

# 1 Auswertung

## 1.1 Aufbau der Elektronik

### 1.1.1 Signale der Detektoren

Wie auf dem Oszilloskop zu erkennen, liefert *Detektor 1* negative Signale einer Halbwertsbreite von etwa  $0,7\mu s$  und einer Amplitude von  $(4 \pm 0,5)mV$ , während *Detektor 2* wesentlich längere (Halbwertsbreite  $\approx 2,25\mu s$ ) und mit  $(10 \pm 0,5)mV$  auch stärkere Signale liefert.

### 1.1.2 Vorverstärker

Die Vorverstärker verlängern und verstärken das Signal. Um die Signallängen der beiden Detektoren ein wenig anzugleichen, wurden die Einstellungen 470 bzw. 220 gewählt; damit erreicht man für die Halbwertsbreiten und Amplituden nach den Vorverstärkern:

- *Detektor 1* :  $2\mu s$ ,  $6mV$
- *Detektor 2* :  $4\mu s$ ,  $25mV$

### 1.1.3 Hauptverstärker

Der Hauptverstärker erzeugt ein bipolares Signal (i.e. ein Signal, das zunächst positiv und dann negativ ist). Der Zeitpunkt des Nulldurchganges ist hierbei (idealtypisch) unabhängig von der Signalamplitude. Die Signale von *Detektor 2* besitzen nach dem Hauptverstärker eine Länge von etwa  $6\mu s$ : ca.  $2\mu s$  positiv und ca.  $4\mu s$  negativ. Die Amplitude wurde auf  $1,6V$  geregelt.

### 1.1.4 Timing Single Channel Analyser (TSCA)

Der *TSCA* ermöglicht es, Impulse einer bestimmten Höhe zu selektieren. Befindet sich das Eingangssignal innerhalb des einstellbaren Impulshöhenfensters, so liefert der *TSCA* ein Normsignal, und zwar - wie auf dem Oszilloskop zu erkennen - sehr präzise am Nulldurchgang des Eingangssignals.

### 1.1.5 Linear Gate

Das o.g. Normsignal steuert das *Linear Gate* an, das daraufhin den Signalweg für das analoge Signal aus dem Hauptverstärker öffnet. Letzteres muß mit dem *Delay Amplifier* verzögert werden, da - wie oben gesehen - das Normsignal der *TSCA* erst ca.  $2\mu s$  nach Beginn des analogen Signals auftritt.

## 1.2 $\gamma$ -Spektren verschiedener Radionuklide

In jedem der  $\gamma$ -Spektren finden sich eine oder zwei Linien, die anhand des bekannten Zerfallsschemas leicht identifiziert werden können. Mit deren Hilfe wurde eine Eichgerade erstellt, indem die Energie der entsprechenden Linie gegen die jeweilige Kanalnummer aufgetragen wurde.

Für den Fehler in der Kanalnummer wurde die halbe Halbwertsbreite des jeweiligen Peaks angesetzt, der Fehler der (der Literatur entnommenen) Energien ist vernachlässigbar.

Damit lassen sich im folgenden die Kanäle der Peaks der Spektren in Energien umrechnen.

Der Fehler der Energie wird jeweils zu  $Steigung \cdot \frac{Halbwertsbreite}{2}$  angenommen<sup>1</sup>.

An die Meßpunkte wurde eine Gerade gefittet, deren Steigung aus dem Diagramm abgelesen wurde :

$$m = \frac{1.23 MeV}{1300 Kanal} = 946 eV/Kanal$$

### 1.2.1 Spektrum $^{60}\text{Co}$

$^{60}\text{Co}$  zerfällt in einem  $\beta^-$ -Prozess, wobei der dominante Übergang (99%) zu einem Niveau führt, das durch einen Kaskadenübergang in zwei Schritten zerfällt<sup>2</sup>.

Man erwartet folglich zwei Photolinien und dazugehörige Comptonkanten.

Das gemessene Spektrum bestätigt diese Erwartungen, wobei die rechte der beiden Comptonkanten nicht sichtbar ist.

Ferner erkennt man einen starken backscatter-Peak bei  $0,215 MeV$ . Die Größe dieses Peaks gegenüber den anderen erklärt sich aus der erhöhten Nachweiswahrscheinlichkeit der relativ niederenergetischen  $\gamma$ -Quanten im Detektor per Photoeffekt.

