# Fortgeschrittenenpraktikum WS 1996/97
# Protokoll zum Versuch „$\gamma$ Spektroskopie“

Kay Römer Frank Pilhofer

21. Februar 1997

**Zusammenfassung**

Mittels eines Szintillationszählers werden die Spektren verschiedener $\gamma$ Strahler aufgenommen.

## 1 Grundlagen

Abbildung 1 zeigt den schematischen Aufbau eines Szintillationszählers. Die in den *Szintillator* einfallenden $\gamma$ Quanten regen Elektronen des Kristalls an. Beim Rückfall der Elektronen auf ihr ursprüngliches Energieniveau wird die abgegebene Energie in Form von Lichtquanten freigesetzt. Die so erzeugten Lichtblitze werden über einen *Lichtleiter* dem *Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)* zugeführt. Dort lösen die Lichtquanten Photoelektronen aus, deren Zahl durch eine nachfolgende Elektrodenanordnung vervielfacht wird. Der gewonnene Ladungsüberschuß wird verstärkt und dem *Einkanaldiskriminator* zugeführt, der für jeden Spannungsimpuls, dessen Peak in einen einstellbaren Bereich fällt, einen Zählimpuls an seinem Ausgang liefert. Die Zahl der vom Einkanaldiskriminator gelieferten Impulse wird vom *Zähler* für eine einstellbare Zeitdauer gezählt.

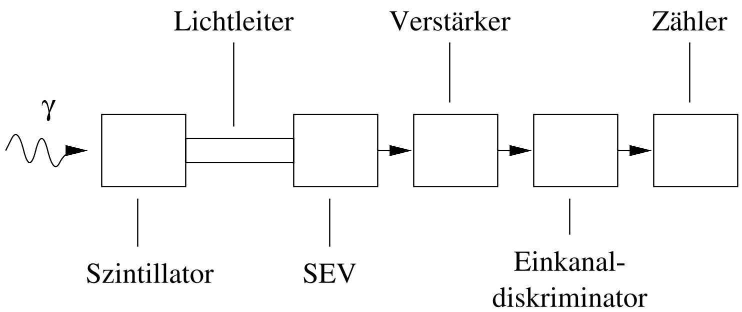


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers

Das Energiespektrum das man erhält, wenn man die Zahl der Impulse pro Zeiteinheit im verschiedenen Spannungsfenstern mißt, läßt Rückschlüsse auf die Energie den $\gamma$ Quanten zu.

Im folgenden wird näher auf die Vorgänge im Szintillationskristall, sowie Aufbau und Wirkungsweise des Sekundärelektronenvervielfachers eingegangen.

## 1.1 Szintillator

Als Szintillator kommen Flüssigkeiten, organische und anorganische Einkristalle zur Verwendung. Für die $\gamma$ Spektroskopie wird jedoch fast ausschließlich Thallium-dotiertes Natrium-Jodid (NaJ) verwendet, da es durch seine hohe Dichte die $\gamma$ Strahlung besonders gut absorbiert.

Die in den Kristall einfallenden $\gamma$ Quanten führen dazu, daß Elektronen in das Leitungsband angehoben werden. Die angeregten Elektronen wandern dann zu den Dotierungsstellen, wo sie unter Abgabe von Energie in Form von Lichtquanten rekombiniert werden. Die entstehenden Lichtblitze werden dem SEV zugefürt.

Für die Anregung der Elektronen spielen drei Effekte eine Rolle: *Photoeffekt*, *Comptoneffekt* und bei Energien ab 1.02 MeV die *Paarbildung*. Darauf soll im folgenden näher eingegangen werden.

### Photoeffekt

Beim Photoeffekt überträgt sich die gesamte Energie $h\nu$ eines $\gamma$ Quants auf ein gebundenes Elektron und löst dieses aus dem Atomverbund. War das Elektron vor der Ablösung mit der Energie $W_n$ gebunden, so beträgt die Energie des Elektrons nach der Ablösung $h\nu - W_n$.

