

# Praktikumsvorbereitung

## Gamma-Spektroskopie

André Schendel, Silas Kraus  
Gruppe DO-20

10. Juli 2012

## Grundlagen

### Strahlungsarten: $\alpha$ -, $\beta$ -, $\gamma$ -Strahlung und Folgen der $\gamma$ -Strahlung

Neben stabilen Elementen existieren auch instabile Elemente und instabile Isotope mancher Elemente, die umgangssprachlich auch einfach nur Isotope genannt werden. Diese instabilen Isotope/Elemente zerfallen nach einer für sie spezifischen Zeit und emittieren entweder

- a) ein Neutron,
- b) ein  $\alpha$ -Teilchen, welches auch als zweifach ionisiertes Heliumatom oder als zwei Neutronen und zwei Protonen bezeichnet werden kann,
- c) ein  $\beta$ -Teilchen, welches ein Elektron ist, falls es sich um einen  $\beta^-$ -Zerfall handelt, oder das entsprechende Antiteilchen, ein Positron, bei einem  $\beta^+$ -Zerfall,
- d) oder ein  $\gamma$ -Teilchen, welches ein hoch-energetisches Photon ist.

Es ist ebenfalls möglich, einen Zerfall eines Elements herbeizuführen, wenn man dieses mit einem oder mehreren der oben aufgeführten Strahlungen beschießt.

Aufgrund des Welle- Teilchen- Dualismus können obige Teilchen auch als Strahlung aufgefasst werden. Deren Eigenschaften werden im Folgenden noch etwas genauer beleuchtet.

**Neutronenstrahlung** weist eine hohe Durchdringungstiefe auf, da Neutronen keine elektrische Ladung aufweisen und so auch kaum mit anderen Elementarteilchen wechselwirken. Bei großen Objekten treffen Neutronen statistisch gesehen jedoch trotzdem irgendwann auf ein Elementarteilchen oder Element und können dieses aufgrund der eigenen hohen Geschwindigkeit und Masse so stark anregen, dass dieses ionisiert wird oder zerfällt und dabei eine der anderen Strahlungsarten emittiert.

**Alphastrahlung** weist eine sehr geringe Durchdringungstiefe auf (bei Normaldruck 10cm in Luft). Das begründet sich darauf, dass der Wirkungsquerschnitt - also die Wahrscheinlichkeit, mit einem anderen Teilchen/Element zu interagieren - sehr hoch ist, da das  $\alpha$ -Teilchen im Vergleich zu anderen Strahlungsteilchen sehr groß ist und die zweifach positive Ladung eine vergleichsweise hohe Wechselwirkung mit anderen Teilchen hervorruft.

**Betastrahlung** besitzt wieder eine etwas höhere Durchdringungstiefe, zum Beispiel einige Millimeter Aluminium, da es nur einfach positiv oder negativ geladen und auch sehr viel kleiner und leichter ist als ein Heliumkern.

**Gammastrahlung** weist die höchste Durchdringungstiefe auf, da Photonen keine elektrische Ladung tragen und einen weitaus geringeren Wirkungsquerschnitt haben als Elektronen/Positronen. Durch die hohe Durchdringungstiefe und die daraus resultierende schlechte Abschirmbarkeit ist Gammastrahlung sehr gefährlich für lebende Organismen, da sie trotz der geringen Größe verschiedene Wechselwirkungen, abhängig von der Energie des Photons, erzeugen kann.

So kann für Energien zwischen  $1eV$  und  $100keV$  und hohe Ordnungszahlen eines Atoms der **Photoeffekt** auftreten, bei dem das Photon seine gesamte Energie an Elektronen einer inneren Elektronenschale überträgt und selbst komplett absorbiert wird. Das Elektron nimmt dabei so viel Energie auf, dass es das Atom verlassen kann.

