

Protokoll zum FP-Versuch K121
 γ -Spektroskopie mit Szintillations- und
Halbleiterdetektoren

Michael Nirschl, Moritz Ringler

15./16. November 1999

Inhaltsverzeichnis

1 Thema	3
2 Theorie	3
2.1 Szintillator	3
2.2 Halbleiterdetektor	3
3 Beschreibung	3
4 Auswertung und Ergebnisse	4
4.1 Ausgangssignale	4
4.2 Energieeichung	4
4.3 Energieauflösung	5
4.4 Intensitäten, Peak-to-Total-Verhältnis	6
4.5 Absolute Peakefficiency	6
4.6 Relative Efficiency als Funktion der γ -Energie	7
4.7 Untersuchung der Granitprobe	8
5 Zusammenfassung der Ergebnisse	9
6 Abbildungen	10

1 Thema

In diesem Versuch werden die typische Eigenschaften von zwei Detektortypen für Gamma-spektroskopie, nämlich Szintillatoren und Halbleiterzählern, untersucht. Dazu werden die Radionuklide $^{60}_{27}\text{Co}$, $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{152}_{63}\text{Eu}$ spektroskopiert. Anschließend wird eine mitgebrachte Probe mit dem Halbleiterdetektor analysiert.

2 Theorie

Die Präparate sind sämtlich β -aktiv, und ihre Tochternuklide geben ihre Anregungsenergie über Gammazerfälle ab. Diese γ -Quanten werden in den Detektoren nachgewiesen.

2.1 Szintillator

Die von dem Präparat emittierte γ -Strahlung gibt ihre Energie an das Material des NaI(Tl)-Szintillators ab, indem sie hauptsächlich über den Photoeffekt Elektronen aus dem Valenzins Leitungsband hebt oder Exzitonen (lose gekoppelte Elektron-Loch-Paare) erzeugt. Die hierfür benötigten Energien liegen typischerweise im Bereich um 300 eV. Die Exzitonen rekombinieren – insbesondere an den Tl-Störstellen – und emittieren dabei elektromagnetische Strahlung im Bereich um 413 nm. Die Intensität des Lichtsignals ist dabei proportional zur Energie des detektierten Strahlungsquants.

Die Photonen aus dem Szintillator setzen dann in der Photokathode des Photomultipliers Primärelektronen frei (Photoeffekt), die im Sekundärelektronenvervielfacher von Dynode zu Dynode beschleunigt werden und dabei weitere Elektronen freisetzen. Das Ausgangssignal bleibt dabei weitgehend proportional zum Eingangssignal und damit zur Energie des registrierten Teilchens, kann also zur Spektroskopie benutzt werden.

2.2 Halbleiterdetektor

Der Halbleiterdetektor registriert Photonen, wenn diese in der Verarmungszone seines in Sperrichtung gepolten pn-Überganges Elektron-Loch-Paare erzeugen. Diese Ladungsträger werden durch die angelegte Hochspannung V_{Bias} beschleunigt und setzen durch Stöße weitere Ladungsträger frei – weitgehend analog zur Ionisationskammer. Der auf diese Art erzeugte Ladungspuls wird mit einem ladungssensitiven Vorverstärker in einen Spannungspuls umgesetzt, der dann weiterverarbeitet wird. Das Signal des Halbleiterdetektors ist proportional zur Anzahl der durch das einfallenden Teilchen erzeugten Elektron-Loch-Paare und damit zur Energie desselben. Die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Lochpaars beträgt ca. 4 eV, wovon allerdings etwa 3 eV als Gitteranregung verloren gehen. Der verwendete Ge-Detektor wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um thermische Ströme und Diffusionseffekte gering zu halten.

3 Beschreibung

Der Ausgänge einer jeden Detektoreinheit wird auf einen Hauptverstärker mit Pulsformungsnetzwerk geführt. Dessen Ausgang wird dann an einen MCA in Gestalt einer PC-Karte angeschlossen. Die Hochspannung wird an die beiden Detektoren angelegt.

