

Versuch: Radioaktivität (23.4.2002)

Inhalt:

- | | |
|---|---------|
| 1) Einführung zum Versuch | Seite 1 |
| 2) Messungen und Bearbeitung der Aufgaben | Seite 1 |
| 3) Beantwortung der Fragen | Seite 9 |

1. Einführung zum Versuch

Im vorliegenden Praktikumsversuch sollen γ -Spektren aufgenommen werden. Dabei geht es zum einen um die Identifikation radioaktiver Nuklide natürlichen und künstlichen Ursprungs (anhand der für sie charakteristischen γ -Energien) in verschiedenen Proben und in diesem Zusammenhang auch um die Abschätzung der von ihnen verursachten Strahlenbelastung. Zum zweiten wird im letzten Teilversuch aber auch die Höhenstrahlung als weitere Ursache dieser Belastung untersucht. Zur Aufnahme der Spektren dient ein Szintillationszähler mit einem NaJ-Szintillator, dessen Funktionsweise weiter unten im Detail erläutert wird (siehe 3.9).

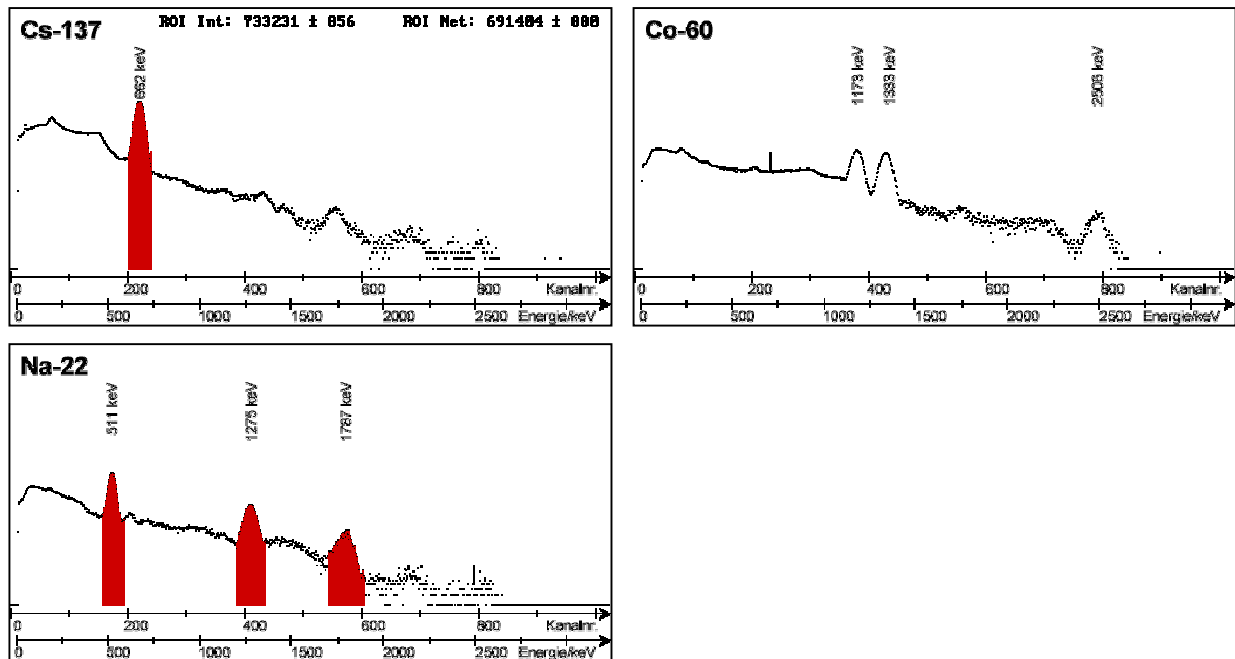
2. Messungen und Bearbeitung der Aufgaben

Bei sämtlichen Messungen mit Ausnahme von Messung 7 wurden dieselben Einstellungen im Bezug auf die Hochspannung des Photomultipliers (0,85 kV) und die Verstärkung (coarse: 10, fine: 0,5) verwendet. Ansonsten wurden die Standardeinstellungen der Software übernommen. Insbesondere besitzen alle unten gezeigten Spektren auf der Hochwertachse eine logarithmische Skalierung.

2.1 Messung 1: Aufnahme der Eichspektren

Vor den eigentlichen Messungen muss eine **Energiekalibrierung** des Detektors durchgeführt werden, d.h. man muss festlegen, welchem Kanal des MCA welche Teilchenenergie entspricht. Zu diesem Zweck nimmt man die Spektren von Strahlern auf, deren Energien genau bekannt sind und registriert, in welchem Kanal die entsprechenden Linien auftauchen. Aufgrund der Linearität zwischen Kanalnummer und Energie lassen sich mit dieser Kenntnis später die Energien unbekannter Peaks bestimmen. Als Eichstrahler dienen im vorliegenden Versuch ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{22}Na . Die gemessenen Spektren mit den charakteristischen Linien (bei den angegebenen Energien handelt es sich um Literaturwerte) sind unten abgebildet (Messzeiten: 120s für Co und Na, 180s für Cs). Die Kanalnummer der Peaks kann über die Funktion „peak report“ in der Software ermittelt werden. Es sei noch kurz angemerkt, dass man bei ^{22}Na (mit der 1787 keV Linie) und bei ^{60}Co (mit der 2506 keV Linie) jeweils einen Peak registriert, dessen Energie gerade die Summe der beiden anderen ist. Er entsteht, wenn zwei entsprechende Quanten so kurz aufeinander folgen, dass sie wie ein einziges Teilchen mit der Summe der beiden Energien registriert werden.

Auf Anraten des Betreuers wurde die Cs-Quelle ca. 5 cm entfernt vom Detektoreingang platziert, um später einen Aktivitätsvergleich zur Tschernobylprobe machen zu können (siehe Aufgabe 5).