### 1.2.2 Spektrum $^{137}\text{Cs}$

$^{137}\text{Cs}$  zeigt einen  $\beta^-$ -Zerfall. Der dominante Übergang (93.5%) führt zu einem metastabilen Zustand von  $662 keV$  mit einer Lebensdauer von  $2,55 min$ , der zu 90% durch  $\gamma$ -Emission und zu 10% durch innere Konversion<sup>3</sup> zerfällt.

Dementsprechend erwartet man eine Photolinie von  $662 keV$  mit dazugehöriger Comptonkante, welche im gemessenen Spektrum gut sichtbar sind.

Auf Grund der inneren Konversion auftretende charakteristische Linien des  $^{137}\text{Ba}$  lägen nach dem *Moseley*-Gesetz z.B. bei  $30,9 keV$  ( $K_\alpha$ -Linie) und damit

---

<sup>1</sup> der Fehler der Kanalnummer ist m.E. schon reichlich gewählt, so daß ich den Fehler der Steigung vernachlässige

<sup>2</sup> was später noch näher untersucht wird

<sup>3</sup> Übergang der Energie an ein Hüllenelektron, das das Atom verläßt, was zum Auftreten charakteristischer Röntgenstrahlung sowie Auger-Elektronen führt. Der relativ hohe Anteil der so zerfallenden Kerne ist hier auf die lange Lebensdauer des Zustandes zurückzuführen, welcher über einen stark unterdrückten magnetischen Quadrupolübergang zerfällt.

unterhalb der Nachweisgrenze unserer Apparatur<sup>4</sup>.

Auch hier ist ein recht starker backscatter-Peak sichtbar.

### 1.2.3 Spektrum $^{45}\text{Mn}$

$^{54}\text{Mn}$  zerfällt zu 100% durch *electron capture* (EC) in einen Zustand von  $835\text{keV}$ , der durch  $\gamma$ -Emission zerfällt.

Man beobachtet also wieder die entsprechende Photolinie. Die Comptonkante geht beinahe im Untergrund unter, da die Quellstärke des Präparates sehr gering ist.

Aus diesem Grund beobachtet man auch die Photolinie des  $^{40}\text{K}$  bei ca.  $1,46\text{MeV}$  (in der Umgebung natürlich vorkommendes Nuklid).

### 1.2.4 Spektrum $^{133}\text{Ba}$

$^{133}\text{Ba}$  besitzt ein etwas komplizierteres Zerfallsschema. Die dominanten Übergänge liegen bei  $356\text{keV}$  (ca. 71%) und  $302\text{keV}$  (ca. 14%) und sind im gemessenen Spektrum gut zu erkennen. Die mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 7% nächstschwächeren Linien von  $276\text{keV}$  und  $382\text{keV}$  gehen in den beiden ersten unter. Ferner ist eine Überlagerung der Comptonkanten der beiden Photolinien sichtbar<sup>5</sup>.

$^{133}\text{Ba}$  zerfällt durch *electron capture* (EC) - entsprechend tritt die  $\text{K}_\alpha$ -Linie des Tochternuklids  $^{133}\text{Cs}$  bei  $30,97\text{keV}$  (Literaturwert) stark auf<sup>6</sup>.

Auch hier ist ein backscatter-Peak bei ca.  $0,14\text{MeV}$  zu erkennen.

### 1.2.5 Spektrum $^{22}\text{Na}$

$^{22}\text{Na}$  zerfällt unter  $\beta^+$ -Emission (90%) bzw. *electron capture* (10%) in einen mit  $1,2746\text{MeV}$  angeregten Zustand des  $^{22}\text{Ne}$ . Neben der entsprechenden Photolinie ( $1,2746\text{MeV}$ ) und dazugehöriger Comptonkante ( $1,062\text{MeV}$ ) tritt ein Vernichtungspeak bei  $511\text{keV}$  auf. Dieser kommt durch Annihilation von Positronen und anschließendem Nachweis von *einem* der *back to back* propagierenden Photonen mit der Ruheenergie des Elektrons zustande.

Man erkennt ferner die zu diesem Peak gehörige Comptonkante ( $0,341\text{MeV}$ ) sowie einen backscatter-Peak bei  $0,16\text{MeV}$ .

Die eventuell noch auftretende  $\text{K}_\alpha$ -Linie des  $^{22}\text{Ne}$  (EC!) liegt mit ca.  $1\text{keV}$  weit unterhalb der Nachweisgrenze.

