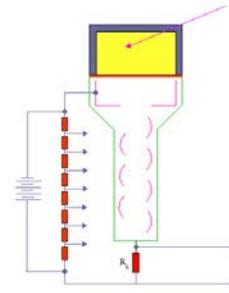




Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg
FB Physik

Fortgeschrittenen- praktikum

Stand: 29.03.2021



Versuch B11: Umweltradioaktivität

Hinweise:

Hochspannungsversorgung

- SEV: $U = 1 \text{ kV}$
- Germaniumdetektor: $+2,0 \text{ kV}$
- Bitte schalten Sie die Hochspannungsversorgung des Ge-Detektors und den Vielkanalanalysator niemals aus!

Aufgabenstellung

Im Versuch wird unter anderem ein Schulsatz der Isotope ^{241}Am , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{90}Sr verwendet. Informieren Sie sich über die Zerfallskanäle und die erwarteten Gamma-Energien (5 gültige Stellen!). Benutzen Sie dazu den ersten Link der Linksammlung (s. unten).

Experimente mit Szintillator/SEV

- 1) Kalibrieren Sie die Verstärkung des Einkanalanalysators mit einem radioaktiven Präparat um sicherzustellen, dass die Energieskala bestmöglich ausgeschöpft wird. Diese Einstellung darf im Weiteren nicht mehr verändert werden, um die Vergleichbarkeit der Spektren zu gewährleisten. Welches der Isotope müssen Sie dafür wählen? Geben Sie diese Energiekalibrierung an (keV/Skt).
- 2) Nehmen Sie für die geeigneten Isotope ein Energiespektrum mit dem Einkanalanalysator und dem Digitalzähler auf und erstellen Sie daraus jeweils ein differentielles Impulshöhenspektrum. Welches Isotop braucht nicht untersucht werden? Was bestimmt die Halbwertsbreite (FWHM = **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) der Peaks?
- 3) Wiederholen Sie die Aufnahme der Spektren für alle Quellen über den Vielkanalanalysator. Stellen Sie die Spektren graphisch in einer Abbildung zusammen mit den Ergebnissen von 2) dar. Hochspannung und Verstärkung dürfen gegenüber 2) nicht verändert werden.

Experimente mit Ge-Detektor

- 4) Nehmen Sie die in 2 und 3) aufgenommen Spektren nun mit dem Germanium-Detektor und Vielkanalanalysator auf. Dazu müssen Sie zunächst die Kanalachse in keV kalibrieren. Konsultieren Sie das Handbuch und machen Sie einen Vorschlag zur Vorgehensweise! Benutzen Sie dazu 6 Gamma-Energien. Wählen Sie ein Nuklid aus und messen Sie das Spektrum am Germanium-Detektor mit dem Einkanalanalysator.
- 5) Vermessen Sie ihre mitgebrachte eigene Umweltprobe (oder auch die bereitgestellte Umweltprobe aus dem Mansfelder Bergbau). Hier muss jeweils der Untergrund abgezogen werden (führen Sie eine Leermessung aus). Jede dieser zwei Messungen sollte mindestens 2 Tage dauern. Messen Sie zusätzlich eine Mineralprobe aus dem Thüringer Uranbergbau.

- 6) Bestimmen Sie die Energieauflösung des Ge-Detektors an Hand ausgewählter Peaks (> 10) in den gemessenen Spektren als Funktion der Gamma-Energie (grafische Darstellung). Warum ist der Peak bei 511keV (^{22}Na) breiter, als andere Peaks beim Ge-Detektor? Vergleichen Sie die Energieauflösung mit dem Szintillator/SEV.
- 7) Versuchen Sie in den Umweltproben Isotope der natürlichen Zerfallsreihen zu identifizieren. Um welche Zerfallsreihe(n) handelt es sich?
- 8) Lassen sich in Ihren Proben noch Rückstände vom Reaktorunfall in Tschernobyl nachweisen? Nach welchen Isotopen suchen Sie dafür?
- 9) Messen Sie den Behälter mit KCl. Berechnen Sie aus dem bekannten Verhältnis von ^{40}K zum stabilen Kalium und dem Gewicht die Aktivität der Probe. Die im Spektrum ermittelte Zahl der Ereignisse ist wegen der geringen Nachweisempfindlichkeit des Detektors geringer (Geometriefaktor und Empfindlichkeit des Detektors). Berechnen Sie diese Nachweisempfindlichkeit des Ge-Detektors für die ^{40}K -Linie.
- 10) Berechnen Sie diese Nachweisempfindlichkeit (tabellarische Darstellung) auch für alle Isotope des Quellsatzes, die Gammastrahlung emittieren. Die vom Hersteller angegebene Aktivität finden Sie in einem PDF-File neben der Versuchsanleitung auf der Praktikums-Webseite. Beachten Sie dabei, dass die vom Hersteller angegebene Aktivität im Oktober 2009 gültig war (unterschiedliche Halbwertszeiten).
- 11) Bestimmen Sie die Aktivität der Isotope ^{22}Na , ^{60}Co und ^{137}Cs durch eine abstandsabhängige Dosisleistungsmessung (je ca. 10 Abstände). Bestimmen Sie dabei auch die die Größe r_0 , die den Abstand des Zählrohres im Dosimeter und die der Quelle im Quellenhalter beschreibt. Berechnen Sie für die gefundenen Ergebnisse ebenfalls die Nachweisempfindlichkeit des Ge-Detektors.
- 12) Vergleichen Sie dann alle Ergebnisse von 9) bis 11) in einer Tabelle und diskutieren Sie die Ergebnisse.
- 13) Berechnen Sie die tatsächliche Gesamtaktivität und die Teilaktivitäten der einzelnen Isotope der beiden Umweltproben (nur deutlich über dem Untergrund liegende Peaks). Das Endergebnis des Versuches ist die Angabe der spezifischen Aktivität in Bq/kg für die Umweltproben.
- 14) Informieren Sie sich unter <http://odlinfo.bfs.de> über die aktuellen Gamma-Ortsdosisleistungen in Halle. Wie kann es auf natürliche Weise passieren, dass diese Werte kurzfristig erheblich schwanken?

Literatur:

- [1] W. Stolz „Radioaktivität“, Hanser-Verlag München Wien, 1990
- [2] Volkmer Martin, die natürliche Strahlenbelastung, Hamburg, 1986
- [3] Marmier, Kernphysik, Band 1
- [4] W. Demtröder, Experimentalphysik 4, 2. Auflage, Springer-Verlag 2005
- [5] D. Meschede, Gerthsen Physik, 23. Auflage, Springer-Verlag 2006
- [6] D. C. Giancoli, Physik, 3. Auflage, Pearson, München 2006
- [7] Lexikon der Physik, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg 2000
- [8] R. Evans, The atomic nucleus. International series in pure and applied physics, McGraw-Hill, 1955

- Anlage 1: Ableitung der Compton-Streuformel
- Anlage 2: Die natürliche Strahlenbelastung

Links:

- <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- <http://de.wikipedia.org/wiki/Dosisleistungskonstante>
- Korea Atomic Energy Research Institute: <http://atom.kaeri.re.kr/>
- Brookhaven National Laboratory: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- Bundesamtes für Strahlenschutz: <http://www.bfs.de>
- Strahlenschutzverordnung: http://bundesrecht.juris.de/strlrschv_2001

Kontrollfragen:

- Welche Typen des radioaktiven Zerfalles kennen wir?
- Welche Strahlungsarten unterscheiden wir?
- Was bedeutet Elektroneneinfang?
- Erklären Sie die Wirkungsweise der wichtigsten Strahlungsdetektoren (Geiger-Müller-Zählrohr, Szintillationsdetektor mit SEV, Halbleiterdetektor, Dosimeterfilm)!
- Was versteht man beim Ge-Detektor unter „Photopeak“ und „Compton-Kante“?
- Was ist ein differentielles und was ein integrales Impulshöhenspektrum?
- Was ist ein Einkanal- und ein Vielkanalanalysator?
- Wie kann man die verschiedenen Strahlungsarten und deren Energie allgemein messen?
- Erklären sie den Aufbau der Karlsruher Nuklidkarte!
- Was gibt die Aktivität einer radioaktiven Substanz an? In welcher Einheit wird sie gemessen?
- Was ist der Unterschied zwischen den Einheiten Gray und Sievert?
- Wie bestimmt man die unbekannte Aktivität einer Probe mittels Dosisleistungsmessers?
- Welches ist die jährliche maximale Dosisleistung für beruflich nicht strahlungsexponierte Personen? Welches Gesetz regelt das? Welches ist in der BRD die durchschnittliche natürliche Strahlungsexposition in einem Jahr?
- Welche Dosis wird ungefähr bei einer Röntgenaufnahme, einer CT- und einer PET-Untersuchung appliziert? Erläutern Sie die drei Verfahren? Was sind jeweils die Vorteile?
- Wie sind die Grenzwerte für den Überwachungs-, Kontroll- und Sperrbereich?
- Welche Strahlungsart ist im Sinne des Personenschutzes die gefährlichste?
- Bitte studieren Sie das Flurposter zum Versuch, das Sie auch auf der Webseite finden. Erklären Sie die dort gezeigten Energiespektren zur Detektor-Response-Funktion von ^{60}Co und ^{137}Cs .

