VERSUCH

GAMMA-SPEKROSKOPIE

Die Quellen sind sofort nach der Messung im Bleibehälter zu versorgen
Bei Unklarheiten den Assistenten/VP-Laboranten benachrichtigen

Inhaltsverzeichnis

1. Versuchsvorbereitung *3*

1.1 Ziel des Versuches **3**

1.2 Was muß man wissen? **3**

1.3 Voraussetzungen **4**

1.4 Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie **4**

1.4.1 Der Photoeffekt 5

1.4.2 Der Compton-Effekt 6

1.4.3 Paarerzeugung 6

1.5 Detektoren zum Nachweis von Gammastrahlen **7**

1.5.1 Szintillatoren 8

1.5.2 Halbleiterdetektoren 10

1.6 Idealisiertes Impulshöhenspektrum **11**

1.7 Reales Impulshöhenspektrum **12**

1.8 Intensitätsmessungen **13**

2. Versuchsdurchführung *14*

2.1 Betrachtung der Detektorsignale mit dem Oszilloskop **14**

2.2 Energieauflösung für die 662 keV Linie des ^{137}Cs **16**

2.3 Energieeichung **16**

2.4 Relatives Energie-Auflösungsvermögen **17**

2.5 Messung der Spektren und Auswertung **18**

2.6 Messung mit einem Halbleiterdetektor **19**

3. Literatur *20*

A. Anhänge *21*

A.1 Strahlensituation im Praktikum **21**

A.2 Tabellen und Graphiken **23**

Figur A3: Abschwächungslänge für NaI **25**

Figur A4: Abschwächungslänge für Pb **26**

A.3 Berechnung der Raumwinkelkorrektur **27**

1. Versuchsvorbereitung

1.1 Ziel des Versuches

Der Student soll in diesem Versuch die Bedienung eines Gammaspektrometers lernen. Er soll nach Abschluß des Versuchs in der Lage sein, selbständig quantitative γ-Strahlungsmessungen durchzuführen.

1.2 Was muß man wissen?

[1.] Grundlagen des Strahlenschutz, soweit Sie in dieser Anleitung ausgeführt sind.

[2.] Aufbau von Atomkernen und die Entstehung von radioaktiver Strahlung, speziell die Entstehungsmechanismen von γ-Strahlung.

[3.] Die Wechselwirkungsprozesse von γ-Strahlung mit Materie.

[4.] Wie wird die Energie von γ-Quanten gemessen?

[5.] Funktionsprinzip von Detektoren, die zur Messung von γ-Strahlung eingesetzt werden.

[6.] Verständnis der Prozesse, die bei der Wechselwirkung der γ-Quanten im Detektorkristall ablaufen. Eigenschaften von Szintillations- und Halbleiterdetektoren.

[7.] Grundprinzipien der Signalverarbeitung. Photomultiplier, Linearverstärker, Vielkanalanalysator.

[8.] Bedienung des zu benutzenden Computerprogramms

[9.] Verfahren zur Identifizierung von γ-Strahlern und zur absoluten Bestimmung der Aktivität einer untersuchten radioaktiven Quelle

1.3 Voraussetzungen

Die Durchführung des Versuchs bedarf einer intensiven Vorbereitung durch den Studenten. Als Leitfaden für die Versuchsvorbereitung ist diese Anleitung gedacht. Sie kann aber nicht in allen Fragen eine vollständige Einführung geben. Aus diesem Grund sollte der Student zusätzlich die angegeben Literaturhinweise beachten.

1.4 Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Der Nachweis von Strahlung beruht auf Wechselwirkungen, bei denen Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse an ein Detektionssystem abgegeben wird. γ-Quanten werden stets über geladene Teilchen nachgewiesen, die durch Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarerzeugung gebildet werden. In einem γ-Detektor wird durch einen dieser Prozesse die Energie eines γ-Quants, oder ein Teil davon, auf Elektronen (bzw. bei der Paarbildung auf ein e^-e^+ Paar) übertragen. Häufig werden Szintillatoren zum Nachweis von γ-Strahlen eingesetzt. Hier wird die im Szintillator freigesetzte Energie durch Lumineszenz in mehrere Photonen niedriger Energie umgewandelt. Der Szintillator ist mit einem Photovervielfacher verbunden, der dieses Licht in eine elektrische Ladung umwandelt. Diese Ladung ist ein Maß für die durch das γ-Quant abgegebene Energie und kann nachträglich mit elektronischen Mitteln verarbeitet werden. Für γ-Messungen mit höherer Energieauflösung werden Halbleiterdetektoren eingesetzt. Hier kann direkt die im Detektorkristall gebildete Ladung in einem elektrischen Feld extrahiert werden. Auch hier ist die im Kristall erzeugt Ladungsmenge ein Maß für die Energie des nachgewiesenen γ-Quants. In diesem Praktikumsversuch besteht die Möglichkeit, Messungen sowohl mit einem Szintillator (NaI) als auch mit einen Halbleiterdetektor (Ge) durchzuführen.

Beim Durchgang durch Materie wird die Intensität elektromagnetischer Strahlung geschwächt. Sei $N(x)$ die Zahl der γ-Quanten, die auf eine Schicht der Dicke dx in der Tiefe x treffen. Die Zahl der Wechselwirkungen in der betreffenden Schicht ist gleich der Abnahme der Primärquanten

$$dN(x) = -N(x)\ \sigma\ n\ dx\,. \qquad (1)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt pro Atom σ läßt sich als Summe aller beteiligten Prozesse darstellen:

$$\sigma = \sigma_{Photon} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Paar} \quad [cm^2] \tag{2}$$

Durch Multiplikation mit der Atomdichte n [atome/cm^3] erhält man den linearen Abschwächungskoeffizient

$$\mu = \sigma \; n \quad [cm^{-1}]. \tag{3}$$

Durch Integration von Gleichung 1 ergibt sich die Zahl der Primärquanten, die eine Schicht der Dicke d ohne Wechselwirkung durchdringen

$$N = N_O \; e^{-\mu \; d} \; . \tag{4}$$

Dabei ist μ bzw. σ natürlich von der Quantenenergie abhängig. Eine fundamentale Größe ist der Massenabschwächungskoeffizient M, sein Kehrwert X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet.

$$M = \frac{\mu}{\rho} = \frac{L}{A}\sigma \quad [cm^2 g^{-1}] \tag{5}$$

wobei L = Avogadro'sche Zahl und A = Atomgewicht bezeichnen.

$$N = N_O \; e^{-M \; (\rho \; d)} \tag{6}$$

Die Dicke $\rho \; d$ wird in g/cm^2 angegeben und ist somit ein direktes Maß für die Substanzmenge pro cm^2. Die Energieabhängigkeit von μ bzw. μ/ρ ist im Anhang zu finden. Daraus kann im Prinzip die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Szintillators bestimmt werden. Auch für die Bestimmung der Absorption der γ-Strahlung in der Quelle selber (Selbstabsorption) und in den Hüllenmaterialien des Detektors ist diese Größe wichtig.

1.4.1 Der Photoeffekt

Atomelektronen können die Energie eines γ–Quants vollständig absorbieren. Dabei wird, wenn die Photonenenergie $h\nu$ größer als die Bindungsenergie E_B des Elektrons ist , ein Elektron mit der kinetischen Energie

$$T = h\nu - E_B \tag{7}$$

emittiert. Am wichtigsten ist der Photoeffekt in der K-Schale, für den der Wirkungsquerschnitt am größten ist. Die zurückbleibende Lücke in der Schale des Atoms wird durch ein weniger stark gebundenes Elektron wieder aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energie wird entweder als charakteristische Röntgenstrahlung des betreffenden Elements emittiert oder einem anderen Hüllenelektron übertragen (Auger-Effekt). Der Auger-Effekt überwiegt bei leichten, die Röntgenemission bei schwereren Elementen.

1.4.2 Der Compton-Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Dabei überträgt das Photon einen Teil seiner Energie und seines Impulses an das Elektron. Aus den Erhaltungssätzen für Impuls und Energie ergibt sich die kinetische Energie T des Rückstoßelektrons

$$T = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{h\nu(1-\cos\varphi)}} \qquad (8)$$

φ ist der Winkel zwischen dem Primärquant $h\nu$ und dem Streuquant $h\nu'$. Der maximale Energieübertrag beträgt

$$T_{\max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}} \qquad \text{"Comptonkante"} \qquad (9)$$

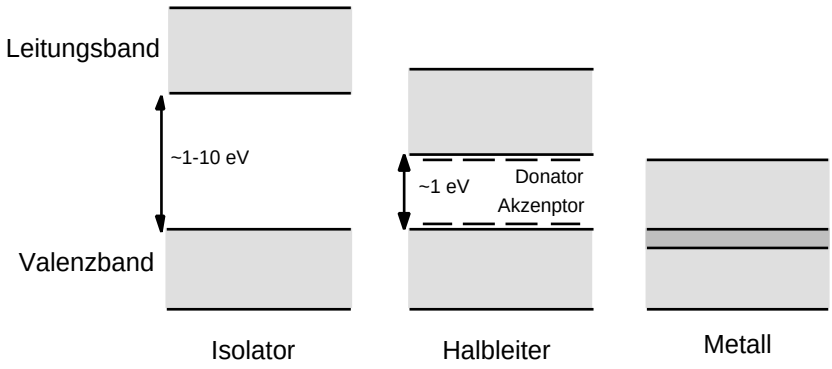
Dabei wird das Elektron nach vorn und das Photon nach hinten gestreut. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Compton}$ ist von Klein und Nishina quantenmechanisch berechnet worden und ist in Figur 1 dargestellt.

