4} \times \sqrt{\frac{A}{d}}$

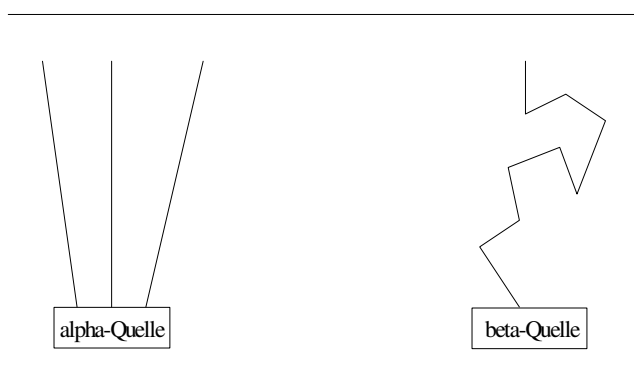
wobei A=Atomgewicht; d=Dichte des Absorbermaterials bedeutet.

Protonen, Deuteronen und schwerere Ionen zeigen ähnliche Wechselwirkungen mit Materie wie α -Teilchen.

2. Wechselwirkung von β -Strahlung:

Sie ist im Vergleich zu α -Teilchen viel geringer. Die spezifische Ionisation liegt bei 4 bis 8 Ionenpaaren pro mm Wegstrecke. Aus diesem Grund ist auch die Reichweite der β -Strahlung viel größer als bei α -Teilchen vergleichbarer Energie. Die Flugbahn von β -Teilchen ist aufgrund der ähnlichen Masse der stoßenden Teilchen nicht geradlinig sondern „zick-zack“-förmig, da die Abbremsung und Ablenkung bei den Stößen viel stärker ist.

Abb.: Beeinflussung der Flugbahn von α - und β -Strahlung:



Geeignete Absorbermaterialien sind hauptsächlich feste Stoffe und hierbei benutzt man bevorzugt Aluminium (s.Tab. unten). Der Absorptionsverlauf ist annähernd exponentiell und folgt der Beziehung:

$$I = I_0 \times e^{-\mu d}$$

Wobei I die Intensität mit Absorbermaterial, I_0 die Intensität ohne Absorbermaterial der Schichtdicke d und μ der Absorptionskoeffizient bedeutet.

Maximalweite und Reichweite für verschiedene Radionuklide in Aluminium

(nach Katz und Penfold)

Nuklid	$E_{\max}$ [MeV]	$A_{\max}$ [mg/cm ²]
²²⁶ Ra	0,053	6
⁸⁷ Rb	0,13	20
⁶⁰ Co	0,31	81
¹³¹ I	0,6	213
¹²⁴ Sb	0,65	254
⁵⁴ Mn	0,73	277
¹⁹⁸ Au	0,97	399
¹⁴⁰ Ba	1,022	426
²¹⁰ Bi(RaE)	1,17	508
²⁴ Na	1,39	601(621)
⁹⁰ Sr	1,5	741
³² P	1,71	810
²⁷ Mg	1,8	821(885)
⁹⁰ Y	2,18	1065
²¹² Bi(ThC)	2,25	1023
¹²⁴ Sb	2,37	1220
⁵⁵ Mn	2,86	1440
¹⁰⁶ Rh	3,55	1770

Tab.: Angabe der maximalen Reichweite für β -Strahlung in Aluminium [mg/cm²]

Ebenso wie bei der α -Strahlung können auch bei der β -Strahlung Fehler durch zu dicke Proben auftreten, doch ist hier die Selbstabsorption viel geringer als bei ersteren und tritt nur bei sehr weichen (energiearmen) β -Strahlern (z.B. Tritium und C-14) in verstärktem Maße auf.

Rückstreuung:

Bei Verwendung von Unterlagen mit verschiedener Ordnungszahl und Dicke für ein und das selbe Nuklid beobachtet man (bei sonst konstanten Bedingungen) eine Zunahme der vom Zähler registrierten Teilchen mit steigender OZ und steigender Dicke. Dies ist auf die sog. Rückstreuung zurückzuführen, welche durch Reflektion von Elektronen auf der Oberfläche der Unterlage beruht. Die Sättigungsrückstreuung liegt bei etwa 1/3 der Reichweite der Elektronen in diesem Material. Aus diesem Grund muß bei einem Vergleich der Aktivitäten verschiedener Proben die Rückstreuung berücksichtigt werden und dieselbe Unterlage verwendet werden.

Bremsstrahlung:

Sie tritt auf bei der Abbremsung von energiereichen Elektronen im elektrischen Feld des Atomkerns und tritt als kontinuierliche Röntgenstrahlung in Erscheinung. Der Energieverlust der gebremsten Elektronen ist dabei proportional zur OZ der Bremssubstanz und der Energie der Strahlung. Bei der Abschirmung von β -Strahlung muß auf das verwendete Absorbermaterial geachtet werden. So ist zum Beispiel Blei aufgrund der auftretenden Bremsstrahlung ungeeignet für die Abschirmung von β -Strahlung. Hierfür geeigneter ist beispielsweise ein Aufbau mit der Reihenfolge β -Strahler—Plexiglasabschirmung—Blei, da in diesem Material deutlich weniger Bremsstrahlung erzeugt wird.