Inbetriebnahme der Geräte

Das Anlegen der Hochspannung am Photomultiplier und am Ge-Detektor muss vorsichtig und langsam durchgeführt werden.

Die Hochspannung des Photomultipliers darf eine Spannung von 1 kV nicht überschreiten. Für den Ge-Detektor gilt eine Maximalspannung von 2 kV.

Für den SEV und Ge-Detektor gilt: In weiten Bereichen ist der integrierte Strom des Ausgangssignals, welches an den Vorverstärker weitergegeben wird, und damit die Höhe des Ausgangssignals vom Hauptverstärker proportional zur angelegten Spannung. Dies bedeutet, dass sich die Kanäle, die eine bestimmte Primärquantenenergie zugeordnet werden, mit der angelegten Spannung ändern. In jedem Fall ist der Wert der Hochspannung am Photomultiplier bzw. Ge-Detektor also nach einmaliger Einstellung und Kalibrierung der Energie für alle Messungen konstant zu halten. Natürlich ist auch die Nachweiseffizienz, also die absolute Quantenausbeute, abhängig von der angelegten Spannung.

Strahlenschutz

1. Essen und Trinken sind wegen der Inhalations- und Ingestionsgefahr radioaktiver Präparate nicht gestattet; dies ob des Eventualfalls, dass die Umhüllung der radioaktiven Präparate beschädigt ist.
2. Die Präparate sind in ausreichendem Abstand vom Körper zu halten.
3. Mit den Präparaten ist zügig und ohne Hast zu arbeiten.
4. Immer dann, wenn die Präparate nicht benötigt werden, sind sie in dem im Versuchsraum befindlichen Bleitresor aufzubewahren.

Gliederung

1. Radioaktivität, Strahlenarten und Kernumwandlungen
 - 1.1 α - Strahlung
 - 1.2 β - Strahlung
 - 1.3 γ - Strahlung
 - 1.4 Elektroneneinfang
 - 1.5 Freie Protonen/ Neutronen
2. Aktivitätsmessung
 - 2.1 Messung mittels Impulszähler mit genau definierter Geometrie
 - 2.2 Messung über Vergleich mit einer Probe bekannter Intensität
3. Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie
 - 3.1 Photoeffekt
 - 3.2 Comptoneffekt
 - 3.3 Paarbildung
4. Detektortypen zur Messung von Gammastrahlung
 - 4.1 Szintillationszähler
 - 4.2 Halbleiterdetektoren
5. Energiemessung
6. Form der Spektren
 - 6.1 Full-Energy-Peak
 - 6.2 Compton- Kontinuum und Compton- Kante
 - 6.3 Rückstreupeak
 - 6.4 Single- und Double-Escape-Linie
 - 6.5 Photo-Escape- Linie
 - 6.6 Bleifluoreszenzlinie
7. Aktivität, Dosis und Energieinhalt der Strahlung
 - 7.1 Die Strahlungsenergie
 - 7.2 Die Aktivität
 - 7.3 Energiedosis
 - 7.4 Ionendosis (Dosisleistung) und Äquivalentdosis
- 8 Berechnung der γ -Dosisleistung \dot{H} aus der Aktivität A

1. Radioaktivität, Strahlenarten und Kernumwandlungen

Abgesehen vom Wasserstoffatom, dessen Kern nur aus einem Proton besteht, enthalten alle Elemente sowohl Protonen als auch Neutronen. Unterschiedliche Kernarten werden als Nuklide bezeichnet und gewöhnlich wie folgt dargestellt:



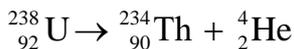
Z, die Ordnungszahl, gibt die Anzahl der im Kern enthaltenen Protonen und somit gleichzeitig die Kernladung an (Kernladungszahl). A ist die (relative) Atommasse.

Die Mehrzahl der Nuklide ist instabil, d.h. sie haben die Eigenschaft sich ohne äußere Einwirkung und unter Aussendung von Strahlung umzuwandeln. Es werden dabei 3 Arten von Strahlung unterschieden: α -, β - und γ -Strahlung.

Von insgesamt 1500 bekannten Nukliden sind nur rd. 250 stabil. Bei allen in der Natur vorkommenden Radionukliden spricht man von natürlicher Radioaktivität. Radionuklide, die durch künstliche Kernumwandlungen (v.a. Kernspaltung von Uran-235) erzeugt wurden, tragen zur künstlichen Radioaktivität bei.

1.1 α - Strahlung.

Vor allem schwere, massereiche Kerne neigen zum α -Zerfall und wandeln sich unter Aussendung eines Heliumkerns ${}^4_2\text{He}$ in ein anderes Element um. Ein Beispiel ist der Zerfall des Uran-Isotops 238:



Die übersichtliche Darstellung in einem Zerfallsschema (Abb. 1) gibt dabei Aufschluss über die möglichen Zerfallskanäle, ihren prozentualen Anteil (engl. branching ratio) und die dabei frei werdenden Energien. Diese sind für jeden Übergang charakteristisch, da auch Atomkerne nur in bestimmten diskreten Energiezuständen vorliegen können. Die freiwerdenden Alphateilchen sind daher immer monoenergetisch.

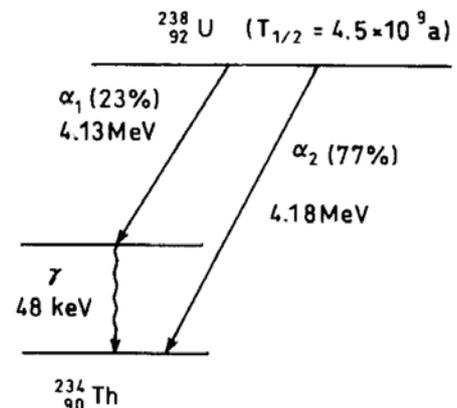


Abb. 1
Zerfallsschema des Uran Isotops 238
Nach [3]

1.2 β - Strahlung

Beim β -Zerfall wird zwischen β^+ -Zerfall und β^- -Zerfall unterschieden.

Kerne mit Neutronenüberschuss sind β^- -Strahler.

Dabei wandelt sich ein Neutron unter Abgabe eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos zu einem Proton um: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

Beispiel: Caesium-137



Kerne mit Protonenüberschuss sind β^+ -Strahler.

Hierbei zerfällt ein Proton in ein Neutron unter Abgabe eines Positrons und eines Elektron-

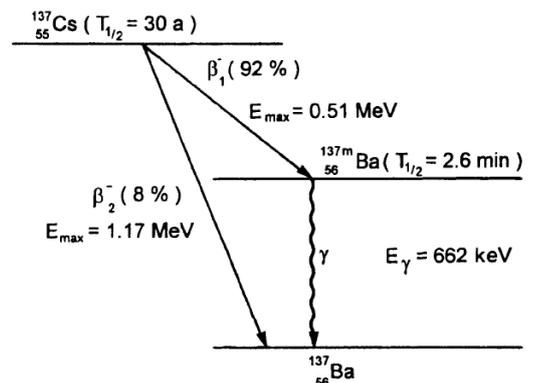
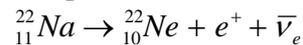


Abb. 2
Zerfallsschema des Caesium Isotops 137
Nach [3]

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

Beispiel: Natrium-22



β -Strahlung ist nicht monoenergetisch, da sich die Energie beliebig auf die drei neu entstehenden Teilchen verteilen kann.

1.3 γ - Strahlung

Gammastrahlung entsteht, wenn ein Kern nach einer Umwandlung nicht sofort in den Grundzustand übergeht. Die überschüssige Energie wird dann in Form von extrem kurzwelligen Photonen abgegeben.

Beispiel: β -Zerfall von Caesium-137 (siehe Abb. 2)

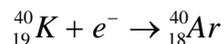
Aus dem gleichen Grund wie die α -Strahlung nimmt auch die γ -Strahlung diskrete, charakteristische Werte an und kann daher zur Identifikation von Isotopen verwendet werden.

1.4 Elektroneneinfang

Viele Radionuklide fangen ein Elektron ein.

Meist wird ein Elektron aus der innersten Schale (K- Schale \rightarrow auch: K- Einfang) in den Kern gezogen und wandelt sich mit einem Proton in ein Neutron um.