1.4.3 Paarerzeugung

Wenn die Photoenergie größer als $2\ m_0 c^2 = 1.022\,MeV$ ist, kann das Photon unter Erzeugung eines Elektron-Positron-Paars vernichtet werden. Die überschüssige Energie übernehmen die erzeugten Teilchen als kinetische Energie. Dies ist der Umkehrprozeß zur Annihilation. Die Erhaltungssätze für Energie und Impuls zeigen, daß die Paarerzeugung nur in Gegenwart eines Impuls aufnehmenden Stoßpartners, z.B. Atomkern, möglich ist.

1.5 Detektoren zum Nachweis von Gammastrahlen

Zum Nachweis von γ-Strahlen werden hauptsächlich Festkörperdetektoren eingesetzt. Das Funktionsprinzip dieser Detektoren läßt sich mit Hilfe des Bändermodells beschreiben. In einem Kristall sind die Atome regelmäßig angeordnet. Der Kristall als ganzes weist eine Energie-Niveau-Struktur auf. Seine Elektronen sind in Energiebändern angeordnet, die durch Energiebereiche voneinander getrennt sind, in denen keine Elektronenzustände erlaubt sind (Energielücken).



Anordnung der Energiebänder in Isolatoren, Halbleitern und Metallen

Das oberste Energieband, das bei der absoluten Temperatur 0ºK gerade noch voll besetzt wäre, wird Valenzband genannt. Das nächst höhere Energieband kann leer oder teilweise besetzt sein. Dieses Energieband heißt Leitungsband. Die obersten Bänder erstrecken sich über den gesamten Kristall. Die Elektronen in diesen Bändern können sich frei im Kristall bewegen. Bei Isolatoren liegt der Energieunterschied zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband in der Größenordnung von 1-10 eV. Bei Halbleiterkristallen ist die Bandlücke etwa 1 eV. Bei metallisch leitenden Kristallen überlappen sich das voll besetzte Valenzband und das leere Leitfähigkeitsband, so daß immer freie Elektronen vorhanden sind, die zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen.

Durch das einfallende primäre γ-Quant wird durch die oben beschriebenen Prozesse: Photoeffekt, Compton-Effekt oder Paarbildung, zunächst ein freies, hochenergetisches Elektron erzeugt. Treten mehrstufige γ-Kristallwechselwirkungen auf, z.B. wenn ein Compton gestreutes Photon im Kristall durch einen Photoeffekt vernichtet wird, so werden mehrere hochenergetische Elektronen im Kristall erzeugt. Diese schnellen Elektronen können sich beim Durchgang durch Materie lawinenartig vermehren und so eine elektromagnetischen Kaskade auslösen. Die Energie dieser Kaskade wird auf den Kristall übertragen, wobei ein großer Anteil für die Erzeugung von Elektronen- Lochpaaren im Leitungs- bzw. Valenzband aufgewendet wird. Neben

der Elektronenanregung in das Leitungsband, können Exzitonenzustände angeregt werden. Exzitonen sind Elektronen-Lochpaare, die ähnliche gebunden sind, wie Proton und Elektron in einem Wasserstoffatom und die sich frei im Kristall bewegen können. Da sie als e^+e^--Gebilde elektrisch neutral sind, tragen sie jedoch nicht zur Leitfähigkeit des Kristalls bei. Ihre Anregungszustände liegen für die Elektronen unterhalb des Leitungsbandes und entsprechend für die Löcher oberhalb des Valenzbandes. Dieser Anteil, der durch den primären Wechselwirkungsprozess im Kristall freigesetzten Energie, kann für die Energiebestimmung des einfallenden Photons genutzt werden. Der restliche Anteil geht für die Energiebestimmung verloren und führt letztlich zu einer Erwärmung des Kristalls.

1.5.1 Szintillatoren

Wird bei der Rekombination dieser Kristallanregungen Licht im sichtbaren Spektralbereich ausgesandt sprich man von Lumineszenz. Viele Isolatoren sind luminszierend, jedoch mit geringem Wirkungsgrad. Findet die Emission während der Dauer der Anregung statt, wird dieser Prozeß als Fluoreszenz bezeichnet. Tritt die Emission erst nach beendigter Anregung auf, heißt der Prozeß Phosphoreszenz. Dieses Nachleuchten klingt exponentiell ab. Die Zahl der zwischen t und $t + dt$ emittierten Photonen beträgt

$$N = N_0 \; e^{-(t/\tau)} dt \qquad (10)$$

Die Konstante N_o hängt von den Eigenschaften des Szintillators ab. Die Abklingzeit τ ist ebenfalls eine charakteristische Größe des Szintillatormaterials. Sie bestimmt die Dauer des Lichtimpulses und somit die Anstiegszeit des im Photovervielfacher erzeugten elektrischen Pulses. Kristalline lumineszierende Festkörper werden als "Phosphore" bezeichnet. Die bei der Rekombination von Elektronen-Lochpaare ausgesandten niederenergetischen Photonen können nur sehr schwer aus dem Kristall austreten, da ihre Wellenlängen genau der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband entspricht. Ein Kristallgitter ist immer mit Gitterfehlstellen behaftet, entweder dadurch, daß Fremdatome auf Gitterstellen sitzen bzw. zwischen Gitterplätzen als Verunreinigungen eingebaut sind. Bei Szintillationskristallen werden gezielt solche Fremdatome als Aktivatoren in das Kristallgitter eingebaut. Durch Aktivator-Atome werden zwischen Valenz- und Leitungsband zusätzliche Energieniveaus erzeugt. Der im Versuch verwendete Natriumiodid-Kristall NaI(Tl) enthält Thallium als Aktivator. Elektronen Löcher und Exzitonen diffundieren durch den Kristall, bis sie zu einem Aktivatorzentrum gelangen und dort mit hoher Wahrscheinlichkeit eingefangen

werden. Die freiwerdende Bindungsenergie ist gering und wird hauptsächlich über Phononenanregung an den Kristall abgegeben. Rekombinieren nun diese Aktivatorzentren strahlend, so reicht die Wellenlänge der ausgesandten Photonen nicht mehr aus um im Kristall Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband zu heben. Diese Photonen entweichen sehr effizient aus dem Kristall, da dieser für Licht dieser Wellenlänge transparent ist. Für einen Kristall, der sämtliche durch den Primärprozeß freigesetzte Energie enthält, wird das Energieauflösungsvermögen im wesentlichen durch die Anzahl der ausgesendeten Lumineszenz-Photonen bestimmt. NaI(Tl) hat eine intrinsische Lichtausbeute von etwa 40'000 Photonen pro MeV Energiedeposition im Kristall. Es wird zur Beurteilung des Energieauflösungsvermögens von Strahlungsdetektoren als Referenzmaterial verwendet. Für die Anstiegszeit der Detektorsignale ist die Fluoreszenszerfallzeit (Abklingzeit τ) des Szintillators von Bedeutung. Für die heute gebräuchlichen anorganischen Szintillationsmaterialien liegen diese Zeiten zwischen 250 und 1000 ns. Ein Übersicht über Kenngrößen von Szintillatoren gibt die folgende Tabelle. Da Natriumjodid hygroskopisch ist, werden die Einkristalle in hermetische Hüllen mit optischen Fenstern eingebaut, die man ohne Zerstörung des Kristalls nicht öffnen kann. Man überlege sich, wo die Vorteile der jeweiligen Szintillationsmaterialien liegen.

Kenngröße	***NaI(Tl)***	***BaF_2***	***CsI(Tl)***	***BGO[$Bi_4Ge_3O_{12}$]***
Dichte [g/cm^3]	***3.67***	***4.89***	***4.53***	***7.13***
Strahlungslänge [g/cm^2]	***9.49***	***9.91***	***8.38***	***7.98***
Abklingzeit τ [ns]	***250***	***620***	***1000***	***300***
Emissionsmaximum [nm]	***410***	***310***	***565***	***480***
rel. Lichtausbeute	***1***	***0.2***	***0.4***	***0.15***
Hygroskopie	***sehr***	***wenig***	***wenig***	***nicht***

1.5.1.1 Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren sind entweder Einkristalle von Anthrezen, Transstilben oder durch Zugabe von komplexen organischen Molekülen aktivierte Plastikmaterialien. Die letzten haben den großen Vorteil, daß sie sich leicht mechanisch bearbeiten lassen. Da sie praktisch keine Phosphoreszenz aufweisen, ist die Abklingzeit bei organischen Szintillatoren sehr kurz.

