

V 3

Szintillationsspektrometrie

1. Ziel des Versuches

Das Ziel dieses Versuches ist es, physikalische Grundlagen aus dem Bereich der Atomphysik zu vermitteln. Es werden die Energieverteilungen von γ -Strahlern ermittelt und mit theoretischen Angaben verglichen.

2. Grundlagen

Die von einem radioaktiven Präparat ausgehende γ -Strahlung wird beim Durchdringen beliebiger Substanzen nach dem Absorptionsgesetz für radioaktive Strahlung abgeschwächt.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (1)$$

Dabei treten drei Wechselwirkungsprozesse der γ -Strahlung mit der durchstrahlten Substanz auf: der Photoeffekt, der Comptoneffekt und der Paarbildungseffekt.

- Photoeffekt

Ein γ -Quant löst aus der Hülle Elektronen. Die Verhältnisse werden durch die Einsteinsche Gleichung für den Photoeffekt beschrieben. Für ein herausgeschlagenes Elektron gilt:

$$h \cdot f = W_A + W_{\text{Elektron}}^{\text{kin}} \quad (2)$$

$h \cdot f$: Energie des Photons

$W_{\text{Elektron}}^{\text{kin}}$: kinetische Energie des Elektrons

W_A : Ionisierungsenergie des Atoms

Weitere Ausführungen siehe Anhang 3.2.1.

- Comptoneffekt

Der Comptoneffekt ist als die elastische Streuung eines Photons an einem Elektron zu interpretieren. Die notwendigen Beziehungen sind im Anhang abgeleitet (3.2.2.)

- Paarbildung

Ist die Energie eines Photons größer als die Ruheenergie der Summe von Elektron und Positron ($> 1,022 \text{ MeV}$), so kann es nach der Einsteinschen Energie-Masse-Äquivalenz zur Paarbildung kommen.

$$E = m \cdot c^2 \quad \text{bzw. } \Delta E = (m_E + m_P) \cdot c^2 \quad (3)$$

m_E, m_P : Elektronen- bzw. Positronenmasse,

3. Versuchsdurchführung

In die Probenhalterung ist das jeweilige radioaktive Präparat einzusetzen. Die Registrierung der γ -Quanten erfolgt mit einem NaJ(Tl)-Szintillationszähler (s. Anhang). Die Messwerte werden über ein CASSY-Modul dem PC zugeführt und können mit der bereitstehenden Software vielfältig ausgewertet werden.

Eine stark gekürzte Fassung der Bedienungsanleitung findet sich am Dateiende.

Programmstart: C:\Programme\CASSYLab\CASSYLab.exe

„Einstellungen“: links ist CASSY-Modul skizziert, oberes Element anklicken

„Messparameter“: Vielkanalmessung; Anzahl der Kanäle auf 1024 stellen

Icon „Stoppuhr“ startet den Messvorgang, verbleibende Messzeit steht rechts oben
Mathematische und graphische Auswertungsmethoden können mit der rechten Maustaste angezeigt werden.

Die Messzeit beträgt in der Regel 100 Sekunden.

3. Fragen und Aufgaben zur Selbstkontrolle

- 3.1. Leiten Sie Gleichung (1) her! Was verstehen Sie unter dem Begriff Massenabsorptionskoeffizient?
- 3.2. Mit welchen Experimenten kann der Wellen- bzw. den Teilchencharakter elektromagnetischer Strahlung nachgewiesen werden?
- 3.4. Welche Eigenschaften besitzen α -, β -, γ -Strahlen?
- 3.3. Erläutern Sie die Arbeitsweise eines Geiger-Müller-Zählrohres im Vergleich zum Szintillationszähler!
- 3.5. Was verstehen Sie unter Massendefekt, wo tritt er auf, wie kann man ihn nutzen?
- 3.6. Berechnen Sie die Energie der Comptonkante und der Rückstreuulinie für eine Quantenenergie von 662 keV (s. Anhang 3.2.2.)!

4. Aufgabenstellung

Nutzen Sie für alle Auswertungen die Anpassungsfunktion **Gaußkurve**

$$\left[A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}} + B \right]$$

- 4.1. Bestimmen Sie das Auflösungsvermögen R (Anhang 4.2.1.) als Funktion der Hochspannung für ein Cs 137 Präparat im Bereich 600 V bis 750 V (30-V-Schritte)! Werten Sie die Messungen mit zwei unterschiedlichen Varianten aus:

1. Messen Sie die geometrischen Größen a und b .

2. Ermitteln Sie die entsprechenden Parameter der Gaußkurve

Stellen Sie beide Ergebnisse in einer Tabelle gegenüber und trage Sie sie in ein Diagramm ein.

- 4.2. Die Hochspannung wird bei allen weiteren Versuchen auf 750 V eingestellt! Das γ -Absorptionsspektrum von Cs 137 ist aufzunehmen!

- 4.2.1. Das Spektrum ist mit Hilfe der Gesamtabsorptionslinie $E_\gamma = 662$ keV zu kalibrieren!

- 4.2.2. Bestimmen Sie im Spektrum die Energie der Comptonkante und vergleichen Sie diesen Wert mit dem theoretischen aus 3.6.!

- 4.2.3. Bestimmen Sie im Spektrum die Energie der Rückstreuulinie und vergleichen Sie diesen Wert mit dem theoretischen aus 3.6.!

- 4.2.4. Warum weist die aufgenommene Linie bei 662 keV eine Halbwertsbreite von mehr als 50 keV auf (s. Anhang 4.2.)?

- 4.3. Die Absorptionsspektren von Co 60, Am 241, Na 22, Ra 226 sind aufzunehmen und auszuwerten!

- 4.4. Der Einfluss des Abstandes vom Präparat (Cs 137) zum Szintillationszähler ist zu untersuchen. Bestimmen Sie für ca. 10 - 15 Abstände die Zählrate und stellen Sie die Ergebnisse in der Form $d = f(N_{\max}^{-1/2})$ dar!

- 4.5. Beachten Sie die noch verbleibende Zeit und variieren Sie gegebenenfalls die **Messdauer (100 s)**. Der lineare Absorptionskoeffizient und der Massenabsorptionskoeffizient für V4A ($\rho = 8,0 \text{ g cm}^{-3}$) und Aluminium ist für vier unterschiedliche Quantenenergien zu bestimmen. Welchen Abstand

sollte das Präparat bei der Messung haben? Stellen Sie die Ergebnisse in einem Diagramm dar!

Quantenenergie: $E\gamma = 59,5 \text{ keV}$ Präparat Am 241

$E\gamma = 662 \text{ keV}$ Präparat Cs 137

$E\gamma = 1170 \text{ keV}$ Präparat Co 60

$E\gamma = 1330 \text{ keV}$ Präparat Co 60

Für jede Quantenenergie sind mindestens 5 verschiedene Dicken im Bereich von $0 < d < 50 \text{ mm}$ aufzunehmen. Wählen Sie dabei die Dicken so aus, dass eine Berechnung des Absorptionskoeffizienten mittels Regressionsrechnung möglich wird. Diskutieren Sie die Ergebnisse!

Anhang: Auszug aus dem Leyboldheft Physik 559961

Bedienungsanleitung: Cassy

0. Einleitung

Ein Szintillationszähler besteht gemäß Abb. 1 im wesentlichen aus Szintillationskristall, Fotovervielfacher, Spannungsteiler, Ausgangsstufe und Gehäuse.

Er zeichnet sich dadurch aus, daß er am Ausgang der Ausgangsstufe ein Spannungssignal U_s liefert, für das gilt

$$U_s \sim \Delta E$$

Dabei bedeutet ΔE die Energie, die von einem Energieträger (z. B. α -, β -, γ -Quant) an den Szintillationskristall abgegeben wird. Der Kristall wirkt als Energieumsetzer, der die Energie

des Primärquants in eine energieproportionale Anzahl weitgehend monoenergetischer Photonen im Energiebereich einiger eV umwandelt. Ein gewisser Prozentsatz der im Szintillationskristall (Szintillator) freigesetzten Photonen erreicht den Fotovervielfacher. Dieser kann als Fotozelle mit nachgeschaltetem Stromverstärker aufgefaßt werden, so daß zu jeder im Szintillator erzeugten Photonenanzahl am Ausgang des Fotovervielfachers eine proportionale Ladungsmenge gehört. Das Abfließen dieser Ladungsmenge erzeugt an einem Arbeitswiderstand R_A ein Spannungssignal U_s , das durch eine einfache elektronische Schaltung gestört wird.

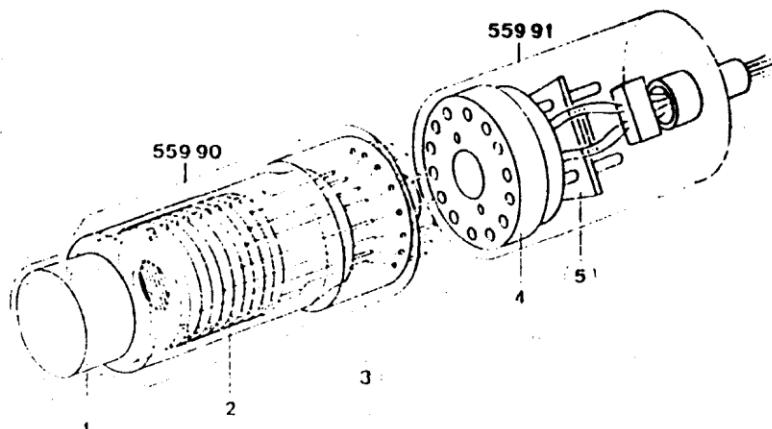


Abb. 1 Schematischer Aufbau des Szintillationszählers (559 90) und der Detektorausgangsstufe (559 91)

NaJ(Tl) Szintillationskristall
 Fotovervielfacher FMI 9856L
 Spannungsteiler
 Ausgangsstufe
 Gehäuse

1. Aufbereitung der Ausgangssignale des Szintillationskristalls

1.1 Ausgangssignale und -schaltung beim Geiger-Müller-Zählrohr und Szintillationszähler

Durch den eingangs skizzierten Sachverhalt unterscheidet sich der Szintillationszähler grundsätzlich vom Geiger-Müller-Auslösezählrohr, da beim Zählrohr das Ausgangssignal weder von der Art des Quants noch von dessen Energie abhängt.

Abb. 2 a/b und Abb. 3 a/b zeigen die Problematik. Alle vier Bil-

der sind bei konstanten elektrischen Bedingungen (Hochspannung, Oszilloskop-Einstellungen) aufgenommen. Während sich die Signalverteilungen beim Szintillationszähler deutlich unterscheiden (Anzahl der „hellen“ Bereiche, Höhe der Signale), ist ein Unterschied zwischen den Zählrohr-Aufnahmen nicht festzustellen.

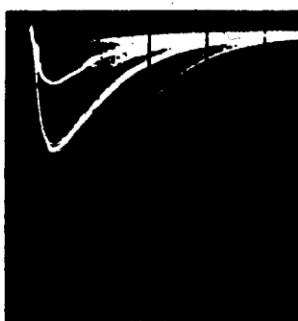
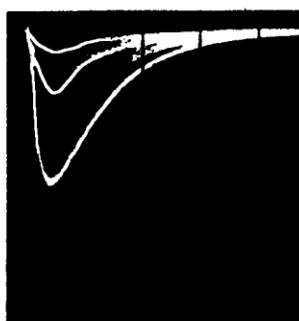


Abb. 2 Ausgangssignale des Szintillationszählers (559 90/91) für zwei γ -Strahler: a): Cs 137; b): Na 22

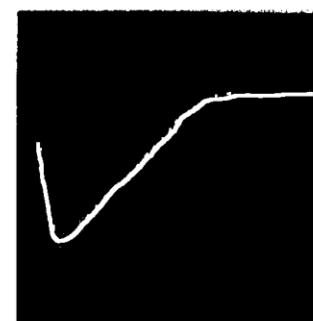
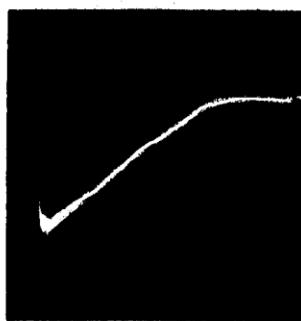


Abb. 3 Ausgangssignale eines Fensterzählrohres (z. B. 559 05) für zwei γ -Strahler: a): Cs 137; b): Na 22

Es ist eine wesentliche Aufgabe dieses Buches zu erläutern, wie es zu dem geschilderten Sachverhalt kommt, welche elementaren Wechselwirkungsprozesse beteiligt sind und wie die Meßergebnisse, die mit einem Szintillationszähler erzielt werden, physikalisch zu interpretieren sind.

Die vier Oszillogramme in Abb. 2 a/b und Abb. 3 a/b zeigen, daß sowohl beim Szintillationszähler als auch beim Ausladezähler alle jeweils auftretenden Spannungssignale eine weitgehend einheitliche zeitliche Länge Δt haben. In den Beispielen beträgt Δt für den Szintillationszähler 5 μs und für das Zählrohr 150 μs .

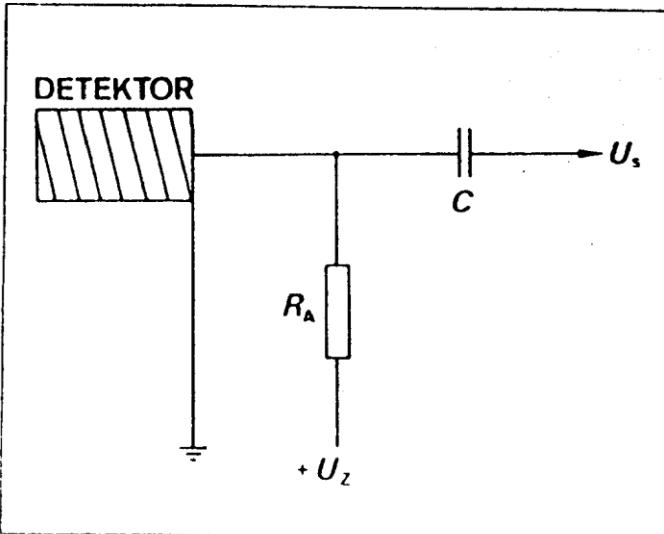


Abb. 4 Ausgangssignalschaltung für Strahlungsdetektoren

R_A : Arbeitswiderstand

C : hochspannungsfester Kondensator

U_Z : Detektorspannung

U_s

In beiden Fällen ist die Signalschaltung im Prinzip gleich (Abb. 4). Damit ein Ausgangssignal der Höhe U_s gemessen wird, muß eine Ladungsmenge Q_s während der Signalzeit Δt über den Widerstand R_A abfließen. Ist Δt konstant, so gilt $U_s = Q_s$. Beim Geiger-Müller-Zählrohr ist Q_s offenbar konstant, d.h. unabhängig von der Art der Quanten und von deren Energie; dies trifft für den Szintillationszähler nicht zu. Für das Zählrohr ist der physikalische Grund sofort einsichtig: Wird im Zählrohr eine Gasentladung gezündet, gleichgültig durch welchen physikalischen Prozeß, so entsteht am Ausgang ein Signal, das nur von der Betriebsspannung U_z sowie von der Dimensionierung von R_A und C abhängt. Dabei dient der hochspannungsfeste Kondensator C im wesentlichen der Subtraktion der Betriebsspannung U_z von der Signalspannung U_s .

Während aber beim Zählrohr die Ladung Q_s unmittelbar vom Zählraum – und damit vom Zählervolumen – zum Arbeitswiderstand R_A gelangt, wird beim Szintillationszähler die Ladung Q_s von der Anode eines Sekundärelektronenvervielfachers (SEV, Multiplier u. ä.) abgeleitet.

1.2 Fotovervielfacher

Ein Sekundärelektronenvervielfacher ist ein Verstärker, bei dem eine Eingangsladung $Q_i = n \cdot e$ (e Elementarladung) so verstärkt wird, daß am Ausgang die Ladung $Q_o = k \cdot n \cdot e$ (k und n natürliche Zahlen) abgenommen werden kann.

Wird die Eingangsladung durch eine Fotozelle freigesetzt, so werden Fotozelle und Sekundärelektronenvervielfacher in der Regel in ein gemeinsames Gehäuse eingebaut. Ein

derartiges Meßgerät heißt Fotovervielfacher (Photomultiplier). Abb. 5 zeigt den Aufbau des Fotovervielfachers (Typ EMI 9856L), der im Szintillationszähler (559 90) eingebaut ist (angelehnt an: Young).