Das die Energie der $\gamma$ Quanten mit einem Schlag auf ein Photoelektron übertragen wird hat zur Folge, daß die Photolinie im Spektrum sehr scharf ausgebildet ist.

### Comptoneffekt

Unter dem Comptoneffekt versteht man den Stoßvorgang zwischen einem $\gamma$ Quant und einem freien Elektron des Szintillators. Dabei gibt das Photon nur einen Teil seiner Energie $h\nu$ an das Elektron ab und hat nach dem Stoß noch die Energie $h\nu'$. Ist der Szintillatorkristall sehr groß, so kann des Photon in nachfolgenden Stoßvorgängen an weitere Elektronen Energie abgeben. Bei einer üblichen Kristallgröße von einigen mm$^3$ bis wenigen cm$^3$ sind diese Sekundärstöße jedoch vernachlässigbar.

Da die $\gamma$ Quanten verschiedene Energiebeträge an die Elektronen abgeben, ist die Comptonlinie im Vergleich zur Photolinie breit mit einer steil abfallenden oberen Flanke.

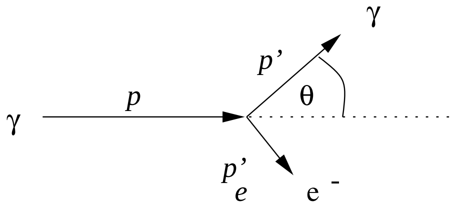


Abbildung 2: Stoßvorgang beim Comptoneffekt

Abbildung 2 zeigt den Stoßvorgang schematisch. Der Betrag an Energie, der beim Stoß vom Photon auf das Elektron übertragen wird, ist eindeutig bestimmt durch Energieerhaltung, Impulserhaltung und den Streuwinkel $\theta$. Jedoch muß der Stoßvorgang relativistisch behandelt werden, da sich die Geschwindigkeit das Elektrons nach dem Stoß der Lichtgeschwindigkeit nähert.

Da die Energie des freien Elektrons im Vergleich zur Energie des Photons vernachlässigbar klein ist, kann man annehmen, daß sich das Elektron vor dem Stoß in Ruhe befindet, d.h. es besitzt nur die Ruheenergie $mc^2$. Die folgende Tabelle zeigt Impulse und Energien der beiden am Stoß beteiligten Teilchen vor und nach dem Stoß.

| Teilchen | Photon | Elektron |
|---|---|---|
| Impuls vorher | $\vec{p}$ mit $p = \lvert\vec{p}\rvert = \frac{h\nu}{c}$ | 0 |
| Impuls nachher | $\vec{p}'$ mit $p' = \lvert\vec{p}'\rvert = \frac{h\nu'}{c}$ | $\vec{p}'_e$ |
| Energie vorher | $pc = h\nu$ | $mc^2$ |
| Energie nachher | $p'c = h\nu'$ | $E'_e$ |

Aufgrund der Energieerhaltung beim Stoß muß gelten $pc+mc^2 = p'c+E'_e$. Dividiert man beide Seiten durch $c$ und quadriert anschließend, so erhält man

$$p^2 + p'^2 + m^2c^2 - 2pp' + 2pmc - 2p'mc = \left(\frac{E'_e}{c}\right)^2 \tag{1}$$

Aus der Impluserhaltung folgt $\vec{p} - \vec{p}' = \vec{p}'_e$. Quadriert man beide Seiten, so erhält man

$$p^2 + p'^2 - 2pp'\cos\theta = {p'_e}^2 \tag{2}$$

Subtrahiert man Gleichung 2 von Gleichung 1, so erhält man

$$m^2c^2 - 2pp' + 2pmc - 2p'mc + 2pp'\cos\theta = \left(\frac{E'_e}{c}\right)^2 - {p'_e}^2 = m^2c^2 \tag{3}$$

wobei das rechte Gleichheitszeichen aus dem in Gleichung 4 wiedergegebenen relativistischen Energie-Impuls Erhaltungssatz folgt.