Dieser Zerfall tritt auch bei K-40 auf:



Der Hauptanteil der K-40- Strahlung ist jedoch β^+ - Strahlung.

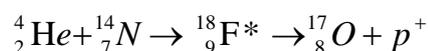
Elektroneneinfang führt zum gleichen Ergebnis wie die Emission eines Positrons. Durch einen K- Einfang kann auch ein metastabiler Zwischenkern entstehen, der sich durch Abgabe eines, zweier oder mehrerer Gammaquanten stabilisiert.

In der Wechselwirkung mit Materie unterscheiden sich β^+ - Strahlung und Elektroneneinfang natürlich. Positronen wechselwirken mit den Elektronen in der Referenzmaterie, welche sich dann gegenseitig zu 2 Gammaquanten annihilieren.

1.5 Freie Protonen/ Neutronen

Bei vielen Kernumwandlungen entstehen freie Neutronen und/oder Protonen.

Nachgewiesen wurden freie Protonen erstmalig durch Rutherford 1919:



2. Aktivitätsmessung

Will man die absolute Aktivität einer Probe bestimmen, so gestaltet dies sich eher schwierig.

2.1 Messung mittels Impulszähler mit genau definierter Geometrie

Bei diesem Verfahren ist der Anteil einer gedachten Oberfläche um den Strahler, deren Strahlungsfluss registriert wird, genau bekannt. Dementsprechend kann bei isotroper Strahlenverteilung auf die gesamte abgegebene Strahlung zurückgerechnet werden.

Allerdings ist bei diesem Verfahren neben der Geometrie natürlich auch die genaue Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit notwendig.

2.2 Messung über Vergleich mit einer Probe bekannter Intensität

Hat man eine Probe bekannter Intensität zur Verfügung, so kann man mittels dieser das Messgerät kalibrieren. Man bestimmt zu diesem Zweck einfach den gezählten Anteil im Verhältnis zum Sollwert der Probe. Der gemessene Umrechnungsfaktor kann in begrenztem Umfang (soweit die Messgeometrie streng eingehalten wird und die Nachweissensitivität nicht aufgrund unterschiedlicher Strahlungsarten und –energien variiert) auf andere Messungen übertragen werden.

Mittels dieses Verfahrens kann die Nachweiseffizienz eines Detektors für Strahlung einer bestimmten Art und Energie ermittelt werden und mit Hilfe dieser dann die absolute Aktivität einer unbekannt Probe mit gleicher Art und Energie der Strahlung.

3. Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

Anders als α - hat γ -Strahlung in Materie keine definierte Reichweite, sondern wird exponentiell abgeschwächt.

Es gilt die Beziehung $I_\gamma(d) = I(0) \cdot e^{-\mu(E)d}$ in der $\mu(E)$ den energieabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten und d die Dicke des Absorbermaterials bezeichnet.

Der lineare Schwächungskoeffizient ergibt sich als Produkt aus dem Massenschwächungskoeffizienten und der Dichte des Absorbermaterials:

$$\mu = \mu' \cdot \rho$$

In Abhängigkeit von der von der Gesamtenergie tragen drei Prozesse anteilig zur Schwächung der Gammastrahlung bei – der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die Paarbildung:

$$\mu'_{\text{gesamt}} = \mu'_{\text{Photoeffekt}} + \mu'_{\text{Comptoneffekt}} + \mu'_{\text{Paarbildung}}$$

3.1 Photoeffekt

Vom Photoeffekt spricht man, wenn ein γ -Quant seine gesamte Energie E_γ an ein Elektron der Atomhülle überträgt. Dieses wird dabei aus dem Atomverband herausgeschlagen und verlässt diesen mit der kinetischen Energie $T = E_\gamma - B_i$. Dabei bezeichnet B_i mit $i = K, L, M, \dots$ die Bindungsenergie in der jeweiligen Schale.

Die Lücke – ungefähr in 80% der Fälle in der K-Schale – wird durch ein nachrückendes Elektron einer höheren Schale ausgefüllt. Die überschüssige Energie wird dabei als charakteristische Röntgenstrahlung abgegeben oder in einem strahlungslosen Übergang an ein weiteres Hüllenelektron abgegeben, welches dann den Atomverband als Auger¹-Elektron verlässt.

Der Wirkungsquerschnitt kann mit

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3,5}}$$

¹ Pierre Victor Auger (1899-1993), franz. Physiker

angenähert werden.

Der Energieinhalt der Röntgenstrahlung bei Abregung durch Röntgenemission berechnet sich gemäß des Moseleyschen Gesetz nach:

$$\sqrt{\frac{f_{mn}}{cR}} = a(Z - \sigma) .$$

Dabei ist f_{mn} die Frequenz der Strahlung beim Übergang mn , c ist die Lichtgeschwindigkeit, R die Rydberg-Konstante, a ist ein charakteristischer Faktor, der von der Quantenzahl der Schalen, zwischen denen sich der Übergang ereignet, abhängt, Z ist die Ordnungszahl und σ ist die sogenannte Abschirmungskonstante, die den abschirmenden Effekt der Elektronen in niedrigeren Schalen beschreibt. Hier sind einige Beispiele:

Für den Übergang zwischen L und K- Schale:

$$f_{K\alpha} = \frac{3}{4}cR(Z - 1)^2$$

oder den Übergang zwischen der M und der L- Schale

$$f_{L\alpha} = \frac{5}{36}cR(Z - 7,4)^2$$

Auger-Elektronen werden bei strahlungslosen Übergängen emittiert. Wurde beispielsweise ein Elektron aus der K- Schale durch Photoeffekt entfernt, so rückt ein Elektron aus der L- Schale nach. Wenn die verbleibende Energie nicht, wie gerade dargestellt von einem Röntgenquant der Energie $E_\gamma = B_K - B_L$ davongetragen wird, kann es alternativ auch zur strahlungslosen Emission eines Elektrons aus der L-Schale kommen (in diesem Beispiel). Man spricht dabei von einem Auger- Elektron.

3.2 Comptoneffekt

Als Comptoneffekt wird die inelastische Streuung eines γ -Quants an einem (quasifreien) Elektron der äußeren Atomhülle bezeichnet (siehe Abb. 3).

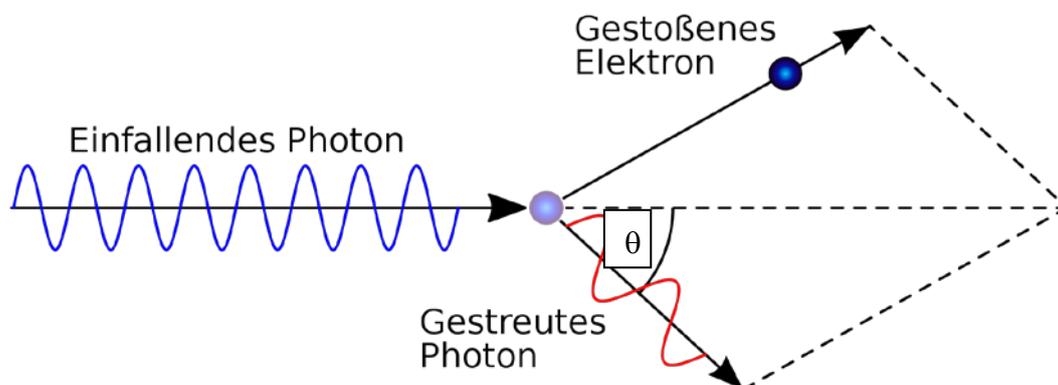


Abb. 3 Winkelverteilung zwischen Elektron und γ -Quant beim Comptoneffekt
 Von EoD - Eigenes Werk, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1349742>

Das Elektron wird abgetrennt und kann weitere Sekundärionisationen hervorrufen; das γ -Quant bewegt sich in veränderter Richtung mit einer verringerten Energie E_γ^* weiter. Für diese folgt

unter Beachtung der relativistischen Beziehungen für Energie und Impuls über die Compton-Streuformel $\lambda^* - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \vartheta)$

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon (1 - \cos \vartheta)} \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

und ϑ als dem Streuwinkel des Photons gegenüber der Einfallrichtung.

Entsprechend erhält man für die kinetische Energie des herausgeschlagenen Elektrons:

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right) = E_\gamma \frac{\varepsilon (1 - \cos \vartheta)}{1 + \varepsilon (1 - \cos \vartheta)}$$

Der maximaler Energieübertrag auf das Elektron findet also bei Rückwärtsstreuung des Quants mit $\vartheta = \pi$ statt. Bei diesem Maximalwert befindet sich im Energiespektrum die die so genannte Comptonkante.