Material	***τ[ns]***
Stilben	***7***
Plastik	***2***

Dagegen ist das Absorptionsvermögen bedeutend kleiner als dasjenige der anorganischen Szintillatoren. Sie finden Anwendung bei Experimenten, bei welchen die Zeit-

definition des nachgewiesenen Ereignisses eine wesentliche Rolle spielt, wie z.B. bei der Messung von γγ-Koinzidenzen.

1.5.1.2 Photovervielfacher

Szintillatorkristalle stehen im allgemeinen in direkter Berührung mit einen Photovervielfacher (PM = Photomultiplier). Bei komplizierten Detektorgeometrien werden auch Lichtleiter zur Verbindung von Szintillationskristall und Photomultiplier verwendet. Die Aufgabe des Photovervielfachers besteht darin, das Lumineszenzlicht des Szintillators in einen elektrischen Impuls umzuwandeln. Die aus einer Photokathode ausgelösten Photoelektronen werden im elektrischen Feld beschleunigt und durch Sekundäremission an Dynoden bis auf das 10^8 - 10^{10}-Fache vervielfacht. Auf diese Weise ist es möglich, einzelne γ-Quanten nachzuweisen. Die Empfindlichkeit des Photovervielfachers ist im wesentlichen nur durch den Dunkelstrom (Thermoemission aus der Photokathode) begrenzt. Die Lichtintensität ist der im Szintillator absorbierten Energie der γ-Quanten proportional. Da der Photovervielfacher linear verstärkt, ist die Amplitude des Ausgangsimpulses ebenfalls proportional. Das Amplitudenspektrum läßt sich mit Hilfe eines Vielkanalanalysators messen. Daraus kann das Energiespektrum der γ-Strahlung bestimmt werden.

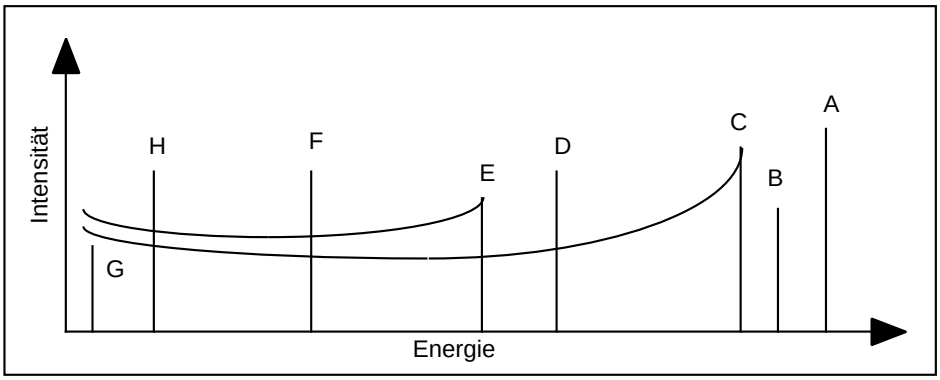
1.5.2 Halbleiterdetektoren

In einem Halbleiterzähler wird ebenfalls die durch die Primärstrahlung hervorgerufene Kristallanregung zur Energiebestimmung benutzt. Im Gegensatz zum Szintillationszähler werden hier nicht die Rekombinationphotonen nachgewiesen. Es werden statt dessen die Elektronen- Lochpaare in einen elektrischen Feld getrennt und anschließend direkt für eine Energiebestimmung verwendet.
Für die Herstellung von Halbleiterdetektoren werden Einkristalle aus Halbleitermaterialien wie z.B. Si oder Ge verwendet. Im Vergleich zu Isolatorkristallen ist die Bandlücke zwischen Valenz und Leitungsband bei Halbleitermaterialien deutlich geringer. Silizium hat bei 300K eine Bandlücke von 1.165 eV, Germanium sogar nur 0.665 eV. Die mittlere Energie, die zur Erzeugung eines Elektronen- Lochpaares benötigt wir, beträgt in Silizium 3.23 eV im Germanium 2.84eV. Da diese Energiewerte sehr gering sind, werden sehr viele Elektronen- Lochpaare erzeugt, etwa eine Faktor 10 mehr als in einen Szintillatorkristall. Dadurch erklärt sich das erheblich bessere Auflösungsvermögen von Halbleiterdetektoren.
Um die im Kristall erzeugten freien Ladungsträger vollständig sammeln zu können, werden sehr hohe Anforderungen an die elektrische Leitfähigkeit des Halbleitermate-

rial gestellt. Dies kann erreicht werden, in dem man für den Detektorkristall hoch reines Halbleitermaterial (z.B. high purity Germanium(HP)) verwendet. Eine andere Möglichkeit ist der Einsatz von dotierten Halbleitern. Das zur Ladungssammlung benötigte elektrische Feld wird in der Regel durch einen pn-Übergang oder durch eine Oberflächensperrschicht erzeugt. Bei einem Oberflächensperrschichtzähler wird auf einen n-leitenden Si-Kristall eine sehr dünne Goldschicht aufgebracht. Dieser Oberflächenkontakt verhält sich wie ein pn-Übergang. Zur Erzeugung des elektrischen Feldes im Detektorkristall wird der pn-Übergang in Sperrichtung geschaltet. Im Kristall breitet sich dann mit zunehmender Sperrspannung eine Verarmungszone aus. Diese Verarmungszone wirkt dann im Prinzip wie eine Ionisationskammer. Die hohe Feldstärke in der Verarmungszone von etwa 10^4 Volt/cm bewirkt, daß relative hohe Driftgeschwindigkeiten für die Ladungsträger auftreten (10^7 cm/s). Dies führt zu einem besonders gutem zeitlichen Auflösungvermögen für die Detektorsignale.

1.6 Idealisiertes Impulshöhenspektrum

Bei einem unendlich großen Detektor würde die gesamte Energie E_γ eines Quants umgesetzt. In diesem Falle erscheinen am Ausgang des Detektorsystems Impulse von einheitlicher Höhe, welche der Energie E_γ entsprechen. In Wirklichkeit sieht das Amplitudenspektrum anders aus, da die bei Absorptionsprozessen auftretende sekundäre Strahlung (z.B. Röntgenlinien bei Photoeffekt, Comptongestreute Photonen) aus einem endlich großen Detektor entweichen können. In der folgenden Zusammenstellung sind die dominanten Prozesse im einzelnen aufgeführt. Die Figur zeigt ein schematisiertes Spektrum für eine γ-Energie von ca. 1.5 MeV.



Linie A: ***Entspricht der Energie E_γ der einfallenden Strahlung. Sie setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:***

1. ***Photoeffekt, wobei die entstehende Röntgenstrahlung im Detektor absorbiert wird.***

2. ***Compton-Effekt, bei welchem das gestreute γ-Quant im Detektor durch nachträglichen Photoeffekt absorbiert wird.***

3. ***Paarerzeugung, bei welcher die Annihilationsstrahlung des Positrons absorbiert wird.***

Der Hauptanteil stammt vom Photoeffekt, deshalb nennt man diese Linie oft Photopeak.

Linie B: ***Escape peak. Diese Linie entsteht beim Photoeffekt, falls die entstehende Röntgenstrahlung den Detektor verläßt.***

Verteilung C: ***Compton-Verteilung. Diese Impulse entsprechen der kinetischen Energie der Compton-gestreuten Elektronen. Diese Verteilung besitzt eine obere Grenze (Compton-Kante), welche der maximalen Energieübertragung T_{max} entspricht. (Glg.9). Das gestreute γ-Quant entweicht.***

Linie D: ***Escape Peak der Paarerzeugung, wobei ein Annihilationsphoton entweicht. Im Detektor wird die Energie $E_\gamma - m_0c^2$ umgesetzt.***

Verteilung E: ***Compton-Verteilung des Annihilationsphotons, das nach einer zusätzlichen Comptonstreuung aus dem Kristall entweicht.***

Linie F: ***Double escape peak der Paarerzeugung, wobei beide Annihilationsphotonen entweichen. Nur die kinetische Energie $T = E_\gamma - 2m_0c^2$ des Paares wird im Detektor umgesetzt.***

Linie G: ***Röntgenlinie, die durch Wechselwirkungen außerhalb des Detektors emittiert wird (z.B. Bleikollimator, Photovervielfacher). Die Lage dieser Linie ist von E_γ unabhängig.***

Linie H: ***Back-Scattering peak. Diese Linie entsteht durch Compton Effekt an der Materie hinter dem Detektor (z.B. Photovervielfacher, Bleikollimator).***

1.7 Reales Impulshöhenspektrum

Die Zahl der Lumineszenzphotonen, die Zahl der aus der Photokathode ausgelösten Photoelektronen und der aus den Dynoden emittierten Sekundärelektronen sind stochastische Werte. Die entsprechenden statistischen Verteilungen haben eine Streuung, die eine Verbreiterung der gemessenen Linien zur Folge hat. Bei anorganischen Szintillatoren beträgt die Anregungsenergie der Lumineszenz ca. 50 eV. Dadurch ist die Zahl der pro Energieverlust des γ–Quants erzeugten Photonen begrenzt und die Breite ihrer Verteilung entsprechend groß. Der Beitrag zur Linienbreite durch stochastische Prozesse im Photovervielfacher ist nicht nur vom PM-Typ abhängig. Es treten relativ große Exemplarstreuungen auf, vor allem durch Inhomogenitäten in der Photokathode. Für NaI(Tl)-PM-Kombinationen wird oft ΔE/E für die Pho-

tolinie des Isotops ^{137}Cs (E_γ = 662 keV) angegeben. Typische Auflösungsvermögen sind 8-10% FWHM = Full Width at Half Maximum.