Des Weiteren können als Tertiärprodukte Auger-Elektronen und charakteristische Röntgenstrahlen emittiert werden, wenn ein Elektron aus einer äußeren Schale aufrückt, um den frei gewordenen Platz in der inneren Schale zu besetzen, und dabei die überschüssige Energie an ein anderes Elektron weiter gibt oder ein Photon emittiert.

Bei höheren Energien zwischen  $50keV$  und  $1MeV$  und niedrigen Ordnungszahlen eines Atoms kann der **Compton-Effekt** auftreten, bei dem das Photon einen Teil seiner Energie an ein Elektron der äußeren Hüllen überträgt,

dieses aus dem Atom löst und selbst gestreut wird. Dabei können auch wieder Photonen mit niedrigerer Energie emittiert werden, welche dann als Bremsstrahlung erkannt werden können.

Bei Energien von  $1,022\text{MeV}$  für das elektrische Feld eines Atomkerns beziehungsweise  $2,044\text{MeV}$  für das elektrische Feld eines Hüllenelektrons ist es dem Photon möglich, sich spontan in ein Elektron und ein Positron (Teilchen-Antiteilchenpaar) aufzuspalten. Dieser Prozess wird Paarbildung genannt, allerdings findet hier keine Wechselwirkung mit dem Atomkern/Hüllenelektron statt außer einem geringfügigen Impulsübertrag. Jedoch können in Folge der Paarbildung für das Elektron und das Positron die zum  $\beta$ -Zerfall zugehörigen Wechselwirkungen auftreten.

Bei noch höheren Photonenenergien von mehr als  $2,18\text{MeV}$  kann der **Kernphotoeffekt** auftreten, bei der ein Photon seine gesamte Energie an den Atomkern überträgt. Je nach Energiegehalt des Photons kann in Folge dessen ein Neutron oder ein Proton vom Kern emittiert werden.

Bei Photonenenergien von weniger als  $1\text{eV}$  können noch **kohärente Streuungen** wie die Rayleigh- oder die Thomson-Streuung an einem Elektron eines Atoms auftreten, bei der das Photon seine Richtung ändert. Da es dabei aber keine Energie an ein Elektron überträgt, entsteht auch keine weitere Wechselwirkung mit dem Elektron oder dem Atom insgesamt.

## Szintillationszähler

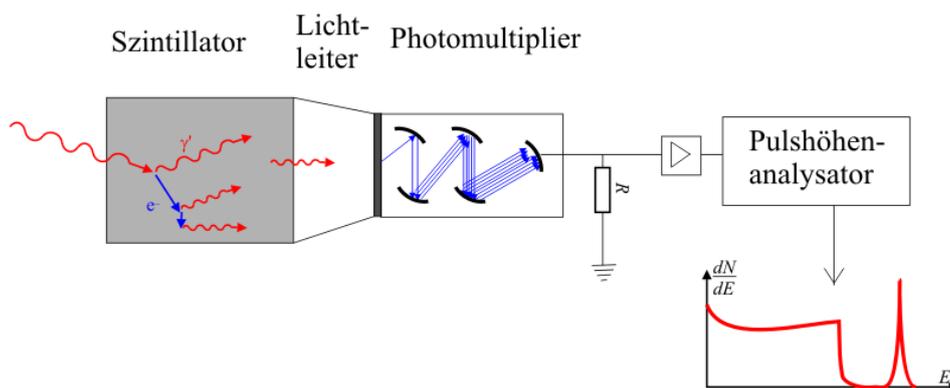
Ein Szintillationszähler ist ein Gerät, mit dem eine Messung von Alpha-, Beta-, Gamma- oder Neutronenstrahlung durchgeführt werden kann.

Um dies zu bewerkstelligen ist ein organischer oder anorganischer Szintillator - zum Beispiel ein mit einer geringen Menge Thallium dotierter Natriumiodid-Einkristall - im Kopf des Gerätes angebracht, gefolgt von einem Photomultiplier - zu Deutsch Sekundärelektronenvervielfacher (SEV).

