

VERSUCH NUMMER

TITEL

AUTOR A

authorA@udo.edu

AUTOR B

authorB@udo.edu

Durchführung: DATUM

Abgabe: DATUM

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Wechselwirkungen	1
1.2	Funktionsweise des Reinst-Germanium-Detektors	2
2	Durchführung	5
2.1	Elektronische Schaltung	5
2.2	Energiespektrum	6
2.3	Versuchsdurchführung	7
3	Auswertung	8
4	Diskussion	8

Zielsetzung

Ziel dieses Versuches ist es, sich mit der Funktionsweise eines Reinst-Germanium-Detektors für die Gamma-Spektroskopie vertraut zu machen. Anschließend wird nach einer Energieeichung des Detektors, versucht aktive Nuklide zu identifizieren.

1 Theorie

Bei der Gamma-Spektroskopie handelt es sich um die Messung von Gammastrahlung (Photonen). Dringt ein Photon in die Materie eines Absorbers ein, kann es dort eine Vielzahl von Wechselwirkungen vollziehen. Durch diese erfährt es Intensitätsverluste, welche abhängig von der Schichtdicke D , der Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit n und dem Wirkungsquerschnitt σ der Photonen sind:

$$N(D) = N_0 \cdot \exp(-\mu \cdot D) \quad (1)$$

$$\mu = n \cdot \sigma \quad (2)$$

$$(3)$$

Dabei steht N für die Strahlintensität (N_0 für die Ursprüngliche). μ wird als Extinktionskoeffizienten bezeichnet, und ist der reziproke Wert der mittleren Reichweite \bar{x} der Photonen. Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung.

1.1 Wechselwirkungen

Bei den Wechselwirkungen stehen besonders der (**innere**) **Photoeffekt**, der **Comptoneffekt** und die **Paarbildung** im Vordergrund.

Der **Photoeffekt** tritt auf wenn das Photon mit einem Hüllenelektron (bevorzugt aus der K-Schale) wechselwirkt. Dabei nimmt das Elektron das Photon auf und wird aus der Hülle gelöst, wobei das entstehende Loch anschließend unter dem emittieren von Röntgenstrahlung von Elektronen höherer Schalen aufgefüllt wird. Damit dieser Effekt auftreten kann, muss die Photonenergie größer als die Bindungsenergie des Elektrons sein. Da bei diesem Vorgang das Photon vernichtet wird, und die Röntgenstrahlung selten den Absorber verlassen kann, wird die gesamte Energie des Teilchens im Absorber deponiert. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist dabei abhängig von der Kernladungszahl Z , und der Quantenenergie E :

$$\sigma_{\text{Ph}} \sim Z^\alpha \cdot E^\delta \quad (4)$$

$$(5)$$

Die Faktoren α und δ sind selber abhängig vom Energiebereich eines Strahlers, und liegen für natürliche Strahler bei $4 < \alpha < 5$ und $\delta \approx -3.5$.

Der **Comptoneffekt** ist vergleichbar mit einem unelastischen Stoß zwischen dem Photon und einem freien ruhenden punktförmigen Elektron. Dabei gibt das Photon bei

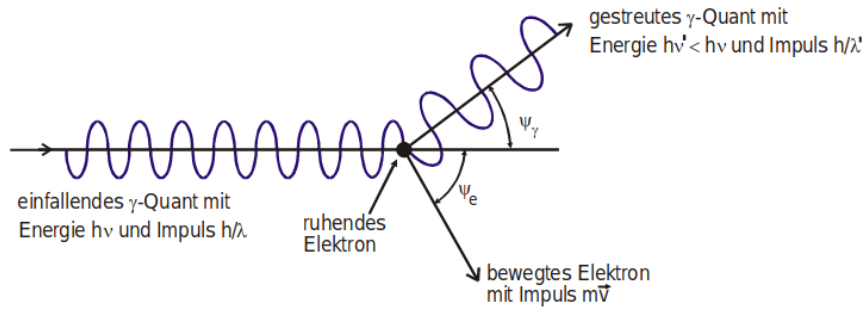


Abbildung 1: Darstellung des Comptoneffekts [anleitungv18].