Die höchste Energie der Elektronen nach Comptonstreuung errechnet sich (Lage der Compton- Kante) im Falle der direkten Rückstreuung um 180° gemäß:

$$\left(\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right)_{\min} = \frac{1}{1 + 2\varepsilon}.$$

Die Comptonkante liegt also bei

$$E_\gamma - E_{\gamma'_{\min}} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + 2\varepsilon} \right) = E_\gamma \left(\frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} \right).$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Kernladungszahl des Absorbermaterials, da im Atom genau Z Elektronen als mögliche Wechselwirkungspartner zur Verfügung stehen und kann näherungsweise durch

$$\sigma_c \propto Z \frac{\ln(E_\gamma)}{E_\gamma}$$

beschrieben werden.

Ad: Anwendung findet der Compton-Effekt in der Medizin beispielsweise bei der Diagnose von Knochenerkrankungen wie Osteoporose. Dabei wird Gamma- oder Röntgenstrahlung auf einen Knochen gerichtet und anhand der Gesamtintensität der gestreuten Strahlung auf die Elektronendichte und die dazu proportionale Knochendichte geschlossen.

3.3 Paarbildung

Bei sehr hohen Photonenenergien, wenn die Energie des Photons die doppelte Ruheenergie des Elektrons $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ überschreitet, wird Paarbildung im Coulomb-Feld eines Kerns möglich: $\gamma + \text{Kern} \rightarrow \text{Kern} + e^+ + e^-$ (Abb. 4)

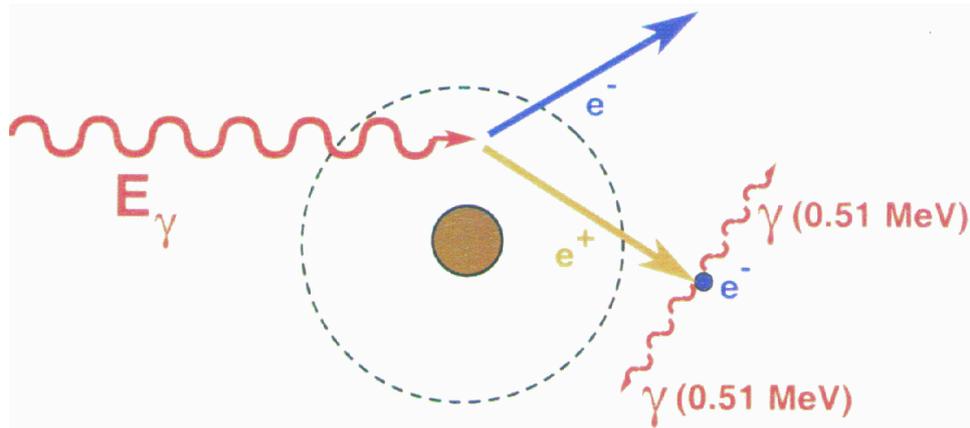


Abb. 4 Schema der Paarbildung in Materie nach [4]

Der Energieüberschuss wird dabei als kinetische Energie auf das entstehende Elektron und Positron übertragen. Der Differenzimpuls zum Photon wird an den Kern abgegeben (daher kann im Vakuum keine Paarbildung stattfinden), weshalb die Paarbildungswahrscheinlichkeit auch von der Art des Stoffes abhängt und sich der Wirkungsquerschnitt im Feld der Kerne zu

$$\sigma_{\text{Paarbildung}} \sim Z^2 \ln E_\gamma$$

ergibt.

Bei der Paarbildung verschwindet das primäre Gammaquant vollständig. Es entsteht, wie schematisch dargestellt, ein Elektron-Positron-Paar. Ein Teil des Impulses wird natürlich auch vom Kern übernommen. Die Restenergie $E_\gamma - 2m_e c^2$ kann sich also beliebig als kinetische Energie auf Elektron und Positron verteilen. Ist das Positron zur Ruhe gekommen, so vernichtet es sich mit einem Elektron zu zwei charakteristischen Gammaquanten der Energie von jeweils etwa $m_e c^2 \approx 0,51 \text{ MeV}$. Dieser Wert muss jedoch nicht exakt erfüllt werden, nur beide Gammaquanten zusammen müssen 1,022 MeV besitzen. Das entstandene Elektron kann zu weiteren Ionisationen führen, während das Positron nach Abgabe seiner kinetischen Energie mit Elektronen zu Gamma-Quanten annihiliert.

Die Wahrscheinlichkeit, dass sich das Positron bereits im Flug mit einem Elektron vernichtet, ist 50 mal kleiner. Auch ist es denkbar, dass beim Vernichtungsprozess drei statt zwei Gammaquanten frei werden. Die Lebensdauer eines Positroniums bis zum 3-Gamma-Zerfall beträgt 10^{-7} s , bis zum Zwei-Gamma-Zerfall dagegen nur 10^{-10} s .

Wie man sieht, hängt die Dominanz der Effekte von der Energie der Gammaquanten ab. Die Reichweite in unterschiedlichen Materialien ist für gleiche Energien bestimmt durch die Ordnungszahl der Atome des Materials.

Exemplarisch sei der lineare Absorptionskoeffizient μ für Germanium dargestellt:

Bei Natriumjodid liegt die Energie der K-Schale des Absorbermaterials im gezeigten Bereich. An dieser Schwelle springt die Absorptionswahrscheinlichkeit für den Photoeffekt deutlich, da zusätzlich Elektronen aus der K-Schale herausgelöst werden können. Die theoretische Berechnung dieser Energien ergibt sich aus den Moseleyschen Gesetzen (s.o.).

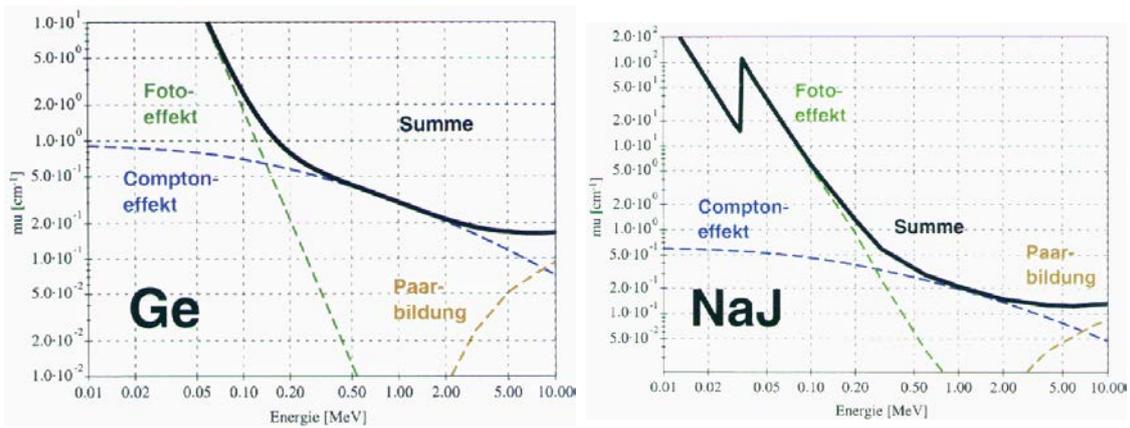


Abb. 5 Verlauf des linearen Absorptionskoeffizienten μ für Germanium (links) und NaJ (rechts) nach [4]

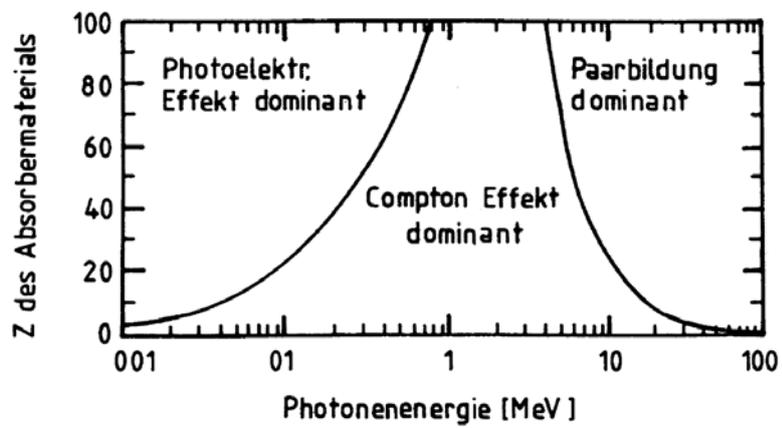


Abb. 6 Abhängigkeit der Effekte von Kernladung und Photonenergie nach [8]

4. Detektortypen zur Messung von Gammastrahlung

4.1 Szintillationszähler

Ein Szintillationszähler dient dem zeitlich bestimmten Nachweis einzelner Quanten ionisierender Strahlung. Er besteht aus zwei Komponenten: Einem Szintillator, der die vom Quant abgegebene Energie in Lichtblitze umwandelt, und einem Photomultiplier, der diese in ein elektronisch messbares Signal umwandelt. Entscheidend für das Messprinzip ist, dass die vom Szintillator abgegebene Lichtintensität bei vollständiger Absorption des einfallenden γ -Quants proportional zu dessen Energie ist.

