

Physikalisches Praktikum II im SS 2011

UNIVERSITÄT STUTTGART

Protokoll zum Versuch

V09: Gammastrahlung und Materie

Stephan Ludwig, Nicolai Lang

31. Juli 2011

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der γ -Spektroskopie radioaktiver Präparate. Hierfür werden ein Szintillationsdetektor und ein Reinst-Germanium-Detektor eingesetzt. Neben der Ausmessung der γ -Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{22}Na werden auch die Energieauflösungen der verwendeten Detektoren untersucht. Weiterhin werden die linearen Schwächungskoeffizienten von Aluminium und Blei bei zwei verschiedenen Energien bestimmt. Der letzte Teil dieser Arbeit befasst sich mit der Auswertung des γ -Spektrums eines unbekanntes Minerals.

Inhaltsverzeichnis

1. Grundlagen	3
1.1. Kernmodelle	3
1.1.1. Aufbau der Materie	3
1.1.2. Das Schalenmodell	4
1.1.3. Das Tröpfchenmodell	4
1.1.4. Das Fermigas-Modell	6
1.2. Radioaktive Strahlung	7
1.2.1. α -Zerfall	8
1.2.2. β -Zerfall	8
1.2.3. γ -Strahlung	9
1.2.4. e^- -Einfang	9
1.3. Wechselwirkung radioaktiver Strahlung mit Materie	9
1.3.1. α - und β -Strahlung	9
1.3.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	10
1.4. Nachweis radioaktiver Strahlung	11
1.4.1. Geiger-Müller-Zähler	11
1.4.2. Szintillationsdetektoren	12
1.4.3. Halbleiterdetektoren	13
1.5. Dosimetrische Grundbegriffe	13
2. Auswertung	15
2.1. Dosimetrische Messungen	15
2.1.1. Bestimmung der Dosisleistungskonstante	15
2.1.2. Bestimmung der Körperdosis	16
2.2. Messungen mit dem Szintillationszähler	17
2.2.1. Qualitative Untersuchung der Impulsform	17
2.2.2. Messung von Impulshöhe und Energieauflösung	17
2.3. γ -Spektroskopie	21
2.3.1. Messung der Untergrundstrahlung	21
2.3.2. γ -Spektren der Präparate	21
2.4. Abschirmung von γ -Strahlung	24
2.5. Messungen mit dem Reinst-Germanium-Detektor	29
2.5.1. Qualitative Untersuchung der Impulsform	29
2.5.2. Messung von Impulshöhe und Energieauflösung	29
2.5.3. Energie-Eichung des MCA-Systems	33
2.6. γ -Spektrum einer Gesteinsprobe	35
3. Fehlerdiskussion	38
4. Zusammenfassung	41
A. Zerfallsschemata der verwendeten Strahler	43
B. Natürliche Zerfallsreihe von ^{238}U (Uran-Radium-Reihe)	45
Abbildungsverzeichnis	46
Tabellenverzeichnis	47
Literatur	48

1. Grundlagen

1.1. Kernmodelle

1.1.1. Aufbau der Materie

Unserem heutigen Verständnis nach, setzt sich die auf der Erde beobachtbare Materie aus einer begrenzten Anzahl chemisch relevanter Grundbausteine – den Atomen – zusammen. Diese bestimmen die chemischen und viele der physikalischen Eigenschaften. Im Rahmen der Chemie ist hauptsächlich die Elektronenhülle der Atome sowie deren Masse bzw. Massenzahl A von Bedeutung, während der Aufbau des Atomkerns i.d.R. keine Beachtung findet. Dieser ist Gegenstand der Kernphysik und soll im Folgenden kurz erläutert werden.

Wie in Abb. 12 schematisch dargestellt, ist der Durchmesser des Atomkerns im Vergleich zu dem der ihn umgebenden Hülle gebundener Elektronenzustände verschwindend gering. Dennoch entfällt auf ihn praktisch die gesamte Masse des Atoms während die Elektronen nur minimal zu dieser beitragen. Der Atomkern selbst setzt sich aus Z Protonen und N Neutronen zusammen. Z wird als Ordnungs- oder Kernladungszahl, N als Neutronenzahl und $A := N + Z$ als Massenzahl bezeichnet. Auf Grund letzterer Relation genügt die Angabe von Massen- und Ordnungszahl um eine Atomsorte (ein sog. *Nuklid*) eindeutig zu charakterisieren. Die üblichen Schreibweisen sind

$${}^A_Z X_N \equiv {}^A_Z X \equiv {}^A X \quad (1)$$

mit den aus dem Periodensystem bekannten Elementsymbol X . Hier ist nur die letzte Schreibweise Redundanzfrei.

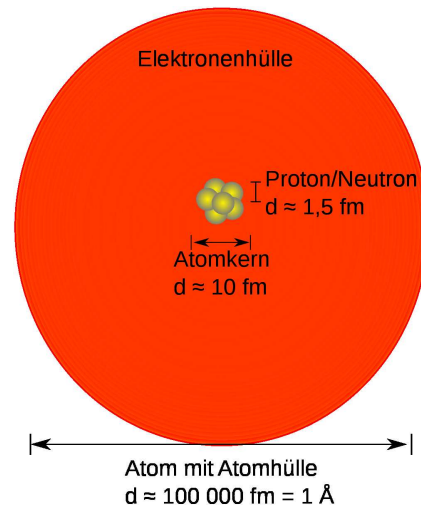


Abbildung 1: Schematischer, nicht maßstabsgereuer Aufbau eines Atoms (Quelle: [1]).

Die Neutronen (im Folgenden mit $n \equiv {}^1_0 n$ abgekürzt) und Protonen (im Folgenden mit $p \equiv {}^1_1 p$ abgekürzt) werden zusammenfassend als *Nukleonen* bezeichnet und sind nicht elementar, was man z.B. mit tief-inelastischer Elektron-Nukleon-Streuung experimentell bestätigt hat. Das heutige auf Symmetrieprinzipien basierende *Standardmodell* beschreibt Protonen und Neutronen als aus *Quarks* zusammengesetzte Teilchen. Letztere existieren in 6 verschiedenen Typen unterschiedlicher Massen und gehorchen einer fermionischen Teilchenstatistik. Ihre Bindungseigenschaften werden von der *starken Wechselwirkung* (und der damit verbundenen *Farbladung*) bestimmt.

Die einfach positiv geladenen Protonen bestehen dem Standardmodell zufolge aus zwei *up*- und einem *down*-Quark während die elektrisch ungeladenen Neutronen aus einem *up*- und zwei *down*-Quarks aufgebaut sind. Da Quarks an die Austauschteilchen der *schwachen Wechselwirkung* (W - und Z -Bosonen) koppeln, können diese ineinander umgewandelt werden. Solche Reaktionsmechanismen führen zur Umwandlung von Neutronen in Protonen und umgekehrt ($\rightarrow \beta$ -Zerfall).

Die Bindungsmechanismen der sich auf Grund der Coulomb-Wechselwirkung abstoßenden Protonen und der nicht Coulomb-wechselwirkenden Neutronen im Atomkern sind bis heute nicht vollständig verstanden. Es existieren aber verschiedene Kernmodelle, die unter vereinfachenden Annahmen in gewissen Grenzen zu vernünftigen Vorhersagen führen. Die wichtigsten Vertreter dieser Modelle sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

1.1.2. Das Schalenmodell

Die Separationsenergie eines Protons bzw. Neutrons ist diejenige Energie, die nötig ist, um das entsprechende Nukleon aus dem Kernverbund zu entfernen. Sie lässt sich als Differenz der entsprechenden Kernbindungsenergien $E_B(N, Z)$ angeben

$$E_S(p) = E_B(N, Z) - E_B(N, Z - 1) \quad (2)$$

$$E_S(n) = E_B(N, Z) - E_B(N - 1, Z) \quad (3)$$

Man stellt nun im Experiment fest, dass $E_S(p)$ und $E_S(n)$ als Funktionen von Z bzw. N ausgeprägte Maxima aufweisen. Dies erinnert an die Maxima der Ionisierungsenergie von Atomen bei Edelgasen bzw. Edelgaskonfigurationen. Solche Maxima treten bei Kernen für $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ auf. Kerne mit einer solchen Neutronen oder Protonenzahl werden als *magische Kerne* bezeichnet und sind besonders stabil.

Diese Beobachtungen führen zum sog. *Schalenmodell* der Atomkerne. Dieses bildet eine Analogie zur Behandlung der Elektronenzustände in der Schale von Atomen. Demzufolge bilden sich gebundene Elektronenzustände um den Kern als Zentrum eines Coulomb-Feldes auf Grund quantenmechanischer Betrachtungen. Im Fall des Atomkerns ist das attraktive Potential der *Kernkraft* (einer Restwechselwirkung der zwischen den Quarks wirkenden starken Kraft) geschuldet. Im Schalenmodell wird diese Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen durch ein effektives Kernpotential ersetzt. Einfache Modelle benutzen hier ein sphärisches Kastenpotential oder ein parabolisches Potential (harmonischer Oszillator). Im Rahmen numerischer Analysen wird oft ein *Woods-Saxon-Potential*

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{b}\right)} \quad (4)$$

(mit dem mittleren Kernradius R_0 und dem Rundungsparameter b) gewählt.

Auf Grund der sphärischen Symmetrie lässt sich die Schrödingergleichung eines Nukleons separieren. Wie beim Wasserstoffatom wird die Winkelabhängigkeit der Wellenfunktion von den Kugelflächenfunktionen beschrieben (Projektionsquantenzahl m und Drehimpulsquantenzahl l) während die radiale DGL stark vom gewählten Potential abhängt. Letztere bestimmt die Energieeigenwerte des Systems, die im Fall des harmonischen Oszillators nur von der Hauptquantenzahl n abhängen (m - und l -Entartung).

Wählt man (radiales) Potential hingegen ein Kasten- oder Woods-Saxon-Potential, ergeben die Lösungen der zugehörigen radialen DGL eine l -Abhängigkeit der Eigenenergien und führen damit zur Aufhebung der l -Entartung (die m -Entartung bleibt aber auf Grund der ungebrochenen Rotationssymmetrie erhalten).

Solche Modelle beschreiben die ersten magischen Zahlen auf Grund von Energielücken zwischen den Zuständen bei den Besetzungszahlen 2, 8 und 20 korrekt. Die höheren magischen Zahlen lassen sich nur unter Berücksichtigung der (in Kernen vergleichsweise starken) *Spin-Bahn-Wechselwirkung* erklären. Diese führt zur Aufspaltung der Terme bezüglich der Gesamtdrehimpulsquantenzahl $\mathbf{j} = \mathbf{s} + \mathbf{l}$ (Kopplung von Bahndrehimpuls \mathbf{l} und Spin \mathbf{s}) wie in Abb. 23 dargestellt. Im Rahmen dieser Theorie können auch die höheren magischen Zahlen zufriedenstellend erklärt werden, da sich bei diesen Besetzungszahlen der Neutronen- bzw. Protonensysteme Energielücken zwischen den Zuständen auftun.

1.1.3. Das Tröpfchenmodell

Das Tröpfchenmodell ist ein phänomenologisches Kernmodell, welches auf der Grundannahme einer Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn basiert. Grundlage hierfür ist die extrem kurze Reichweite der starken Kernkraft und ihre Dominanz über die repulsive Coulomb-Wechselwirkung zwischen den positiv geladenen Protonen. Dem Tröpfchenmodell zufolge wird die Bindungsenergie (und damit die Masse) eines Atomkerns durch unterschiedliche Beiträge beschrieben, die weitgehend in Analogie zur Beschreibung eines Wasserstropfens angenommen werden.

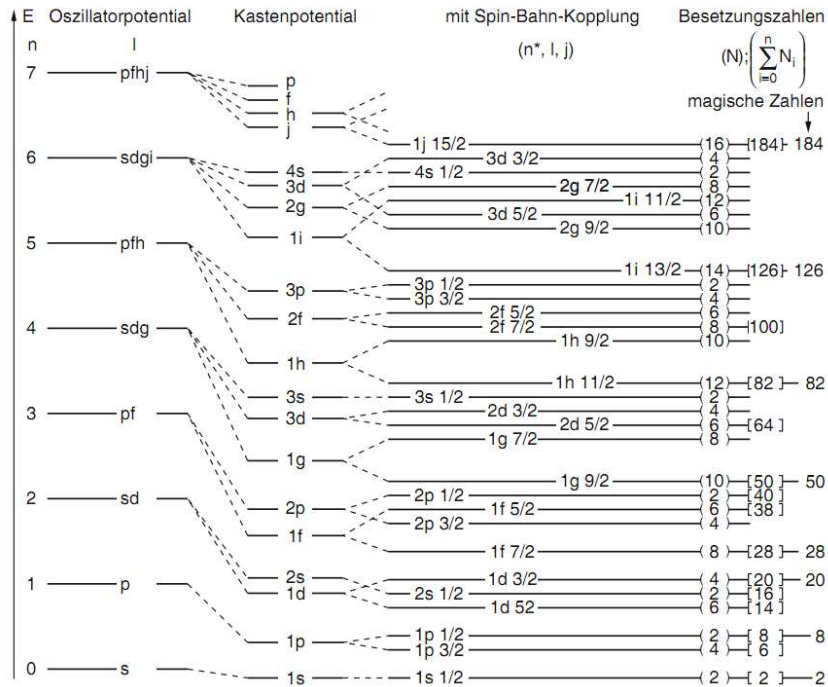


Abbildung 2: Einteilchenenergiezustände nach dem Schalenmodell (Quelle: [2]). Die *l*-Entartung im Oszillatorpotential wird im Kastenpotential aufgehoben. Mit Spin-Bahn-Kopplung spalten die Terme weiter nach den Gesamtdrehimpulsen *j* auf.

Der zentrale Zusammenhang des Tröpfchenmodells ist die *Bethe-Weizsäcker-Massenformel*, die die Bindungsenergie eines Atomkerns in guter Näherung beschreibt (jedenfalls für Kerne mit $A \geq 30$). Sie lautet wie folgt

$$\begin{aligned}
 E_B(N, Z) &= E_{\text{Volumen}} - E_{\text{Oberfläche}} - E_{\text{Coulomb}} - E_{\text{Symmetrie}} \pm E_{\text{Paarbildung}} \\
 &= a_V \cdot A - a_O \cdot A^{\frac{2}{3}} - a_C \cdot Z \cdot (Z - 1) \cdot A^{-\frac{1}{3}} - a_S \cdot \frac{(N - Z)^2}{4A} \\
 &+ \begin{cases} +a_P \cdot A^{-\frac{1}{2}} & \text{für gg-Kerne} \\ 0 & \text{für ug- und gu- Kerne} \\ -a_P \cdot A^{-\frac{1}{2}} & \text{für uu-Kerne} \end{cases}
 \end{aligned}$$

Mit der Bindungsenergie lässt sich die Ruhemasse des Kerns berechnen, die sich aus den Ruhemassen der Konstituenten (*N* Neutronen und *Z* Protonen) abzüglich des Massendefekts ergibt

$$M(N, Z) = Nm_n + Zm_p - \frac{E_B(N, Z)}{c^2} \tag{5}$$

Die einzelnen Terme in der Bethe-Weizäcker-Formel (illustriert in Abb. 3) haben die folgende Bedeutung:

- Volumenanteil** Das Tröpfchenmodell setzt eine konstante Massendichte im Kern voraus. Folglich gilt für das Volumen $V \propto A$. Der Volumen-Term kommt dann durch die starke Kernkraft zwischen den Nukleonen zustande, da diese in guter Näherung nur mit den nächsten Nachbarn wechselwirken. Jedes Nukleon liefert also einen konstanten (positiven) Beitrag zur Bindungsenergie, da es in den von den anderen Nukleonen erzeugten Potentialtopf der starken Wechselwirkung "fällt". Diese Beschreibung vernachlässigt die fehlenden Nachbarnukleonen für den Rand des Atomkerns. Dies geschieht durch den

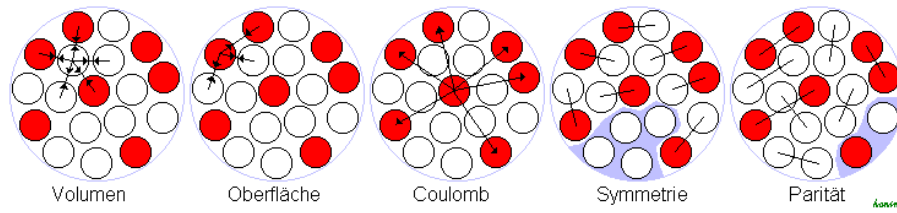


Abbildung 3: Schematische Darstellung der einzelnen Beiträge zur Bethe-Weizäcker-Massenformel (Quelle: [3]).

- Oberflächenanteil** Die an der Oberfläche liegenden Nukleonen tragen weniger Bindungsenergie als vom Volumenanteil angenommen wird. Daher wirkt der Oberflächenanteil mit $-a_O$ destabilisierend und ist proportional zu $A^{\frac{2}{3}}$, da für die Oberfläche $O \propto R^2 = (R^3)^{\frac{2}{3}} \propto V^{\frac{2}{3}}$ gilt. Der Oberflächenanteil lässt sich mit der klassischen Oberflächenenergie von Fluiden vergleichen (vgl. Minimalflächen von Membranen).
- Coulomb-Anteil** Die Coulomb-Abstoßung wirkt destabilisierend und geht folgerichtig mit negativem Vorzeichen in die Bethe-Weizäcker-Formel ein. Die Coulomb-Energie ist zum einen proportional zu den sich abstoßenden Ladungen, also $Z \cdot (Z-1)$ (jedes der Z Protonen "sieht" nur $Z-1$ andere Protonen) sowie umgekehrt proportional zum Abstand der Ladungen (wegen $R \propto V^{\frac{1}{3}}$ führt dies zum Term $A^{-\frac{1}{3}}$).
- Symmetrieannteil** Beim Symmetrieannteil endet die klassische Analogie zum Wassertropfen, da dieser auf quantenmechanischen Annahmen beruht. Wendet man das Pauli-Prinzip auf die fermionischen Neutronen und Protonen an, lässt sich durch passende Näherungen zeigen, dass die Fermienergie minimal wird, wenn $Z = N$ gilt. Für eine gegebene Massenzahl A ist die Besetzung mit gleich vielen Neutronen wie Protonen energetisch günstiger, wie eine asymmetrische Besetzung.
- Paarungsanteil** Beobachtungen legen nahe, dass Kerne mit geraden Neutronen- und/oder Protonenzahlen (sog. gg-Kerne bzw. ug- und gu-Kerne) stabiler sind, also solche mit ungeraden Neutronen und Protonenzahlen (sog. uu-Kerne). Dieser Beobachtung wird durch den Paarungsanteil Rechnung getragen, indem gerade Neutronen- und Protonenzahlen stabilisierend und ungerade Neutronen- und Protonenzahlen destabilisierend wirken. Eine Erklärung für diesen Effekt findet sich erst im Schalenmodell (Paarung von Nukleonen).