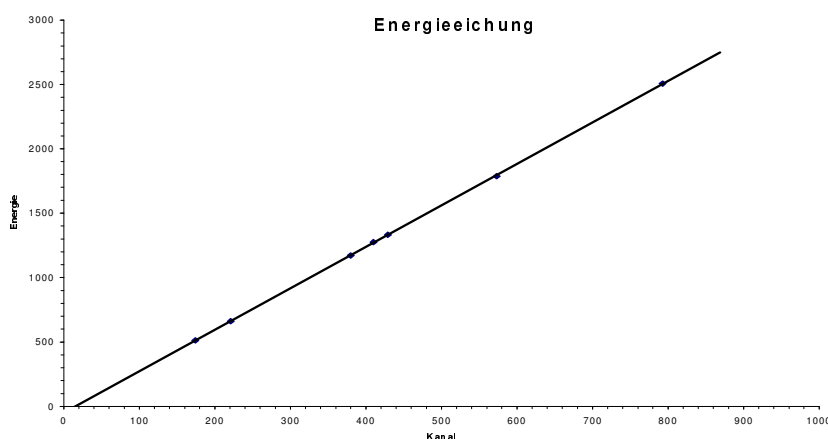


2.2 Aufgabe 1 - Energiekalibrierung; Zustandekommen der Energieachse in den Diagrammen (Beispiel: s.o.)

In Messung 1 wurden folgende Linien mit den zugehörigen Kanalnummern bestimmt:

Nuklid	Energie [keV]	Kanal
^{137}Cs	662	221
	511	174
^{22}Na	1275	410
	1787	573
^{60}Co	1173	380
	1333	429
	2506	793

Trägt man die Energien der Tabelle gegen die zugehörigen Kanalnummern auf, erhält man folgendes Diagramm:



Man erkennt, dass sich in guter Näherung wie erwartet eine **Gerade** ergibt, es lassen sich keine systematischen Abweichungen feststellen. Die Tatsache, dass die Gerade die x-Achse rechts vom Ursprung schneidet, ist darauf zurückzuführen, dass der Verstärker immer leichte Schwankungen des Nullpunkts aufweist.

Die Originaleichgerade auf Millimeterpapier ist dem Protokollheft zu entnehmen.

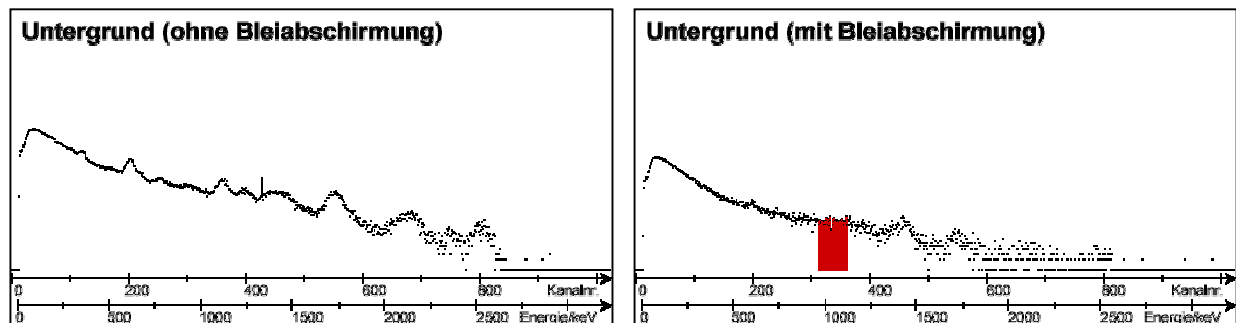
Mittels der Eichgerade kann man aber nicht nur die Energien bei den späteren Messungen bestimmen, sondern auch den Diagrammen eine Energieskala hinzufügen. Wenn man aus den vom Messprogramm erhaltenen .pcx-Screenshots den Diagrammbereich ausschneidet (ohne den Begrenzungsrahmen), kann man ermitteln, dass zwei Kanälen auf der Rechtswertachse ein Pixel nach rechts entspricht. (Dazu sieht man sich in min. zwei .pcx-Files enthaltene Kanalmarker an, von denen das Programm bekanntlich die Kanalnummer ausgibt; man sieht dann, dass eben diese direkte Proportionalität zwischen Pixelabstand von links und Kanalnummer besteht). Wenn man erst einmal eine Kanalskala hat, kann man dann die Energieeichungsgerade zum Bestimmen der Energieskala verwenden.

2.3 Messung 2: Untergrund

Hier wurden mit einer Messdauer von jeweils 10 Minuten **Untergrundspektren** einmal ohne und einmal mit Bleiabschirmung um den Detektor aufgezeichnet.

Ohne Abschirmung wurden dabei über die gesamte Messzeit 654268 ± 809 Quanten registriert (ROI-Int, wobei die ROI den gesamten nutzbaren Kanalbereich des Systems umfasst).

Das für die spätere Subtraktion wichtige Untergrundspektrum **mit Abschirmung** ist unten angegeben. Man erkennt deutlich höhere Zählraten im niederenergetischen Bereich, was v.a. auf die dort größere Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor zurückzuführen sein dürfte.