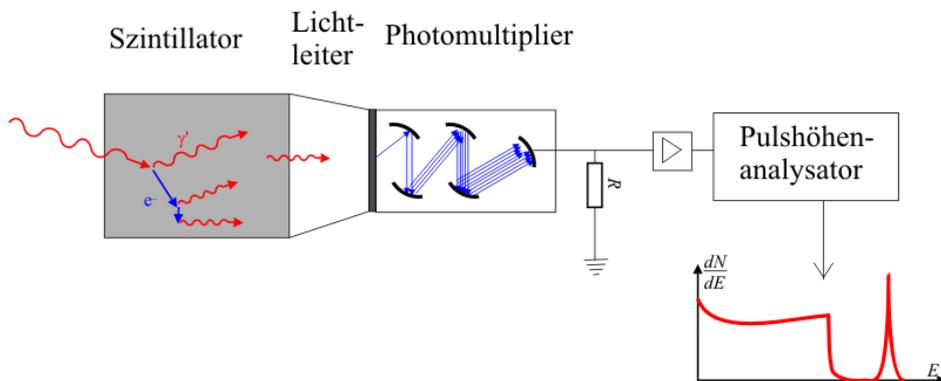


Abb. 7

Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers zur Aufnahme eines Impulshöhenspektrums

Quelle: JKrieger

<https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Szintillationsz%C3%A4hler.png>

Szintillatoren sind Substanzen, die beim Durchgang schneller geladener Teilchen Photonen im sichtbaren oder ultravioletten Spektralbereich aussenden. Neben anorganischen und organischen Kristallen kommen hierfür auch Plastik- oder Flüssigkeitsszintillatoren sowie Gas-Szintillatoren in Frage, die sich jeweils in ihren Szintillationsmechanismen, Strahlungsempfindlichkeiten und vor allem Reaktionszeiten unterscheiden.

Anorganische Kristalle, wie das im Praktikum verwendete Natriumjodid (NaI), weisen durch ihre Regelmäßigkeit eine gut ausgeprägte Bandstruktur auf. Die Szintillation, d.h. das Aussenden von Lichtblitzen, kann daher sehr gut im elektronischen Bändermodell beschrieben werden. Dabei ordnet man dem Kristall als ganzem ein Energie-Niveau-Schema zu, wobei dicht liegende Niveaus als Bänder bestimmter Breite betrachtet werden. Das höchste vollständig besetzte Band wird als Valenzband und das darüber liegende als Leitungsband bezeichnet. Der Abstand zwischen beiden Bändern beträgt bei Alkaliiodidkristallen in etwa 6-8 eV (Vgl. Abb. 8).

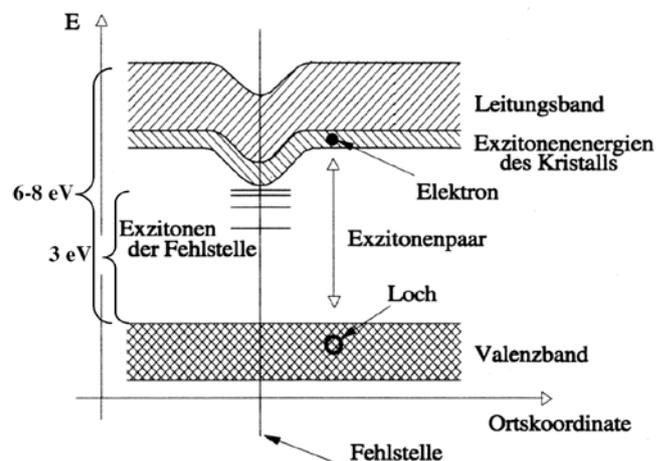


Abb.8

Bändermodell des TI dotierten NaI-Kristalls

Durch Dotierung, d.h. dem Einbringen von Störstellen, wird das Leitungsband lokal verformt, so dass zusätzliche Energieniveaus – die sogenannten Aktivatorzentren – innerhalb der Bandlücke

entstehen. Bei der Absorption energiereicher Strahlung werden nun Elektronen ins Leitungsband gehoben oder, wenn die Energie dazu nicht ausreicht, lose gekoppelte Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) erzeugt. Beide können sich frei durch den Kristall bewegen und rekombinieren insbesondere an den Thallium-Störstellen, wobei die Abregung über die Aktivatorniveaus unter Emission von Photonen erfolgt, die Energien im sichtbaren und nahen UV-Bereich haben. Da sie damit innerhalb der Bandlücke des Kristalls liegen, können die Lichtblitze den Kristall durchqueren ohne erneut absorbiert zu werden und ungehindert zur Photokathode des Photomultipliers vordringen.

Photomultiplier

Szintillatoren gehören zu den ältesten Nachweismethoden für radioaktive Strahlung. Erstmals 1903 von Sir William Crookes zur Detektion von α -Teilchen verwendet, verloren sie zwischenzeitlich mit dem Aufkommen der Gasionisationszähler (Vergleich Geiger-Müller-Zähler) an Bedeutung, da das Zählen der Lichtblitze mit Vergrößerungslinse und bloßem Auge sehr ermüdend und mühselig war. Gut 41 Jahre später verhalfen ihnen S. Curran und W. Baker zu einem Comeback, indem Sie einen gerade erst neu entwickelten Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher = SEV) einsetzten.

Dieser übernimmt die Aufgabe des Beobachters und liefert gleichzeitig ein verstärktes elektronisch messbares Signal.

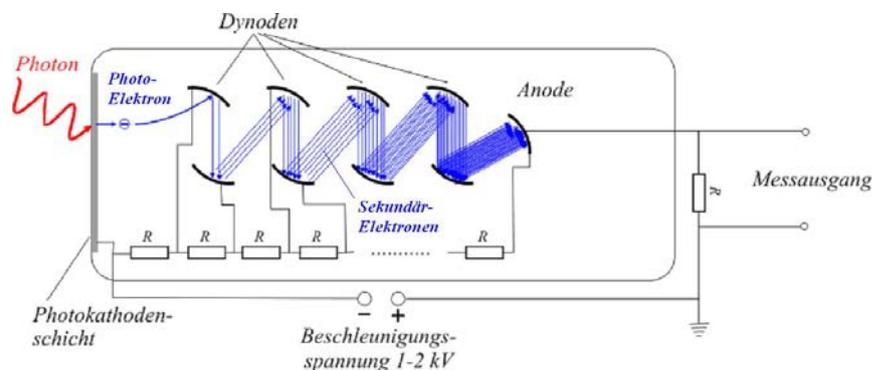


Abb.9
Aufbau eines Photomultipliers
Quelle: JKrieger,

https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_en.png

Das einfallende Photon trifft dabei auf eine Photokathodenschicht, in der es über den Photoeffekt ein Elektron erzeugt, welches von einer anliegenden Spannung abgesaugt und zu einer ersten Dynode hin beschleunigt wird. Dort und kaskadenartig in weiteren Dynoden werden dann jeweils etwa 2-3 Sekundärelektronen aus der Oberfläche herausgeschlagen und schließlich auf der Anode gesammelt. So entsteht ein zur einfallenden Lichtintensität proportionaler, jedoch um (bei 10 Dynoden) einen Faktor von etwa 2^{10} verstärkter, messbarer Stromimpuls, der über einen Widerstand in einen entsprechenden Spannungsimpuls abgebildet wird.

Ad: Szintillatoren werden beispielsweise in der Nuklearmedizin bei der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) verwandt. Dort erlauben sie es, ringförmig angeordnet, die Annihilationsstrahlung der von Radiopharmaka beim β^+ -Zerfall ausgesandten Positronen per Koinzidenz- und Laufzeitunterschiedsmessung anatomisch zu lokalisieren und somit beispielsweise Stoffwechselprozesse zu verfolgen.

4.2 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren bestehen aus einer in Sperrrichtung betriebenen Halbleiterdiode. Die anliegende Spannung vergrößert die Ladungsträger-Verarmungszone an der p-n-Grenzschicht.

Trifft ein geladenes Teilchen oder ein Photon auf diese Schicht, so werden – proportional zur deponierten Energie – Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die augenblicklich vom anliegenden Feld abgesaugt werden und an einem Arbeitswiderstand einen Spannungsabfall verursachen.