Das Auflösungsvermögen ΔE/E des γ-Detektors kann lediglich durch die Wahl eines Festkörpers mit kleinerer Anregungsenergie verbessert werden. Dies ist z.B. bei Halbleiterdetektoren der Fall. Da in einem Germaniumdetektor nur etwa 2.84 eV für die Bildung eines freien Ladungsträgerpaares benötigt werden, sind ΔE/E-Werte von ca. 0.2% erreichbar. Aus diesem Grund werden Halbleiterdetektoren im Bereich hochauflösender γ-Spektrometrie eingesetzt.

1.8 Intensitätsmessungen

Die absolute Intensität einer monoenergetischen γ–Linie aus einer radioaktiven Quelle ergibt sich aus der gemessenen Zählrate, falls die geometrische Anordnung und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors bekannt sind. Einer Quelle der Intensität N_0 entspricht die Zählrate

$$N = N_o \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon(E_\gamma) \tag{11}$$

wobei $\frac{\Omega}{4\pi}$ der Raumwinkelanteil ist, unter welchem der Detektor die Quelle sieht und $\varepsilon(E_\gamma)$ die totale Ansprechwahrscheinlichkeit bei der Energie E_γ ist. Diese Funktion hängt von den Dimensionen des Detektors ab (siehe Fig. A1 für NaI-Szintillatoren). Für die Bestimmung der Aktivität ist aber die Intensität der Photolinie Bedeutung, die sich unmittelbar aus der Messung bestimmen läßt. Diese Intensität beträgt

$$N_{Photo} = N_o \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma) \tag{12}$$

wobei $\Gamma(E_\gamma)$ das Verhältnis Photolinie/Total ist. $\Gamma(E_\gamma)$ ist eine Funktion der Detektordimensionen. In der Figur A2 ist diese Funktion für verschieden NaI-Szintillatoren dargestellt. Will man aus der gemessenen Linienintensität die Aktivität (A) der untersuchten Quelle bestimmen muß zusätzlich noch die Emissionswahrscheinlichkeit $\omega(E_\gamma)$ der betrachteten γ-Linie bekannt sein. Die Aktivität der Quelle ist dann gegeben durch:

$$A = \frac{N_{Photo}}{\frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma) \omega(E_\gamma)} \tag{13}$$

Um die absoluten Intensitäten der γ-Linien eines komplexen Spektrums zu bestimmen, muß das gemessene Impulshöhenspektrum in seine Komponenten zerlegt werden. Auf alle Fälle ist eine sorgfältige Korrektur des Untergrundes durchzuführen.

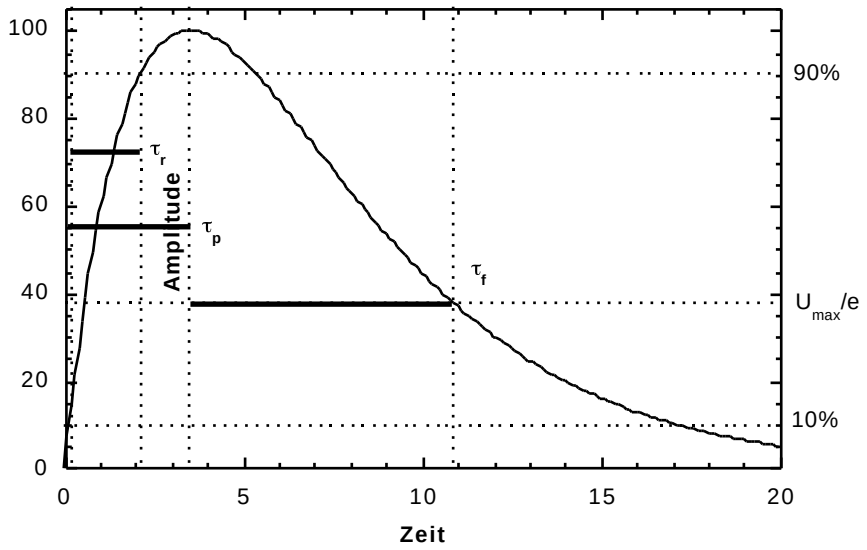
2. Versuchsdurchführung

Führen Sie ein Protokoll. Notieren Sie darin sorgfältig die von Ihnen gemachten Beobachtungen. Sie sollten so ausgeführt werden, daß Sie auch noch nach einen halben Jahr in der Lage wären, Ihre eigene Ausführungen nach vollziehen zu können. Eine schriftliche Zusammenfassung der Versuchsanleitung ist nicht sinnvoll!

- Messen Sie mit einem γ−Dosisleistungsmeßgerät die γ-Dosisleistung der aktivsten Quelle ohne Bleiabschirmung als Funktion des Abstands.
- Schätzen Sie die Gesamtaktivität der Probe ab (Faustregel: die Aktivität 1 Ci erzeugt im Abstand von 1 m eine Dosisleistung von 1 R/h), berücksichtigen Sie den Umgebungsuntergrund.
- Beurteilen Sie die Strahlenbelastung im Praktikum
- Nach Strahlenschutzverordnung darf für nicht beruflich strahlenexponierte Personen die effektive Dosis den Grenzwert von 1mSv nicht überschreiten.

2.1 Betrachtung der Detektorsignale mit dem Oszilloskop

Mit einem Oszilloskop kann die zeitliche Entwicklung eines Spannungspulses betrachtet werden. Zur Charakterisierung eines solchen Spannungspulses bestimmt man die in der folgenden Skizze dargestellten Zeiten.



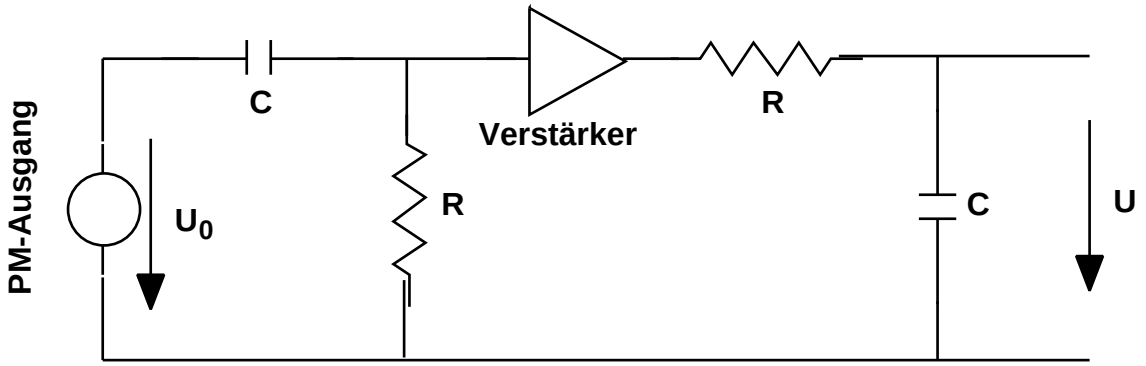
- τ_r : ***Risetime (Anstiegszeit)***
- τ_p : ***Peaktime***
- τ_f : ***Falltime (Fallzeit)***

Schalten Sie die Versuchsappartur ein. Stellen Sie die Hochspannungsversorgung des Photomultiplier (PM) auf etwa 1400V ein. Verwenden Sie eine möglichst starke ^{137}Cs-Quelle (Probe 8). Beobachten bzw. messen Sie mit dem bereitstehenden Oszillographen:

- : Impulsform
- τ_r : Risetime (Anstiegszeit)
- τ_p : Peaktime
- τ_f : Falltime (Fallzeit)

1) am Ausgang des Photomultipliers
2) am Ausgang des Linearverstärkers
   a) am unipolarer Ausgang
   b) am bipolarer Ausgang
   c) im normal/invert Mode

• Wodurch erklären sich die Unterschiede zwischen den beiden obigen Schaltungen?
• Welche Aufgabe hat der Linearverstärker ?
• Durch welche mathematische Operation geht das bipolare Signal aus dem unipolaren hervor ?