der Wechselwirkung einen Teil seiner Energie dem Elektron in Form von kinetischer Energie, und ändert dabei die Richtung seiner Flugbahn (vergleiche Abb. 1). Die Energie des Elektrons ergibt sich zu:

$$E_l = E_\gamma \frac{\varepsilon(1 - \cos \Psi_\gamma)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \Psi_\gamma)} \quad (6)$$

$$\varepsilon = E_\gamma / (m_0 c^2) \quad (7)$$

$$(8)$$

Wobei E_γ die Photonenergie, Ψ_γ den Winkel des gestreuten Photon, m_0 die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Da das Photon beim Comptoneffekt nie seine gesamte Energie deponiert, ist er ein eher unerwünschter Effekt bei der Gamma-Spektroskopie. Sein Wirkungsquerschnitt σ_{Co} fällt mit steigender Photonenergie, und für $\varepsilon \rightarrow 0$ geht er in den Thomsonschen Streuquerschnitt σ_{Th} über.

Bei der **Paarbildung** spaltet sich das Photon in ein Elektron und, dessen Antiteilchen, ein Positron. Dafür benötigt das Photon eine Energie, die größer ist als die zweifache Ruhemasse des Elektrons. Da das Photon in seinem eigenen Ruhesystem ruht, braucht es einen Stoßpartner für die Paarbildung. Aufgrund der auftretenden Rückstoßenergie, die auf den Stoßpartner wirkt, braucht es bei der Elektron-Elektron Wechselwirkung sogar die vierfache Ruhemasse für den Paarbildungsprozess. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Pa} der Paarbildung ist abhängig von dem Ort der Wechselwirkung. Denn je nachdem wo in der Hülle des Atoms die Wechselwirkung stattfindet, erfährt das Photon eine unterschiedlich starke Abschirmung.

Zur Darstellung der Wirkungsquerschnitte der beschriebenen Wechselwirkungen, ist in Abb. 2 die Energieabhängigkeit der verschiedenen Extinktionskoeffizienten μ für Germanium abgebildet.

1.2 Funktionsweise des Reinst-Germanium-Detektors

Bei dem Germanium-Detektor handelt es sich um einen **Halbleiter-Detektor**. Er besteht im Grunde aus einem **p-dotierten**- und einem **n-dotierten**-Bereich, welche sich durch einen Überschuss an Elektronen bzw. Elektronenlöchern kennzeichnen. An den