Die Bethe-Weizäcker-Massenformel beschreibt zwar die Massen- bzw. Bindungsenergien schwerer Kerne vergleichsweise gut, scheitert aber an der Erklärung der magischen Zahlen. Diese Erklärung lässt sich nur im Rahmen des Schalenmodells finden.

1.1.4. Das Fermigas-Modell

Das Fermigas-Modell betrachtet im einfachsten Fall ein 3D Kastenpotential als Modell des durch die starke Wechselwirkung erzeugten Potentialtopfes. Weiterhin werden die Nukleonen als untereinander *nicht* wechselwirkende, frei bewegliche Teilchen angenommen. Dann führt die Tatsache, dass sowohl Protonen als auch Neutronen der fermionischen Statistik unterliegen, zu einem dem Elektronengas analogen Energieschema. Die Nukleonen füllen den "Fermisee" bis zur Fermienergie

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3A\pi^2}{2V} \right)^{\frac{2}{3}} \tag{6}$$

auf (hier für den Spezialfall $N = Z$ gegeben). Diese hängt offensichtlich nur von der *Nukleondichte* $\rho = \frac{A}{V}$ ab. Betrachtet man für Neutronen und Protonen zwei getrennte und auf Grund der Coulomb-Wechselwirkung der Protonen auch unterschiedlich geformte Potentialtöpfe nivellieren

sich die Fermienergien durch β^\pm -Zerfall und es ergibt sich ein Besetzungsbild wie in Abb. 5 (rechts) schematisch dargestellt.

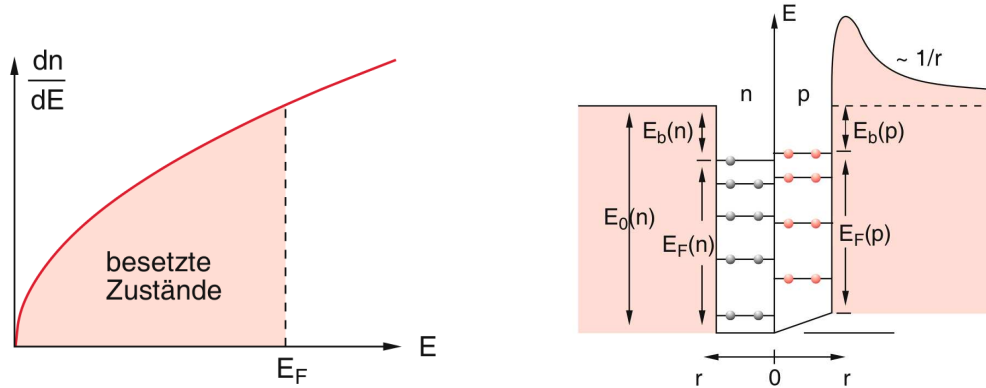


Abbildung 4: Links: Verlauf der Zustandsdichte im 3D-Kastenpotential. Der eingefärbte Bereich entspricht dem Produkt aus Zustandsdichte und Fermiverteilung für $T = 0$ K. Rechts: Schematische Darstellung der besetzten Zustände in getrennten Potentialtöpfen für Neutronen und Protonen (Quelle: [2]).

Man erkennt, dass jedes Niveau von maximal zwei Nucleonen der selben Sorte besetzt werden kann. Dies ist Folge der fermionischen Statistik – also des PAULI-Prinzips. Die Zustandsdichte für ein Kastenpotential der Breite r ist für eine Nucleonensorte gegeben durch

$$D_F = \frac{dn}{dE} = \frac{r^3}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{E} \tag{7}$$

und ist in Abb. 5 (links) dargestellt. Für die Temperatur $T = 0$ K sind die Zustände exakt bis zur Fermienergie E_F besetzt. Dies ist in der Abbildung durch eine orange eingefärbte Fläche illustriert. Deren peripherer Graph ergibt sich als Produkt aus Zustandsdichte D_F und Fermiverteilung.

Das Fermigas-Modell kann als eine Vorstufe zum Schalenmodell interpretiert werden, bei der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen vernachlässigt werden. Das hier beschriebene Kastenpotential muss als grobe Näherung des eigentlichen Potentialtopfes verstanden werden. Um der Realität näher zu kommen können alternative Ansätze gewählt werden (harmonisches Potential, Woods-Saxon-Potential).

1.2. Radioaktive Strahlung

Radioaktive Zerfälle von Atomkernen sind wegen der zugrunde liegenden quantenmechanischen Mechanismen nicht vorhersagbar und können nur statistisch beschrieben werden. Unter der Annahme, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Kerns zeitlich konstant ist, erhält man die Differentialgleichung

$$\dot{N} = -\lambda N \tag{8}$$

mit N der vorhandenen Zahl noch nicht zerfallener Kerne und λ der *Zerfallskonstante*. Letztere ist nuklidspezifisch und muss experimentell ermittelt werden. Obige DGL führt nach Integration auf das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) \tag{9}$$

und nach Ableiten mit der Definition der *Aktivität* $A(t) := -\dot{N}(t)$ auf

$$A(t) = \lambda N_0 \cdot \exp(-\lambda t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda t) \tag{10}$$

Die *Halbwertszeit* eines Nuklids ist gegeben durch

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{11}$$

und gibt diejenige Zeitspanne an, nach der die Hälfte der vorhandenen Kerne in Tochternuklide zerfallen ist.

Es folgt eine kurze Übersicht über die wichtigsten Zerfallsmechanismen und Strahlungsarten.

1.2.1. α -Zerfall

α -Zerfall tritt hauptsächlich bei schweren Kernen mit $Z \gg N$ auf. In seinem Verlauf tunnelt ein ${}^4\text{He}$ -Kern aus dem Atomkern heraus und wird mit einer charakteristischen Energie abgestrahlt:

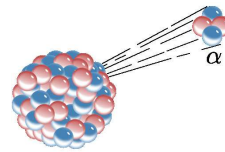
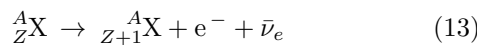


Abbildung 5: α -Zerfall (Quelle: [4]).

Da nur ein Teilchen emittiert wird, ist das beobachtbare Energiespektrum diskret und kann zur Identifikation des α -Strahlers benutzt werden. α -Strahlung ist hochionisierend und daher extrem Schädlich für Gewebe. Allerdings lässt sie sich schon durch ein Blatt Papier oder einige cm Luft effektiv abschirmen.

1.2.2. β -Zerfall

β -Zerfall tritt ein, wenn sich die potentielle Energie des Kerns durch angleichen der Protonen und Neutronenzahlen verringern lässt. β -Strahler sind also Kerne mit ungünstigem Protonen-Neutronen-Verhältnis. Man unterscheidet zwei Arten des β -Zerfalls, die beide durch die schwache Wechselwirkung induziert werden. Der β^- -Zerfall führt zur Emission von Elektronen und Anti-Elektron-Neutrinos



während beim β^+ -Zerfall Positronen und Elektron-Neutrinos emittiert werden

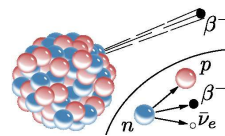
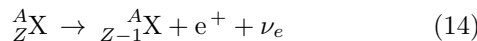
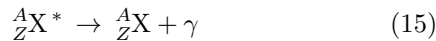


Abbildung 6: β^- -Zerfall (Quelle: [4]).

Da es sich um 3-Körper-Prozesse handelt ist das Energiespektrum kontinuierlich mit einer maximalen Elektronen- bzw. Positronenenergie E_{max} . β -Strahlung ist schwerer abzuschirmen als α -Strahlung. Allerdings genügen schon einige mm dicke Absorber aus Metall.

1.2.3. γ -Strahlung

Die Emission von γ -Strahlung unterscheidet sich qualitativ von den bisher betrachteten Strahlungsarten. Es handelt sich um hochenergetische elektromagnetische Strahlung, die i.d.R. als Sekundärstrahlung nach einem α -, β - oder e^- -Zerfall auftritt. Dabei zerfällt der Kern nicht weiter, sondern geht von einem angeregten Zustand (vgl. Schalenmodell) in einen energetisch niedrigeren Zustand über:



Wie beim Übergang elektronischer Atomzustände ergibt sich für jeden γ -Strahler ein diskretes, charakteristisches Energiespektrum. Im Gegensatz zur Teilchenstrahlung lässt sich γ -Strahlung sehr schwer abschirmen. Zur vollständigen Abschirmung sind meist dicke Bleiplatten oder Beton-Wände nötig.

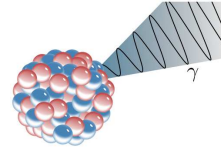
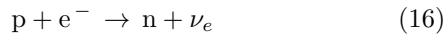


Abbildung 7: γ -Zerfall (Quelle: [4]).

1.2.4. e^- -Einfang

Der Elektronen-Einfang (auch ε -Prozess genannt) ist ein Konkurrenzprozess zum β^+ -Zerfall. Er ermöglicht die Umwandlung eines Protons im Kern unter Einfang eines Elektrons (zumeist aus der K-Schale) in ein Neutron:



Oft befindet sich der so erzeugte Kern in einem angeregten Zustand und geht unter Emission von γ -Strahlung in den Grundzustand über. Ein bedeutender Unterschied zu den bisherigen Zerfallsmechanismen ist, dass der Elektronen-Einfang nicht nur vom Kern, sondern auch von der Elektronenhülle abhängt. In Folge dessen kann die Zerfallswahrscheinlichkeit durch äußere Einflüsse (die elektronische Konfiguration des Atoms) verändert werden.

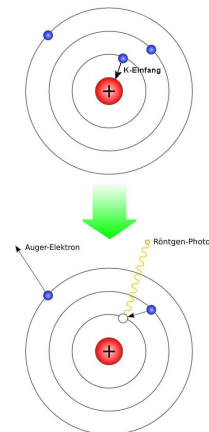


Abbildung 8: e^- -Einfang (Quelle: [4]).

1.3. Wechselwirkung radioaktiver Strahlung mit Materie

Treffen hochenergetische Teilchen oder Photonen auf Atome können sie Hüllenelektronen heraus schlagen. Dieser Vorgang wird als Stoßionisation bezeichnet. Im Organismus führen solche Prozesse zur Bildung freier Radikale, die ihrerseits das Erbgut schädigen können. Auf diesem Mechanismus beruht die kanzerogene Wirkung radioaktiver Strahlung. Im Folgenden sollen kurz die wichtigsten Fakten zur Wechselwirkung der unterschiedlichen Strahlungsarten mit Materie erläutert werden.

1.3.1. α - und β -Strahlung

α - und β -Strahlung haben gemein, dass es sich um Teilchenstrahlung handelt. Deren Abschwächung in Materie wird nicht durch das LAMBERT-BEERSCHE-Gesetz sondern durch die BETHE-BLOCH-Gleichung beschrieben. Aus dieser folgen charakteristische Eindringtiefen der Strahlung in Materie.

Diese ist für α -Strahlung deutlich geringer als für β -Strahlung, da Helium-Kerne eine vergleichsweise große Masse und Ladung besitzen und daher leicht an anderen Kernen streuen. Die Reichweite von Teilchenstrahlung hängt von der Energie ab und muss bei der Konzeption von Abschirmvorrichtungen berücksichtigt werden.

Bei der Abschirmung von β -Strahlung gilt es zu beachten, dass das Abbremsen schneller Elektronen oder Positronen zur Emission von *Röntgenbremsstrahlung* führt, die den Absorber in Richtung des geschützten Bereiches verlassen kann. Daher werden oft Kombinationen unterschiedlicher Absorbermaterialien eingesetzt.

1.3.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie lässt sich durch drei verschiedene Effekte beschreiben, die jeweils bei unterschiedlichen Strahlungsenergien dominieren und in unterschiedlicher Weise von der Kernladungszahl des Absorbers abhängen:

Photoeffekt Der Photoeffekt beschreibt die Freisetzung von Elektronen aus Metalloberflächen beim Auftreffen energiereicher elektromagnetischer Strahlung (siehe Abb. 9 links). Eine notwendige Bedingung für das Auftreten von Photoelektronen ist

$$E_A \leq h\nu_\gamma \tag{17}$$

mit der Austrittsarbeit E_A der Elektronen. Der Photoeffekt ist für Energien unter 1 MeV dominant und hängt stark von der Kernladungszahl des Absorbers ab (bzw. von der Elektronendichte in den Atomhüllen). Man stellt fest, dass die Abschwächung auf Grund des Photoeffekts proportional zu $\frac{Z^4}{A}$ ist.



Abbildung 9: Links: Schematische Darstellung des Photoeffekts. Kurzwellige elektromagnetische Strahlung löst Elektronen aus der Metalloberfläche heraus. Rechts: Schematische Darstellung des Compton-Effekts. Ein freies Elektron streut ein einfallendes Photon und übernimmt einen Teil seiner Energie und seines Impulses (Quelle: [4]).

Comptoneffekt Streut ein Photon an einem freien (oder quasifreien Hüllen-) Elektron, überträgt es in Abhängigkeit vom Streuwinkel einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das Elektron. Dieser Prozess ist in Abb. 9 (rechts) dargestellt. Obwohl das Photon bei diesem Stoßprozess Energie verliert wird die Compton-Streuung oft als "elastischer" Streuprozess verstanden. Der Energieverlust (und damit die Wellenlängenänderung) des Photons hängt nur vom Streuwinkel ab und ist durch

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \varphi) \tag{18}$$

mit der *Compton-Wellenlänge* $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$ gegeben. Betrachtet man die Streuung an Hüllenelektronen, für die die Näherung eines freien Elektrons nicht mehr zutrifft, führt der Impuls des streuenden Elektrons (der von seinem Zustand abhängt) zu einer *Dopplerverbreiterung* der Wellenlänge, die durch Gleichung (18) gegeben ist.

Man stellt fest, dass die Compton-Streuung für $1 \text{ MeV} \leq E \leq 5 \text{ MeV}$ die Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie dominiert. Im Gegensatz zum Photoeffekt hängt sie nur schwach von der Kernladungszahl ab, denn die Abschwächung ist näherungsweise proportional zu $\frac{Z}{A}$.

Paarbildung Die Paarbildung beschreibt die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares aus der Energie eines γ -Quants in Gegenwart eines Impulsreservoirs. Der Prozess kann formal beschrieben werden durch

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (19)$$

Die Energiebedingung für diesen Prozess ist durch $h\nu_\gamma \geq 2m_e c^2$ gegeben, da die Ruhemassen der erzeugten Teilchen durch Umwandlung der Energie des γ -Quants entstehen. Zudem muss ein Teilchen gegenwärtig sein, das den Impuls des γ -Quants aufnimmt und damit den Impulserhaltungssatz garantiert. Dieses Impulsreservoir wird meist durch die Elektronenhülle eines Atoms bereitgestellt.

Es zeigt sich, dass die Paarbildung für Energien über 5 MeV dominiert und die dadurch hervorgerufene Abschwächung im Absorber proportional zu $\frac{Z^2}{A}$ ist.

Totaler Absorptionsquerschnitt Die oben beschriebenen Effekte führen zur Absorption bzw. Streuung der γ -Quanten im Absorber. Fasst man die für die einzelnen Effekte gültigen Wirkungsquerschnitte zusammen erhält man den *totalen Absorptionsquerschnitt* σ , der folgendem Zusammenhang genügt

$$\sigma = \frac{1}{\lambda\rho} \quad (20)$$

mit der mittleren freien Weglänge λ und der Teilchenzahldichte des Absorbers ρ . Da es sich um elektromagnetische Strahlung handelt gilt das LAMBERT-BEERSCHE-Gesetz für die Intensität I in Abhängigkeit von der Absorberdicke d

$$I(d) = I_0 \cdot \exp(-\sigma\rho d) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) = I_0 \cdot \exp(-\mu d) \quad (21)$$

μ heißt *linearer Abschwächungskoeffizient* und ist ein Maß für die Abschirmfähigkeit eines Absorbers.

1.4. Nachweis radioaktiver Strahlung

Der Nachweis radioaktiver Strahlung ist nicht nur in der Forschung von großer Bedeutung. Auch in der Industrie und Medizin ist eine verlässliche Messung und Analyse des Energiespektrums ionisierender Strahlung von Interesse. Im Folgenden werden die drei wichtigsten Detektortypen kurz vorgestellt.

1.4.1. Geiger-Müller-Zähler

Ein Geiger-Müller-Zähler besteht aus einem Hohlzylinder als Kathode mit einer Stiftnode entlang der Symmetrieachse im Inneren. Durch ein Fenster an einem Ende Zählrohres kann ionisierende Strahlung einfallen und das unter niedrigem Druck stehende Füllgas (meist ein Edelgas) ionisieren. Eine zwischen Anode und Kathode anliegende Hochspannung saugt die entstandenen Ionen ab und erzeugt so bei jedem Strompuls der durch ein detektiertes Teilchen erzeugt wird einen Spannungspuls an einem entsprechend geschalteten Widerstand.

Für unterschiedliche Hochspannungen weist das Zählrohr unterschiedliche Charakteristiken auf. Die relevanten Spannungsbereiche sind in Abb. 10 (links) dargestellt.

- I. Im **Rekombinationsbereich** ist die angelegte Spannung zu gering um die primär erzeugten Ionen abzusaugen. Sie rekombinieren zum Teil mit freien Elektronen auf dem Weg zur Kathode, wodurch der detektierte Stromstoß erstens sehr schwach ist und zudem keine Rückschlüsse auf die Energie der detektierten Strahlung zulässt.

- II. Im Betrieb als **Ionisationskammer** erreichen alle primär erzeugten Elektronen die Anode, wodurch der gemessene Stromstoß proportional zur Anzahl der ionisierten Atome und damit der Energie der einfallenden Strahlung ist.
- III. Im **Proportionalitätsbereich** ist die Spannung hoch genug, sodass die beschleunigten Primärelektronen weitere Atome ionisieren können und dadurch einen Lawine von Sekundärelektronen auslösen. Diese sättigt aber nicht und bleibt daher proportional zur Anzahl der Primärelektronen und damit der Energie.
- IV. Im **Plateaubereich** ist die Spannung so groß, dass die von jedem Ereignis ausgelöste Lawine der Sekundärelektronen das gesamte Zählrohr umfasst und zur Vollionisation führt. Hier ist die Empfindlichkeit des Detektors zwar besonders groß, dafür geht aber die Information über die Energie der detektierten Strahlung verloren. In diesem Bereich arbeiten die typischen *Geigerzähler*, die nur noch Ereignisse (meist akustisch) anzeigen ohne Aussagen über deren Energie zu treffen.
- V. Im Bereich der **Gasentladung** ist keine sinnvolle Messung mehr möglich, da durch jedes Ereignis eine nicht selbstständig erlöschende Gasentladung zündet und damit das Zählrohr blockiert.

