

Andy Ludwig
Lessing-Gymnasium Döbeln
04720 Döbeln

Besondere Lernleistung

Thema:

Ionisierende Strahlung und deren Dosimetrie mittels
optisch stimulierter Lumineszenz von Berylliumoxid

Fach: Physik

Betreuender Lehrer: Hans-Ulrich Hohlfeld

Außerschulischer Betreuer: Dipl. Phys. Marian Sommer

Abgabe: 19.12.2014

Gliederung:

1. Einleitung	4
2. Allgemeine Aspekte zur ionisierenden Strahlung	6
3. Kenngrößen und Einheiten zur Beschreibung ionisierender Strahlung	8
4. Arten spontaner Kernumwandlung	12
4.1 Alpha-Zerfall	12
4.2 Beta-Zerfall	15
4.3 Elektroneneinfang	18
5. Arten der Kernabregung	19
5.1 Gamma-Emission	19
5.2 Innere Konversion	20
6. Wechselwirkungen von Strahlung mit der Materie	22
6.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	23
6.1.1 Ionisationsbremsung	24
6.1.2 Strahlungsbremsung	25
6.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	26
6.2.1 Photoeffekt	26
6.2.2 Comptoneffekt	28
6.2.3 Paarbildungseffekt	29
7. Dosimetrie mit optisch stimulierter Lumineszenz	31
7.1 Berylliumoxid als Dosimetermaterial	32
7.2 Verfahren zur Ermittlung der exponierten Dosis	33
7.2.1 Optisch stimulierte Lumineszenz	33
7.2.2 Optischer Aufbau und Messwerterzeugung der BeOmax-Ausleseseinheit	35
7.3 Dosimetrische Eigenschaften von Berylliumoxid	38
7.3.1 Reproduzierbarkeit von Messergebnissen	39
7.3.2 Dosischarakteristik und untere Nachweisgrenze	40

7.3.3 Fading und Umwelteinflüsse	41
8. Anwendung auf eigene Messung zur Detektion kurzreichweitiger Strahlung	42
8.1 Verwendete Detektoren	43
8.2 Ergebnisse von 0,25mm-Detektoren	45
8.2.1 Dosisnachweis von Sr-90, Kr-85, Pm-147, Pu-238	45
8.2.2 60°-Bestrahlungen	47
8.2.3 Fading	51
8.3 Ergebnisse der Pulver-A-Detektoren	52
8.4 Ergebnisse der Pulver-B-Detektoren	55
8.4.1 Dosisnachweis von Sr-90, Kr-85, Pm-147	55
8.4.2 60°- Bestrahlungen	58
8.4.3 Test auf Lichtdichtheit der Kapseln	60
9. Abschließende Worte	61
10. Anhang	62
11. Quellen- und Literaturverzeichnis	63
12. Selbstständigkeitserklärung	64

1. Einleitung

Für mich persönlich ist die Physik eine beeindruckende Naturwissenschaft. Ihre Exaktheit beim Umgang mit fundamentalen Fragen ist erstaunlich und zugleich wird nur so der rasante Fortschritt erklärbar. Vor allem im Bereich der ionisierenden Strahlung und allgemein der Radioaktivität existiert eine große Kluft zwischen den wahren Erkenntnissen der Physik und der öffentlichen Meinung. Oftmals wird die Gefahr, die tatsächlich von ionisierender Strahlung ausgeht, weitaus überschätzt und durch Unwissenheit eine ablehnende Haltung eingenommen. Das ist einer der Gründe, warum ich mich mit diesem Thema intensiv auseinandersetzte. Zum Beispiel ist den meisten Bürgern nicht bekannt, dass die zusätzlich exponierte Strahlung durch Nutzung der Kernenergie vernachlässigbar klein im Vergleich zur natürlichen Strahlenbelastung ist.

Um eben diese Ungewissheit zu beseitigen, werden immer genauere Messverfahren benötigt. Zum einen kann so die tatsächlich vorhandene Menge an umgebender ionisierender Strahlung bestimmt werden und andererseits ist ein Schutz möglich, wenn man frühzeitig die Dosis der Strahlung kennt, der man ausgesetzt ist.

Aus diesen Gründen ist die Forschung auf dem Gebiet der Dosimetrie notwendig. Die TU Dresden hat mit ihrem „BeOmax“-System eine weitgehend unbekannte Form der Detektion solcher Strahlung erreicht. Die Dosimeter werden derzeit schon für die Messung von Ganzkörperdosen eingesetzt. Jedoch stoßen die jetzigen Dosimeter bei dem Nachweis von kurzreichweitiger Strahlung an ihre Grenzen. Um den Punkt der Teilkörperdosimetrie auch in Zukunft erfolgreich zum Einsatz zu bringen, benötigt es diverse Schritte der Forschung. Somit ist meine Aufgabe in dieser Arbeit das Untersuchen möglicher Detektoren und wie man diese verbessern kann.

Dazu wird im ersten Teil die theoretische Grundlage zur ionisierenden Strahlung behandelt. Anschließend stelle ich das System der optisch stimulierten Lumineszenz vor und diskutiere die von mir ermittelten Messwerte.

An dieser Stelle möchte ich einen großen Dank an meine Betreuer Hans-Ulrich Hohlfeld und Dipl.-Phys. Marian Sommer aussprechen. Ohne Sie hätte ich die jetzige Qualität der Arbeit nicht erreichen können.

2. Allgemeine Aspekte zur ionisierenden Strahlung

Die Radioaktivität, oder besser die ionisierende Strahlung, ist ein natürlich-physikalischer Prozess, welcher seit den Ursprüngen unseres Kosmos existent ist. Damit ist die gesamte Erdgeschichte, vor allem aber auch die Entwicklung von Mensch und Tier, dieser Art der Strahlung unterworfen. Ionisierende Strahlung also, als Folge der Radioaktivität, beeinflusste also unser Entstehen und auch heute sind wir diversen radioaktiven Quellen ausgesetzt. Um das Maß der uns umgebenden Strahlung nachzuvollziehen, wurde mit der Dosimetrie begonnen, dazu aber später mehr.

Die Existenz von ionisierender Strahlung hat verschiedene Ursachen, üblich ist die Einteilung in natürliche und künstliche Quellen. So sind zum Beispiel die kosmische Höhenstrahlung sowie die Umweltaktivität als natürliche zu nennen und künstliche Quellen sind das Resultat des menschlichen Eingreifens.

Letzteres beschreibt den Fortschritt der Physik. Wir Menschen sind in der Lage, künstliche radioaktive Quellen für diverse Zwecke zu nutzen. Kernenergie deckt heutzutage einen Teil unseres Energiebedarfs, in der Medizin findet es eine breite Anwendung etc. Damit verbunden ist zugleich ein Ansteigen der Strahlenexposition der wir täglich ausgesetzt sind (z.B.: ^{14}C , ^7Be ¹ als natürliche Nuklide vorhanden). Die Nutzung der Kernenergie führt zu keiner Erhöhung der ionisierenden Strahlung, die uns umgibt. Jedoch überschreitet in manchen Fällen die medizinische Exposition die natürlichen Strahlenbelastung (im Mittel ist die medizinische Belastung gleich der natürlichen).

Die kosmische Höhenstrahlung ist das Phänomen von ionisierender Strahlung aus dem Weltall. So gelangen zum Beispiel durch Sonneneruptionen hochenergetische Teilchen in höhere Schichten der

¹ A_ZX : A...Nukleonenzahl; Z...Protonenzahl; X...Elementname

Erdatmosphäre und verursachen dort eine Wechselwirkung mit den Atomen derselben. Die Folge sind Teilchenschauer, die auf dem Erdboden ankommen und ihre Energie hier exponieren.

Die Umweltaktivität hat verschiedene Ursachen. So sind zum Beispiel primordiale² Nuklide seit der Elemententstehung vorhanden (^{238}U , ^{235}Th) oder auch kosmogene Nuklide, die als Folge kosmischer Strahlung in der Natur auftreten (^{14}C).

Der Begriff des Nuklids beschreibt eine Atomsorte mit einer nach Ladungs- und Kernzahl festgelegter Kernart.³ Eine besondere Art der Nuklide sind die Radionuklide. Dabei handelt es sich um instabile Atomkerne, die aufgrund von Umwandlungen Strahlungsenergie freisetzen.

Im Allgemeinen beschreibt die Radioaktivität die spontane Kernumwandlung bzw. Kernabregung instabiler Atomkerne. Solch ein Phänomen kann durch verschiedene Prozesse auftreten.

Kernumwandlung:

1. α -Emission (α : Heliumkern $\rightarrow {}^4_2\text{He}$)
2. β^+ oder β^- Umwandlung (Positron oder Elektron)
3. Elektroneneinfang

Ist der Atomkern weiterhin instabil, entstehen Zerfallsketten und der Kern wandelt sich weiter um. Selten befindet er sich nach dem Zerfall im Grundzustand. Um diesen zu erreichen, gibt es verschiedene Arten der Kernabregung:

1. γ -Emission (γ -Quant: Photon)
2. innere Konversion⁴

2 Bezeichnung für die frühe Phase des Universums; endet (je nach Kontext) mit der Entkopplung von Materie und Strahlung. (Definition nach Helmut Hetznecker - „Kosmologische Strukturbildung“)

3 Definition nach „Der Brock Haus“

4 Konversion: bezeichnet die Abregung durch Energieübertrag auf ein Hüllenelektron

3. Kenngrößen zur Beschreibung ionisierender Strahlung

Um Kernprozesse ausreichend gut beschreiben zu können, benötigt man diverse Kenngrößen und Einheiten.

Radioaktive Zerfallsarten besitzen eine statistische Natur und damit stochastische Eigenschaften. Eine Konsequenz davon ist, dass man keine Aussage über den genauen Zerfallszeitpunkt eines Atomkerns treffen kann. Um Kernumwandlungen trotzdem zeitlich beschreiben zu können, bestimmt man die Halbwertszeit $T_{1/2}$ und nutzt das allgemeine Zerfallsgesetz.

Das Zerfallsgesetz gibt die zeitliche Änderung der Anzahl N radioaktiver Atomkerne im Zeitintervall dt an

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (1)$$

Daraus folgt: wenn zum Zeitpunkt t eines Elements N Atome vorhanden sind, dann sind zum Zeitpunkt dt im Mittel

$$dN = -\lambda N dt \quad (2)$$

Kerne umgewandelt. Dabei ist λ die nuklidspezifische Zerfallskonstante. Durch die Integration von Gleichung (2) folgt das exponentielle Umwandlungsgesetz:

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

Aus Gleichung (3) lässt sich durch Umformung auf die Halbwertszeit $T_{1/2}$ schließen. In diesem Fall ist

$$N(T_{1/2}) = \frac{1}{2} N_0 \quad (4)$$

Somit folgt:

$$\begin{aligned} N(T_{1/2}) &= N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \\ \frac{1}{2} N_0 &= N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \\ 2 &= e^{\lambda T_{1/2}} \\ \ln 2 &= \lambda T_{1/2} \end{aligned}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} . \quad (5)$$

Die Halbwertszeit gibt an, nach welcher Zeit die anfänglich vorhandene Menge an Atomkernen um die Hälfte abgenommen hat (durch Zerfall oder Umwandlung).

Eine weitere relevante Größe ist die Aktivität A (bzw. die Umwandlungsrate). Berechnet wird sie über:

$$A = \lambda N = - \frac{dN}{dt} . \quad (6)$$

Die Aktivität A gibt die Anzahl spontaner Kernumwandlungen pro Zeitelement dt an. Die Einheit der Aktivität lautet Becquerel:

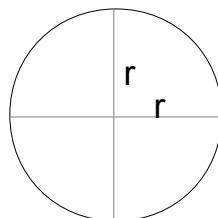
$$[A] = s^{-1} = 1 \text{ Bq} . \quad (7)$$

Eine für diese Arbeit weniger wichtige Größe ist die Quellstärke S , die sich mit der Aktivität A bestimmen lässt:

$$S = \nu A . \quad (8)$$

Dabei beschreibt ν die je Kernumwandlung emittierten Teilchen. Die Quellstärke lässt sich nur auf isotrop strahlende Punktquellen beziehen, d.h. auf Quellen, die in alle Raumdimensionen gleich verteilt strahlen.

An dieser Stelle sollte man die Folgen isotroper Strahlung diskutieren, so kann man auf eine wichtige Eigenschaft schließen. Ausgehend von einer Punktquelle verteilt sich also die Strahlung dreidimensional gleichmäßig im Raum. Betrachtet man diesen Vorgang in der Ebene, also zweidimensional, so kann man den Prozess vereinfacht so darstellen:



Eine Kugeloberfläche lässt sich über die Formel: $A_o = 4 \pi r^2$ beschreiben; verdoppelt man den Radius, erhält man $A_o = 4 \pi (2r)^2$. Hierdurch wird nun der quadratische Faktor des Radius deutlich. Daraus folgt, dass die Energie bzw. die Dosis der Strahlung einer solchen Quelle mit dem quadratischen reziproken Werten des Radius abnimmt.

D.h.:
$$\dot{D} \sim \frac{1}{r^2} \quad (9)$$

Das eben verwendete Formelzeichen $\dot{D}$ wird als Energiedosisleistung bezeichnet. Dies folgt aus der Dosis bzw. der Energiedosis D .

Die Energiedosis ist eine wichtige Größe in der Strahlungsphysik. Sie wird definiert über die Formel:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (10)$$

Sie gibt die übertragene Energie dE pro Massenelement dm an. Die Einheit der Dosis ist das Gray:

$$[D] = 1 \text{ Gy}, \quad 1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1} \quad (11)$$

Die oben erwähnte Energiedosisleistung erhält man durch die Differentiation der Energiedosis:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (12)$$

Die Einheit ist:
$$[\dot{D}] = \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$$

Nun folgt ein Punkt, der zwar in meiner Arbeit keine weitere Verwendung finden wird, aber trotzdem für das Verständnis der Strahlung und allgemein für die Strahlungsschutzphysik sehr wichtig ist. Die exponierte Dosis ruft auch bei gleichem Betrag in unterschiedlichen organischen Geweben verschiedene Wirkungen hervor. Um diese Auswirkungen ausreichend gut beschreiben zu können, führte man die Äquivalentdosis ein.

$$H = D \cdot w_R \quad (13)$$

Dabei wird die Dosis mit dem Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R multipliziert.