## 1.3 Nachtmessung des Untergrundspektrums

Neben einem etwa exponentiell mit der Energie abnehmenden Rauschen und einigen sehr kleinen Peaks unbekannter Herkunft tritt deutlich eine Linie bei ca.

---

<sup>4</sup> vermutlich hätte auch hier eine Erhöhung der Photomultiplier-Spannung und der Verstärkung wie beim  $^{133}\text{Ba}$  Abhilfe geschaffen.

<sup>5</sup> jedenfalls in dem mit erhöhter Photomultiplier-Spannung aufgenommenen Spektrum.

<sup>6</sup> Da bei dieser Messung die Kanal-Energie-Eichung nicht zu verwenden war (erhöhte PM-Spannung und Coarse Gain) liegt hierfür kein Messwert vor.

1450keV auf, vermutlich die Photolinie des natürlich in der Umgebung vorkommenden Nuklids  $^{40}\text{K}$ a (emittiert laut aushängender Tabelle  $\gamma$ -Quanten von 1420keV), welche sich auch im Spektrum des schwach strahlenden  $^{54}\text{Mn}$  wiederfindet.

## 1.4 Energieauflösung

Anhand der Photolinien läßt sich die Energieauflösung des Zählers bestimmen, indem deren (in Einheiten der Energie umgerechnete) Halbwertsbreite  $\Delta E$  abgelesen und  $\frac{\Delta E}{E}$  als Funktion von  $E$  in logarithmischer Abszisse aufgetragen wird. Wenn die Meßpunkte in unserem Diagramm auch sehr stark streuen, so läßt sich doch sagen, daß die Energieauflösung  $\frac{\Delta E}{E}$  mit wachsender Energie abnimmt. Die Linienbreite ist im wesentlichen durch statistische Effekte im Detektor (Effizienz der Umwandlung der kinetischen Energie der Elektronen in Licht) und im weiteren Nachweissystem (Wirkungsgrade der Dynodenstruktur des Photomultipliers und der Photokathode etc.) bestimmt. Die Anzahl  $N$  der auf die Anode des Photomultipliers auftreffenden Elektronen (welche die Pulsamplitude bestimmt) besitzt deshalb näherungsweise eine Varianz  $\sigma = \sqrt{N}$ , so daß<sup>7</sup>

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

## 1.5 Koinzidenzspektrum von $^{137}\text{Cs}$ , Compton-Effekt

Mit dem Signal von *Detektor 1* wird über den *TSCA* das *Linear Gate* angesteuert, welches im Falle eines von ersterem kommenden Impulses den Signalweg für *Detektor 2* freischaltet. Wie auf dem Oszilloskop zu erkennen, beträgt die Koinzidenzauflösezeit ca.  $2\mu\text{s}$ .

### 1.5.1 Koinzidenzspektrum von $^{137}\text{Cs}$

Das Energiefenster des *TSCA* wird ganz geöffnet, so daß alle gleichzeitig auftretenden Ereignisse registriert werden.

Das gemessene Spektrum sieht im wesentlichen genauso aus wie das in 1.2.2 aufgenommene<sup>8</sup>. Da die  $180^\circ$  rückgestreuten  $\gamma$ -Quanten koinzident mit den zugehörigen Elektronen der Comptonkante auftreten, müßten die entsprechenden Peaks jedoch deutlicher im Spektrum hervortreten. Da dies nicht der Fall ist, läßt sich schließen, daß Zufallskoinzidenzen hier (noch) die entscheidende Rolle spielen.

### 1.5.2 Spektrum der Zufallskoinzidenzen

Indem das Signal von *Detektor 2* so lange verzögert wird, daß es im Koinzidenzfall nicht mehr in das von *Detektor 1* geöffnete Zeitfenster fällt, erreicht man, daß nur

<sup>7</sup> unter Vernachlässigung von Rauschanteilen der nachfolgenden Nachweiselektronik

<sup>8</sup> abgesehen von der mit der geringeren Zählrate einhergehenden schlechteren Statistik und dem aus dem gleichen Grund deutlicher hervortretenden Rauschen am linken Rand.

noch zufällige Koinzidenzen gemessen werden<sup>9</sup>.

Man erwartet, daß die koinzident auftretenden Peaks bei  $184\text{keV}$  ( $180^\circ$  rückgestreute  $\gamma$ -Quanten) und  $477\text{keV}$  (Comptonkante) gegenüber dem in 1.5.1 aufgenommenen Spektrum schwächer werden, was auch der Fall ist; dies wäre aber auch durch die auf Grund der geringeren Zählrate schlechtere Statistik erklärbar.