2.4 Aufgabe 2: natürliche Strahlenbelastung durch niederenergetische Quanten

Zunächst bestimmt man die Masse des Szintillators: mit der angegebenen Dichte

$$\rho_{\text{NaI}} = 3,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \text{ und dem Kristallvolumen von } V = \left(\frac{3''}{2}\right)^2 \pi \cdot 3'' \cdot \left(\frac{2,54\text{cm}}{3''}\right)^3 \approx 347,5\text{cm}^3 \text{ ergibt sich}$$

eine Kristallmasse von $m \approx 1286\text{g}$. Unter der Annahme, dass im Detektor jedes Quant nachgewiesen wird, erhält man bei einer durchschnittlichen γ -Energie von 100keV innerhalb der Messzeit eine im Kristall deponierte Energie von

$$E = (654268 \pm 809) \cdot (100 \cdot 10^3 \text{ eV}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{J}}{\text{eV}} \approx 1,05 \cdot 10^{-8} \pm 1,29 \cdot 10^{-11} \text{ J}$$

Auf ein Jahr hochgerechnet erhält man daraus mit obiger Kristallmasse (und $Q=1$ für γ -Strahlung) eine Strahlenbelastung von

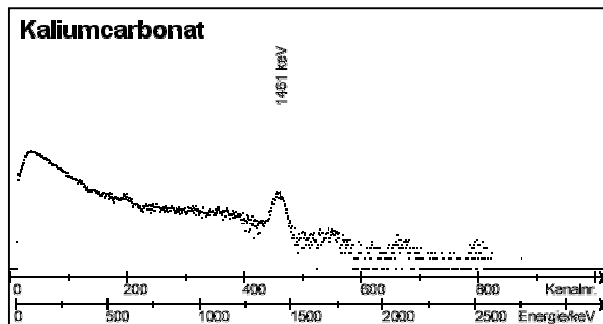
$$ED = \frac{E_{ges}}{m} = \frac{(1,05 \cdot 10^{-8} \pm 1,29 \cdot 10^{-11} J) \cdot \frac{365 \cdot 24 \cdot 3600s}{600s}}{1,29kg} \approx 0,43mSv \pm 0,53\mu Sv$$

Unter der Voraussetzung, dass der menschliche Körper dieselben Absorptionseigenschaften aufweist, findet man also ungefähr eine natürliche Strahlenbelastung von **0,43mSv pro Jahr**.

2.5 Messung 3: Kaliumcarbonatprobe

Eine Kaliumcarbonatprobe von 100,34g wurde 10 Minuten lang gemessen. Das zugehörige Spektrum ist nachstehend abgebildet. Erwartungsgemäß findet man einen deutlichen Peak bei etwa 1460 keV, der von dem im natürlichen Kalium zu 0,01% enthaltenen, instabilen ^{40}K stammt. Es wurde die Anzahl der im ^{40}K -Peak gemessenen Quanten (Kanal 435-485) zu 3091 ± 56 bestimmt. Im Vergleich dazu findet man im gleichen Bereich des Untergrundspektrums 793 ± 28 Teilchen (beide Angaben: ROI Int). Somit ergibt sich netto im ^{40}K -Peak eine registrierte Teilchenzahl von:

$$N = (3091 - 793) \pm \sqrt{56^2 + 28^2} = 2298 \pm 63$$



2.6 Aufgabe 3

Die stärkste im Praktikum verwendete Strahlungsquelle (^{137}Cs , $t_{1/2}=30,2a$, Aktivität vor 12 Jahren: $A_0=333kBq$) hat heute eine Aktivität von etwa $A = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{t_{1/2}} \cdot 12a} \approx 253kBq$. Geht man grob von einem quaderförmigen menschlichen Körper aus (Höhe: 1,75m, Breite: 0,5m, Masse: 75kg), so nimmt dessen Vorderseite im Abstand 1 Meter von der Strahlungsquelle einen Anteil von

$$\frac{1,75m \cdot 0,5m}{4\pi \cdot (1m)^2} \approx \frac{1}{14}$$

einer Kugeloberfläche mit Radius 1m ein, d.h. nur etwa dieser Anteil der von

der Probe in alle Richtungen ausgesandten Quanten trifft auf den Körper. Bei einer einheitlichen Teilchenenergie von 662keV wird folglich in einem Jahr eine Gesamtenergie von

$$E_{ges} = 253 \cdot 10^3 Bq \cdot \frac{1}{14} \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600s \cdot 662keV \cdot 1,6 \cdot 10^{-16} \frac{J}{keV} \approx 0,06J$$

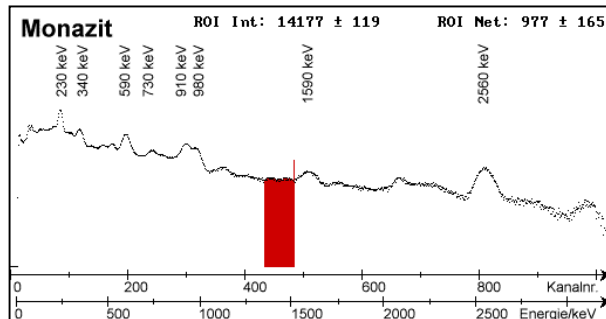
vom Körper absorbiert (die dabei gemachte Vereinfachung einer über das Jahr hinweg konstanten Aktivität dürfte vor dem Hintergrund der Cs-Halbwertszeit gerechtfertigt sein. Andernfalls müsste über die exponentiell abfallende Aktivität integriert werden.)

Somit ergibt sich (bei $Q=1$ für γ -Strahlung) eine von dieser Quelle verursachte zusätzliche jährliche Äquivalenzdosis für unseren Durchschnittsmenschen von $\dot{A}Q = \frac{E_{ges}}{m} \approx 0,8mSv$.

2.7 Messung 4: Mineralien

Hier sollte eine je 2-minütige Aktivitätsmessung natürlicher Uran- und Thoriummineralien durch-

geführt werden. Aus Zeitmangel haben wir jedoch lediglich eine thoriumhaltige Probe (Monazit-Sand aus Sri Lanka) getestet, da in Messung 6 sowieso noch eine Urandioxid-Probe gemessen wird (allerdings kann natürlich das Spektrum des UO_2 Unterschiede zu dem von Uranit aufweisen).