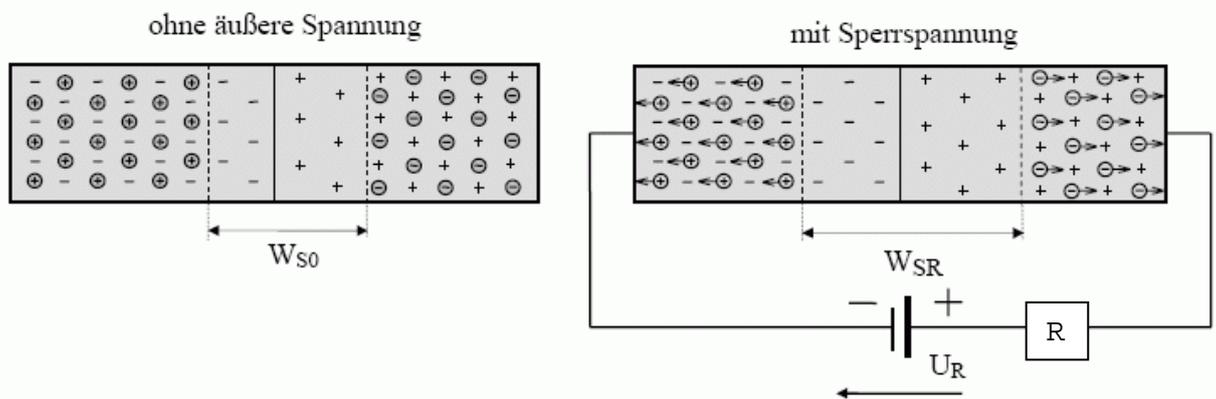


Abb.10
Größe der Raumladungszone/Sperrschicht an einem p-n-Übergang
<https://iwenzo.de/pn-uebergang/>

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Strahlung wächst entsprechend mit der Dicke der Sperrschicht, die sich allerdings nicht beliebig vergrößern lässt, da sonst die Leckströme im Material zu groß werden. Um dieses Problem zu lösen gibt es zwei Ansätze. Zu einem kann man Lithium in das p-dotierte Material eindringen lassen (Ge(Li)-Detektor), hat dann jedoch das Problem, dass das Li bei Raumtemperatur ausdiffundieren würde, was eine ständige und ununterbrochene Kühlung erforderlich macht. Eine andere Möglichkeit ist der Einsatz von hochreinem Germaniumsubstrat (HPGe – High Purity Germanium). Dieses Material hat eine sehr geringe Leitfähigkeit und muss nur während der Messung gekühlt werden.

5. Energiemessung

Um nun zu einem Energiespektrum zu gelangen, werden die vom Detektor gelieferten Spannungspulse (Energie-Proportionalität!) der Größe nach sortiert und in einem Histogramm (Impulshöhenspektrum) dargestellt.

Ein **Einkanalanalysator** (EKA, engl. SCA) besteht zunächst aus einem Operationsverstärker der die Eingangspulse des angeschlossenen Detektors entsprechend der gewählten Einstellung verstärkt und damit auf einen durch seine Betriebsspannung begrenzten Messbereich abbildet. An dem sich anschließenden Fensterdiskriminator kann nun ein Spannungsintervall ΔU eingestellt werden, in dem die Amplitude eines Impulses liegen muss, um am Diskriminatorausgang einen Normpuls zu erzeugen. Dieser kann dann mit einem Digitalzähler erfasst oder über ein Ratemeter in eine zur Zählrate proportionale Ausgangsspannung konvertiert werden. Wird nun das gewählten Messfenster über den Messbereich geschoben, kann das komplette Spektrum der Eingangspulse sequentiell erfasst werden.

Ein **Vielkanalanalysator** (VKA, oder engl. Multichannel Analyzer – MCA) besteht aus einem Peak-Detektor und einen A/D-Wandler, der eingehenden Impulsen eine zu ihrer Amplitude proportionale Kanalnummer zuweist. Jeder Kanal entspricht dabei einem Spannungsintervall ΔU , vergleichbar mit dem Fenster des Einkanalanalysators. Im Gegensatz zu diesem werden jedoch alle Kanäle parallel, aber nicht gleichzeitig gezählt, was die Messzeit drastisch verkürzt.

Energieauflösung

Da die im Detektor ablaufenden Elementarprozesse statistischen Schwankungen unterliegen, ergeben sich – trotz der diskreten Energien der γ -Quanten – gaußförmig verbreiterte Linien im Impulshöhenspektrum.

Die Auflösung R eines Detektors wird daher im Bezug auf die Halbwertsbreite (HWB; engl. FWHM = full width at half maximum) des jeweiligen Peaks angegeben:

$$R(E) = \frac{(\Delta E)_{HWB}}{E_\gamma}$$

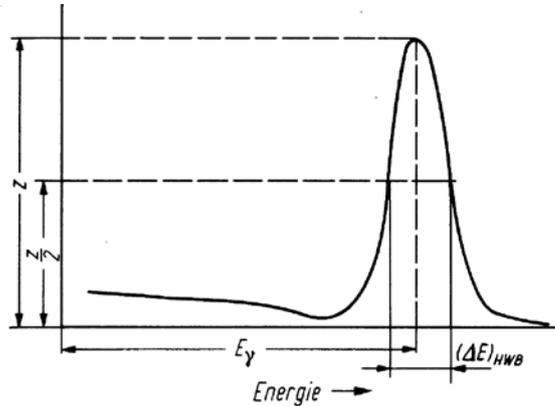


Abb.11 Energieauflösung

https://www.physik.uzh.ch/groups/groupbaudis/darkmatter/group talks/bachelortalk_funk.pdf

6. Form der Spektren

Bei jedem realen Spektrometer hat ein gemessener Energiepeak eine gewisse Breite. Zudem treten auch außerhalb des eigentlich zu erwartenden Energiebereichs Zählraten auf, die nicht von Hintergrundereignissen herrühren. Das Spektrum bekommt eine charakteristische, strukturierte Form. Dafür gibt es im wesentlichen drei Gründe:

1. Das endliche Auflösungsvermögen des Spektrometers führt zur Linienverbreiterung
 - 1.1 So besitzt der MCA nur eine bestimmte Anzahl an Kanälen. Die Mindestbreite ist folglich die Breite eines Kanals (Genauigkeitsverlust durch den A/D- Wandler).
 - 1.2 Die Anzahl an Elektron-Loch-Paaren im Halbleiterdetektor oder die Anzahl an Sekundärelektronen im NaI-Detektor ist natürlich ganzzahlig, was selbst unter idealen Bedingungen zu einer begrenzten Auflösung führt.
 - 1.3 Die Zahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare unterliegt zusätzlich statistischen Schwankungen.
 - 1.4 Die Effizienz der Ladungssammlung und die Lichtausbeute beim Szintillationszähler unterliegt statistischen Schwankungen. Auch die Quantenausbeute der Photokathode schwankt statistisch.
 - 1.5 Beim Szintillationszähler gibt es besonders statistische Schwankungen des Überföhrungsfaktors zwischen Kathode und der ersten Dynode. Dies führt zu Schwankungen in der Elektronenvervielfachung mit einem für jeden Zyklus konstanten relativen Fehler.
 - 1.6 Die Wechselwirkungsprozesse im Detektorvolumen „schlucken“ einen Teil der Energie der Primärquanten durch die Bindungsenergie der Elektronen (Photoeffekt und Comptoneffekt). Je nachdem, in welcher Schale die betroffenen Elektronen sitzen, ist dieser Betrag jedoch nicht notwendigerweise bei jedem Prozess gleich.
2. Ein Teil der Quanten wird schon an den Begrenzungsflächen des Detektors gestreut oder an der Abschirmung, verliert einen Teil seiner Energie und gelangt dann erst in das Spektrometer.
3. Die primäre Photonenenergie wird möglicherweise nicht vollständig im Detektor absorbiert. Dies kann wiederum verschiedene Ursachen haben:

- 3.1 Die Primärquanten oder die in den Folgeprozessen erzeugten Röntgen-, Compton- oder Vernichtungsquanten verlassen das Detektorvolumen ohne weitere Wechselwirkung.
 - 3.2 Elektronen, die in den Randschichten des Detektors erzeugt wurden, werden nicht vollständig abgebremst.
 - 3.3 Bremsstrahlungsquanten entweichen.
4. Daneben verursacht das Rauschen der Verstärkerstufen und Dioden eine endliche Linienbreite

6.1 Full-Energy-Peak

Die Linie im Spektrum, die durch die vollständige Absorption der primären Quantenenergie erzeugt wird, nennt man den Full-Energy-Peak. Die natürliche Breite des Full-Energy-Peaks (sowie jedes weiteren isolierten Peaks) wird folglich durch die genannten Punkte 1., 2. und 4. erzeugt. Die restliche Form des Spektrums entsteht durch die Effekte 2. und besonders 3.