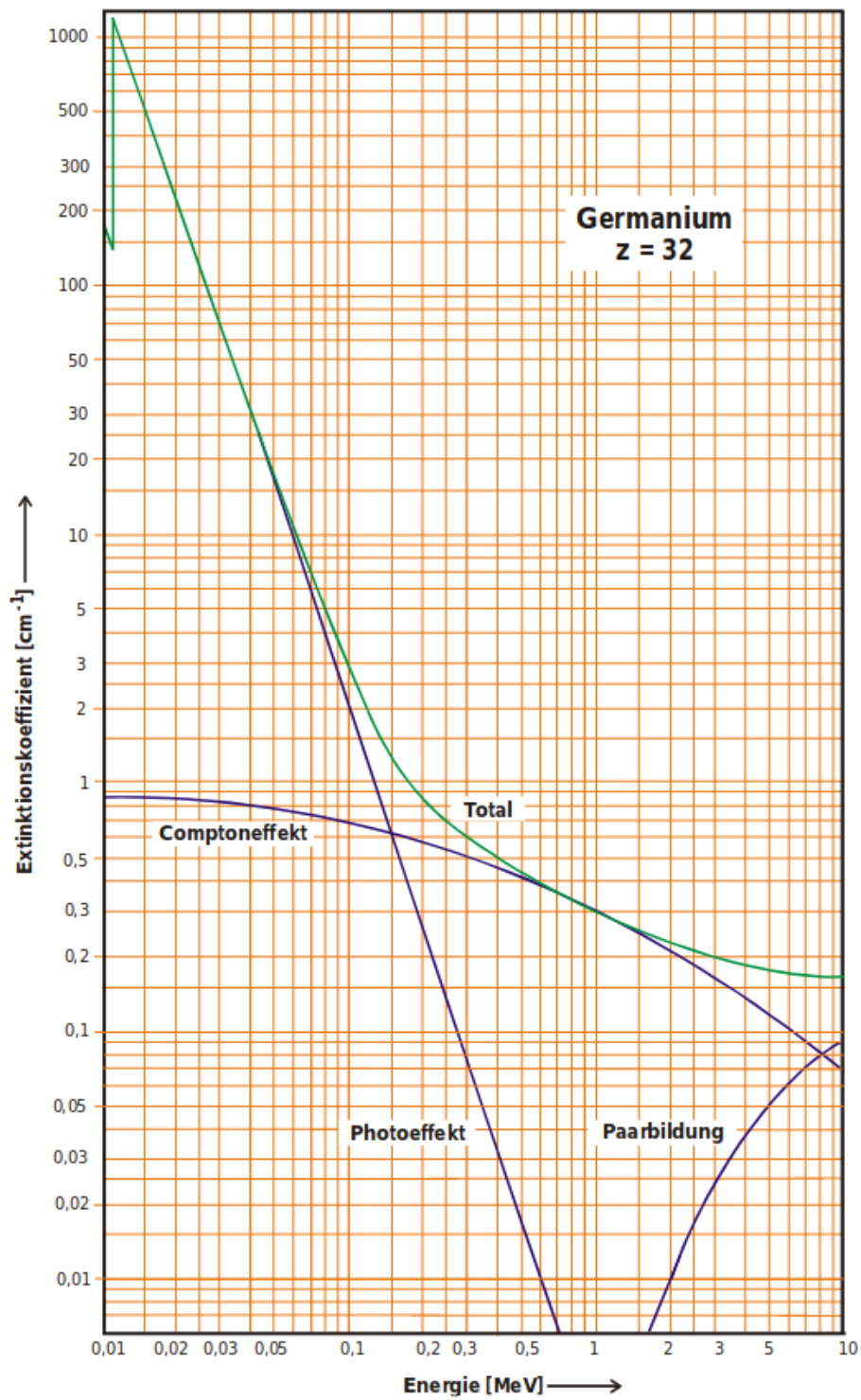


Abbildung 2: Extinktionskoeffizienten der verschiedenen Wechselwirkungen für Germanium [anleitungv18].

Grenzflächen dieser Bereiche rekombinieren die Ladungsträger und bilden eine verarmte Zone. Diese verarmte Zone wird maximiert, indem eine äußere Spannung angelegt wird, sowie eine möglichst ungleich verteilte Dotierung gewählt wird. Wenn ein Photon in diese vergrößerte (6 cm) verarmte Zone eindringt, entstehen mehrere Paare aus Elektronen und Löchern, welche durch die herrschende äußere Spannung an verschiedene Elektroden gesaugt werden. Dabei muss die Spannung hoch genug sein, um die Ladungsträger zu trennen bevor sie rekombinieren können. Aus dem entstehenden Ladungsimpuls bei der Trennung, lässt sich über geeignete Verfahren auf die Energie der Photonen schließen. Die äußere Spannung darf dabei nicht zu hoch gewählt werden, da durch thermische Aktivierung stets ein Strom entsteht der, durch die Spannung verstärkt, sich negativ auf den Detektor auswirkt. Um diesem Strom entgegenzuwirken, wird der Detektor auf 77 K gekühlt.

Der Reinst-Germanium-Detektor ist zylinderartig aufgebaut, und hat den in Abb. 3 dargestellten Querschnitt. Seinen n-dotierten Bereich bildet die mit Lithium diffundierte Oberfläche, während seine innere Oberfläche mit Gold diffundiert ist, und den p-dotierten Bereich darstellt. Um den Detektor herum ist eine Aluminiumschicht zum abfangen von Photonen mit geringer Energie. Die gesamte Apperatur ist mit Blei umgeben um Strahlung von außerhalb abzuhalten. Der Detektor kann Photonenenergie von einigen MeV messen.