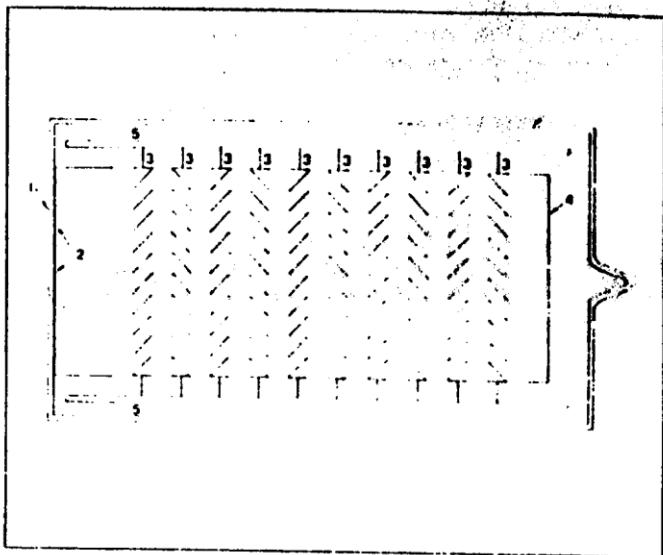


Abb. 5 Schematischer Aufbau des Fotovervielfachers EMI 9856L
1: Eintrittsfenster, 2: Fotokatode, 3: Dynoden, 4: Elektronenauffänger (Anode), 5: Dynodenhalterung, 6: Glasrohre

1.2.1 Dynodensystem

Beim Fotovervielfacher EMI 9856L befinden sich vor der Anode (Elektronenauffänger) 10 Elektroden, sog. Dynoden aus einem Gemisch von Caesium und Antimon¹⁾. Dieses Material hat die Eigenschaft, bei Beschuß mit Elektronen unter gewissen Bedingungen eine größere Elektronenzahl als die Geschoßzahl freizusetzen; d.h.

$$n > e \cdot k \cdot e$$

$$k < n$$

Dabei hängt der Quotient $k : n = \delta$ (sog. Sekundäremissionsfaktor) von der kinetischen Energie $E_k = e \cdot U$ der Geschoß-

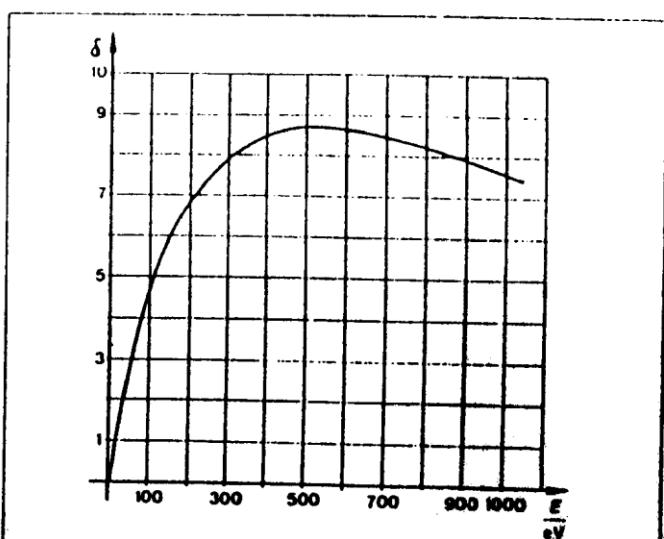


Abb. 6 Abhängigkeit des Sekundäremissionsfaktors δ von der Elektronenergie E für das im Fotovervielfacher EMI 9856L des Szintillationszählers (559 90) verwendete Dynodenmaterial CsSb (Neupert, 202)

¹⁾ chemische Zusammensetzung ungeklärt Cs₃Sb (Neupert, S202)

elektronen ab. Ist E_k konstant, so ist auch δ konstant. Es gilt also

$$\delta = f(U)$$

Außerdem ist δ stark materialabhängig; weiter sind die Temperatur und die Geometrie des Dynodenaufbaus wichtige Parameter.

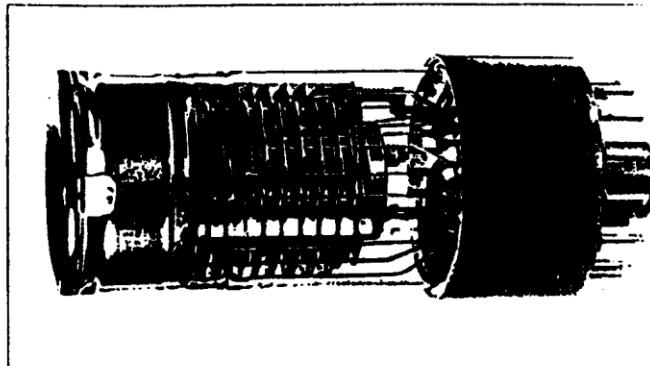


Abb. 7 Fotovervielfacher des Szintillationszählers (55990) mit Jalousie-Dynode (a) und Anode (b).

Der steil ansteigende Teil der Kurve $\delta = f(E)$ ist auf die zunehmende Geschoßenergie zurückzuführen. Wenn das Geschoßelektron bei hohen Energien jedoch tiefer in die Dynode eindringt, können die Sekundärelektronen nicht mehr so leicht aus dem Material austreten: die Kurve sinkt ab. Aufgrund desselben Arguments erhält man bei schrägem Einschuß der Elektronen ein höheres Maximum der $\delta(E)$ -Kurve als bei senkrechtem Einschuß [Barton]. Deshalb werden häufig – wie auch beim EMI 9856L – die Dynoden schräg zur Einschußrichtung aufgestellt (Abb. 5; Abb. 7). Derartige Dynodensysteme heißen wegen der Anordnung der Dynodenbleche „Jalousie-Dynoden“ (Venetian blind).

In den meisten praktischen Fällen wird nur der steile, ansteigende Bereich der Kurve in Abb. 6 ausgenutzt. Hier gilt

$$\delta(E) \sim E^{0.6 \dots 0.8} \text{ [Barton].}$$

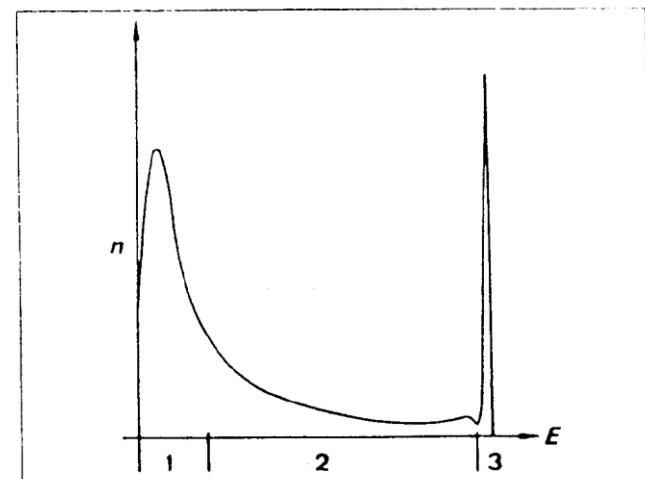


Abb. 8 Energieverteilung der aus einer Dynode austretenden Anzahl n von Elektronen.

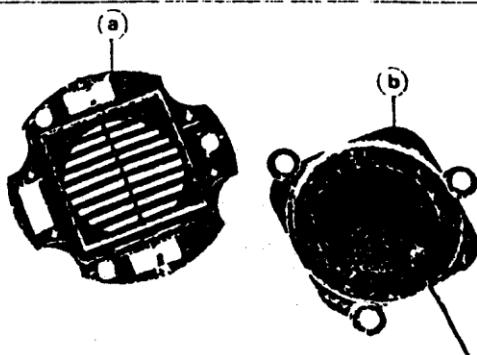
Die Energieverteilung der aus der Dynode austretenden Elektronen ist qualitativ in Abb. 8 angegeben [Neupert, 201].

Teil 1 dieser Kurve zeigt die „wahren“ Sekundärelektronen. Das Maximum liegt real bei ca. 2 eV. Teil 2 beruht im wesentlichen auf unelastischer Streuung. Das scharfe Maximum in Teil 3 ist auf vollelastische Streuung der Primärelektronen am Dynodenmaterial zurückzuführen. Dieser Anteil liegt bei ca. 1% aller austretenden Elektronen [Barton].

Zusammenfassend gilt für die Sekundäremission: Trifft auf eine Dynode ein konstanter Strom

$$I = \frac{n}{\Delta t} \cdot e$$

von Elektronen mit einer konstanten Energieverteilung, so



wird von der Dynode ein konstanter Strom

$$I_0 = \delta \cdot \frac{n}{\Delta t} \cdot e$$

mit einer ebenfalls konstanten Energieverteilung emittiert.

Im Sekundärelektronenvervielfacher ist der Emissionsstrom einer Dynode zugleich Primärstrom der nächsten Dynode (Abb. 9). Die z. B. von der ersten Dynode D_1 emittierten Elektronen werden durch die Spannung U_2 , die zwischen D_1 und D_2 liegt, zur Dynode D_2 beschleunigt. Auf der Vorderseite jeder Jalousie-Dynode befindet sich auf Dynodenpotential ein feines Drahtnetz, das das Feld der vorhergehenden Dynode abschirmt soll. Hierdurch soll verhindert werden daß Elektronen auf die Dynode zurückfallen. Der hier betrachtete Sekundärelektronenvervielfacher EMI 9856L enthält ein Dynodensystem von 10 Dynoden. Es gilt also

$$I_{10} = \delta_{10} \cdot I_0 = \delta_{10} \cdot \delta_9 \cdot I_0 = \dots = \delta_{10} \cdot \delta_9 \dots \delta_1 \cdot I_0$$

wenn I_0 der auf D_1 auftreffende Elektronenstrom ist. Da die einzelnen Sekundäremissionsfaktoren δ_n praktisch nicht zu erfassen sind, wird ein mittlerer Sekundäremissionsfaktor $\bar{\delta}$ betrachtet. Hierdurch wird obige Gleichung zu

$$I_{10} = (\bar{\delta})^{10} \cdot I_0 \quad (\text{Valvo, 1c})$$

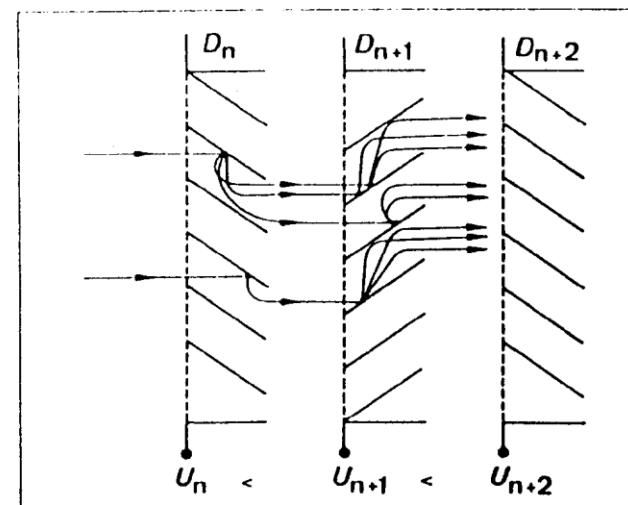


Abb. 9 Sekundärelektronenvervielfachung am Beispiel von zwei Jalousie-Dynoden.

Da weiter $I_{10} = \frac{m}{\Delta t} \cdot e$ und $I_0 = \frac{n}{\Delta t} \cdot e$ gilt, folgt

$$m = (\delta)^{10} \cdot n$$

Die Anzahl n der auf die erste Dynode auftreffenden Primärelektronen wird also um den Faktor $(\delta)^{10}$ „vervielfacht“, woraus der Name des Meßgeräts abgeleitet ist*).

Wegen der starken Abhängigkeit von δ von der Energie $E = e \cdot U$

der Geschoßelektronen ist bei der Anwendung des Fotovervielfachers darauf zu achten, daß die Potentialdifferenz U_D zwischen den einzelnen Dynoden jeweils zeitlich konstant ist. Da δ weiter, wie oben schon gesagt, stark temperaturabhängig ist, muß eine konstante Betriebstemperatur eingehalten werden, die für CsSb - Dynoden unter 40 °C liegen soll [Neuert, 202].

Weiter ist zu beachten, daß große Ladungsdichten die Oberflächenpotentiale der Dynoden stören können, so daß die Proportionalität zwischen n und m dann nicht mehr gegeben ist, ein Grund, der die Ausgangsladung Q_S nach oben begrenzt.

1.2.2 Spannungsteiler

Die Dynodenpotentiale werden an einem Spannungsteiler abgegriffen (Abb. 10) und betragen in der Regel

$$50 \text{ V} \leq U_D \leq 150 \text{ V}$$

Spannungsquelle für den Spannungsteiler ist ein hochstabilisiertes Netzgerät 0 ... 1,5 kV (522 36), das eigens für den Betrieb des Szintillationszählers (559 90) entwickelt wurde. Es gewährleistet im notwendigen Spannungsbereich die geforderte zeitliche Stabilität und minimale Restwelligkeit.

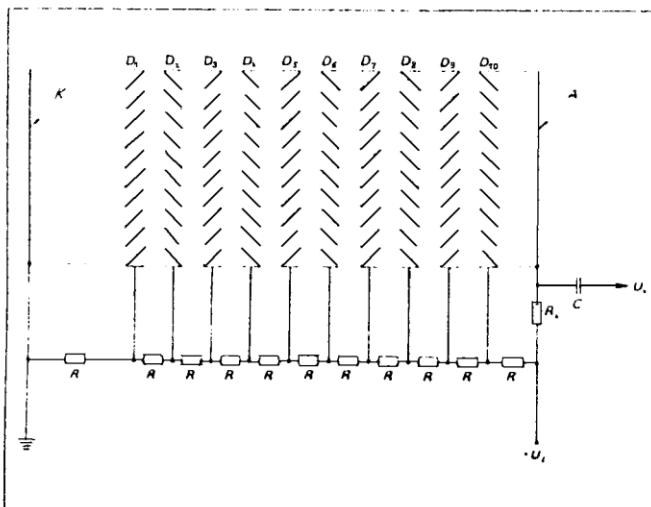


Abb. 10 Spannungsteiler zum Festlegen der Dynodenpotentiale mit Signalschaltung (schematisch)
 K Katode U_Z Gesamtspannung
 D Dynoden U_s Ausgangssignalspannung
 A Anode R Widerstände

Beim Fotovervielfacher EMI 9856L darf die Gesamtspannung U_G zwischen Katode und Anode, die am Netzgerät (522 36), eingestellt wird, 1400 V [EMI, Kat.] nicht übersteigen, da sonst der starke Elektronenstrom die letzten Dynoden thermisch zerstören kann. Deshalb ist die Ausgangsspannung bei einem Lastwiderstand kleiner 8 MΩ auf max. 1400 V begrenzt.

Um zu vermeiden, daß ein Teil des Emissionstroms der Dynoden über den Spannungsteiler abfließt und damit das Ausgangssignal negativ beeinflußt, was wegen der relativ hohen Ladungsmengen insbesondere an den letzten Dynoden auftreten kann, wird die Prinzipschaltung (Abb. 10) für die praktische Anwendung gemäß Abb. 11 abgeändert.

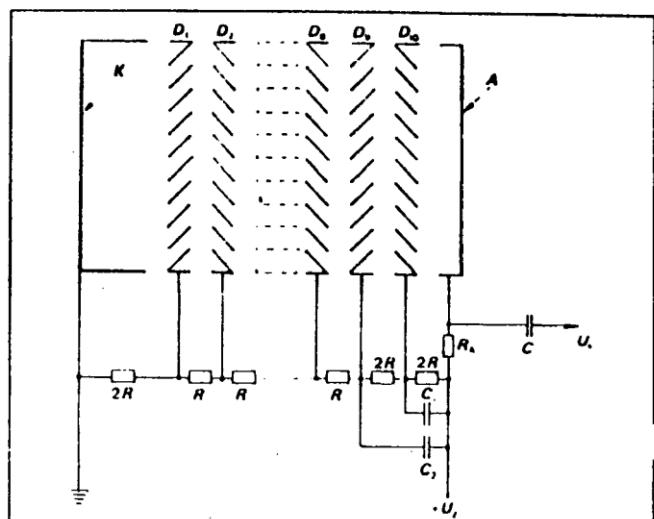


Abb. 11 Wie Abb. 10, jedoch mit Schutzkondensatoren C_1, C_2 für die beiden letzten Dynoden.

Die Ladungsmenge, die von der Dynode D_{10} abgegeben wird, trifft auf den Elektronenauffänger A, der damit Anode der Röhre ist. Diese Elektrode besteht aus einem Material mit sehr schlechten Sekundäremissionseigenschaften. Von der Anode fließt die Ladungsmenge über den Arbeitswiderstand R_A ab.

Um zu vermeiden, daß Kabellängen und die nachfolgende Elektronik die Anodenausgangsinformation $U_s \sim n$ negativ beeinflussen, durchlaufen die Signale nach der Ausgangsschaltung zunächst einen Emitterfolger (Abb. 12 a/b).

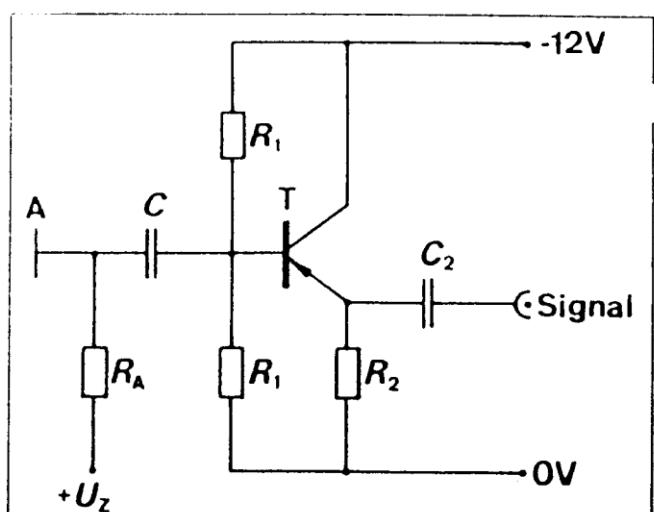


Abb. 12 a) Emitterfolger als Impedanzwandler für die Ausgangssignale des Fotovervielfachers.
 A Anode des Fotovervielfachers
 U_Z Gesamtspannung (vgl. Abb. 10)
 R_A Arbeitswiderstand
 C hochspannungsfester Kondensator
 R_1, R_2 Widerstände
 C_2 Ausgangskondensator
 T Transistor

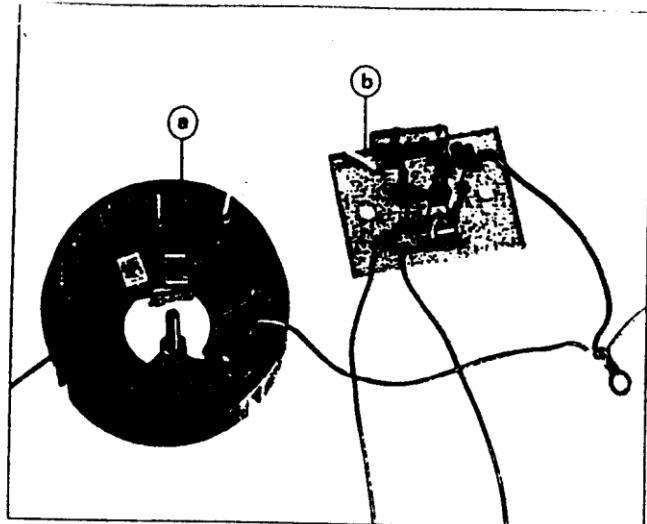


Abb. 12 b) Spannungsteiler **a** und Emitterfolger **b** in der Detektor-Ausgangsstufe (55991).