$$E^2 = m^2c^4 + c^2p^2 \tag{4}$$

Damit ist $E_e'$ eliminiert und Gleichung 3 kann nach $p'$ aufgelöst werden:

$$p' = \frac{p}{1 + \frac{p}{mc}\left(1 - \cos\theta\right)}$$

Ersetzt man $p$ und $p'$ durch $\frac{h\nu}{c}$ bzw. $\frac{h\nu'}{c}$ und multipliziert mit $c$ durch, so erhält man für die Energie des Photons nach dem Stoß

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}\left(1 - \cos\theta\right)} \tag{5}$$

Für die kinetische Energie $E_{Compton} = h\nu - h\nu'$ des Elektrons nach dem Stoß folgt mit Gleichung 5:

$$E_{Compton} = \frac{h\nu}{1 + \frac{mc^2}{h\nu(1-\cos\theta)}} \tag{6}$$

Rechnet man nicht relativistisch unter den Annahme $h\nu \approx h\nu'$, so erhält man ein Ergebnis ähnlich Geichung 6, jedoch fehlt die 1+ im Nenner. Die Werte für $E_{Compton}$, die man damit erhält, wären größer als $h\nu$, was falscher fast nicht mehr geht.

#### Paarbildung

Bei diesem Effekt kommt es zur Bildung von Elektron-Positron Paaren in der Umgebung eines dritten Teilchens (vorzugsweise eines Kerns), jedoch erst wenn die Photonenenergie die Ruheenergie $2\mathrm{m}_e c^2$ der beiden Teilchen überschreitet. Die Energiedifferenz $h\nu - 2\mathrm{m}_e c^2$ wird als kinetische Energie auf das Paar übertragen.

Das Elektron des Paars überträgt seine Energie auf den Szintillator. Trifft das Positron auf ein nicht gepaartes Elektron, so vernichten sich beide Teilchen unter Aussendung von zwei $\gamma$ Quanten mit einer Energie von je $\mathrm{m}_e c^2$. Der Effekt wird im Spektrum als 511 keV Linie sichtbar.

### 1.2 Sekundärelektronenvervielfacher

Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau eines Sekundärelektronenvervielfachers. Links treffen die Lichtquanten aus dem Szintillator auf eine Photokathode und lösen Photoelektronen aus der Oberfläche. Diese werden durch ein elektrisches Feld in Richtung erster Dynode beschleunigt, wo sie mehrere Sekundärelektronen auslösen. Der Sekundäremissionsfaktor

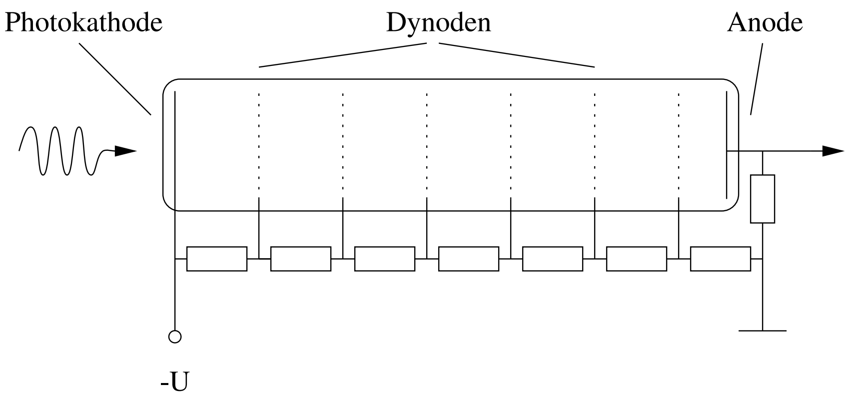


Abbildung 3: schematischer Aufbau eines SEV

$m$, der das Verhältnis zwischen einfallenden Elektronen und emittierten Sekundärelektronen widerspiegelt, hängt stark vom Dynodenmaterial ab. Typische Werte für $m$ liegen zwischen 2 und 5. Nachdem weitere Dynodenstufen (meist 10) durchlaufen wurden, treffen die Elektronen schließlich auf die Anode.

