

Fortgeschrittenenpraktikum – Vorbereitung

# Gamma-Spektrometrie

Erik Streb\*

5. Juni 2007

Betreuer: Kristian Döbrich

## 1 Einleitung

Gammastrahlen sind hochenergetische Photonen, die bei Kernzerfallsprozessen entstehen, z. B. relaxiert ein Atomkern nach  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfall unter Abgabe von  $\gamma$ -Quanten in seinen Grundzustand. Treffen diese Photonen auf Materie so wechselwirken sie miteinander. In diesem Versuch behandeln wir die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse und versuchen diese über ein Energiespektrum zu detektieren.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Wechselwirkung in Materie

Die Wechselwirkung mit Materie lässt sich im Wesentlichen durch den Photoeffekt, den Comptoneffekt, Paarerzeugung und durch Annihilation erklären.

Jeder dieser Prozesse hat einen Wirkungsquerschnitt  $\Phi$ , der proportional zur Wahrscheinlichkeit des Prozesses ist. Alle Wirkungsquerschnitte addieren sich zum totalen Absorptionsquerschnitt  $\Phi_{\text{tot}}$ . Die Querschnitte sind stark von Material und der Energie der einfallenden  $\gamma$ -Strahlung abhängig.

- Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zu  $E_{\gamma}^{-3}$  und zu  $Z^4$  bis  $Z^5$ .
- Die Wahrscheinlichkeit der Comptonstreuung nimmt mit zunehmender Energie monoton ab und ist proportional zur Kernladungszahl  $Z$ .

---

\*E-Mail: mail@erikstreb.de

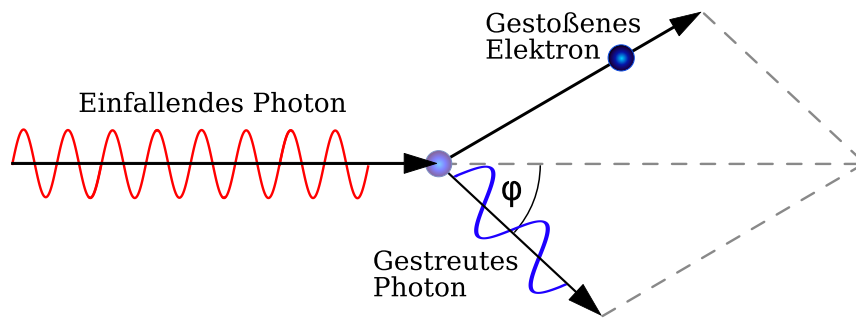


Abbildung 1: Skizze eines Compton-Streuprozesses

- Die Paarerzeugung setzt erst bei  $E_\gamma > 2m_e c^2$  ein und wächst mit  $\ln E_\gamma$  und  $Z^2$ .

### 2.1.1 Photo- und Augereffekt

Beim Photoeffekt werden die  $\gamma$ -Quanten an stark gebundenen Elektronen von Atomen inelastisch gestreut. Stark gebundene Elektronen sind im Atom in den inneren Schalen zu finden. Das Elektron wird dabei aus dem Atom geschlagen. Wenn das  $\gamma$ -Quant dabei vollständig absorbiert wird erhält das freigesetzte Elektron die Energie

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - E_B \quad (1)$$

wobei  $E_B$  die Bindungsenergie des Elektrons ist. Diese ist abhängig von der „Position“, die das Elektron im Atom hatte, und kann als Funktion der Kernladungszahl  $Z$  und der Schale (K, L oder M) abgeschätzt werden.

$$E_{B,K} = R_y (Z - 1)^2 \quad (2)$$

$$E_{B,L} = \frac{R_y}{4} (Z - 5)^2 \quad (3)$$

$$E_{B,M} = \frac{R_y}{9} (Z - 13)^2 \quad (4)$$

mit der Rydbergenergie (Ionisierungsenergie des Wasserstoffs)  $R_y = 13,6 \text{ eV}$ .