Eine andere allgemeine Formel lässt sich durch Proportionalitäten der Äquivalentdosisleistung ermitteln. Es gilt:

- $\dot{H} \sim A \rightarrow$ proportional zur Aktivität A
- $\dot{H} \sim \frac{1}{r^2} \rightarrow$ antiproportional zum quadratischen Abstand
- $\dot{H} \sim \Gamma_H \rightarrow$ proportional zur nuklidspezifischen Äquivalentdosisleistungskonstanten

Somit folgt die Gleichung:

$$\dot{H} = \Gamma_H \frac{A}{r^2} \quad (14)$$

Die Einheit von Γ_H ist: $[\Gamma_H] = 1 \frac{\mu\text{Sv m}^2}{\text{h GBq}}$.

Ähnlich wie bei der Dosis kann man auch die Äquivalentdosis nach der Zeit ableiten. So erhält man die Äquivalentdosisleistung:

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} \quad (15)$$

Hier lautet die Einheit ebenfalls: $[\dot{H}] = \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$.

Als Abschluss des Kapitels möchte ich eine ältere Einheit erwähnen, die noch oftmals verwendet wird.

Das Curie $[Ci]$ wurde im 20. Jahrhundert als Einheit für die Aktivität verwendet.

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

Es wurde definiert über die Aktivität von 1g Radium 226.

4. Arten spontaner Kernumwandlung und Kernabregung

Wie eingangs schon beschrieben, wandeln sich instabile Atomkerne über verschiedene Prozesse in andere Kerne um. Die dafür möglichen Prozesse sind:

- α - Zerfall
- β^+ oder β^- Umwandlung
- Elektroneneinfang.

Solche Prozesse erfolgen stets exotherm, d.h., es wird die Energie Q abgegeben.

Wandelt sich ein Kern nach diesen Prozessen um, kann er sich trotzdem noch nicht im energetischen Grundzustand befinden. Tritt der Fall jedoch ein, regt sich der Atomkern durch folgende Prozesse ab:

- γ -Emission
- innere Konversion.

4.1 Alpha-Zerfall

Als Alpha-Zerfall bezeichnet man eine spontane Kernumwandlung, bei der ein Alpha-Teilchen emittiert wird. Ein α -Teilchen besteht aus zwei Protonen und zwei Neutronen. Das entspricht einem Heliumkern, deshalb die Schreibweise ${}^4_2\text{He}$.

Allgemein wird diese Zerfallsart beschrieben über:

$${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^4_2\text{He} + Q \quad (16)$$

Dabei wird mit Q die freiwerdende Energie zusammengefasst.

Nicht jeder Kern zerfällt unter Alpha-Emission. Dieser Effekt tritt fast nur bei Atomkernen mit einer Massenzahl $A > 170$ und einer Kernladungszahl $Z > 70$ auf, also bei schweren Kernen.

Beispiele sind u.a.: ${}^{222}_{92}\text{U}$, ${}^{220}_{90}\text{Th}$, ${}^{218}_{88}\text{Ra}$

Die freiwerdende Energie Q verteilt sich auf die entstandenen Teilchen, also auf den Kern nach der Umwandlung und das emittierte α -Teilchen. Beschrieben wird der genannte Zusammenhang über:

$$Q = E_{\alpha} + E_{K'} \quad (17)$$

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung ist die Gesamtenergie die Summe der Teilenergien des α -Teilchens E_{α} und des neuen Kerns $E_{K'}$. Die Energie des Alpha-Teilchens wird dargestellt mit:

$$E_{\alpha} = \frac{m_{K'}}{m_{K'} + m_{\alpha}} \quad (18)$$

Dabei meint $m_{K'}$ die Masse des entstandenen Kerns und m_{α} die Masse des Alphateilchens.

Da die Masse des neuen Kerns wesentlich größer ist als die des α -Teilchens ($m_{K'} \gg m_{\alpha}$), resultiert aus der Gleichung (18), dass fast die gesamte Energie auf den Heliumkern übertragen wird. Somit besitzt dieses Teilchen eine hohe kinetische Energie.

Die Gleichung (18) gilt nur, wenn der entstandene Kern im Grundzustand ist. Ist er im angeregten Zustand, wird zusätzlich Energie über γ -Strahlung abgegeben.

Das Energiespektrum des α -Zerfalls besteht aus diskreten Linien. Abhängig davon, ob sich der Kern nach dem Zerfall im Grundzustand befindet oder nicht, sind mehrere Linien charakteristisch für ein Element.

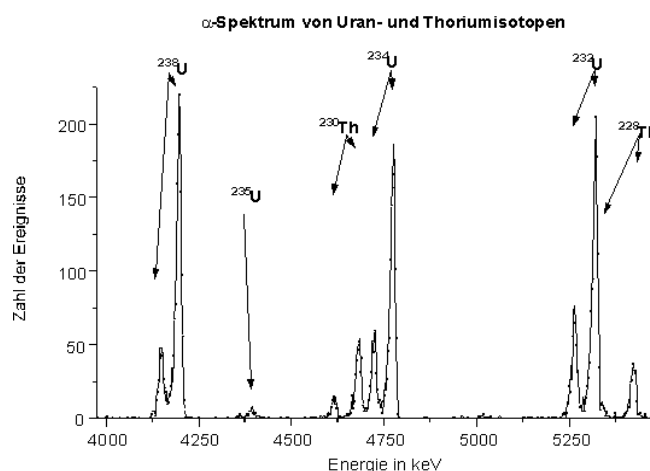


Abbildung 1: Beispiel für Alpha-Energiespektrum von verschiedenen Uran- und Thoriumisotopen.

Zuletzt sei noch eine Besonderheit der Alpha-Strahlung erwähnt. Jeder Atomkern besitzt einen Potentialwall, der die Energie des α -Teilchens deutlich überschreitet. Nach der klassischen Physik ist die Emission dieses Teilchens unmöglich, da eine Energie von ca. 28 MeV überwunden werden muss. Erst mit Hilfe der Quantenmechanik wird die Lösung für das Problem gegeben. Die Theorien sagen aus, dass es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zum Überwinden des Potentials kommt. Der Tunneleffekt ermöglicht jedoch das Verständnis dieser Strahlungsart.

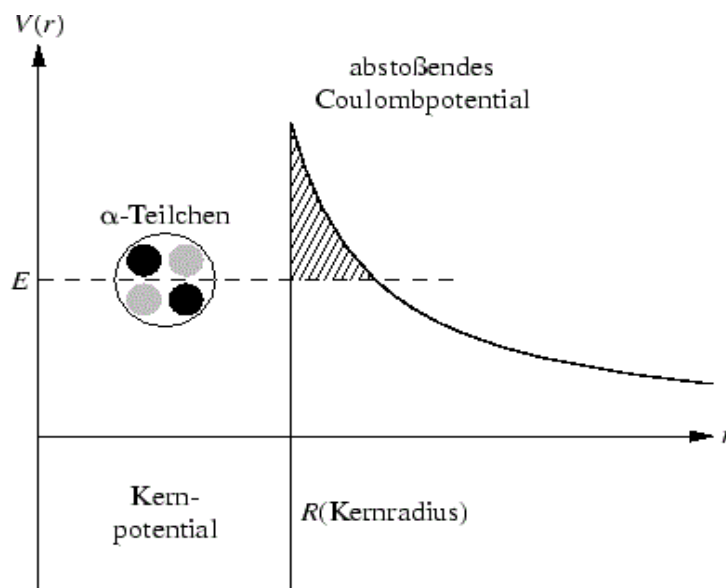


Abbildung 2: Kernpotential und Tunneleffekt

4.2 β -Umwandlung

Während beim Alpha-Zerfall Heliumkerne emittiert wurden, beinhaltet die Beta-Umwandlung die Emission von Elektronen β^- oder Positronen β^+ . Die Ursache dafür liegt in der Umwandlung von Nukleonen eines Kerns, d.h., Protonen wandeln sich in Neutronen um oder umgekehrt. Durch diese Umwandlung wird ein bestimmter Energiebetrag Q frei und es kommt zur Emission von β^- / β^+ , da der Satz der Erhaltung der Ladung gilt.

Damit es zur beschriebenen Nukleonenumwandlung kommt, muss es eine veränderte Protonen-Neutronen-Anzahl geben. Das bedeutet, das Verhältnis dieser Teilchen zueinander weicht von der der stabilen Kerne ab. Wie oben erläutert, werden dadurch β -Teilchen ausgesandt. Eine Konsequenz davon ist, dass die Massenzahl A der Atomkerne unverändert bleibt, da die Elektronenmasse verschwindend gering im Vergleich zur Masse des Atomkerns ist. Die Kernladungszahl Z ändert sich je nach Umwandlung um eine Einheit.

Bei der β^- -Emission erfolgt die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton (im Kern existiert ein Neutronenüberschuss). Es werden ein Elektron e und ein Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ ausgesandt, was formelhaft wie folgt beschrieben wird:

$${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e + \bar{\nu}_e . \quad (19)$$

Daraus resultiert:

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AX + \beta^- + \bar{\nu}_e + Q . \quad (20)$$

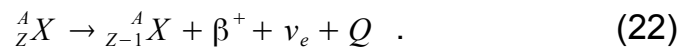
Beispiele für die β^- -Umwandlung sind: ${}^{14}_6C$, Cs-137 .

Ein Positron wird ausgesandt, wenn in einem Atomkern ein Protonenüberschuss vorliegt. Diese Form von ionisierender Strahlung ist in der Natur nicht zu beobachten. Sie tritt ausschließlich bei künstlichen, radioaktiven Quellen auf. In diesem Fall erfolgt die Umwandlung von einem Proton in ein Neutron.

Dabei wird neben dem Positron auch ein Elektron-Neutrino ν_e ausgesandt:



Daraus folgt:



Beispiele für diesen Prozess sind: F-18, Na-22.

Ein weiterer Unterschied zur Alpha-Strahlung ist, dass kein diskretes, sondern ein kontinuierliches Spektrum existiert. Die freiwerdende Energie Q :

$$Q = E_\beta + E_{\nu_e} \quad (23)$$

verteilt sich in zufälligem Maße auf β -Teilchen und das jeweilige Neutrino. Da die Masse der Betas und Neutrinos viel weniger als ein Tausendstel der Masse des Tochterkerns beträgt, ist die auf den Kern übertragene kinetische Energie vernachlässigbar. Q verteilt sich also nahezu vollständig auf das Beta und das Neutrino ($m_K \gg m_\beta, m_K \gg m_{\nu_e}$). Da die Verteilung zufällig erfolgt, ist die Energie des Elektrons abhängig von der Energie des Neutrinos.

Auch bei der β^- -Umwandlung findet man ein typisches Energiespektrum, das sich aber grundlegend von dem des α -Zerfalls unterscheidet:

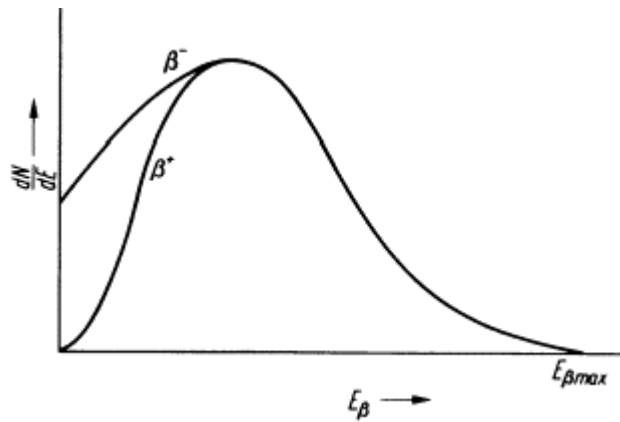


Abbildung 3: schematische Abbildung des typischen Energiespektrums der Beta-Umwandlung

Abgetragen ist die Wahrscheinlichkeit $\varphi_{E_\beta}(E_\beta)$ (bzw. hier im Diagramm

$\frac{dN}{dt}$) über der Energie des Beta-Teilchens E_β . Im Diagramm sind zwei verschiedene Graphen dargestellt, da sich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Positron bzw. Elektron bei kleinen Energien unterscheiden. Dieses Phänomen lässt sich wieder mit dem Coulombwall des Atomkerns, sowie mit der Ladung der emittierten Elektronen bzw. Positronen beschreiben. Der Atomkern besitzt eine positive Ladung, d.h. es treten verschiedene elektromagnetische Wechselwirkungen auf. Das Elektron hat eine negative Ladung und wird folglich von der Coulombwechselwirkung des Kerns angezogen. Daraus folgt, dass es eine Vielzahl von Elektronen mit niedriger Energie gibt (negative Beschleunigung). Anders ist es bei den Positronen, welche eine positive Ladung, so wie der Kern, besitzen. Daraus ergibt sich, dass die Positronen von der Coulombwechselwirkung abgestoßen werden. Durch diesen Effekt werden die Positronen beschleunigt und erhalten damit eine höhere Energie. Dadurch treten sie fast ausschließlich mit hohen Energien auf.

4.3 Elektroneneinfang

Der Elektroneneinfang ist ähnlich wie die β^+ -Umwandlung. Dieser Prozess findet nur in Atomen statt, deren Kern einen Überschuss an Protonen besitzt. Beim K-Einfang „fängt“ der Atomkern vornehmlich ein aus der innersten K-Schale stammendes Elektron ein. Somit wird ein Proton in ein Neutron umgewandelt.

Ein typisches Beispiel für den K-Einfang ist K-40.

Es handelt sich um einen konkurrierenden Prozess, weil es entweder zur β^+ -Umwandlung kommt oder zum Elektroneneinfang. Bei leichteren Kernen dominiert die β^+ -Umwandlung, bei schwereren hingegen der K-Einfang. Dies lässt sich mit der Elektronendichte in Kernnähe begründen. Bei schweren Kernen ist die Elektronendichte am Kern höher als bei leichteren Kernen, da bei einer größeren Kernladungszahl Z die Radien der Elektronenbahnen abnehmen. Dieser Umstand ermöglicht den K-Einfang eher als bei leichteren Kernen, sodass während dieses Prozesses der Kern keine messbare Strahlung emittiert.