Betrachten Sie die obige Schaltung als Ersatzschaltbild für den Linearverstärker, dessen Ausgangssignal durch die folgende Gleichung berechnet werden kann.

$$U = V \; U_0 \; \frac{t}{RC} \; e^{-\frac{t}{RC}} \qquad (14)$$

Bestimmen Sie die Zeitkonstante RC des Linearverstärkers aus den Pulsformmessungen mit dem Oszilloskop. Berechnen

- Wie groß ist die sogenannte Shapingtime τ des LV, wenn $\tau_p = n \cdot \tau$ ist (n = Anzahl der Integrationen, hier ist n = 2) ?
- Bei welcher Amplitude U_{max} begrenzt der LV die Ausgangsimpulse ?
- Müssen Sie in Kombination mit dem Vielkanalanalysator die Signaleinvertieren (Normal / Invert) ?
- Sie können Ihre Oszilloskop-Betrachtungen mit Polaroidphotos dokumentieren (Kamera bei Herrn Fischer).

2.2 Energieauflösung für die 662 keV Linie des ^{137}Cs

Berechnen Sie die für ^{137}Cs (662keV) zu erwartende Energieauflösung unter den folgenden Voraussetzung: (Hinweise hierzu finden sich in Knoll [10])

1. Für die Anzahl der Photoelektronen, die im Kristall erzeugt werden gilt die Poissonstatistik.
2. Machen sie sinnvolle Annahmen über den Anteil der Photonen, die die Photokathode des PM erreichen.
3. Berücksichtigen Sie die Photoeffiezenz der Photokatodes des PM's.
4. Die Beiträge vom PM-Verstärker und das elektronische Rauschen sind vernachlässigbar.

2.3 Energieeichung

1. Näherung

Stellen Sie die Verstärkung des Linearverstärkers so ein, daß im Spektrum des Vielkanalanalysators 1 Kanal etwa 1 keV entspricht. Calibrieren Sie die Energieskala mit Hilfe der 662 keV Linie und des Nullpunktes.

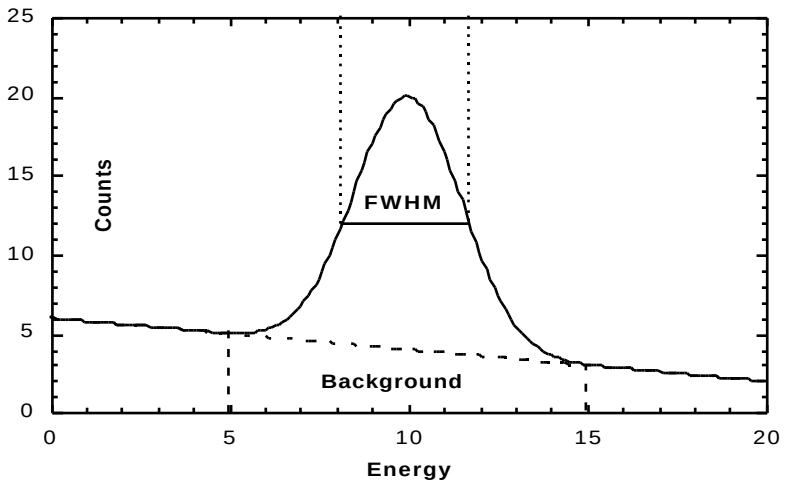
2. Näherung

Benutzen Sie eine ^{22}Na oder ^{207}Bi Quelle und eichen Sie die Energieskala mit Hilfe der 511 keV und 1022 keV Linien.

Verwenden Sie jetzt die ^{152}Eu Quelle und nehmen Sie ein Spektrum mit guter Statistik auf. Indentifizieren Sie die 122, 245, 344, 778, 964, 1112, 1408 keV Linien und legen Sie die Regions of Interest (ROI's) sinnvoll fest. Algorithmus für Centroits- und FWHM-Berechnung im PCA-Manuel nachlesen.

Tragen Sie die Kanalzahl des Centroits der jeweiligen Linie als Funktion der γ-Energie der Linie auf und beurteilen Sie die Linearität des Meßsystems. Sollte die Linearität nicht genügen, wiederholen Sie die Messung bei verschiedenen Hochspannungen am PM. Beachten Sie die max. Hochspannung gemäß PM-Datenblatt. Wählen Sie für die folgenden Messungen die PM Hochspannung, mit der die beste Linearität erreicht wird. Stellen Sie am Hochspannungsgerät die Strombegrenzung sinnvoll ein!

Nehmen sie unter den gewählten Meßbedingungen ein Spektrum der ^{152}Eu Quelle auf. Benutzen Sie fünf gut geeignete Linien für eine genaue Eichung der Energieskala. **Beachten Sie, daß Sie nach dieser Eichung weder die PM-Hochspannung noch die Verstärkung des Linearverstärkers verstellen dürfen!**



2.4 Relatives Energie-Auflösungsvermögen

Entnehmen Sie für die gut aufgelösten γ-Linien des Spektrums das relative Energie-Auflösungsvermögen [ΔE/E].

- ΔE = FWHM (Full Width at Half Maximum) = Halbwertsbreite
- E= E_γ
- Tragen Sie das relative Auflösungvermögen ΔE/E als Funktion von E_γ auf

Das Computerprogramm nimmt für FWHM die Energieeichung (eV/Kanal) von den ersten beiden Eichlinien. Bei Nichlinearität können Fehler auftreten. Gegebenenfalls für die FWHM-Bestimmung neue Eichung mit den betreffenden Linien durchführen.

Wenn das Peak zu Untergrundverhältnis einer betrachteten γ-Linie zu gering ist, berechnet das Computerprogramm das FWHM fehlerhaft. Deshalb nur gut aufgelöste γ-Linie Verwenden.

- Messen Sie bei der gewählten PM-Hochspannung die Energieauflösung der ^{137}Cs-Linie
- Vergleichen Sie die gemessene Auflösung sowohl mit Ihrer Abschätzung, als auch mit der im Datenblatt für NaI-Detektoren angegebenen Auflösung.

Bezüglich der eingestellten Hochspannung und Verstärkung ist über einen größeren Zeitraum von vielen Stunden oder Tagen die Stabilität der Verstärkung nicht gewährleistet (PM!). Dadurch wird die Energieeichung berührt. Messungen der Energieeichung und der Spektren möglichst zügig nacheinander durchführen.

2.5 Messung der Spektren und Auswertung

- Messung der Spektren der anderen Radionuklide und der Gemische unter gleichen Bedingungen wie bei der Energieeichung. Die Spektren sollten mit guter Statistik gemessen werden. Dies gilt auch für schwache Proben.
- Kontrollieren Sie gegebenenfalls die Energieeichung zwischen den Messungen verschiedener Proben.
- Messung der Umgebungsstrahlung (ohne Quelle).
- Setzen Sie auf die gut aufgelösten γ-Linien eine ROI und bestimmen Sie mit Hilfe des Computerprogramms die Energien der jeweiligen γ-Linien. Dabei gibt die Lage des Centroits einer γ-Linien bei richtiger Eichung die γ-Energie an. ***Das Computerprogramm führt zudem eine automatische Untergrundkorrektur durch. Der Untergrund wird dabei als linear angenommen. Für die Berechnung des Untergrundes werden die Mittelwerte der 3 jeweils oben und unten an die ROI anschließenden Kanalinhalte verwendet. Deshalb die ROI sorgfältig setzen. Bei überlappenden Peaks kann es zu einer fehlerhaften Korrektur des Untergrundes kommen.***
- Interpretieren Sie die gemessenen Spektren. Beurteilen Sie die γ-Linien, Comptonverteilungen, X-Rays, Backscatter-Peak. Herkunft der X-Rays.
- Bestimmen Sie für die Quellen ^{22}Na, ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{152}Eu, ^{207}Bi die absolute Aktivität der Proben. Dazu müssen Sie die Geometrie von Quelle, Abschirmung und Detektor beachten. Der Raumwinkel unter der die Probe vom Detektor gesehen wird ist aus den zu messenden geometrischen Gößen zu berechenen. Sie finden die Informationen zur Detektor- und zur Photopeakeffizienz in den Figuren im

Anhang zu dieser Anleitung. Führen Sie eine sorgfältige Fehlerbetrachtung aus und überprüfen Sie Ihre Ergebnis gegebenenfalls durch eine Kontrollmessung.