Der Spannungsteiler für den Szintillationszähler (55990) befindet sich zusammen mit der Ausgangsschaltung und dem Emitterfolger in der Detektor-Ausgangsstufe (55991). Die Verbindung zwischen Fotovervielfacher und Detektor-Ausgangsstufe wird durch einen in diese eingebauten 14-Pol-Stecker hergestellt (vgl. Abb. 1).

Weiter oben ist ausgeführt, daß jeder Ladung $Q = n \cdot e$, die in der Zeit Δt auf die Dynode D_1 trifft, ein Spannungssignal mit der maximalen Höhe U_s am Ausgang der Detektor-Ausgangsstufe entspricht, wobei $U_s \sim Q$ und damit auch

$$U_s \sim n$$

gilt.

Diese Proportionalität zwischen U_s und Q kann auch anhand der Ausgangsignalform erläutert werden (Abb. 13).

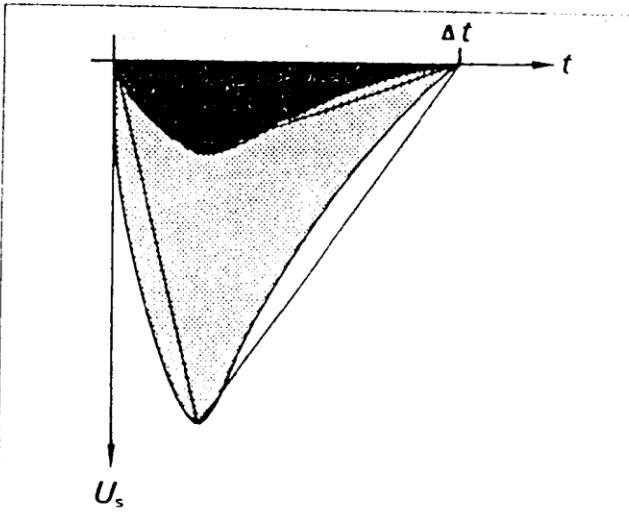


Abb. 13 Zur Herleitung $U_s \sim n$

Da für alle Signalhöhen U_s die Signaldauer Δt gleich ist, gilt

$$Q_s = \frac{1}{R} \int_0^{\Delta t} U(t) dt \quad (R \text{ Widerstand})$$

$$U(t) dt \text{ kann wegen } I(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{R} U(t)$$

ausgedrückt werden durch

$$U(t) dt = R \cdot dQ.$$

Wird die Form des Ausgangssignals durch das Dreieck mit der Höhe $h = U_s$ und der Grundseite Δt angenähert, so gilt

$$Q_s = m \cdot e = \frac{1}{2R} U_s \cdot \Delta t$$

Da, wie oben ebenfalls diskutiert (s. Abschnitt 1.2.1), $m \sim n$, gilt die genannte Beziehung

$$U_s \sim n.$$

1.2.3 Fotokatode

Bei einem Fotovervielfacher wird die Eingangsladung $Q_i = n \cdot e$

von der Fotokatode einer Photozelle freigesetzt, wobei D_1 als Fotoanode fungiert. Die Fotokatode ist üblicherweise auf die Innenseite der Fotovervielfacherröhre aufgedampft (Abb. 14). Der Fotovervielfacher EMI 9856L besitzt eine sog. Bialkali-katode, deren chemische Zusammensetzung ungefähr durch K_2CsSb dargestellt werden kann [EMI-Katalog].

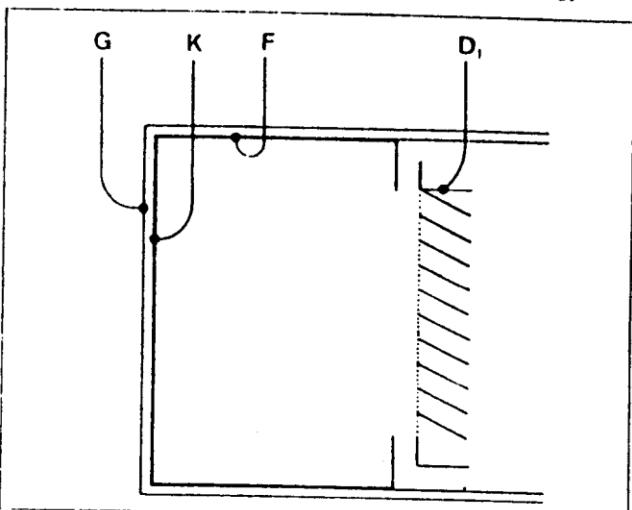


Abb. 14 Photozelle des Fotovervielfachers EMI 9856L
G Borosilicate-Fenster, 3 mm dick
K Bialkali-Katode, K_2CsSb , 20 nm dick
F Fokusierungselektrode
D₁ Dynode

Die Photozelle hat beim Szintillationszähler die Aufgabe, jeden Lichtblitz, der im vorgeschalteten Szintillationskristall entsteht (vgl. Abschnitt 2), so in eine Ladungsmenge zu übersetzen, daß gilt

Lichtmenge des Lichtblitzes \rightarrow Konstante von der Fotokatode freigesetzte Ladung

Die Einsteinsche Gleichung

$$E_k = h f - W_a = \frac{h c}{\lambda} - W_a$$

h Plancksche Konstante
 c Lichtgeschwindigkeit
 f Frequenz
 λ Wellenlänge

für die Energie E_k des durch Fotoeffekt freigesetzten Photoelektrons wird üblicherweise so interpretiert, daß der Fotoeffekt bei einem Material mit der Elektronenaustrittsarbeit W_a erst ab einer scharfen Energieschwelle

$$h f_0 = \frac{h c}{\lambda_0} - W_a$$

möglich ist. Dies ist solange richtig, wie W_a für alle in Frage kommenden Elektronen gleich ist. Bei den üblichen Materia-

lien für Fotokatoden ist diese Bedingung jedoch nicht erfüllt, was auf die Energieunschärfe der Elektronenbänder und Verunreinigungen des Materials, die z. T. bewußt erzeugt werden, zurückzuführen ist [EMI-Katalog].

Weiter ist zu beachten, daß der Emissionsvorgang durch die folgenden drei Schritte systematisiert werden kann:

1. Fotoabsorption des ankommenden Photons
2. „Auftauchen“ des Fotoelektrons an die Katodenoberfläche
3. Ablösen des Fotoelektrons von der Katodenoberfläche.

Da es insbesondere bei Schritt 2 zu vorher nicht kalkulierbaren Energieverlusten durch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen kommen kann, ist keine scharfe Energieschwelle $h\nu_0$ zu erwarten [Knoll, 274].

Quantenausbeute

Die obige Gleichung für den Fotoeffekt sagt nichts darüber aus, wie wahrscheinlich das Ablösen eines Fotoelektrons von der Fotokatode beim Auftreffen eines Photons ist, eine Frage, die im vorliegenden Zusammenhang sehr wichtig ist.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Photon der Energie $h\nu$ aus der Fotokatode ein Fotoelektron freisetzt, wird Quantenausbeute η der Fotokatode genannt. Diese physikalische Größe ist definiert als

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der emittierten Fotoelektronen}}{\text{Anzahl der auftreffenden Photonen}}$$

η ist eine Zahl, für die gilt: $0 \leq \eta \leq 0,5$.

Die Tatsache, daß η nicht größer als $0,5 = 50\%$ sein kann, ist darauf zurückzuführen, daß die Fotoelektronen nur zu einer Seite des Katodenmaterials verlassen können.

Um auch noch schwache Lichtblitze registrieren zu können, muß η möglichst dicht an 50% heranreichen. In Labors sind Werte von mehr als 40% erreicht worden, während in der Praxis die besten Quantenausbeuten der Fotokatoden für Fotovervielfächer heute bei knapp unter 30% liegen [Young].

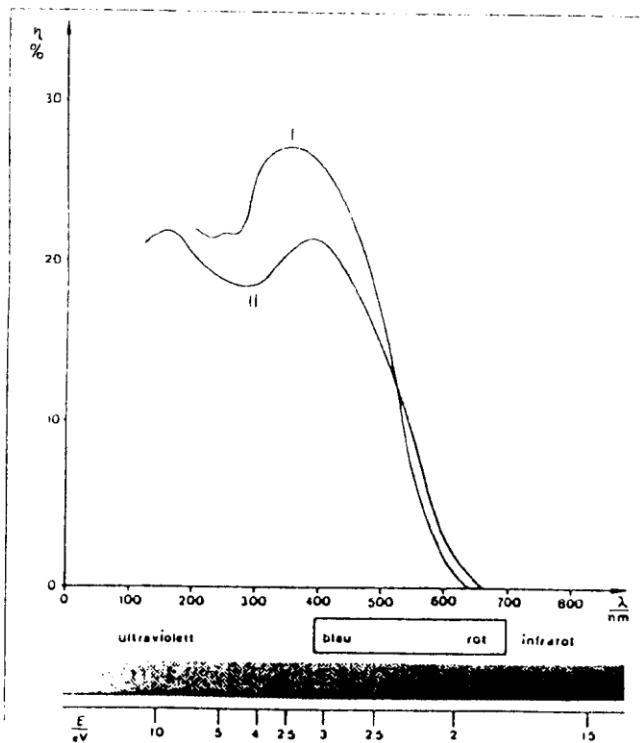


Abb. 15. Quantenausbeute η als Funktion der Wellenlänge λ bzw. der Energie $E = h \cdot f$ für verschiedene Kathodenmaterialien
Kurve I: Bialkali, K_2CsSb (in 559 90)
Kurve II: S 11 (Cs_3SbO)

η hängt von sehr vielen Parametern ab: hier ist der Zusammenhang mit der Wellenlänge λ bzw. mit der Energie $h\nu$ des einfallenden Lichts, also die Funktion $\eta(\lambda)$ von besonderer Bedeutung.

Abb. 15 zeigt die Funktion $\eta(\lambda)$ für die Bialkaliplatte des Fotovervielfächers EMI 9856L und eine andere, ebenfalls häufig benutzte Kathode, den Typ S 11 [EMI-Katalog].

Zum kurzwelligen Ende hin ist $h\nu(\lambda)$ durch die materialbedingte Transparenz T des mit dem Kathodenmaterial bedampften optischen Eintrittsfensters (s. Abb. 14) begrenzt (Abb. 16).

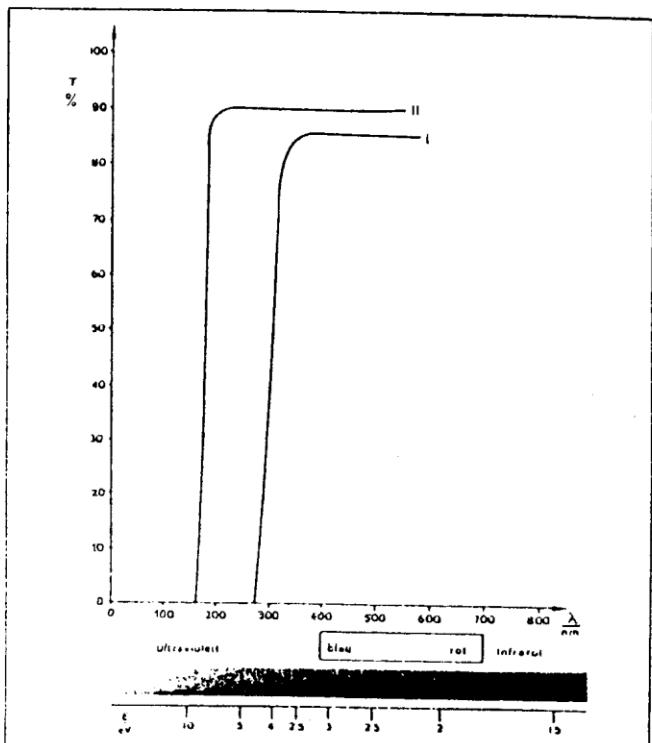


Abb. 16. Transparenz T des optischen Eingangsfensters als Funktion der Wellenlänge λ bzw. der Energie $E = h \cdot f$ von Fotovervielfächern für verschiedene Materialien.
Kurve I: Borosilicate, 3 mm dick (in 559 90)
Kurve II: Spektrosil, 2 mm dick

Zur Zeit gibt es keine gültige Theorie, die den Verlauf der $\eta(\lambda)$ -Funktion quantitativ beschreibt. Ihr experimentell bestimmter Verlauf zeigt aber, daß offenbar das Photon sehr dicht an der Oberfläche der Kathode absorbiert werden muß, damit das Fotoelektron sowohl die notwendige Mindestenergie als auch die „richtige“ Orientierung hat, um aus der Kathode austreten zu können. Deshalb liegt die Dicke der Fotokathode bei ca. 20 nm; sie wirkt dabei durchsichtig. Hierdurch wird die Quantenausbeute selbstverständlich vermindert, da nicht mehr 100% der ankommenden Photonen durch die Kathode gestoppt werden. Eine größere Schichtdicke würde zwar die Fotoabsorption vergrößern, jedoch die Quantenausbeute aus den o. g. Gründen wieder verringern [Young].

Abb. 15. zeigt, daß die Quantenausbeute η der Bialkaliplatte zwischen 350 nm und 450 nm ein breites Maximum von mehr als 22% mit einem Höchstwert von 27% bei 380 nm besitzt. Diese Kathode hat also im blauen Bereich des optischen Spektrums besonders günstige Eigenschaften für das Umsetzen einer Photonenmenge in eine Elektronenmenge. Grund für das Entwickeln einer speziell in diesem Bereich extrem empfindlichen Kathode sind die speziellen Eigenschaften der Szintillationskristalle, deren Emissionsmaximum gerade in diesem Bereich liegt.

Spektrale Empfindlichkeit

In den Datenblättern zu Fotovervielfächern wird neben der Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ auch die sog. „spektrale Empfindlichkeit“ $S(\lambda)$ der Fotokatode angegeben. Der Zusammenhang zwischen $S(\lambda)$ und $\eta(\lambda)$ soll kurz erläutert werden:

Wird eine Fotokatode mit monochromatischem Licht der Wellenlänge λ mit konstanter Leistung P bestrahlt, so gilt für die Anzahl $n(t)$ der auf die Katode auftreffenden Photonen wegen

$$P = \frac{W}{t} = \frac{n(t) \cdot h f}{t}$$

P Leistung in Watt,
 W Energie in Nm,
 t Zeit in s

und also

$$n(t) = \frac{P}{h \cdot f} \cdot t = \frac{P \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot t$$

h Plancksche Konstante,
 c Vakuum-Lichtgeschwindigkeit,
 e Elementarladung

Hieraus ergibt sich ein Fotostrom I_k in Ampère von

$$I_k = \frac{n(t) \cdot e \cdot \eta(\lambda)}{t} = \frac{P \cdot \lambda \cdot \eta(\lambda) \cdot e}{h c}$$

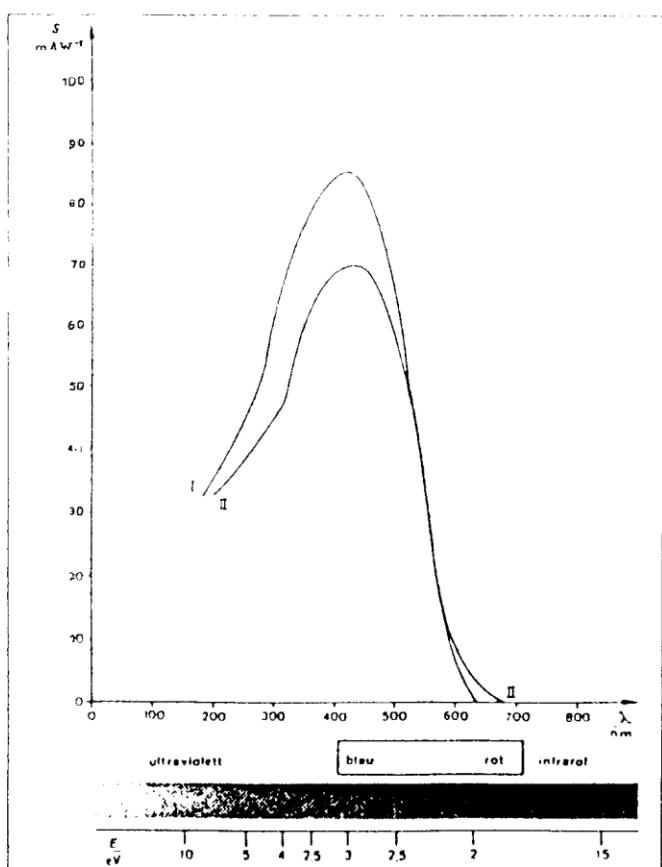


Abb. 17 Absolute spektrale Empfindlichkeit S als Funktion der Wellenlänge λ bzw. der Energie $E = h \cdot f$ für verschiedene Kathodenmaterialien

Kurve I: Bialkali K_2CsSb (in 559 90) (EMI-Katalog)
Kurve II: S 11 (Cs_3Sb 0)

Die spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ – bisweilen auch $E(\lambda)$ – der Kathode wird hiermit definiert zu [EMI-Katalog]

$$S(\lambda) = \frac{\lambda}{h \cdot c} \cdot \eta(\lambda) \cdot e$$

Mit $h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$ Js, $c = 2,998 \cdot 10^8$ m s⁻¹ und $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ As wird

$$\frac{e}{h \cdot c} \text{ zu } 8,067 \cdot 10^5 \text{ As} \cdot (\text{Jm})^{-1}$$

Für $S(\lambda)$ gilt also, wenn λ in 10^{-9} m angeben wird,

$$S(\lambda) = \lambda \cdot \eta(\lambda) \cdot 0,8067 \text{ mA} \cdot W^{-1}$$

Die Empfindlichkeit der Kathode wird bewußt durch das Borosilikatenfenster nach unten, d.h. im kurzwelligen Bereich, begrenzt, weil bei UV-Photonen u.U. entweder die Quantenausbeute wieder ansteigt (energetisch ist das Ablösen von mehr als 1 Elektron möglich) oder die Elektronen mit einer verhältnismäßig breiten „Energieverschmierung“ von mehreren eV aus der Kalode austreten, statt mit einer Energiesicherheit von ca. 1 eV. Ein schmales Energieband ist aber wichtig, damit die Energie der Fotoelektronen, die auf die erste Dynode auftreffen, konstant ist. Bei „verschmielter“ Energieverteilung ist der Sekundäremissionsfaktor δ nach Abb. 6 wegen der Steilheit der Kurve im Bereich um 50 eV ebenfalls „verschmiert“.