3. Wechselwirkung von γ -Strahlung:

Die Wechselwirkung der γ -Strahlung unterscheidet sich von der der α - und β -Strahlung in dem Punkt, daß hier die Energie vollständig oder zum großen Teil in einem Schritt abgegeben wird. Allerdings ist die Wechselwirkung der γ -Strahlung mit der Materie sehr gering und folgt streng dem exponentiellen Verlauf, der bereits bei der β -Strahlung angeführt wurde. Zur Charakterisierung der Durchdringungsfähigkeit gibt man meist die Halbwertsdicke des Absorbermaterials an (= der Dicke, bei der die Intensität auf die Hälfte reduziert ist).

Als Faustregel gilt: 7 Halbwertsdicken reduzieren auf 1% der Anfangsintensität

10 Halbwertsdicken reduzieren auf 1 ‰ der Anfangsintensität

Der Mechanismus der Absorption von γ -Strahlung wird durch drei unabhängige Effekte hervorgerufen und es gilt für den Absorptionskoeffizienten:

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_p$$

μ_i : Absorptionskoeffizient für Photo-, Comptoneffekt und Paarbildung

Photo-Effekt: Das γ -Quant verliert durch Stoß seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron. Dieses besitzt nun die Energie $E_{el} = E_\gamma - E_B$, wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons ist.

Compton-Effekt: Das γ -Quant gibt nur einen Teil seiner Energie an das Hüllenelektron ab; es wird gestreut. Die Energie des γ -Quants nach dem Stoß läßt sich aus der Gleichung ermitteln.

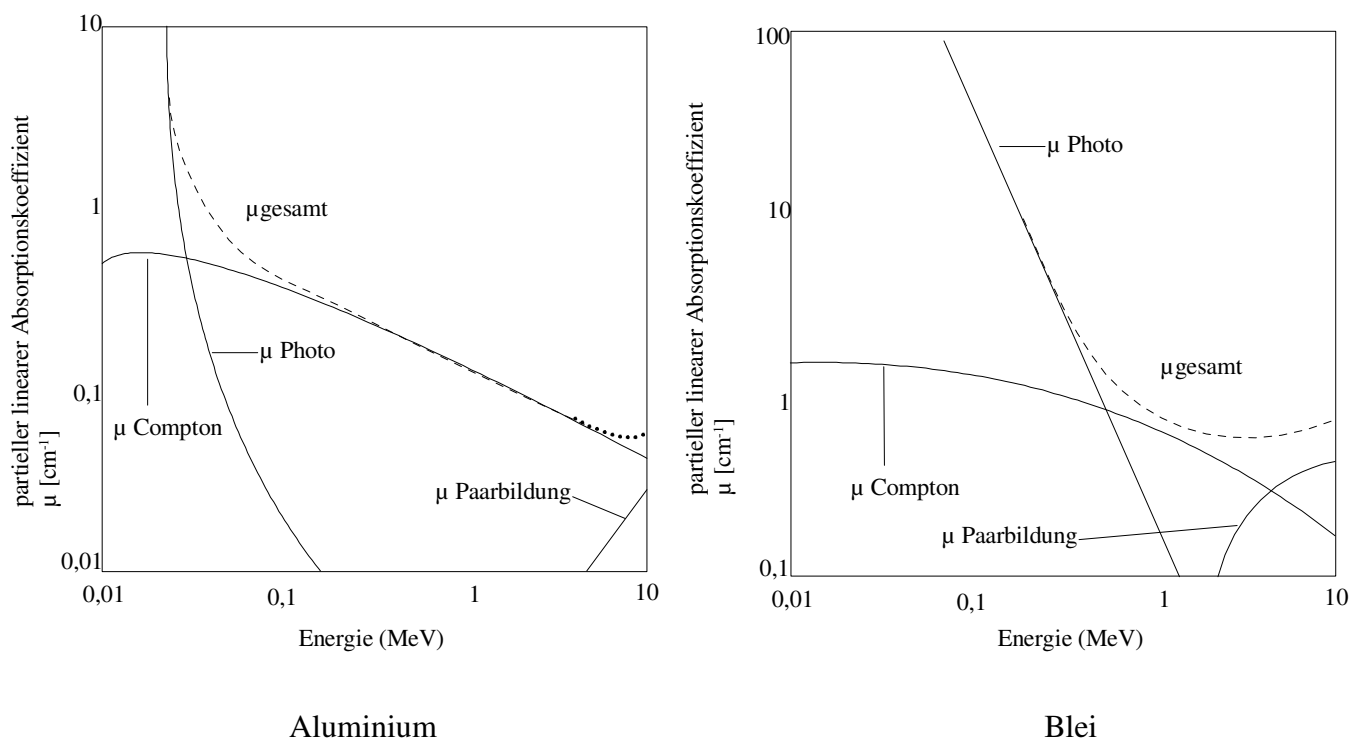
$$E'_\gamma = E_\gamma \times \frac{1}{1 + q \times E_\gamma} \text{ mit } q = \frac{1 - \cos \rho}{m_0 c^2}$$

Da hierin der Stoßwinkel sehr variieren kann, ist auch die übertragene Energie sehr verschieden. Comptonelektronen besitzen aus diesem Grund ein Energiespektrum.