Das ^{60}Co -Präparat wird vor dem Szintillationszähler plziert, so dass die Zählrate am Vielkanalanalysator $\leq 1000 \text{ s}^{-1}$ bleibt (Vermeidung von Totzeiteinflüssen). Die Ausgangssignale der Detektoreinheit und anschließend die des Hauptverstärkers werden oszilloskopiert. Die Bleiziegel, die das Präparat abschirmen, werden entfernt, um Rückstreuung zu vermeiden. Dann werden die Spektren der drei Präparate mit dem MCA aufgenommen. Gemessen wird über einen Zeitraum von je 15 Minuten, der Gain des Hauptverstärkers ist

auf 9 Coarse und 3 Fine eingestellt. Zusätzlich wird der Abstand der Quelle vom Detektor gemessen. Die aufgenommenen Spektren werden analysiert.

Mit dem Ge-Detektor wird genauso verfahren.

Zur Bestimmung der Energieauflösung der Elektronik wird mit einem Pulsgenerator ein monoenergetischer Puls erzeugt und mit dem MCA aufgenommen.

Schließlich wird für die Dauer von 15 Stunden das Spektrum eines Granitstückes mit Aktivkohle-Patch nach [1] aufgenommen und danach für weitere 15 Stunden mit der gleichen Abschirmung eine Messung des Strahlungsuntergrundes durchgeführt.

4 Auswertung und Ergebnisse

4.1 Ausgangssignale

Die oszilloskopierten Ausgangssignale der Zähler (Abb. 1) zeigen den für den jeweiligen Detektor typischen Verlauf. Beim Szintillationszähler bedeutet das eine Maximalamplitude im Bereich von 1,2 Volt, eine steile aber messbare führende Signalfanke (Anstiegszeit $\approx 0,7 \mu\text{s}$) negativer Polarität und ein vergleichsweise schnelles exponentielles Abklingen des Signals ($1/e$ -Abfall in ca. $3 \mu\text{s}$). Der Germanium-Detektor liefert ein sehr anderes Signal mit kleiner Amplitude ($\leq 350 \text{ mV}$) und mit im Vergleich zur langen Abfallzeit ($1/e$ -Abfall in ca. $50 \mu\text{s}$) sehr kurzem Anstieg (auf dem Oszilloskop nicht sichtbar). Die Signale der Verstärker werden im wesentlichen durch die Eigenschaften des Pulsformungsnetzwerkes geprägt, also ein Doppeldifferenzierersignal beim bipolaren *Output* des Szintillatorverstärkers und das Signal eines CR-RC-Netzwerkes am monopolaren Ausgang des Halbleiterdetektor-Verstärkers.

4.2 Energieeichung

Die Gammasppektren der drei Präparate werden wie in Tabelle 1 und Abbildung 2 angeben aufgenommen.

Präparat	Energie/keV	Szintillator			Ge-Detektor	
		Kanal	FWHM/Kan.	FWHM/keV	Kanal	FWHM/keV
^{60}Co	1332,5	6918	513	98,496	7323	
^{60}Co	1173,2	6060	562	107,904	6448	
^{137}Cs	661,7	3367	390	74,88	3634	
^{152}Eu	121,8	313			662	1,291
^{152}Eu	244,7	1226	174	33,408	1341	1,373
^{152}Eu	344,3	1771	242	46,464	1888	1,473
^{152}Eu	778,9				4280	1,819
^{152}Eu	964,1				5300	
^{152}Eu	1098,9				5967	
^{152}Eu	1112,1				6113	
^{152}Eu	1408				7742	2,436

Tabelle 1: Peaks der Szintillator- und Ge-Detektor-Spektren

Der Ablesefehler beträgt dabei ca. 10 Kanäle für den Szintillator und 2–3 Kanäle für den Ge-Detektor. Aus den gemessenen Daten berechnet das Programm Accuspec die folgenden Eichgeraden:

	Steigung	Achsenabschnitt
Szintillator	0,192 keV/Kanal	6,368 keV
Ge-Detektor	0,182 keV/Kanal	0,846 keV

Einen Fehler berechnet das Programm bei dieser Eichung leider nicht. Um ein Maß für diesen Fehler zu haben, wird der Geradenfit daher noch einmal mit einem Computerprogramm zur Datenanalyse durchgeführt (Abb. 3). Hier ergibt sich