1.2.4 Magnetische Abschirmung

Um zu gewährleisten, daß möglichst alle von der Fotokathode ausgelösten Elektronen auf die erste Dynode des Vervielfächers treffen, durchlaufen sie beim Fotovervielfacher EMI 9856L zunächst eine zylinderförmige elektronische Linse, die sich zwischen Kathode und erster Dynode auf der Innenseite der Röhre befindet. Die Fokussierungselektrode F liegt wie bei Jalousie-Systemen üblicherweise auf Kathodenpotential [vgl. Abb. 14].

Um ferner den Einfluß von Magnetfeldern in der Umgebung des Fotovervielfächers (z.B. Erdfeld) auf die Bahnkurven der Elektronen gering zu halten, wird der Fotovervielfacher gegen diese Felder durch ein Rohr aus Mu-Metall abgeschirmt. Diese Funktion übernimmt beim Szintillationszähler (559 90) das Gehäuse (vgl. Abb. 1). [Harshaw-Katalog 1980]

Trotz dieser Abschirmung sollten starke Magnetfelder in der Umgebung des Zählers vermieden werden.

1.2.5 Zusammenfassung

Durch den speziellen Aufbau, der besonders für das Registrieren von Szintillationen aus NaJ(Tl)-Kristallen empirisch optimiert ist, kann der Hersteller des Fotovervielfächers garantieren, daß beim Einhalten gewisser Schaltungsparameter (Dimensionierung des Spannungsteilers, Wert der Dynodenpotentiale u.ä.) für normierte Eingangsszintillationen die Ausgangsunsicherheit bei weniger als 7,5% liegt. Diese Szintillationen entsprechen der γ -GesamtabSORptionslinie von Cs 137 ($E = 662$ keV) in einem NaJ(Tl)-Kristall.

2. NaJ(Tl)-Szintillationskristall

Die bisherigen Ausführungen sollen i. w. dazu dienen, die physikalische Tatsache transparent zu machen, daß auf die Fotokathode treffende Lichtimpulse von einheitlicher zeitlicher Länge, einheitlicher Helligkeit und einheitlicher spektraler Verteilung am Ausgang der Detektor-Ausgangsstufe (559 91) Spannungssignale von einheitlicher maximaler Höhe U_s erzeugen.

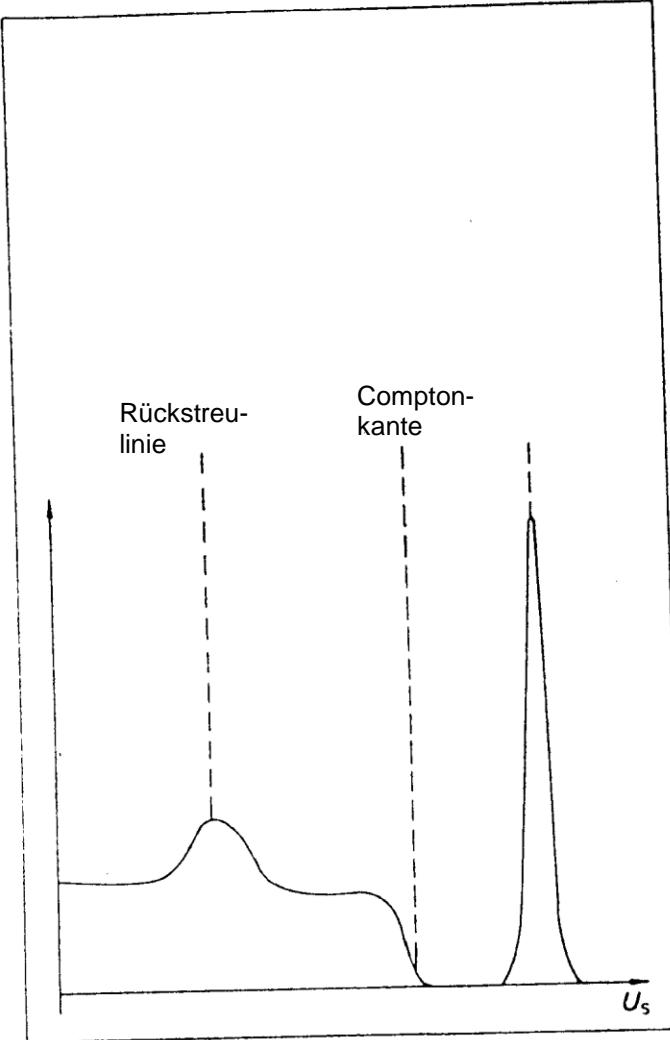


Abb. 18 Signalverteilung am Ausgang des Szintillationszählers für Cs 137
a) Oszillosrogramm
b) Schematische Darstellung von a)

Abb. 18 a zeigt jedoch ein Impulshöhengemisch, das grob durch Abb. 18 b wiedergegeben wird, obwohl von einem Cs-137-Präparat bekannt ist¹⁾, daß es ein nahezu monoenergetischer γ -Strahler mit $E_\gamma = 662 \text{ keV}$ ist.

Das Signalhöhengemisch kann, wie oben diskutiert, nicht auf Vorgänge im Fotovervielfacher zurückgeführt werden, sondern ist, wie nachstehend diskutiert wird, auf Vorgänge im Szintillationskristall zurückzuführen.

2.1 Modellvorstellung zum Szintillationsprozeß in NaJ

Die Vorgänge im Szintillationskristall lassen sich anschaulich mit Hilfe des Bändermodells, wie es für Halbleiter üblich ist, darstellen. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf Vorgänge in einem NaJ(Tl)-Kristall, wie er im Szintillationszähler (559 90) eingebaut ist [Knott, S. 254 ff.; Neuert, S. 174 ff.; Birks, S. 68 ff.].

In einem reinen NaJ-Kristall sind zwei Elektronenzustände wesentlich:

Zustand 1: das Elektron ist an ein Kristallatom „gebunden“ (Valenzband).

Zustand 2: das Elektron besitzt genügend Energie, um sich „frei“ im Kristall zu bewegen (Leitungsband).

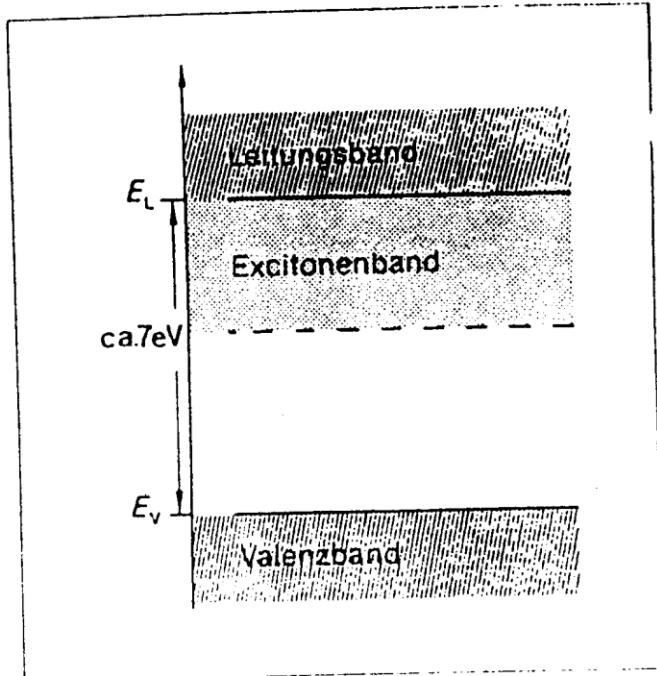


Abb. 19 a Modellvorstellung zum Szintillationskristall NaJ

Die energetische Lucke zwischen beiden Bändern, das sog. verbotene Band, hat eine Breite von ca. 7 eV in NaJ (Abb. 19 a). Werden die maximale Energie des Valenzbandes mit E_V und die minimale Energie des Leitungsbandes mit E_L bezeichnet, so wird in einem reinen NaJ-Kristall kein freies Elektron mit einem Energiezustand E angetroffen, für den gilt $E_V \leq E \leq E_L$.

Ein solcher Kristall nimmt also i. w. nur dadurch Energie auf, daß Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband gehoben werden, wobei „positive Löcher“ im Valenzband entstehen. Eine direkte Rekombination eines Elektrons aus dem Leitungsband und einem positiven Loch aus dem Valenzband unter Emission eines Photons von mindestens 7 eV (177 nm) ist wegen bestehender Auswahlregeln unwahrscheinlich und wird experimentell nicht beobachtet (strahlunglose Übergänge) [Grimsehl, 676].

Lediglich Übergänge zwischen gekoppelten Elektron-Loch-Paaren, sog. Excitonen, im Energiebereich zwischen 3,5 eV und 5 eV werden experimentell nachgewiesen. Sie sind aber für das physikalische Verständnis der Funktionsweise des Szintillationszählers hier unerheblich, da sie erst bei sehr tiefen Temperaturen ($< 200 \text{ K}$) eine Rolle spielen [Neuert, S. 183].

¹⁾ Derartige γ -Energien werden mit Kristall-Spektrometern, d. h. sehr grob vereinfachend gesprochen, nach der Bragg-Methode gemessen [vgl. z. B. J. W. Dumont: High resolving power curved crystal focussing spectrometer for short wave length X-rays and γ -rays. Review of Scientific Instruments Vol. 18, 626, 1947].

2.2 Optische Aktivierung durch Tl

Damit der Übergang vom Leitungs- in das Valenzband mit großer Wahrscheinlichkeit mit der Emission von Photonen verbunden ist, deren Energie der spektralen Empfindlichkeit von Fotokatoden entspricht, verunreinigt man die Schmelze, aus der der Einkristall gezogen wird, durch eine geringe Menge eines Aktivatormaterials (hier Thallium Tl).

Diese Verunreinigung beträgt ca. 0,0013 mol Tl pro Mol NaJ [Birks, 78].

Die Verunreinigungen bewirken, daß innerhalb des verbotenen Bandes zusätzlich gebundene Elektronenzustände vorhanden sind, nämlich angeregte Zustände des Aktivators, über die ein Ladungsaus tausch zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband erfolgen kann (Abb. 19 b).

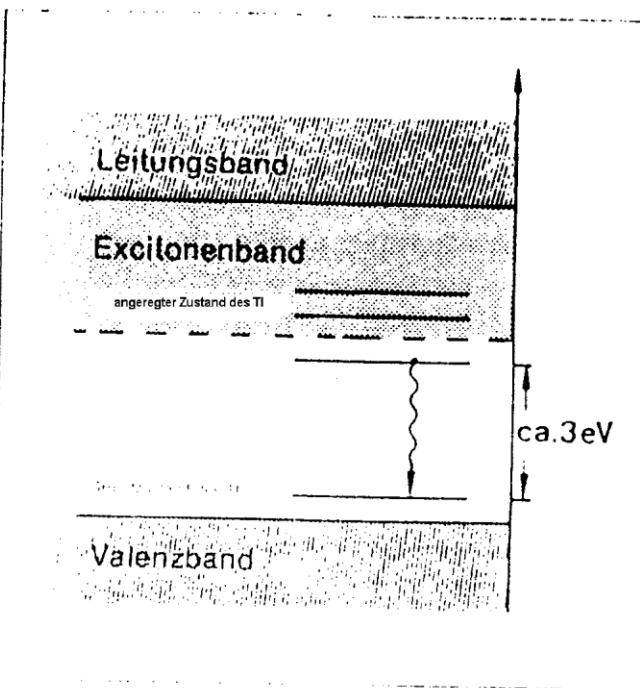


Abb. 19 b Modellvorstellung zum Szintillationskristall NaJ(Tl)

Wird z. B. ein hochenergetisches Elektron in einen NaJ(Tl)-Kristall geschossen, so wird es längs seiner Bahn eine große Anzahl von Elektron-Loch-Paaren bilden. Löcher und Elektronen können sich entweder getrennt im Valenz- bzw. Leitungsband oder aneinander gekoppelt als Excitonen im Kristall bewegen. Ein positives Loch, das in die Nähe eines Aktivatoratoms kommt, kann dieses ionisieren, da die Ionisierungsenergie des Aktivatoratoms deutlich niedriger ist als die Energiedifferenz $E_L - E_V$. Das ionisierte Aktivatoratom, hier Tl, kann nun seinerseits elektrisch dadurch rekombinieren, daß entweder ein Leitungselektron oder das entsprechende Exciton-Elektron auf ein Anregungsniveau des Aktivatoratoms übergeht.

2.3 Emissionsspektrum von NaJ(Tl)

Ideal wäre ein Aktivator, bei dem der Übergang von einem durch den oben beschriebenen Mechanismus angeregten Zustand in den Grundzustand kaskadenartig über ein einzelnes Niveau erfolgt, dessen Emissionsfrequenz der spektralen Empfindlichkeit der gängigen Fotozellen entspricht. Diesem Idealfall kommt Thallium sehr nahe, wie Abb. 20 zeigt: Das sehr intensitätsschwache Emissionsspektrum von NaJ(rein) bei 303 nm entfällt in NaJ(Tl); dafür erscheint hier

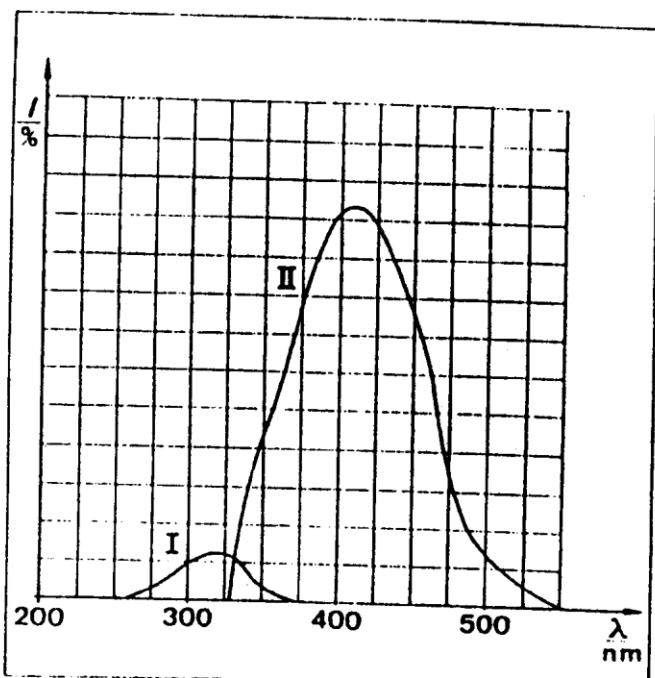


Abb. 20 Emissionsspektren $I(\lambda)$ von NaJ (Kurve I) und NaJ(Tl) (Kurve II), aufgenommen bei Zimmertemperatur

ein Emissionsmaximum bei 400 nm bis 430 nm, dessen Höhe etwa dem Achtfachen der 303 nm-Linie von reinem NaJ entspricht [van Sciver]. Das Emissionsmaximum stimmt fast genau mit dem Maximum der spektralen Empfindlichkeit (ca. 450 nm) und dem Maximum der Quantenausbeute der Bialkali-Fotokatode des Fotovervielfachers EMI 9856L überein. Ferner schneidet das Eintrittsfenster des Fotovervielfachers die evtl. mit geringer Intensität auftretenden UV-Emissionsquanten von NaJ(Tl) ab (Abb. 21).