Aus energetischer Sicht verteilt sich die Energie Q fast komplett auf das freiwerdende Elektron-Neutrino. Q setzt sich aus der Umwandlungsenergie und der Bindungsenergie des Elektrons zusammen. Es besteht die Beziehung:

$$E_{\nu_e} = Q - E_{K,L,\dots} \quad (24)$$

Dabei entspricht $E_{K,L,\dots}$ der Energie des Elektrons der jeweiligen Elektronenschale.

Wird ein Elektron vom Kern eingefangen, entstehen an den Stellen mit fehlenden Elektronen sogenannte Vakanzen. Diese „Lücken“ werden durch Elektronen äußerer Bahnen gefüllt. Dadurch wird charakteristische Röntgenstrahlung emittiert. Neben dem Röntgenquant kann auch ein Elektron ausgesandt werden, dieser Effekt heißt Auger-Effekt.

5. Arten spontaner Kernabregung

Nach den oben beschriebenen Arten der Kernumwandlung befinden sich die meisten Kerne in einem angeregten Zustand. Zur Abregung desselben werden nun zwei verschiedene Möglichkeiten beschrieben. Einmal kann der Kern durch Aussendung von γ -Strahlung in den Grundzustand kommen, oder es geschieht durch innere Konversion.

5.1 γ -Emission

Bei dieser Art der Kernabregung wird der Kern durch elektromagnetische Strahlung in den Grundzustand versetzt. Es werden Photonen bzw. γ -Quanten emittiert. Somit erreicht der Kern den Übergang in einen stabilen Zustand.

Die Energie der emittierten Quanten lässt sich über:

$$E_{\gamma} = E_2 - E_1 \quad (25)$$

bestimmen. Ist die Frequenz dieser Strahlung bekannt, dann ist der Energiebetrag zusätzlich berechenbar über:

$$E_{\gamma} = h f \quad (26)$$

E_1 und E_2 in Gleichung (25) beschreiben die Differenz der jeweils betroffenen Energieniveaus. In Gleichung (26) wird die Energie mit dem Produkt aus dem Planckschen Wirkungsquantum und der Frequenz f bestimmt.

Da die Energiezustände stets diskret sind, existiert ein diskretes Energiespektrum der γ -Strahlung.

Im Allgemeinen lässt sich noch sagen, dass die emittierte elektromagnetische Strahlung weit außerhalb des sichtbaren Bereichs liegt. Diese Strahlung besitzt Energien von einigen keV bis einige MeV.

Ein typisches Beispiel für ein Gamma-Energiespektrum ist die Abregung von Cs-137:

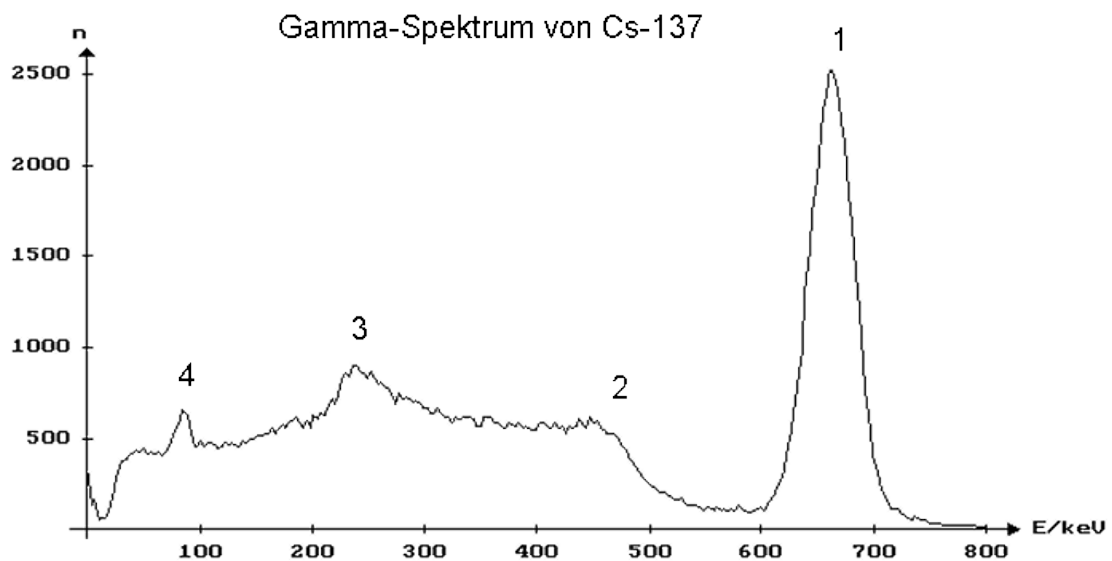


Abbildung 4: Gamma-Spektrum von Cs-137

Das wichtige Ereignis hierfür liegt bei ca. 662 keV (Nummer 1), dort ist ein monoenergetisches Peak des Gammaspektrums zu finden (normalerweise eine diskrete Linie – Erklärung siehe Ende des Abschnitts). Die anderen markierten Stellen (2)Compton-Kante, (3)Rückstreulinie, (4)K-Linie von Blei sind das Ergebnis der Wechselwirkung der Strahlung mit dem Detektor, also keine intrinsische Eigenschaft der Quelle und sollen hier nicht weiter diskutiert werden.

5.2 Innere Konversion

Eine zweite Art der Kernabregung ist die innere Konversion. Bei diesem Vorgang wird die Energie des angeregten Kerns an ein Hüllenelektron übertragen. Dabei besitzt das Elektron die kinetische Energie:

$$E_e = E_\gamma - E_{K,L,\dots} \quad (27)$$

E_γ bezeichnet die Energie des übertragenen Gammaquants auf das Hüllenelektron. Davon wird die Bindungsenergie $E_{K,L,\dots}$ subtrahiert. Durch den Energieübertrag vom Kern auf das Elektron kommt es zur Ionisation des Atoms und das Elektron verlässt bei ausreichend großer Energie den Atomverband.

Es entsteht ein diskretes Spektrum, welches charakteristische Linien der jeweils emittierten Elektronen besitzt.

Auch innere Konversion und γ -Strahlung sind konkurrierende Prozesse. Innere Konversion tritt fast ausschließlich bei schweren Kernen auf, da dort die Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein von Elektronen in Nähe des Kerns größer ist.

Eine Besonderheit der inneren Konversion ist, dass kein reelles Photon emittiert wird. Da die Wellenmechanik der Elektronen den Aufenthalt im Kern selbst nicht ausschließt, erfolgt eine direkte Übertragung der Energie auf das Elektron.

Ein typisches Beispiel ist Cs-137. Es zerfällt über β^- -Emission, der Tochterkern ist Ba-137* (angeregtes Ba-137). Ca. 10% der Abregung geschieht über die innere Konversion, ansonsten über Gamma-Emission (mit 662 keV). Es ist wichtiger und vor allem langlebiger Vertreter der Spaltprodukte, die nach den Kernwaffenversuchen bis 1965 und nach Tschernobyl weiträumig in die Umwelt gelangt sind.

6. Wechselwirkung von Strahlung mit der Materie

Nachdem die wichtigsten Arten der Kernumwandlung sowie der Kernabregung diskutiert wurden, stellt sich jetzt die Frage der Wechselwirkung. Es wird dabei die Wechselwirkung von emittierten Teilchen und freigewordener Strahlung mit den Atomen des umgebenden Materials betrachtet. Dabei wird in Wechselwirkungsprozesse mit den Atomhüllen (Elektronen) und mit den Atomkernen differenziert. Es wird weiterhin unterschieden, ob es sich um Prozesse von schweren bzw. leichten geladenen Teilchen oder ungeladenen Teilchen handelt. In dieser Arbeit werden Elektronen (Positronen), α -Teilchen und Photonen untersucht.

Der Begriff der ionisierenden Strahlung sagt aus, dass emittierte Teilchen beim Durchgang durch Materie die jeweiligen Atome ionisieren. Man kann in direkt und indirekt ionisierende Strahlung unterteilen. Die kinetische Energie von α - und β -Teilchen ist ausreichend, damit die Atome des umgebenden Stoffes direkt (durch Stoßprozesse) ionisiert werden. γ -Strahlung hingegen ruft Kernprozesse hervor oder erzeugen energetische geladene Teilchen (Sekundärteilchen/Elektronen), welche dann zur indirekten Ionisation führen.

Die Wechselwirkung von Neutronen wird im Folgenden nicht betrachtet, da sie keine Rolle für die Untersuchungen der Dosimeter in dieser Arbeit spielen.

Bei der Diskussion der Wechselwirkung werden die Prozesse zwischen den emittierten Teilchen und der bestrahlten Materie, also Atomkern sowie Atomhülle, untersucht. Im allgemeinen sind Energieübertragungen zu beobachten, ebenso eine Streuung der Strahlungsteilchen.

Mit den Prozessen der Wechselwirkung erlangt man die theoretische Grundlage der Dosimetrie, dazu später mehr.

An dieser Stelle ist der Wirkungsquerschnitt σ zu nennen, der aber im Folgenden weniger relevant ist. Der Wirkungsquerschnitt gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Teilchen mit den Atomen eines Mediums in Wechselwirkung tritt. Er ist abhängig von der Energie und der Art der Strahlung. Deshalb ist die Formel für jede Art der beteiligten Teilchen verschieden. Außerdem ist für den Wirkungsquerschnitt der Stoff relevant, mit dem die Strahlung wechselwirkt (z.B.: die Kernladungszahl des Mediums). Die allgemeine Form lautet:

$$\sigma_{\Omega}(E, \theta) = \frac{d^2(E, \theta)}{d\Omega dE} \quad (28)$$

Dabei gibt Ω den Einheitsvektor der Teilchenbewegung, E die Teilchenenergie und θ den Ablenkungswinkel an.

Nachfolgend werden nun die jeweiligen Wechselwirkungsprozesse untersucht.

6.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Bei dieser Wechselwirkungsart stoßen geladene Teilchen mit den Atomen des umgebenden Materials zusammen. Zwei Möglichkeiten, die bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen existieren, sind:

- Ionisationsbremsung
- Strahlungsbremsung.

Da im Folgenden noch mehrmals auf das Sekundärteilchengleichgewicht eingegangen wird, soll der Begriff schon hier geklärt werden.

Sekundärteilchen (zum Beispiel Sekundärelektronen) sind Teilchen, die aufgrund der Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit dem Material entstehen. Diese hinterlassen bei der Messung von ionisierender Strahlung einen Messeffekt, der nicht aus der radioaktiven Quelle stammt.

Deshalb muss bei einer genauen Dosisbestimmung ein Sekundärteilchengleichgewicht existieren, d.h. es ist ein Gleichgewicht zwischen den Sekundärteilchen und den ionisierenden Teilchen (der Quelle), die nicht mit dem Target wechselwirken, vorhanden.

6.1.1 Ionisationsbremsung

Losgelöst von den Prozessen der ionisierenden Strahlung wird in der Natur die Anregung von Atomen beobachtet. Dabei wird durch eine äußere Energiezufuhr ein Elektron im Atomverband auf ein höheres Energieniveau gesetzt. Wenn diese äußere Energiezufuhr so groß ist, dass das Elektron aus den Atomverband gelöst wird, spricht man von einer Ionisierung. Wird dieser Prozess durch geladene Teilchen einer radioaktiven Quelle hervorgerufen, beschreibt man die Ionisationsbremsung.

Die restlich verbleibende Energie des Teilchens wird berechnet über die Formel:

$$E' = E - E_e \quad (29)$$

Die Energie ist also die Differenz zwischen der anfänglichen Energie und der Energie, die auf das Elektron übertragen wurde.

Der Wirkungsquerschnitt für diesen Wechselwirkungsprozess lautet:

$$\sigma_{E_e} = \frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{z^2 e^4}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \cdot \frac{1}{E_e^2} \quad (30)$$

Die Formelzeichen bedeuten:

z...Ladungszahl des wechselwirkenden Teilchens der radioaktiven
Quelle

v...Geschwindigkeit des wechselwirkenden Teilchens der radioaktiven
Quelle

m_e ... Elektronenmasse

e... Elementarladung

ϵ_0 ... Influenzkonstante mit $8,859 \cdot 10^{-12} \text{ As } Vm^{-1}$

Aus dem Zusammenhang, dass der Wirkungsquerschnitt umgekehrt proportional zur übertragenen Energie ist, folgt die höhere Wahrscheinlichkeit für die Übertragung kleiner Energien. Eine typische Teilchenbahn (z.B. in Ionisationskammern/Nebelkammern) ist eine kurze, dicke und geradlinige Spur.

6.1.2 Strahlungsbremung

Im Unterschied zur Ionisationsbremsung erfolgt hierbei der Energieverlust nicht durch Prozesse mit den Elektronen des bremsenden Materials, sondern im Coulombfeld des Atomkerns. In der Nähe des Kerns erfahren die geladenen Teilchen eine Kraft, die zur Richtungsänderung führt. Somit stellt die Strahlungsbremung einen unelastischen Stoß mit dem Atomkern dar.

Wird im Allgemeinen ein geladenes Teilchen durch eine Beschleunigung aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt, so emittiert es Photonenstrahlung. Auch bei der Wechselwirkung mit dem Atomkern tritt diese Strahlung, also die Bremsstrahlung, auf.

Die auftretende Beschleunigung und damit die Energieverluste der Teilchen sind zu

$$\frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (31)$$

proportional.

z...Ladungszahl des Teilchen aus der radioaktiven Quelle

Z...Ladungszahl des bremsenden Stoffes

m...Masse des Teilchens aus der radioaktiven Quelle

Aus dem Zusammenhang von $\frac{1}{m^2}$ resultiert, dass die Bremsstrahlung nur bei Teilchen mit geringer Masse auftritt. Damit ist die Bremsstrahlung besonders für Elektronen charakteristisch.

Die ausgesandte elektromagnetische Strahlung weist ein kontinuierliches Spektrum auf, dabei kann jeder Energiewert bis hin zur gesamten Teilchenenergie auftreten.

Auch hierfür ist noch der Wirkungsquerschnitt zu nennen:

$$\sigma_E = \frac{d\sigma}{dE} = \frac{e^6 Z(Z+1)}{32\pi^2 \epsilon_0^3 \hbar^2 m_e^2 c^5} \cdot \frac{1}{E} \cdot F \quad (32)$$

Das Plancksche Wirkungsquantum wird mit dem Formelzeichen h bezeichnet und F stellt eine veränderliche Funktion dar.