	Steigung	Achsenabschnitt
Szintillator	$0,19173 \pm 0,0010$ keV/Kanal	$9,604 \pm 4,6$ keV
Ge-Detektor	$0,18175 \pm 3,2 \cdot 10^{-5}$ keV/Kanal	$1,18 \pm 0,17$ keV

Im folgenden werden die Werte aus dem Accuspec-Fit benutzt. Da der Steigungsfehler gegenüber dem Abschnittsfehler bei beiden Datensätzen kaum ins Gewicht fällt, wird ein konstanter Offsetfehler von 5 keV für den Szintillator und etwa 0,5 keV für den Halbleiterdetektor angenommen.

4.3 Energieauflösung

Die Messwerte für die Halbwertsbreite der Peaks finden sich ebenfalls in Tabelle 1. Zunächst fällt hieran die wesentlich bessere Energieauflösung des Halbleiterdetektors auf. Um aus diesen Daten die intrinsische Halbwertsbreite des Ge-Detektors zu bestimmen, wird zusätzlich noch ein scharfer Energiepuls aus einem Pulsgenerator aufgenommen. Hier werden folgende Werte gemessen:

Energie/keV	FWHM/keV
128,8	1,097
256,9	1,135
509,1	1,159

Folgender Ansatz für die Gesamtenergieauflösung wird der Analyse der Halbwertsbreite zugrunde gelegt:

$$\Delta E(E_\gamma) = \sqrt{(\Delta E_d(E_\gamma))^2 + (\Delta E_e)^2} \quad (4.1)$$

Hierbei bezeichnet $\Delta E(E_\gamma)$ die gesamte Halbwertsbreite, $\Delta E_d(E_\gamma)$ die intrinsische Halbwertsbreite des Detektors und ΔE_e die elektronische Energieauflösung. Demnach wird also die elektronische Energieauflösung konstant angenommen, weshalb die oben angegebenen Werte gemittelt werden, als Mittelwert erhält man $\Delta E_e = 1,130 \pm 0,0255$. Damit berechnen sich die intrinsische Halbwertsbreiten wie in Tabelle 2 angegeben.

E_γ/keV	$\Delta E_d(E_\gamma)/\text{keV}$
121,8	0,62
344,3	0,94
244,7	0,78
778,9	1,43
1408	2,16

Tabelle 2: intrinsische Halbwertsbreite des Ge-Detektors

Der Fehler dieser Daten beträgt etwa 0,05 (Ablesefehler, ΔE_e). Trägt man diese Werte quadriert gegen E_γ auf, erhält man anhand der Güte der Fitgeraden eine experimentelle Überprüfung der theoretischen Formel für die Energieauflösung

$$\Delta E_d(E_\gamma) = C \cdot \sqrt{E_\gamma} \quad (4.2)$$

Der Geradenfit unseres Plots (Abb. 4) hat einen Güteparameter R von 0,987 und beschreibt in etwa eine Ursprungsgerade. Die Hypothese wird also durch das Experiment gestützt.

4.4 Intensitäten, Peak-to-Total-Verhältnis

Zu den deutlich getrennten Linien in den Spektren der drei Präparate werden die Intensitäten bestimmt. Die Resultate finden sich in Tabelle 3.

Präparat	Energie/keV	Szintillator		Ge-Detektor
		I	I - I _{Ug}	I - I _{Ug}
⁶⁰ Co	1332,5	26273	14014	18427
⁶⁰ Co	1173,2	40281	17407	20709
⁶⁰ Co	beide	71663	45144	
¹³⁷ Cs	661,7	219163	195667	79525
¹⁵² Eu	121,8			58628
¹⁵² Eu	244,7	74997	16669	14115
¹⁵² Eu	344,3	108401	58361	34821
¹⁵² Eu	778,9			7467
¹⁵² Eu	1408,0			7704

Präparat	Szintillator		Ge-Detektor	
	Total-U.grund	Abstand/cm	Total-U.grund	Abstand/cm
⁶⁰ Co	370960	2	368977	1
¹³⁷ Cs	928485	17	557338	22,5
¹⁵² Eu	856756	7	616782	8