Eine zu beachtende Einschränkung bei der Messung mit einer solchen Anordnung ist die nach einem Ereignis eintretende Totzeit, in der die Ionen aus dem Füllgas entfernt werden müssen bis ein neues Teilchen detektiert werden kann. Diese Totzeit lässt sich durch passende Additive im Füllgas minimieren.

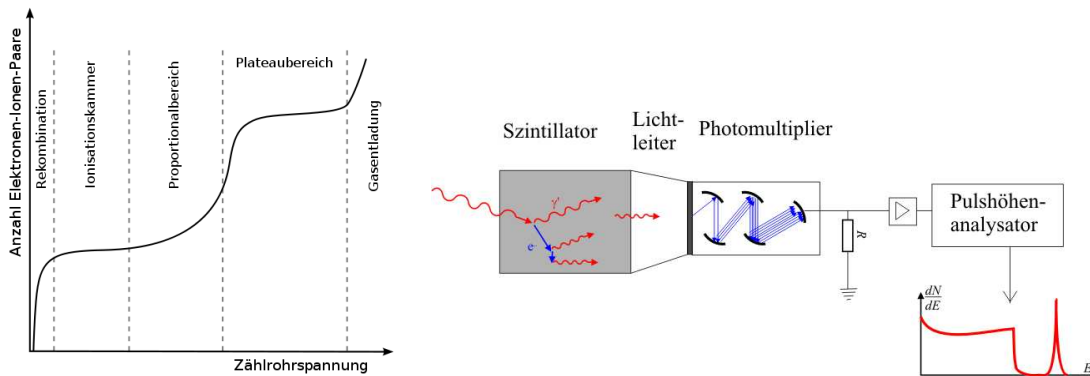


Abbildung 10: Links: Betriebsmodi eines Geiger-Müller-Zählrohrs. Rechts: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers (Quelle: [4]).

1.4.2. Szintillationsdetektoren

Der Schematische Aufbau eines Szintillationsdetektors oder -zählers ist in Abb. 10 (rechts) dargestellt. Die Detektion gliedert sich in drei Schritte:

1. Ein γ -Quant trifft im Szintillator (in unserem Fall ist dies ein mit Titan dotierter NaJ-Kristall) auf Elektronen und erzeugt dort Elektron-Loch-Paare bzw. Excitonen deren Gesamtenergie dem des γ -Quants entspricht. Diese diffundieren durch den Kristall und treffen dort auf Störstellen (sog. Aktivatorzentren) die Energie von den Elektronen übernehmen um in einen angeregten Zustand überzugehen. Beim anschließenden Übergang in den Grundzustand emittieren die Aktivatorzentren Photonen, deren Gesamtzahl proportional zur Energie des Ereignisses ist.
2. Die Photonen treffen am Ende des Szintillators auf die Metallplatte eines Photomultipliers und erzeugen dort eine der Anzahl der Photonen proportionale Zahl von Elektronen. Diese werden

im Photomultiplier von Dynode zu Dynode vervielfacht und erzeugen letztlich einen der Energie des detektierten γ -Quants proportionalen Stromstoß.

3. Dieser Stromstoß wird in einen Spannungspuls umgewandelt und vorverstärkt. Anschließend nimmt ein Vielkanalanalysator (MCA) eine Einordnung entsprechend der Pulshöhe vor und addiert im entsprechenden Kanal ein Ereignis.

Auf diese Weise lässt sich simultan das Energiespektrum der γ -Strahlung einer Probe aufnehmen. Die Energieauflösung einer solchen Anordnung ist besser als die eines Proportionalzählrohres aber kommt bei weitem nicht an die Auflösung eines Halbleiterdetektors heran, wie er im Folgenden beschrieben wird.

1.4.3. Halbleiterdetektoren

Breibt man eine Halbleiterdiode in Sperrichtung, vergrößert sich die Verarmungszone in die p- und n-dotierten Bereiche hinein. Fällt nun ein energiereiches γ -Quant in diese Zone erzeugt es eine der Energie proportionale Wolke aus Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband. Diese werden durch die anliegende Hochspannung getrennt und erzeugen einen Stromstoß der Aufschluss über die Energie der Strahlung gibt.

In unserem Fall kommt ein Reinst-Germanium-Detektor zum Einsatz der mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden muss, damit die Eigenleitung thermisch angeregter Elektronen unterdrückt wird. Ein Betrieb bei Raumtemperatur würde bei den verwendeten Spannungen zudem eine Zerstörung des Halbleiterkristalls nachsichziehen.

Die hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten im Halbleiter führen in Verbindung mit der hohen Absaugspannung zu geringen Totzeiten und mit den hohen Ladungsträgerdichten der verwendeten Halbleiter zu vergleichsweise starken Strompulsen. Folglich wird das statistische Rauschen der Ladungsträgerzahl minimiert und die Energieauflösung erreicht beachtliche Werte.

1.5. Dosimetrische Grundbegriffe

Die Dosimetrie befasst sich mit der Einordnung der von ionisierender Strahlung übertragenen Energiemenge und deren biologische Wirksamkeit. Man unterscheidet generell zwischen **physikalischen Dosisgrößen** die objektive Informationen über die absorbierte Energie pro Masse liefern. Die Einheit solcher Dosen ist das Gray $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. **Radiologische Dosisgrößen** hingegen nehmen eine Bewertung der aufgenommenen physikalischen Dosis bezüglich unterschiedlicher Kriterien vor. Um diese Bewertung deutlich zu machen verwendet man für solche Größen die Einheit Sievert $1 \text{ Sv} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$.

Dosisleistung Für alle Dosen lässt sich durch zeitliche Ableitung die zugehörige *Dosisleistung* definieren. Für die *Energiedosis* D erhält man die *Energiedosisleistung* \dot{D} , die angibt wieviel Energie pro Zeit und Masse absorbiert wird. Betrachtet man die *Äquivalenzdosis* (eine radiologische Größe) $H := Q \cdot D$ mit dem *Qualitätsfaktor* Q , so erhält man die *Äquivalenzdosisleistung* \dot{H} . Der Qualitätsfaktor Q nimmt eine Bewertung der Strahlungsart hinsichtlich ihres Vermögens Energie in einem Körper zu deponieren vor.

Dosisleistungskonstante Oft ist die Aktivität A eines Strahlers bekannt. Dann stellt sich die Frage nach der (Äquivalenz-) Dosisleistung \dot{D} (\dot{H}) in einem gewissen Abstand von der Strahlungsquelle. Unter der Annahme einer punktförmigen Strahlungsquelle und vernachlässigbarer Absorption und Streuung gilt näherungsweise das Abstandsquadratgesetz

$$\dot{H}(r) = \Gamma_H \cdot \frac{A}{r^2} \quad (22)$$

mit der (Äquivalenz-) *Dosisleistungskonstanten* Γ_H , der Aktivität A und dem Abstand r .

Effektive Ganzkörperdosis Um eine Bewertung der von einem Organismus aufgenommenen Strahlung in medizinischen Maßstäben zu erhalten definiert man die sog. *Organdosis*. Diese gewichtet *nicht* wie der Name suggeriert die Empfindlichkeit einzelner Organe hinsichtlich aufgenommener Strahlungsdosen, sondern führt eine Gewichtung bezüglich der Strahlungsart ein. Für die Organdosis gilt

$$H_{T,R} := \omega_R \cdot D_{T,R} \quad (23)$$

mit dem Organ T , der Strahlungsart R , dem *Strahlungswichtungsfaktor* ω_R und der (physikalischen) Energiedosis $D_{T,R}$. Für γ -Strahlung ist $\omega_\gamma = 1$ (cf. $\omega_\alpha = 20$).

Die Gewichtung der Empfindlichkeit einzelner Organe wird von der *effektiven (Ganzkörper-) Dosis* geleistet. Diese ist gegeben durch

$$D_{eff} := \sum_R \sum_T w_T \cdot H_{T,R} \stackrel{R=\gamma}{=} \sum_T w_T \cdot H_{T,\gamma} \quad (24)$$

für den Fall einer reinen γ -Strahlenbelastung. Hier ist w_T der *Gewebe-Wichtungsfaktor*. Es gilt zu beachten, dass die Festlegung der Gewebe-Wichtungsfaktoren zwar auf medizinischen Studien beruht, aber letztlich doch eine willkürliche Festsetzung einer Kommission ist. Demnach darf das oben beschriebene (noch nicht vollständige) Labyrinth unterschiedlicher Dosen als ein Konstrukt betrachtet werden, das es erlaubt Normen aufzustellen und durchzusetzen. Welche Konsequenzen und Schutzwirkungen diese für jeden Einzelnen haben ist nicht offensichtlich.

2. Auswertung

2.1. Dosimetrische Messungen

Versuchsbeschreibung Im Folgenden soll zum einen die Dosisleistungskonstante Γ_H eines ^{60}Co -Präparates bestimmt werden. Hierfür wird die Dosisleistung H in Abhängigkeit vom Abstand d gemessen. Zum anderen wird die Körperdosis an einem strahlenexponierten Arbeitsplatz bestimmt. Zu diesem Zweck werden die Dosisleistungen an unterschiedlichen Körperteilen eines Dummies gemessen. Es kommt ein handelsübliches Digital-Dosimeter zum Einsatz.

2.1.1. Bestimmung der Dosisleistungskonstante

Die mit einem digitalen Dosimeter gemessene Äquivalentdosis $H = H(d)$ im Abstand d vom Präparat ist in Tabelle 1 gelistet.

Nr.	Abstand d	Dosisleistung \dot{H}
[1]	[cm]	$[\mu\text{Sv h}^{-1}]$
1	10	92.47
2	20	23.04
3	30	11.02
4	40	5.37
5	50	4.14
6	60	3.50
7	70	2.06
8	80	1.66
9	90	1.56
10	100	1.22
11	110	1.05
12	120	0.95

Tabelle 1: Dosisleistung des ^{60}Co -Präparats in Abhängigkeit vom Abstand.

In Abb. 11 sind diese Werte doppellogarithmisch und linear gegeneinander aufgetragen. Im Idealfall liegen die Messpunkte im doppellogarithmischen Plot auf einer Geraden mit Steigung -2 , denn es gilt

$$\dot{H} = \Gamma_H \cdot \frac{A}{d^2} \quad \Leftrightarrow \quad \ln \dot{H} = \ln(\Gamma_H A) - 2 \ln d \quad (25)$$

Bei bekannter Aktivität kann dann aus dem y -Achsenabschnitt auf die Dosisleistungskonstante Γ_H geschlossen werden. Wir verwenden allerdings gleich einen passenden Fit-Ansatz

$$\mathcal{F}_m(d) = m \cdot \frac{1}{d^2} \quad (26)$$

Dieser liefert den Fitparameter $m = 9256.32 \frac{\mu\text{Sv cm}^2}{\text{h}}$. Um auf die Dosisleistungskonstante $\Gamma_H = \frac{m}{A}$ zurückrechnen zu können benötigen wir noch die aktuelle Aktivität des Präparats. Das untersuchte ^{60}Co -Präparat hatte im November 2001 die Aktivität $A^* = 7.4 \text{ MBq}$ und besitzt eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 5.2714 \text{ a}$. Mit dem Zusammenhang $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ für die Zerfallskonstante γ und dem Zerfallsgesetz

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \Delta t) \quad (27)$$

sowie der Zeitdifferenz $\Delta t = [\text{Jul 2011}] - [\text{Nov 2001}] = 9.67 \text{ a}$ ergibt sich die aktuelle Aktivität zu

$$A = 2.1 \text{ MBq} \quad (28)$$

Damit folgt für die Dosisleistungskonstante

$$\Gamma_H = 12.4 \cdot 10^{-7} \mu\text{Sv cm}^2 \quad (29)$$

Ein Vergleich mit dem Literaturwert [5] $\Gamma_H^* = 9.8 \cdot 10^{-7} \mu\text{Sv cm}^2$ liefert eine grobe Übereinstimmung mit der relativen Abweichung $\delta\Gamma_H = \frac{\Gamma_H - \Gamma_H^*}{\Gamma_H^*} \approx 27\%$.

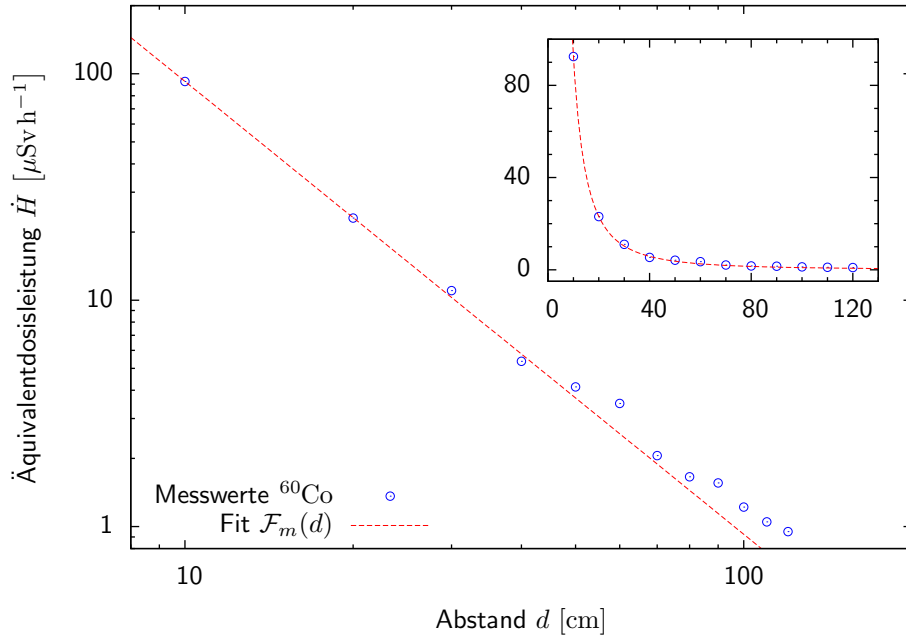


Abbildung 11: Doppellogarithmische und lineare Auftragung der Äquivalentdosisleistung gegen den Abstand. Der Parameter des Fits \mathcal{F}_m erlaubt die Berechnung der Dosisleistungskonstanten.

2.1.2. Bestimmung der Körperdosis

Die *Körperdosisleistung* oder *effektive Dosisleistung* der unser Proband auf Grund des vor ihm platzierten ^{60}Co -Präparats ausgesetzt war, ergibt sich aus den (Äquivalent-) Dosisleistungen, die an unterschiedlichen Körperteilen gemessen wurde. Diese werden jeweils mit einem organspezifischen Wichtungsfaktor w_T gewichtet und anschließend aufsummiert. Die Summe ist ein Maß für die biologisch wirksame Dosisleistung, der der Körper ausgesetzt ist.

Formal bedeutet dies

$$\dot{D}_{eff} = \sum_{\text{Organ } T} w_T \cdot \dot{H}_T = \sum_{\text{Organ } T} \dot{H}_T^{eff} \quad (30)$$

Die Wichtungsfaktoren wurden [6] entnommen. In Tabelle 2 sind die Wichtungsfaktoren zusammen mit den gemessenen (Äquivalent-) Dosisleistungen \dot{H}_T und deren Produkt $w_T \cdot \dot{H}_T$ gelistet. Als Summe ergibt sich die Körperdosisleistung zu

$$\dot{D}_{eff} \approx 11.9 \mu\text{Sv h}^{-1} \quad (31)$$

Gemäß §5 der deutschen Strahlenschutzverordnung [7] darf die effektive Jahresdosis einer Einzelperson der Bevölkerung $D_{eff} = 1 \text{ mSv}$ nicht übersteigen. Diese Körperdosis hätte unser Proband nach nur 84h aufgenommen. Für beruflich strahlenexponierte Personen gilt hingegen ein Grenzwert von $D_{eff} = 20 \text{ mSv}$ pro Jahr. Um diese Körperdosis aufzunehmen müsste unser Proband 70 Tage an seinem Arbeitsplatz verbringen.

Nr.	Organ	Wichtung w_T	Dosisleistung \dot{H}_T	Eff. Dosisleistung \dot{H}_T^{eff}
[1]	[–]	[1]	$[\mu\text{Sv h}^{-1}]$	$[\mu\text{Sv h}^{-1}]$
1	Keimdrüsen	0.08	18.77	1.50
2	Knochenmark*	0.12	10.36	1.24
3	Dickdarm	0.12	11.00	1.32
4	Lunge	0.12	14.90	1.79
5	Magen	0.12	11.90	1.43
6	Blase	0.04	11.00	0.44
7	Brust	0.12	14.90	1.79
8	Leber	0.04	7.25	0.29
9	Speiseröhre	0.04	7.01	0.28
10	Schilddrüse	0.04	7.01	0.28
11	Haut*	0.01	10.36	0.10
12	Knochenoberfläche*	0.01	10.36	0.10
13	Speicheldrüsen	0.01	6.43	0.06
14	Gehirn	0.01	3.76	0.04
15	Übrige Organe*	0.12	10.36	1.24
Körperdosisleistung \dot{D}_{eff}			$[\mu\text{Sv h}^{-1}]$	11.91

Tabelle 2: Körperdosisleistung an einem strahlenexponierten Arbeitsplatz mit einem ^{60}Co -Präparat. * Diese Größen waren nicht messbar, sodass hier der Mittelwert der übrigen Dosisleistungen eingesetzt wurde.

2.2. Messungen mit dem Szintillationszähler

Versuchsbeschreibung Im Folgenden werden die Eigenschaften eines Szintillationszählers untersucht. Zu diesem Zweck wird die Impulshöhe der beiden ^{60}Co -Peaks und deren Halbwertsbreite (FWHM) in Abhängigkeit von der am Photomultiplier angelegten Hochspannung untersucht.

Neben der Messung der Untergrundstrahlung erfolgen im Anschluss zwei Messreihen zur Untersuchung der Abschirmeigenschaften von Blei und Aluminium. Hierfür werden Scheiben unterschiedlicher Dicke zwischen dem ^{60}Co -Präparat und dem Szintillationszähler platziert. Durch eine Flächenbestimmung der Peaks lässt sich auf die Absorptionskoeffizienten zurückrechnen.

2.2.1. Qualitative Untersuchung der Impulsform

Eine qualitative Untersuchung der vom Photomultiplier erzeugten Spannungspulse (nach dem Vorverstärker) ergab einen zeitlichen Verlauf des Spannungssignals wie in Abb. 12 schematisch angedeutet. Man erkennt einen Spannungsspeak nach dem Eintreffen des γ -Quants, der von einem Überschwinger begleitet wird. Da diese Messung mit einem analogen Elektronenstrahlzilloskop durchgeführt wurde, führte eine höhere Zählrate zu mehr Ereignissen und damit Durchläufen der charakteristischen Kurvenform pro Sekunde. Damit erhöht sich die Helligkeit der Kurve bei zunehmender Zählrate. Dies wäre bei einem Digitaloszilloskop natürlich nicht zu beobachten gewesen.