Trifft nun hochenergetische Strahlung auf den Szintillator, werden die Moleküle in ihm angeregt und emittieren dadurch je nach Energiegehalt der Strahlung sichtbares oder ultraviolettes Licht.

Die vom Szintillator emittierten Photonen treffen dann auf die Photokathode des Photomultipliers und lösen einige Elektronen aus ihr heraus. Durch die an den SEV angelegte Spannung herrscht ein elektrisches Feld zwischen den einzelnen in ihm befindlichen Elektroden, die hier auch Dyoden genannt werden. Die aus der Photokathode herausgeschlagenen Elektronen werden nun durch das E-Feld zur nächsten Dyode beschleunigt und schlagen dort jeweils ein paar weitere Elektronen (ca. 3-10) aus der Dyode heraus. Dadurch wächst die Zahl der freien Elektronen exponentiell an und das anfangs kaum messbare Signal wird massiv verstärkt.

Abbildung 1: schematischer Aufbau eines Szintillationszählers und Spektrogramm; Quelle:[1]



Die Totzeit ist die Zeit, die vergehen muss, damit nach dem Auftreffen eines Teilchens auf dem Szintillationszähler ein zweites Signal von einem neuen auftreffenden Teilchen ausgelöst werden kann. Sie liegt bei Szintillatoren mit einem Natriumiodid-Einkristall im Bereich von  $10^{-7}\text{s}$ .

Zur Spektroskopie mit dem Szintillator kann eine Ein- oder Vielkanalmessung verwendet werden.

Bei der Einkanalmessung werden in  $x$  Zeitintervallen jeweils die Spannungsmesswerte registriert, die im Spannungsintervall  $U + \Delta U$  liegen, bis der gesamte Messbereich abgedeckt ist.

Bei der Vielkanalmessung werden die einzelnen Spannungsintervalle simultan aufgenommen.

Um die Zählrate des Szintillationszählers zu verändern, kann der Abstand zwischen Probe und Szintillator variiert werden. Ein kleinerer Abstand bedeutet höhere Zählraten, da weniger Photonen auf dem Weg zum Szintillator gestreut werden.

## Photopeak

Der **Photopeak** entsteht bei der Auftragung des Impulses über die Energie an der Stelle des Spektrums, an der durch den radioaktiven Zerfall entstandene Photonen im Isotop ungehindert und ungestört die Probe verlassen können, sodass das Photon direkt im Szintillator registriert wird, also die gesamte Energie übertragen wird.

$$E_e = E_\gamma$$

## Spektren und ihre Fehler: Rückstreupeaks, Escapepeaks, Comptonkanten und Röntgenlinie

Bei der Aufnahme der Spektren der einzelnen radioaktiven Isotope treten einige Fehler auf, die es zu identifizieren gilt.

So sind zum Beispiel **Rückstreupeaks** in den Spektren zu finden.

Diese Peaks ergeben sich dadurch, dass bei der Anregung des Szintillationsmaterials Photonen nicht nur in Richtung des SEV fliegen, sondern auch in andere Richtungen. Treffen diese Photonen nun noch auf ein weiteres Atom und erfahren hier eine Comptonstreuung, so werden sie letztendlich dennoch in Richtung des SEV gestoßen und werden von diesem registriert. Allerdings haben die Photonen durch die vorher stattgefundenen Comptonstreuung schon einen Teil ihrer Anfangsenergie  $E_\gamma$  verloren. Somit ergibt sich ein neuer Peak im Spektrum des Materials, jedoch bei einer wesentlich kleineren Energie.

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 \cdot c^2} \cdot (1 - \cos\theta)}, \quad \text{mit } \theta = \text{Ablenkungswinkel des Photons}$$

Zur **Compton-Kante** kommt es durch den Compton-Effekt, bei dem Photonen einen Großteil ihrer Energie durch einen Stoß auf ein Elektron übertragen und dafür um bis zu  $180^\circ$  gestreut werden.