Messzeiten: Szintillator je 15 min, Ge-Detektor je 10 min

Tabelle 3: Intensitäten der beiden Detektoren

Bei der Berechnung des Peak-To-Total-Verhältnisses des ⁶⁰-Szintillatorspektrums ergibt sich durch die Überlappung der beiden Peaks ein systematisches Problem. Bei der getrennten Bestimmung der Netto-Peakintensitäten wird nämlich der jeweils andere Peak als Untergrund gezählt und dadurch werden die ermittelten Nettointensitäten zu klein. Um dies zu vermeiden wird hier die Nettointensität beider Peaks zusammen bestimmt (s. Tab. 3). Mit diesen Werten ergeben sich dann folgende Peak-To-Total-Verhältnisse für den Einzelpeak im Cs-Spektrum und den Doppelpeak im Co-Spektrum :

Präparat	Energie/keV	PTT Szintillator	PTT Ge-Detektor
¹³⁷ Cs	661,7	0,211	0,143
⁶⁰ Co	1250	0,122	0,106

Diese Verhältnisse tragen durch die recht grobe Intensitätenbestimmung (bei wiederholten Messungen traten Unterschiede von etwa 1000-2000 auf) und die sehr fehlerhafte Bestimmung des Untergrundanteils (Schwankungen von bis zu 5000) einen relativ großen Fehler von bis zu 20% und sind daher nur als ungefähre Schätzwerte des wahren Wertes anzusehen. Auch dürfte der tatsächliche Wert noch etwas größer sein, da bei der Messung der Totalrate auch die zurückgestreuten Quanten mitgemessen werden.

4.5 Absolute Peakefficiency

Die Aktivität des γ -Zerfalls im Barium wird durch die Halbwertszeit des β -Zerfalls des ¹³⁷Cs-Präparates bestimmt nach der Formel

$$A(t) = A_0 \cdot 2^{-(t-t_0)/T_{1/2}} \quad (4.3)$$

mit $T_{1/2} = 30,07$ a, $A_0 = 25 \mu\text{Ci} = 925 \cdot 10^3$ Bq und $t_0 = \text{April } 85$ ergibt sich eine Aktivität von $A(\text{Nov. } 99) = 660920$ Bq.

Der Absorptionskoeffizient von Luft ist sehr klein:

$$\mu/\rho(0,67 \text{ MeV}) \approx 7,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

nach <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/air.html>. Daraus folgt

$$\mu \approx 9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$$

Daher kann man vereinfachend annehmen, dass zwischen Quelle und Detektor keine Quanten absorbiert werden. Dann wird die Gammarate am Detektor nur durch die Aktivität der Quelle und den Raumwinkel, den der Detektor einnimmt, bestimmt. Die Ereignisrate am Detektor A_D ergibt sich so zu

$$A_D = A_Q \cdot \frac{\pi r_D^2}{4\pi d_{QD}^2} \quad r_D \ll d_{QD} \quad (4.4)$$

wobei r_D den Detektorradius und d_{QD} den Abstand der Quelle zum Detektor bezeichnet. Die absolute Peakefficiency berechnet man hieraus durch

$$PE = \frac{I_{Peak}}{A_D \cdot t_{mess}} \quad (4.5)$$

Es ergeben sich die Werte in Tabelle 4.

	Szintillator	Ge-Detektor
A_D/s^{-1}	1956	1727
PE	0,111	0,0767

Tabelle 4: Absolute Peakefficiency der Detektoren

Diese Messwerte enthalten unter anderem Fehler durch Ungenauigkeiten der Messung des Abstandes von Quelle und Detektor (0,5–1 cm), sowie durch Absorption und Streuung in der Hülle des Präparates und im Detektorgehäuse. Außerdem tragen sie den (unbekannten) Fehler der im April 1985 durchgeführten Aktivitätsmessung, einen kleinen Fehler durch die Rundung der Zerfallszeit auf Monate, sowie die statistischen Fehler der Aktivitätsmessung und den Fehler der Intensitätsbestimmung. Der daraus resultierende Gesamtfehler dürfte um etwa 10–15 % liegen.