2.2.2. Messung von Impulshöhe und Energieauflösung

Um die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\text{FWHM}(E)}{E}$, die ein Maß für die "Schärfe" der detektierten Peaks darstellt, und die Impulshöhe in Abhängigkeit von der am Photomultiplier anliegenden Hochspannung U_{HV} qualitativ zu bestimmen, wurden Spektren von ^{60}Co bei vier verschiedenen Spannungen $U_{HV} \in \{700, 800, 900, 1000\}$ V aufgenommen. Hierbei wurde eine Auflösung von 512 Kanälen für den Vielkanalanalysator gewählt (eine höhere Kanalzahl ergibt auf Grund der geringen Auflösung des Szintillationszählers keinen Sinn).

In Abb. 13 sind die vier gemessenen Spektren linear über der Kanalzahl aufgetragen. Abb. 14 zeigt die selben Spektren in halblogarithmischer Auftragung. Diese offenbart hier auf Grund der



Abbildung 12: Qualitative Form des Spannungspulses vom Szintillationszähler wie er am Oszilloskop abgelesen wurde. In der Schemazeichnung wird die Spannung nach dem Vorverstärker nach oben und die Zeit nach rechts abgetragen.

schon erwähnten geringen Energieauflösung keine weiteren Details.

Um die Halbwertsbreite und die Energie (bzw. Kanalnummer) der beiden ^{60}Co zu bestimmen fitten wir zwei Normalverteilungen an die gemessenen Spektren. Auf Grund anderer Streumechanismen (vgl. Comptonstreuung) besitzen die Spektren links von den beiden eigentlichen Peaks eine ausgeprägte Flanke mit der Comptonkante (lokales Maximum links neben den beiden ^{60}Co -Peaks). Um den Einfluss dieser Flanke auf den Fit zweier Gauß-Kurven an die beiden Peaks möglichst gering zu halten, setzen wir neben einem konstanten Offset A eine Funktion vom Typ $B \cdot x^\alpha$ an.

Damit ergibt sich der Gesamtansatz für die Fitkurve

$$\mathcal{F}(n) = A + B \cdot x^\alpha + C_1 \cdot \exp\left[-\frac{(n - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] + C_2 \cdot \exp\left[-\frac{(n - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad (32)$$

mit dem Kanalerwartungswert μ_i und der Standardabweichung σ_i . Ein Beispiel für einen Fit an beide Peaks ist in Abb. 15 gegeben.

Definieren wir die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ als Quotient von FWHM und Lage des Peaks im Kanalspektrum, so ergibt sich mit der Umrechnung der Standardabweichung σ in das FWHM einer Normalverteilung

$$\Delta n = \text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta n}{n} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2} \sigma}{\mu} \quad (33)$$

Führen wir die Fits für alle vier Spektren durch, erhalten wir die in Tabelle 3 gelisteten Fit-Parameter.

Nr.	Spannung U_{HV}	1.1732 MeV-Linie			1.3325 MeV-Linie		
		μ_1	σ_1	C_1	μ_2	σ_2	C_2
[1]	[V]	[1]	[1]	[s ⁻¹]	[1]	[1]	[s ⁻¹]
1	700	352.32	11.81	12.04	399.18	11.81	10.42
2	800	349.94	11.69	12.29	396.62	11.73	10.55
3	900	347.66	11.63	12.38	394.09	11.62	10.57
4	1000	347.35	11.63	12.26	393.74	11.58	10.57

Tabelle 3: Fitparameter der Gaußkurven zur Bestimmung der Energieauflösung und Peakhöhe in Abhängigkeit von der Spannung U_{HV} .

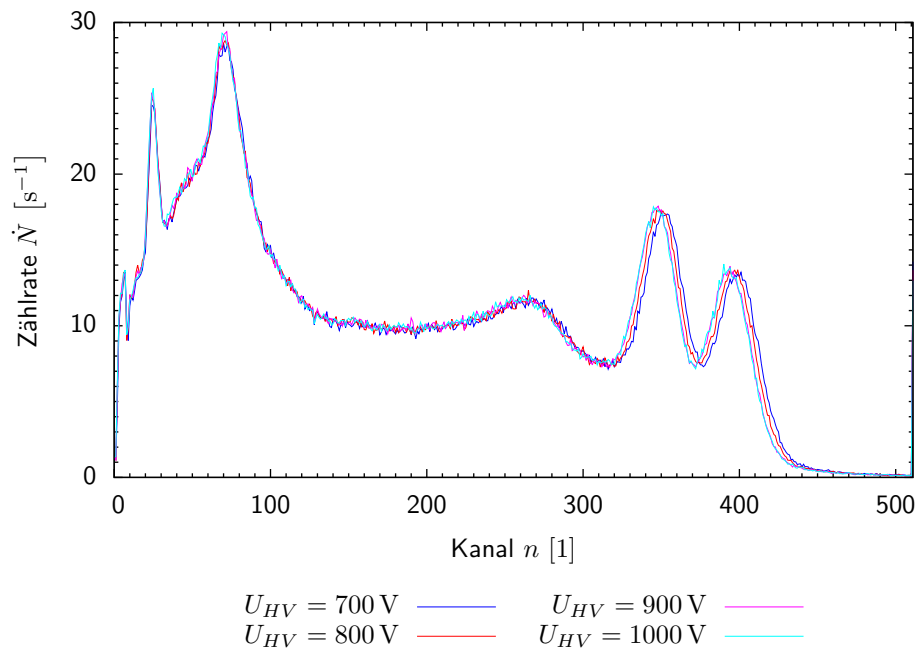


Abbildung 13: Lineares γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Szintillationszähler bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV} .

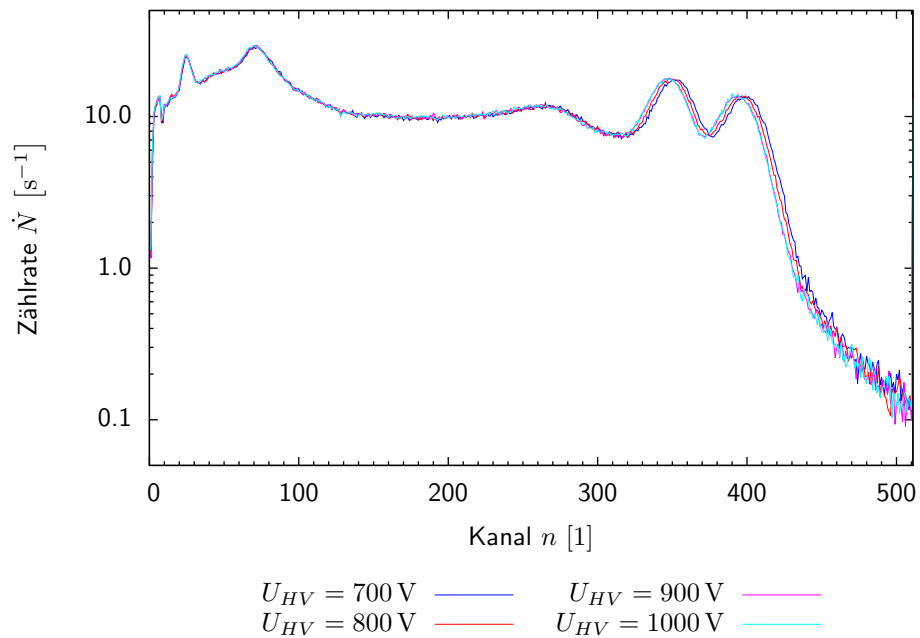


Abbildung 14: Logarithmisches γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Szintillationszähler bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV} .

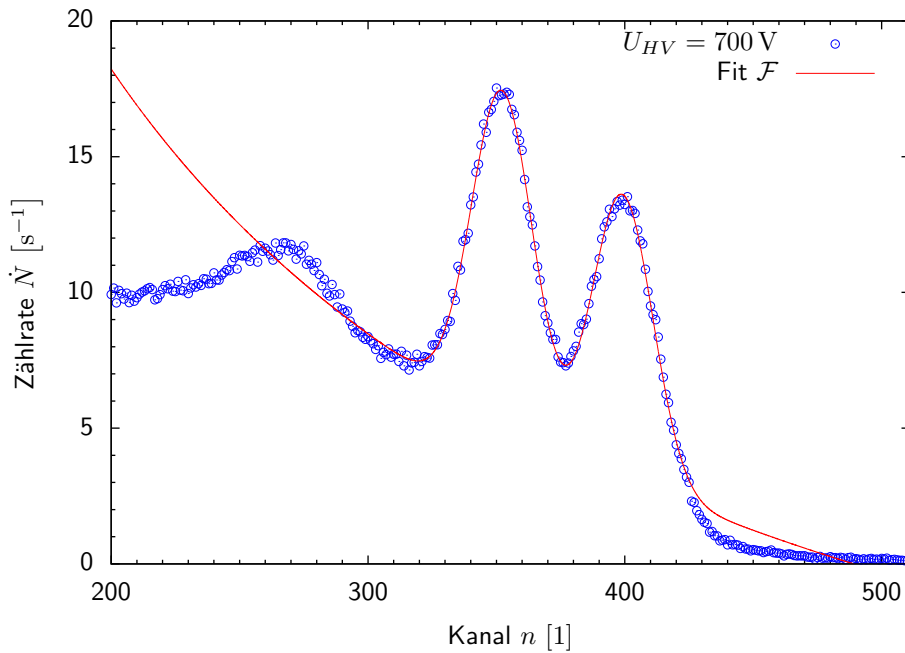


Abbildung 15: Lineares γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Szintillationszähler bei $U_{HV} = 700 \text{ V}$. Die Fitkurve \mathcal{F} wurde zur Bestimmung von Energieauflösung und Impulshöhe verwendet.

Hierbei gilt es zu beachten, dass auf Grund der unterschiedlichen Spannungen U_{HV} für jede Messung andere Einstellungen des Verstärkers gewählt werden mussten, um die Spektren unter optimaler Ausnutzung der 512 Kanäle aufnehmen zu können. Dies führt zu einer Unvergleichbarkeit der relativen Lagen der vier Spektren untereinander. Folglich hat die scheinbare Drift der Kanalerwartungswerte μ_i , wie man sie aus Tab. 3 ablesen kann, keine physikalische Relevanz.

Berechnen wir mit Gleichung (33) die Energieauflösung und tragen diese gemeinsam mit den Pulshöhen C_i in einem Diagramm über der Hochspannung U_{HV} auf, so ergibt sich das in Abb. 16 dargestellte Bild.

Wie schon die Spektren in Abb. 13 und 14 angedeutet haben, lässt sich im Rahmen der erreichten Messgenauigkeit keine Abhängigkeit der Energieauflösung und Peakhöhe von der verwendeten Beschleunigungsspannung U_{HV} des Photomultipliers feststellen.

Aus diesem Ergebnis lässt sich folgern, dass der verwendete Photomultiplier bei höheren Betriebsspannungen zwar höhere Spannungspulse bei einem vom Szintillator detektierten γ -Quant ausgibt, diese aber immer noch dieselben Verhältnisse für unterschiedliche Energien besitzen wie sie für niedrige Betriebsspannungen galten. Daher ändert sich die Form der Spektren nach Anpassung der Verstärkung im Rahmen der Messgenauigkeit nicht.

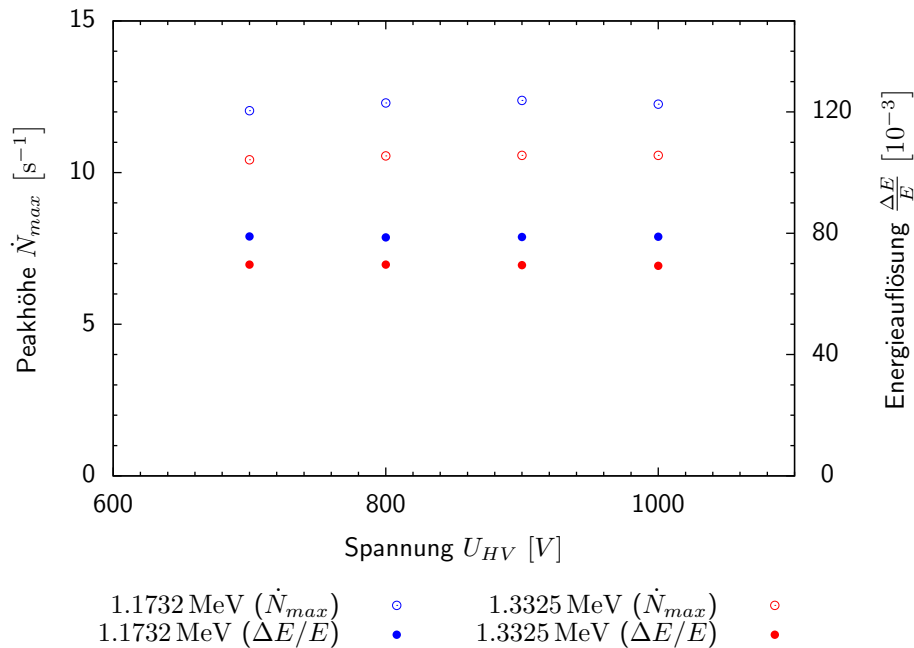


Abbildung 16: Abhängigkeit der Peakhöhe \dot{N}_{max} und der Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta n}{n}$ von der angelegten Hochspannung U_{HV} . Die Hochspannung U_{HV} ist hierbei die am Fotomultiplier anliegende Beschleunigungsspannung.

2.3. γ -Spektroskopie

2.3.1. Messung der Untergrundstrahlung

Um ein Gefühl für die spektralen Charakteristika der im Folgenden untersuchten Strahler zu bekommen, wurde zu Vergleichszwecken ein Spektrum ohne künstliche Strahlungsquelle aufgenommen. Dieses ist in Abb. 17 linear und halblogarithmisch dargestellt.

Das gemessene Spektrum ist Folge natürlicher Radioaktivität (Umgebungsstrahlung, Höhenstrahlung) und detektoreigener Effekte. So tritt der Peak ganz links in jedem mit dem Szintillationszähler gemessenen Spektrum auf und wird im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

2.3.2. γ -Spektren der Präparate

Im Folgenden untersuchen wir die Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{22}Na qualitativ mit dem Szintillationszähler. Qualitativ, da wir in diesem Fall keine Energieeichung durchgeführt haben (wie später beim Reinst-Germaniumdetektor) und daher nur Kanalzahlen zur Identifikation der Peaks aus den Spektren ablesen können. Weiterhin wurde zwischen den Aufnahmen die Verstärkung angepasst, sodass jedes Spektrum in optimaler Auflösung ausgemessen werden konnte. Daher sind die energetischen Lagen der Peaks unterschiedlicher Präparate *nicht* vergleichbar.

In Abb. 18 sind die Spektren der drei Präparate über der Kanalnummer n aufgetragen. In allen drei Fällen erkennt man das mehr oder weniger stark ausgeprägte Compton-Kontinuum mit der Compton-Kante links neben den Photopeaks. Die Spektrallandschaft am linken Rand wird wieder von detektoreigenen Effekten dominiert und gehört nicht zu den Charakteristika der untersuchten Präparate.

In den Spektren identifiziert man die folgenden charakteristischen Emissionslinien der untersuchten Strahler:

- Die beiden ^{60}Co -Linien bei 1.1732 MeV und 1.3325 MeV (hier bei Kanal ~ 340 und ~ 390).

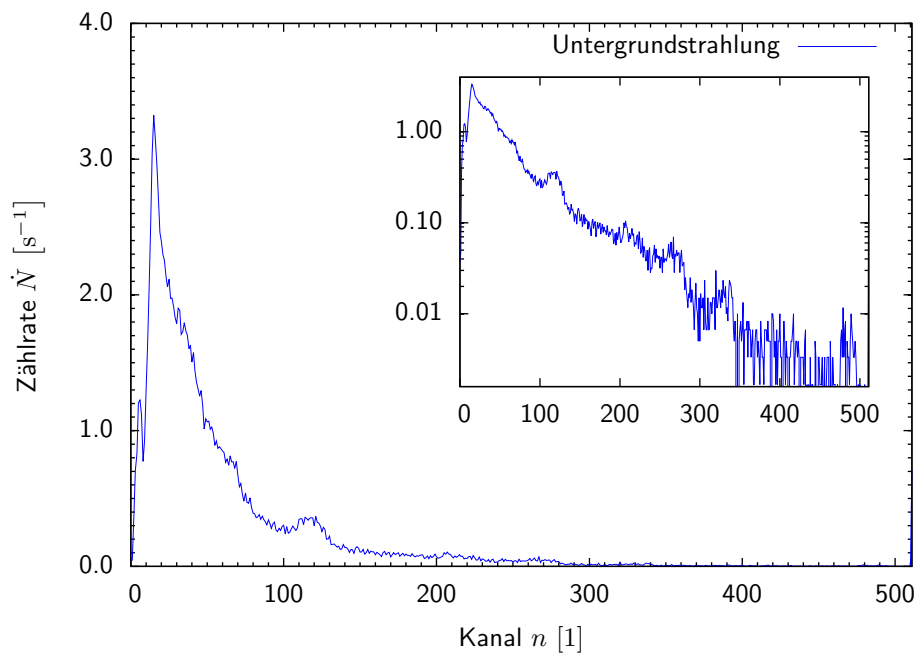
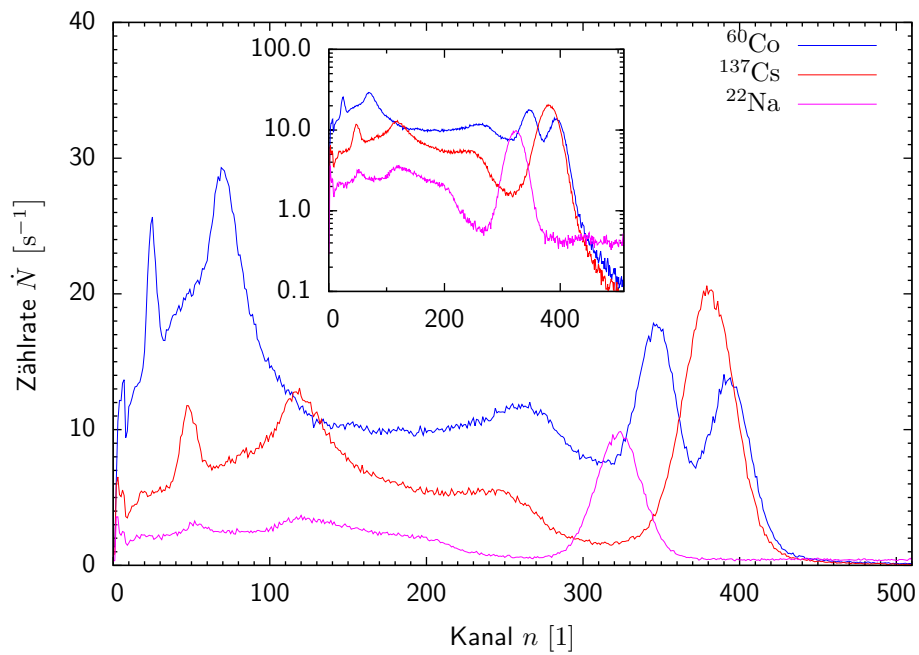


Abbildung 17: Messung der Untergrundstrahlung mit dem Szintillationszähler.