Ein Sekundäreffekt ist der Augereffekt, der bei der Relaxation in den Grundzustand eines – durch ein  $\gamma$ -Photon – angeregten Atoms entsteht. Das durch diese Rekombination entstandene Photon mit der Energie  $E_{\text{Photon}} = E_{B,K} - E_{B,L}$  wird von einem Elektron der höheren M-Schale „abgefangen“. Da die Energie des abgefangenen Photons höher als die Bindungsenergie eines Elektrons in der M-Schale ist ( $|E_{B,K} - E_{B,L}| > |E_{B,M}|$ ), wird das M-Elektron herausgeschlagen und damit das Atom ionisiert. Das herausgeschlagene M-Elektron hat dann noch eine kinetische Energie  $E_{\text{kin}} = E_{B,K} - E_{B,L} - E_{B,M}$ .

### 2.1.2 Comptoneffekt

Freie Elektronen können unter Erhaltung von Energie und Impuls keine Photonen absorbieren, so dass die Wechselwirkung mit freien oder nur schwach gebundenen Elektronen

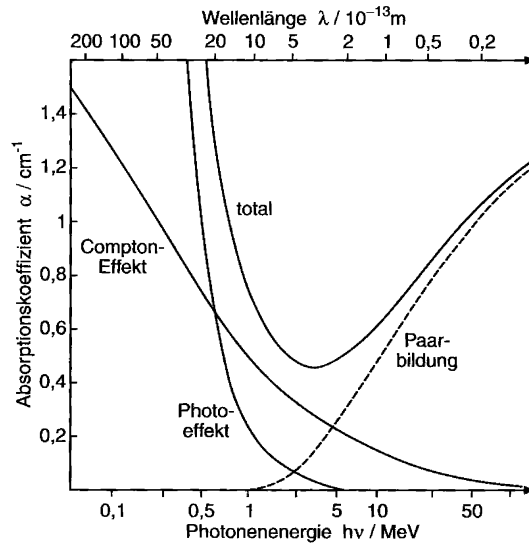


Abbildung 2: Energieabhängigkeit der einzelnen Effekte und Gesamtwirkung

ein Stoßprozess sein muss. Das Elektron gewinnt dabei kinetische Energie, so dass wegen der Energieerhaltung und  $E_{\text{Photon}} = h\nu$  das Photon seine Wellenlänge ändert. Diese Änderung der Wellenlänge ist vom Streuwinkel abhängig und wird durch die Compton-Formel

$$\Delta\lambda = \frac{\hbar}{m_e c} (1 - \cos\theta) = \lambda_C (1 - \cos\theta) \quad (5)$$

beschrieben wobei  $\theta$  der Streuwinkel und  $\lambda_C$  die Compton-Wellenlänge ist. Da die Wellenlängenänderung nur vom Streuwinkel abhängig ist, wird das Maximum  $\lambda_C$  bei  $\cos\theta = -1 \Rightarrow \theta = \pi$  erreicht.

### 2.1.3 Paarerzeugung

Wird die Energie des Photons größer als das Energieäquivalent der doppelten Elektronenmasse  $E_\gamma > 2m_e c^2$ , so kann das Photon unter Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares vernichtet werden. Zur gleichzeitigen Erfüllung von Energie- und Impulserhaltung ist die Anwesenheit eines Stoßpartners erforderlich. Dies kann ein Kern oder ein weiteres Elektron sein. Die bei der Erzeugung überschüssige Energie ( $E_\gamma$  abzüglich der Ruheenergie des Elektron-Positron-Paares) wird als kinetische Energie an das Elektron-Positron-Paar weiter gegeben.

### 2.1.4 Annihilation

Das bei der Paarerzeugung entstandene Positron wird nach eventuellem Verlust von kinetischer Energie mit einem Elektron durch Erzeugung von  $\gamma$ -Quanten rekombinieren.

