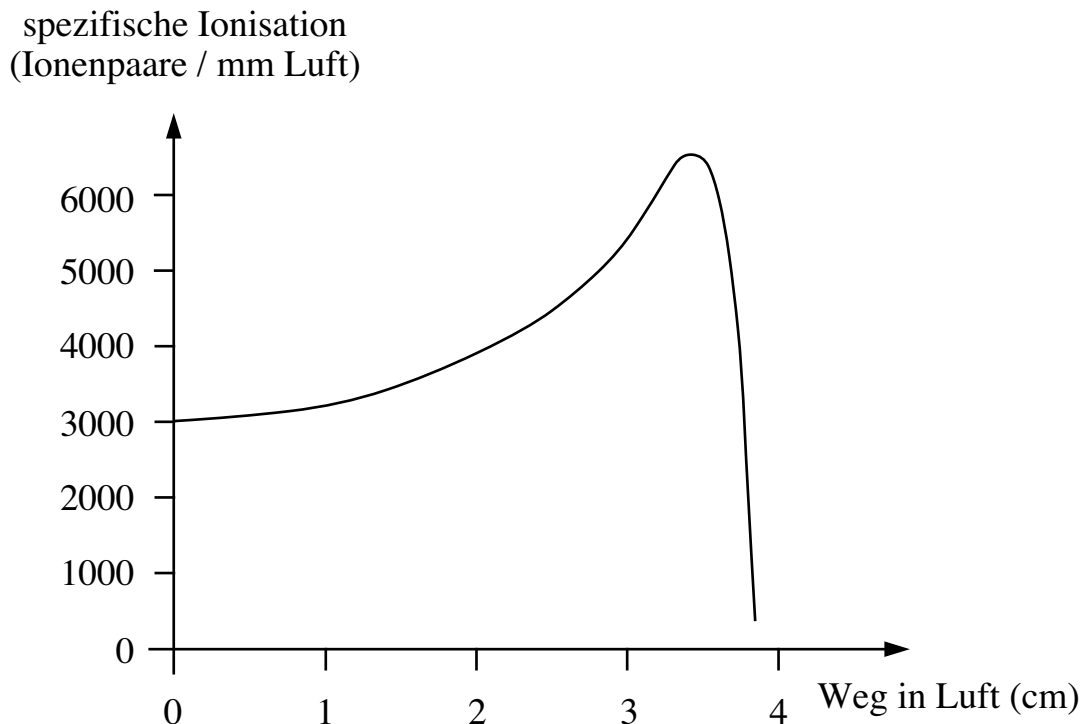


Wechselwirkung von Kernstrahlung mit Materie

Kernstrahlung wechselwirkt in vielfältiger Art mit Materie. Das Wissen um die Details ermöglicht den Bau von Instrumenten zur qualitativen oder quantitativen Erfassung der Strahlung. Nicht zuletzt ermöglicht dieses Wissen den ausreichenden Schutz von Lebewesen oder Material vor der zerstörerischen und oft heimtückischen radioaktiven Strahlung. Eine der wichtigsten Arten der Wechselwirkung ist das Erzeugen von Ionenpaaren. Das entspricht dem Aufbrechen von chemischen Bindungen, wodurch chemische Reaktionen vielfältigster Art ausgelöst werden können. Um in Luft ein Ionenpaar zu erzeugen, ist eine Energie von etwa 35 eV entsprechend etwa 3500 kJ/mol erforderlich.

Wechselwirkung von α -Strahlen

α -Strahlen wechselwirken ausserordentlich stark mit Materie. Auch die energiereichsten α -Teilchen deponieren ihre gesamte Energie auf dem ersten Millimeter Flugweg durch feste oder flüssige Materie. Die spezifische Ionisation, die Anzahl erzeugte Ionenpaare pro zurückgelegte Wegstrecke, verursacht durch ein einzelnes α -Teilchen, ist enorm. Folgende Graphik illustriert für das Beispiel ^{210}Po die Wechselwirkung mit Luft.



Wie ersichtlich nimmt die Anzahl gebildeter Ionenpaare anfänglich zu. Am Ende der Flugbahn entstehen am meisten Ionenpaare (sogenannter Bragg-Peak). Wenn das α -Teilchen seine Energie abgegeben hat, fällt die spezifische Ionisation abrupt ab. Ganz am Ende des Weges zeigt sich eine erneute Abflachung, da es zunehmend schwieriger wird, mit der kleinen verbleibenden Energie ein Ionenpaar zu erzeugen. Meist verlän-

gert man den stark abfallenden Ast der Kurve auf die Achse und spricht dann von der extrapolierten Ionisierungsreichweite. Naturgemäss streuen die Reichweiten einzelner α -Teilchen leicht. Der Kurvenverlauf wird daher als Mittelwert vieler Einzelmessungen bestimmt.

Die Reichweite der α -Strahlung ist energieabhängig. Ein Teilchen mit einer Energie von 3,5 MeV erzeugt auf seiner Bahn etwa 100'000 Ionenpaare. In der folgenden Tabelle findet man die Energien und die zugehörigen mittleren Ionisierungsreichweiten für einige α -Strahler.