Am Spektrum ist auffällig, dass die bei 1590 keV detektierte Linie bei ^{208}Tl sich im Rahmen der Messgenauigkeit aus dem Tabellenwert 2615 keV für die höchstenergetische ^{208}Tl -Linie minus 1022 keV ergibt. Das heißt, dass sie entsteht, wenn ein Gammaquant mit $E=2615\text{keV}$ eine Paarbildung verursacht, und danach die aus dem Zerstrahlen des Positrons mit einem Elektron entstandenen 2 Gammaquanten entfliehen. Durch das Entfliehen nur eines Gammaquants bildet sich der kleine, nicht gesondert markierte Peak in der Mitte der beiden (2104 keV, siehe auch Aufgabenteil). In nachfolgender Tabelle sind die detektierten Nuklide aus der Th-Zerfallsreihe angegeben, wobei die beiden ersten Nuklide entweder zusammen einen Peak verursachen, oder aber nur eines von ihnen vorhanden ist (dies ist nicht näher erkennbar).

Nuklid	Energie [keV] Messwert	Energie [keV] Literaturwert	Kanal
^{212}Pb	230	239	86
^{224}Ra	230	241	86
^{212}Bi	730	727	242
^{228}Ac	340	339	119
	910	911	299
	980	969	310
^{208}Tl	590	583	198
	1590	1593	510
	(nicht mark., aber sichtbar)	2104	(nicht mark., aber sichtbar)
	2560	2615	810

2.8) Aufgabe 4: Vergleich errechneter und detektierter Aktivitäten

Berechnung der Anzahl der ^{40}K -Atome im Material:

Nach Periodensystem beträgt die molare Masse von K_2CO_3 :

$$M_{\text{K}_2\text{CO}_3} = (2 \cdot 39 + 3 \cdot 16 + 12) \frac{\text{g}}{\text{mol}} = 138 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$$

Somit sind in 100g K_2CO_3 – das entspricht $100/138 \text{ mol } \text{K}_2\text{CO}_3$ – $200/138 \text{ mol}$ Kaliumatome enthalten. Man kann die Anfangsmenge des strahlenden Materials ^{40}K als 0,01% letzterer Molmenge ansetzen und berechnet die Atomanzahl N:

$$N = 0,01\% \cdot \frac{200}{138} \text{ mol} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \approx 8,73 \cdot 10^{19}$$

Zum Ausrechnen der Aktivität benötigt man noch die Zerfallskonstante λ , welche sich wie folgt errechnet:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{\ln 2}{1,28 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600s} \approx 1,72 \cdot 10^{-17} s^{-1}$$

Einsetzen in die Formel für die Aktivität $A = \lambda N$ ergibt eine Momentanaktivität von 1500Bq (Zerfälle pro Sekunde).

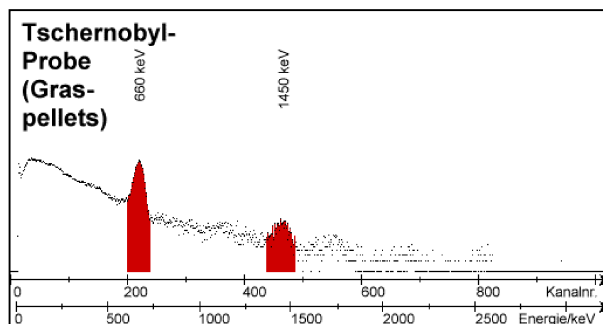
Die nachgewiesene Aktivität war jedoch nur:

$$A_{mess} = \frac{\text{Zählrate}}{\text{Messzeit}} = \frac{2298 \pm 63}{10 \cdot 60s} \approx 3,8 \pm 0,1 Bq \quad (\text{Zählratenbestimmung: Siehe Messung 3})$$

Woher kommt dies? Nun, zunächst muss man einrechnen, dass nur 11% des K40 beim Zerfall ein Gammaquant aussenden (siehe Versuchsanleitung), und dass nach Versuchsanleitung eindringende Gammaquanten im fraglichen Frequenzbereich nur noch mit 20% Wahrscheinlichkeit detektiert werden. Der Rest des Verlustes wird dadurch verursacht, dass die Wahrscheinlichkeit, dass Gammaquanten nach der Emission in den Detektor hineintreten und nicht etwa in andere Raumrichtungen fliegen, offensichtlich in der Größenordnung von 10% liegt.

2.9) Messung 5: Tschernobylprobe

Hier wurde die Strahlung einer Probe von Graspellets aus dem Jahre 1986 (ca. 285g netto) untersucht. Es ergab sich nach 5 Minuten Messzeit folgendes Spektrum:



Dabei ist der starke 660keV-Peak im Kanal 220 eindeutig als Gammastrahlung von ^{137}Cs zu identifizieren (Literaturwert: 662 keV). Über den unscharfen Peak bei 1450keV lassen sich relativ schlecht Aussagen machen, zumal sich an dieser Stelle bereits im Untergrundspektrum mit Bleiabschirmung ein Peak zeigt. Er würde energetisch zu ^{40}K passen.

2.10) Aufgabe 5: Strahlenbelastung durch Gammastrahlung (Tschernobylprobe)

Zunächst möchten wir die Aktivität der Probe wissen, jedoch ergibt die Messung freilich nur Zählraten, die zwar zur Aktivität proportional sind, jedoch ist der Proportionalitätsfaktor relativ ungewiss. Eine aufwendige Überlegung hierzu umgeht man, indem man die Eichprobe beim Kalibrieren (2.1) 5 cm vom Detektoreingang weg platziert (das ist auch in grober Näherung die mittlere Entfernung der Pellets), so dass man für die Tschernobylprobe einen näherungsweise Quotienten „Aktivität/detektierte Aktivität“ aus der aktuellen Aktivität der Eichprobe (ca. 253kBq, Errechnung siehe Aufgabe 3) und der Zählrate im ^{137}Cs -Peak der Eichmessung (netto ca. $6,9 \cdot 10^5$ in 180s, das entspricht ca. 3,8kBq detektierte Aktivität) errechnen kann. Somit ergibt sich die geschätzte