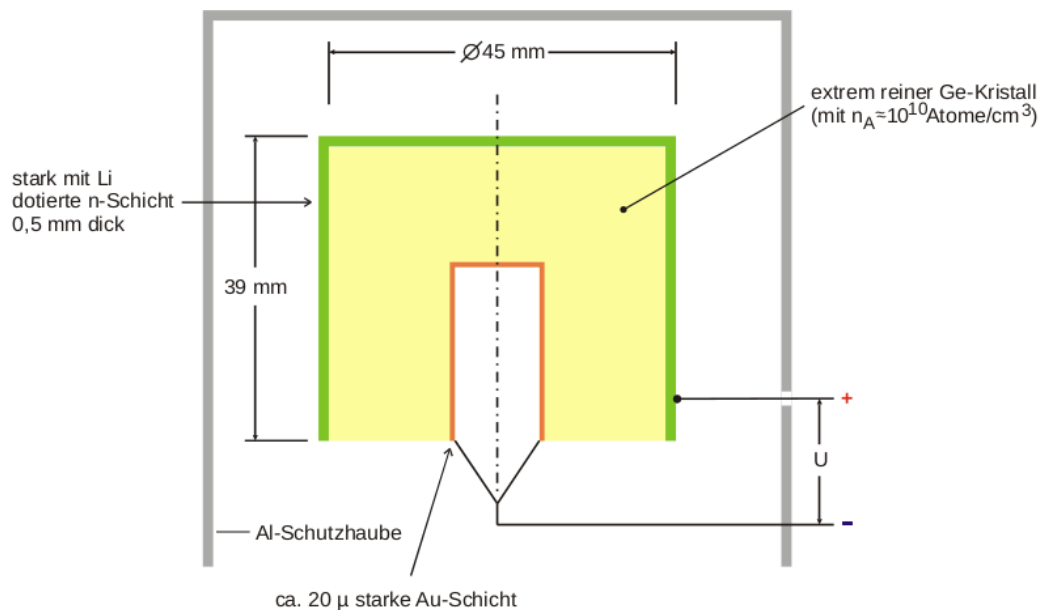


Abbildung 3: Querschnitt des Reinst-Germanium-Detektor [anleitungv18].

Als nächstes soll auf das **energetische Auflösungsvermögen** des Detektors eingegangen werden. Dieses ist ein Maß dafür, wie genau der Detektor nah aneinander liegende Spektrallinien voneinander unterscheiden kann. Dafür wird eine Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$ eingeführt, auf dessen Ursprung später noch eingegangen wird. Aus der Betrachtung der

Ladungsträgererzeugung als Poisson-verteilter Prozess, lässt sich die Halbwertsbreite wie folgt beschreiben:

$$\Delta E_{1/2} \approx 2.35 \cdot (0.1 E_\gamma E_{\text{El}})^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Dabei steht E_{El} für die Bildungsenergie eines Paares von Elektron und Loch. Für einen Germanium-Detektor liegt die typische Halbwertsbreite bei $\Delta E_{1/2} = 895 \text{ eV}$. Problematisch für das energetische Auflösungsvermögen sind jedoch Effekte wie das Rauschen des Verstärkers, die Feldinhomogenität durch die Ladungsträger sowie der zuvor genannte Strom durch die thermische Aktivierung und der äußeren Spannung. Diesen wird Abhilfe geschaffen, indem nicht nur der Detektor sondern auch der angeschlossene Verstärker gekühlt wird. Da die Feldinhomogenität durch eine hohe äußere Spannung verringert werden kann (welche den störenden Strom erhöht), muss ein Mittelmaß für diese gefunden werden.

Zuletzt wird noch auf die **Effizienz** des Detektors eingegangen. Diese steht für die Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die vollständige Absorption eines Photons, da diese zum großen Teil ihre Energie nicht komplett im Detektor deponieren. Dies folgt daraus dass für eine vollständige Deponierung nur der Photoeffekt fähig ist.

2 Durchführung

Zunächst wird die Schaltung des Versuches erläutert. Anschließend wird auf das entstehende Spektrum des Detektors, sowie auf die Durchführung eingegangen.

2.1 Elektronische Schaltung

Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, erzeugt der Detektor elektrische Ladungsimpulse, die proportional zur Photonenenergie sind. Diese Impulse werden durch elektrische Integration von einem **kapazitiv rückgekoppelten Operationsverstärker** in Spannungsimpulse umgewandelt. Für die Trennung der einzelnen Spannungsimpulse, wird der im Operationsverstärker eingebaute Integrationskondensator nach jedem Impuls durch die Bestrahlung einer Leuchtdiode (LED) entladen. Diese Konstruktion bildet den sogenannten **Vorverstärker**.