2.6 Messung mit einem Halbleiterdetektor

Nehmen Sie den Halbleiterzähler **nur** zusammen mit Ihrem Assistenten in Betrieb. Schließen das Oszilloskop an den Hauptverstärker an und beobachten Sie das Rauschband des Detektors. Wählen Sie eine relative große Zeitbasis am Oszilloskop (>500µs) und stellen Sie die Y-Ablenkung so ein, daß das Rauschband sich etwa über die halbe Schirmbreite erstreckt. Erhöhen Sie langsam die Detektorhochspannung, zunächst auf ca. 200 V. Beobachten Sie wie sich das Rauschband verändert und erklären Sie die gemachten Beobachtungen. Erhöhen Sie langsam die Detektorhochspannung bis die Arbeitsspannung des Detektors erreicht ist. Treten Unregelmäßigkeiten auf, z.B. heftige Schwankungen des Rauschbandes, sofort Detektorhochspannung reduzieren bzw. ausschalten. Erhöhen Sie nach Bedarf die Spannungsempfindlichkeit des Oszilloskop, damit Sie das Rauschband optimal betrachten können. Sobald die Detektorarbeitsspannung erreicht wird, ist der Detektor einsatzbereit.

- Nehmen Sie ein γ-Spektrum auf und führen Sie eine Energieeichung durch. Nutzen Sie dabei die bei den Messungen mit den NaI-Detektor gemachten Erfahrungen.
- Messen Sie ein γ-Spektrum mit guter Statistik und vergleichen Sie es mit den Messungen mit dem NaI-Detektor.
- Diskutieren Sie die Unterschiede der beiden Meßverfahren.

Für die Bestimmung der absoluten Aktivität einer Probe steht eine geeichte ^{152}Eu Quelle zur Verfügung. Die Quelle hatte am 1.4.1996 eine Aktivität von 40.6 kBq.

- Berechnen Sie die Aktivität der Probe, die sie zum Zeitpunkt der Messung hatte aus dem Gesetz des radioaktiven Zerfalls.

Die Eichprobe kann in verschiedenen Abständen zum Detektor in die am Detektor angebrachte Halterung eingelegt werden.

- Nehmen Sie für eine feste Quellenposition ein Spektrum der Eichprobe auf.
- Berechnen Sie mit Hilfe der Probenaktivität das Produkt der Faktoren: Raumwinkel, Detektor- und Photopeakeffizienz für möglichst viele γ-Linien.
- Tragen Sie diese Daten als Funktion der γ-Energie auf und erzeugen Sie so eine Eichkurve.
- Nehmen Sie unter möglichst vergleichbaren geometrischen Bedingungen Spektren der anderen Quellen auf.

- Berechnen Sie die Aktivitäten der untersuchten Quellen und vergleichen Sie die Ergebnisse mit den Resultaten der Messungen mit dem NaI-Detektor.

3. Literatur

[1.] Frauenfelder, Handley; Teilchen und Kerne (Überblick)

[2.] Strahlenschutzverordnung

[3.] Lederer et al., Table of Isotopes

[4.] Gerhard Erdmann, Werner Soyka; The Gamma Rays of the Radionucides

[5.] K.Debertin,R.G.Helmer; Gamma-and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors; (North-Holland)

[6.] K.Abend, E.Vogelsang; Nukleare Elektronik

[7.] (Thiemig-Taschenbücher)

[8.] Neuert: Kernphysikalische Messverfahren

[9.] Kittel; Festkörperphysik

[10.] Knoll: Radiation Detection and Measurement

[11.] PCA, Datenblätter der versch. Geräte.

A. Anhänge

A.1 Strahlensituation im Praktikum

Die Aktivität einer radioaktiven Probe wird in Becquerel (Bq) angegeben. Definiert ist das Bq als Anzahl Zerfälle pro Zeiteinheit. 1Bq = 1 Zerfall s^{-1}. Das Becquerel ersetzt die frühere Einheit Curie (Ci). 1 Ci = 3.7 x 10^{10} Bq.
Die Wirkung eines Strahlungsfeldes auf Luft oder andere Materie, insbesondere auf Körpergewebe, wird durch Dosisgrößen bestimmt. Es sind dies: die absorbierte Dosis, die Äquivalentdosis und die effektive Dosis.
Die absorbierte Dosis (D) wird als die durch die Wechselwirkung einer ionisierenden Strahlung mit Materie in einer Masseneinheit produzierte Ladung definiert. Der spezielle Name ist das Gray (Gy); 1Gy = 1J/kg. Früher wurde hier die Einheit rad benutzt. 1 rad = 10^{-2} Gy. Da ein Strahlungsfeld aus unterschiedlichen Komponenten R bestehen kann, deren Strahlenwirkung auf ein Gewebe/Organ T mit unterschiedlichen Wichtungsfaktoren w_R berücksichtigt werden muß, wird die Äquivalentdosis H_T eingeführt. $H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$. Die Einheit der Äquivalentdosis ist das Sievert (Sv); 1 Sv = 1J/kg.

Strahlenart	***Energiebereich***	***Wichtungsfaktor w_R***
Photonen	***alle Energien***	***1***
Elektronen, Muonen	***alle Energien***	***1***
Neutronen	***- kleiner 10 keV***	***5***
	-10 keV bis 100 keV	***10***
	-100 keV bis 2 MeV	***20***
	-2 MeV bis 20 MeV	***10***
	-größer 20 MeV	***5***
Protonen, ohne Rückstoßprotonen	***-größer 2 MeV***	***5***
α-Teilchen, schwere Kerne, Spaltfragmente	***alle Energien***	***20***

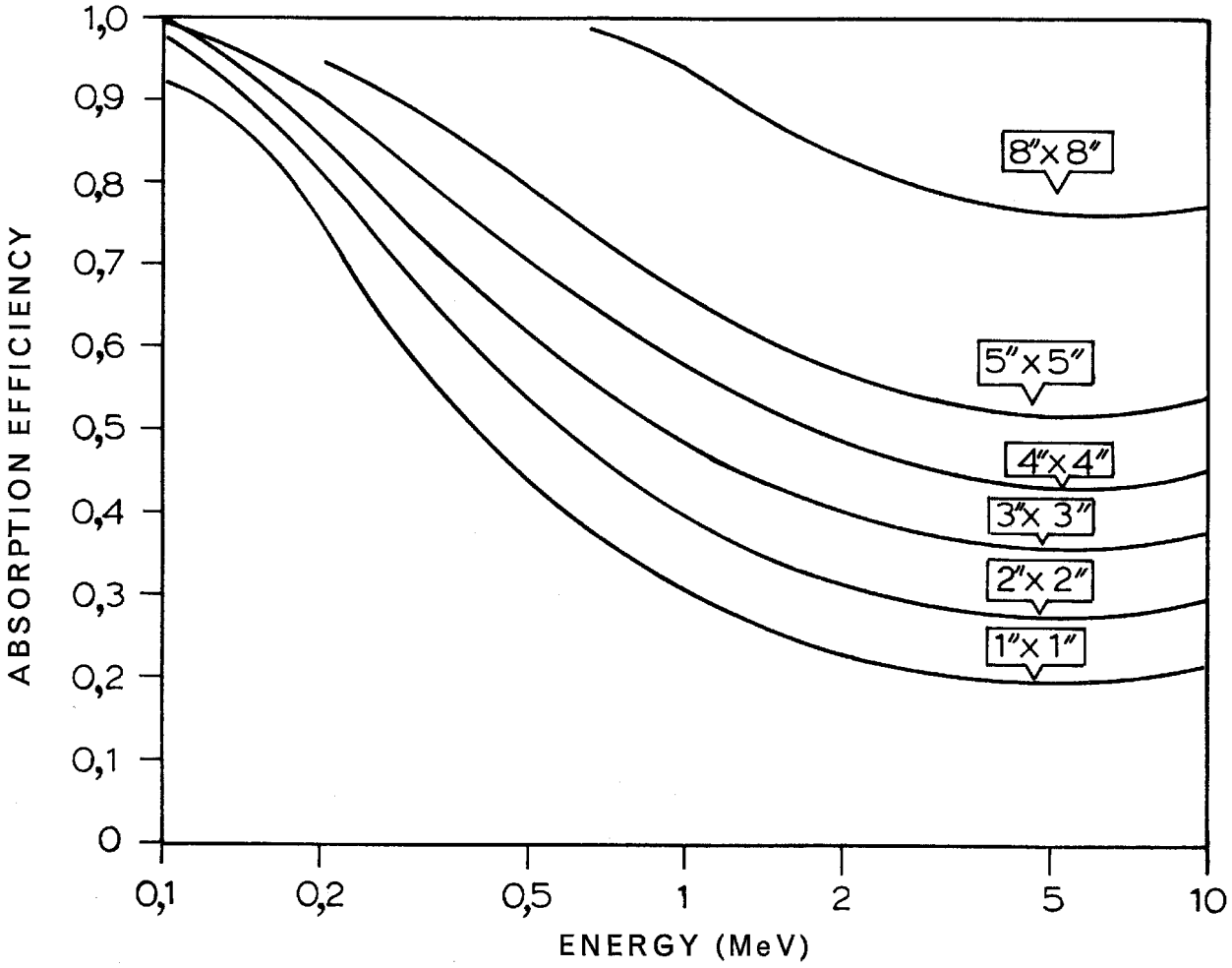
Um die Wirkung eines Strahlungsfeldes auf den menschlichen Körper, dessen Gewebe und Organe unterschiedlich durch ionisierende Strahlungen geschädigt werden, beschreiben zu können, wird die effektive Dosis E eingeführt. Jedem Gewebe oder Organ wird ein Wichtungsfaktor w_T zugeordnet. Die effektive Dosis wird dann wie folgt berechnet: $E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$. Die Einheit für die effektive Dosis ist das Sievert (Sv).