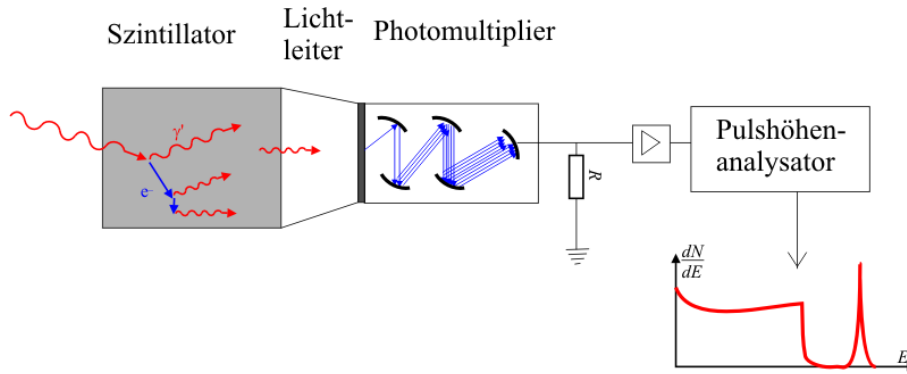


Abbildung 3: Skizze eines Szintillationszählers

Ohne weiteren Stoßpartner ist für die Erhaltung des Impulses die Emission von mindestens zwei  $\gamma$ -Photonen nötig. Die größte Wahrscheinlichkeit hat dabei die Emission von zwei Photonen mit jeweils einer Energie  $m_e c^2$  unter einem Winkel  $\pi$ . In der Nähe eines Kerns ist die Annihilation unter Aussendung von nur einem Photon möglich und auch die Aussendung von 3 Photonen mit kontinuierlichem Spektrum ist möglich.

## 2.2 Detektion

### 2.2.1 NaI(Tl)-Szintillationszähler

Wenn Gammastrahlen mit fluoreszierenden Mineralien – in unserem Fall ein Natriumiodid-Kristall (NaI), der für diesen Zweck mit geringen Mengen Thallium (Tl, ca. 0,1 %) dotiert wurde – auf die oben beschriebenen Arten wechselwirken, so wird die gesamte Energie eines jeden  $\gamma$ -Quants in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt. Diese angeregten Elektronen wiederum regen die Kristallatome zur Aussendung von Lichtblitzen einer bestimmten Wellenlänge an. Dabei kann ein Elektron so viele Lichtblitze erzeugen bis es seine kinetische Energie verbraucht hat. Dadurch ist die von einem Elektron verursachte Anzahl von Lichtblitzen proportional der kinetischen Energie des Elektrons. Da die gesamte Energie des  $\gamma$ -Quants in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt wurde ist die Anzahl der Lichtblitze proportional zur Energie des  $\gamma$ -Quants. Diese Lichtblitze werden über einen Photomultiplier gemessen und der dabei entstehende Photostrom ist dann proportional zur Energie des  $\gamma$ -Quants, wodurch mit dieser Methode Ereignisse und die zugehörigen Energien gezählt werden können.

### 2.2.2 Ge(Li)-Halbleiter-Strahlendetektor

Dieser aus einem Germanium-Einkristall bestehende Detektor, in den Lithium hineingedrftet wurde, um eine intrinsische Halbleiterzone zu erzeugen, die wie eine Ionisationskammer wirkt, ist im Wesentlichen eine p-n-Halbleiterdiode mit einem sehr breiten Übergang der durch eine die hochreine Li-Zwischenzone erreicht wird. Wird eine Spannung in Sperrichtung angelegt so wird in dieser Zone ein elektrisches Feld erzeugt, nicht

aber in den n- und p-Kontakten, da diese elektrischen Strom sehr gut leiten. Gammastrahlen können in der Zwischenschicht freie Elektron-Loch-Paare erzeugen, wobei das interne Feld diese trennt und dadurch ein Stromfluss zustande kommt, der als eigentliches Detektionssignal gemessen wird. Wechselwirkt das Photon schon mit den Kontakten, so fließt kein Strom und die Messung bleibt aus. Deshalb nennt man die Kontakte „Tote Volumen“ und die Zwischenzone „Aktives Volumen“. Pro erzeugtem Elektron-Loch-Paar muss eine gewisse Energie aufgebracht werden. Ein Photon erzeugt also so viele Paare bis seine Energie aufgebraucht ist. Das elektrische Signal ist also proportional zur Photonenenergie. Die gemessenen Signale werden verstärkt und dann an einen Vielkanalanalysator weitergegeben, der die eingehenden Impulse nach Größe in die einzelnen Kanäle sortiert. Eine unvollständige Ladungssammlung im Detektor führt dazu, dass die gemessenen Spitzen zu niedrigeren Energien hin auslaufen. Die Linie wird außerdem durch statistische Fluktuationen verbreitert, was durch den Fano-Faktor beschrieben werden kann.