Man kann beide Wechselwirkungen geladener Teilchen nicht losgelöst voneinander betrachten, da beide energieabhängig sind. Es kann annähernd angegeben werden, dass bei:

$$E_{krit} \approx 1600 m_e c^2 Z^{-1} \quad (33)$$

die Grenzenergie liegt. Liegen die Energien unterhalb dieser Grenze, überwiegt Ionisationsbremsung, oberhalb die Strahlungsbremsung.

6.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die bisher untersuchten Wechselwirkungen traten auf Grund von Masse und Ladung der Teilchen auf. Die jetzt relevanten Teilchen, die Photonen, besitzen grundlegend verschiedene Arten der Interaktion mit umgebender Materie. Strahlungsbremsung und Ionisationsbremsung spielen im Folgenden also keine Rolle mehr.

Für Photonen existieren insgesamt zwölf verschiedene Möglichkeiten. Dafür gibt es vier Wechselwirkungspartner: Hüllenelektronen, Atomkerne, elektrisches Feld von Kern bzw. Hülle und das Kernfeld. Dazu drei mögliche Wechselwirkungen: kohärente Streuung, inkohärente Streuung und die Absorption.

Nur die wichtigsten werden hier betrachtet. Diese sind:

- Photoeffekt (Absorption am Hüllenelektron)
- Compton-Effekt (inkohärente Streuung am Hüllenelektron)
- Paarbildungseffekt (Absorption im elektrischen Feld des Kerns)

Welcher dieser Prozesse eintritt, hängt von der Energie des Quants ab. So überwiegt bei geringen Energien der Photoeffekt (Energie von wenigen keV). Oberhalb dieser wird der Comptoneffekt bedeutender, der bis ca. 1MeV die dominante Wechselwirkung ist (nur auf die oben genannten bezogen). Ab einer Energie von $E \geq 1,022 \text{ MeV}$ wird der Paarbildungseffekt möglich, da er vorher energetisch nicht möglich ist. Er überwiegt ab Energien oberhalb von 10MeV.

6.2.1 Der Photoeffekt

Tritt ein Photon mit einem Hüllenelektron in Wechselwirkung und überträgt dabei seine gesamte Energie auf das Elektron, so spricht man vom Photoeffekt.

Die kinetische Energie des Elektrons wird berechnet über die Formel:

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad . \quad (34)$$

Also ist die Energie des Photoelektrons die Differenz zwischen der Energie des Gammaquants und der Bindungsenergie E_B .

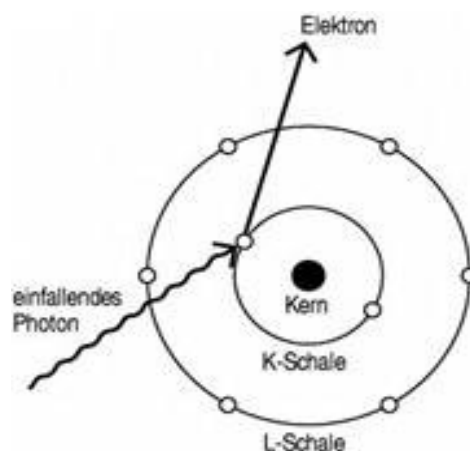


Abbildung 5: Schema zum Photoeffekt

Das Photoelektron wird bei ausreichender Energie des Photons vornehmlich vorwärts gestreut (180°). In den meisten Fällen jedoch ist die Energie geringer und es tritt ein Streuwinkel um die 90° auf.

Da dieser Effekt immer wahrscheinlicher wird, je fester das Elektron gebunden ist, tritt er hauptsächlich bei Elektronen der K- und L-Schale auf. Daraus resultiert, dass die entstandenen Lücken von äußeren Elektronen aufgefüllt werden. Dabei wird eine charakteristische Röntgenstrahlung emittiert.

6.2.2 Der Comptoneffekt

Das ist die erste Wechselwirkung, die bei der Betrachtung von höherenergetischen Photonen in Frage kommt. Zwar nimmt der Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Photonenenergie ab, aber beim Photoeffekt sinkt er stärker, sodass für mittlere Energien der Comptoneffekt dominant ist. Der Comptoneffekt beschreibt eine inkohärente Streuung der Photonen an Elektronen. Der Impuls, der hier zu berücksichtigen ist, wird berechnet über:

$$p_y = \frac{E_y}{c} \quad . \quad (35)$$

Die fundamentale Eigenschaft des Comptoneffektes ist, dass das Photon nur einen Teil der Energie auf das Elektron überträgt, also existiert es nach der Streuung weiter.

Das betrachtete Elektron muss quasi-frei, also leicht gebunden bzw. frei sein. Kommt es nun zur Wechselwirkung, so ändert sich die Energie des Photons und damit auch die des Elektrons, somit variiert auch die Frequenz desselben (inkohärente Streuung).

Da sehr hohe Energien betrachtet werden, erfordert das eine relativistische Beschreibung. Somit muss auch in der Berechnung der Energie ein relativistischer Ansatz berücksichtigt werden.

Die Formel lautet:

$$E_e = E_\gamma \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (36)$$

Dabei ist ϵ gleich:

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c_0^2} \quad (37)$$

Hierbei beschreibt E_e die Energie des Comptonelektrons (also die Energie des gestreuten Elektrons), E_γ die Energie des gestreuten Photons und θ den Winkel zwischen der Ebene der Wechselwirkung und dem gestreuten Photon.

Veranschaulicht wird der Prozess in folgendem Schema:

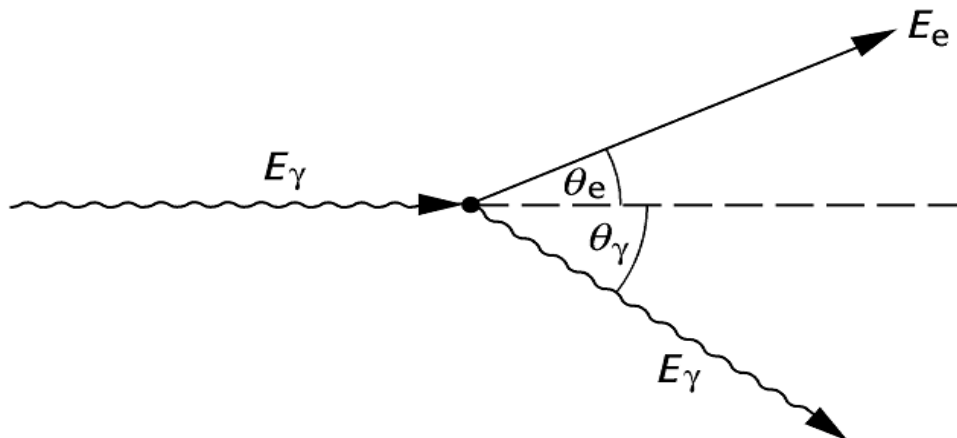


Abbildung 6: Schema Comptoneffekt

Darin wird das Charakteristische der Comptonstreuung deutlich, was zugleich eine Abgrenzung zu den anderen darstellt: das Photon existiert nach der Wechselwirkung weiter und überträgt somit nur einen Teil der Energie. Es entsteht somit ein kontinuierliches Energiespektrum.

6.2.3 Der Paarbildungseffekt

Als Paarbildungseffekt wird der Prozess der Elektron-Positron-Entstehung bezeichnet. Wie einleitend schon erwähnt, ist dieser Vorgang energetisch erst oberhalb von $1,022 \text{ MeV}$ möglich. Diese Grenze entsteht, da sie der doppelten Ruheenergie eines Elektrons entspricht ($E \geq 2 m_e c_0^2$).

Besitzt ein Photon diesen Energiebetrag, kann es im Coulombfeld des Atomkerns zum Paarbildungseffekt kommen. Hierbei ist der Kern am Prozess beteiligt, es wird aber aufgrund seiner großen Masse (im Vergleich zum Elektron/Positron) kein relevanter Energiebetrag übertragen. Daraus resultiert, dass sich die Energie auf das Elektron und das Positron annähernd symmetrisch verteilt.

Das Positron hat eine sehr begrenzte Lebensdauer, d.h. kurz nach der Paarentstehung wird das Positron vernichtet. Dieser Prozess wird als Annihilation bezeichnet. Die Annihilation, auch Paarvernichtung genannt, beschreibt den Prozess der Vernichtung von Elektron und Positron. Treffen diese Teilchen aufeinander, so entstehen zwei Gammaquanten (Photonen), die jeweils eine Energie von 0,511 MeV besitzen.

Das entstandene Elektron wechselwirkt in der umgebenden Materie auf die Art und Weise, wie es im Kapitel zur Ionisations-, bzw. Strahlungsbremmung beschrieben wurde.

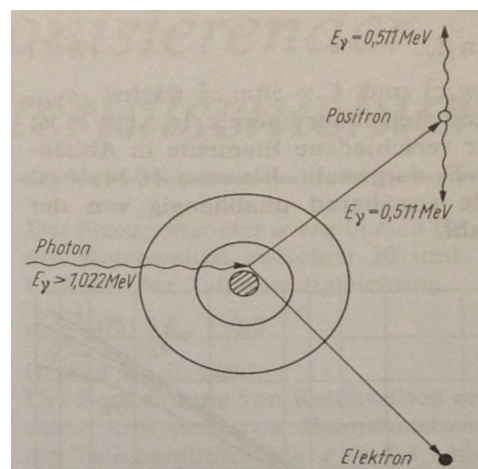


Abbildung 7: Schema zum Paarbildungseffekt

Die Energien werden berechnet über:

$$E_e + E_p = E_\gamma - 2m_e c_0^2 \quad (38)$$

Ist die Energie des Photons höher ($E_\gamma = 4m_e c_0^2$) so kann es auch im Coulombfeld eines Elektrons im Atomverband zur Paarerzeugung kommen.

7. Dosimetrie mittels optisch stimulierter Lumineszenz

Wie zu Beginn der Arbeit schon erwähnt, ist es für die Menschen notwendig zu erfahren, welcher Strahlenexposition sie ausgesetzt sind. Um diese Frage zu beantworten, gibt es diverse dosimetrische Verfahren, die bekanntesten sind u.a. das Geiger-Müller-Zählrohr oder der Röntgenfilm (Filmdosimeter).

Seit dem Jahr 2000 wird an der Technischen Universität Dresden ein neues System entwickelt, das auf der Basis der optisch stimulierten Lumineszenz (OSL) von Berylliumoxid (BeO) arbeitet. Somit wurde die Grundlage eines neuen Personendosimeters geschaffen, welches für die Personendosisüberwachung eingesetzt werden kann und mittlerweile routinemäßig in Betrieb ist.

Der TU Dresden gelang in diesem Zusammenhang die Erschaffung einer technischen Auswerteeinheit, die den Namen „BeOmax“ trägt. Sie ist der erste OSL-Reader nach der durchgeführten Grundlagenforschung zum Luminophor BeO .

Dieses Kapitel soll nun einen detaillierten Überblick über die optisch stimulierte Lumineszenz von Berylliumoxid geben und zugleich das in Dresden entwickelte System vorstellen, welches ich als Grundlage für meine Messungen für die Dosimeter der Teilkörperexposition nutzte.

7.1 Berylliumoxid als Dosimetermaterial

Berylliumoxid ist die oxidierte Form des Elements Beryllium. In Pulverform ist es eine hochgiftige Verbindung. Die verwendeten Dosimeter liegen in gesinterter und gepresster Form vor, sodass keine Gefahr bei der Verwendung existiert. Das Material ist ausreichend robust, dadurch kann bei normaler Verwendung als Dosimeter keine so große Kraft darauf ausgeübt werden, dass die Form zerstört wird und es als Pulver vorliegt. Nur bei sehr hoher mechanischer Kraft wird das Dosimeter beschädigt. Außerdem führen auch thermische Einflüsse zu keiner optischen Veränderung des Materials.

Neben den physikalischen Eigenschaften muss desgleichen der wirtschaftliche Aspekt betrachtet werden, da eine hohe Anzahl der Dosimeter für die Arbeit benötigt wird. Somit existieren zwei Arten der Herstellung, die für die Verwendung in Frage kommen. Einerseits werden die Detektoren heiß gepresst und gesintert. Dadurch kann man eine Dicke von minimal 0,5 mm erreichen. Die zweite Möglichkeit ist das Strangpressverfahren. So kann die Dicke auf 0,25 mm reduziert werden, aber die Kosten sind im Vergleich wesentlich höher. Daraus resultiert, dass häufiger die Dosimeter des ersten Verfahrens benutzt werden. Letztere werden nur dann verwendet, wenn kleine Abmessungen notwendig sind. Trotzdem haben die Untersuchungen gezeigt, dass beide dosimetrisch verwendbar sind.

Für das Thema dieser Arbeit, also die Oberflächendosis $H_p(0,07)$, werden niederenergetische Betas und Photonen untersucht. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Detektordicke so gering ist, dass die Strahlung im gesamten Detektor einen Messeffekt hervorruft (homogene Verteilung im Material). Um diese Voraussetzung umzusetzen und die Auswirkungen von zu dicken Dosimetern zu untersuchen, wurden zu Beginn 0,25 mm dicke Detektoren verwendet. Als zweiten Schritt haben wir selbst Detektoren mit BeO-Pulver hergestellt. Dabei hatte das erste Pulver eine Korngröße im

Mittel von ca. 150-300 μm und das zweite Pulver 50-100 μm . Außerdem war das Ziel dieser Detektoren eine Monoschicht des Pulvers. Somit konnten wir auch den Unterschied von Mono- und Polyschichten des BeO-Pulvers beobachten. Das Pulver wurde mit einem Kleber auf einer Plexiglasplatte aufgebracht.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass mit Berylliumoxid eine Vielzahl von möglichen Formen der Dosimeter zu erreichen ist. Jedoch muss zuvor eine Kosten-Nutzen-Kalkulation durchgeführt werden, da der Aufwand für die kleinen Detektoren sehr viel größer ist als für die dickeren.