Nuklid	Energie (MeV)	Reichweite (cm)
^{211}Bi	6,278	5,015
	6,622	5,462
^{212}Bi	6,051	4,778
^{210}Po	5,305	3,870
^{212}Po	8,785	8,616
	9,492	9,780
^{214}Po	10,543	11,643
	7,687	6,953
	8,277	7,839
	9,065	9,09
^{216}Po	10,506	11,57
	6,778	5,672
^{218}Po	6,003	4,685
^{219}Rn	6,55	5,272
	6,82	5,727

Die Reichweite ist aber nicht nur von der Energie der Strahlung abhängig, sondern auch von der Art des absorbierenden Materials. Die Absorptionseigenschaften eines Stoffes charakterisiert man häufig durch das Bremsvermögen B (Stopping Power). Sie ist definiert als die Ableitung der Energie nach der Wegstrecke.

$$B = - \frac{dE}{ds}$$

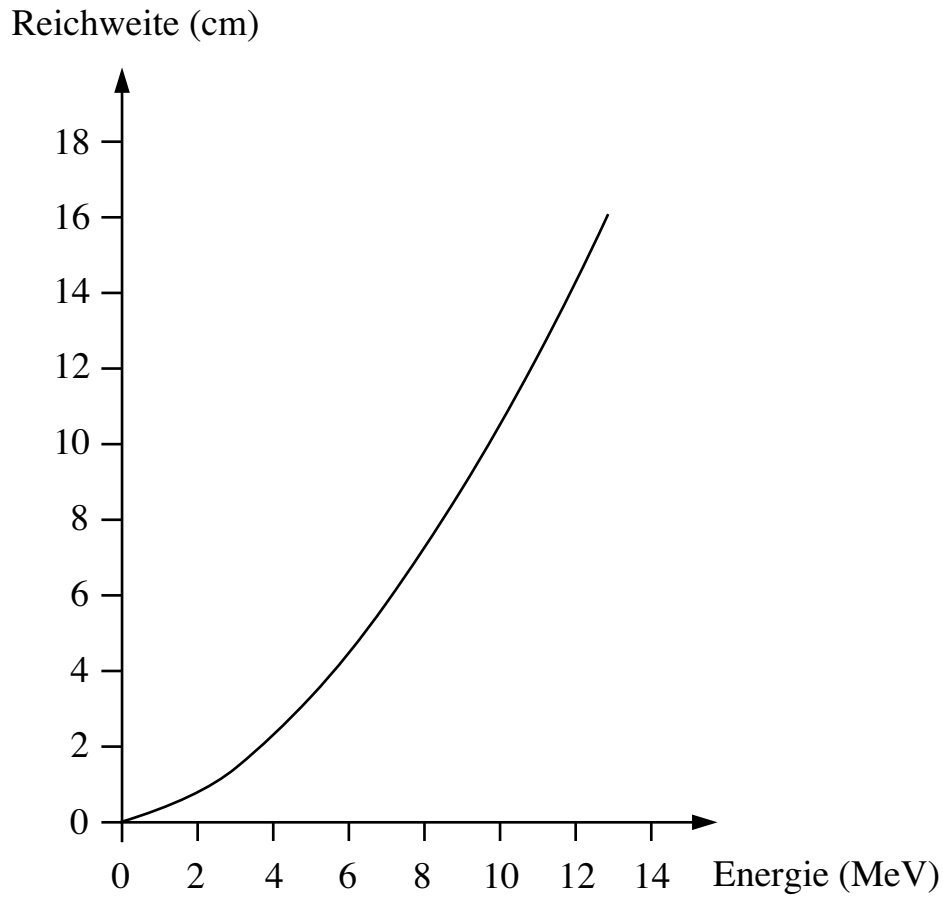
Das Bremsvermögen gibt also an, wie die Energie eines Teilchens beim Durchtritt durch das Material abnimmt. Es scheint offensichtlich, dass ein Material die Strahlung umso effektiver absorbieren kann, je dichter es ist. Das Produkt aus Reichweite und Dichte ist recht konstant. Es hat die Einheit einer Masse pro Fläche und wird etwas unsauber als Flächengewicht bezeichnet. In der folgenden Tabelle sind die extrapolierte Reichweite, die Dichte und die Reichweite als Flächengewichte für einige Materialien zusammengestellt. Die Werte gelten für die α -Strahlen von ^{214}Po mit einer Energie von 7,687 MeV. Die Einträge sind nach abnehmender Reichweite geordnet.

Stoff	Reichweite cm	Dichte g/cm ³	Reichweite als Flächengewicht mg/cm ²
Luft	6,95	0,001226	8,5
Lithium	0,01291	0,534	6,9
Aluminium	0,00406	2,702	11,0
Glimmer	0,0036	2,8	10,1
Blei	0,00241	11,34	27,3
Zink	0,00228	7,14	16,3
Silber	0,00192	10,50	20,2
Eisen	0,00187	7,86	14,7
Kupfer	0,00183	8,92	16,3
Gold	0,00140	19,32	27,0