Aktivität der Probe (mit einer Nettozählrate von $1,6 \cdot 10^4$ im Cs-Peak der Tschernobylprobe) aus:

$$A_{Tsch.,real} = \frac{\text{Nettozählrate Cs-Peak Tschprob.}}{\text{Messzeit Tschprob.}} \cdot \frac{\text{reale Aktivität Eichprob.}}{\text{gemessene Aktivität Eichprob.}} =$$

$$= \frac{1,6 \cdot 10^4}{300} \text{ Bq} \cdot \frac{253}{3,8} \approx 3,6 \text{ kBq}$$

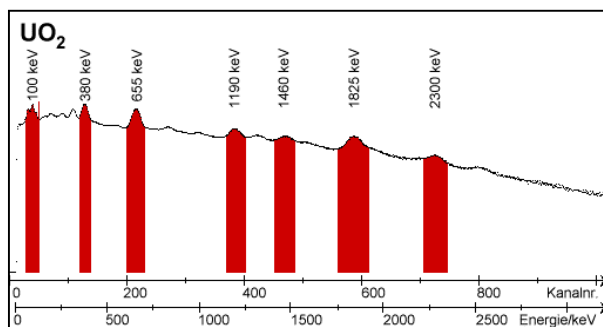
Wenn alle Quanten im Körper absorbiert werden, ist die Gesamtmenge der Absorptionen pro Woche ($7 \cdot 24 \cdot 3600$ s) leicht hieraus errechenbar, sie ergibt sich zu $2,2 \cdot 10^9$.

Mit einer Quantenenergie von je 662keV kann man nun die Gesamtenergiemenge berechnen; geteilt durch ein angenommenes Körpergewicht von 75kg ergibt sich die Energiedosis ED, die für Gammastrahlung gleich der Äquivalentdosis $\dot{A}Q$ ist (Umrechnungsfaktor 1):

$$\dot{A}D = ED = \frac{2,2 \cdot 10^9 \cdot 662 \cdot 10^3 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV}}{75 \text{ kg}} \approx 3,1 \mu\text{Sv}$$

2.11) Messung 6: Uranoxid und andere Proben

Hier haben wir zunächst Uranoxid (St. Joachimstal/CSFR) 1 min. lang gemessen; das Messen einer anderen Probe musste leider aus Zeitmangel entfallen. Jedoch hatten wir noch Gelegenheit, von unserer Nachbargruppe ein Spektrum eines alten Weckers mit unserem UO_2 -Spektrum zu vergleichen und es ergab sich eine fast hundertprozentige Übereinstimmung. Nun aber zu den Messergebnissen, einem reichhaltigen Spektrum:



(Anm: Die 1490keV-Linie ist im Protokollheft aufgrund Ablesefehler fälschlicherweise als 1700keV eingetragen.)

Welche Linien sehen wir hier? Zunächst muss man sagen, dass sich die Peaks bei 1460 keV und 2300 keV nicht zuordnen lassen. Der 1460keV-Peak ist aber wie schon oben erwähnt bereits im Untergrund mit Bleiabschirmung vorhanden, energetisch passt er zu ^{40}K . Für den Rest der Peaks kann man zumindest Vermutungen aufstellen. Allerdings scheinen bei diesem Versuch die gemessenen Energien stets um ca. 40 keV nach oben abzuweichen.

Nuklid	Energie [keV] Messwert	Energie [keV] Literaturwert	Kanal
^{234}Th (fraglich, da bei diesen E. nur insgesamt 6% Wahrscheinlichkeit)	100	92 und 93	40

²¹⁴ Pb	380	352	129
²¹⁴ Bi	655	609	216
	1190	1120	385
	1825	1765	588

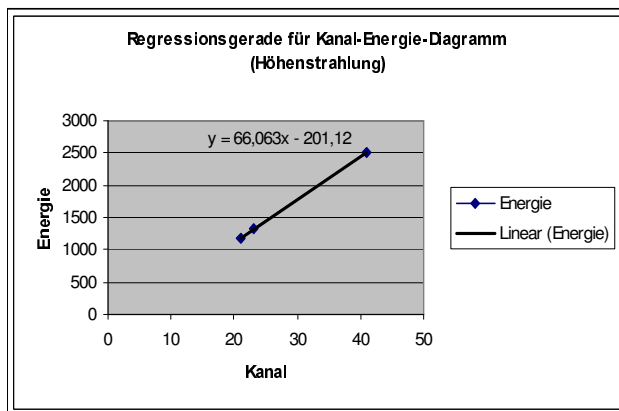
2.12) Messung 7: Höhenstrahlung

Das Ziel dieser letzten Messung ist ein Spektrum der Höhenstrahlung, die durch den Sonnenwind verursacht wird, einen Teilchenstrom, dessen hochenergetische Partikel teilweise, wenn sie nicht durch das Erdmagnetfeld abgelenkt wurden, bis zur Erde durchschlagen. Um die hohen Energien zu messen, wird die Spannung des Sekundärelektronenvervielfachers reduziert, bis die 1333 keV Linie der ⁶⁰Co-Eichquelle in den 20er Kanälen auftaucht. Dann wird eine Energieeichung vorgenommen, indem die Kanalwerte der Linien von ⁶⁰Co (1173keV, 1333keV, 2506keV) ermittelt werden.

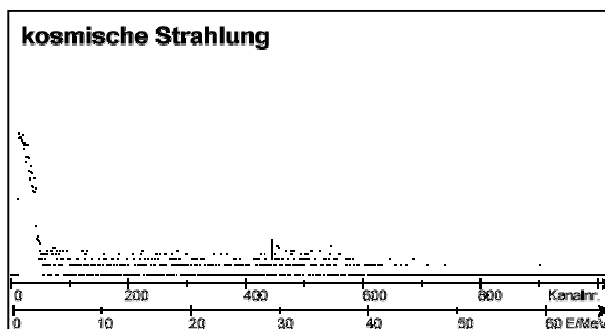
Wir haben zur Eichung der Energieskala eine Regressionsgeraden-Funktion der Tabellenkalkulation benutzt, die uns den Zusammenhang zwischen Energie y und Kanal x wiedergibt, dieser ist natürlich ohne weiteres umkehrbar, so dass man die Energieskala zur Kanalskala zeichnen kann.