7.2 Verfahren zur Ermittlung der exponierten Dosis

7.2.1 Optisch stimulierte Lumineszenz

Das grundlegende Prinzip, welches die Dosimetrie überhaupt ermöglicht, ist die OSL mittels Berylliumoxid. BeO fungiert hier als Isolator, dessen Bandlückenbreite hinreichend groß ist. Innerhalb dieser Bandlückenbreite existieren in Folge z.B. von Datierung sogenannte Traps (lokalisierte Energiezustände), welche für die „Speicherung“ der Dosis notwendig sind.

Wird BeO ionisierender Strahlung ausgesetzt, so bezeichnet man den Vorgang als Anregung. Dabei muss später die übertragene Energie ermittelt werden können, da dieser Energiebetrag äquivalent zur exponierten Dosis ist. Wird das Material nun bestrahlt, so werden die Elektronen darin angeregt („ionisiert“). Die hinterlassenen Löcher (anstelle der Elektronen im niedrigeren Energiezustand) zeigen ein ähnliches Verhalten wie die Elektronen selbst. Nun kann es einerseits zur Rekombination von Löchern und Elektronen kommen, wobei in Folge eine Lichtemission möglich ist. Ein zweiter Prozess, der für das System notwendig ist, ist die Rekombination innerhalb der oben genannten Traps. Das Niveau der Traps ist energetisch günstiger als die angeregten Zustände der Elektronen. Mit anderen Worten

bedeutet das, dass die Elektronen nur mit einer erneuten Energiezufuhr aus diesen Traps „ausbrechen“ können und einen äquivalenten Energiebetrag (zur vorher erfahrenen Dosis) in Form von Lumineszenzlicht abgeben können. Ohne diese äußere Energiezufuhr, sind die Elektronen in den lokalisierten Energiezuständen gebunden und „speichern“ somit die Dosisinformationen.

Nach diesem Prozess folgt die sogenannte Stimulation. Dabei wird die notwendige äußere Energie zugeführt, damit die Elektronen die Traps verlassen und in den Grundzustand zurückkehren können. Das wird auch als Auslesen der Detektoren bezeichnet. Die Energie wird in Form von Licht zugeführt, deshalb der Name „optisch stimulierte Lumineszenz“. Das Material wird optisch (also mit Licht) stimuliert und als Folge davon verlassen die Elektronen die Traps. Beim Verlassen wird Licht emittiert, dabei ist der Energiebetrag (und damit die Frequenz und Wellenlänge des Lichts) diskret, da die Energieunterschiede vom Grundzustand der Elektronen zu den Traps definiert sind. Wird ein Elektron aus einem Trap befreit, so kann es in den Grundzustand rekombinieren. Dadurch wird der Energieunterschied in Form von Lumineszenzlicht abgegeben.

Das Lumineszenzlicht kann entweder zeitgleich mit der Stimulation gemessen werden oder zeitlich versetzt (also nach der Stimulation). Verwendet man jedoch BeO als Luminophor, so wird das Licht zeitgleich zur Stimulation emittiert.

7.2.2 Optischer Aufbau und Messwerterzeugung der BeOmax-Ausleseeinheit

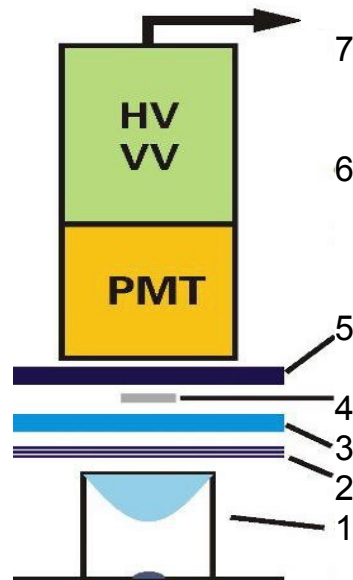


Abbildung 8: Schema_optischer Aufbau

Da das Lumineszenzlicht zeitgleich zur Stimulation emittiert wird, muss eine Ausleseeinheit so konzipiert werden, dass der Detektor zugleich stimuliert werden und das emittierte Licht gemessen werden kann. Daraus resultiert, dass der Detektor von einer Seite stimuliert wird und auf der anderen Seite das Lumineszenzlicht gemessen wird. Eine Trennung der Wellenlängen erfolgt über Filter. Der Aufbau ist schematisch so zu verstehen:

An erster Stelle ist eine Hochleistungs-LED angebracht, die Licht der Wellenlänge von 455 nm emittiert. Darüber (2.Stelle) sind UV-Absorptionsfolien zu finden, die jede Wellenlänge unter 395 nm unterdrücken. Unter dem Detektor (4.) ist ein Farbglasfilter (3.) eingebaut, der rote Farbanteile herausfiltert. Über dem Detektor ist ein weiterer Farbglasfilter, der nur das ultraviolette Lumineszenzlicht passieren lässt (5.). Darüber befinden sich zuerst ein Photosekundär-elektronenvervielfacher und anschließend ein Vorverstärker (VV), die ein elektrisches Signal zum Hauptverstärker (HV) senden. Der Abstand zwischen Photosensormodul

und Detektor ist so klein wie möglich gehalten, damit eine Vielzahl der Photonen des Lumineszenzlichts nachzuweisen sind.

Die Messwerterzeugung erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird das Untergrundsignal bestimmt, das sogenannte Nullsignal. Diese Messung dauert normalerweise eine Sekunde. Dabei erfolgt noch keine Stimulation. Dadurch kann der eigentliche Wert des OSL-Signals bestimmt werden, wobei vom OSL-Messwert das Nullsignal subtrahiert wird.

Direkt im Anschluss an die Untergrundbestimmung erfolgt die OSL-Messung. Die im Allgemeinen vier Sekunden dauert. Nach dieser Messung von 4s ist das Signal auf dem Detektor auf 90% des ursprünglichen Werts gesunken (das restliche Signal kann für eine erneute Messung verwendet werden).

Stellt man das abnehmende Signal graphisch dar, so erhält man annähernd eine Exponentialfunktion, deren Integration ein Maß für die zuvor erfahrene Dosis darstellt.

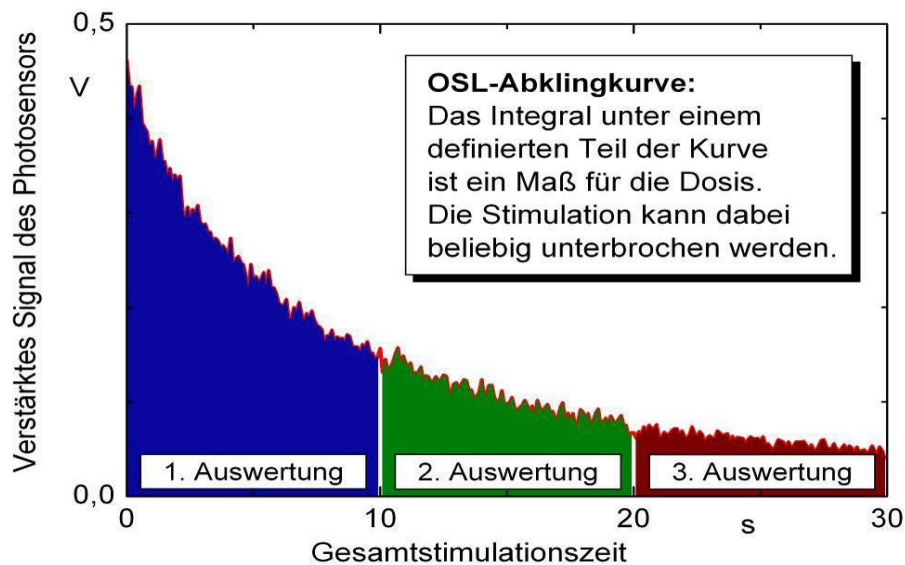


Abbildung 9: Abklingkurve einer OSL-Messung

Der Wert der Integration wird Lichtsumme genannt.

Für die Berechnung des endgültigen Messergebnisses muss ein Readerkalibrierfaktor eingebracht werden. Dieser ist ein Maß für die Empfindlichkeit des Photosensormoduls, also dessen Ansprechvermögen.

Die mathematische Umsetzung erfolgt in zwei Schritten. Zu Beginn muss das Ansprechvermögen über die Gleichung:

$$ASV = \frac{LS_{Kal} - NS_{vor Kal}}{K_a} \quad (39)$$

berechnet werden.

Dafür wird das Nullsignal vor der Kalibrierung von der Lichtsumme der Kalibrierung subtrahiert. Dieser Wert wird durch den sogenannten „Air Kerma K_a “-Wert dividiert. Das entspricht der Kalibrierdosis unter Sekundärteilchengleichgewicht (mit Cs-137).

Das errechnete Ansprechvermögen ist nun wieder Grundlage für die Dosisberechnung. Die wird berechnet über die Formel:

$$D = \frac{(LS_{exponiert} - NS_{vor exp})}{ASV} \quad (40)$$

7.3 Dosimetrische Eigenschaften von Berylliumoxid

Aus dem vorangegangenen Kapitel folgt, dass es sich bei der Dosimetrie mittels OSL von BeO um ein passives System handelt. Ein Personendosimeter kann erst nach dem Tragen ausgewertet werden. D.h. die momentane Strahlenbelastung ist nicht zu bestimmen, also gibt es keine Möglichkeit zur Warnung bei zeitlich hohen Strahlungswerten. Demzufolge ist der Wert, der nach dem Tragen ermittelt wird, eine Summe von allen Strahlenbelastungen bis zum Zeitpunkt des Auslesens.

Trotzdem bietet ein solches Dosimeter diverse Vorteile, zum Beispiel die preiswerte Anschaffung oder die Nutzung ohne externe Stromquelle. Oftmals werden diese Detektoren in Kombination mit elektronischen Dosimetern getragen, um vor zu hohen Energiedosen der ionisierenden Strahlung sofort zu warnen.

Außerdem besteht eine Proportionalität zwischen Dosis und Messeffekt über viele Größenordnungen hinweg. Somit kann ein Großteil der anfallenden Strahlen in vielen Bereichen abgedeckt werden.

Die Maßstäbe für eine amtliche Zulassung des BeOmax-Systems werden von der PTB (physikalisch-technische Bundesanstalt) gestellt.

Für die folgenden Kapitel stütze ich mich auf Messungen, die vor Beginn meiner Arbeit ermittelt wurden. Es handelt sich um allgemeine Werte, die nur indirekt mit meiner Arbeit in Verbindung stehen, d.h., diese Messungen waren nicht primär Teil meiner Aufgabe, sodass ich mich auf bereits bestehende Messwerte beziehen muss.

7.3.1 Reproduzierbarkeit von Messergebnissen

Die verwendeten Detektoren sind industriell gefertigt, d.h., sie sind gewissen Inhomogenitäten unterworfen. Daraus resultiert die Frage, inwieweit man die Messergebnisse reproduzieren kann. Dazu wurden vier Detektoren verwendet, die elfmal einem Messzyklus (also Bestrahlung-Messung-Löschung) unterzogen wurden. Es zeigt sich, dass sich die Messwerte auf eine zweiprozentige Genauigkeit reproduzieren lassen.

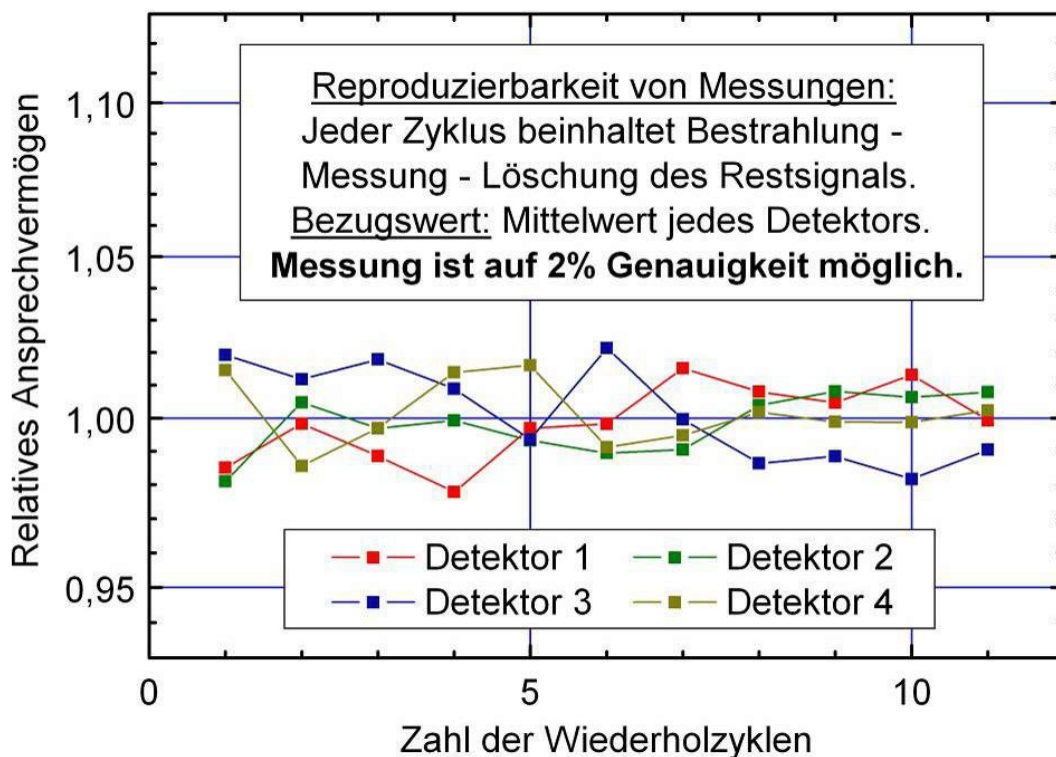


Abbildung 10: Reproduzierbarkeit der Messergebnisse

Daraus ergibt sich nicht nur die Reproduzierbarkeit von Ergebnissen, sondern auch die Wiederverwendbarkeit der Detektoren.

Es existiert lediglich eine Einschränkung. Erfährt ein Detektor eine zu hohe Dosis ($>10\text{Gy}$), dann ist eine Messung von kleinen Dosen nur eingeschränkt möglich.