Abbildung 18: Messung der Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{22}Na mit dem Szintillationszähler.

- Die ^{22}Na -Linie bei 0.511 MeV (hier bei Kanal ~ 320). Dies ist der Annihilations-Peak von Elektron-Positron-Paaren, die durch die γ -Quanten der Hauptemissionslinie von ^{22}Na bei 1.275 MeV erzeugt werden. Diese ist im gemessenen Bereich des Spektrums *nicht* zu beobachten und ist deutlich schwächer als die ohnehin schon schwache Annihilationslinie (vgl. Messung des Spektrums mit dem Reinst-Germaniumdetektor). Die Identifikation der Linie gelang, da die Verstärkereinstellungen bei ^{22}Na und ^{137}Cs sehr ähnlich gewählt wurden und daher ein Vergleich mit der ^{137}Cs -Linie möglich war.
- Die ^{137}Cs -Linie bei 0.6617 MeV (hier bei Kanal ~ 380).

Damit konnten fast alle Hauptemissionslinien der untersuchten Präparate identifiziert werden. Nur die 1.275 MeV-Linie von ^{22}Na konnte auf Grund der inzwischen sehr geringen Aktivität der Probe nicht aufgelöst werden.

2.4. Abschirmung von γ -Strahlung

Dieser Versuchsabschnitt befasst sich mit den Abschirmeigenschaften von Blei und Aluminium in Abhängigkeit von der Dicke des Absorbers und der Energie der absorbierten und gestreuten Strahlung. Zu diesem Zweck wurden die Spektren des ^{60}Co -Präparats mit unterschiedlich dicken Absorberscheiben zwischen Szintillator und Strahlungsquelle aufgenommen.

Da die geringe Auflösung des Szintillationsdetektors zu einer Verteilung der 1.1732 MeV- und 1.3325 MeV-Quanten auf mehrere Kanäle gemäß einer Gauß-Verteilung führt, muss als Maß für die Zählrate der Quanten entsprechender Energie die *Fläche* unter dem entsprechenden Fit einer Normalverteilung herangezogen werden.

Zur Bestimmung dieser Fläche ziehen wir den Fit aus Gleichung (32) heran und bestimmen die Fit-Parameter C_i und σ_i für jeden der beiden Peaks in jedem Spektrum. Für die Fläche A_i unter einem Peak im Spektrum mit der Peak-Höhe C_i und der Standardabweichung σ_i ergibt sich

$$A_i \approx \int_{-\infty}^{\infty} C_i \cdot \exp\left[-\frac{(n - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right] dn = C_i \sigma_i \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{m^2}{2}\right] dm = \sqrt{2\pi} C_i \sigma_i \quad (34)$$

Dies ist die der Linie mit Kanalerwartungswert μ_i zuzuschreibende Zählrate.

Mit Al-Absorber Die gemessenen Spektren für Aluminium sind in Abb. 20 für Absorberdicken $d \in \{0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70\}$ mm dargestellt. Einer der durchgeführten Fits an beide Emissionslinien ist in Abb. 20 dargestellt.

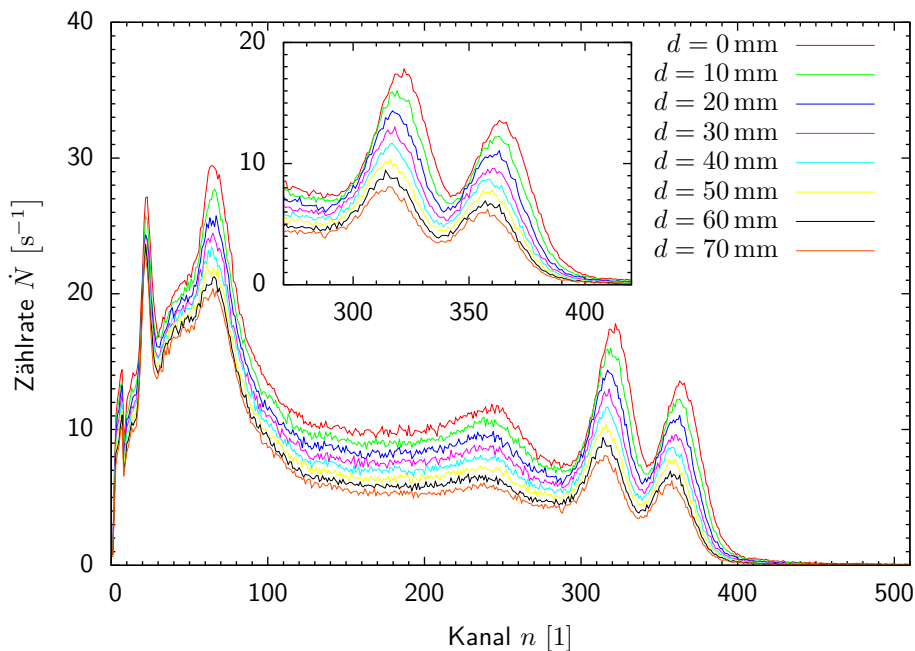


Abbildung 19: Spektrum von ^{60}Co mit **Aluminium** als Absorber, gemessen mit dem Szintillationszähler.

Man erhält die in Tabelle 4 gelisteten Fit-Parameter und die mit Gleichung (34) berechneten Peak-Flächen für beide Energien. Trägt man diese halblogarithmisch gegen die Absorberdicke d auf, ergibt sich der in Abb. 22 dargestellte Verlauf. Wie zu erwarten war, fällt die Zählrate mit zunehmender Dicke des Absorbers exponentiell ab. Diese Erkenntnis wird weiter unten benutzt

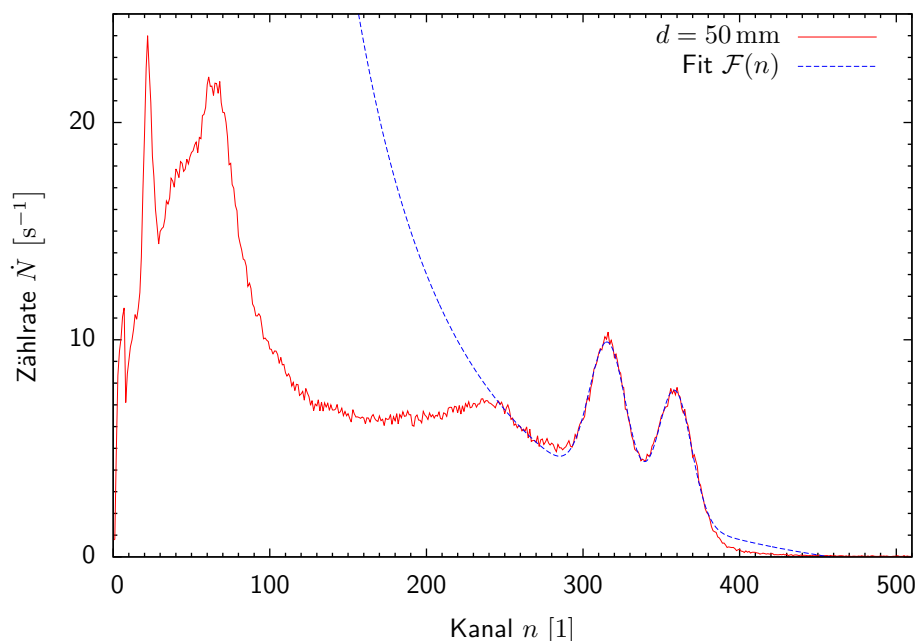


Abbildung 20: Beispiel-Fit an das Spektrum von ^{60}Co mit **Aluminium** als Absorber, gemessen mit dem Szintillationszähler.

um die linearen Schwächungskoeffizienten und die Halbwertsdicken der verwendeten Absorber zu bestimmen.

Nr	Dicke d	1.1732 MeV-Linie				1.3325 MeV-Linie			
		μ_1	σ_1	C_1	A_1	μ_2	σ_2	C_2	A_2
[1]	[mm]	[1]	[1]	[s ⁻¹]	[s ⁻¹]	[1]	[1]	[s ⁻¹]	[s ⁻¹]
1	0	321.32	11.76	13.29	391.88	364.16	11.47	11.38	327.17
2	10	319.47	11.30	11.14	315.70	362.25	10.73	9.55	256.75
3	20	318.22	11.42	9.75	278.97	360.78	10.64	8.47	225.89
4	30	317.28	11.25	8.44	238.08	359.75	10.30	7.24	187.03
5	40	316.65	11.02	7.49	206.86	358.87	10.09	6.32	159.87
6	50	315.96	12.00	6.90	207.57	358.63	10.67	6.01	160.72
7	60	315.53	12.24	6.18	189.65	358.16	10.62	5.36	142.75
8	70	315.01	12.08	5.33	161.45	357.60	10.58	4.70	124.60

Tabelle 4: Fitparameter der beiden ^{60}Co -Linien mit **Aluminium** als Absorber.

Mit Pb-Absorber Die Spektren für Blei sind für Absorberdicken $d \in \{0, 10, 20, 30, 40, 50\}$ mm in Abb. 21 dargestellt. Im Vergleich zum Aluminium fällt sofort auf, dass der Flächenschwund unter den Peaks für eine Erhöhung der Dicke d um 10 mm deutlich größer ausfällt. Dies deutet auf bessere Abschirmeigenschaften des Bleis bei den von uns verwendeten Energien der γ -Quanten hin (höhere Kernladungszahl).

Führen wir auch in diesem Fall die Fits der beiden Gauß-Kurven an die Hauptemissionslinien durch, erhalten wir die Fit-Parameter in Tabelle 5 und mit Gleichung (34) die zugehörigen Zählraten. Die Zählraten A_i sind wieder in Grafik 22 gegen die Absorberdicke aufgetragen. Hier zeigt sich die deutlich stärkere Schwächung der γ -Strahlen im Fall eines Blei-Absorbers ebenfalls.

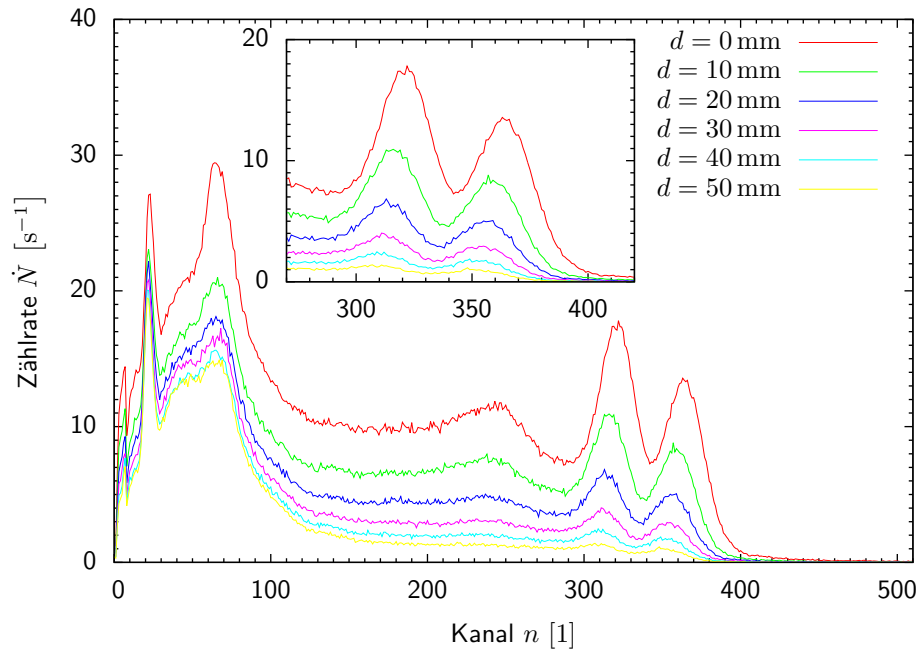


Abbildung 21: Spektrum von ^{60}Co mit **Blei** als Absorber, gemessen mit dem Szintillationszähler.

Nr	Dicke d [mm]	1.1732 MeV-Linie				1.3325 MeV-Linie			
		μ_1 [1]	σ_1 [1]	C_1 [s $^{-1}$]	A_1 [s $^{-1}$]	μ_2 [1]	σ_2 [1]	C_2 [s $^{-1}$]	A_2 [s $^{-1}$]
1	0	321.32	11.76	13.29	391.88	364.16	11.47	11.38	327.17
2	10	316.47	11.61	7.58	220.81	359.00	10.64	6.73	179.41
3	20	313.69	12.54	4.48	140.96	356.25	10.94	4.10	112.47
4	30	312.03	11.53	2.15	62.20	354.37	9.48	1.99	47.18
5	40	310.05	12.28	1.27	39.14	352.35	9.60	1.22	29.28
6	50	308.16	14.47	0.63	22.73	351.75	8.79	0.63	13.85

Tabelle 5: Fitparameter der beiden ^{60}Co -Linien mit **Blei** als Absorber.

Lineare Schwächungskoeffizienten und Halbwertsdicke Da γ -Strahlen als elektromagnetische Strahlung (Photonen) dem LAMBERT-BEERSCHEN-Gesetz unterworfen sind, gilt für ihre Abschwächung beim Durchlaufen eines Absorbers der Dicke d

$$A(d) = A_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (35)$$

mit der Zählrate $A(d)$ und dem *linearen Schwächungskoeffizienten* μ . Letzterer hängt sowohl von dem verwendeten Absorber als auch von der eingestrahlteten Energie der γ -Strahlung ab.

Um die Schwächungskoeffizienten zu bestimmen setzen wir einen Fit der Form

$$\mathcal{F}(d) = A \cdot e^{-Cd} \quad (36)$$

an und erhalten die in Abb. 22 gestrichelt und durchgezogen dargestellten Linien für unterschiedliche Energien und Absorbermaterialien.

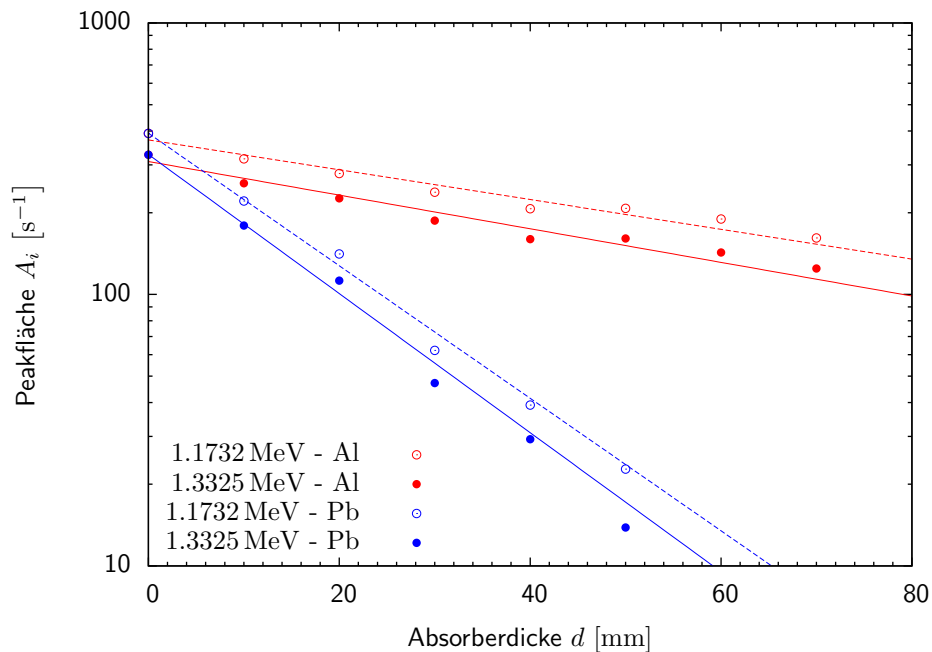


Abbildung 22: Abhängigkeit der Peakfläche A_i des ^{60}Co von der Absorberdicke d .

Als Fitparameter ergeben sich

$$\begin{aligned} C(\text{Al}, 1) &= 0.0126315 \\ C(\text{Al}, 2) &= 0.014258 \\ C(\text{Pb}, 1) &= 0.0561914 \\ C(\text{Pb}, 2) &= 0.0589772 \end{aligned}$$

wobei die Indices 1 und 2 die beiden Emissionslinien bei 1.1732 MeV und 1.3325 MeV bezeichnen. Damit ergeben sich die linearen Schwächungskoeffizienten zu

$$\begin{aligned} \mu(\text{Al}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 0.126 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Al}, 1.0 \text{ MeV}) &\approx 0.165 \text{ cm}^{-1}) \\ \mu(\text{Al}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 0.143 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Al}, 1.5 \text{ MeV}) &\approx 0.135 \text{ cm}^{-1}) \\ \mu(\text{Pb}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 0.562 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Pb}, 1.0 \text{ MeV}) &\approx 0.798 \text{ cm}^{-1}) \\ \mu(\text{Pb}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 0.590 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Pb}, 1.5 \text{ MeV}) &\approx 0.591 \text{ cm}^{-1}) \end{aligned}$$

Die mit einem * gekennzeichneten Größen sind Literaturwerte [8] für die nächstgelegenen Energien. Man erkennt, dass die Abweichungen z.T. beträchtlich sind. Während der Unterschied zwischen Blei und Aluminium aus den Messungen deutlich herauszulesen ist, kann die Energieabhängigkeit im Rahmen der erreichten Messgenauigkeit nicht verifiziert werden (höhere Energien sollten zu niedrigeren Schwächungskoeffizienten führen). Früher konnte die Energieabhängigkeit mit der ^{22}Na -Probe ausgemessen werden, deren charakteristische Emissionslinien deutlich weiter voneinander entfernt sind, als die von uns verwendeten ^{60}Co -Linien.

Die *Halbwertsdicke* gibt an, welche Absorberstärke die Zählrate um die Hälfte reduziert. Wie man leicht nachrechnet ist diese gegeben durch

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (37)$$

und wir erhalten die Werte

$$\begin{aligned} d_{1/2}(\text{Al}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 5.49 \text{ cm} \\ d_{1/2}(\text{Al}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 4.86 \text{ cm} \\ d_{1/2}(\text{Pb}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 1.23 \text{ cm} \\ d_{1/2}(\text{Pb}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 1.18 \text{ cm} \end{aligned}$$

Es ist nun sofort ersichtlich, weshalb die Strahlungsschutzwände im Versuch aus Blei und nicht aus Aluminium angefertigt wurden.