$D_{T,R}$ = Im Gewebe T durch Strahlung R absorbierte Dosis
w_T = Wichtungsfaktor für Gewebe (Anteil am Gesamtrisiko für Gewebe/Organ T)
w_R = Wichtungsfaktor für Strahlung R
H_T = Äquivalentdosis des Gewebes/Organs T

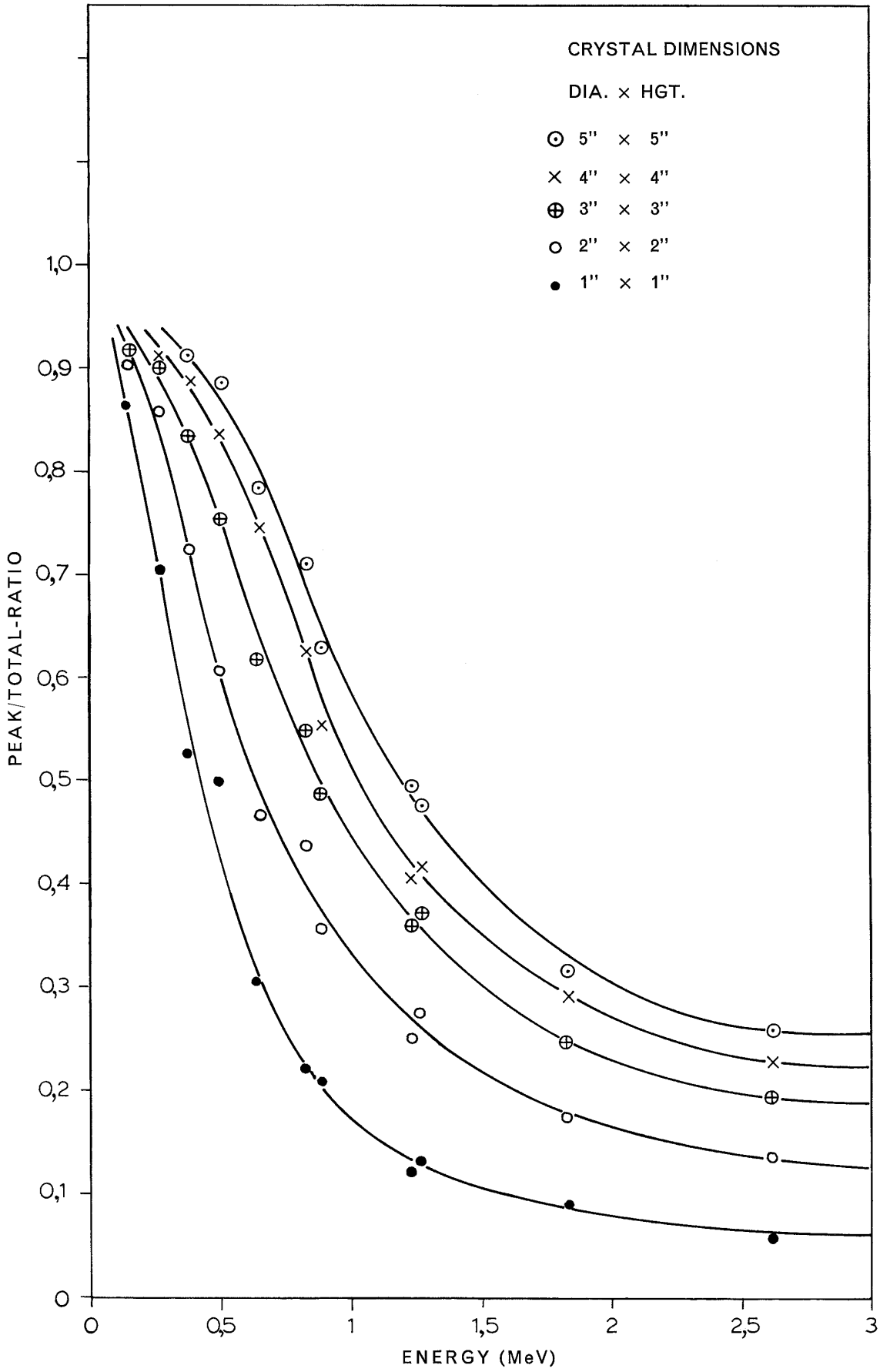
Gewebe/Organ	*Wichtungsfaktor w_T*
Gonaden	***0.20***
Knochenmark(rot)	***0.12***
Dickdarm	***0.12***
Lunge	***0.12***
Magen	***0.12***
Blase	***0.05***
Brust	***0.05***
Leber	***0.05***
Speiseröhre	***0.05***
Schilddrüse	***0.05***
Haut	***0.01***
Knochen	***0.01***
übrige	***0.05***

Für Personen, die einer gegenüber dem natürlichen Untergrund erhöhten und kontrollierten Strahlung ausgesetzt sein können, die nicht mit ihrer beruflichen Tätigkeit oder Ausbildung besteht, gelten die Grenzwerte für nicht beruflich strahlenexponierte Personen. Für diese Personen darf die effektive Dosis den Grenzwert vom 1mSv pro Jahr nicht überschreiten. Prüfen Sie nach, ob dies bei sachgemäßem Umgang mit den zur Verfügung gestellten Präparaten gegeben ist. Verwenden Sie dazu das Dosisleistungs-Meßgerät, das sie bei Herrn Fischer ausleihen können.