An den Vorverstärker angeschlossen folgt der **Hauptverstärker**. Dieser verstärkt die Spannungsimpulse auf eine Skala von 0 bis 10 Volt, und gibt sie anschließend in einen **Analog-to-Digital-Converter** (ADC) weiter. Dieser verwandelt die Impulse in einen brauchbaren Datensatz. Um sogenannte Pile-Ups, das heißt die Verwechslung von einem hohen und mehreren schnell aufeinanderfolgenden Impulsen, zu verhindern, wird für jeden Impuls der ADC für die benötigte Zeit gesperrt. Dadurch entsteht eine effektive Totzeit, die von der gesamten gemessenen Zeit abgezogen werden muss.

Die Impulse gelangen anschließend in einen **Vielkanalanalysator** (VKA), wo sie der Höhe und Anzahl nach sortiert werden, und auf den verschiedenen Kanälen des VKA gespeichert werden. An einem Computer lassen sich dann nach der Messzeit die gemessenen Signale als Impulshöhenspektrum darstellen.

Die beschriebene Schaltung ist als Blockschaltbild in Abb. 4 dargestellt. Es ist dabei wichtig den Detektor und Vorverstärker konstant auf 77 K zu kühlen.

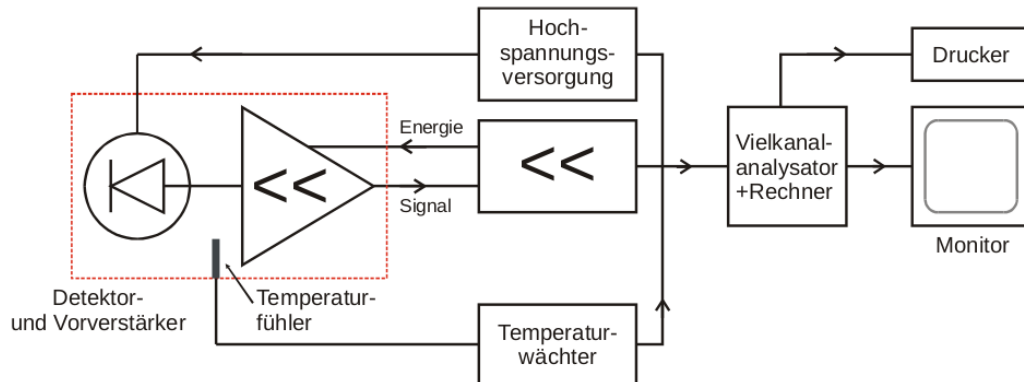


Abbildung 4: Blockschaltbild der elektrischen Schaltung. Der Temperaturwächter verhindert dass die Hochspannung an einen Detektor angelegt wird, der nicht ausreichend gekühlt ist [anleitungv18].

2.2 Energiespektrum

Das bei einem Germanium-Detektor entstehende Spektrum ist in Abb. 5 dargestellt. Von besonderem Interesse ist dabei der Photo- bzw. Vollenergiepeak, da dieser die Photonen beschreibt die ihre gesamte Energie im Detektor deponieren. Seine Halbwertsbreite ist die im vorherigen Kapitel beschriebene energetische Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$, und gibt daher Auskunft über die Auflösung des Detektors. Das in Abb. 5 zu sehende Compton-Kontinuum ist dagegen ein eher unerwünschter Effekt, da bei diesem die Photonen nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Er besteht zum einen aus dem Rückstreupeak, welcher durch die Photonen entsteht die nicht direkt in den Detektor gelangen. Damit sind vor allem die Photonen gemeint die aus der Probe in einem hohen Winkel von dem Detektor weggestrahlt werden, uns erst über mehrere Wechselwirkungen mit der Umgebung in den Detektor gelangen. Zum Anderen besteht das Kontinuum aus der Comptonkante. Diese bezeichnet das Ende des Kontinuums, und damit den maximalen Energieübertrag des Comptoneffekts bei einem Streuwinkel von 180° . Der maximale Energieübertrag beträgt dabei

$$E_{\max} = 2\varepsilon E_\gamma / (1 + 2\varepsilon). \quad (10)$$

Die geringe Intensität nach der Comptonkante entsteht durch mehrfache Comptonstreuung von einem Photon.