2.5. Messungen mit dem Reinst-Germanium-Detektor

Versuchsbeschreibung Im letzten Versuchsteil erstellen wir mit Hilfe eines gekühlten Reinst-Germanium-Detektors die Spektrogramme der schon zuvor analysierten Proben und untersuchen auch hier die Abhängigkeit der Peak-Höhe und der Energieauflösung von der (am Halbleiterkristall) anliegenden Hochspannung U_{HV} . Die bekannten Energien der Emissionslinien ermöglichen es eine Beziehung zwischen Kanalnummer und Energie herzustellen. Mit Hilfe dieser Energieeichung wird dann eine Gesteinsprobe unbekannter Zusammensetzung untersucht.

2.5.1. Qualitative Untersuchung der Impulsform

Wie beim Szintillationsdetektor wurde die Form des vom Detektor erzeugten Spannungspulses qualitativ mit einem Elektronenstrahloszilloskop visualisiert. Die Pulsform ist in Abb. 23 dargestellt. Im Vergleich um Szintillationsdetektor fehlt der Überschwinger der vorverstärkten Spannung nachdem ein Ereignis detektiert wurde.

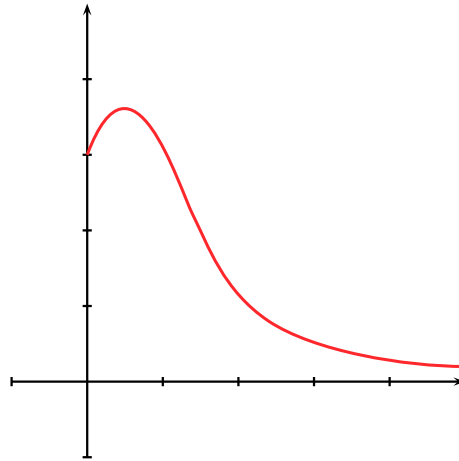


Abbildung 23: Qualitative Form des Spannungspulses vom Reinst-Germanium-Detektor wie er am Oszilloskop abgelesen wurde. In der Schemazeichnung wird die Spannung nach dem Vorverstärker nach oben und die Zeit nach rechts abgetragen.

2.5.2. Messung von Impulshöhe und Energieauflösung

Wie beim Szintillationsdetektor wollen wir auch beim Reinst-Germanium-Detektor die Abhängigkeit der Peak-Höhe und Energieauflösung von der angelegten Hochspannung U_{HV} (die jetzt am Germanium-Kristall anliegt) bestimmen. Hierfür wurden Spektren mit einer Auflösung von 1024 Kanälen für die Spannungen $U_{HV} \in \{500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000\}$ V aufgenommen. Als Strahler kam wieder das ^{60}Co - Präparat zum Einsatz.

Abb. 24 zeigt die halblogarithmisch aufgetragenen Spektren für verschiedene Hochspannungen U_{HV} . Die beiden Photopeaks des Cobalts sind in Abb. 25 vergrößert in einem linearen Plot dargestellt. Man erkennt zum einen eine leichte Drift bzw. Streckung des Spektrums hin zu größeren Energien. Zum anderen verändert sich die Peak-Form für die unteren drei Spannungsschritte deutlich. Hier führen höhere Spannungen zu höheren und zugleich schmälere Peaks. Ab $U_{HV} = 2000$ V ist dann keine Veränderung mehr erkennbar. Generell sind die Emissionslinien viel schärfer als bei vergleichbaren Szintillations-Spektren.

Mit dem Fit-Ansatz aus Gleichung (32) legen wir für alle sechs Messreihen zwei Gauß-Kurven in die gemessenen Spektren um die Höhe und Breite der Peaks zu bestimmen. Die sich ergebenden Fit-Parameter sind in Tabelle 6 gelistet.

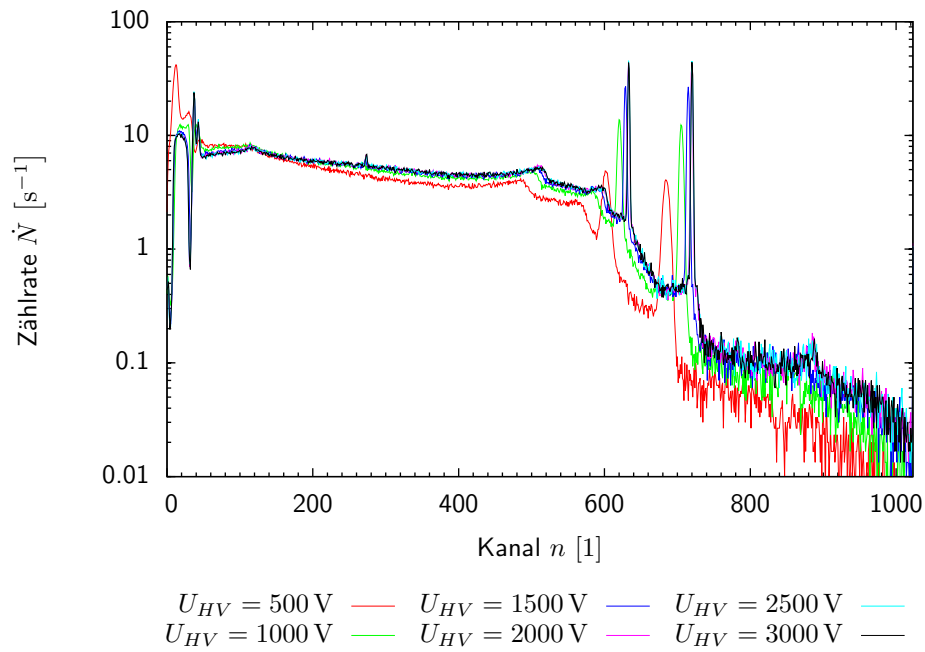


Abbildung 24: Halblogarithmisches γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV} .

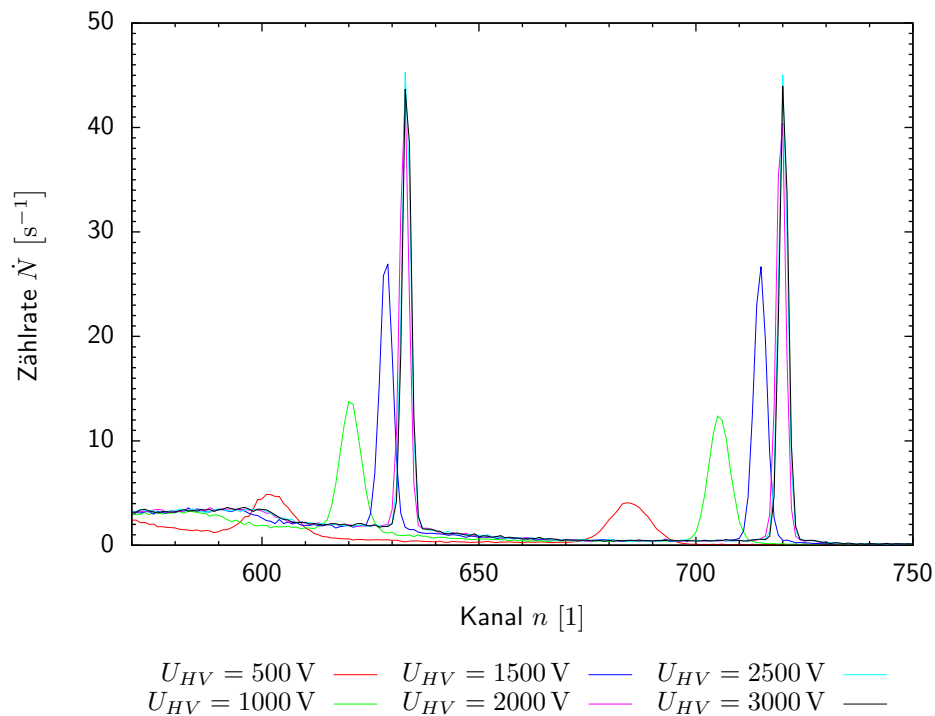


Abbildung 25: Lineares Detailspektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV} .

Nr.	Spannung U_{HV} [V]	1.1732 MeV-Linie			1.3325 MeV-Linie		
		μ_1 [1]	σ_1 [1]	C_1 [s ⁻¹]	μ_2 [1]	σ_2 [1]	C_2 [s ⁻¹]
1	500	601.86	5.16	4.27	684.73	4.39	3.87
2	1000	620.38	2.43	12.52	705.42	2.43	12.19
3	1500	628.62	1.45	26.51	714.82	1.46	26.64
4	2000	632.82	1.03	42.11	719.63	1.05	42.36
5	2500	633.23	0.99	44.95	720.08	1.01	44.62
6	3000	633.37	0.97	45.35	720.23	1.01	44.82

Tabelle 6: Fitparameter der Gaußkurven zur Bestimmung der Energieauflösung und Peakhöhe in Abhängigkeit von der Spannung U_{HV} .

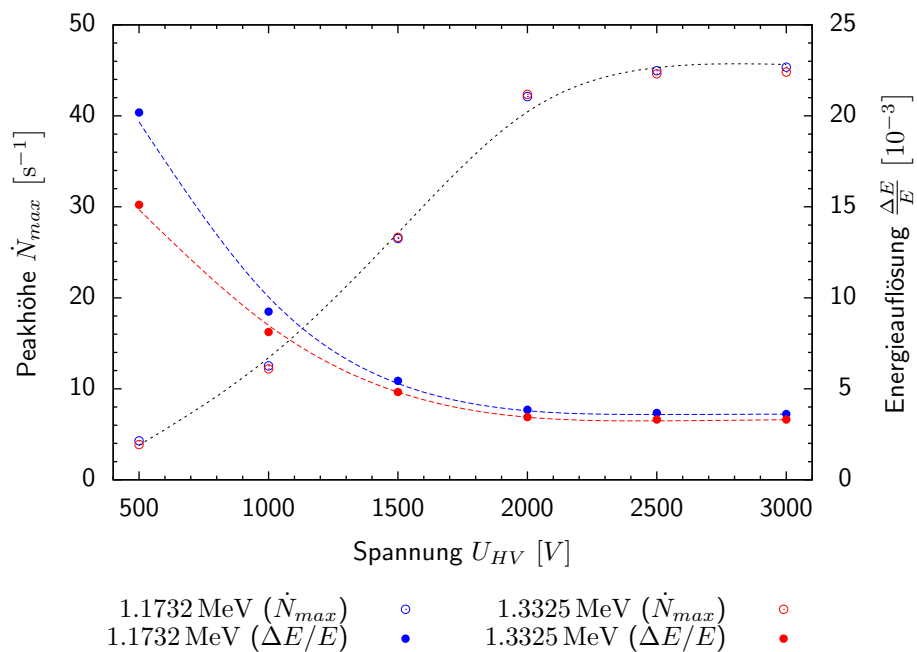


Abbildung 26: Abhängigkeit der Peakhöhe \dot{N}_{max} und der Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta n}{n}$ von der angelegten Hochspannung U_{HV} . Die Hochspannung U_{HV} ist hierbei die am Halbleiter anliegende Spannung.

Wie beim Szintillationsdetektor berechnen wir die Energieauflösung und tragen letzere gemeinsam mit der Peak-Höhe C_i in Abb. 26 gegen die Hochspannung U_{HV} auf. Um die Tendenzen zu verdeutlichen wurden Splines durch die Messpunkte gelegt.

Im Gegensatz zum Szintillationsdetektor erkennt man eine deutliche Abhängigkeit der Peak-Höhe und der Energieauflösung von der angelegten Spannung. die Energieauflösung fällt zu Beginn näherungsweise quadratisch um dann ab $U_{HV} = 2000$ V gemeinsam mit der Peak-Höhe zu sättigen. In den Folgenden Versuchen werden wir den Detektor genau an dieser Sättigungsgrenze betreiben.

Vermutlich steigt die Energieauflösung, da bei höheren Spannungen die von einem einzelnen Ereignis erzeugten Ladungsträger im Halbleiter schneller (und damit vollständig) abgesaugt werden können und es daher unwahrscheinlicher wird, dass sich die Ladungswolken zwei unterschiedlicher Ereignisse "überlappen". Zudem wird die ungewollte Rekombination von Elektron-Loch-Paaren im Halbleiter unterdrückt, wodurch die Korrelation zwischen abgesaugter Ladungsmenge und der Energie des einfallenden γ -Quants steigt.

Die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie ist marginal. Bei kleineren Spannungen ist die Energieauflösung von kleineren Energien größer als die von größeren Energien (der Leser rufe sich ins Gedächtnis, dass *niedrige* Auflösungen auf Grund der Definition *besser* sind). Dies entspricht auch der Energieabhängigkeit beim Szintillationsdetektor (vgl. Abb. 16). Wenn man die entsprechenden Tabellenwerte vergleicht, erkennt man, dass bei beiden Detektoren die Halbwertsbreite im Rahmen der Messgenauigkeit nicht von der Energie abzuhängen scheint. Folglich steigt die Energieauflösung für niedrigere Energien.

2.5.3. Energie-Eichung des MCA-Systems

Um unbekannte Proben auf ihre Zusammensetzung hin untersuchen zu können, ist es unerlässlich einzelnen Peaks Energien zuzuordnen. Um die Kanalnummern mit Energien zu identifizieren, also eine Energieeichung der Skala vorzunehmen, messen wir die Spektren der drei Präparate aus – und zwar mit derselben Verstärkereinstellung. Unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Kanalnummer und Energie lässt sich mit den bekannten Energien der Emissionslinien eine Eichgerade erstellen.

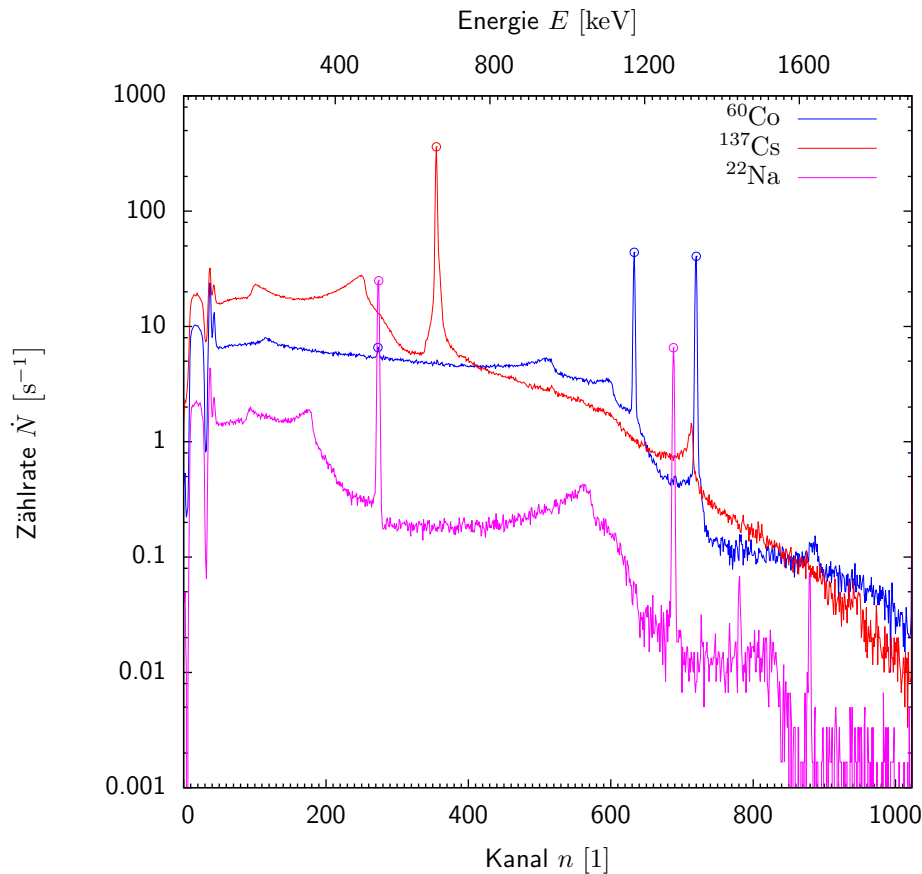


Abbildung 27: Spektren von ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{22}Na aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor zur Energie-Eichung des MCA-Systems.

In Abb. 27 sind die Spektren der ^{137}Cs -, ^{60}Co - und ^{22}Na -Präparate dargestellt. Eine Peak-Detection liefert die mit Kreisen markierten Emissionslinien, deren Energien bekannt sind. Von links nach rechts:

1. Annihilations-Peak bei 511 keV (sowohl bei Natrium als auch bei Cobalt zu beobachten).
2. 0.6617 MeV-Linie von ^{137}Cs .
3. 1.1732 MeV-Linie von ^{60}Co .
4. 1.2746 MeV-Linie von ^{22}Na .
5. 1.3325 MeV-Linie von ^{60}Co .

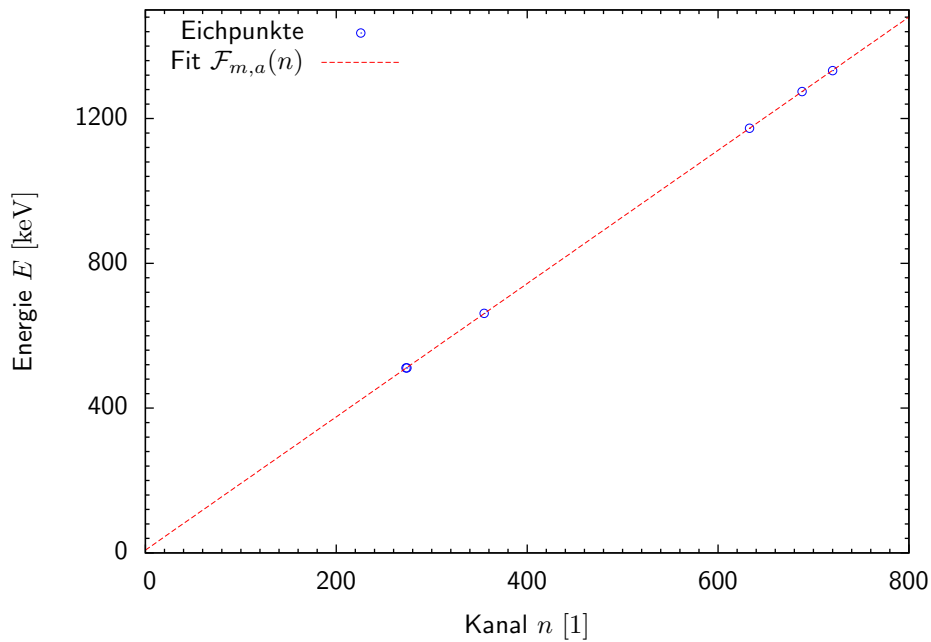


Abbildung 28: Energie-Eichung des MCA-Systems mit Hilfe der bekannten Emissionslinien der untersuchten Präparate.