7.3.2 Dosischarakteristik und untere Nachweisgrenze

Einleitend in dieses Kapitel wurde die Dosischarakteristik kurz erwähnt. Sie bezeichnet die direkte Proportionalität zwischen Dosis und Messeffekt. Der lineare Zusammenhang existiert über sechs Größenordnungen. Die Linearität beginnt bei einigen μGy und reicht bis zu wenigen Gy. Ein Dosismessung beginnt ab ca. $1 \mu\text{Gy}$ und reicht bis einige 100 Gy, darüber beginnt der Sättigungsbereich und somit endet die lineare Abhängigkeit.

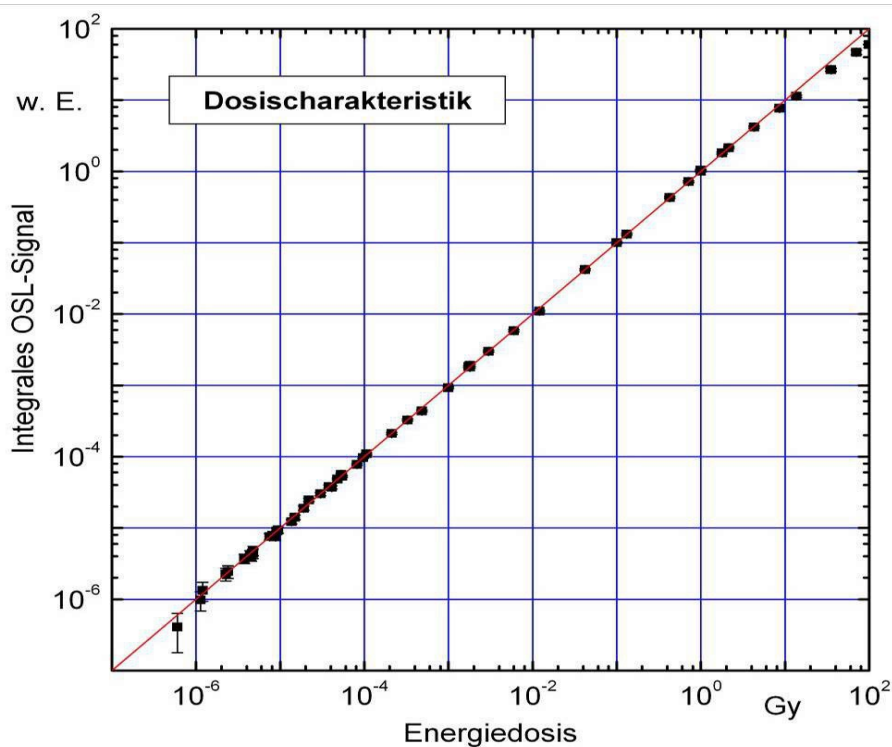


Abbildung 11: Dosischarakteristik

Um die untere Nachweisgrenze zu bestimmen wird ein leerer Detektor mehrfach ausgewertet. Die dabei ermittelte Schwankung des Messwertes repräsentiert die untere Nachweisgrenze, immer wenn ein Dosimeter einen Messwert außerhalb dieses Schwankungsbereichs anzeigt, muss es ionisierender Strahlung ausgesetzt gewesen sein. Dosen ab $2 \mu\text{Gy}$ werden vom Untergrund unterschieden, Dosen ab $5 \mu\text{Gy}$ (2-3 Tage natürlicher Strahlenexposition) können eindeutig nachgewiesen werden. Dabei tritt eine 2 Sigma-Schwankung von 0,56 mVs auf.

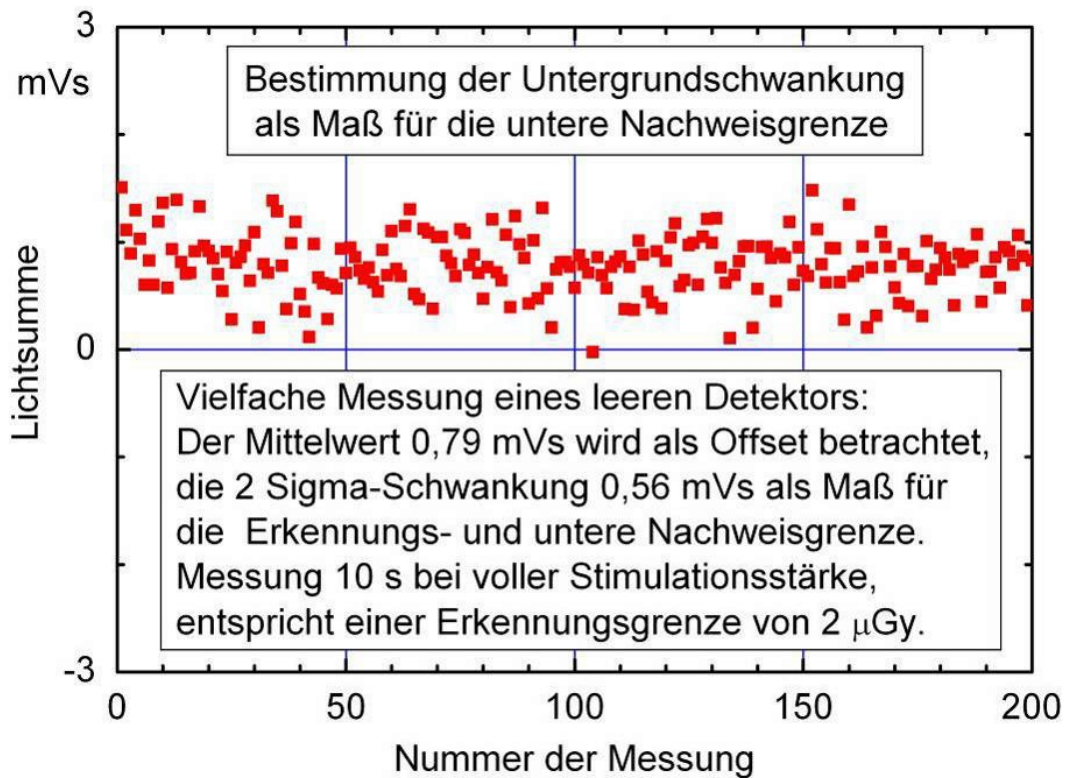


Abbildung 12: Auswertung zur unteren Nachweisgrenze

7.3.3 Fading und Umwelteinflüsse

Als Fading wird eine Änderung (meist Abnahme) des Messwertes nur durch äußere Einflüsse der Lagerung bezeichnet. Diese Eigenschaft ist bei allen Luminophoren zu finden. Berylliumoxid ist hier ein sehr geeigneter Leuchtstoff, da dieser nur einen geringen Einfluss durch das Fading besitzt. Der einzig messbare Effekt ist das Kurzzeitfading. Dabei sind nachweisbare Effekte nur direkt nach der Bestrahlung festzustellen. Jedoch spielt es für die Verwendung des Dosimeters keine Rolle, da zwischen Bestrahlung und Auswertung in der Regel ein längerer Zeitabstand liegt.

8. Anwendung auf eigene Messungen zur Detektion kurzreichweitiger Strahlung

Das Aufgabenfeld der durchgeführten Messungen war thematisch am momentanen Arbeitsgebiet der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik der TU Dresden orientiert. Bislang bildete die Arbeit an amtlichen Personendosimetern einen Schwerpunkt. Hierbei handelt es sich um Ganzkörperdosimeter für durchdringende Photonenstrahlung, die eine Dicke von fünf Millimetern besitzen. Mit diesen Detektoren kann kurzreichweitige Strahlung nicht ausreichend gut gemessen werden, da lediglich im Oberflächenbereich der Detektoren eine messbare Dosis exponiert wird. Daraus resultiert eine inhomogene Verteilung des Messeffekts. Da nur ein Teil des Detektors durch Stimulation Lumineszenzlicht abgibt, ergeben sich rechnerisch geringere Dosiswerte, als eigentlich zuvor erfahren.

Deshalb wird seit einiger Zeit an Teilkörperdosimetern gearbeitet, die eine amtliche Zulassung erreichen sollen. Diese können zum Beispiel in Form eines Fingerrings getragen werden, da Strahlungen mit kurzer Reichweite nur bei direktem Kontakt relevant sind. Ionisierende Strahlung, die bei Teilkörperdosimetern von Bedeutung ist, wird meistens schon von wenigen Zentimetern Luft abgeschirmt. So muss ein Dosimeter entwickelt werden, der ausreichend dünn ist, damit eine homogene Verteilung der Wechselwirkungen im Detektor erreicht wird. Außerdem muss seine Form so konzipiert werden, dass er beim Tragen nahe der Quelle zu platzieren ist. Praktisch werden solche Dosimeter zum Beispiel bei einer Arbeit mit Strahlungsquellen zum Einsatz kommen, um neben durchdringender Strahlung, die mit Ganzkörperdosimetern detektiert werden kann, auch kurzreichweitige Strahlung nachweisen zu können.

Nachfolgend werden die Messergebnisse vorgestellt, die eine erste Einschätzung der Teilkörperdosimeter zulassen. Es wurden grundlegende Eigenschaften überprüft, um die Rahmenbedingungen der Dosimeter zu beschreiben.

8.1 Verwendete Detektoren

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, sind dünne Detektoren für einen homogenen Messeffekt erforderlich. Deshalb wurden Messungen durchgeführt, bei denen man Detektoren mit drei verschiedenen Dicken verwendete. Somit soll der Zusammenhang zwischen dem Dosisnachweis und der räumlichen Ausdehnung verdeutlicht werden.

Es wurden unterschiedliche Quellen verwendet, daraus resultiert der Dosisnachweis bei unterschiedlichen Strahlungsarten und Quellstärken. Zum Einsatz kamen Strontium-90, Krypton-85, Promethium-147 und Plutonium-238. Angepasst an die jeweilige Quelle wurden der Abstand und die Bestrahlungszeit gewählt.

Die jeweiligen Messergebnisse müssen mit den Bedingungen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) abgeglichen werden. Nur wenn sie eingehalten werden, kann eine amtliche Zulassung für die Teilkörperdosimeter erreicht werden.

Die zu untersuchenden Detektoren befanden sich in einem ersten Versuch in einer Halterung. Diese, in Form eines Zylinders, ließ eine gleichzeitige Bestrahlung von vier Detektoren zu. Die Halterung, bestehend aus PE, ermöglichte außerdem noch den Einsatz von Folien, die zwischen den Detektoren und dem Strahlungsfeld der Quelle eingebracht werden konnten. Verwendet wurden 25 µm und 100 µm dicke Folien (schwarz), die die Abschirmung der Haut nachstellen und eine lichtdichte Verpackung realisieren sollen.

Zuerst wurden die 0,25 mm dicken Detektoren getestet. Sie zeigen, wie im nachfolgenden Abschnitt mit Messwerten veranschaulicht, deutliche

Defizite.

Die gesinterten Detektoren sind denen der Ganzkörperdosimetrie ähnlich, aber nur halb so dick.

Danach folgten Pulver-Detektoren. Die Pulver-A-Detektoren besitzen eine mittlere Korngröße von ca. 150-300 μm , die Pulver-B-Detektoren hingegen haben nur noch eine Korngröße von ca. 50-100 μm .

In Bezug auf das folgende Kapitel ist die Vorarbeit für die Messung zu nennen. Diese wird bei allen Detektoren angewandt. Alle Detektoren wurden zunächst mit einer Cs-137-Quelle unter standardisierten Bedingungen kalibriert. Dazu wurden die Dosimeter mit einer bekannten Energiedosis exponiert. Der bei der OSL-Auswertung ermittelte Messeffekt dividiert durch die exponierte Energiedosis ergibt das individuelle Ansprechvermögen des Dosimeters. Die Dosisermittlung erfolgt bei späteren Expositionen auf umgekehrtem Wege, es wird der Messeffekt durch das Ansprechvermögen dividiert.

Das Ergebnis kann sich von der wahren exponierten Dosis deutlich unterscheiden, weil verschiedene Quellen und Strahlungsarten je nach Dosimetermaterial und -konstruktion in unterschiedliche Ansprechvermögen resultieren. "Richtige" Dosiswerte können also nur für Expositionen erwartet werden, die gut den Kalibrierbedingungen entsprechen. Dosimeter sind in der Praxis umso besser einsetzbar, je weniger ihre Anzeige von den konkreten Expositionsbedingungen abhängt.

8.2 Ergebnisse der 0,25mm-Detektoren

8.2.1 Dosisnachweis von Sr-90, Kr-85, Pm-147, Pu-238

Bei den 0,25mm-Detektoren wurden zwei verschiedene Folien als Abdeckung verwendet. Die Detektoren 241-D01 bis 241-D05 wurden mit der 0,25µm-Folie abgedeckt, 241-D06 bis 241-D10 hingegen mit der 100µm-Folie.

Eine Kapsel (Halterung) beinhaltet jeweils die Detektoren D bis G, die Ziffer hinter den Buchstaben gibt die Kapselnummer an.

Die Bestrahlung mit Sr-90 (hochenergetische Beta-Strahlung) erfolgte in 0,30m Entfernung über eine Bestrahlungszeit von 46:00 Minuten. Dabei wurde eine Dosis von 1,43 mGy exponiert. Folgende Messwerte wurden ermittelt:

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
241-D02	1,43	2,00
241-E02	1,43	1,92
241-F02	1,43	2,08
241-G02	1,43	1,96

Die nachgewiesenen Dosen ergeben im Mittel einen Wert von 1,98 mGy. Daraus folgt, dass eine Dosis nachgewiesen wurde, die 138% des eigentlich emittierten Werts entspricht.

Bei der Bestrahlung mit Kr-85 (mittlere Energien/Beta-Strahlung) wurde ebenfalls ein Abstand von 0,30m gewählt. Die Bestrahlungszeit betrug 05:00 Minuten, insgesamt wurden 5,57 mGy exponiert. Dabei entstanden die Messwerte:

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
241-D03 bis 241-D05	5,57	3,49
241-D06 bis 241-D10	5,57	3,31

Die ersten 12 (241-D03 bis 241-D05) Detektoren zeigen eine Dosis, die zu 63% der eigentlich Emittierten entspricht.

Die restlichen 20 (241-D06 bis 241-D10) Detektoren zeigen hingegen nur 59% der exponierten Dosis. Daraus lässt sich der Unterschied, der durch die unterschiedlich dicken Folien entsteht, anhand von Zahlen belegen. Auch die unterschiedliche Flächenmasse spielt eine Rolle. Somit absorbiert die 100µm-Folie einen größeren Teil der Dosis (Wechselwirkung bereits vor dem Detektor).