4.6 Relative Efficiency als Funktion der γ -Energie

Die Europium-Intensitäten des Ge-Detektors aus Tabelle 3 werden so normiert, dass die Intensität des Überganges bei 1408 keV 1000 entspricht. Sodann werden diese Werte durch die theoretischen Intensitäten der Gammalinien dividiert, um die relative Effizienz zu erhalten. Das Ergebnis zeigen Abbildung 5 und Tabelle 5.

Energie/keV	I_{exp}	I_{theor}	I_{exp}/I_{theor}
121,8	7610,0	1362,0	5,59
244,7	1832,0	359,0	5,10
344,3	4520,0	1275,0	3,54
778,9	969,2	621,6	1,56
1408,0	1000,0	1000,0	1,00

Tabelle 5: relative Effizienz des Germaniumdetektors

Die Energieabhängigkeit der Effizienz zeigt den für Halbleiterdetektoren typischen Verlauf mit einem ausgeprägten Maximum bei etwa 100–200 keV. Bis etwa 800 keV fällt die Effizienz auf etwa ein Fünftel des Maximalwertes, zu höheren Energien bleibt sie dann annähernd konstant.

4.7 Untersuchung der Granitprobe

Das untergrundbereinigte Gammaskpektrum der Granitprobe ist in Abb. 6 dargestellt. Es werden Peaks bei folgenden Gammaenergien (in keV) gemessen: 16; 71; 84; 186; 239; 295; 298; 352; 511; 582; 609; 661; 728; 913; 969; 1120; 1173; 1333; 1462; .

Mit NuDat des National Nuclear Data Centre werden diesen Energien die Zerfälle in Tabelle 6 zugeordnet. Wie erwartet misst man die Strahlung der Nuklide aus der Zerfallsreihe von ^{222}Rn , einem natürlichen Radionuklid aus der Uran-Radium-Familie, das aus dem Grantiblock exhalieret und von der Aktivkohle adsorbiert wird. Der entsprechende Auszug aus der Nuklidkarte ist in Abb. 7 angegeben. Beim Vergleich von Nuklidkarte und Tabelle ist zu beachten, dass die Gammaenergien in der Tabelle beim Tochternuklid stehen, während sie in der Karte beim Elternnuklid angegeben sind. Die Strahlung der Nuklide, die in der Zerfallsreihe ^{210}Pb folgen, stammt vermutlich eher aus der Gesteinsprobe selbst als aus dem Kohlepatch, da sich in der Kohle wegen der großen Halbwertszeit von ^{210}Pb innerhalb einer Woche nur eine sehr geringe Aktivität dieser Nuklide aufbauen kann. Der sehr intensive Peak bei 1462 keV, der auch im Untergrund vorhanden ist, kann leider nicht zweifelsfrei einem Radionuklid zugeordnet werden, die einzigen Radionuklide aus natürlichen Zerfallsreihen, die einen Gammaübergang bei dieser Energie aufweisen sind ^{228}Th und ^{210}Po , deren Menge in der Probe aber eigentlich zu gering sein sollte, um einen solch intensiven Peak zu erklären. Daneben werden Linien von ^{60}Co und ^{137}Cs gemessen, die vermutlich durch die Kontamination eines Bleiziegels zustande kommen, der bei der Untergrundmessung an einer anderen Stelle lag als bei der Probenmessung.