Endgültige Klarheit bringt nur die

### 1.5.3 Verbesserung der Koinzidenzschaltung

Die Signale der Detektoren 1 und 2 liefern (nach eventueller Filterung und Umwandlung in einen Normimpuls im *TSCA*) die Start- und Stopimpulse für den *Time to Pulse Height Converter* (*TPHC*). Dieser wandelt die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopsignal in einen Impuls um, dessen Amplitude proportional zu dieser Zeitdifferenz ist.

Verbindet man den analogen Ausgang des *TPHC* mit dem *MCA*, so kann man das Zeitspektrum aufnehmen. Die Zufallskoinzidenzen liefern hierin einen konstanten Untergrund, währen echte Koinzidenzen ( $180^\circ$  Comptonstreuung) als Peak auftreten<sup>10</sup>.

Die Position dieses Peaks kann mit der Delayzeit am *TSCA* verändert werden. Auf diese Weise läßt sich eine Kanal-Zeit-Eichung vornehmen (siehe entspr. Diagramm). Der Fehler des Peakkanals wurde zu  $\pm 30$  angenommen, der Fehler der Delayzeit zu  $\pm 0,5\text{ns}$ . Der Fehler der Steigung errechnet sich zu

$$\Delta m = \frac{\text{maximale Steigung} - \text{minimale Steigung}}{2}$$

Die abgelesene Steigung beträgt:  $m = (0,773 \pm 0,088) \frac{\text{ns}}{\text{Kanal}}$

Der logische Ausgang des *TPHC* liefert nur dann ein Signal, wenn die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopsignal in dem mit zwei Potentiometern einstellbaren Bereich liegt. Dieses wird nun zur Ansteuerung des *Linear Gate* verwendet. Die Koinzidenzauflösezeit wird dabei durch die eingestellten Fenstergrenzen bestimmt. Das Zeitfenster wird auf den im Zeitspektrum erkennbaren Koinzidenzpeak gelegt.

Mit einer doppelten Halbwertsbreite (*full width at half maximum* [FWHM]) dieses Peaks von ca. 60 Kanälen ergibt sich mit der Steigung der Kanal-Zeit-Eichgerade für die folgenden Messungen eine Koinzidenzauflösezeit von

$$\begin{aligned} \Delta t &= m \cdot 60 \text{ Kanäle} \\ &= (46.4 \pm 5,3) \text{ ns} \end{aligned}$$

### 1.5.4 Koinzidenzspektrum von $^{137}\text{Cs}$ mit verbesserter Schaltung

Das mit dieser Schaltung aufgenommene Spektrum zeigt deutlich die koinzident auftretenden Peaks der  $180^\circ$  rückgestreuten  $\gamma$ -Quanten und zugehörigen Elektro-

<sup>9</sup> genauer gesagt: Ereignisse, die zufällig um die eingestellte Verzögerungszeit auseinanderliegen.

<sup>10</sup> leider ist mir das zugehörige Diagramm abhanden gekommen :-)

nen (Comptonkante). Der Photopeak ist auf Grund seiner hohen Rate noch etwa gleich stark als Zufallskoinzidenz zu sehen.

Um diese Ergebnis zu verifizieren, wurde das Energiefenster des *TSCA1* auf den Peak der  $180^\circ$  rückgestreuten  $\gamma$ -Quanten eingestellt, so daß nur solche Ereignisse das Startsignal liefern können. Entsprechend nimmt die Rate dieses Peaks ab, während die beiden anderen Peaks Ihre relativen Höhen beibehalten<sup>11</sup>, was auch zu erwarten war.

## 1.6 Koinzidenzmessungen am $^{60}\text{Co}$

### 1.6.1 Quellstärke, Nachweiswahrscheinlichkeit

Wir benutzen die obige Anordnung, um die Quellstärke der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle zu ermitteln. Dazu nehmen wir an, das Präparat emittiere *gleichzeitig* zwei  $\gamma$ -Quanten *gleicher Energie*<sup>12</sup>. Die Einzelraten der beiden Zähler sind durch die Quellstärke  $Q$  und die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\eta_1$  und  $\eta_2$  gegeben:

$$\begin{aligned} N_1 &= 2Q\eta_1 \\ N_2 &= 2Q\eta_2 \end{aligned} \tag{1}$$

Die Koinzidenzrate errechnet sich zu

$$N_{\text{Koinz.}} = 2Q\eta_1\eta_2 \tag{2}$$

somit gilt für die Quellstärke

$$Q = \frac{N_1 N_2}{2N_{\text{Koinz.}}} \tag{3}$$

Die Gültigkeit dieser Formeln setzt voraus, daß die Richtungen der emittierten  $\gamma$ -Quanten keine Korrelation aufweisen, da die Einzelraten sonst nicht statistisch unabhängig wären. Dies ist beim  $^{60}\text{Co}$  gut erfüllt (Kaskadenzerfall).