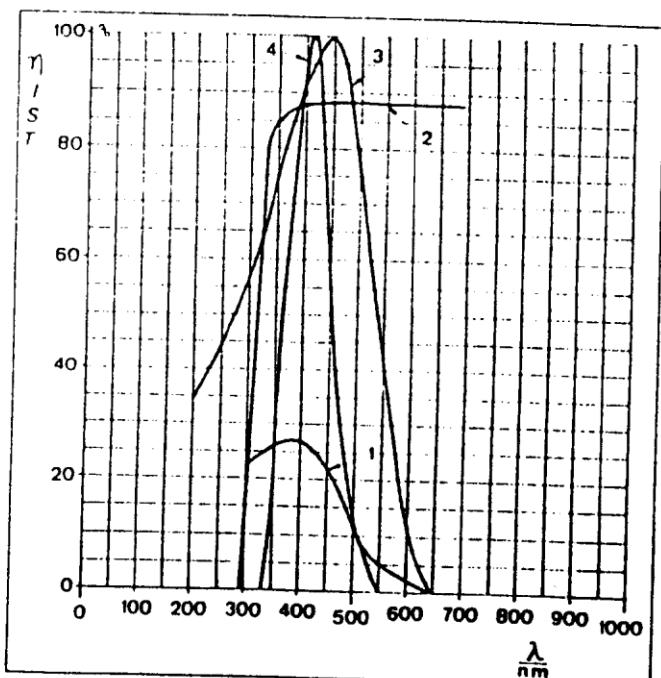


Abb. 21 Übersicht über die wichtigsten quantitativen Funktionen (relativ) des Szintillationszählers (55990)

1: Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ der Fotokatode (Bialkali K₂ Cs Sb)

2: Transparenz $T(\lambda)$ des Borosilicate-Fensters

3: spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ der Fotokatode (Bialkali K₂ Cs Sb)

4: Intensität $I(\lambda)$ des Emissionsspektrums von NaJ(Tl)

Es versteht sich von selbst, daß historisch gesehen bei der Entwicklung des Szintillationszählers zunächst Szintillato-

ren gesucht wurden, deren Emissionslinien im sichtbaren Bereich des Spektrums lagen und danach geeignete Fotokatoden und Eintrittsfenster entwickelt wurden.

2.4 Abklingzeit des Szintillators

Da im Kristall alle Elektron-Loch-Paare gleichzeitig und die angeregten Tl-Niveaus in deutlich geringeren Zeiten als 10^{-8} s gebildet werden, sind für den zeitlichen Verlauf der Lichtemission allein die Aktivator-Niveaus verantwortlich. Die Lichtemission von NaJ(Tl) kann gut durch eine einzige Zeitkonstante von $\tau = 0,23 \mu\text{s}$ beschrieben werden [Knoll, 258]. Das bedeutet – sofern der Fotovervielfacher das zuläßt –, daß Zählfrequenzen von 1 MHz erreicht werden können.

2.5 Photonenausbeute

Das Verwenden des Aktivatormaterials zeigt eine weitere Besonderheit: Während die Lichtemission fast ausschließlich über die in verhältnismäßig geringer Zahl vertretenen Tl-Aktivator-Zentren grob monochromatisch verläuft, ist die Strahlungsabsorption in diesem Bereich, d.h. Selbstab-

sorption nur möglich, wenn das Photon mit einem Tl-Atom wechselwirkt.

Dies ist jedoch bei 0,0013 mol Tl pro mol NaJ äußerst unwahrscheinlich, so daß der Kristall für die Emissionsphotonen hochgradig transparent ist, während dies für Photonen, deren Energie höher liegt als die Breite des verbotenen Bandes, nicht gilt.

Quantitativ können die Verhältnisse durch folgende Abschätzung beschrieben werden:

Für einen weiten Primärenergiebereich gilt in NaJ(Tl), daß ca. 20 eV von einem Elektron an den Kristall abgegeben werden müssen, damit ein Elektron-Loch-Paar gebildet wird. Das heißt z.B. für ein Elektron von 700 keV, daß ca. 35000 Elektron-Loch-Paare längs der Bremsstrecke des Elektrons entstehen. Die absolute Szintillationsausbeute liegt in NaJ(Tl), das neben dem Kunststoff Anthrazin die höchste bisher gemessene Ausbeute liefert, bei 13 %. Von absorbierenden 700 keV werden 13 %, also 91 keV in Form von Licht wieder emittiert. Da diese Photonen eine mittlere Energie von 3 eV haben, liefert das Stoppen eines 700 keV-Elektrons ungefähr 30000 Photonen zu je 3 eV.

Damit liegt die Anzahl der emittierten Photonen also sehr dicht bei 1 Photon pro Elektron-Loch-Paar [Knoll, 256].

3. Registrierung von β - und γ -Strahlung

3.1 Registrierung hochenergetischer Elektronen (β -Strahlung)

Aus Abschnitt 2 geht hervor, daß längs des Weges, auf dem ein Elektron sich bewegt, das in den Szintillationskristall geschossen wird, Elektron-Loch-Paare entstehen.

Elektronen wechselwirken mit Materie i. a. durch Ionisationsbremsung; sie bilden Elektron-Ion-Paare. Auf die Besonderheiten, die sich durch die unelastische Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen mit Atomkernen ergeben (Bremsstrahlung), soll hier nicht weiter eingegangen werden, da das Bremsquarum mit hoher Wahrscheinlichkeit im Kristall über einen der Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie (s. u.) absorbiert wird. Es ist zu beachten, daß die unelastische Streuung an Atomelektronen (i. a. Ionisation) proportional zur Ordnungszahl Z, die Streuung am Kern jedoch mit Z^2 steigt. Dabei ist die unelastische Streuung von Elektronen am Kern um den Faktor 1/137 kleiner als ihre elastische Streuung am Kern [Marmier, 58].

Bleibt das Elektron im Szintillationskristall stecken, wofür im Fall des Szintillationszählers (559 90) bei Kristallabmessungen von 51 mm x 38 mm Ø eine große Wahrscheinlichkeit be-

steht, so ist die Anzahl M der Elektron-Loch-Paare proportional zur kinetischen Energie E_e des Geschoßelektrons

$$M \sim E_e$$

Die Anzahl N* der vom Kristall aufgrund der Rekombination über die Aktivatorzentren emittierten Photonen ist proportional zur Zahl der Elektron-Loch-Paare. Dies kann auch durch die folgende Aussage ausgedrückt werden: „Die Helligkeit des Lichtblitzes ist proportional zur im Kristall absorbierten Elektronenenergie E_e .“ Die Photonen laufen zunächst in alle Richtungen. Damit möglichst viele schließlich auf die Fotokatode treffen, wird der Kristall mit einem gut reflektierenden Material (z. B. Al_2O_3) umgeben; nur die Seite, mit der er auf den Fotovervielfacher aufgesetzt ist, bleibt als Austrittsfenster offen [Harshaw-Katalog 80].

Durch Vervollkommennung des Verbindens von Kristall und Fotovervielfacher durch spezielle Kitmittel und durch spezielle Reflexionsmaterialien ist es gelungen, bis zu 70 % der

im Kristall freiwerdenden Photonen bei Integral-Line-Sonden wie der in Abb. 22 dargestellten Sonde 6S8 (559 90) auf die Fotokatode auftreffen zu lassen. So liefert z.B. ein 700-keV-Elektron ca. 20 000 Photonen, die auf die Kalode treffen - und also wegen einer Quantenausbeute von ca. 25% schließlich 5000 Fotoelektronen, die auf die Dynode D₁ treffen.

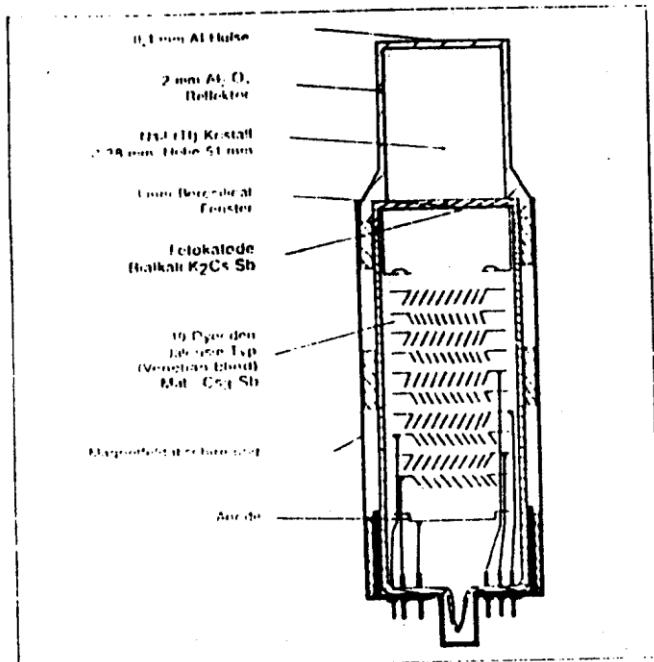


Abb. 22 Aufbau des Szintillationszählers Harshaw 6S8 Integral-Line-Montage (559 90)

Beim Spektroskopieren von Elektronen mit dem Szintillationszähler (559 90) darf der Energieverlust der Elektronen in der Kristallhülle nicht vernachlässigt werden. Die Abschaltung des Kristalls hat hier eine Massenbeladung von ca. 190 mg/cm³. Das bedeutet, daß nur Elektronen mit einer Energie

$$E_e > 600 \text{ keV}$$

den Szintillationskristall überhaupt erreichen (Abb. 23) [Katz, Penfold]

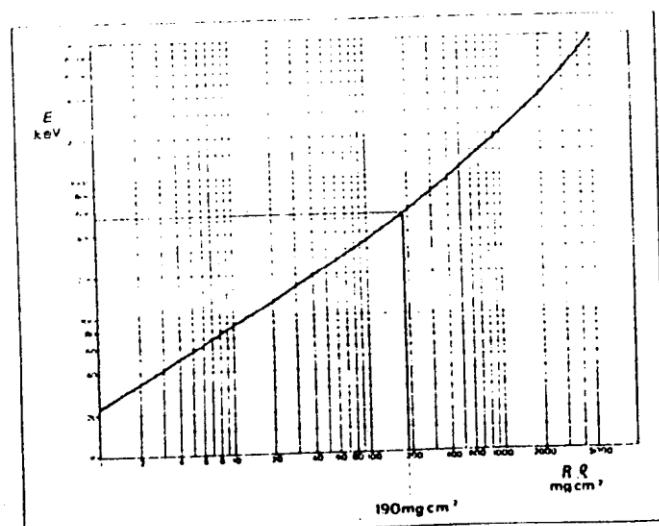


Abb. 23 Reichweite R von Elektronen der Energie E in einem Material der Dichte p

3.2 Registrierung von γ - und Röntgenstrahlung

Völlig anders als bei der Elektronenregistrierung liegen die Verhältnisse beim Spektroskopieren elektromagnetischer Strahlung, also i. w. von γ - und Röntgen-Quanten.

Elektromagnetische Strahlung wechselwirkt mit Materie i. w. durch die folgenden Prozesse [Evans, 672]:

1. Wechselwirkung zwischen Photon und Atom als ganzem: **Fotoeffekt**
2. Wechselwirkung zwischen Photon und quasi-freiem Elektron: **Compton-Effekt**
3. Wechselwirkung zwischen Photon und den elektrischen Feldern des Atoms: **Paarbildung**

Allen drei Wechselwirkungsarten ist gemeinsam, daß ein Teil der Photonenenergie von einem geladenen Energieträger (Elektron, Positron) übernommen wird.

Da diese Wechselwirkungsprozesse für den Verlauf der γ -Szintillationsspektren verantwortlich sind, werden sie nachstehend erläutert.

3.2.1 Fotoeffekt

In der Atom- und Kernphysik wird der Fotoeffekt als Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem Photon verstanden, bei der das Atom ionisiert wird und das Photon verschwindet. Der Energiesatz lautet hier

$$hf = E_e + W_a$$

hf Energie des Photons,
E_e kinetische Energie des Photoelektrons,
W_a Ionisierungsenergie des Atoms

Die Energie W_a ist die Bindungsenergie des Elektrons und damit die Ionisierungsenergie der entsprechenden Schale des Absorberatoms.

Für die Bindungsenergien der für den Fotoeffekt wichtigsten Schale, der K-Schale, gilt nach Moseley [Moseley]

$$W_a = 13,6 \text{ eV} (Z - B_k)^2$$

Z: Ordnungszahl des Atoms,
B_k ~ 3,5 für 30 ≤ Z ≤ 65*).

Es ist zu beachten, daß die Ionisationsenergie der K-Schale bei den stabilen Elementen

von 13,6 eV für Wasserstoff
über 1073 eV für Natrium
und 33169 eV für Jod
bis zu 88006 eV für Blei
reicht (Nuklidkarte 1968).

Konsequenzen

Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten des Fotoeffekts ist in starkem Maß Z-abhängig und geht grob mit Z⁵ [Marmier, 45]. Für NaJ(Tl) bedeutet dies, daß das Verhältnis der Anzahl der Wechselwirkungen durch Fotoeffekt innerhalb des Kristalls fast ausschließlich von den Jod-Atomen bestimmt wird:

$$\left(\frac{Z_{\text{Jod}}}{Z_{\text{Na}}} \right)^5 = \left(\frac{53}{11} \right)^5 = 2600.$$

* Tabelle in Abschnitt 10.2 von „ γ - und β -Szintillationsspektrometrie“ (559 971)

Ferner nimmt der Wirkungsquerschnitt τ für den Fotoeffekt ungefähr mit $(hf)^{-3.5}$ ab [Marmier, 31], sofern davon ausgegangen wird, daß das Atom bevorzugt auf der innersten energetisch möglichen Schale ionisiert wird. Sofern hf größer ist als die Bindungsenergie der Schale, beträgt der Wirkungsquerschnitt für eine Absorption auf der K-Schale ca. 80% dessen für alle Schale zusammen [Nuklidkarte 1968]. Weil beim Experimentieren mit dem γ -Szintillationsspektrometer i. w. Präparate mit Photoenergien $hf > 5$ keV zur Verfügung stehen, kann davon ausgegangen werden, daß die Wechselwirkung durch Fotoeffekt im NaJ(Tl)-Kristall i. w. auf der K-Schale des Jods erfolgt und damit für die kinetische Energie E_e des Fotoelektrons gilt

$$E_e = hf - 33.2 \text{ keV}$$

Die Reichweite R von Elektronen der Energie E_e in beliebigen Absorbern der Dichte ρ , kann durch

$$R \cdot \rho = 0.412 \cdot E_e^{1.265} \cdot 0.0954 \ln E_e$$

E_e in MeV

$R \cdot \rho$ in g · cm⁻²

abgeschätzt werden. Damit ist gewährleistet, daß auch hochenergetische Elektronen von z.B. 2 MeV im Kristall steckenbleiben: $(R \cdot \rho = 0.412 \cdot 2^{1.265} \cdot 0.0954 \ln 2 = 0.946)$

Die Dichte ρ von NaJ liegt bei 3.67 g cm⁻³. Das bedeutet, daß derartige Elektronen innerhalb einer Kugel von ca.

$\frac{0.946}{3.67} \text{ cm} = 2.6 \text{ mm}$ Radius abgebremst werden

(vgl. Abb. 23).

Weiter ist durch die Kristallabmessungen dafür gesorgt, daß auch die bei der Rekombination frei werdende Röntgenstrahlung einer mittleren Energie von 29.2 keV (mittlere K-Energie für Jod) im Kristall absorbiert wird, denn für

$$hf = 30 \text{ keV}$$

beträgt in NaJ der lineare Absorptionskoeffizient $\tau = 20 \text{ cm}^{-1}$

(Abb. 24), d. h. bei einem Absorptionsgesetz der Form

$$N_{e,f} = N_0 \cdot e^{-\tau d}$$

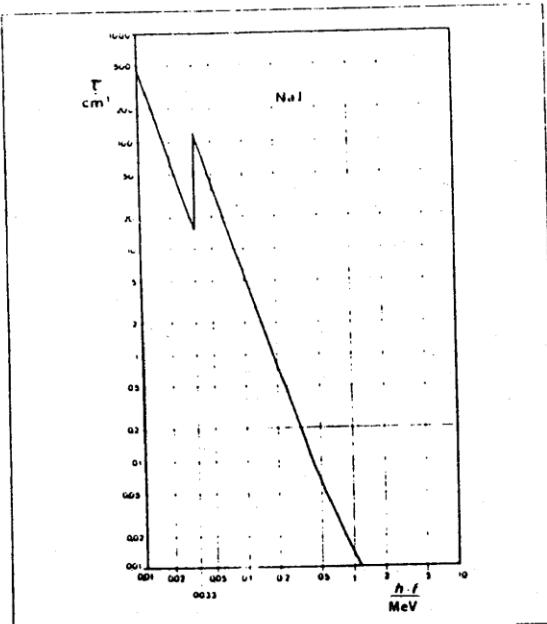


Abb. 24 Linearer Absorptionskoeffizient τ als Funktion der Energie hf für den Fotoeffekt in N.

beträgt die Transmissionswahrscheinlichkeit für eine Absorberdicke von 5 mm

$$\frac{N_{0.5 \text{ cm}}}{N_0} = e^{-10} \approx \frac{1}{22000}$$

Wie die durchgeführten Rechenbeispiele zeigen, kann man davon ausgehen, daß die gesamte Energie, die von einem Photon auf den NaJ(Tl)-Kristall durch Fotoeffekt übertragen wird, trotz der Aufspaltung in E_e und W_e im Kristall steckenbleibt.

Dies gilt um so mehr, wenn beachtet wird, daß es zur Röntgen-Emission einen konkurrierenden Prozeß, die Auger-Elektronen-Emission, gibt.

Damit ist aber bei monoenergetischen Photonen der Energie hf zu erwarten, daß alle Photonen, die durch Fotoeffekt im Kristall absorbiert werden, dieselbe Anzahl von 3-eV-Photonen freisetzen. Sie erzeugen also einen gleichhellen Lichtblitz und bewirken damit auch das Loslösen derselben Ladungsmenge an der Fotokathode des Fotovervielfachers. Wird also ein NaJ(Tl)-Kristall mit monoenergetischer γ - oder Röntgen-Strahlung der Energie hf bestrahlt, so ist aufgrund des Fotoeffekts am Ausgang der Detektorausgangsstufe ein einheitliches Signal U_s zu erwarten, für das gilt

$$hf \cdot U_s$$

Denn es gilt:

$hf = E_{h,f}$: Energie, die im Kristall steckenbleibt

$E_{h,f} = N^* \cdot 3 \text{ eV}$: Gesamtenergie des Lichtblitzes

$N^* = N_e \cdot N_f$: Anzahl der Fotoelektronen, die von der Fotozelle freigesetzt werden

$N_e = Q_A$: Ladungsmenge, die an der Anode des Fotovervielfachers gesammelt wird

$Q_A = U_s$: Spannungsabfallmaximum am Anodenwiderstand.