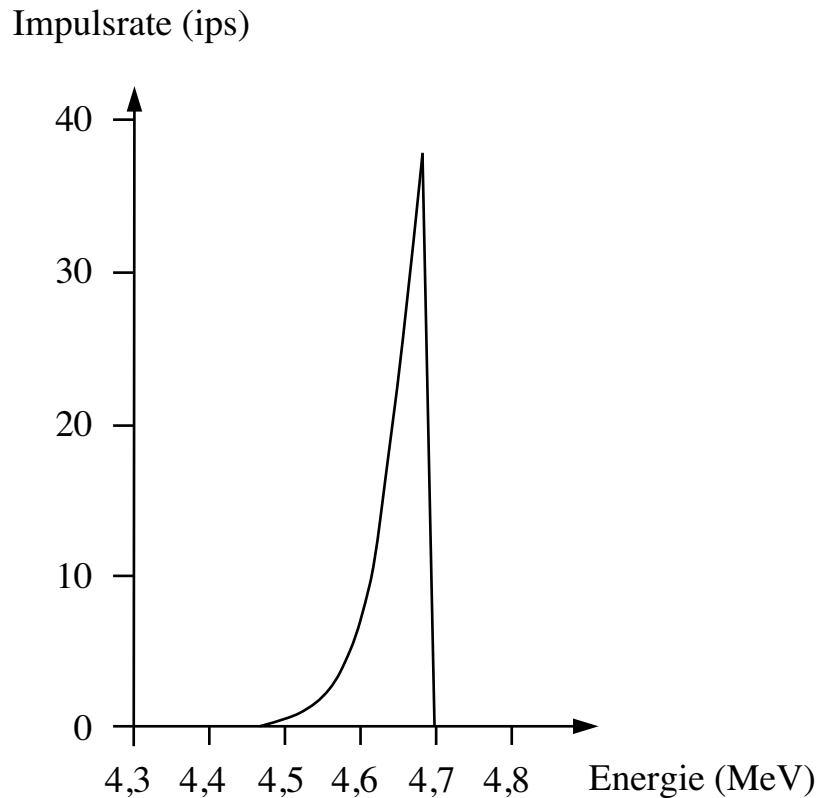
Wie man unschwer erkennt, kann die Strahlung aus einem kompakten Stück Material nur von der obersten Schicht in die Umgebung gelangen. Ein grosser Teil der Strahlung wird noch im Präparat absorbiert. Man bezeichnet dieses Phänomen als Selbstabsorption.

Energiebestimmung:

Da eine klare Beziehung zwischen Energie und Reichweite besteht, kann man die Kenntnis der Reichweite zur Bestimmung der Energie verwenden. Reichweiten sind experimentell leicht zugänglich. Nachstehend dargestellt ist der empirische Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite für Luft bei 288 K Temperatur und einem Druck von 1,01 bar.



Das Messverfahren ist zwar einfach, aber nicht sehr genau. Heute benutzt man zur Energiebestimmung und damit Identifizierung von α -Strahlern meist ein Alpha-Spektrometer mit Halbleiterdetektor, dessen Signale proportional zur Energie der α -Teilchen ist. Dabei erhält man ein Energiespektrum, das wie im folgenden Bild aussieht. Es handelt sich um die beiden nicht aufgelösten Linien des ^{230}Th bei 4,688 MeV (76 %) und bei 4,621 MeV (24 %).



Die weitaus genaueste Methode, die zugleich die aufwendigste ist, beruht auf der Ablenkung geladener Teilchen in einem Magnetfeld. Mit einem Magnetspektrometer erreicht man eine Genauigkeit des Energiewertes von etwa 1 %.

Wechselwirkung von β -Strahlen

Die Wechselwirkung von β^- -Teilchen mit Materie gleicht jener der α -Strahler, ist aber vielfach schwächer. In Luft werden nur etwa 4-8 Ionenpaare pro Millimeter Weg erzeugt, verglichen mit einigen Tausend bei α -Strahlern. Infolge der gegenüber α -Teilchen viel kleineren Masse der β -Teilchen vermögen Elektronen in der Umgebung die β -Strahlung stark abzulenken. Die β -Teilchen bewegen sich daher auf "Zick-Zack"-Bahnen.

Betrachtet man den Einfluss der Schichtdicke auf den Anteil der absorbierten Strahlung, so stellt man ein recht kompliziertes Verhalten fest. Das Energiespektrum der β -Teilchen ist im Gegensatz zur α -Strahlung kontinuierlich. Es zeigt sich, dass der Zusammenhang zwischen Impulsrate und der Schichtdicke recht genau exponentiell ist.

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu d)$$

Dabei bedeuten	I	Impulsrate
	I_0	Impulsrate ohne absorbierendes Material
	μ	Absorptionskoeffizient
	d	Schichtdicke

Es gibt keinen tieferen Grund für diesen exponentiellen Zusammenhang. Er beruht auf Zufall.

Konversionselektronen können auch als β -Strahlung aufgefasst werden. Da die Abregung eines Kerns in vorgegebenen Energieschritten vor sich geht, ist das Spektrum von Konversionselektronen diskret. Man erwartet also einen anderen Zusammenhang zwischen Impulsrate und der Schichtdicke. In der Tat findet man weitgehend einen linearen Zusammenhang für monoenergetische Elektronen, wenn die Energie mindestens 0,2 MeV beträgt.

$$I = I_0 - \mu \cdot d$$

Natürlich gilt die Gleichung nur für positive Impulsraten. In der Nähe der Reichweite flacht die Kurve leicht ab. Die Elektronen verlieren dann mehr und mehr ihre Fähigkeit, mit der kleinen verbliebenen Energie noch Ionenpaare zu erzeugen. Ein ähnlicher Effekt wurde bereits bei der α -Strahlung festgestellt.

Man unterscheidet im wesentlichen drei Vorgänge bei der Wechselwirkung der β -Strahlung mit Materie.

Wechselwirkung mit Elektronen:

Im absorbierenden Material werden Atome ionisiert, indem Hüllenelektronen weggeschlagen werden. Für diese Art Wechselwirkung ist nur die Elektronendichte im Absorber massgebend.