### 2.2.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung  $A$  ist ein Maß für die Güte des Detektors. Man bestimmt den kleinsten noch trennbaren Energieunterschied  $\Delta E$  bei der Energie  $E$ . Allgemein ist die Energieauflösung definiert als

$$A = \frac{\Delta E}{E} \quad (6)$$

Bei Energiespektrometern ist es üblich für  $\Delta E$  die Halbwertsbreite der Photolinie des  $^{137}\text{Cs}$ -Isotops bei 0,662 MeV zu nehmen. Diese Halbwertsbreite ändert sich proportional zu  $\sqrt{E_\gamma}$ .

Beim Szintillationszähler ist die Energieauflösung hauptsächlich durch den Dunkelstrom des Photomultipliers begrenzt. Der Dunkelstrom entsteht durch thermische Emission von Elektronen im Photomultiplier. Diese Elektronen täuschen ein Photon vor. Durch Kühlung des Photomultipliers kann der Dunkelstrom minimiert werden.

## 2.3 $\gamma$ -Spektrum nach Wechselwirkung

Die Form des Spektrums lässt sich mit den besprochenen Wechselwirkungseffekten erklären.

### 2.3.1 Photopeak

Diese Spitze maximaler Energie entspricht dem eines Photons, das vorher keine Energie abgegeben hat. Wurde ein Elektron aus einer inneren Schale herausgeschlagen, so wird die frei gewordene Stelle von einem höheren Elektron unter Aussendung von Röntgenstrahlung oder eines Auger-Elektrons gefüllt. Daher wird im Detektor die ganze Energie des  $\gamma$ -Quants gemessen, weil die Summe aller Rekombinations und Ionisierungsprozesse der Anregung gerade  $E_\gamma$  entspricht.

### 2.3.2 Comptonkante

Findet im Detektor Comptonstreuung statt und wird nur die auf das Elektron übertragene Energie gemessen, erhält man eine Kante bei maximaler Energie, die das Elektron aufnehmen konnte.

$$\Delta E = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (7)$$

Dieser Maximalwert wird als Comptonkante bezeichnet und ist im Spektrum sehr deutlich zu erkennen. Zurück bleibt ein  $\gamma$ -Quant, welches mit seiner übrigen Energie zur sogenannten „Backscatter“-Kante führt.

### 2.3.3 Backscatter-Kante

Der Energieverlust der Photonen bei Comptonstreuung ist allein Winkelabhängig, so dass der Effekt bei großer Anzahl von Streueignissen, d. h. statistische Gleichverteilung der Streuwinkel, ein Maximum hat, ab dem keine Energie mehr durch den Comptoneffekt vom  $\gamma$ -Photon abgezogen wird. Werden Photonen gemessen, die vor Eintritt in den Detektor gestreut wurden, kann eine Kante minimaler Energie gemessen werden.

$$E_{BS} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (8)$$

### 2.3.4 Escape-Peak, Materialabhängig

Die Anregung von charakteristischer Röntgenstrahlung im Detektor nimmt zu, wenn die Photonenenergie im Bereich der Absorberkante liegt. Wir messen also eine weitere Spitze, die zur Maximalenergie um einen festen materialabhängigen Wert verschoben ist.

### 2.3.5 Escape-Linien aus Paarerzeugung

Das Positron kann unter Aussendung von Photonen mit einem Elektron rekombinieren. Diese können dann wieder im Detektor wechselwirken und werden somit gemessen. Im wahrscheinlichsten Fall werden zwei Photonen erzeugt. Wird eines nicht gemessen, weil es den Detektor ohne Wechselzuwirkung verlassen konnte, so erhält man einen „Single-Escape-Peak“ bei  $E_\gamma - m_e c^2$ , werden beide Photonen nicht gemessen bekommt man den „Double-Escape“ bei  $E_\gamma - 2m_e c^2$ .