Die dabei maximal übertragene Energie zeigt sich in der Compton-Kante im jeweiligen Spektrum eines Elements wieder und ergibt einen maximalen kinetischen Energiewert für das getroffene Elektron von

$$E_{max} = \frac{E_\gamma^2}{m_e \cdot c^2 + 2 \cdot E_\gamma}$$

wieder.

Für niedrigere Energien ist im Spektrum das Compton-Kontinuum zu finden, das die Streuung des Photons um weniger als  $180^\circ$  widerspiegelt.

Noch eine Fehlerquelle sind die sogenannten **Escapepeaks**.

Diese Peaks entstehen, wenn sich ein energiereiches ( $E > 2m_e$ ) vom radioaktiven Isotop emittiertes Photon im elektrischen Feld eines Atoms im Szintillator in ein Elektron und ein Positron aufspaltet. Trifft nun das Positron wieder auf ein Elektron, löschen sich beide aus und emittieren dabei wieder zwei Photonen. Wenn nun eines dieser Photonen oder beide nicht vom Detektor registriert werden, sind Escapepeaks bei

$$E_\gamma - 511eV \quad \text{und} \quad E_\gamma - 1022eV$$

im Spektrum zu finden.

Als weiteren Fehler gibt es auch noch die **Röntgenlinie**.

Diese Linie entsteht dadurch, dass das Isotop in ein anderes Element zerfällt, das sich zunächst metastabil in einem angeregten Zustand befindet. Beim Übergang desselben vom energiereichen angeregten Zustand in den energieärmeren Grundzustand wird wieder ein Photon emittiert, das dann vom Szintillator detektiert wird.

Da beim Übergang vom angeregten in den Grundzustand nur sehr wenig Energie frei wird, ist dementsprechend die Röntgenlinie auch bei sehr kleinen Energien im Spektrum angesiedelt.

Aus den auf dem Aufgabenblatt angegebenen Photopeaks der drei radioaktiven Isotope ergeben sich dann die folgenden errechneten Werte für die Compton-Kante und die Rückstreupeaks:

Tabelle 1: theoretische Peaks der Spektren der verschiedenen Isotope

	Photo-Peak (keV)	Compton-Kante (keV)	Rückstreupeak (keV)
Cs-137	662	478	184
Co-60	1173, 1333	963, 1119	210, 214
Na-22	511, 1275	341, 1062	170, 213

## Moseley'sches Gesetz

Mit dem Moseley'schen Gesetz

$$\nu = \nu_R \cdot (Z - K)^2 \cdot \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

mit  $\nu_R$ =Rydberg-Frequenz  $3,2898 \cdot 10^{-15} \frac{1}{s}$ ,  $Z$ =Ordnungszahl,  $K$ =Abschirmkonstante und  $n_1, n_2$ = Hauptquantenzahlen der Zustände

$$\nu_{K_\alpha} = \nu_R \cdot (Z - 1)^2 \cdot \left( \frac{3}{4} \right)$$

lässt sich durch die  $K_\alpha$ -Röntgenlinie (Übergang eines Elektrons von der L- in die K-Schale unter Aussendung eines Photons) die Ordnungszahl einer emittierenden Probe bestimmen, da ein linearer Zusammenhang zwischen der Energie der Röntgenlinie und dem Quadrat der Ordnungszahl besteht.