Wechselwirkung mit Atomkernen:

Fliegt ein β -Teilchen sehr nahe bei einem Atomkern vorbei, ändert sich kurzzeitig seine Geschwindigkeit infolge der Coulomb-Wechselwirkung. "Beschleunigte Ladung strahlt", könnte man ein wichtiges Prinzip der Physik nennen. Die β -Teilchen senden eine kontinuierliche Röntgenstrahlung aus und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie. Man bezeichnet die entstehende elektromagnetische Strahlung als Bremsstrahlung. Der Effekt ist besonders gross bei energiereicher β -Strahlung und bei grosser Ordnungszahl der Absorberatome. Die Abhängigkeit lässt sich durch folgende empirische Formel erfassen:

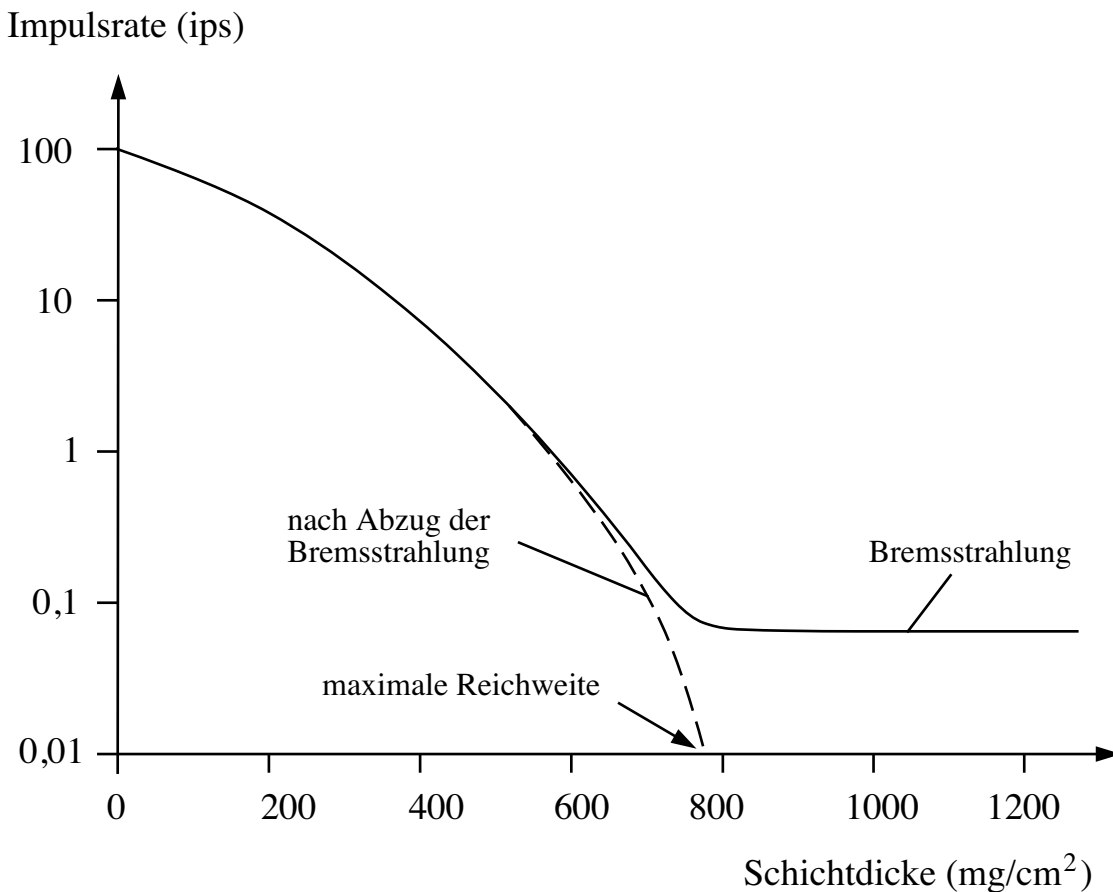
$$\frac{\Delta E_{\text{Brems}}}{\Delta E_{\text{Ionisation}}} = Z \cdot \frac{E_{\text{max}}}{800 \text{ MeV}}$$

Rückstreuung:

Wählt man eine Versuchsanordnung so, dass keine Strahlung auf direktem Weg von der Quelle zum Detektor gelangen kann, sondern nur über eine Art Reflexion an einem Material, so kann man dennoch Impulse zählen. Man bezeichnet das Phänomen als Rückstreuung. Der Effekt ist besonders gross bei energiereicher Strahlung und bei grosser Ordnungszahl des rückstreuenden Materials. Für die Strahlung des Nuklids ^{32}P ($E_{\text{max}} = 1,71 \text{ MeV}$) kann der rückgestreute Anteil 15 % übersteigen, wenn Blei als

Material verwendet wird. Die Quelle selbst kann als rückstreuendes Material wirken. β -Teilchen, die in Richtung Probenunterlage emittiert werden, können daran mit Winkeln bis zu 180° gestreut werden.