Um die Messergebnisse des Detektors auslesen zu können muss eine Eichung erfolgen. Aus dem aufgenommenen Spektrum eines bekannten Energiespektrums, lässt sich mittels einer linearen Ausgleichsrechnung, eine Umrechnungsmöglichkeit von Kanalnummer auf

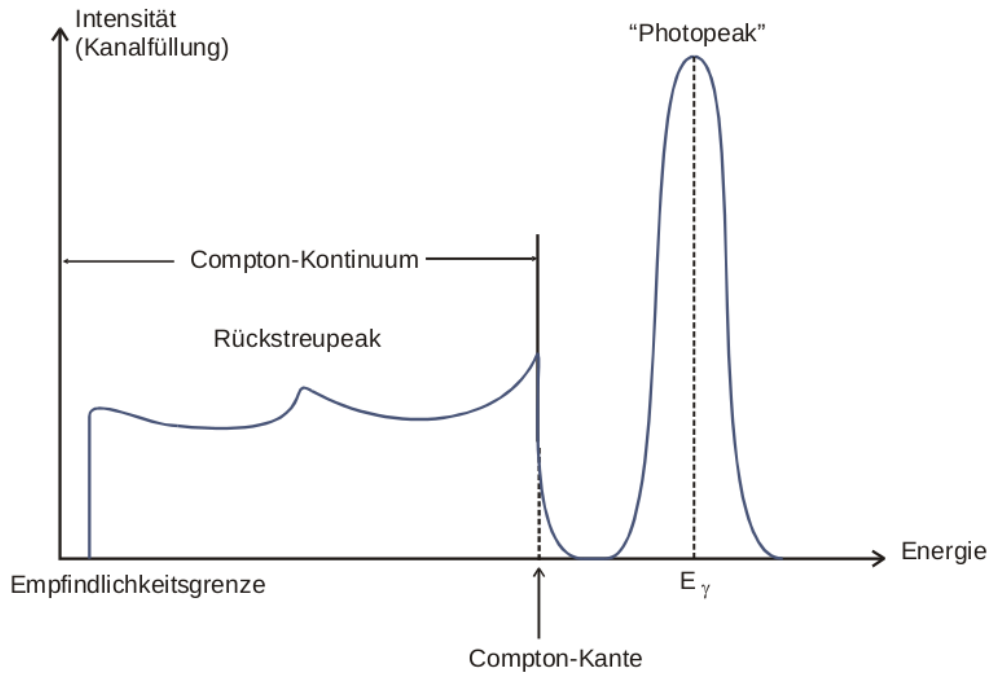


Abbildung 5: Intensität des von einem Germanium-Detektors aufgenommenen Energiespektrums [anleitungv18].

Energie bestimmen. Zusätzlich muss für die Eichung die zuvor erwähnte Effizienz Q des Detektors bestimmt werden. Diese ergibt sich aus

$$Q = 4\pi \cdot Z (\Omega \cdot A \cdot W)^{-1}. \quad (11)$$

Dabei steht W für die Emissionswahrscheinlichkeit einer bestimmten Photonenergie, Z für die Summe der Impulse in einem aufgezeichneten Peak (aus Spektrum ablesbar), A für die Aktivität des Strahlers und Ω für den Raumwinkel. Die Aktivität A muss aus den Herstellungsangaben für den Strahler, und dem Zerfall des Nuklides bestimmt werden. Der Raumwinkel Ω lässt sich aus

$$\Omega = 2\pi \left(1 - a \cdot (a^2 + r^2)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (12)$$

berechnen, wobei der Abstand a von Probe zum Detektor groß gegenüber der Größe der Probe sein muss. Der Radius r des Detektors lässt sich aus Abb. 3 ablesen.

Nach der durchgeführten Energieeichung lässt sich aus aufgenommenen Energiespektren auf Aktivität und Nuklidart der Probe schließen.

2.3 Versuchsdurchführung

Für die Eichung wird als erstes für jeweils eine Stunde das bereits bekannte Energiespektrum eines Europium- und Caesium-Strahlers aufgenommen. Anschließend wird

ein Strahler für eine Stunde aufgezeichnet, bei dem es sich entweder um Antimon oder Barium handelt. Es soll die Aktivität des Strahlers ermittelt werden. Zum Schluss wird zur Nuklidbestimmung ein gänzlich unbekannter Strahler gemessen.

3 Auswertung

4 Diskussion