Trägt man diese Energien über ihre Kanalnummer auf, erhält man den Plot in Abb. 28. Demnach ist die Annahme eines linearen Zusammenhangs durchaus gerechtfertigt.

Wir wählen den Fitansatz

$$\mathcal{F}_{m,a}(n) = m \cdot n + a$$

Dieser liefert die Parameter $m = 1.84076$ und $a = 7.76384$. Es gilt also für die Umrechnung

$$E(n) = (1.84076 \cdot n + 7.76384) \text{ keV} \quad (38)$$

Speziell ist $E(0) = 7.76384 \text{ keV}$ und $E(1023) = 1890.86132 \text{ keV}$. Damit lässt sich die Energieskala in Abb. 27 (oben) angeben. Zudem kann in Abb. 29 die Energieskala angegeben werden, da die zugehörige Messung mit der selben Verstärkereinstellung durchgeführt wurde.

2.6. γ -Spektrum einer Gesteinsprobe

Das mit dem Reinst-Germanium-Detektor aufgenommene Spektrum einer unbekannt Probe aus dem Schwarzwald ist in Abb. 29 halblogarithmisch aufgetragen. Um eine Aussage über die Zusammensetzung treffen zu können, gilt es möglichst viele der erkennbaren Peaks radioaktiven Isotopen zuzuordnen, um anschließend die zugrunde liegende (natürliche) Zerfallsreihe identifizieren zu können.

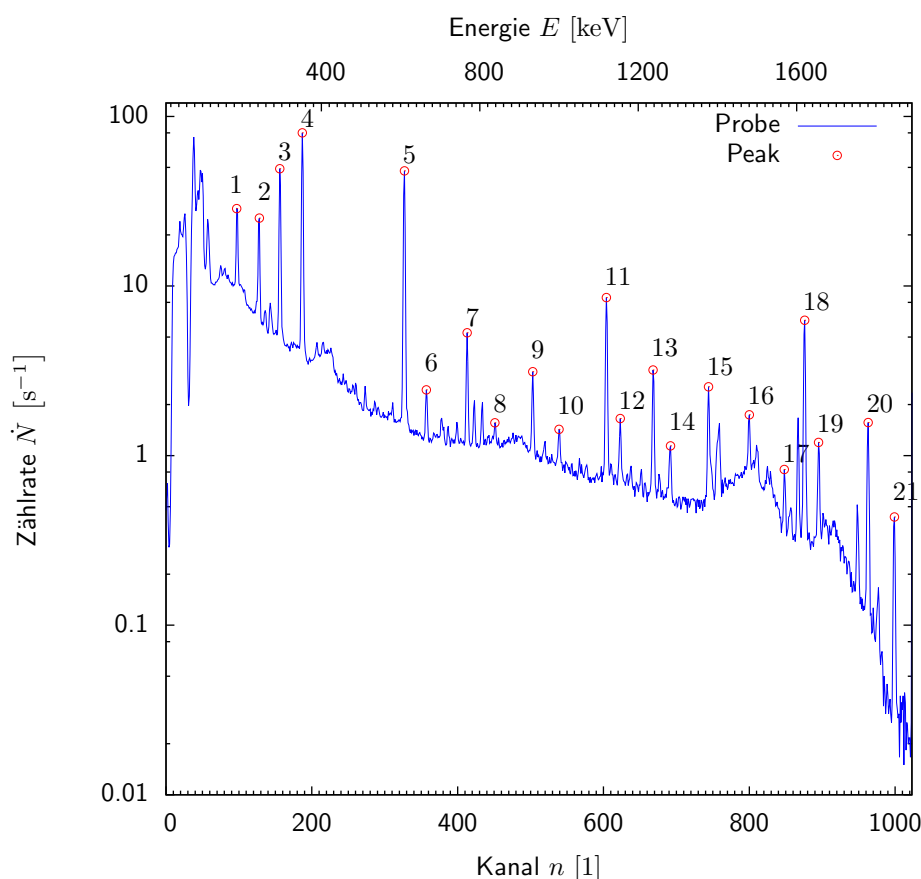


Abbildung 29: Spektrum der unbekannt Probe, aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor.

Die Peak-Detection liefert die in Abb. 29 rot markierten Punkte, die auch in Tabelle 7 gelistet sind. Um die Kanalnummern in Energien umzurechnen wurde Gleichung (38) benutzt.

Die ersten 7 Peaks in Abb. 29 lassen sich eindeutig der Uran-Radium-Reihe zuordnen. Zudem gehören einige der schwächeren Peaks ebenfalls zu ^{214}Bi und damit zur U-Ra-Reihe. Die entsprechenden Referenzenergien wurden [9] entnommen. Dabei ist darauf zu achten, dass die Intensität der Linie vergleichsweise groß ist. So ließe sich vielen der nicht zugeordneten Linien eine Vielzahl von Isotopen zuordnen, aber keines in der U-Ra- oder U-Th-Reihe besitzt entsprechende Emissionsstärken.

Allerdings müssen in der Probe auch Isotope der U-Th-Reihe vorhanden sein, da ^{212}Bi eine vergleichsweise starke Emissionslinie bei 1620.50 keV besitzt und diese als Peak 18 die rechte Flanke des Spektrums dominiert.

Es lassen sich also folgende Aussagen über die analysierte Probe treffen:

- Es handelt sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein Uranerz (z.B. Pechblende), da die dominanten Emissionslinien durchgehend der Uran-Radium-Reihe zugeordnet werden können

Nr.	Kanal n	Energie E	Energie E_{Lit}	Nuklid
[1]	[1]	[keV]	[keV]	[–]
1	97	186.3	186.21 keV	²²⁶ Ra
2	128	243.4	241.98 keV	²¹⁴ Pb
3	156	294.9	295.21 keV	²¹⁴ Pb
4	187	352.0	351.92 keV	²¹⁴ Pb
5	327	609.7	609.31 keV	²¹⁴ Bi
6	357	664.9	663.91 keV	²³⁴ Pa
7	413	768.0	768.36 keV	²¹⁴ Bi
8	451	837.9	-	-
9	503	933.7	934.06 keV	²¹⁴ Bi
10	539	999.9	-	-
11	604	1119.6	1120.30 keV	²¹⁴ Bi
12	623	1154.6	-	-
13	668	1237.4	1238.10 keV	²¹⁴ Bi
14	692	1281.6	-	-
15	744	1377.3	1377.70 keV	²¹⁴ Bi
16	800	1480.4	-	-
17	848	1568.7	-	-
18	876	1620.3	1620.50 keV	²¹² Bi
19	895	1655.2	-	-
20	963	1780.4	-	-
21	999	1846.7	1847.42 keV	²¹⁴ Bi

Tabelle 7: Emissionslinien im Spektrum der unbekanntes Gesteinsprobe. Rot markierte Isotope gehören zur Uran-Thorium-Reihe. Isotope in schwarzer Schrift sind Teil der Uran-Radium-Reihe. Die Literaturwerte E_{Lit} wurden [9] entnommen.

und diese mit ^{238}U – dem mit Abstand häufigsten Uran-Isotop in der Erdkruste – beginnt.

- Allerdings sind auch Repräsentanten der Uran-Thorium-Reihe nachweisbar. Dies ist nicht verwunderlich, da Uraninite oft mit Thorianiten (Thorium-haltigen Mineralen) verwachsen sind.

Die Uran-Radium-Zerfallsreihe ist im Anhang [B](#) abgebildet.

3. Fehlerdiskussion

Dosimetrische Messungen Zur Bestimmung der Dosisleistungskonstante des ^{60}Co -Präparates bemerken wir:

- Der Abstand zwischen Präparat und Dosimeter konnte nur auf $\sim 1\text{ cm}$ genau bestimmt werden.
- Die Empfindlichkeit des Zählrohres hing stark von der Ausrichtung zum Strahler ab.
- Die abgelesene Dosisleistung schwankte teilweise sehr stark, da das Gerät zu diesem Zweck zeitliche Mittelungen bei vergleichsweise niedrigen Ereigniszahlen durchführen musste.
- Um eine Fehlerabschätzung der ermittelten Dosisleistungskonstante zu erhalten, nehmen wir für die Aktivität des Strahlers einen absoluten Fehler von $\Delta A = 0.1\text{ MBq}$ an (Fehler der letzten Messung und der Zeitdifferenz von damals bis heute). Der y -Achsenabschnitt der Kurve in Abb. 11 unterliegt gewissen Toleranzen, was die Lage der Fitkurve betrifft. Durch extremale Fitkurven erhalten wir die Abschätzung $\Delta m = 2000 \frac{\mu\text{Sv cm}^2}{\text{h}}$. Fehlerfortpflanzung liefert

$$\Delta\Gamma_H = \frac{1}{A} \cdot \Delta m + \frac{m}{A^2} \cdot \Delta A \approx 3.2 \cdot 10^{-7} \mu\text{Sv cm}^2$$

Dies entspricht einem relativen Fehler von $\delta\Gamma_H = \frac{\Delta\Gamma_H}{\Gamma_H} \approx 26\%$.

Bei der Bestimmung der Körperdosis gilt es Folgendes zu beachten:

- Die gemessenen Dosisleistungen hängen sehr stark von der Lage und Ausrichtung des Präparats am Arbeitsplatz ab. Daher können die errechneten Werte nur als grobe Richtwerte verstanden werden.
- Die Angabe einer maximalen Aufenthaltsdauer hat *keinerlei* physikalisches Gewicht. Letztlich ist sie willkürlich, da der festgelegte Grenzwert der Jahresdosis willkürlich ist. Weder garantiert das Einhalten der *gesetzlichen* Normen das Ausbleiben gesundheitlicher Folgeschäden, noch führt das Überschreiten des Grenzwertes zwangsläufig zur Krebserkrankung.

Messungen mit dem Szintillationszähler Bei der Berechnung der Energieauflösung und Peak-Höhe müssen die folgenden experimentellen Unsicherheiten beachtet werden:

- Die Bestimmung der Breite und Höhe der Peaks wurde maßgeblich durch den Fitansatz bestimmt. Hierbei fließt u.a. die Annahme ein, die durch die Szintillator-Elektronenmultiplikatoren-Kombination verbreiterten Linien ließen sich durch eine Normalverteilung beschreiben. Weiterhin hängen die Breite und Höhe der Gauß-Kurven in gewissen Grenzen von den Zusatztermen im Fitansatz ab. Da dieser "Sockelbeitrag" nie exakt modelliert werden konnte, sind die Fitparameter zwangsläufig fehlerbehaftet.
- Radioaktive Zerfälle sind Poisson-verteilt. Daher unterliegen die Ereigniszahlen in den einzelnen Kanälen der Poisson-Statistik und sind mit entsprechenden Fehlern behaftet. Da wir in unseren Diagrammen über die Zeit mitteln (mittlere Zerfallsrate) kann man davon ausgehen, dass das gemessene Spektrum umso genauer der tatsächlichen Verteilung entspricht, je mehr Ereignisse detektiert werden.
- Alle Aussagen über die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie sind mit großen Unsicherheiten verknüpft, da zum einen nur zwei Energien betrachtet wurden und diese zudem nahe beieinander lagen.

γ -Spektroskopie Bei der γ -Spektroskopie mit dem Szintillationsdetektor müssen die folgenden Fehlerquellen bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden:

- Die mit dem Szintillationsdetektor aufgenommenen Spektren unterliegen dem Auflösungsvermögen des Detektors, welches im Vergleich zum Reinst-Germanium-Detektor bescheiden ausfällt. Die Kanalzahl von 512 Kanälen stellt zwar auch eine Auflösungsschranke dar, diese wird aber von der physikalisch-technisch begrenzten Auflösung des Detektors überboten. Dies erkennt man daran, dass die normalverteilten Peaks mit dem MCA gut aufgelöst werden können.
- Die Messung der Untergrundstrahlung hat gezeigt, dass diese vor allem für Strukturen am linken Rand des Spektrums verantwortlich ist. Dort führen auch detektorspezifische Effekte zu Störungen des Spektrums. Aus diesem Grund dürfen die Strukturen am linken Rand der Spektren nicht zu den Charakteristika der untersuchten Probe gezählt werden.
- Die Comptonstreuung führt zu einem "Auslaufen" der Photopeaks in den niederenergetischen Bereich hinein, da die mehrfache Streuung von γ -Quanten an Elektronen zu einem kontinuierlichen (Compton-) Spektrum führt. Dieses überlagert die eigentlichen Emissionslinien und erschwert so die Auswertung der Spektren.

Abschirmung von γ -Strahlung Bei der Abschirmung von γ -Strahlung und der anschließenden Berechnung der linearen Schwächungskoeffizienten sind die folgenden Fehlerquellen von Bedeutung:

- Generell sind die linearen Schwächungskoeffizienten mit großen Fehlern behaftet. So ergeben sich die relativen Abweichungen von den energetisch nächstgelegenen Literaturwerten zu

$$\delta\mu(\text{Al}, 1.1732 \text{ MeV}) = \frac{\mu(\text{Al}, 1.1732 \text{ MeV}) - \mu^*(\text{Al}, 1.0 \text{ MeV})}{\mu^*(\text{Al}, 1.0 \text{ MeV})} \approx -24 \%$$

$$\mu(\text{Al}, 1.3325 \text{ MeV}) = \frac{\mu(\text{Al}, 1.3325 \text{ MeV}) - \mu^*(\text{Al}, 1.5 \text{ MeV})}{\mu^*(\text{Al}, 1.5 \text{ MeV})} \approx 6 \%$$

$$\mu(\text{Pb}, 1.1732 \text{ MeV}) = \frac{\mu(\text{Pb}, 1.1732 \text{ MeV}) - \mu^*(\text{Pb}, 1.0 \text{ MeV})}{\mu^*(\text{Pb}, 1.0 \text{ MeV})} \approx -30 \%$$

$$\mu(\text{Pb}, 1.3325 \text{ MeV}) = \frac{\mu(\text{Pb}, 1.3325 \text{ MeV}) - \mu^*(\text{Pb}, 1.5 \text{ MeV})}{\mu^*(\text{Pb}, 1.5 \text{ MeV})} \approx -0.2 \%$$

- Die von der Theorie vorhergesagte Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Energie konnte nicht bestätigt werden. Im Gegenteil: Unsere Schwächungskoeffizienten wachsen mit zunehmender Energie. Dies lässt sich nur mit den großen Fehlertoleranzen der mit Fitparametern errechneten Werte begründen.
- Durch die Veränderung der Spektrenform auf Grund der Abschirmung änderten sich die Sockelbeiträge durch die entsprechenden Terme beim Fitten teils beträchtlich (vgl. Sprung der Geraden in Abb. 22).
- Die Berechnung der Fläche A_i unter den Peaks mit Hilfe eines Gauß-Integrals auf Basis der zuvor ermittelten Fit-Parameter ist nur eine Näherung der tatsächlich der Emissionslinie zuzuordnenden Ereignisse.

Messungen mit dem Reinst-Germanium-Detektor Bei der Bestimmung der Peak-Höhe und der Energieauflösung des Reinst-Germanium-Detektors sind die selben Fehlerquellen zu berücksichtigen wie sie beim Szintillationsdetektor erläutert wurden. Auf Grund der schärferen (und damit höheren) Peaks, spielt die Abhängigkeit von Sockelbeitrag eine geringere Rolle als beim Szintillator.

Bei der Energieeichung des MCA-Systems gilt es Folgendes zu beachten:

- Die Energiefunktion $E(n)$ mit $n \in \mathbb{N}_0$ ist diskret mit der Schrittweite $\Delta E \approx 2 \text{ keV}$ die durch die Steigung festgelegt ist. Damit schlägt sich die Auflösungsbegrenzung durch die Kanalanzahl in einer Begrenzung der Energieauflösung nieder. Diese Begrenzung wird von der Auflösungsbegrenzung des Halbleiterdetektors (verantwortlich für die Peakbreite) überlagert.
- Die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Energie und Kanalnummer ist eine (recht gute) Näherung. Diese war im Bereich unserer Eichpunkte gerechtfertigt. Da uns aber keine Eichpunkte im Bereich $E < 511 \text{ keV}$ vorliegen, können wir experimentell nicht sicherstellen, dass auch am Rand des Messbereichs die Linearität gegeben ist.

γ -Spektrum einer Gesteinsprobe Die Analyse der Gesteinsprobe stützt sich auf die zuvor bestimmte Energieeichung. Daher ist sie auch den dort erläuterten Fehlern unterworfen. Die Beschränkung der Energieauflösung auf mindestens $\Delta E = 2 \text{ keV}$ hat Konsequenzen für die Bestimmung einzelner Isotope, da in den meisten Energieintervallen dieser Größenordnung eine Vielzahl unterschiedlicher Emissionslinien liegen. In diesem Fall kann die Auswahl des richtigen Strahlers oft nur durch plausible Annahmen ermöglicht werden. So lassen sich viele Isotope auf Grund der geringen Intensität der in Frage kommenden Linien ausschließen. Zudem sind Isotope, die zur selben Zerfallsreihe sicher identifizierter Spezies gehören, vorzuziehen.

4. Zusammenfassung

Dosimetrische Messungen Die Dosisleistungskonstante Γ_H von ^{60}Co wurde zu

$$\Gamma_H = (12.4 \pm 3.2) \cdot 10^{-7} \mu\text{Sv cm}^2$$

bestimmt. Ein Vergleich mit dem Literaturwert [5] $\Gamma_H^* = 9.8 \cdot 10^{-7} \mu\text{Sv cm}^2$ liefert eine grobe Übereinstimmung mit der relativen Abweichung $\delta\Gamma_H = \frac{\Gamma_H - \Gamma_H^*}{\Gamma_H^*} \approx 27\%$.

Die Bestimmung der Körperdosisleistung \dot{D}_{eff} an einem strahlenbelasteten Arbeitsplatz lieferte die grobe Abschätzung

$$\dot{D}_{eff} \approx 11.9 \mu\text{Sv h}^{-1} \quad (39)$$

Dies entspricht einer maximal zulässigen Aufenthaltsdauer von 84 h für Einzelpersonen und einer Gesamtarbeitsdauer von 70 Tagen für beruflich strahlenexponierte Personen.

Messungen mit dem Szintillationszähler Bei den Messungen mit dem Szintillationszähler konnte im Rahmen der erreichten Messgenauigkeit keine Abhängigkeit der Peak-Höhe und der Energieauflösung von der am Photomultiplier angelegten Hochspannung nachgewiesen werden. Die Energieauflösung war für höhere Energien besser als für niedrigere. Sie bewegte sich dabei im Bereich

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 0.08$$

Dies bedeutet, dass eine Linie der Energie E als Gauß-Peak abgebildet wird, der ca. 8% der Energie breit ist.