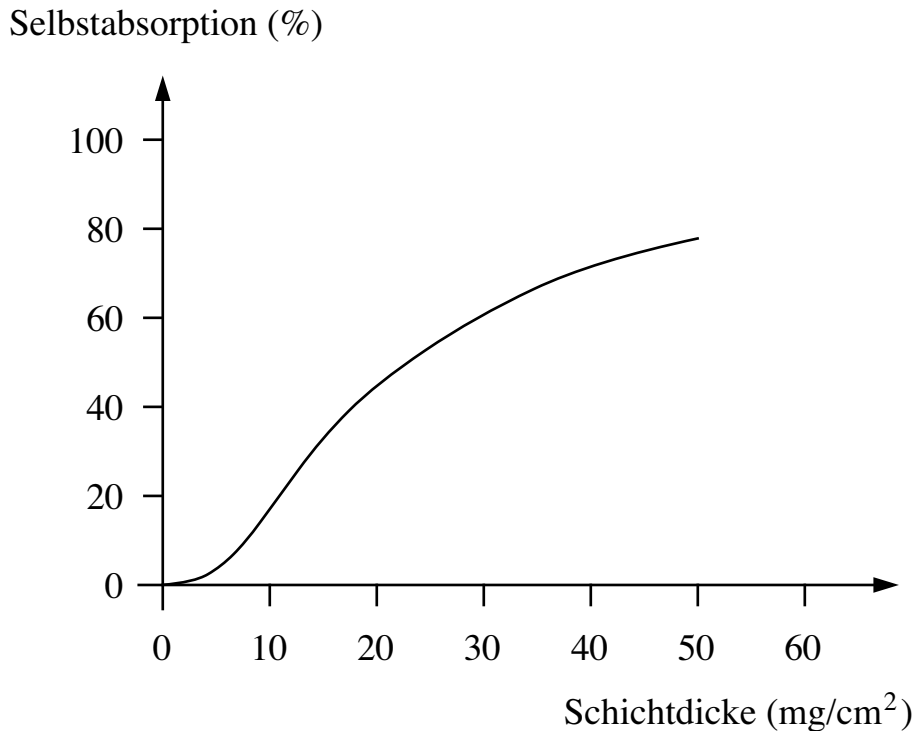
Da sich alle Effekte überlagern können, ist die Abhängigkeit zwischen Impulsrate und Schichtdicke kompliziert. Für die Wechselwirkung der β -Strahlung von ^{32}P mit Aluminium in verschiedenen Schichtdicken ergibt sich folgendes Bild:



Der Detektor erfasst sowohl β -Teilchen als auch Röntgen-Quanten. Anfänglich folgt die Kurve annähernd einem exponentiellen Verlauf. Bei grösserer Schichtdicke macht sich die Bremsstrahlung bemerkbar. Da Röntgenstrahlung von Aluminium wesentlich weniger stark absorbiert wird als β -Strahlung, geht die Kurve in ein nahezu horizontales Teilstück über.

Verwendet man einen Detektor, der nur Röntgen- und γ -Strahlung messen kann, so lässt sich der Anteil der Bremsstrahlung an der gesamten Impulsrate feststellen, wenn man noch die unterschiedlichen Zählausbeuten der beiden Detektoren berücksichtigt. Zieht man den Anteil der Bremsstrahlung von der gesamten Impulsrate ab, erhält man den Anteil durch Ionisation und durch Rückstreuung. Man erhält die maximale Reichweite, indem man abmachungsgemäss diese Kurve extrapoliert, bis die Impulsrate auf ein Zehntausendstel der ungedämpften Strahlung abgesunken ist.

Wie bei α -Strahlern ist auch bei der β -Strahlung die Selbstabsorption zu berücksichtigen, wenn auch bei weitem nicht im gleichen Ausmass. Besonders gross wird die Selbstabsorption bei weichen β -Strahlern wie ^3H , ^{14}C , ^{45}Ca . Die folgende Figur zeigt für das Nuklid ^{45}Ca den Anteil der β -Strahlung, der nach der Entstehung noch in der Probe wieder absorbiert wird.



Wenn sich geladene Teilchen in einem Medium mit grösserer Geschwindigkeit bewegen als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, wird kegelförmig unter einem definierten Winkel intensiv blaues Licht emittiert. Dies ist ein Analogon zum Machschen Kegel bei Überschallgeschwindigkeit. Das Licht wird als Čerenkov-Strahlung bezeichnet. Als Bedingung für das Auftreten von Čerenkov-Licht gilt also

$$v \geq \frac{c}{n}$$

wobei

- v Geschwindigkeit des geladenen Teilchens
- c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- n Brechungsindex des Mediums

Der Winkel, unter dem das Licht ausgesandt wird, berechnet sich nach

$$\sin \alpha = \frac{c}{nv}$$

Wasser hat einen Brechungsindex von $n = 1,332$. Damit tritt Čerenkov-Strahlung auf, wenn die Energie der β -Teilchen 265 keV übersteigt. Der entsprechende Wert für α -

Teilchen beträgt 2 GeV. Man sieht daraus, dass die Energie von α -Strahlern in keinem Fall ausreicht, um Čerenkov-Licht zu produzieren.

Bisher war nur von β^- -Strahlung die Rede. Positronen geben im allgemeinen zuerst ihre kinetische Energie weitgehend ab. Danach zerstrahlen sie mit einem Elektron aus der Umgebung, wodurch zwei γ -Quanten mit je 511 keV Energie entstehen, die infolge des Impulssatzes in entgegengesetzter Richtung davonfliegen. Man weist die β^+ -Strahlung meist über diese beiden Photonen nach.

Energiebestimmung:

Ein einfaches und schnelles Verfahren zur Bestimmung der maximalen β -Energie besteht im Messen der maximalen Reichweite, vorzugsweise in Aluminium, nach obigem Extrapolations-Verfahren. Daraus kann man über eine Kalibrationskurve die maximale β -Energie berechnen. Die Methode ist mit Fehlern von bis zu einigen Prozent behaftet.