Die Bestrahlung mit Pm-147 (niederenergetische Beta-Strahlung) wurde in einem Abstand von 0,20m zwischen Quelle und Target durchgeführt. Die Bestrahlungsdauer beträgt 17:23:42 Stunden. Hierbei entstand eine Exposition von 28,2 mGy.

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
241-D02 bis 241-G02	28,2	1,21
241-D05 bis 241-G05	28,2	1,08

Die ersten vier Detektoren zeigen lediglich 4,3% der exponierten Dosis, 241-D05 bis 241-G05 zeigen 3,8%. Hier wird erstmals der Aspekt der Dicke eines Detektors deutlich. Bei dieser Strahlungsart wird deutlich, dass nur ein Bruchteil nachweisbar ist.

Bei der letzten Bestrahlung mit den 0,25mm-Detektoren wurde Pu-238 (Gamma-Strahlung) verwendet. In einem Abstand von 0,30m wurde das Target über einen Zeitraum von 44:40 Stunden bestrahlt. Insgesamt wurde eine Dosis von 5,89 mGy exponiert.

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
241-D04	5,89	3,29
241-E04	5,89	3,28
241-F04	5,89	3,16
241-G04	5,89	3,27

Im Mittel (über alle Detektoren) werden ca. 56% der Strahlung detektiert.

All diese Werte werden zum Schluss mit denen der Pulver-Detektoren verglichen, um die Notwendigkeit der dünneren Detektoren zu veranschaulichen.

8.2.2 60°-Bestrahlung

Soll eine amtliche Zulassung erreicht werden, müssen die Dosimeter bis zu einem Winkel von 60° eine ausreichend große Dosis anzeigen.

Die PTB gibt dafür Konversionsfaktoren vor, damit die gemessenen Werte an die Grenzwerte anzupassen sind. Die Graphen werden in einem Diagramm veranschaulicht, was im Anhang zu finden ist. Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen dem Einfallswinkel und dem Wert, der mindestens noch angezeigt werden muss. Es wurden drei verschiedene Messreihen durchgeführt.

Da die Kanten der Kapsel senkrecht zu den Detektoren stehen, wird bei einem Strahlungswinkel von 60° ein Teil der Strahlung durch diese Kanten verhindert und absorbiert. Deshalb sind die ersten Messwerte mit unveränderter Kapsel aufgenommen worden, die zweite Messreihe

hingegen mit angepasster Kapsel, d.h. eine Kante wurde abgeschliffen, damit die Strahlung nicht vor den Detektoren absorbiert wird und die dritte Messreihe mit nur einem Detektor in optimaler Ausrichtung (sodass die Strahlung nicht durch die Halterung absorbiert wird).

Die ersten Messungen wurden mit Kr-85 bei einer Entfernung von 0,30m durchgeführt. Dafür wurden die Detektoren 05:00 Minuten unter einem Winkel von 60° bestrahlt. Insgesamt wurden 5,57 mGy exponiert.

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
241-D01	5,57	1,49
241-E01	5,57	2,17
241-F01	5,57	1,66
241-G01	5,57	1,62

Im Mittel wird eine Dosis von 1,64 mGy angezeigt. Dies entspricht zu 29% der eigentlichen Dosis. Laut den Vorgaben der PTB müssen mindestens 50% und maximal 200% nachgewiesen werden.

Die nächste Messreihe wurde, wie oben erwähnt, mit der angepassten Halterung durchgeführt. Per Hand wurde eine Seite abgeschliffen, d.h. diese Seite ist Inhomogenitäten unterworfen. Wenn man später, nachdem die erforderlichen Werte eingehalten werden, eine amtliche Zulassung erreichen will, muss eine neue Form der Halterung industriell gefertigt werden, um die Abweichungen im Material zu vermeiden.

Doch für erste Versuche ist eine solche Modifikation legitim.

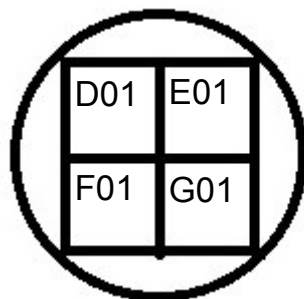
Die Kapseln, bei denen die Streustrahlung durch Modifikation verbessert wurde, erfuhren in einem Abstand von 0,30m eine Dosis von 8,78 mGy. Die Bestrahlungszeit betrug 07:35 Minuten.

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
241-D01	8,78	2,32
241-E01	8,78	2,52
241-F01	8,78	2,66
241-G01	8,78	2,64

Trotz Modifikation sind die erreichten Werte ähnlich den oben aufgeführten. Im Mittel werden 2,58 mGy detektiert, was zu 29% der exponierten Dosis entspricht. Daraus lässt sich ableiten, dass trotz eines besseren Einfallswinkels der ionisierenden Strahlung die Dosimetrie in einem Winkel von 60° mit 0,25mm Detektoren nicht ausreichend gut ist. Auch wenn insgesamt die Norm nicht eingehalten werden konnte, sieht man anhand der Werte, dass diese weniger differieren:

Ermittelte Dosis in mGy der ersten Messung	Ermittelte Dosis in mGy der zweiten Messung
1,49	2,32
2,17	2,52
1,66	2,66
1,62	2,64

Während die Messwerte mit der nicht modifizierten Kapsel eine Standardabweichung von 30,0% besitzen, beträgt diese bei der zweiten Messung nur noch 15,6%. Diese Verbesserung ist durch die Anordnung der Detektoren in der Kapsel zu erklären:



*Anordnung der
Detektoren*

Die beiden linken Detektoren zeigen einen geringeren Wert als die rechten, da die Kapsel so gedreht wird (durch den Winkel von 60°), dass D01 und

F01 eine größere Streustrahlung erfahren und so ein Teil der Dosis von der Halterung absorbiert wird.

Im nächsten Schritt wurde die Kapsel um 45° gedreht und nur noch ein Detektor pro Messung bestrahlt. So wird eine, unter diesen Umständen, minimale Streustrahlung erreicht. Daraus resultiert außerdem, dass jeweils unterschiedlich exponierte Dosiswerte pro Messung auftreten. Der Abstand als Faktor wird konstant bei 0,30m gehalten. Nun ergeben sich folgende Messwerte:

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
241-D03	9,85	2,32
241-D04	8,16	2,52
241-E03	10,90	2,66
241-E04	8,52	2,64

D03 wurde 08:51 Minuten bestrahlt und zeigt einen Wert von 34% gegenüber dem Referenzwert, D04 (bei 07:20 Minuten) zeigt 27%, E03 (bei 09:45 Minuten) zeigt 19% und E04 (07:39 Minuten) zeigt ebenfalls 19%.

Mit dem Detektor 241-D03 wurde der bislang beste Wert erreicht, doch trotzdem ist insgesamt ein zu geringer Nachweis zu erkennen.

Auch diese Messwerte werden zum Schluss mit den Pulver-Detektoren verglichen.

8.2.3 Fading

Im theoretischen Teil zur OSL wurde das Fading bereits kurz angesprochen. Hier wird nun die praktische Auswirkung überprüft. Wie schon erwähnt, beschreibt dieser Prozess die Schwankung des Messwertes durch die äußeren Einflüsse der Lagerung. Berylliumoxid ist als Luminophor mit geringem Fading-Effekt bekannt.

Der Versuch wurde so gewählt, dass die Detektoren nacheinander ausgewertet wurden, wobei immer auf den genauen Zeitpunkt geachtet werden musste.

20 Detektoren wurden mit Kr-85 in einem Abstand von 0,30m bestrahlt. Die Zeit der Bestrahlung blieb konstant bei 05:00 Minuten. Jedoch wurde, wie erwähnt, der Zeitabstand bis zur Auswertung variiert. Immer vier Detektoren wurden nach gleicher Zeit ausgewertet, um statistische Schwankungen zu minimieren. Folgendes Resultat entstand:

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Zeitabstand bis zur Auswertung	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
241-D06 bis 241-G06	5,57	sofort ausgewertet	3,29
241-D07 bis 241-G07	5,57	10 Minuten	3,31
241-D08 bis 241-G08	5,57	100 Minuten	3,21
241-D09 bis 241-G09	5,57	1090 Minuten	3,05
241-D10 bis 241-G10	5,57	5520 Minuten	3,36

Die Werte im Vergleich zur eigentlichen Dosis:

- sofort ausgewertet: 59,1%
- 10 Minuten: 59,5%
- 100 Minuten: 57,7%
- 1090 Minuten: 54,8%
- 5520 Minuten: 60,3%

An diesen Messwerten wird deutlich, dass kein relevanter Effekt zu beobachten ist. Zwar differieren die letzten Werte minimal, doch das ist vermutlich auf statistische Schwankungen zurückzuführen. Auch das Kurzzeitfading ist nicht zu beobachten.

Zusammenfassend kann man zum Fading-Verhalten sagen, dass dieser Effekt – zumindest bei den hier verwendeten Detektoren – vernachlässigbar gering ist. Deshalb muss bei der praktischen Anwendung des Systems kein Augenmerk auf den Zeitpunkt des Auswertens gelegt werden.

8.3 Ergebnisse der Pulver-A-Detektoren

Dieses Kapitel wird vom Umfang der Auswertung etwas kürzer ausfallen, da solche Detektoren lediglich die Vorstufe zu den Pulver-B-Detektoren darstellen.

Die Pulver-Detektoren wurden per Hand hergestellt, d.h., es existiert keine komplett homogene Verteilung des Pulvers auf dem Trägermaterial. Da Berylliumoxid in Pulverform hochgiftig ist, erfordert der Herstellungsprozess besondere Vorsicht. Das Pulver wurde mit einem Flüssigkleber auf eine Plexiglasscheibe aufgebracht. Schon bei der Herstellung fiel die erste Fehlerquelle auf, die zugleich eine der bedeutendsten ist: als Folge der Inhomogenität des Pulvers treten Polyschichten desselben auf dem Träger auf. Damit ergibt sich ein dickerer Detektor und damit eine verfälschte Dosismessung.

Um den Grad der Fehler durch Polyschichten nachzuvollziehen, wurden auch Dosimeter mit diesen Exemplaren für die Messung verwendet. Bei der Herstellung weiterer Detektoren wurde auf Monoschichten geachtet, doch da es per Hand geschah, war keine fehlerfreie Produktion möglich.

Das verwendete Pulver hat eine Korngröße von 150µm – 300µm. Insgesamt wurden mit dem ersten Pulver zwei Kapseln mit jeweils vier Detektoren hergestellt, Pulver-A-D02 bis Pulver-A-G03.

Die Bestrahlung mit Sr-90 über 03:10:37 h in einer Entfernung von 0,30m ergab eine Dosis von 5,93mGy. Die Messwerte der Detektoren sind:

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
Pulver_A-D02 bis G02	5,93	7,19
Pulver_A-D03 bis G03	5,93	6,90

Als Resultat ergibt sich ein Wert von 121,3% für die ersten und 116,3% für die zweiten Dosimeter.

Somit zeigt sich eine erste Verbesserung gegenüber der Messung mit den 0,25mm Detektoren. Diese hatten einen Wert von 138%. Es handelt sich also um eine Verbesserung von 16,7% bei den Detektoren D02-G02 und 21,7% bei den zweiten.

Der nächste zu untersuchende Aspekt ist die Bestrahlung mit Kr-85. Hierfür wurden die Detektoren D02 bis G02 über eine Zeit von 07:35 Minuten im Abstand von 0,30m bestrahlt. Somit ergibt sich eine Dosis von 8,44mGy. D03-G03 erfuhren in 07:00 Minuten eine Dosis von 7,79mGy.

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
Pulver_A-D02 bis G02	8,44	6,4
Pulver_A-D03 bis G03	7,79	6,0

Es ergibt sich ein Wert von 76% bei den ersten und 77% bei den zweiten Detektoren. Auch hier ist eine Verbesserung eingetreten. Gegenüber den 0,25mm-Detektoren zeigen diese einen um 10% bzw. 11% besseren Wert.

Nun folgt die Messung mit Pm-147, bei der eine Bestrahlungsdauer von 16:13:32h eine Dosis von 26,2mGy exponierte. Der Abstand zwischen Quelle und Target beträgt dabei 0,20m.

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
Pulver_A-D02	26,2	1,70
Pulver_A-E02	26,2	2,20
Pulver_A-F02	26,2	1,89
Pulver_A-G02	26,2	3,18

Hierdurch wird im Mittel 7,81% der ursprünglich exponierten Dosis nachgewiesen. Somit erfolgt eine Besserung von ungefähr drei Prozent (gegenüber 0,25mm-Detektoren).

Der letzte Punkt ist die 60°-Bestrahlung. Dabei wurden die Detektoren mit Kr-85 bestrahlt. D02 bis G02 erfuhren in 07:00 Minuten eine Dosis von 7,79 mGy, D03 bis G03 hingegen in 08:43 Minuten 9,7 mGy.

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
Pulver_A-D02 bis G02	7,79	3,7
Pulver_A-D03 bis G03	9,7	4,3

Der Wert entspricht zu 47% bzw. zu 44% der exponierten Dosis. Bei den 0,25mm-Detektoren mit 29% ist auch hierbei eine Annäherung an die Vorgabe der PTB vorhanden.

8.4 Ergebnisse der Pulver-B-Detektoren

8.4.1 Dosisnachweis von Sr-90, Kr-85, Pm-147

Die Pulver-B-Detektoren sind die dünnsten, die für diese Arbeit verwendet wurden. Sie besitzen im Mittel eine Korngröße von 50-100µm. Somit sollten sie die besten Messergebnisse liefern, da hier eine homogene Verteilung des Messeffekts am Besten möglich ist. Ein Vergleich aller Messwerte folgt am Ende des Kapitels.

Auch hier beginnt die Auswertung mit der Bestrahlung durch Sr-90. Die Bestrahlungsdauer betrug 02:28:50h in einer Entfernung von 0,30m. Somit wurde eine Dosis von 4,63mGy exponiert. Folgendes Ergebnis ist entstanden:

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
Pulver_A-D06	4,63	5,95
Pulver_A-E06	4,63	5,34
Pulver_A-F06	4,63	5,75
Pulver_A-G06	4,63	5,47

Die Pulver-B-Detektoren weisen im Mittel eine Dosis von 5,61 mGy nach, was zu 121% des exponierten Wertes entspricht.