## Poisson- und Gauß-Verteilung

Im Gegensatz zur kontinuierlichen Gauß-Verteilung,

$$h_j \approx \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\bar{N}}} \cdot \exp\left(-\frac{(j - \bar{N})^2}{2 \cdot \bar{N}}\right)$$

die immer für die Fehlerbetrachtung von Prozessen unter Berücksichtigung von statistischen Schwankungen durchgeführt wird, gilt für statistische Prozesse mit diskreten Ereignissen die Poisson-Verteilung

$$h_j = \frac{\bar{N}^j}{j!} \cdot \exp(-\bar{N}) \quad \text{für } j = 0, 1, 2, \dots$$

Hierbei ist

$h_j$  die Häufigkeit, dass zum Beispiel  $j$  Impulse von einem radioaktiven Zerfall in einem Messintervall aufgenommen werden,

$N$  die Anzahl der aufgenommenen Impulse,

$\bar{N} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m N_i$  der Mittelwert der Impulse bei  $m$  Messungen und

$\sqrt{\bar{N}} = \Delta\bar{N}$  die Standardabweichung.

Für einen sehr großen Mittelwert der Impulse kann eine Annäherung der Poisson-Verteilung durch die Gauß-Verteilung durchgeführt werden.

## $\chi^2$ Test

Der  $\chi^2$ -Test ist ein Test, um zu überprüfen, ob in einer Messreihe empirisch aufgenommene Messdaten einer bestimmten Verteilung entsprechen.

Hierfür wird die Größe  $\chi^2$  verwendet mit der Definition

$$\chi^2 = \sum_k \frac{(B - E)^2}{E}$$

mit  $k$  als Anzahl der Klassen der Verteilung,  $E$  als die Anzahl erwarteter Messwerte und  $B$  als die Anzahl der tatsächlich beobachteten Messwerte in einer Klasse.

Außerdem stehen zur Bewertung

$$v = k - 1 - n$$

Freiheitsgrade zur Verfügung, wobei  $n$  die Anzahl der geschätzten Parameter ist, die zur Berechnung der Häufigkeit von Ereignissen in einer Klasse vorgenommen werden müssen.

Außerdem ist zu beachten, dass  $E$  für eine Klasse nicht unter einen Wert von 4 fallen sollte, ist dies doch der Fall müssen so viele Klassen zusammengefasst werden, bis  $E \geq 4$  ist außer es gibt bei der Verteilung  $v \geq 8$  Freiheitsgrade und  $n \geq 40$  abgeschätzte Parameter, dann darf  $E$  auf bis zu 1 fallen.

Anhand der Tabelle aus der Vorbereitungshilfe lässt sich nun beurteilen, ob die aufgenommenen Werte der angenommenen Verteilung entsprechen oder nicht (=Nullhypothese). Ist der errechnete Wert für  $\chi^2$  gleich oder größer als der angegebene Tabellenwert für die gegebene Anzahl von Freiheitsgraden, so liegt den Messdaten die angenommene Verteilung mit einer Wahrscheinlichkeit

$$p = 1 - \eta$$

gleich dem angegebenen prozentualen Tabellenwert nicht zugrunde.

Abbildung 2: Tabelle mit  $\chi^2$ -Werten und den dazugehörigen Wahrscheinlichkeiten  $\eta$ ; Quelle:[II]

FG	5 %	1 %	0,1 %
1	3,84	6,63	10,83
2	5,99	9,21	13,82
3	7,81	11,35	16,27
4	9,49	13,28	18,47
5	11,07	15,09	20,52
6	12,59	16,81	22,46
7	14,07	18,48	24,32
8	15,51	20,09	26,13
9	16,92	21,67	27,88
10	18,31	23,21	29,59
11	19,68	24,72	31,26
12	21,03	26,22	32,91
13	22,36	27,69	34,53
14	23,68	29,14	36,12
15	25,00	30,58	37,70
16	26,30	32,00	39,25
17	27,59	33,41	40,79
18	28,87	34,81	42,31
19	30,14	36,19	43,82
20	31,41	37,57	45,31
21	32,67	38,93	46,80
22	33,92	40,29	48,27
23	35,17	41,64	49,73
24	36,42	42,98	51,18
25	37,65	44,31	52,62
26	38,89	45,64	54,05
27	40,11	46,96	55,48
28	41,34	48,28	56,89
29	42,56	49,59	58,30
30	43,77	50,89	59,70