Bei den Messungen der Raten wurde die untere Energieschwelle der beiden *TS-CAs* knapp unterhalb der niederenergetischeren  $\gamma$ -Linie gesetzt, um Koinzidenzen aus Comptonstreuungen zu vermeiden, die obere Schwelle wurde ganz nach oben geregelt<sup>13</sup>.

Die Einzelraten der Detektoren und die Koinzidenzrate nach Abzug des Untergrundes sowie deren relative Fehler lassen sich einfach am *MCA* ablesen (siehe Ausdrucke). Mit Gleichung 3 folgt für die Quellstärke :

<sup>11</sup> natürlich sind die absoluten Raten geringer, da der Koinzidenztrigger seltener ausgelöst wird

<sup>12</sup> was für  $^{60}\text{Co}$  keine schlechte Näherung ist : Die Lebensdauer des unteren Niveaus beim Kaskadenzerfall beträgt  $0,7\text{ps}$ , was sehr klein ist gegenüber unserer Koinzidenzauflösezeit von ca.  $50\text{ns}$ ; ferner ändert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren zwischen  $1,17\text{MeV}$  und  $1,33\text{MeV}$  kaum.

<sup>13</sup> Selbstverständlich wurde für die drei Raten die gleiche Einstellung verwendet.

$$\begin{aligned}
Q &= \frac{(2656.77cps \pm 0.26\%)(1600.45cps \pm 0.8\%)}{2(8.35cps \pm 1.5\%)} \\
&= 254,6kBq \cdot \left(1 \pm \sqrt{\left(\frac{0,26}{100}\right)^2 + \left(\frac{0,8}{100}\right)^2 + \left(\frac{1,5}{100}\right)^2}\right) \\
&= (254,6 \pm 4,4)kBq
\end{aligned}$$

Die Aktivität des Präparates betrug am 1.1.99  $285kBq$ , zum Zeitpunkt der Messung am 1.12.99 (=335 Tage später) errechnet sich die Aktivität mit einer Halbwertszeit von  $T_H = 5,272a$  zu

$$\begin{aligned}
N(1.12.99) &= 285kBq \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_H} \cdot \frac{335d}{365d} \cdot 1a} \\
&\approx 252.6kBq
\end{aligned}$$

Das liegt innerhalb der Fehlergrenzen des oben errechneten Wertes.

Mit obigem Wert der Quellstärke errechnen sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten zu

$$\begin{aligned}
\eta_1 &= \frac{N_1}{2Q} \\
&= \frac{N_{Koinz.}}{N_2} \\
&= \frac{8.35cps \pm 1.5\%}{1600.45cps \pm 0.8\%} \\
&= 5.22 \cdot 10^{-3} \cdot \left(1 \pm \sqrt{\left(\frac{1,5}{100}\right)^2 + \left(\frac{0,8}{100}\right)^2}\right) \\
&= (0.522 \pm 0.009)\%
\end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}
\eta_2 &= \frac{N_2}{2Q} \\
&= \frac{N_{Koinz.}}{N_1} \\
&= \frac{8.35cps \pm 1.5\%}{2656.77cps \pm 0.26\%} \\
&= 3.14 \cdot 10^{-3} \cdot \left(1 \pm \sqrt{\left(\frac{1,5}{100}\right)^2 + \left(\frac{0.26}{100}\right)^2}\right) \\
&= (0.314 \pm 0.005)\%
\end{aligned}$$

Wie in 1.5.3 wurde auch hier das Zeitspektrum aufgenommen, die Halbwertsbreite des Peaks war wieder  $\pm 30$ , so daß wieder die gleiche Koinzidenzauflösezeit

wie oben vorliegt. Dementgegen könnte man erwarten, daß der Peak schmaler und damit die Koinzidenzauflösezeit kleiner ist, da  $^{60}\text{Co}$  höherenergetische  $\gamma$ -Quanten emittiert als  $^{137}\text{Cs}$ , was zu einer Erhöhung der Signalamplituden führt, weshalb der (von der Amplitude unabhängige) Nulldurchgang der bipolaren Signale steiler erfolgt und damit präziser von der Elektronik detektiert werden kann, wodurch die Zeitauflösung besser wird.