Diese Überlegungen gelten für jede Art der Wechselwirkung von Strahlung mit dem Kristall, bei der die gesamte Energie des Primärquants im Kristall steckenbleibt. Abb. 25 zeigt ein derartiges Energiespektrum für ein Cs-137-Präparat, von dem vereinfachend angenommen wird, daß es ausschließlich Photonen der Energie

$$hf = 662 \text{ keV}$$

aussendet

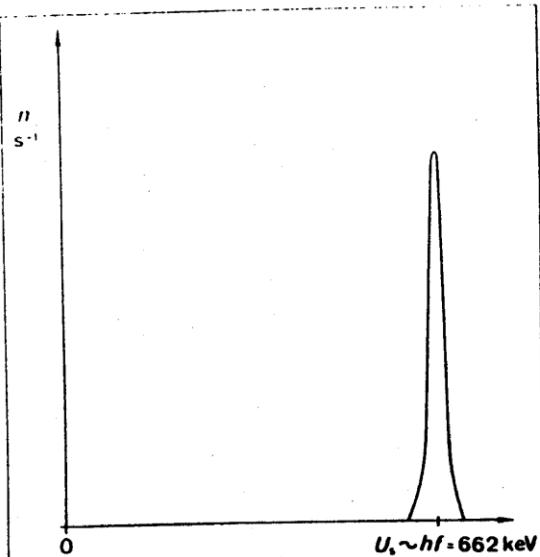


Abb. 25 Deduzierte Signalverteilung $n(t)$ für monoenergetische γ -Strahlung am Ausgang eines Szintillationszählers

3.2.2 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt behandelt die elastische Streuung von Photonen an quasi-freien Elektronen. Diese Streuung zeigt einige Besonderheiten.

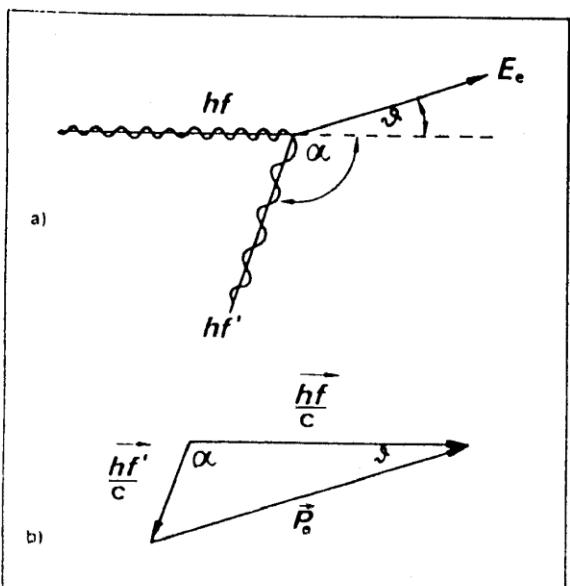


Abb. 26 Zur Herleitung der Energie $h'f$ der Streuphotonen beim Compton-Effekt aus dem Impulssatz (Abb. 26 a) und dem Energiesatz (Abb. 26 b)

Aus dem Impulssatz

$$\frac{\vec{h} \cdot \vec{f}}{c} = \frac{\vec{h} \cdot \vec{f}'}{c} + \vec{p}_e$$

ergibt sich mit Hilfe des Cosinussatzes, der auf das Impulsdreieck (s. Abb. 26 a) angewandt wird,

$$p_e^2 = \left(\frac{hf}{c}\right)^2 + \left(\frac{hf'}{c}\right)^2 - 2 \frac{hf \cdot hf'}{c^2} \cos \alpha$$

Aus dem Energiesatz (Abb. 26 b)

$$hf = hf' + E_e$$

folgt unter Berücksichtigung der relativistischen Beziehung $p^2 c^2 = E_e^2 + m_e^2 c^4$ mit $E_0 = m_e c^2$

für den Impuls:

$$p_e^2 = \frac{1}{c^2} [(h \cdot f - h \cdot f')^2 + 2(hf - hf') \cdot m_e c^2]$$

E_e : Kinetische Energie des Elektrons nach der Kollision

\vec{p}_e : Impuls des Elektrons

$\frac{hf}{c}$: Impuls des Photons vor dem Stoß

$\frac{hf'}{c}$: Impuls des Photons nach dem Stoß

Durch Eliminieren von p_e^2 und geschicktes Umformen wird für die Energie $h'f$ des gestreuten Photons aus o. g. Voraussetzungen deduziert

$$h'f = \frac{hf}{1 + \frac{hf}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha)}$$

Für die vom „Compton-Elektron“ übernommene Energie gilt dann

$$E_e = hf \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{hf}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha)} \right)$$

Abb. 27 zeigt beide Energien als Funktion des Photonenstreuwinkels α mit hf als Parameter. Auffallend ist, daß das Photon

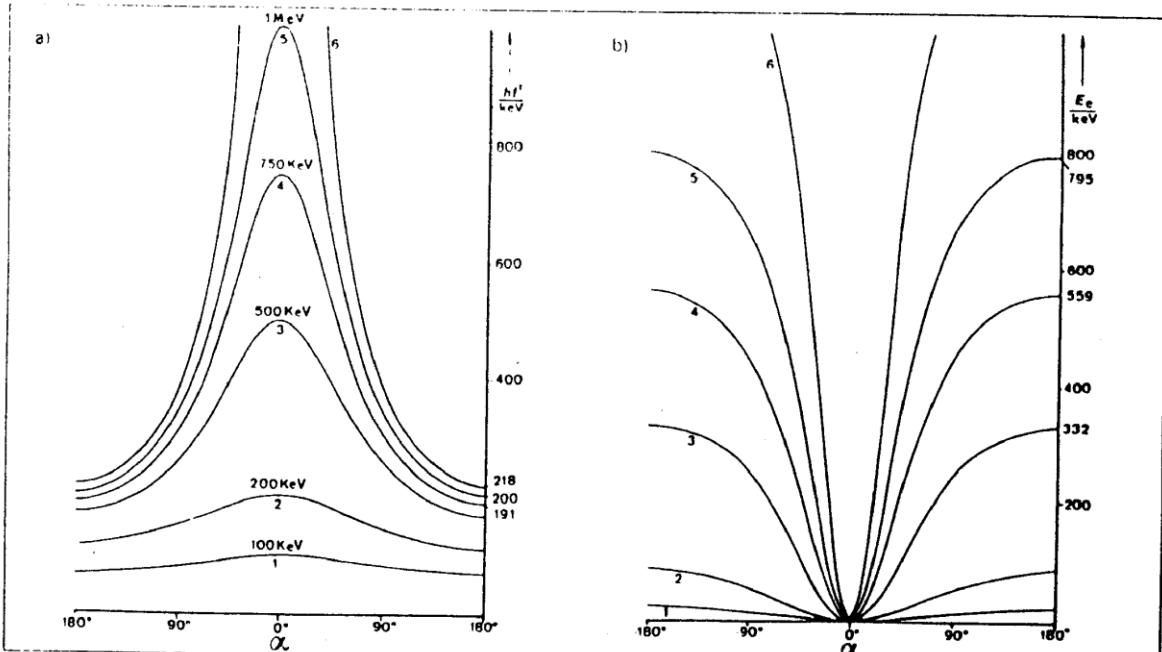


Abb. 27 Zusammenhang zwischen dem Compton-Streuwinkel α und der Energie $h'f$ des Streuquants (Abb. 27 a) bzw. der Energie E_e des Compton-Elektrons (Abb. 27 b) mit der Energie hf des Primärpholons als Kurvenparameter

aufgrund von Gleichung 2 niemals seine gesamte Energie auf ein Elektron übertragen kann, da

$$\frac{hf}{m_0c^2} (1 - \cos \alpha) \geq 0 \text{ ist.}$$

Für die sich hieraus ergebende maximal Energie, die das Compton-Elektron übernehmen kann, gilt ($\alpha = 180^\circ$)

$$E_{\max} = hf \left(1 - \frac{1}{1 + 2 \frac{hf}{m_0c^2}} \right) = E_c$$

Diese Energie wird als Compton-Kante bezeichnet.

Die minimale Energie hf' , die das gestreute Photon haben kann, beträgt

$$hf'_{\min} = \frac{hf}{1 + 2 \frac{hf}{m_0c^2}} = E_R$$

und heißt Rückstreuenergie.

Interessant ist, daß für alle Primärenergien hf gilt

$$E_R < \frac{m_0c^2}{2}$$

wie eine Grenzwertbetrachtung für $hf \rightarrow \infty$ zeigt.

Konsequenzen

Wird zunächst davon ausgegangen, daß alle Energieabgaben E_e mit $0 \leq E_e \leq E_c$ gleich wahrscheinlich sind und daß das gestreute Photon ohne weitere Wechselwirkung den NaJ(Tl)-Kristall verläßt, so ist bei monoenergetischen Primärphotonen am Ausgang der Detektorausgangsstufe ein scharf nach oben begrenztes Signalgemisch zu erwarten (Abb. 28). Dieser Annahme liegt selbstverständlich eine starke Vereinfachung zugrunde, die aber im vorliegenden Fall den Verlauf der γ -Spektren hinreichend gut beschreibt. Es sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß nicht gilt

$$\Delta E' \sim \Delta \alpha$$

(vgl. Abb. 32). Ferner ist die Streu-Winkelverteilung energetisch abhängig (vgl. Klein-Nishina-Formel; [Knoll 66]).

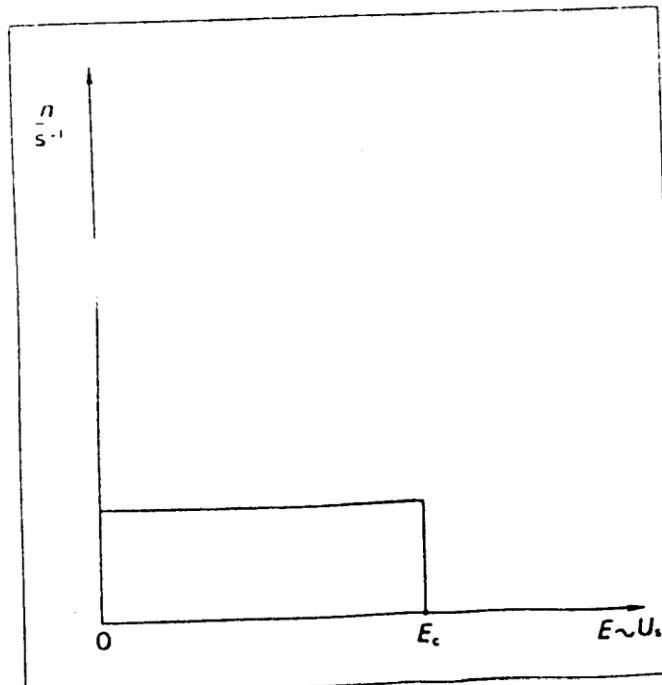


Abb. 28 Compton-Kontinuum (idealisiert) für monoenergetische Photonen

Da das gestreute Quant hf' erneut im Kristall wechselwirken kann, ist weiter zu erwarten, daß das Kontinuum keine scharfe obere Kante zeigt. Wird ein derartiges Streuquant im Kristall durch Fotoeffekt absorbiert, so ist ein solches Ereignis energetisch nicht von dem Fall zu unterscheiden, bei dem das Primärquant hf durch Fotoeffekt im Kristall absorbiert wird, das Ereignis wird also in der „GesamtabSORptionslinie“ registriert (Abb. 29).

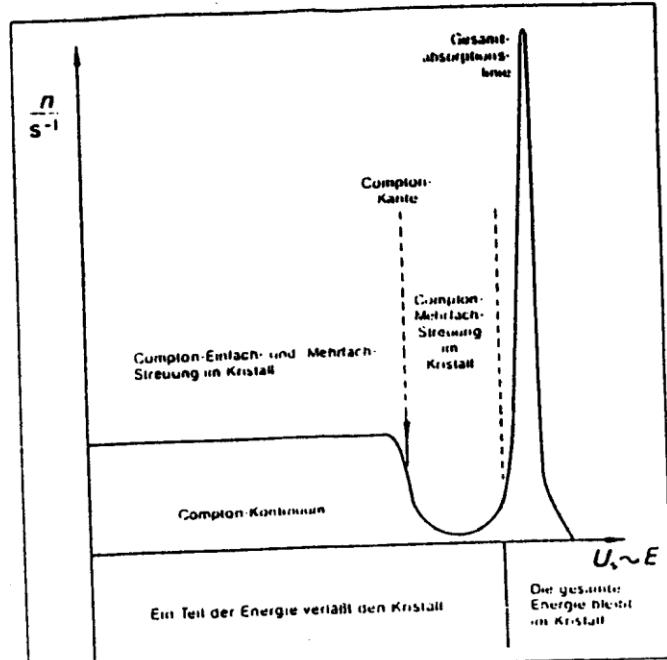


Abb. 29 Deduzierter Verlauf eines γ -Szintillationsspektrums $n(E)$ für monoenergetische Photonen (ohne Berücksichtigung von Strahlungswechselwirkungen mit der Umgebung des Präparates)

Weil der Compton-Wirkungsquerschnitt σ grob mit Z geht, [Marmier S. 45], sind an der Wechselwirkung durch Compton-Effekt im NaJ(Tl)-Kristall sowohl die Na- als auch die J-Atome beteiligt. Ferner nimmt der Wirkungsquerschnitt σ für den Compton-Effekt mit steigender Energie in bedeutend geringerem Maß ab als der Wirkungsquerschnitt τ für den Fotoeffekt. Ab $hf \approx 260 \text{ keV}$ gilt $\sigma > \tau$, d. h. der Compton-Effekt ist die wahrscheinlichere Wechselwirkungsart (Abb. 30).

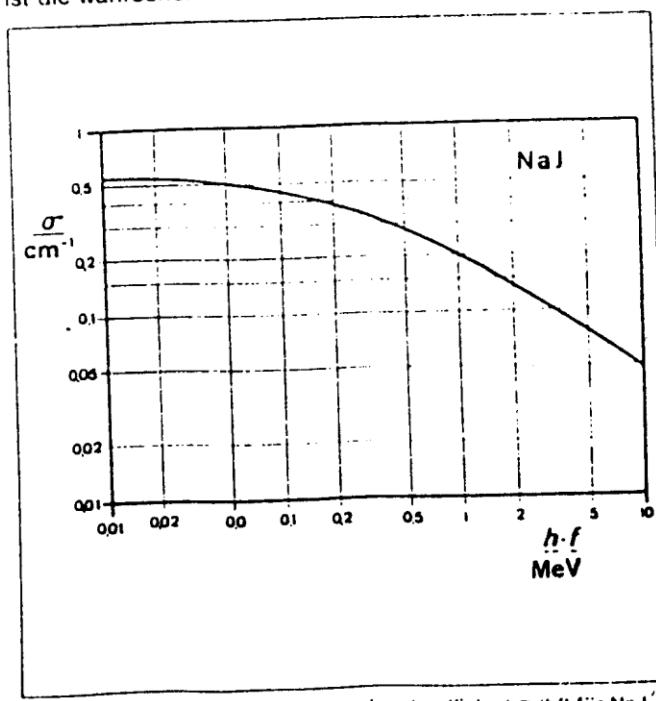


Abb. 30 Linearer Compton-Absorptionskoeffizient $G(hf)$ für NaJ

Durch eine ausreichende Kristallgröße kann erreicht werden, daß eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß auch die Compton-Streuquanten im Kristall absorbiert werden, d. h. daß die Gesamtabsorptionslinie in ihrer Intensität gegenüber der reinen „Fotolinie“ (Abb. 25) deutlich angehoben wird.

Vielleicht ist schließlich noch die Bemerkung angebracht, daß zu jeder Gesamtabsorptionslinie, die einer Photonenergie hf entspricht, ein Compton-Kontinuum von 0 eV bis $hf - E_0$ gehört. Hierdurch können Energiespektren von Präparaten, die mehrere diskrete γ -Energien aussenden, unübersichtlich werden (vgl. Ra-226-Spektrum*).

3.2.3 Paarbildung

Ist die Energie hf eines Photons größer als die doppelte Ruhenergie $m_e c^2$ des Elektrons, gilt also

$$hf > 1,022 \text{ MeV},$$

so ist die Vernichtung des Photons unter gleichzeitiger Bildung eines Elektron-Positron-Paares möglich.