Höhenstrahlung: Eichwerte

Kanal	Energie
21	1173
23	1333
41	2506



Das ist nun das aufgenommene Spektrum mit 15 Minuten Messzeit:



Um Aussagen über die Energieverteilung zu erhalten, wurde hier der Messbereich in 100-Kanal-

Teile gespalten und die Int-Zählrate der nacheinander markierten Bereiche notiert. Das wurde alles in eine Tabelle auf dem PC eingetragen, der automatisch die Energiewerte zu den Kanalgrenzen berechnet. Zusätzlich bildet das Programm den Mittelwert dieser beiden Werte und berechnet die Gesamtenergie der Kanäle näherungsweise mittels der Formel $E_{ges,Kan} = \text{Mittlere Kanalenergie} \cdot \text{Zählrate}$. Diese Näherung soll für Aufgabe 6 nun auch verwendet werden; für diese Aufgabe ist auch die Energiesumme unten rechts gedacht.

Kanal-Energie-Zuordnung, Energiemittelwerte

Bereich	Teilchenenergie (keV)				Gesamtenergie in Kanalber. (GeV)		
	No.	Startkanal	Endkanal	Startwert	Endwert	Mittelwert	Zählrate
1	100	199	6405	12945	9675	172	1,7
2	200	299	13011	19552	16282	163	2,7
3	300	399	19618	26158	22888	127	2,9
4	400	499	26224	32764	29494	181	5,3
5	500	599	32830	39371	36101	172	6,2
6	600	699	39437	45977	42707	71	3
7	700	799	46043	52583	49313	27	1,3
8	800	899	52649	59190	55920	11	0,6
9	900	999	59256	65796	62526	11	0,7

Summe:
24,4

2.13) Aufgabe 6: Strahlenbelastung durch Höhenstrahlung:

Wie oben schon erwähnt soll die genäherte Energiesumme rechts unten in obiger Tabelle als gesamte durch den Detektor absorbierte Teilchenenergie in 15 Minuten angesehen werden. Um die Energiesumme für ein Jahr zu erhalten, nehme man diese $\cdot 4 \cdot 24 \cdot 365$. Der Wert den man erhält, ist gerundet:

$$E_{\text{Det, Jahr}} = 850 \text{ TeV}$$

Für die Äquivalentdosis pro Jahr heißt das, weil der Detektor (siehe Aufg. 2) ca. 1,29kg wiegt:

$$\dot{A}Q_{\gamma} = ED = \frac{\text{dep. Energie}}{\text{Detektormasse}} = \frac{8,55 \cdot 10^{11} \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{1,29 \text{ kg} \cdot \text{eV}} \approx 0,11 \mu\text{Sv}$$

Dies ist mit den gemachten Annahmen die geschätzte Strahlenbelastung für einen Menschen im Jahr. Jedoch muss man beachten, dass der Wert höchstens größenordnungsmäßige Aussagen liefern kann, da z.B. schon relativ einfach zu berücksichtigende Einflüsse wie die Detektionsrate außer Acht gelassen werden.

3.) **Beantwortung der Fragen:**

3.1) Ein keV ist die kinetische Energie, die ein Elektron gewinnt, wenn es eine Potentialdifferenz von einem kV durchläuft. Entsprechend des Zusammenhangs $1 \text{ J} = 1 \text{ VAs}$ ergibt sich (mit

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$) die Beziehung: $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Somit erhält man:

$$4 \cdot 10^{12} \text{ GeV} = 4 \cdot 10^{21} \text{ eV} = 4 \cdot 10^{21} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 0,64 \text{ kJ}$$

Betrachten wir einige Beispiele, die die Größenordnung dieser Energie verdeutlichen sollen:

- Bei einer spezifischen Wärmekapazität von $c_{H_2O} = 4,19 \frac{J}{gK}$ lassen sich mit einer Energie von 0,64 kJ ca. 1,5 ml (entspricht 1,5g) Wasser von 0°C auf 100°C erwärmen.
 - Ein Gegenstand der Masse 1kg muss nahe der Erdoberfläche eine Höhe von ca. 65m durchfallen, damit er die kinetische Energie 0,64kJ gewinnt.
 - Eine 100W-Glühbirne gibt innerhalb von 6,4s eine Energie von 0,64kJ in Form von Wärme und Licht ab.
- 3.2) Der wichtigste Effekt, der für die (im Vergleich zu einem Halbleiterdetektor) relativ große (Photo-) Peakbreite eine Rolle spielt, ist die Tatsache, dass bei NaJ die energetische Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband deutlich größer ist (um ein bis zwei Zehnerpotenzen), als z.B. bei Germanium (das in Halbleiterdetektoren zum Einsatz kommt). Aus diesem Grund erzeugt ein Photoelektron, welches von einem einfallenden γ -Quant ausgelöst wurde, im NaJ-Szintillator vergleichsweise wenige Elektron-Lochpaare. Daher ist der Einfluss statistischer Schwankungen relativ groß und folglich auch die Peakbreite. Sicherlich spielen dafür aber auch andere Effekte eine Rolle, z.B. das Rauschen des Verstärkers, Schwankungen der Hochspannung oder Unsauberkeiten bei der Digitalisierung des Signals sowie bei der Auswertung im Vielkanalanalysator. Die Peakbreite lässt sich über den Begriff der Halbwertsbreite charakterisieren, dies ist die Breite eines Peaks auf seiner halben Höhe.
- 3.3) Das Spektrum von ^{22}Na setzt sich im wesentlichen aus drei Peaks zusammen: bei 511keV, 1275 keV und 1786 keV. Die Linie bei 511 keV rührt daher, dass ^{22}Na zu 90,5% ein β^+ -Strahler ist (Rest: Elektroneneinfang). Die ausgesandten Positronen zerstrahlen aber überwiegend sofort mit Elektronen der Atomhüllen, wobei typischerweise 2 γ -Quanten der Energie 511 keV (Ruheenergie des Elektrons) entstehen, von denen häufig nur eines im Detektor registriert wird, weil das andere eine entgegengesetzte Flugrichtung hat. Die 1275 keV-Linie ist darauf zurückzuführen, dass sich der Kern nach dem β^+ -Zerfall (bzw. nach dem EC-Prozess) in einem angeregten Zustand befindet und durch Emission eines entsprechenden Quants in den Grundzustand übergeht. Die Linie bei 1786 keV schließlich ist einfach die Summe der beiden vorhergehenden. Sie entsteht, wenn zwei durch die oben beschriebenen Prozesse entstandene Quanten mit 511keV und 1275keV so kurz nacheinander in den Detektor einfallen, dass sie nicht getrennt registriert werden können.
- 3.4) Vermutlich handelt es sich hier um charakteristische Röntgenstrahlung, die entsteht, wenn durch Photoeffekt ein Elektron aus einer inneren Schale der Bleiatome in der Abschirmung herausgeschlagen wird und ein anderes Elektron aus einer der äußeren Schalen die Lücke auffüllt und dabei in einen Zustand niedriger Energie übergeht. Allerdings findet sich in der charakteristischen Röntgenstrahlung von Blei keine Linie mit 77 keV, sondern allenfalls mit 74,97 keV (die $K\alpha_1$ -Linie; Quelle: Karlsruher Nuklidkarte). Statt dessen ließe sich eine entsprechende Energie bei Bi finden ($K\alpha_1$ -Linie: 77,11 keV). Dieses Element ist zwar als Teil der natürlichen Zerfallsreihen sicherlich praktisch immer vorhanden (Folgeprodukt des gasförmigen Radon), allerdings ist fraglich, warum gerade diese Röntgenlinie eine so hohe Intensität aufweisen sollte. Daher gehen wir davon aus, dass der Unterschied zwischen den in der Anleitung angegebenen 77keV und dem Literaturwert für Blei auf die begrenzte Auflösung und Genauigkeit des verwendeten Detektors zurückzuführen ist (wobei noch angemerkt sei, dass wir im Rahmen unserer Messungen die fragliche Linie nicht registriert haben).

- 3.5) Die Tatsache, dass der statistische Fehler $\Delta n = \sqrt{n}$ beträgt hat zur Folge, dass der relative Fehler $\frac{\Delta n}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$ umso kleiner wird, je höher die Zählrate ist. Im Grenzfall einer unendlich hohen Zählrate geht der relative Fehler gegen Null.
- 3.6) In einem frisch gereinigten Präparat ist am Anfang nur ein einziges radioaktives Isotop enthalten. Die Aktivität des Präparats hängt damit nur mit dessen Masse sowie mit der entsprechenden Halbwertszeit zusammen. Unmittelbar nach der Reinigung werden jedoch Tochternuklide des Ausgangsisotops gebildet, die in vielen Fällen selbst wieder instabil sind und weiter zerfallen. Die Besonderheit besteht nun darin, dass sich im Laufe der Zeit ein sog. radioaktives Gleichgewicht einstellt, in dem jedes der Nuklide innerhalb einer solchen Zerfallsreihe (mit Ausnahme des ersten und des letzten) gerade so schnell aus seinem Mutternuklid nachgebildet wird, wie es in seine Töchter zerfällt. Somit sind dann die Aktivitäten aller Nuklide im Gleichgewicht identisch. Dies erklärt, warum die Aktivität der frisch gereinigten Probe zunächst zunimmt: zur Aktivität des Ausgangsnuklids kommen bis zur Einstellung des Gleichgewichts die Aktivitäten seiner Töchter hinzu. Dabei weisen diese nun in vielen Fällen kürzere Halbwertszeiten als der Mutterkern auf. Teilweise zerfällt das Mutternuklid gegenüber den Tochternukliden derart langsam, dass man seinen Zerfall näherungsweise vernachlässigen kann. In diesem Fall bleibt dann die Aktivität der Probe „unendlich lange“ konstant (man spricht hier von einem säkularen Gleichgewicht), man wird den Zerfall des Mutternuklids in realistischen Zeiträumen praktisch nicht beobachten. Genaugenommen gilt diese Aussage natürlich nie, sondern man muss den Zerfall des Ausgangsnuklids berücksichtigen. Das Gemisch zerfällt dann mit der Halbwertszeit des Mutterkerns (transientes Gleichgewicht). Ist diese allerdings sehr groß, wird man lange Zeit eine nahezu unveränderte Aktivität messen, bevor sich der Zerfall bemerkbar macht.
- 3.7) Aufgrund der sehr hohen Ionisationsfähigkeit von α -Teilchen hat α -Strahlung auch in Luft nur eine Reichweite von wenigen Zentimetern. Zur Abschirmung genügt also bereits ein geringer Sicherheitsabstand. Alternativ können α -Teilchen bereits durch ein Blatt Papier vollständig abgeschirmt werden. β -Strahlung hat im Vergleich dazu eine bedeutend geringere Ionisationsfähigkeit (Ionisation entspricht Energieverlust) und kann daher erst z.B. mit Hilfe von Aluminiumplatten oder ähnlichem vollkommen abgeschirmt werden. Im Gegensatz dazu ist für γ -Teilchen eine völlige Abschirmung theoretisch unmöglich, die Intensität kann genaugenommen nur (exponentiell) geschwächt werden (allerdings wird man in der Praxis bei einer ausreichend geringen Intensität normalerweise von vollkommener Abschirmung ausgehen). Um eine ausreichende Schwächung zu bewerkstelligen, sind je nach Energie der Teilchen dicke Schichten aus Materialien mit hoher Ordnungszahl (z.B. aus Blei) erforderlich. Noch schwieriger ist die Abschirmung (des γ -Anteils) von Höhenstrahlung (bedingt durch die extrem hohen Energien die hier auftreten können, siehe 3.1). Nur sehr dicke Schichten z.B. aus Gestein über dem abzuschirmenden Raum können hier noch zumindest eine deutliche Abschwächung bringen. Ansonsten muss man je nach Experiment versuchen, durch geeignete Wahl des Detektors und der Messzeit eine möglichst geringe Beeinflussung durch Höhenstrahlung zu erreichen.
- 3.8) Eines der Folgeprodukte des Thorium-232 ist das Thallium-208. Dieses emittiert γ -Quanten mit einer Energie von 2615 keV. Diese Energie ist groß genug, dass die Quanten im Szintillator über den Paarbildungseffekt wechselwirken, d.h. ein Elektron-Positron-Paar erzeugen können. Ein so entstandenes Positron zerstrahlt i.a. unmittelbar nach seiner Bildung mit einem Elektron, wobei normalerweise zwei γ -Quanten mit jeweils 511 keV (Ruheenergie des Elektrons) entstehen. Nun kommt es darauf an, ob eines oder beide dieser Quanten den Detektor wieder verlassen können, ohne registriert zu werden, oder ob sie beide weiter durch Photoeffekt wechselwirken und entsprechende Szintillationsphotonen gebildet werden. Nur im letzten Fall kann die γ -Energie des Thalliums (2615 keV) vollständig registriert werden. Verlässt hingegen eines der 511 keV-