Wenn sich die Strahlung in einem für sichtbares Licht durchsichtigen Material bewegt, kann bei genügend hoher Energie Čerenkov-Licht ausgesandt werden. Durch Bestimmung des Öffnungswinkels lässt sich die Energie der Strahlung berechnen.

Analog zur α -Strahlung kann auch zur Messung der β -Energie ein Magnetspektrometer verwendet werden. Die Methode ist aufwendig und teuer, aber sehr genau. Wegen der kleinen Masse der Elektronen verwendet man sehr viel schwächere Magnetfelder als im Fall der α -Strahlung. Die hohe Geschwindigkeit der Elektronen verlangt eine relativistische Behandlung.

Eine weitere, wenn auch ungenaue Methode besteht darin, ein β -Spektrum mit Halbleiterdetektoren oder Szintillatoren aufzunehmen. Mehr dazu im Kapitel über Messinstrumente.

Wechselwirkung von γ -Strahlen

γ -Strahlen und Röntgenstrahlen unterscheiden sich nur in ihrer Energie, nicht aber in ihrer Natur. Es handelt sich um harte elektromagnetische Strahlung. Der Energiebereich der γ -Strahlung reicht von etwa 10 keV bis 10 GeV, entsprechend einer Wellenlänge zwischen 10^{-10} m bis 10^{-16} m. Die Grenzen für Röntgenstrahlen liegen bei 100 eV und 100 keV, was einem Wellenlängenbereich von 10 nm bis 10 pm entspricht.

Man unterscheidet zwischen den beiden Begriffen auch nach der Herkunft der Strahlung. Die energiereicheren γ -Strahlen stammen aus dem Atomkern, während die weichere Röntgenstrahlung aus der Elektronenhülle der Atome stammt. Allerdings wird sehr harte Bremsstrahlung, wie sie etwa bei der Absorption von Elektronen aus einem Beschleuniger entsteht, ebenfalls als γ -Strahlung bezeichnet.

Der Mechanismus der Absorption von γ -Strahlen und Röntgenstrahlen unterscheidet sich grundlegend von den Vorgängen bei der Absorption von Partikelstrahlung. Während Partikeln ihre Energie in einer Folge von Zusammenstößen mit anderen Teilchen in vielen Schritten abgeben, verschwinden die γ -Quanten in einem einzigen Schritt. Da sie keine Ladung besitzen, wechselwirken sie nur sehr schwach mit Materie. Man kann daher für γ -Strahlung auch keine maximale Reichweite angeben. Ihre Absorption folgt einem exponentiellen Gesetz,

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu d)$$

mit	I	Impulsrate
	I_0	Impulsrate ohne absorbierendes Material
	μ	Absorptionskoeffizient
	d	Schichtdicke

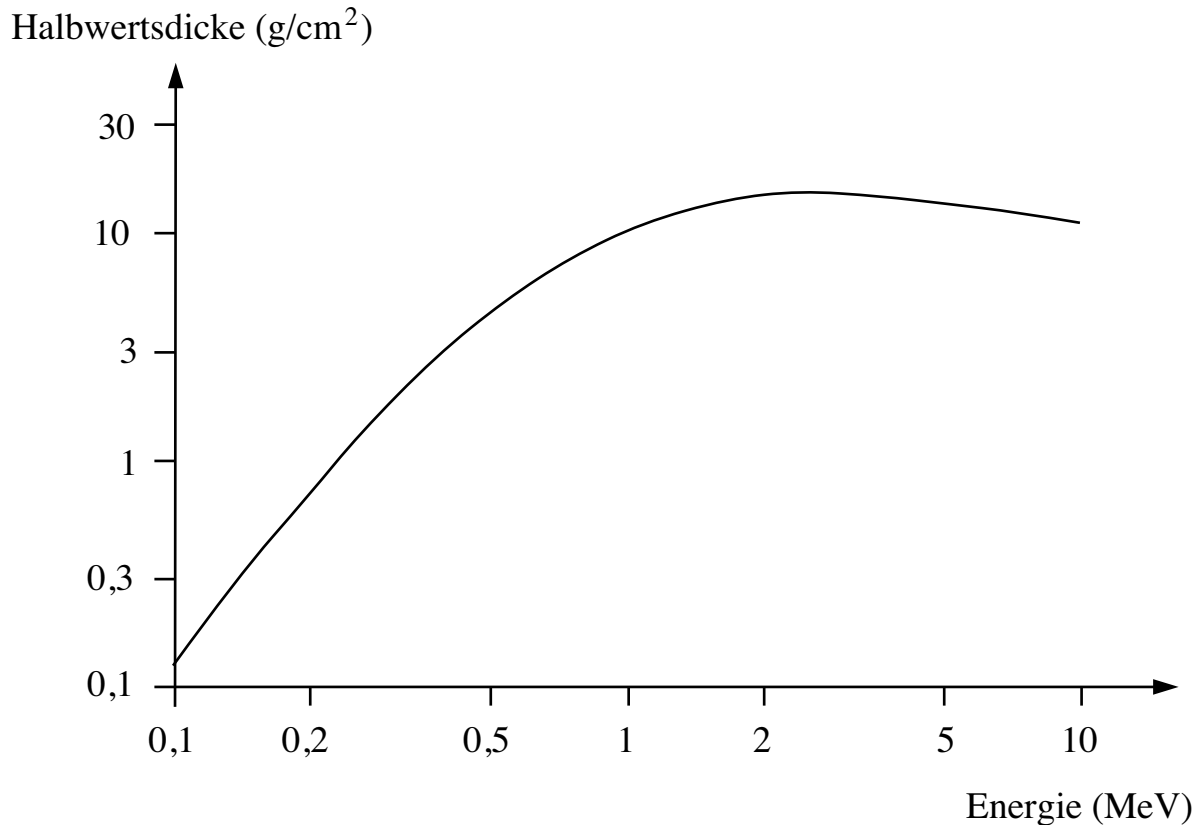
wie es schon für einen Teil der β -Strahlung formuliert wurde. Im Unterschied zur β -Strahlung folgt aber die γ -Strahlung dem Gesetz nicht nur zufälligerweise und annähernd, sondern mit guten Gründen und streng, letzteres allerdings nur für monochromatische Strahlung, schmale Strahlenbündel und dünne Absorber.