Irrtümlicherweise bezeichnet man den Full-Energy-Peak manchmal als Photopeak. Natürlich ist die Wahrscheinlichkeit für vollständige Absorption sehr groß, wenn die Primärenergie des Quants bereits vollständig auf ein Elektron übertragen wurde, wie dies beim Photoeffekt der Fall ist. Jedoch kann auch das Photoelektron den Detektor frühzeitig verlassen und zu einem Ereignis im Compton- Kontinuum beitragen; auf der anderen Seite kann mehrfacher Comptoneffekt dem Photon so viel Energie abziehen, dass ein Ereignis innerhalb des Photopeaks registriert wird (Mehrfachstreuung).

6.2 Compton- Kontinuum und Compton- Kante

Die Comptonverteilung erstreckt sich, wie bereits dargestellt, zu kleineren Impulshöhen hin. Primär comptongestreuete Quanten übertragen dabei einen Teil der Energie (fast Null bis hin zum Maximalübertrag bei 180° Streuung) auf Elektronen (quasifrei) und verlassen dann den Detektor.

Man misst also nur die auf das Compton- Elektron übertragene Energie bis hin zur Compton-Kante:

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_\gamma} \right) = E_\gamma \frac{\varepsilon(1 - \cos \vartheta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)} \text{ mit } \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

6.3 Rückstreupeak

Auch außerhalb des Detektors können Gammaquanten durch Comptoneffekt rückgestreut werden und dann im Detektor nachgewiesen werden. Dies kommt besonders bei 180° Rückstreuung oder bei großen Streuwinkeln vor. Auch innerhalb des Präparates kann sich Rückstreuung ereignen. Die Gammaquanten haben dann die meiste Energie auf ein Comptonelektron außerhalb des Detektors abgegeben und führen zu einer Anhäufung von Ereignissen niedriger Energie, wie im Peak des Cs-137-Spektrums im Bereich 0,2 MeV ersichtlich. Die Lage und Breite dieses Peaks ist abhängig von der Geometrie des Detektorsystems. Veränderungen am Rückstreupeak sind besonders durch den Einfluss von Streumaterialien hinter der Probe (nicht zwischen Probe und Detektor) zu beobachten.

6.4 Single- und Double-Escape-Linie

Sofern $E_\gamma > 2m_e c^2$ gilt und somit Paarbildungsprozesse auftreten, sind zwei weitere Linien zu beobachten. Die eine davon liegt genau 511 keV unter dem Full Energy Peak und trägt dem Phänomen Rechnung, dass bei einem Paarbildungsprozess Elektron oder Positron

entkommen ist und somit 511 keV „verloren“ gingen. Wahrscheinlicher ist es, dass bei der Annihilation des Positrons mit einem Elektron nur eines der beiden Vernichtungsquanten über einen Sekundärprozess registriert wurde und somit eine Anhäufung von Ereignissen genau 511 keV unter dem Full Energy Peak zu erwarten ist.

Auf der anderen Seite ist es ebenso denkbar, dass beide Teilchen bzw. beide Vernichtungsquanten entkommen. Somit gibt es auch eine Anhäufung von Ereignissen genau 1,02 MeV unter dem Full Energy Peak.

6.5 Photo-Escape- Linie

Werden Elektronen aus tieferen Schalen (z.B. der K- Schale) geschlagen, so entsteht charakteristische Röntgenstrahlung beim Nachrücken der Elektronen aus höheren Schalen. Bei der K- Schale resultiert dann eine Emission von Röntgenstrahlen der Energie 28 keV. Diese können jedoch entweichen. Dies führt zu einer Linie, die kurz unterhalb der Vollenergielinie bei

$E = E_\gamma - E_K$ zu finden ist. Bei NaJ ist $E_K = 28\text{keV}$.

6.6 Bleifluoreszenzlinie

Verwendet man zur Abschirmung Blei, so entstehen zwei weitere charakteristische Linie bei 76,6 keV, die sogenannte Bleifluoreszenzlinie. Diese kommt dadurch zustande, dass aus der K-Schale von Blei ein Elektron herausgeschlagen wird (einer der drei genannten Effekte). Dann gelangt das entstehende charakteristische Röntgenphoton in den Detektor und wird einzeln nachgewiesen. Man weist also die bei Abregung des Atoms vorrangig entstehenden K_α und K_β - Linien nach.

Im Flur der Praktikumsräume hängt ein Poster, auf dem ein charakteristisches Gammaspektrum zu sehen ist. Dieses sollte vor Beginn des Experiments studiert und die genannten Linien und Bereiche identifiziert werden

7. Aktivität, Dosis und Energieinhalt der Strahlung

7.1 Die Strahlungsenergie

Mit der Energie der Strahlung wird in der Physik der Energieinhalt eines „Teilchens“ angegeben, der zur Ruhemasse hinzukommt (Gesamtenergie bei Photonen, sonst kinetische Energie). Dieses Teilchen kann durch eine Reaktion in der Elektronenhülle oder im Atomkern aus einem Zustand emittiert werden und die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand tragen. Der Energieinhalt wird typischerweise in der Einheit Elektronenvolt (eV) angegeben.

Beispiele:

- a) Die Energie von Gasatomen beträgt bei Zimmertemperatur rd. 0,04 eV. Energiebeträge der Größenordnung 0,01 eV werden als thermische Energie bezeichnet. Thermische Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 2 km/s haben eine Energie von rd. 0,025 eV
- b) Die Energie des gebundenen Elektrons im Wasserstoffatom beträgt 13,6 eV (bei H₂ 15,4 eV). Angeregte Elektronen strahlen Energien dieser Größenordnung ab, wenn sie in den Grundzustand zurückfallen.
- c) Alphateilchen treten mit quantisierten Energiezuständen auf. Beim Betazerfall sind die Energieinhalte zwar auch auf wenige Energiestufen beschränkt, jedoch verteilt sich der Energieinhalt zufällig auf Antineutrino und Elektron, so dass unter Berücksichtigung der Mindestenergie eines Elementarteilchens kontinuierliche Energiespektren auftreten. Ein für den jeweiligen Zerfall charakteristischer Maximalwert, welcher in den Tabellen angegeben ist, wird natürlich nicht überschritten. Die Energie der Alpha- und Beta-Teilchen liegt im MeV-Bereich

Grundsätzlich gilt, dass unter der Bedingung, dass das Teilchen gerade die Maximalenergie des Zerfalls enthält, der Kern dann in den Grundzustand übergeht und keine weitere Energie abgibt. Entstehen Teilchen mit insgesamt niedrigerer Energie, so verbleibt der Kern im angeregten Zustand, und die Abgabe von γ -Quanten charakteristischer Energie (typischerweise einige keV – MeV) erfolgt.

7.2 Die Aktivität

Die Aktivität bezeichnet die Anzahl der Kernzerfälle pro Zeiteinheit:

$$1\text{Bq} = 1 / \text{s}$$

$$\text{Die alte Einheit ist ein Curie: } 1\text{Ci} = 3,7 * 10^{10} / \text{s}$$

Natururan (99,2739% U-238; 0,7205% U-235 und 0,0056% U-234) hat eine spezifische Aktivität von $2,5 * 10^7$ Bq/ kg oder 25 MBq/ kg.

7.3 Energiedosis

Die bei den Kernumwandlungen auftretenden Strahlen stellen einen Energiestrom dar. Ein Teil des Stromes wird in Wechselwirkung mit Materie absorbiert.

Diese Absorption eignet sich gut als Maß für die physikalische Strahlenwirkung

$$\text{Energiedosis} = \text{absorbierte Strahlungsenergie} / \text{Masse} = 1 \text{ J} / \text{kg} = 1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad.}$$

Eine Energiedosis von 4200 J / kg führt beim menschlichen Körper zu einer Temperaturerhöhung von rd. 1°C, die Absorption von 10 mGy also zu einer Temperaturerhöhung von etwa 0,0000023 °C. Dennoch kann diese Energiedosis bei kurzfristigem Einwirken bei Lebewesen bereits deutliche Strahlenschäden hinterlassen.

Der Hauptgrund ist die Tatsache, dass die Energieabgabe in extrem kleinen Bereichen erfolgt. Dadurch können lebenswichtige Moleküle zerstört werden. Besonders fatal sind Treffer einer DNS- Doppelhelix, bei der beide Stränge zerstört werden. In diesem Fall kann der körpereigene Reparatursmechanismus überfordert werden und eine Krebsmutation ausgelöst werden. In solchen Fällen spricht man von stochastischen Schäden. Bereits ein ungünstiger Treffer kann ausreichen, einen solchen Schaden zu verursachen. Die Wahrscheinlichkeit eines stochastischen Schadens ist zwar proportional zur Strahlungsintensität, jedoch muss keine Mindestschwelle an Strahlung überschritten werden, um für eine gegebene Strahlung prinzipiell stochastische Schäden zu erlauben.