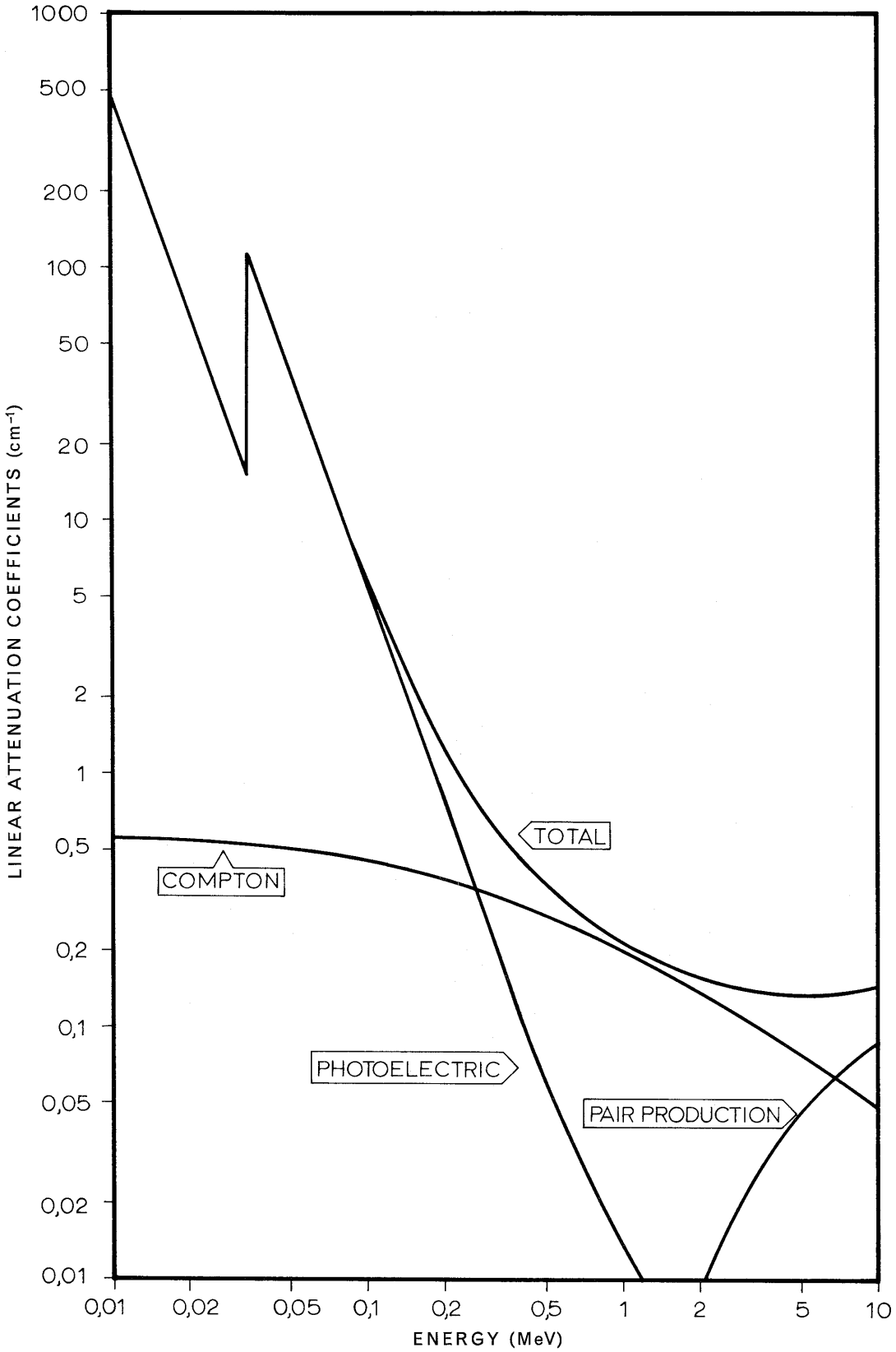
A.2 Tabellen und Graphiken



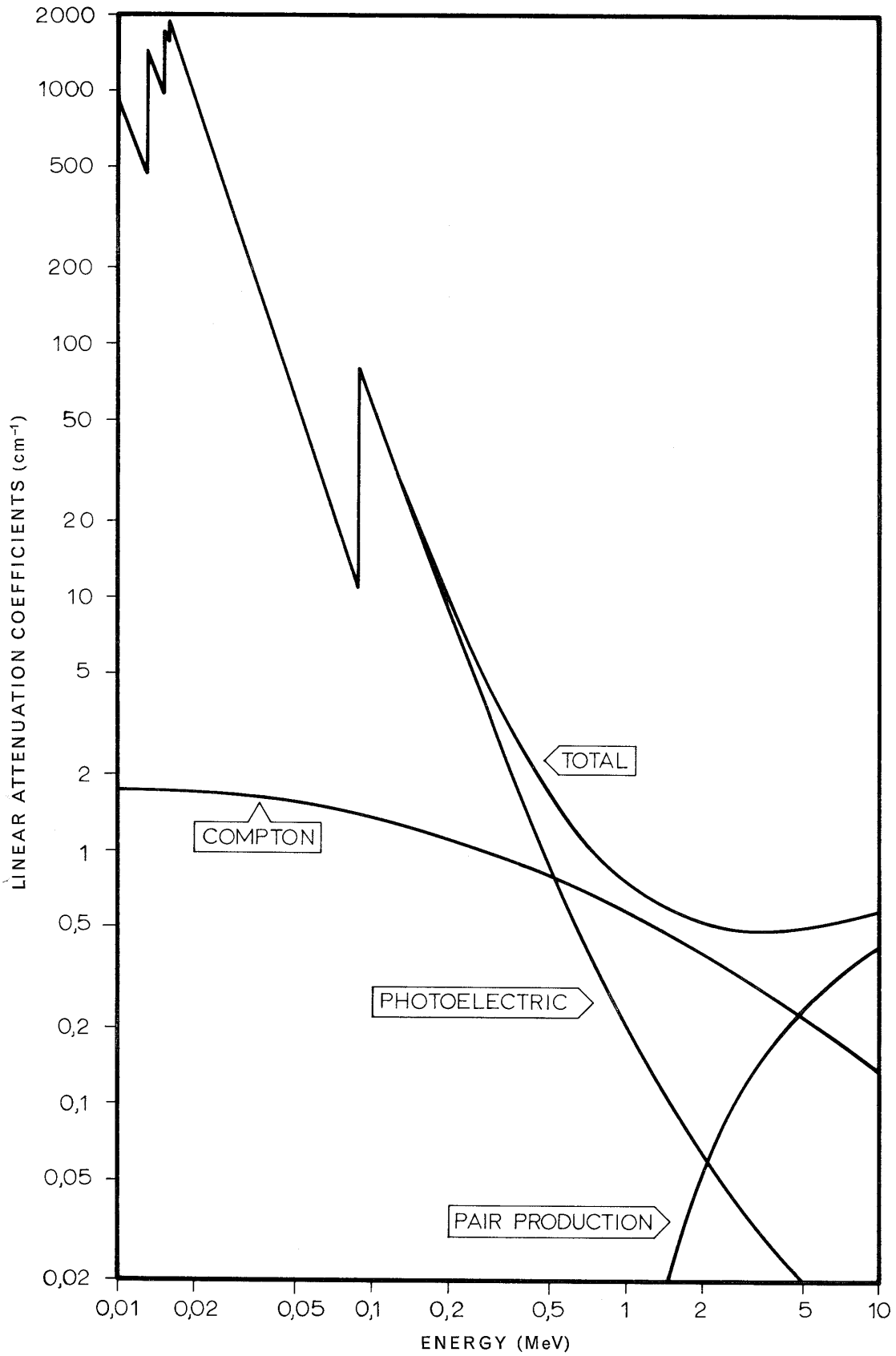
Figur A1: *Absorptionwahrscheinlichkeit von NaI Detektoren*



Figur A2: Verhältnis Photopeak / Total von NaI Detektoren



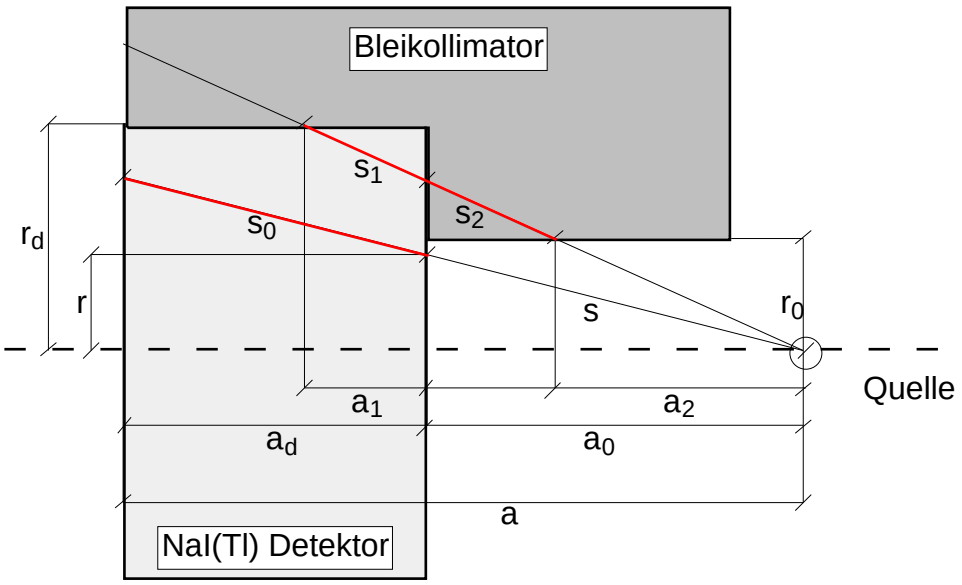
Figur A3: Abschwächungslänge für NaI



Figur A4: Abschwächungslänge für Pb

A.3 Berechnung der Raumwinkelkorrektur

Damit die Aktivität einer Probe genau berechnet werden kann ist die Geometrie des Detektoraufbaus zu beachten. Die Figur zeigt die genauen Gegebenheiten. Die Quelle befindet sich im Abstand a_0 vor dem Detektor. Durch den Bleikollimator wird der Eintritt in den Detektor begrenzt. Der Detektor selbst hat einen Durchmesser r_d von 1.75“=44.5 mm und eine Dicke a_d von 2“= 50.8 mm. Durch diesen Aufbau ist das Produkt aus Raumwinkel und Nachweiswahrscheinlichkeit gesondert zu berechnen. Zur Berechnung unterscheiden Sie die beiden Fälle:

- Gammastrahlen, die durch die Öffnung gehen, die durch den Bleikollimator (r_0=10 mm)begrenzt ist. Diese Strahlen legen im Detektor den Weg s_0 zurück. Berechnen Sie s_0 als Funktion des Radius r. Mit der Abschwächungslänge für NaI ist die Nachweiseffizienz ε gegeben als: $\varepsilon = (1 - e^{-\mu(E)s_0})$. Sie erhalten das Produkt $\Omega\ \varepsilon$ in dem Sie das Integral $\Omega\ \varepsilon = 2\pi \int_0^{r_0} r\ \varepsilon\ dr$ berechnen.
- Für Gammastrahlen, die unter größeren Öffungswinkeln die Quelle verlassen ist sowohl die Absorption im Blei (Strecke s_2) als auch die Effizienz des Detektors über die Strecke s_1 zu berücksichtigen. Berechnen Sie die Strecken s_1 und s_2 als Funktion des Radius r. Die Absorption im Blei ist gegeben durch $a = e^{-\mu(E)s_2}$ und die Nachweiseffizienz in NaI kann wiederum mit $\varepsilon = (1 - e^{-\mu(E)s_1})$ berechnet werden. Damit ist dann $\Omega\ \varepsilon$ gegeben durch da Integral $2\pi \int_{r_o}^{r_d} r\ \varepsilon\ a\ dr$.

Berechnen Sie die Integrale numerisch z.B. mit Mathematica oder Maple. Die Absorptionslängen sind in den beiliegenden Grafiken angegeben.