Man charakterisiert die Fähigkeit eines Materials, γ -Strahlung zu absorbieren, durch die Halbwertsdicke, also jene Schichtdicke, die notwendig ist, um die Intensität der Strahlung auf die Hälfte zu senken.

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

Mit einer Halbwertsdicke allein lässt sich also die γ -Strahlung kaum absorbieren. Mit 7 Halbwertsdicken erreicht man eine Reduktion auf 1 %, mit 10 Halbwertsdicken 0,1 %. Für γ -Strahlung gibt es keine maximale Reichweite.

Die Halbwertsdicke ist abhängig von der Dichte des Materials und besonders von der Energie der Strahlung. Man verwendet oft Blei oder andere sehr dichte Metalle als Absorber. Die Abhängigkeit der Halbwertsdicke von der Energie der Strahlung ist in der folgenden Figur für Blei dargestellt. Beide Achsen sind logarithmisch unterteilt. Wie man sieht, ist der Verlauf der Kurve nicht intuitiv klar. Der Grund liegt in unterschiedlichen Absorptionsmechanismen bei verschiedener Energie.



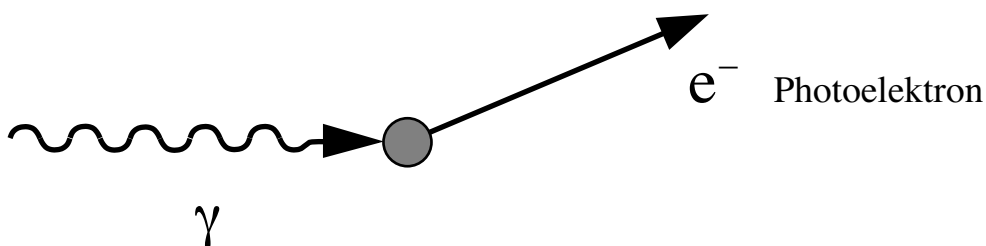
Als Faustregel kann man sich merken, dass 5 cm Blei oder 25 cm Beton die Intensität einer γ -Strahlung von 1 MeV Energie auf 1 % reduzieren.

Absorptionsmechanismen

Es gibt im wesentlichen drei Effekte, die zur Absorption eines γ -Quants führen können.

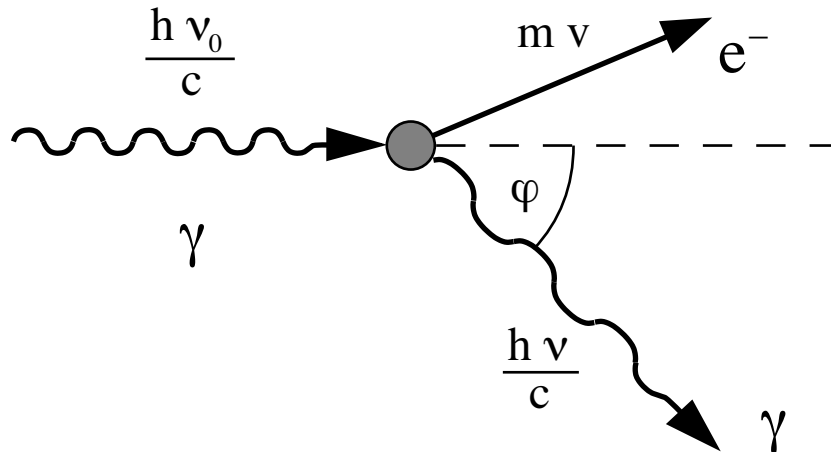
Photoeffekt:

Trifft ein γ -Quant ein Atom, so kann es seine Energie und seinen Impuls vollständig abgeben. Ein Elektron wird vom Atom abgespalten und trägt den weitaus grössten Teil der Energie mit sich. Ein winziger Teil wird auf das zurückbleibende Ion übertragen. Zudem muss die Bindungsenergie des Elektrons aufgewendet werden. Sie ist aber im Vergleich zur Energie eines γ -Quants sehr klein. Man nennt das beschleunigte Elektron "Photoelektron".



Compton-Effekt:

Trifft ein γ -Quant ein Elektron, so kann es seine Energie und seinen Impuls teilweise abgeben. Das Elektron wird dabei abgespalten. Auf das entstehende Ion wird kein Impuls übertragen. Das γ -Quant erfährt beim Stoss eine Änderung seiner Frequenz und seiner Flugrichtung. Der Vorgang ist in folgender Figur dargestellt.