Paarbildungs-Effekt: In diesem Fall entsteht aus einem γ -Quant im elektrischen Feld des Atomkerns ein Negatron-Positron-Paar. Dies tritt nur bei einer Energie des γ -Quants $E_\gamma > 1,02 \text{ MeV}$ (Ruhemasse der beiden Teilchen) auf.

Der Beitrag dieser drei Effekte ist abhängig von der Energie der Quanten und der Ordnungszahl des Absorbermediums.

Abb.: Absorptionsverhalten von γ -Strahlung in Aluminium und Blei:



Aus der Abbildung erkennt man, daß der Gesamtab absorptionskoeffizien μ stark von der OZ abhängig ist. Der besonders im Bereich hoher γ -Energien im Vergleich zu Blei niedrige Wert von μ in Aluminium (als Vertreter niedriger OZ) ist eine Folge der geringen Paarbildung in diesen Materialien. Blei stellt in jedem Energiebereich die beste Absorbersubstanz dar.

Neben diesen angeführten Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie treten insbesondere bei hohen Energien auch Kernreaktionen ((n, γ)-Reaktionen) ein. Wegen des geringen Wirkungsquerschnitts steuern sie jedoch kaum einen Beitrag zur Schwächung der γ -Quanten bei.

Die Bestimmung der Energie von γ -Quanten erfolgt heute meist über Szintillationszähler oder Halbleiterdetektoren, die jedoch bei den einzelnen Versuchen im Detail besprochen werden.

Messung von Kernstrahlung:

Der Nachweis und die Bestimmung von Kernstrahlung beruht auf der qualitativen und quantitativen Messung von Wechselwirkungsphänomenen der Strahlung in Materie. Dies umfaßt vor allem Ionisationsprodukte und Anregungsvorgänge in Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern.

In jedem Falle muß der durch Strahlung hervorgerufene Effekt verstärkt werden, um gemessen werden zu können. Dies geschieht im allgemeinen durch Detektoren entweder auf der Basis von Gasverstärkung, Photomultipliierverstärkung oder durch elektrische Impulsverstärkung.

Die gebräuchlichsten Detektoren für den Nachweis von Ionisationsprodukten sind: Ionisationskammer, Proportionalitätszähler, Geiger-Müller-Zählrohr und Halbleiterzähler. Bei Szintillationszählern, der Filmdosimetrie und der Autoradiographie werden die mit elektronischen Anregungen in Atomhüllen verbundenen Lichtemissionen gemessen. Kernspurdetektoren dienen zum Nachweis von durch Strahlung verursachten Gitterschädigungen in einem Festkörper (s. Tab: unten).

Tabelle: Zum Strahlennachweis geeignete Verfahren:

Optisch	sichtbare Materialveränderungen Lumineszenz-Effekte	Fotofilm-Schwärzung, Verfärbung von Gläsern usw. Kernspuren (Löcher) Leuchtschirm (Phosphore), Szintillations-medien, Photolumineszenz, Thermo-lumineszenz
Elektrisch	Ionisation in Gasen Exo- Elektronen	GM-Zählrohr, Proportional-Zählrohr, Ionisationskammer/ BeO-Dünnschicht
Chemisch	Oxidation, Radiolyse	Fe ²⁺ / Fe ³⁺
Thermisch	Erwärmung	Kalorimeter

Tab.: Geeignete Meßanordnungen für verschiedene Strahlungsarten

Art der Strahlung	Ionisationskammer	Proportionalitäts- zähler	Geiger-Müller- Zählrohr	Szintillations- zähler	Halbleiter- zähler
Alpha-Strahlung	günstig (bei Messung im Zählrohr)	sehr günstig (Methandurchfluß- zähler)	ungünstig	geeignet (ZnS) günstig (flüssige Szintillatoren)	günstig
Energiereiche Beta- Strahlung (>1MeV)	ungünstig	geeignet	sehr günstig	günstig (organische Kristalle)	ungünstig
Energiearme Beta- Strahlung (<0,5MeV)	ungünstig	günstig	ungünstig	sehr günstig (flüssige Szintillatoren)	ungünstig
Energiereiche Gamma-Strahlung (>0,1MeV)	ungünstig	ungünstig	ungünstig	sehr günstig (NaI, CsI)	sehr günstig
Energiearme Gamma- Strahlung (<0,1MeV)	ungünstig	ungünstig	geeignet (Röntgen- zählrohr)	günstig (NaI, CsI)	sehr günstig

Die im Praktikum angewendeten Detektortypen sind:

- Ionisationskammer
- Proportionalitätszähler
- Szintillationsdetektor
- Halbleiterdetektor.

Auf diese wird im einzelnen bei den entsprechenden Versuchen eingegangen.