7.4 Ionendosis (Dosisleistung) und Äquivalentdosis

Die radioaktiven Strahlen wirken ionisierend auf Moleküle. Dieser Effekt kann zu einer Entladungsmessung an einem stark aufgeladenen Kondensator genutzt werden.

Ein solcher Ionisationsdetektor, wie das Geiger-Müller-Zählrohr eignet sich hervorragend zur Messung von Radioaktivität. Physiologisch Relevant ist die daraus berechnete Äquivalentdosis.

Während die Energiedosis (kurz: Dosis) ein Maß für die physikalische Strahlenwirkung darstellt und in Gray (Gy) gemessen wird, berücksichtigt die Äquivalentdosis die unterschiedliche Wirksamkeit verschiedener Strahlungsarten auf Gewebe: **Äquivalentdosis = Energiedosis · Qualitätsfaktor** (Einheit: Sievert, Sv).

Die Strahlungsart ist für die biologische Wirkung von maßgeblicher Bedeutung.

Allerdings spielen auch die Strahlenenergie, der räumliche Umfang der Bestrahlung, die Beschaffenheit des biologischen Objekts (Art des Organs), zeitliche Faktoren u.a. eine wichtige Rolle.

Qualitätsfaktoren

Strahlungsart	QF / Sv Gy ⁻¹
α-Strahlung	10
β-Strahlung	1
Röntgen- und γ-Strahlung	1
Langsame Neutronen	5
Schnelle Neutronen	10
Schwere Rückstoßkerne	20

Mittlere Reichweite in Wasser oder organischen Gewebe

Strahlungsart	Energie	Reichweite
α -Strahlung	5 MeV	40 μm
β -Strahlung	0,02 MeV 1 MeV	10 μm 7 mm
γ -Strahlung	0,02 MeV 1 MeV	6,4 cm 65 cm
Schwere Rückstoßkerne	50 MeV	1 μm
Neutronen	1 MeV	20 cm

Strahleneffekte nach kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung des Menschen mit γ -Strahlung

Dosis	Wirkung
< 0,5 Sv	Geringe vorübergehende Blutbildveränderung
0,8 – 1,2 Sv	Übelkeit und Erbrechen in 10% der Fälle
4-5 Sv	50 % Todesfälle innerhalb von 30 Tagen, Erholung der Überlebenden nach 6 Monaten
5,5 – 7,5 Sv	Letale Dosis, 100% Todefälle
50 Sv	Schwere Nervenschädigungen, Tod innerhalb von einer Woche

Grenzwerte im beruflichen Strahlenschutz

Die effektive Dosis für beruflich strahlenexponierte Personen darf nicht mehr als 20 mSv / Jahr betragen.

Zu diesen Personen gehören bspw. Mitarbeiter von Bergwerken, der Wassergewinnung, Schweißer (erhöhte Strahlenexposition durch Radon oder Uran und Thorium und deren Zerfallsprodukte) und medizinisches bzw. fliegendes Personal.

Grenzwert für die normale Bevölkerung

1 mSv (orientiert sich an der Schwankungsbreite der natürlichen Strahlung ohne Radonexposition; ca. 1 mSv pro Kalenderjahr)

Der aktuelle Tagesmittelwert der Gamma-Ortsdosisleistung

im bundesdeutschen Radioaktivitätsmessnetzwerk kann unter <http://odlinfo.bfs.de> abgerufen werden. Am 22. 11. 2006 waren die Werte für Halle:

2h Schwellenwert: 0,117 $\mu\text{Sv/h}$
Kosmisch: 0,044 $\mu\text{Sv/h}$
Terrestrisch: 0,052 $\mu\text{Sv/h}$

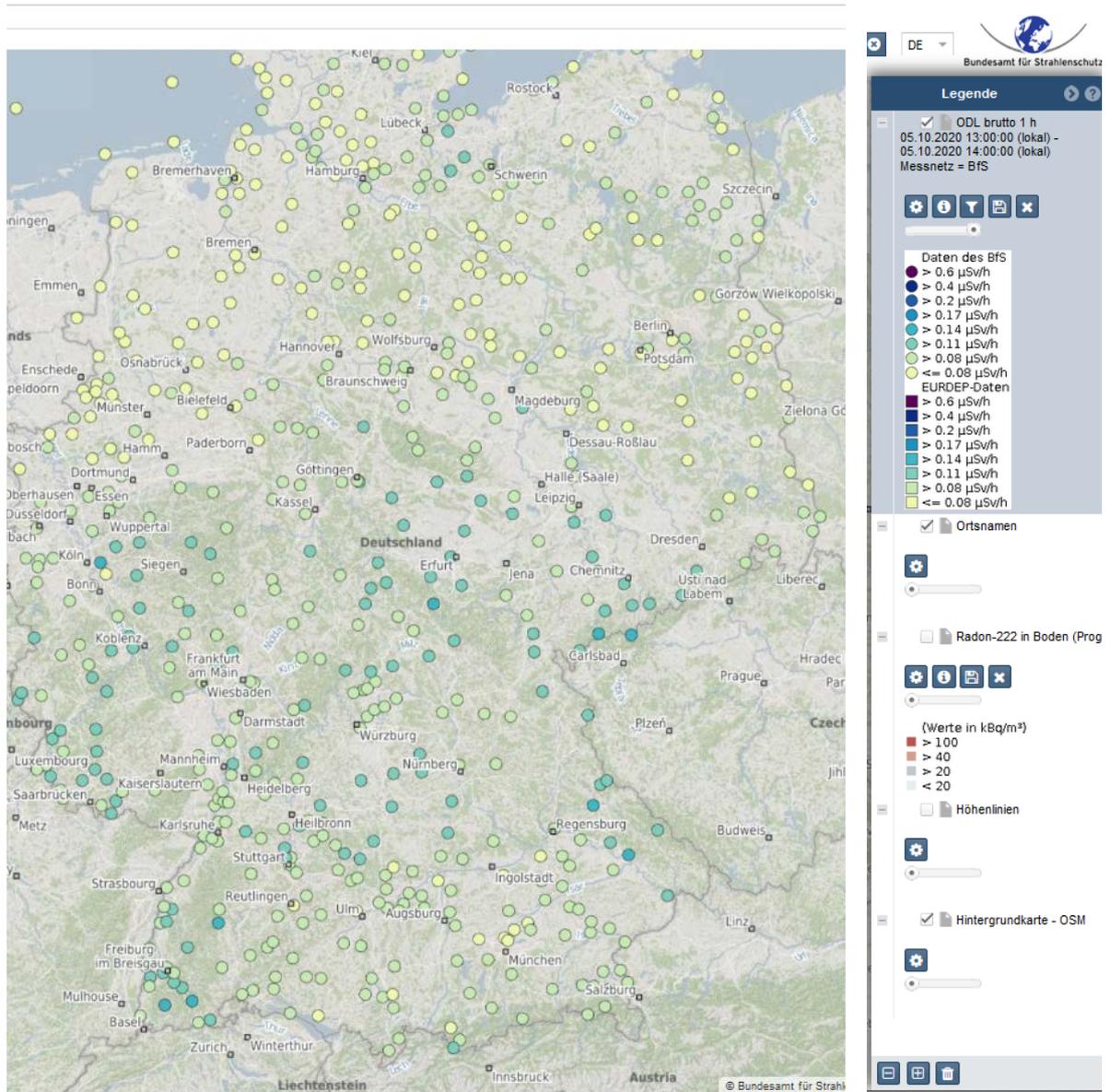


Abb.19
 Die mittlere natürliche Radioaktivität (Äquivalentdosis) am 5.10.2020 in Deutschland
 Quelle: Bundesamt für Strahlenschutz, Geoportal

8. Berechnung der γ -Dosisleistung \dot{H} aus der Aktivität A

Für diesen Zusammenhang gilt eine reziproke quadratische Abhängigkeit vom Abstand der Probe r vom Detektor:

$$\dot{H} = \Gamma_H \cdot A \cdot \frac{1}{(r + r_0)^2} \quad (1)$$

Dabei ist Γ_H die Dosisleistungskonstante, die von der Gamma-Energie abhängt:

Isotop	Γ_H in $\frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{GBq}}$
22-Na	322
60-Co	351
137-Cs	88

r_0 berücksichtigt, dass sich das aktive Element im Detektor nicht direkt an der Oberfläche befindet. Beim Versuchsaufbau handelt es sich um einen Dosisleistungsmesser mit einem Zählrohr. Die Aktivität einer Probe und r_0 kann aus (1) mit Hilfe einer abstandsabhängigen Messung bestimmt werden.