Die Energiedifferenz $hf = m_e c^2$ ist dann die Summe der kinetischen Energien von Elektron und Positron. Das Positron wechselwirkt nach seiner Bildung zunächst durch Ionisationsbremsung mit der umgebenden Materie. Schließlich wechselwirkt es jedoch mit einem Elektron derart, daß der Paarbildungseffekt umgekehrt wird, d. h. das Elektron-Positron Paar zerstrahlt in zwei oder mehr Photonen. Der Wirkungsquerschnitt x für die Paarbildung geht ungefähr mit Z^3

[Marmier, S. 45]. Im hier betrachteten Energiebereich gilt weiter angenähert (Abb. 31)

$$x \sim \ln(hf).$$

Diese Abschätzung gilt nur solange

$$hf < \frac{137}{\sqrt[3]{Z}} \cdot m_e c^2$$

[Evans, 705/706]

Konsequenzen

Da die höchste γ -Energie, die beim Experimentieren mit dem Szintillationszähler (55990) üblicherweise zur Verfügung steht, kleiner als 2 MeV (aus Ra 226) ist und für derartige Energien das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Compton-Effekt und Paarbildung im Mittel (Abb. 31)

$$\frac{\sigma}{x} = \frac{500}{1}$$

beträgt, kann die Paarbildung bei der Diskussion von γ -Szintillationsspektren unberücksichtigt bleiben. Hinzu kommt, daß eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß bei diesen relativ niedrigen γ -Energien eventuelle Paarbildungen so verlaufen, daß die gesamte Energie im Kristall bleibt, das Ereignis also in der Gesamtabsorptionslinie registriert wird.

3.2.4 Zusammenfassung

1. Von den drei Wechselwirkungsarten von γ -Strahlung mit Materie sind beim Experimentieren mit der Gerätgruppe zur γ -Spektroskopie nur Fotoeffekt und Compton-Effekt von Bedeutung (vgl. Abb. 31).

2. Wechselwirkt ein Photon mit der Kristall-Materie durch Fotoeffekt, so bleibt die gesamte Energie des Photons im Kristall (vgl. Abb. 25).

3. Wechselwirkt ein Photon durch Compton-Effekt mit der Kristallmaterie, so bleibt unter Umständen nur ein Teil der Primärenergie im Kristall; es kann jedoch auch der Fall eintreten, daß das Compton-Streuquant im Kristall durch Fotoeffekt absorbiert wird (Abb. 29).

4. Der Paarbildungseffekt ist wegen zu geringer γ -Energien vernachlässigbar.

5. Da sowohl beim Fotoeffekt als auch beim Compton-Effekt die Photonenergie ganz oder teilweise auf ein Elektron übertragen wird, erfolgt das Auslösen der Szintillation im NaJ(Tl)-Kristall analog zum Registrieren von hochenergetischen Elektronen.

6. Der Szintillationszähler liefert an seinem Ausgang ein Signal, dessen maximale Höhe proportional zur im Kristall absorbierten Energie ist.

7. Zu jeder γ -Primärenergie hf gehört eine Gesamtabsorptionslinie.

8. Zu jeder Gesamtabsorptionslinie gehört ein Compton-Kontinuum, das von 0 eV bis zur Comptonkante E_c reicht.

9. Für die Compton-Kante gilt

$$E_c = hf - \frac{hf}{1 + \frac{hf}{m_e c^2} (1 - \cos 180^\circ)}$$

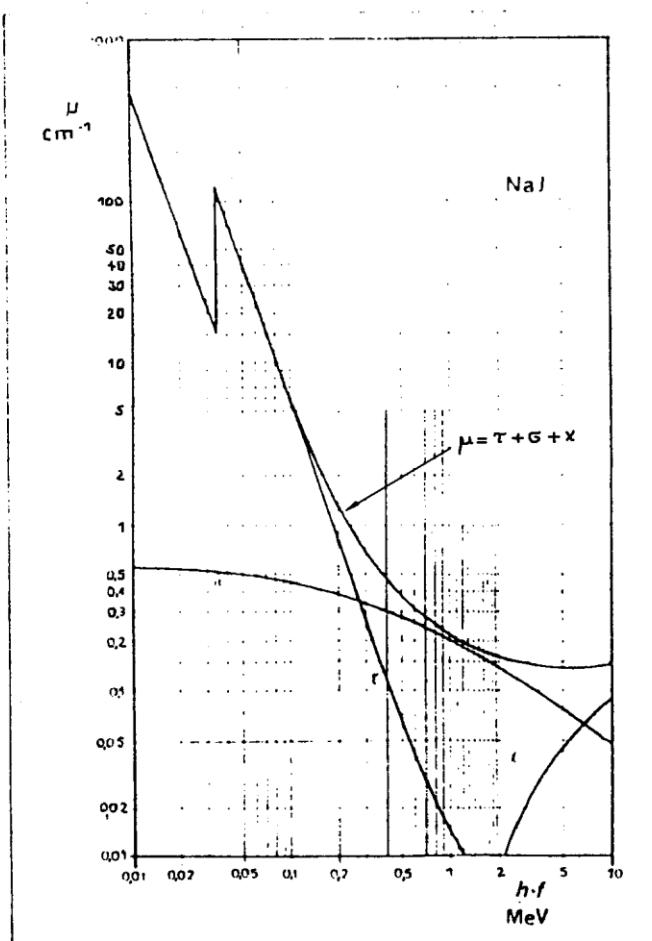


Abb. 31 Linearer Absorptionskoeffizient $\mu(hf)$ für NaJ unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte τ, σ , und x von Foto-, Compton- und Paarbildungseffekt

* 5. Versuch 1.6 in „ γ - und β -Szintillationspektrometer“ (559971)

4. Kriterien für die Interpretation von γ -Szintillationsspektren

4.1 Wechselwirkung von γ -Quanten mit der Umgebung des Zählers

Beim Messen mit dem Szintillationszähler muß beachtet werden, daß jedes Quant, das im Kristall einen Energieverlust erleidet, am Ausgang der Detektorausgangsstufe ein Signal bewirkt, das proportional zur im Kristall abgegebenen Energie ist. Dies gilt selbstverständlich nicht nur für Quanten, die von den emittierenden Kernen direkt zum Kristall gelangen, sondern auch für solche, die z. B. durch Compton-Effekt in der Umgebung des Kristalls gestreut werden.

Durch derartige Wechselwirkungsprozesse der zu spektroskopierenden Strahlung mit der Materie außerhalb des Detektorvolumens kann das Energiespektrum erheblich verändert werden.

Zwei derartige „Sekundärstrahlungen“ spielen beim Arbeiten mit dem Szintillationszähler in der Praxis eine besonders große Rolle:

1. Compton-Streuung in der Umgebung des Präparats*)
2. Röntgen-Fluoreszenz von Materie in der Umgebung des Präparats**).

4.1.1 Compton-Streuung

Die Compton-Streuung, d. h. die Wechselwirkung der primären Quanten hf mit der Umgebung durch Compton-Effekt, kann jedes γ -Spektrum in starkem Maße beeinflussen. Das folgende Beispiel soll dies verdeutlichen:

Ein Cs-137-Präparat emittiert eine γ -Strahlung mit

$$E_\gamma = 662 \text{ keV}$$

Es gibt keine bevorzugte Emissionsrichtung für die γ -Quanten, also werden auch Quanten nach „rückwärts“, bezogen

auf die Kristallrichtung, emittiert und u. U. in der Materie, die das Präparat umgibt, also zunächst z. B. in der Präparathülse, durch Compton-Effekt gestreut. Beträgt der Streuwinkel $\alpha = 180^\circ$, so gilt $hf' = 184 \text{ keV}$. Dieses Quant kann nun durch Fotoeffekt im NaJ(Tl)-Kristall des Szintillationszählers absorbiert werden und liefert am Ausgang der Detektorausgangsstufe ein Signal U_s mit

$$U_s' = \frac{U_s}{662 : 184} = \frac{U_s}{3,6}$$

wenn U_s das Signal ist, das ein 662 keV-Quant am Ausgang erzeugt. Wichtig ist, daß die Signalhöhe linear mit der Energie verläuft, nicht jedoch mit dem Streuwinkel α . Abb. 32 zeigt den Zusammenhang zwischen α und der Streuenergie hf' . Es ist zu beachten, daß einer großen Streuwinkeländerung von 180° bis 110° nur eine Änderung der Streuenergie von rund 60 keV bei maximal möglichen 478 keV entspricht.*** Diese Eigenart des Compton-Effekts tritt um so deutlicher hervor, je größer die Primärenergie des γ -Quants hf ist****)

Das führt dazu, daß z. B. das Cs-137-Präparat auch Quanten hf in dem schmalen Energiebereich

$$184 \text{ keV} \leq hf' \leq 240 \text{ keV}$$

emittiert und daß dem Compton-Kontinuum, das auf Compton-Effekte innerhalb des NaJ(Tl)-Kristalls zurückzuführen ist, ein relatives Maximum im o. g. Energiebereich aufgesetzt ist. Dieses Maximum heißt Rückstreuulinie und ist also auf Compton-Streuung um große Winkel in der Präparatumbgebung zurückzuführen (s. Abb. 18).

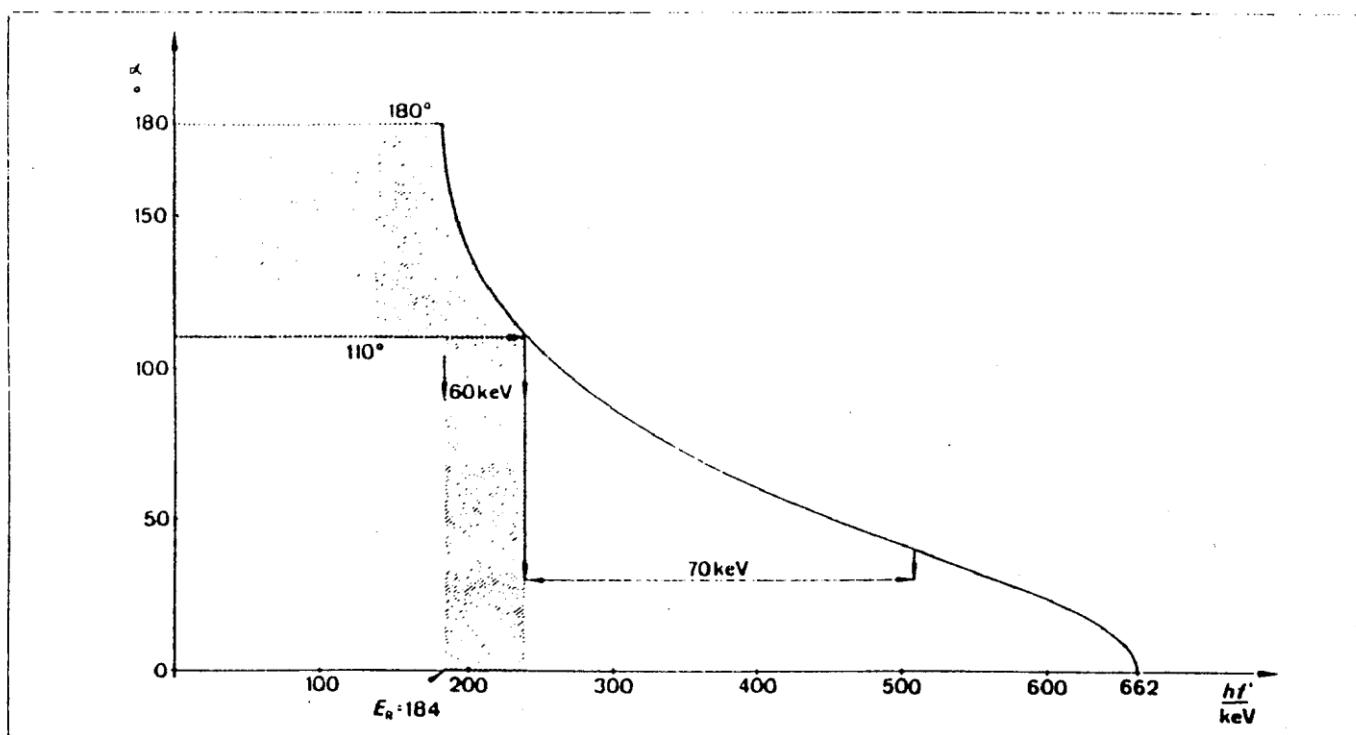


Abb. 32 Zusammenhang zwischen Streuwinkel α und Streuenergie hf' beim Compton-Effekt

*) Versuchsgruppe b in „ γ - und β -Szintillationsspektrometrie“ (5599/1)
**) Versuchsgruppen 3-5 in „ γ - und β -Szintillationsspektrometrie“ (5599/1)
*** vgl. Testspektrum, das dem Einkanal-Analysator (5599/5) beigelegt
**** vgl. Versuch 6-4 in „ γ - und β -Szintillationsspektrometrie“ (5599/7)

4.1.2 Röntgen-Fluoreszenzstrahlung

Auch Röntgen-Fluoreszenzstrahlung kann zu einer weiteren „Linie“ im γ -Spektrum einer „monoenergetischen“ Quelle führen: Wird das Präparat durch ein Material mit $Z \geq 40$ z. B. zu Abschirmzwecken umgeben, so kann neben der oben diskutierten Streuung durch Compton-Effekt auch Absorption durch Fotoeffekt erfolgen. Dies ist u. U. mit der Emission eines Röntgen-K-Quants des Abschirmmaterials verbunden. Diese Röntgenquanten können den Absorber verlassen und im Szintillationskristall registriert werden. Der Effekt liefert z. B. für Blei ($Z = 82$) eine Röntgen-K-Fluoreszenzenergie von im Mittel 76 keV.¹⁾

In Abb. 33 sind die Konsequenzen aus den beiden hier aufgeführten Effekten dargestellt, während Abb. 34 die gesamte Problematik der Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie zeigt.

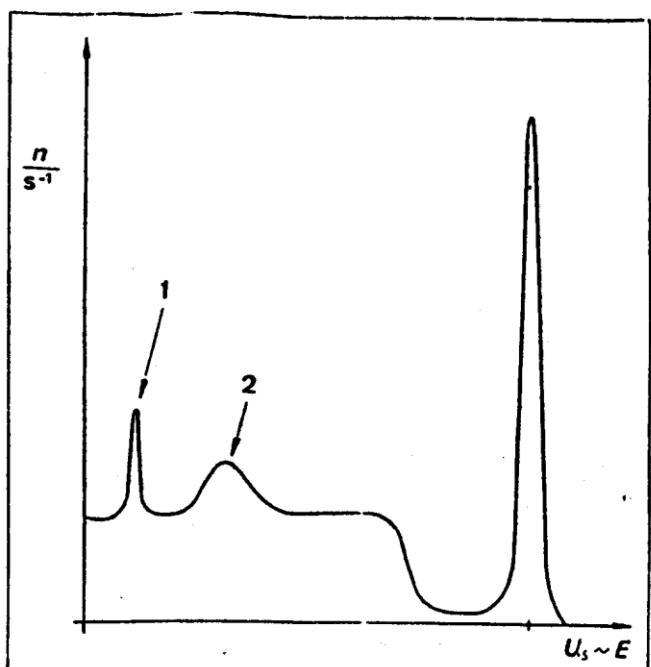


Abb. 33 Deducierter Verlauf eines Szintillationsspektrums monoenergetischer γ -Strahlen ($E_\gamma \geq 500$ keV)
 1: Röntgen-Fluoreszenz an Pb
 2: Compton-Streuung um große Winkel außerhalb des Kristalls (Rückstreuulinie)

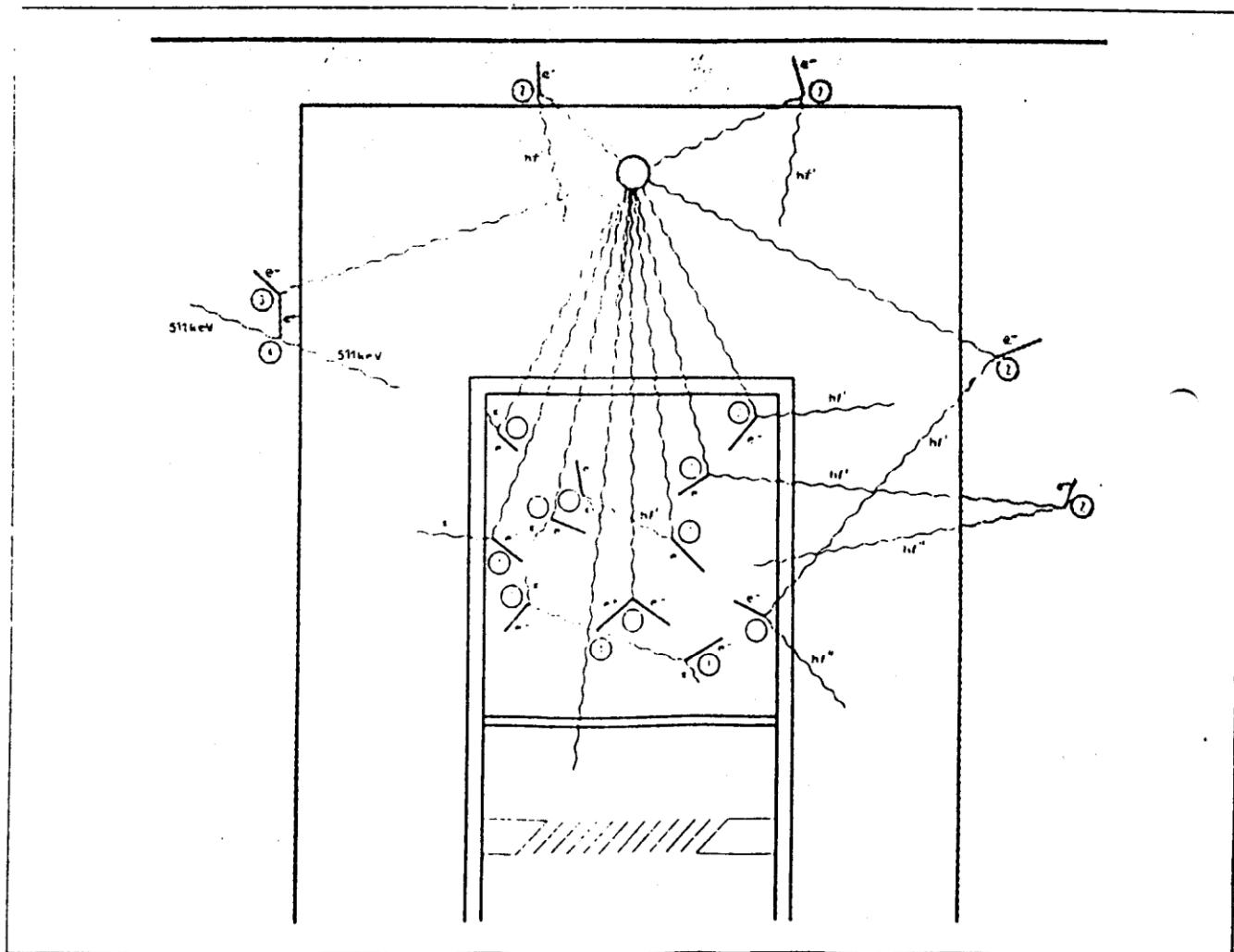


Abb. 34 Wesentliche Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie, die bei der Szintillationsspektroskopie zu berücksichtigen sind:
 1: Foto-Effekt, 2: Compton-Effekt, 3: Paarbildung, 4: Paarvernichtung