γ -Spektroskopie Die Untersuchung der γ -Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{22}Na mit dem Szintillationzähler ermöglichte eine qualitative Identifikation der folgenden Emissionslinien:

- Beide ^{60}Co -Linien bei 1.1732 MeV und 1.3325 MeV.
- Die Annihilations-Linie des ^{22}Na bei 0.511 MeV.
- Die ^{137}Cs -Linie bei 0.6617 MeV.

Die Identifikation gelang durch strukturelle Vergleiche der gemessenen mit bekannten Spektren der untersuchten Proben. Energieaussagen waren nicht zu treffen, da keine Energieeichung durchgeführt wurde.

Abschirmung von γ -Strahlung Die Messung des linearen Schwächungskoeffizienten unterschiedlicher Absorber ergab

$$\begin{aligned} \mu(\text{Al}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 0.126 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Al}, 1.0 \text{ MeV}) &\approx 0.165 \text{ cm}^{-1}) \\ \mu(\text{Al}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 0.143 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Al}, 1.5 \text{ MeV}) &\approx 0.135 \text{ cm}^{-1}) \\ \mu(\text{Pb}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 0.562 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Pb}, 1.0 \text{ MeV}) &\approx 0.798 \text{ cm}^{-1}) \\ \mu(\text{Pb}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 0.590 \text{ cm}^{-1} & (\mu^*(\text{Pb}, 1.5 \text{ MeV}) &\approx 0.591 \text{ cm}^{-1}) \end{aligned}$$

mit z.T. sehr großen Abweichungen von den Literaturwerten (gekennzeichnet mit *). Als Halbwertsdicken fanden wir

$$\begin{aligned} d_{1/2}(\text{Al}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 5.49 \text{ cm} \\ d_{1/2}(\text{Al}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 4.86 \text{ cm} \\ d_{1/2}(\text{Pb}, 1.1732 \text{ MeV}) &= 1.23 \text{ cm} \\ d_{1/2}(\text{Pb}, 1.3325 \text{ MeV}) &= 1.18 \text{ cm} \end{aligned}$$

Diese Zahlen verifizieren den erwarteten Unterschied im Abschirmverhalten von Blei und Aluminium. Die hohe Kernladungszahl von Blei führt im Vergleich zu Aluminium zu deutlich geringeren Absorberdicken. Nicht bestätigt werden konnte die Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Energie. Dieser sollte mit zunehmender Energie kleiner werden. Wir vermuten, dass die Fehler bei der Flächenbestimmung unter den Peaks für diese Abweichungen verantwortlich sind.

Messungen mit dem Reinst-Germanium-Detektor Die Untersuchung der Peak-Höhe und der Energieauflösung beim Reinst-Germanium-Detektor in Abhängigkeit von der am Halbleiterkristall anliegenden Hochspannung lieferte die folgenden Erkenntnisse:

- Die Peak-Höhe nimmt von $U_{HV} = 500 \text{ V}$ bis $U_{HV} = 2000 \text{ V}$ zu. Gleichzeitig werden die Peaks schmaler. Dies führt im selben Spannungsintervall zu einem Abfallen der Energieauflösung.
- Die Energieauflösung ist bei höheren Energien besser als bei niedrigen. Diese Differenz nimmt mit steigenden Spannungen ab.
- Für $U_{HV} > 2000 \text{ V}$ sättigen Peak-Höhe und Energieauflösung.

Die Energieeichung des MCA-Systems lieferte den Zusammenhang

$$E(n) = (1.84076 \cdot n + 7.76384) \text{ keV}$$

zwischen Energie E und Kanalnummer n . Dies führt zu einer maximal möglichen Energieauflösung von $\Delta E \approx 2 \text{ keV}$.

γ -Spektrum einer Gesteinsprobe In der unbekanntes Gesteinsprobe konnten die Isotope ^{226}Ra , ^{214}Pb , ^{214}Bi und ^{234}Pa als Vertreter der Uran-Radium-Zerfallsreihe nachgewiesen werden. Da diese bei ^{238}U – dem mit Abstand häufigsten Uran-Isotop in der Erdkruste – beginnt, liegt die Vermutung nahe, dass es sich um ein Uranerz wie z.B. Pechblende handelt. Der Nachweis von ^{212}Bi als Vertreter der Uran-Thorium-Reihe weist auf Beimengungen thoriumhaltiger Minerale hin.

A. Zerfallsschemata der verwendeten Strahler

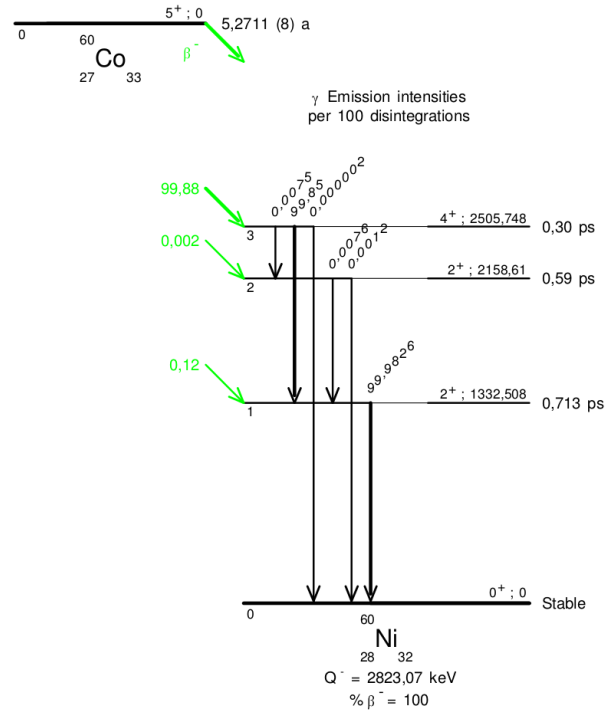


Abbildung 30: Zerfallsschema von ${}^{60}\text{Co}$ (Quelle: [10]).

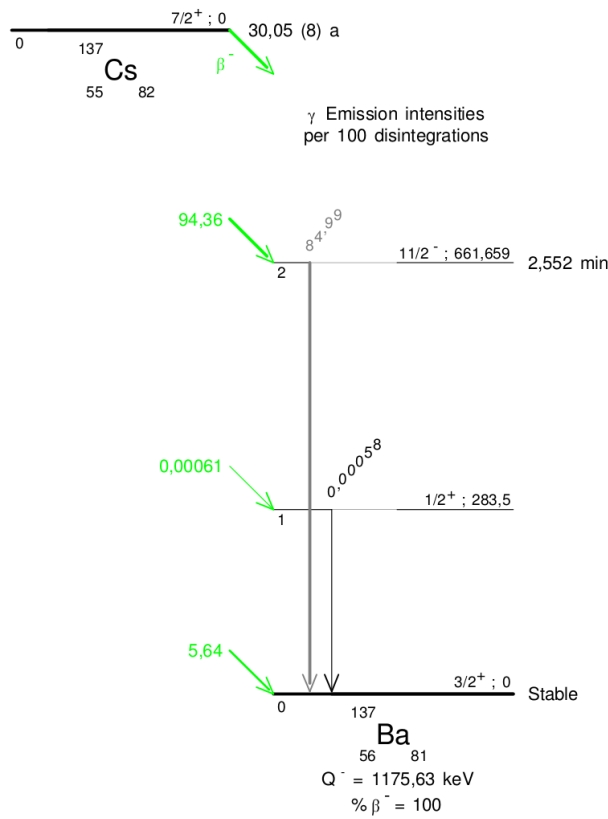


Abbildung 31: Zerfallsschema von ^{137}Cs (Quelle: [10]).

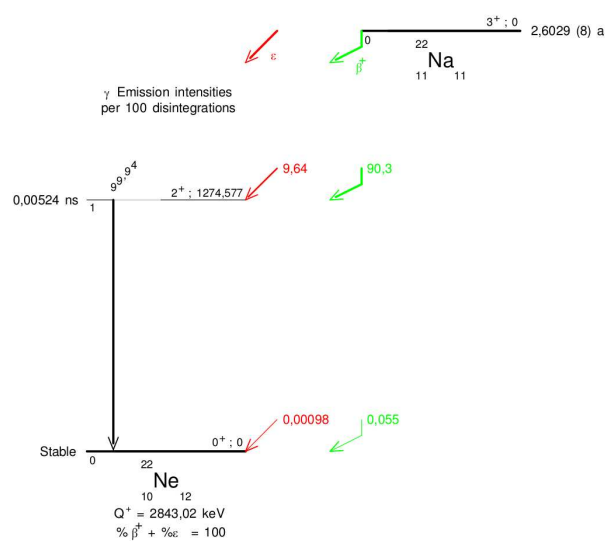


Abbildung 32: Zerfallsschema von ^{22}Na (Quelle: [10]).

B. Natürliche Zerfallsreihe von ^{238}U (Uran-Radium-Reihe)

Nuklid	Zerfall	HWZ	E / MeV	Zerfallsprodukt
^{238}U	α	$4,468 \cdot 10^9$ a	4,270	^{234}Th
^{234}Th	β^-	24,10 d	0,198	$^{234\text{m}}\text{Pa}$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	β^- 99,84 % IT 0,16 %	1,17 min	2,271 0,074	^{234}U ^{234}Pa
^{234}Pa	β^-	6,7 h	2,197	^{234}U
^{234}U	α	245500 a	4,859	^{230}Th
^{230}Th	α	75380 a	4,770	^{226}Ra
^{226}Ra	α	1602 a	4,871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3,8235 d	5,590	^{218}Po
^{218}Po	α 99,98 % β^- 0,02 %	3,05 min	6,615 0,265	^{214}Pb ^{218}At
^{218}At	α 99,90 % β^- 0,10 %	1,5 s	6,874 2,883	^{214}Bi ^{218}Rn
^{218}Rn	α	35 ms	7,263	^{214}Po
^{214}Pb	β^-	26,8 min	1,024	^{214}Bi
^{214}Bi	β^- 99,98 % α 0,02 %	19,9 min	3,272 5,617	^{214}Po ^{210}Tl
^{214}Po	α	164 μs	7,883	^{210}Pb
^{210}Tl	β^- 99,9930 % β^-n 0,0070 %	1,30 min	5,484 0,299	^{210}Pb ^{209}Pb
^{210}Pb	$\beta^- \approx 100$ % α $1,9 \cdot 10^{-6}$ %	22,3 a	0,064 3,792	^{210}Bi ^{206}Hg
^{210}Bi	β^- 99,99987 % α 0,00013 %	5,013 d	1,426 5,982	^{210}Po ^{206}Tl
^{206}Hg	β^-	8,15 min	1,308	^{206}Tl
^{210}Po	α	138,376 d	5,407	^{206}Pb
^{206}Tl	β^-	4,199 min	1,533	^{206}Pb
^{206}Pb	.	stabil	.	.

Abbildung 33: Natürliche Zerfallsreihe von ^{238}U (Quelle: [11]).

Abbildungsverzeichnis

1.	Schematischer, nicht maßstabsgetreuer Aufbau eines Atoms (Quelle: [1]).	3
2.	Einteilchenenergiezustände nach dem Schalenmodell (Quelle: [2]). Die l -Entartung im Oszillatorpotential wird im Kastenpotential aufgehoben. Mit Spin-Bahn-Kopplung spalten die Terme weiter nach den Gesamtdrehimpulsen j auf.	5
3.	Schematische Darstellung der einzelnen Beiträge zur Bethe-Weizsäcker-Massenformel (Quelle: [3]).	6
4.	Links: Verlauf der Zustandsdichte im 3D-Kastenpotential. Der eingefärbte Bereich entspricht dem Produkt aus Zustandsdichte und Fermiverteilung für $T = 0\text{K}$. Rechts: Schematische Darstellung der besetzten Zustände in getrennten Potentialtöpfen für Neutronen und Protonen (Quelle: [2]).	7
5.	α -Zerfall (Quelle: [4]).	8
6.	β^- -Zerfall (Quelle: [4]).	8
7.	γ -Zerfall (Quelle: [4]).	9
8.	e^- -Einfang (Quelle: [4]).	9
9.	Links: Schematische Darstellung des Photoeffekts. Kurzwellige elektromagnetische Strahlung löst Elektronen aus der Metalloberfläche heraus. Rechts: Schematische Darstellung des Compton-Effekts. Ein freies Elektron streut ein einfallendes Photon und übernimmt einen Teil seiner Energie und seines Impulses (Quelle: [4]).	10
10.	Links: Betriebsmodi eines Geiger-Müller-Zählrohrs. Rechts: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers (Quelle: [4]).	12
11.	Doppellogarithmische und lineare Auftragung der Äquivalentdosisleistung gegen den Abstand. Der Parameter des Fits \mathcal{F}_m erlaubt die Berechnung der Dosisleistungskonstanten.	16
12.	Qualitative Form des Spannungspulses vom Szintillationszähler wie er am Oszilloskop abgelesen wurde. In der Schemazeichnung wird die Spannung nach dem Vorverstärker nach oben und die Zeit nach rechts abgetragen.	18
13.	Lineares γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Szintillationszähler bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV}	19
14.	Logarithmisches γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Szintillationszähler bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV}	19
15.	Lineares γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Szintillationszähler bei $U_{HV} = 700\text{V}$. Die Fitkurve \mathcal{F} wurde zur Bestimmung von Energieauflösung und Impulshöhe verwendet.	20
16.	Abhängigkeit der Peakhöhe \dot{N}_{max} und der Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta n}{n}$ von der angelegten Hochspannung U_{HV} . Die Hochspannung U_{HV} ist hierbei die am Fotomultiplier anliegende Beschleunigungsspannung.	21
17.	Messung der Untergrundstrahlung mit dem Szintillationszähler.	22
18.	Messung der Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{22}Na mit dem Szintillationszähler.	22
19.	Spektrum von ^{60}Co mit Aluminium als Absorber, gemessen mit dem Szintillationszähler.	24
20.	Beispiel-Fit an das Spektrum von ^{60}Co mit Aluminium als Absorber, gemessen mit dem Szintillationszähler.	25
21.	Spektrum von ^{60}Co mit Blei als Absorber, gemessen mit dem Szintillationszähler.	26
22.	Abhängigkeit der Peakfläche A_i des ^{60}Co von der Absorberdicke d	27
23.	Qualitative Form des Spannungspulses vom Reinst-Germanium-Detektor wie er am Oszilloskop abgelesen wurde. In der Schemazeichnung wird die Spannung nach dem Vorverstärker nach oben und die Zeit nach rechts abgetragen.	29
24.	Halblogarithmisches γ -Spektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV}	30
25.	Lineares Detailspektrum des ^{60}Co -Präparats, aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor bei unterschiedlichen Hochspannungen U_{HV}	30

26.	Abhängigkeit der Peakhöhe \dot{N}_{max} und der Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta n}{n}$ von der angelegten Hochspannung U_{HV} . Die Hochspannung U_{HV} ist hierbei die am Halbleiter anliegende Spannung.	31
27.	Spektren von ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{22}Na aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor zur Energie-Eichung des MCA-Systems.	33
28.	Energie-Eichung des MCA-Systems mit Hilfe der bekannten Emissionslinien der untersuchten Präparate.	34
29.	Spektrum der unbekannt Probe, aufgenommen mit dem Reinst-Germanium-Detektor.	35
30.	Zerfallsschema von ^{60}Co (Quelle: [10]).	43
31.	Zerfallsschema von ^{137}Cs (Quelle: [10]).	44
32.	Zerfallsschema von ^{22}Na (Quelle: [10]).	44
33.	Natürliche Zerfallsreihe von ^{238}U (Quelle: [11]).	45

Tabellenverzeichnis

1.	Dosisleistung des ^{60}Co -Präparats in Abhängigkeit vom Abstand.	15
2.	Körperdosisleistung an einem strahlenexponierten Arbeitsplatz mit einem ^{60}Co -Präparat. * Diese Größen waren nicht messbar, sodass hier der Mittelwert der übrigen Dosisleistungen eingesetzt wurde.	17
3.	Fitparameter der Gaußkurven zur Bestimmung der Energieauflösung und Peakhöhe in Abhängigkeit von der Spannung U_{HV}	18
4.	Fitparameter der beiden ^{60}Co -Linien mit Aluminium als Absorber.	25
5.	Fitparameter der beiden ^{60}Co -Linien mit Blei als Absorber.	26
6.	Fitparameter der Gaußkurven zur Bestimmung der Energieauflösung und Peakhöhe in Abhängigkeit von der Spannung U_{HV}	31
7.	Emissionslinien im Spektrum der unbekannt Gesteinsprobe. Rot markierte Isotope gehören zur Uran-Thorium-Reihe. Isotope in schwarzer Schrift sind Teil der Uran-Radium-Reihe. Die Literaturwerte E_{Lit} wurden [9] entnommen.	36

Literatur

- [1] WIKIPEDIA: *Atomkern*. <https://secure.wikimedia.org/wikipedia/de/wiki/Atomkern>. Version: 2011. – [Online; Stand 10. Juli 2011]
- [2] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 3., überarbeitete Auflage. Springer, Berlin, 2009 <http://amazon.de/o/ASIN/3642015972/>. – ISBN 9783642015977
- [3] WIKIPEDIA: *Bethe-Weizsäcker-Formel*. <https://secure.wikimedia.org/wikipedia/de/wiki/Bethe-Weiz%C3%A4cker-Formel>. Version: 2011. – [Online; Stand 10. Juli 2011]
- [4] WIKIPEDIA: *Die freie Enzyklopädie*. <http://de.wikipedia.org>. Version: 2011. – [Online; Stand 31. Juli 2011]
- [5] WIKIPEDIA: *Dosisleistungskonstante*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Dosisleistungskonstante>. Version: 2009. – [Online; Stand 17. Juli 2011]
- [6] WIKIPEDIA: *Effektive Dosis*. http://de.wikipedia.org/wiki/Effektive_Dosis. Version: 2011. – [Online; Stand 17. Juli 2011]
- [7] BMJ: *Deutsche Strahlenschutzverordnung*. http://bundesrecht.juris.de/strlrschv_2001/_5.html. Version: 2011. – [Online; Stand 17. Juli 2011]
- [8] TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN: *Versuch 9: Radioaktivität*. http://einrichtungen.ph.tum.de/E15b/lectures/mw/mw_v09.html. – [Online; Stand 30. Juli 2011]
- [9] CHU, S.Y.F. ; EKSTRÖM, L.P. ; FIRESTONE, R.B.: *WWW Table of Radioactive Isotopes*. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/radSearch.asp>. Version: 2011. – [Online; Stand 30. Juli 2011]
- [10] LABORATOIRE NATIONAL HENRI BECQUEREL: *Decay Data Evaluation Project*. http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm
- [11] WIKIPEDIA: *Uran-Radium-Reihe*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Uran-Radium-Reihe>. Version: 2011. – [Online; Stand 30. Juli 2011]