## Aufgaben

### Aufgabe 1.1. Messung des Impulshöhenspektrums der $\gamma$ -Strahlung von Cs-137, Na-22 und Co-60 sowie des Untergrundspektrums mithilfe des 1024-Kanalbetriebs des Impulshöhenanalysators

Nachdem man sich zuerst etwas mit dem Computerprogramm vertraut gemacht und geeignete Einstellungen im System getätigt hat (das Spektrum der Kobaltprobe ist ausschlaggebend, da sie die Peaks bei den höchsten Energiewerten aufweist), soll als erstes das Impulshöhenspektrum der einzelnen Proben aufgenommen werden. Zu berücksichtigen ist hierbei, dass der Abstand zwischen der jeweiligen Probe und dem Szintillationszähler so gewählt wird, dass für alle Proben die selbe effektive Zählrate (zwischen  $1000 \frac{1}{s}$  und  $1500 \frac{1}{s}$ ) aufgenommen wird.

Außerdem ist zu überprüfen, in wieweit die Untergrundstrahlung einen Einfluss auf die einzelnen Spektren nimmt, um diesen gegebenenfalls zu korrigieren.

Hierfür muss zuerst eine Messreihe ohne ein Präparat durchgeführt werden, um das erhaltene Resultat mit den Messungen der Proben verrechnen zu können.

## Aufgabe 1.2. Deutung der unterschiedlichen Spektren im Hinblick auf die einzelnen Wechselwirkungsmechanismen zwischen der $\gamma$ -Strahlung und der Materie

Im Anschluss an die vorherige Spektrenaufnahme sollen nun die einzelnen Peaks in den Graphen analysiert werden. Dafür wird anhand des Photopeaks der Cs-137-Probe (entspricht  $662\text{keV}$ ) eine Energieskalierung vorgenommen, mit der dann ein Vergleich zwischen den berechneten und den gemessenen Werten der einzelnen Spektren vorgenommen werden kann.

Zusätzlich soll noch die „Verschmierung“ der Peaks betrachtet werden, die durch statistische Effekte hervorgerufen wird.

Dafür wird die Anzahl der Elektronen  $n_e$ , die von der Photokathode emittiert werden, abgeschätzt, was sich leicht aus der Energie des Photopeaks und dessen Halbwertsbreite bewerkstelligen lässt.

$$n_e = \left( \frac{E}{\Delta E} \right)^2$$

Außerdem soll noch die Linearität der Apparaturen überprüft werden, was bedeutet, dass sich zum Beispiel der Rückstreupeak als Differenz zwischen den Energiewerten des Photopeaks und der Compton-Kante ergeben sollte. Ist dies nicht der Fall, so ist die Linearität nur eingeschränkt vorhanden.

Für diese Messungen können noch zusätzliche Proben (Am-241 ( $59,5\text{keV}$ ) und Co-57 ( $122\text{keV}$ )) verwendet werden.