Nuclear Data (NuDat) Retrieval									
Sort order:									
Gamma Energy, Mass number, Proton number, and Level Energy									
A	El	Z	Level Energy (keV)	Gamma Energy (keV)	Gamma Intensity	Multi-polarity	Mixing Ratio	Conversion Coefficient	PUB YEAR
214	Po	84	2088.41 0.12	71.1 0.2					95
210	Po	84	2403.27 0.02	77.2 0.2	6.7 1.8	M1	4.69		92
210	Po	84	1556.96 0.03	83.54 0.08	100	E2 16.3			92
210	Po	84	3182.77 0.03	183.31 0.03	19.8 2.5	M1	2.08		92
206	Pb	82	2384.19 0.06	183.977 0.016	100	M1(+E2)	0.013	0.025 1.720 0.002	90
222	Rn	86	186.211 0.013	186.211 0.013		E2	0.692		96
210	Bi	83	1980.21 0.11	186.30 0.32	<269				92
210	Bi	83	2258.74 0.15	186.30 0.32					92
210	Bi	83	2764.91 0.17	186.30 0.30					92
210	Bi	83	2909.95 0.13	186.30 0.32	<273				92
210	Bi	83	3004.44 0.12	186.30 0.32	<70				92
214	Bi	83	533.67 0.02	238.4	<3.2				95
214	Bi	83	295.224 0.002	295.224 0.002	100.0 1.0	M1+E2	0.30	0.13 0.47 0.03	95
210	Pb	82	1097.7 1.0	298 1		E2		0.119	92
210	Po	84	3727.28 0.06	198.38 0.10	19 3	M1		0.537	92
214	Bi	83	351.932 0.002	298.76	10.05				95
214	Po	84	1729.611(13)	351.9 0.5				0.46 0.07	95
214	Bi	83	351.932 0.002	351.932 0.002	100.0 1.1	M1(+E2)	0.00	0.35 0.313	95
214	Bi	83	888.0 0.5	511.0 0.4					95
214	Po	84	2785.9 0.2	581.9 0.8					95
206	Pb	82	2782.22 0.06	581.97 0.08	3.59 0.18	E2			90
214	Po	84	609.316 0.007	609.312 0.007		E2		0.0206	95
210	Po	84	3023.73 0.04	609.94 0.10	30 6				92
210	Bi	83	1984.82 0.14	610.94 0.15	100 20				92
210	Po	84	3111.64 0.02	728.4 0.4	8 3				92
210	Bi	83	1184.14 0.11	912.86 0.17	<200				92
210	Bi	83	1462.83 0.10	912.86 0.17	≤116				92
210	Bi	83	1475.93 0.13	912.86 0.17					92
206	Pb	82	3562.92 0.07	915.0 0.1	1.53 0.15				90
210	Bi	83	1531.14 0.19	968.51 0.41					92
210	Bi	83	2177.21 0.14	968.51 0.41					92
214	Po	84	1729.611(13)	1120.287(10)	100.0 1.4	M1+E2	+0.18	0.02 0.0161(1)	95
210	Po	84	3525.34 0.03	1122.0 0.2	86 20	(E1+M2)	0.39	0.15 0.007 0.003	92
210	Po	84	3016.47 0.03	1460 1	<55				92

Daten aus NuDat-Datenbank
National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory Upton, N.Y., USA
<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/nudat/>

Tabelle 6: Zugeordnete Gammazerfälle

5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Szintillator und Halbleiterdetektor unterscheiden sich hauptsächlich durch ihre Energieauflösung. Der Ge-Detektor hat bei 345 keV eine Auflösung von 0,94 keV, der Szintillator rund die fünfzigfache, daher eignet er sich besser für die Spektroskopie unbekannter Proben hinreichender Stärke. Die Peak-To-Total-Verhältnisse bewegen sich in vergleichbaren Bereichen, es werden Werte um 0,2 bei 660 keV gemessen, wobei der Halbleiter leicht unter dem Szintillator liegt. Bei der absoluten Peakefficiency schneidet der Szintillator etwas besser ab, hat er doch mit etwa 11,1 % bei 660 keV eine wesentlich höhere Gammaausbeute als der Halbleiter mit etwa 7,7% . Dies wird durch die höhere Kernladungszahl des Iods gegenüber dem Germanium und den damit höheren Photowirkungsquerschnitt verständlich.

Literatur

- [1] Henning von Philipsborn und Rudolf Geipel. Neuartige Schul- und Praktikumsexperimente zur Radioaktivität. *Physikalische Blätter*, 55(9):67–69, 1999.

6 Abbildungen

Abbildung 1: oszi

Abbildung 2: spektra

Abbildung 3: EEichung

Abbildung 4: EAufloesung

Abbildung 5: RelEfficiency

Abbildung 6: Granit

Abbildung 7: Nuklidkarte