Für die Rate der Zufallskoinzidenzen folgt:

$$\begin{aligned}
 N_{ZK} &= \Delta t \cdot N_1 \cdot N_2 \\
 &= (46,4 \pm 5,3) \text{ ns} \cdot (2656.77 \text{ cps} \pm 0.26\%) \cdot (1600,45 \text{ cps} \pm 0.8\%) \\
 &= 0.197 \text{ cps} \cdot \left( 1 \pm \sqrt{\left(\frac{5.3}{46.4}\right)^2 + \left(\frac{0.26}{100}\right)^2 + \left(\frac{0.8}{100}\right)^2} \right) \\
 &= (0.197 \pm 0.023) \text{ cps}
 \end{aligned}$$

Für den Vergleich mit der (direkt) gemessenen Zufallskoinzidenzrate fehlt mir jetzt leider das entsprechende Diagramm - sorry.

### 1.6.2 Kaskadenzerfall

Um den Kaskadenzerfall des  $^{60}\text{Co}$  nachzuweisen, setzt man das Energiefenster des *TSCA1* auf die höherenergetische Photolinie, wodurch im wesentlichen nur noch eine Linie (nämlich die zweite Linie des Kaskadenzerfalls) auftreten sollte, was - wenn ich mich recht erinnere - auch der Fall war. Jedoch scheint wohl auch dieser Ausdruck verschwunden zu sein<sup>14</sup>...

## 1.7 Koinzidenzmessungen am $^{22}\text{Na}$

### 1.7.1 Comptoneffekt

Um zu verifizieren, daß der niederenergetischste Peak im  $^{22}\text{Na}$ -Spektrum tatsächlich von  $180^\circ$  Compton-gestreuten  $\beta^+\beta^-$ -Annihilationsquanten herrührt, wird wie bei der entsprechenden Messung am  $^{137}\text{Cs}$  das Energiefenster des *TSCA1* (Koinzidenztrigger) auf den zu den  $180^\circ$  rückgestreuten  $511 \text{ keV}$ -Quanten gehörigen Peak gelegt. Entsprechend tritt im Diagramm die entsprechende Comptonkante deutlich hervor (wie beim  $^{137}\text{Cs}$ ), ebenso ist aber auch die  $511 \text{ keV}$ -Linie sehr stark.

### 1.7.2 Summationspeak

Um zu beweisen, das der höchstenergetische Peak im Diagramm tatsächlich der Summationspeak von  $511 \text{ keV}$ -Linie und  $1,2746 \text{ MeV}$  Photolinie ist, wurde der Koinzidenztrigger auf selbigen gelegt. Wird nun in *Detektor 1* gleichzeitig ein "gewöhnliches"  $\gamma$ -Quant vom Kernzerfall und ein Vernichtungsquant registriert,

---

<sup>14</sup> tut mir ja leid, aber...



so ist die Wahrscheinlichkeit (relativ) hoch, in *Detektor 2* das *back to back* ausgesandte Vernichtungsquant zu registrieren. Man erwartet also im Spektrum eine einzige deutliche Linie, nämlich die  $511\text{keV}$ -Linie.

Dieser Effekt ist im Diagramm sehr schön zu sehen.

### 1.7.3 Quellstärke, Nachweiswahrscheinlichkeit

Wie beim  $^{60}\text{Co}$  kann man versuchen, die Quellstärke des Präparates und die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren zu bestimmen:

Bei den Messungen der Raten wurde die untere Energieschwelle der beiden *TSCAs* knapp unterhalb der  $511\text{keV}$ -Linie gesetzt, um Koinzidenzen aus Comptonstreuungen von Vernichtungsquanten zu vermeiden, die obere Schwelle war auch hier ganz oben.