Der relativistisch formulierte Impulssatz lautet für diesen Fall

$$\frac{h \nu_0}{c} = \frac{h \nu}{c} + \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

Dabei bedeuten

ν_0	Frequenz des eintreffenden γ -Quants
ν	Frequenz des gestreuten γ -Quants
m_0	Ruhemasse des Elektrons
v	Geschwindigkeit des Elektrons

Berücksichtigt man die Winkelabhängigkeit der Streuung, so erhält man für die Energie des gestreuten Photons

$$E = E_0 \frac{1}{1 + qE_0} \quad \text{wobei} \quad q = \frac{1 - \cos \varphi}{m_0 c^2}$$

Die kinetische Energie E_e des Elektrons beträgt

$$E_e = E_0 \frac{qE_0}{1 + qE_0}$$

Die Energieverteilung für Compton-Elektronen besitzt ein Maximum bei $\varphi = 180^\circ$.

Paarbildung:

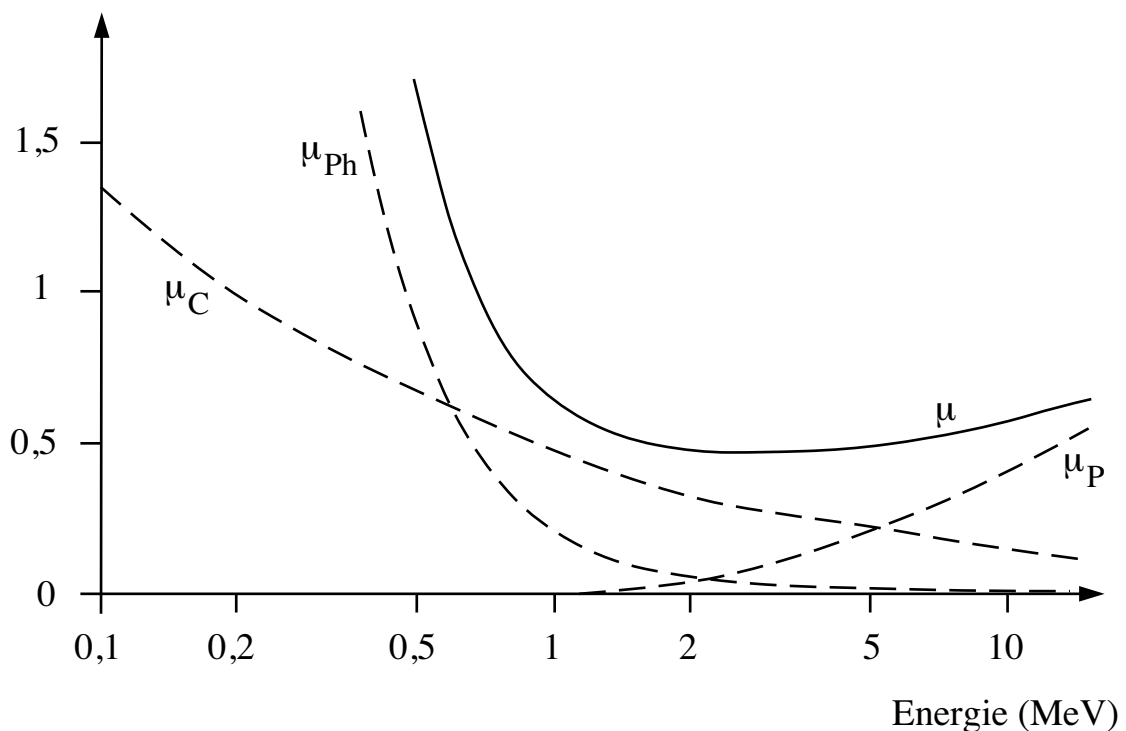
Wenn die Energie des γ -Quants grösser ist als 1,02 MeV ist, kann im Feld eines nahen Atomkerns aus dem γ -Quant ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Die Paarbildung ist demnach die Umkehrung der Vernichtungsstrahlung. Die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung ist sehr stark energieabhängig. Knapp oberhalb der Energieschwelle von 1,02 MeV ist der Vorgang sehr selten, nimmt aber mit steigender Energie stark zu. Oberhalb von etwa 10 MeV kann er schliesslich zum dominierenden Prozess werden.

Der gesamte Absorptionskoeffizient μ setzt sich also zusammen aus den drei Einzelbeiträgen des Photoeffekts μ_{ph} , des Compton-Effekts μ_{C} und der Paarbildung μ_{P} .

$$\mu = \mu_{\text{ph}} + \mu_{\text{C}} + \mu_{\text{P}}$$

In der folgenden Figur werden die Einzelbeiträge zusammen mit der Summe für Blei als wichtigstem Absorptionsmaterial dargestellt. Wie man feststellt, ist die Paarbildung für die Umkehr des Absorptionskoeffizienten bei grosser Energie verantwortlich. Der gleiche Effekt wurde schon bei der Darstellung der Halbwertsdicke von Blei als Funktion der Energie festgestellt.

Absorptionskoeffizient (cm^{-1})



Die Paarbildung wird nur bei Materialien mit grosser Ordnungszahl dominierend oberhalb von 10 MeV. Ein Vergleich mit wesentlich leichteren Metallen zeigt eine kontinuierliche Abnahme des Absorptionskoeffizienten innerhalb der Energien, die von den Radionukliden abgedeckt werden.

Absorptionskoeffizient (cm^{-1})