Da Strontium-90 eine hochenergetische Quelle ist, folgt eine annähernd homogene Verteilung im Detektor. Daraus resultiert, dass nur sehr geringe Unterschiede zwischen den Pulver-A – und den Pulver-B-Detektoren auftreten.

Die Messwerte liegen innerhalb der Grenzen der PTB, es wird eine Schwankung der Messwertanzeige von – 50% bis +100% zugelassen. Auf den Aspekt bezogen, sind die Dosimeter ausreichend genau.

Nun folgt die Auswertung der Kr-85-Bestrahlung. Hier wurde erneut der Unterschied zwischen den verschiedenen Folien betrachtet. D04 bis G04 besitzen die 25µm Folie, D06 bis G07 dagegen die 100µm-Folie. Der Abstand blieb auch hier konstant bei 0,30m. Über eine Zeit von 09:47 Minuten (D04 bis G04), 10:32 Minuten (D06 bis G06) bzw. 10:32 Minuten (D07 bis G07) entstanden folgende Messwerte:

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy (Median)
Pulver-B-D04 bis G04	10,90	9,81
Pulver-B-D06 bis G06	11,30	10,89
Pulver-B-D07 bis G07	12,34	11,78

Somit ergeben sich prozentuale Werte (gegenüber der exponierten Dosis) von 84,2%, 92,8% und 92,1%. Der Einfluss der Foliendicke wird sehr gut deutlich. Die ersten Detektoren zeigen ca. zwölf Prozent weniger. Trotz dieser Unterschiede sind die Werte sehr zufriedenstellend und zeigen von den drei Arten der Dosimeter (0,25mm, Pulver-A, Pulver-B) die besten Werte.

In einer Entfernung von 0,20m erfolgte die Bestrahlung mit Pm-147. Die Bestrahlungsdauer betrug 14:40:51h.

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
Pulver-B-D07	8,80	4,99
Pulver-B-E07	8,80	4,90
Pulver-B-F07	8,80	4,42
Pulver-B-G07	8,80	4,82

Das Ergebnis zeigt, dass im Mittel 55,3% der exponierten Dosis nachgewiesen wurde. Der Wert veranschaulicht die deutlichste Verbesserung. Von anfänglich ca. 4% ist durch eine Optimierung der Detektoren ein Messwert entstanden, der den Anforderungen für die amtliche Zulassung entspricht.

Um diesen Abschnitt zu beenden, werden nun die Ergebnisse der Detektortypen, auf die jeweilige Quelle bezogen, tabellarisch verglichen (jeweils der gemittelte Wert; Folienarten nicht beachtet, da der Einfluss für den Vergleich nicht relevant ist):

Detektortyp	Sr-90-Messwert	Kr-85-Messwert	Pm-147-Messwert
0,25mm	138%	61%	4%
Pulver-A	118%	76%	8%
Pulver-B	121%	90%	55%

Die Optimierung der Messwerte ist beachtlich, da trotz handgefertigter Detektoren ein Erreichen der Maßstäbe der physikalisch-technischen Bundesanstalt möglich geworden ist. Die Ergebnisse sind nun die Grundlage für weiterreichende Arbeiten mit den Dosimetern. Nachdem noch weitere Faktoren (wie zum Beispiel die industrielle Herstellung usw.) bearbeitet sind, kann eine Prüfung durch die PTB erfolgen.

8.4.2 60°-Bestrahlung

Für die 60°-Messung kamen Sr-90, Kr-85 und Pm-147 zum Einsatz. Die gemessenen Werte wurden mit den Konversionsfaktoren der PTB modifiziert (vgl. Abschnitt 8.2.2).

Strontium-90 bestrahlte die Detektoren in einem Abstand von 0,30m über eine Zeit von 01:34:18h:

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
Pulver-B-D06	3,37	4,21
Pulver-B-E06	3,37	3,69
Pulver-B-F06	3,37	4,07
Pulver-B-G06	3,37	3,24

Somit zeigen die Pulver-B-Detektoren rund 115% der exponierten Dosis an.

Mit Kr-85 betrug die Bestrahlungsdauer bei den Detektoren D06 bis G06 10:03 Minuten, bei D07 bis G07 hingegen 17:33 Minuten. Die Entfernung lag bei 0,30m.

Detektoren	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
Pulver-B-D06 bis G06	8,06	7,35
Pulver-B-D07 bis G07	14,04	12,45

Die Detektoren zeigen eine Dosis, die zu 89% (Mittel) der ursprünglichen entspricht.

An letzter Stelle noch die Bestrahlung mit Pm-147. In einem Abstand von 0,20m betrug die Dauer der Exposition 17:57:43h. Folgende Messwerte wurden ermittelt:

Detektor	Exponierte Dosis in mGy	Ermittelte Dosis in mGy
Pulver-B-D07	5,83	2,49
Pulver-B-E07	5,83	3,08
Pulver-B-F07	5,83	2,18
Pulver-B-G07	5,83	3,60

Die Detektoren zeigen eine Dosis von 48% (Mittel) an. Da Promethium-147 eine sehr niederenergetische Strahlung ist, sind die Unterschiede der Position im Dosimeter sehr deutlich. Neben dem Winkel spielt hier auch die Entfernung eine Rolle. Pm-147 ist leicht abschirmbar, so dass die geringen Differenzen des Abstandes durch den eingestellten Winkel schon eine Auswirkung zeigt (wenige Millimeter Luft sind ausreichend). Aufgrund dessen wird mit Pm-147 auch vergleichsweise länger bestrahlt.

Auch hier werden abschließend die Verbesserungen der Messungen tabellarisch dargestellt (da bei den Messungen der vorangegangenen Detektoren nur mit Kr-85 bestrahlt wurde, folgt nun ein Vergleich dieser Ergebnisse):

Detektoren	Kr-85-Messwert
0,25mm	25%
Pulver-A	46%
Pulver-B	89%

Auch hier ist die Optimierung deutlich zu erkennen. Mit den Messwerten der Pulver-B-Detektoren werden die Vorgaben der PTB eingehalten.

8.4.3 Test auf Lichtdichtheit der Kapseln

An dieser Stelle ist ein weiterer Punkt zu erwähnen. Da die Detektoren durch elektromagnetische Wellen des optischen Bereiches zur Abgabe von Lumineszenzlicht gebracht werden, muss eine lichtdichte Kapsel verwendet werden (untersucht wurde die 25µm-Folie). Auch wenn die hier verwendete Kapsel nur ein erster Versuch ist, kann ein Test (hinsichtlich angepasster Formen und Bewertung der ermittelten Werte) aufschlussreich sein. Deshalb wurde eine Kapsel mit Kr-85 bestrahlt und ausgewertet. Die Werte dienen als Referenzwert für die nachfolgende Messung. Die gleiche Kapsel (mit gleichen Detektoren) wurde unter konstanten Bedingungen bestrahlt und anschließend 20:00 Stunden mit einer Hochleistungs-LED beleuchtet. In der nachfolgenden Tabelle sind die prozentualen Werte der angezeigten Dosis miteinander verglichen:

Detektor	Ohne Beleuchtung	Nach 20:00h Beleuchtung
241-D05	63%	63%
241-E05	62%	61%
241-F05	65%	68%
241-G05	67%	70%

Anhand der Zahlen lässt sich beweisen, dass keine frühzeitige Rekombination in den Grundzustand eingetreten ist. Somit sind die verwendeten Kapseln lichtdicht.

9. Abschließende Worte

Anhand der Ergebnisse kann ein erstes Urteil abgegeben werden. Trotz des vergleichsweise kurzen Zeitraumes der Messungen, wurde das Ziel der Arbeit erreicht und die anfänglich erhofften Messwerte sogar übertroffen.

Alle Grenzen der PTB wurden eingehalten, obwohl mit handgefertigten Dosimetern gearbeitet wurde. Diese Punkte sprechen für das System und dessen zukünftige Anwendung. Mit dieser Arbeit wurde also lediglich eine Grundlage für kommende Forschungsarbeiten geliefert. Trotzdem ist offensichtlich, dass ein Nutzungspotential der Dosimeter für Teilkörperdosimetrie besteht.

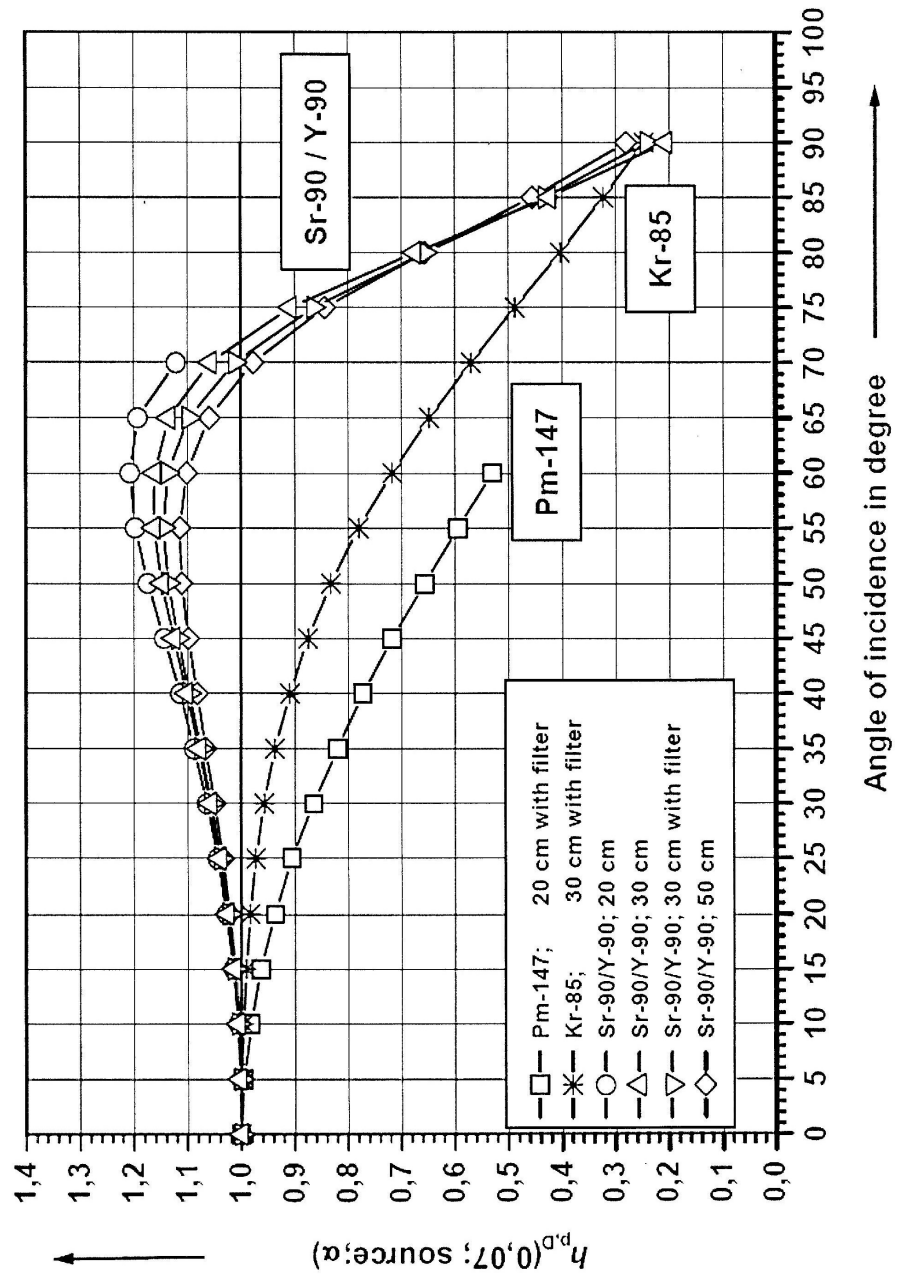
Wie im letzten Abschnitt erwähnt, besteht die jetzt folgende Aufgabe des Instituts an der Schaffung weiterer und vor allem genauere Messwerte. Außerdem muss für eine ausreichend gute Beurteilung und Anwendung des Systems eine technische Herstellung der Detektoren entwickelt werden.

Bis die Dosimeter tatsächlich für eine amtliche Teilkörperdosimetrie eingesetzt werden können, wird noch viel Zeit investiert werden müssen. Doch trotz der bevorstehenden Arbeit ist das System vielversprechend und gute Chancen für eine Marktführung sind gegeben.

10. Anhang

Konversionsfaktoren der PTB:

Konversionsfaktoren für die Einfallsrichtung in den
Referenzfeldern des Beta Sekundärnormals BSS2



11. Quellen- und Literaturverzeichnis

Literaturverzeichnis:

- Lautenschlager, Horst: „Physik 2 – Aufbau der Materie“
- Lautenschlager, Horst: „Kompakt-Wissen Physik – Quanten, Atome, Kerne“
- Scholz, Werner: „Radioaktivität“, 4. Auflage
- Resag, Jörg: „Die Entdeckung des Unteilbaren – Quanten, Quarks und der LHC“, Heidelberg 2010
- Dörschel, Schuricht, Steuer: „Praktische Strahlenschutzphysik“, 1992
- Werlitz, Christian: „External Dosimetry: Operational Quantities and their Measurement“, 2004
- Sommer, Marian: „Dosimetrie mittels OSL von BeO“, 2012

Internetverzeichnis:

<https://www.uni-marburg.de/fb15/radiochemie/Forschung/alphaauf.gif>
<https://www.mpp.mpg.de/~rwagner/skript/img3725.gif>
http://www.uni-potsdam.de/u/phys_gprakt/html/projekte/kernstrahlung/kernstrahlung_01/beta2/image002.gif
<http://www.grossberger.net/atomphysik/Gamma/gamma-sp.gif>
http://www.referatele.com/files_vechi/germana/Photoeffekt,Comptoneffekt,Paarbildung_files/image002.jpg
http://www.techniklexikon.net/images/c1382_compton-effekt.gif

12. Selbstständigkeitserklärung

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Insbesondere versichere ich, dass ich alle wörtlichen und sinngemäßen Übernahmen aus anderen Werken als solche kenntlich gemacht habe.

Andy Ludwig

Döbeln, den 19.12.2014