Die Einzelraten der Detektoren und die Koinzidenzrate nach Abzug des Untergrundes sowie deren relative Fehler lassen sich wieder einfach am *MCA* ablesen (siehe Ausdrücke). Mit Gleichung 3 folgt für die Quellstärke :

$$\begin{aligned} Q &= \frac{(7206.33\text{cps} \pm 0.37\%)(308043\text{cps} \pm 0.67\%)}{2(1467.19\text{cps} \pm 0.19\%)} \\ &= 756.5\text{kBq} \cdot \left( 1 \pm \sqrt{\left(\frac{0.37}{100}\right)^2 + \left(\frac{0.67}{100}\right)^2 + \left(\frac{0.19}{100}\right)^2} \right) \\ &= (756.5 \pm 6.0)\text{kBq} \end{aligned}$$

Die Aktivität des Präparates betrug am 1.1.99  $313\text{kBq}$ , zum Zeitpunkt der Messung am 1.12.99 (=335 Tage später) errechnet sich die Aktivität mit einer Halbwertszeit von  $T_H = 2.603a$  zu

$$\begin{aligned} N(1.12.99) &= 313\text{kBq} \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_H} \cdot \frac{335d}{365d} \cdot 1a} \\ &\approx 245\text{kBq} \end{aligned}$$

Das liegt weit außerhalb der Fehlergrenzen des oben errechneten Wertes. Allerdings wurden bei dieser Messung auch einige Fehler gemacht:

Zunächst weisen die Richtungen der registrierten  $511\text{keV}$ -Quanten eine starke Richtungskorrelation auf (sie werden antiparallel emittiert), was allerdings die Koinzidenzrate erhöhen, und damit die Quellstärke vermindern würde. Zum anderen wurde die höherenergetische Photolinie mit zugehöriger Comptonkante nicht von der Ratenmessung ausgeschlossen, was offenbar die Einzelraten derart in die Höhe trieb, daß die Quellstärke (trotz o.E. Richtungskorrelation) einen viel zu hohen Wert annahm<sup>15</sup>. Bei diesen Überlegungen ist aber auch zu beachten, daß

<sup>15</sup> Da  $\gamma$ -Kernzerfall mit der Positronemission zeitlich korreliert ist, erhöht dieser systematische Meßfehler auch die Koinzidenzrate, wohl aber nicht in dem Maße wie die Einzelraten, die zudem im Ausdruck für die Quellstärke als Produkt im Nenner stehen (auch wenn diese Formel hier nicht gültig ist...).

die Formel 3 statistisch unabhängige Einzelraten voraussetzt, was ja hier nicht gegeben ist.

m.E. ist es nicht möglich, auf einfache Weise die Quellstärke des  $^{22}\text{Na}$  zu bestimmen<sup>16</sup>.

Für die Verhältnisse von Koinzidenzrate und Einzelraten ergibt sich:

$$\begin{aligned}\frac{N_{Koinz.}}{N_1} &= \frac{1467.19cps \pm 0.19\%}{7206.33cps \pm 0.37\%} \\ &= 0.2036 \pm 0.4\% \\ &= (20.36 \pm 0,09)\%\end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}\frac{N_{Koinz.}}{N_2} &= \frac{1467.19cps \pm 0.19\%}{308043.63cps \pm 0.67\%} \\ &= 0.004763 \pm 0.7\% \\ &= (0,4763 \pm 0.003)\%\end{aligned}$$

Diese Verhältnisse sind hier *nicht* die Nachweiswahrscheinlichkeiten!

Ohnehin scheint mir die Zählrate von *Detektor 1* viel zu niedrig zu sein (im Vergleich zur Messung am  $^{60}\text{Co}$ , wo die Rate höher war als die von *Detektor 2*). Zwar liegen hier die starken Linien bei anderen Energien, jedoch scheint es mir unwahrscheinlich, daß sich die beiden Detektoren derartig in der Energieabhängigkeit ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit unterscheiden.

Deshalb vermute ich hier einen Fehler in der Messung, der natürlich auch obige (versuchte) Quellstärkenbestimmung hinfällig macht.

---

<sup>16</sup> Die Koinzidenzrate ist (nach meinen Überlegungen) in diesem Fall gegeben durch  $N_{koinz.} = 2Q\eta_1\epsilon_2 (= 2Q\eta_2\epsilon_1)$ , wobei  $\epsilon_{1/2}$  die Wahrscheinlichkeit ist, daß *Detektor1/2* ein *auf ihn treffendes*  $\gamma$ -Quant registriert (sozusagen  $\eta_{1/2}$  ohne geometrischen Faktor); somit hat man 4 Unbekannte in 3 Gleichungen ...