Durch die thermische Emission der Photokathode bedingt treten auch bei unbeleuchteter Kathode sehr viele kleine Impulse am Ausgang auf. In den aufgenommenen Spektren wird dieser sogenannte *Nulleffekt* durch einen Peak am Nullpunkt der Energieskala sichtbar.

# 2 Versuchsdurchführung

## 2.1 Eichung

Zur Eichung der Impulshöhenskala wird als erstes das Spektrum von $^{22}$Na aufgenommen. $^{22}$Na strahlt bei 511 keV (Vernichtungsstrahlung Elektron + Positron) und 1.275 MeV. Durch die daraus resultierenden Photopeaks werden Nullpunkt und Teilung der Impulshöhenskala festgelegt. Man erhält für die Teilung 0.382MeV $\pm$ 10% je Volt. Die 10 Prozent Fehler resultieren aus der am Einkanaldiskriminator eingestellten Fensterbreite von 0.1 V. Da die 511 keV Linie bei ca. 1 V liegt, ergibt das einen Fehler von 10 Prozent in den Spannungswerten für die Peaks, der sich auf die berechnete Skalenteilung überträgt.

Nach Formel 6 sind die Comptonpeaks der 511 keV und 1.275 MeV Linien bei 341 keV bzw. 1.062 MeV zu erwarten. Der bei 969 keV gemessene Peak ist demnach im Rahmen der 10 Prozent Meßungenauigkeit die Comptonflanke zur 1.275 MeV Linie. Eine 341 keV Linie war nicht nachweisbar, sie geht vermutlich im Nulleffekt des SEV unter.

### 2.2 Spektrum von $^{137}$Cs

$^{137}$Cs strahlt bei 662 keV. Der gemessene Photopeak bei 663 keV bestätigt den zu erwartenden Wert nahezu perfekt. Die bei 478 keV zu erwartende Comptonflanke konnte nicht nachgewiesen werden, sie geht vermutlich wieder im Nulleffekt unter.

### 2.3 Spektrum des unbekannten Elementes

Das Spektrum des unbekannten Elementes weist drei Peaks bei 893 keV, 1.179 und 1.341 MeV auf. $^{60}$Co emittiert $\gamma$ Quanten bei 1.16 und 1.33 MeV. Im Rahmen der Meßungenauigkeiten lassen sich die gemessenen 1.179 und 1.341 Linien diesen Werten zuordnen. Die 893 keV Linie läßt sich dann mit etwas gutem Willen als Comptonflanke zum 1.16 MeV Photopeak (erwartet bei 950 keV) deuten.

Es handelt sich also beim untersuchten Präparat aller Wahrscheinlichkeit nach um $^{60}$Co.

### 2.4 Fehlerbetrachtung

Als sehr kritisch hat sich im Versuch die Einstellung der SEV Beschleunigungsspannung erwiesen. Nähert man sich zu sehr der oberen Grenze von 1000 V, so sind die Energienen der Peaks stark verschoben.

Entscheidend für die Meßgenauigkeit ist die Wahl der Größe des am Einkanaldiskriminator eingestellten Spannungsfensters. Beim von uns gewählten Fenster von 0.1 Volt liegt die Meßungenauigkeit bei der Bestimmung der Peaks immerhin bei rund 40 keV.

Außerdem sollte die Zählzeit recht groß gewählt werden, da sonst die statistischen Schwankungen zu sehr ins Gewicht fallen. Bei 20 Sekunden Zählzeit traten bei wiederholter Messung teilweise Abweichungen von bis zu 30 Prozent auf.