### Aktivität des Cs-137-Präparats

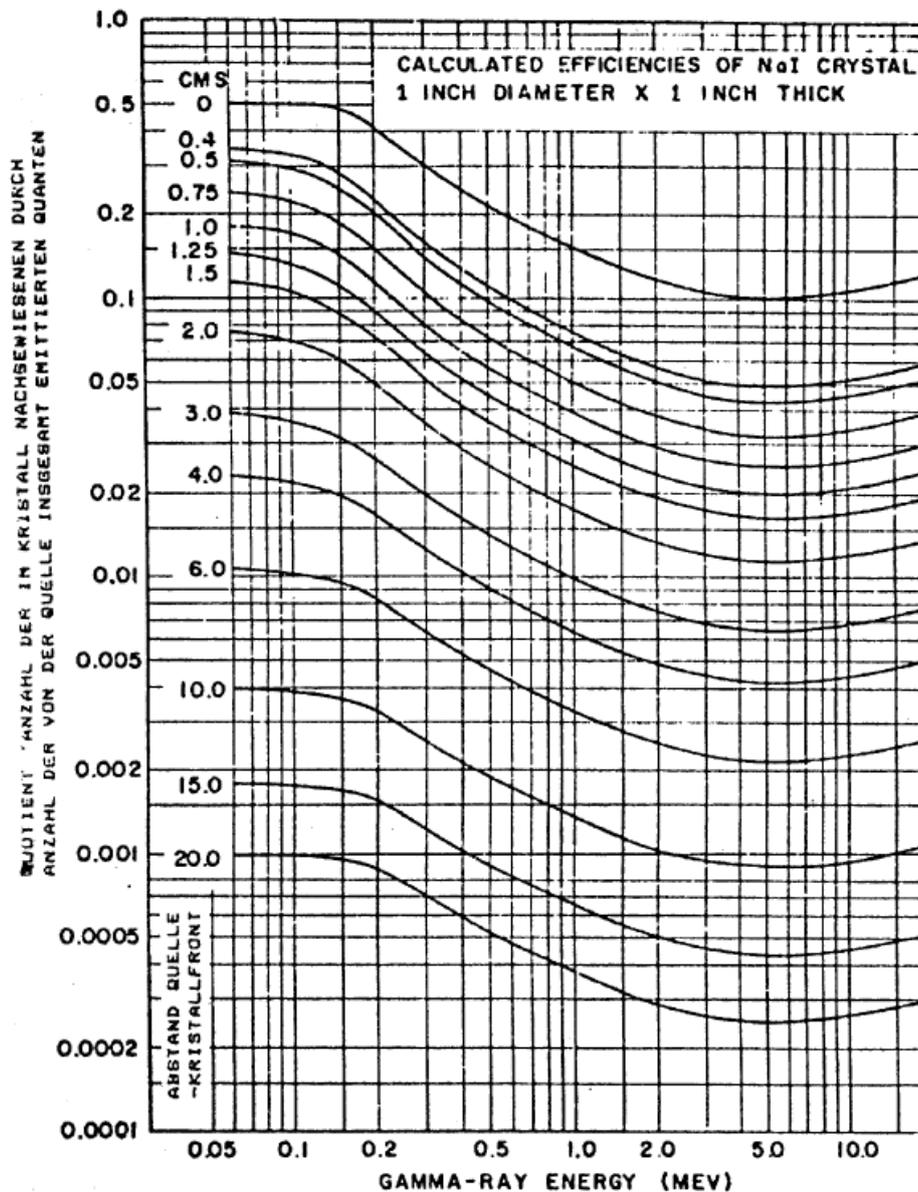
In der nächsten Aufgabe soll die Aktivität  $A$  des Cs-137-Präparats bestimmt werden.

Hierfür werden bei drei unterschiedlichen Abständen die vom Programm bestimmten Zählraten zusammen mit der Tabelle aus der Vorbereitungshilfe verwendet, um die Zahl der Teilchen  $dN$  zu bestimmen, die das Präparat in einem Zeitintervall  $dt$  emittiert.

$$A = \frac{dN}{dt}$$

In der Tabelle ist implizit gegeben, dass die detektierten Photonen mit steigendem Abstand abnehmen, obwohl die Aktivität der Probe unverändert ist.

Abbildung 3: Tabelle zur Bestimmung der Aktivität einer Rprobe unter der Kenntnis der Energie der Strahlung und des Abstands zum Szintillators; Quelle:[II]



### Aufgabe 3 Röntgenemission

Als Nächstes soll man sich mit der Röntgenemission beschäftigen. Dafür soll das Cäsium-Isotop auf Proben gelegt werden, die aus Elementen mit schweren Kernen bestehen, damit dann Elektronen in kernnahen Schalen durch die  $\gamma$ -Strahlung ionisiert werden und durch das nachrückende Elektron aus einer höheren Schale Röntgenstrahlen emittieren.