Photonen den Kristall wieder, reduziert sich die gemessene Energie um den entsprechenden Betrag und man misst eine Linie bei $2615\text{keV}-511\text{keV}=2104\text{keV}$ (single escape peak). Analog ergibt sich die Linie bei $2615\text{keV}-1022\text{keV}=1593\text{keV}$, wenn beide 511keV -Photonen den NaJ-Kristall verlassen, ohne registriert zu werden (double escape peak).

3.9) Funktionsweise des Szintillationszählers

- Ein γ -Quant fällt in den NaJ Kristall ein und wechselwirkt dort über Photo-, Compton- oder Paarbildungseffekt, möglicherweise auch (nacheinander) über mehrere dieser Effekte (außer nach Photoeffekt). In jedem Fall wird (möglicherweise nur ein Teil der) Quantenenergie im Kristall deponiert. Obwohl alle Wechselwirkungseffekte das gemessene γ -Spektrum beeinflussen, interessiert man sich v.a. für den Photoeffekt. Hierbei überträgt das γ -Quant seine gesamte Energie auf ein Elektron (bevorzugt in einer inneren Schale eines Atoms), ionisiert das Atom dadurch und wird selbst absorbiert. Das entstandene Photoelektron wiederum erzeugt beim Durchfliegen des Kristalls Elektron-Loch-Paare, d.h. es werden Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben und im Valenzband bleiben Löcher bzw. positive Ionen zurück. An dieser Stelle liegt die Bedeutung der Thallium-Atome, mit denen der NaJ-Kristall dotiert ist. Sie liegen im Grundzustand im Energiebereich zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband des Kristalls und können durch ein Loch ionisiert werden, wobei das Thallium bei der Ionisation ein Elektron an das energetisch tiefer gelegene Valenzband des NaJ abgibt. Trifft nun eines der ins Leitungsband gehobenen Elektronen auf ein so ionisiertes Thalliumatom, dann wird dieses wieder neutralisiert. Bei diesen Elektronenübergängen werden Szintillationsphotonen ausgesandt. Wichtig ist, dass die Gesamtintensität aller so gebildeten Szintillationsphotonen proportional zur Energie des eingefallenen γ -Quants ist.
- Die Szintillationsphotonen treffen auf die Photokathode des Photomultipliers und lösen dort durch Photoeffekt Elektronen aus.
- Diese Elektronen durchlaufen dann den Sekundärelektronenvervielfacher. Dabei handelt es sich um eine Kaskade von Dynoden, zwischen denen die Elektronen mittels einer Hochspannung beschleunigt werden. Die Dynoden sind so angelegt, dass beim Auftreffen von Elektronen stets mehrere, langsame Sekundärelektronen erzeugt und zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Man erhält daher am Ausgang des Photomultipliers schließlich eine ganze Lawine von Elektronen, also einen Spannungsimpuls, der nun so groß ist, dass er mit normalen elektronischen Verstärkern weiter verarbeitet werden kann. Dabei wird das Signal auch geglättet. Die Pulshöhe ist weiterhin proportional zur Energie des gemessenen Strahlungsteilchens.
- Der Spannungspuls gelangt nun zum Analog-Digital-Wandler, der beim vorliegenden Versuch zusammen mit dem Vielkanalanalysator (siehe unten) auf einer Steckkarte im PC integriert ist. Hier wird ein digitales Signal erzeugt, das vom Rechner verarbeitet werden kann.
- Der AD-Wandler übergibt schließlich alle solchen Pulse an den Vielkanalanalysator. Dieser sortiert sie nach ihrer Höhe in Kanäle und setzt den Kanalinhalt um eins hoch, sobald ein Puls entsprechender Höhe eingeht. Auf diese Weise erhält man über die Messzeit ein Spektrum von Pulshöhen, das man aufgrund oben genannter Proportionalität zur Teilchenenergie als Energiespektrum der gemessenen Strahlung interpretieren kann. Dieses Spektrum wird schließlich vom Rechner sichtbar gemacht.

3.10) Anmerkungen und Verbesserungsvorschläge zum Versuch

- Der Praktikumsversuch demonstriert sehr anschaulich die Vorgehensweise bei der Spektroskopie von γ -Strahlung und vermittelt allgemein Grundlagenwissen zum Thema Radioaktivität. Für eine eventuelle Weiterentwicklung des Versuches hätten wir trotzdem noch einige Verbesserungsvorschläge (...).