Um die Röntgenstrahlung gut detektieren zu können, muss allerdings die Detektorspannung erhöht werden.

#### Aufgabe 3.1. Energiekalibrierung anhand der $Ba$ und $Pb - K_{\alpha}$ Röntgenlinie

Um das Moseley Gesetz zur Bestimmung unbekannter Elemente nutzen zu können, muss man zuerst einmal eine Energiekalibrierung vornehmen. Dafür wird die Röntgenstrahlung von zwei oder mehr bekannten Elementen detektiert und über das Quadrat der Kernladungszahl der Elemente aufgetragen. Anhand der daraus resultierenden Geraden kann im Anschluss über die Röntgenstrahlung eines unbekanntes Elements dessen Kernladungszahl bestimmt werden.

### Aufgabe 3.2. Bestimmung des unbekanntes Elements

Anhand der aufgenommenen Röntgenstrahlung und dem Moseley Gesetz kann nun das unbekanntes Element, aus dem die Probe besteht, bestimmt werden.

### Aufgabe 4.1. Untersuchung der statistischen Verteilung von gemessenen Ereignissen bei häufig wiederholter Messung von Untergrundstrahlung unter stets gleichen Bedingungen

Zum Abschluss der Versuchsreihe soll man sich mit der für radioaktive Zerfälle sehr wichtigen statistischen Verteilung auseinandersetzen.

Hierfür werden bei einer Messzeit von 1 Sekunde 150 Spektren unter immer gleichen Bedingungen aufgenommen, die sich nur aufgrund der statistischen Verteilung voneinander unterscheiden. Aus dem Datenpool sollen dann

- a) die Zählrate aus einem Teil des Spektrums ermittelt und so aufintegriert werden, dass der Mittelwert von 150 Summen ungefähr 3 ergibt.
- b) die Gesamtzählrate verwendet werden, um eine Stichprobe mit 150 zu erzeugen.

### Aufgabe 4.2 Berechnung der Mittelwerte $x_m$ der Stichproben, der Standardabweichung $s$ der Messwerte und der Standardabweichung des Mittelwerts $s_{x_m}$

Im Anschluss daran soll überprüft werden, ob die Standardabweichung des Messwerte gleich der Wurzel des Mittelwerts ist, wie für die Poisson-Verteilung gefordert.

$$s \stackrel{?}{=} \sqrt{s_{x_m}}$$

### Aufgabe 4.3 Erstellung einer Häufigkeitsverteilung anhand der Stichproben und der dazu gehörigen Poisson- und Gauß-Verteilung

Aus den ermittelten Daten soll ein Häufigkeitsdiagramm erstellt werden, sowie die dazugehörige Poisson- und Gauß-Verteilung. Für große Mittelwerte sollte die Poisson- in die Gauß-Verteilung übergehen.

### Aufgabe 4.4 Überprüfung der Hypothese, dass die Stichprobe einer Gauß- oder einer Poissonverteilung entstammt, bei vernünftig gewählten Signifikanzzahlen

Als letzte Aufgabe soll man noch mit Hilfe des  $\chi^2$ -Test überprüfen, ob die Stichprobe aus einer Poisson-Verteilung oder einer Gauß-Verteilung entstammt.

## Quellen

- Bereitgestellte Literatur auf der Praktikums homepage zum Thema Gammaskopie
- Vorbereitungshilfe
- [www.wikipedia.de](http://www.wikipedia.de)
- Musterprotokoll Gammaskopie SS10 Julia Hauser und Stefan Leichel
- <http://mfs.name/physik/p2>

I <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Szintillationsz%C3%A4hler.png&filetimestamp=20100514231316>

II <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/simonis/praktikum/p2/p2-versuchsanleitungen/Gammaskopie-Hilfe.pdf>