¹⁾ vgl. Versuch 5 I in „ α - und β -Szintillationsspektrometrie“ (559 971)

4.2 Wesentliche Charakteristika eines Szintillationszählers

4.2.1 Auflösungsvermögen R

Das Energieauflösungsvermögen R (energy-resolution) für bestimmte Energiebereiche ist das Hauptcharakteristikum eines Szintillationszählers. In den meisten Fällen, so auch bei der Szintillationssonde 6S8 (559 90), wird R in Prozent für die γ -Energie $h/\gamma = 662 \text{ keV}$ angegeben. Das Auflösungsvermögen ist gemäß Abb. 35 definiert als

$$R = \frac{\text{Breite der Gesamtabsorptionslinie auf halber Höhe}}{\text{mittlere Lage der Linie}} = \frac{a}{b}$$

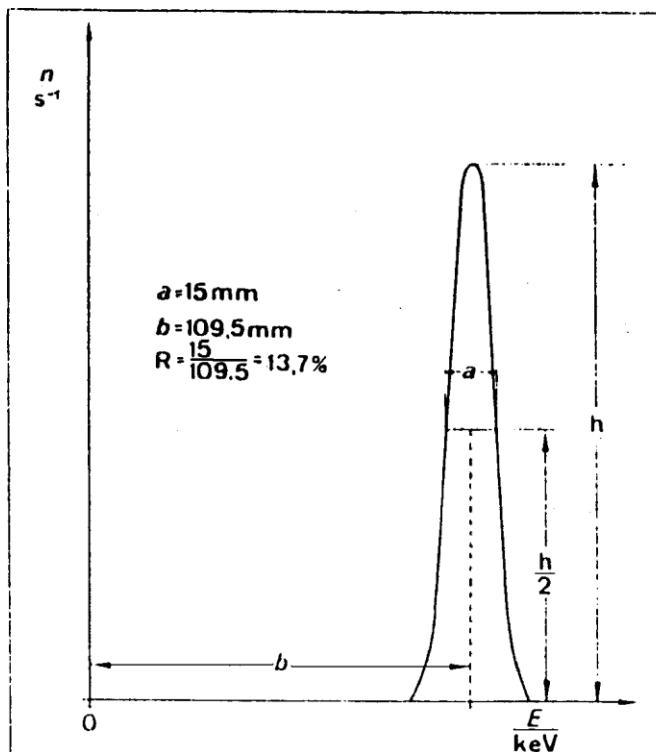


Abb. 35 Zur Definition des Auflösungsvermögens R

Selbstverständlich wird eine gute Energieauflösung, d. h. ein kleines R angestrebt, was gleichbedeutend mit einer möglichst hohen und schmalen Gesamtabsorptionslinie ist, damit auch noch zwei dicht beieinanderliegende γ -Energien getrennt werden können.

Wird davon ausgegangen, daß die Gesamtabsorptionslinie einer monoenergetischen γ -Quelle einer Gauß-Verteilung folgt, daß also die Linienbreite praktisch nur durch die Statistik des Zählers gegeben ist, so kann in den meisten Fällen die Breite a der halben Gesamtabsorptionslinie als proportional zu \sqrt{E} angesetzt werden:

$$a = K \cdot \sqrt{E} \quad (\text{K: Proportionalitätsfaktor})$$

Damit folgt:

$$R = K \cdot \frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (\text{Knoll, 335})$$

Der Proportionalitätsfaktor K ist typisch für jeden einzelnen Szintillationszähler und damit eine Gerätekonstante. In der Praxis kann der obige Ansatz dadurch überprüft und K damit bestimmt werden, daß R für mehrere γ -Energien gemessen wird und $(\sqrt{E})^{-1}$ [in keV] als Funktion von R aufgetragen wird. Hierbei sollte sich angenähert eine Ursprungsgerade mit dem Steigungsfaktor K ergeben.**

Daß das Auflösungsvermögen eines Szintillationszählers nach unten begrenzt ist, zeigt folgendes Beispiel [Knoll, 335]. Werden 662 keV im Kristall absorbiert, so beträgt bei einer kalkulierten Szintillationsausbeute von 13 % die Anzahl der im Kristall erzeugten 3-eV-Szintillations-Photonen

$$N^* = \frac{662\,000 \cdot 0,13}{3} \approx 28\,700$$

Wird berücksichtigt, daß nur ca. 2/3 dieser Photonen die Fotokathode erreichen, so kann davon ausgegangen werden, daß ca. 19 000 Photonen auf die Kathode treffen. Wird weiter vorausgesetzt, daß die Fotokathode eine Quantenausbeute von ca. 25 % hat, so liefert ein derartiges Ereignis etwa 4800 Fotoelektronen. Diese Zahl stellt als wahrscheinlichster Wert das Minimum in der Signalkette dar; der Fotovervielfacher vergrößert diese Zahl exponentiell und liefert ein Ausgangssignal, dessen Amplitude proportional zu dieser mittleren Anzahl von Photoelektronen ist. Die oben kalkulierte Zahl von Photoelektronen wird selbst dann schwanken, wenn jedem Ereignis „genau“ dieselbe Energieabsorption im NaJ(Tl)-Kristall entspricht. Als Standardabweichung wird i. a. definiert

$$\sigma = \sqrt{N}$$

Dies führt im Beispiel zu $\sigma = \sqrt{4800}$, d. h. 1,44 % des kalkulierten Mittelwerts 4800.

Für eine Gauß-Verteilung gilt

$$a = 2,35 \cdot \sigma$$

Dies führt im vorgeführten Beispiel zu

$$R = 3,4 \%$$

Diesem Wert liegt eine idealisierte Betrachtung zugrunde, da sie nicht berücksichtigt, daß auch andere Effekte das Auflösungsvermögen negativ beeinflussen können, insbesondere Schwankungen bei der Verstärkung durch den Fotovervielfacher und ortsabhängige Schwankungen in der Photonausbeute (z. B. Röntgenquanten, die den Kristall verlassen).

Durch die integrierte Bauweise und durch die Verwendung nur besonders selektierter Fotovervielfacher kann der Hersteller der Sonde 6S8 (Harshaw-Chemie) für eine begrenzte Zeit garantieren, daß für das Auflösungsvermögen bei 662 keV gilt

$$R \leq 7,5 \%$$

Bei Langzeitmessungen des Autors trat innerhalb von 3 Jahren keine wesentliche Veränderung des im Testprotokoll des Herstellers angegebenen Auflösungsvermögens ein.

Die untere Grenze für das Auflösungsvermögen liegt in der Praxis heute bei 5,9 %.

Das durchgerechnete Beispiel demonstriert ferner, daß die Szintillationssonde keinen starken Erschütterungen und Temperaturschwankungen ausgesetzt werden soll***), da es hierbei sowohl zu Rissen im Kristall als auch zu einer Änderung des optischen Kontakts zwischen Kristall und Fotovervielfacher kommen kann. Beides bedeutet aber eine erhebliche Verringerung der Photoelektronen, die von der Fotokathode abgegeben werden. So führen 2400 Photoelektronen in dem Beispiel auf R = 4,8 %, was in der Realität einer Verschlechterung von z. B. 7 % auf 10 % Energieauflösung bedeuten kann.

*) a wird häufig als Halbwertsbreite $B_{1/2}$ der Linie bezeichnet

**) vgl. Versuch 77 in „ γ - und β -Szintillationsspektrometrie“ (559 971)

***) Dies ist insbesondere auch bei der Lagerung des Szintillationszählers zu beachten (max. zulässige Temperaturänderung 5 °C/h). Auf Wunsch sind auch Szintillationszähler für höhere Temperaturgradienten lieferbar.

Bedienungsanleitung Cassy (Kurzfassung)

Menü/ Tastenbelegung



F4
Löscht entweder die aktuelle Messung unter Beibehaltung ihrer Einstellungen oder, wenn keine Messung vorhanden ist, die aktuellen Einstellungen. Eine zweimalige Anwendung löscht eine Messung mit ihren Einstellungen.



F3
Lädt eine Messreihe mit ihren Einstellungen und ihren Auswertungen. Dabei kann die Messreihe auch an eine vorhandene Messreihe angehängt werden (ohne ihre Einstellungen und Auswertungen mit zu laden). Dies ist möglich, wenn die Messreihen die gleichen Messgrößen besitzen. Alternativ kann eine weitere Messreihe auch nachträglich gemessen und angehängt werden. Außerdem steht ein ASCII-Import-Filter (Dateityp *.txt) zur Verfügung.



F2
Speichert die aktuellen Messreihen mit ihren Einstellungen und ihren Auswertungen ab. Es lassen sich auch reine Einstellungen (ohne Messdaten) abspeichern, mit denen dann später ein Experiment einfach wiederholt werden kann. Außerdem steht ein ASCII-Export-Filter (Dateityp *.txt) zur Verfügung. Aber auch die CASSY Lab- Dateien (Dateityp *.lab) sind mit jedem Texteditor lesbar.



F1
Druckt die aktuelle Tabelle oder das aktuelle Diagramm aus.



F9
Startet und stoppt eine neue Messung. Alternativ kann die Messung durch die Vorgabe einer Messzeit gestoppt werden.



F5
Ändert die aktuellen Einstellungen (z. B. CASSY, Parameter/Formel/FFT, Darstellung, Kommentar, Serielle Schnittstelle). Für die Messparameter muss diese Funktion **doppelt** betätigt werden.



F6
Stellt den Inhalt der Statuszeile groß dar oder blendet ihn wieder aus.



F1
Ruft diese Hilfe auf. Gibt Auskunft über die Version der Software und ermöglicht die Eingabe des Freischaltcodes.



F7
Schließt alle geöffneten Anzeigegeräte oder öffnet sie wieder.



ASCII-Export und Import
Wählt man im Dateiauswahlfenster als Dateityp *.txt, dann ist bequem der Export- und Import von ASCII-Dateien möglich. Das Datenformat beginnt mit einem Header, in dem alle Zeilen wiederum mit einem Schlüsselwort beginnen. Dadurch werden Messbereiche (MIN, MAX), Skalierungen (SCALE), Anzahl signifikanter Nachkommastellen (DEC) und die eigentliche Definition der Messgrößen (DEF) festgelegt. Bis auf die DEF-Zeile sind alle Zeilen optional. Nach dem Header folgt die eigentliche Messwerttabelle.

Die genaue Syntax ist z. B. der Datei anzusehen, die bei einem Datenexport entsteht.

Statuszeile

In die Statuszeile am unteren Bildschirmrand werden Auswertungsergebnisse eingetragen. Diese Ergebnisse lassen sich durch Drücken von **F5** oder **F6** auch in einem größeren Fenster darstellen bzw. wieder ausblenden.

Drag & Drop

Die Auswertungsergebnisse der Statuszeile lassen sich mit der Maus in die Tabelle ziehen (Drag & Drop). Auf diese Weise lassen sich Diagramme erstellen, die von Auswertungsergebnissen abhängen.

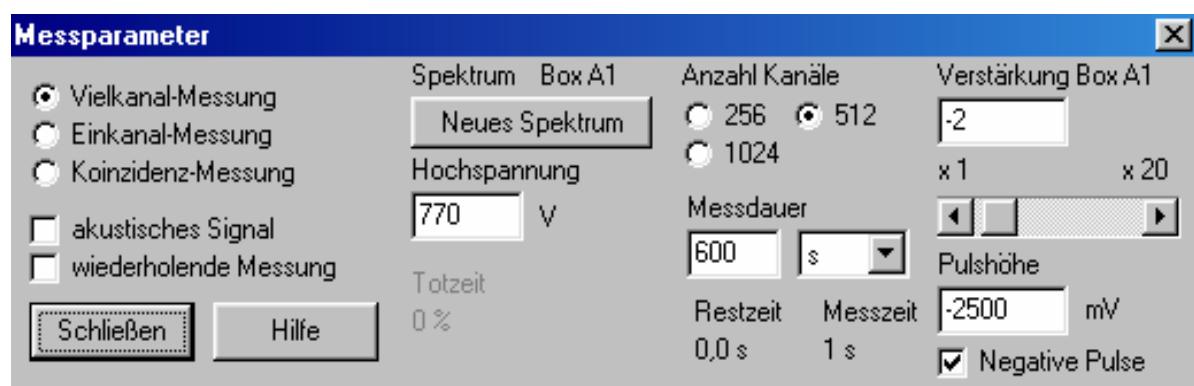
Messung (VKA-Box)



Startet (und stoppt) eine neue Messung. Während oder nach einer Messung öffnet die rechte Maustaste in der Tabelle das Tabellendarstellungsmenü und im Diagramm das Auswertungsmenü.



Gibt die Möglichkeit zur Änderung der Einstellungen und der Messparameter (bei **doppelter** Betätigung), durch welche die Messung selbst gesteuert wird:



Dies ist die zentrale Steuerstelle einer Messung mit der VKA-Box. Allgemeine Einstellungen wie die Messzeit werden im linken Teil des Fensters vorgenommen. Je nach gewählten Messmodus (Vielkanal, Einkanal, Koinzidenz) können im rechten Teil des Fensters andere Optionen eingestellt werden.

Vielkanal-Messung (VKA)

Die Anzahl der Kanäle, die Messzeit und die Verstärkung der Box werden im rechten Teil des Fensters eingestellt. Das beste Ergebnis wird bei Verstärkungseinstellungen von 1, 2, 5 oder 10 erreicht oder leicht darüber. Eine rote Schrift bedeutet eine falsche Vorgabe.

Einkanal-Messung

Die Anzahl der Kanäle wird durch die Anzahl der Messpunkte ersetzt, die nacheinander gemessen werden. Die Messdauer und die Messzeit pro Punkt beeinflussen sich gegenseitig über die Anzahl der Messpunkte. Die Breite des Messfensters für jede Einzelmessung kann wahlweise in Prozent des vollen Messbereiches oder über den Abstand zweier Messpunkte angegeben werden. Die Verstärkung wird wie im Vielkanal-Modus eingestellt.

Tabellendarstellung ändern

Die Darstellung der Tabelle lässt sich nach einem Klick mit der rechten Maustaste in der Tabelle ändern. Einzelne Messwerte lassen sich nach dem Anklicken mit der linken Maustaste ändern oder auf andere Messwertzellen ziehen (Drag & Drop).

- Spaltenbelegung ändern
- Schriftgröße wählen
- Letzte Tabellenzeile löschen

- Letzte Messreihe löschen
- Tabelle/Fenster kopieren

Spaltenbelegung ändern

Ruft das Darstellungsfenster auf. Dort kann die Belegung der x-Spalte und der bis zu 8 y-Spalten der Tabelle geändert werden. Auch eine Umrechnung der Spalten ist dort möglich. Alternativ kann die Spaltenbelegung durch Drag & Drop zwischen den Kanal-Buttons und dem Tabellenkopf geändert werden.

Letzte Tabellenzeile löschen

Löscht die jeweils letzte Zeile in der Tabelle. Dabei werden auch die nicht sichtbaren Werte anderer Kanäle gelöscht, die gleichzeitig aufgenommen worden sind. Alternativ können ganze Messreihen gelöscht werden. Dies ist dafür gedacht, eine Fehlmessung bei manueller Aufnahme zu löschen.

Tastatur: Alt + L

Zwischenablage

Mit **Tabelle kopieren** und **Fenster kopieren** kann die Tabelle als Text und das Hauptfenster als Bitmap in die Zwischenablage von Windows kopiert werden. Dort stehen sie dann zur Weiterverarbeitung anderen Windows-Programmen zur Verfügung.

Grafische Auswertungen

Die zahlreichen grafischen Auswertungen sind nach einem Klick mit der rechten Maustaste im Diagramm zugänglich.

Markieren eines Kurvenbereiches

Für einige Auswertungen ist es erforderlich, einen Kurvenbereich zu markieren, für den die Auswertung berechnet werden soll. Dazu bewegt man den Mauszeiger bei gedrückter linker Maustaste vom Anfang bis zum Ende des Kurvenbereichs. Alternativ kann auch der Anfangs- und der Endpunkt angeklickt werden.

Während der Markierung des Kurvenbereichs erscheint der markierte Bereich grün.

Achsenbelegung ändern

Ruft das Darstellungsfenster auf. Dort kann die Belegung der x-Achse und der bis zu 8 y-Achsen geändert werden. Auch eine Umrechnung der Achsen ist dort möglich.

Alternativ kann die Achsenbelegung durch Drag & Drop zwischen den Kanal-Buttons und dem Diagramm geändert werden.

Koordinaten anzeigen

Nach dem Einschalten dieser Funktion enthält die Statuszeile die aktuellen Koordinaten des Mauszeigers, wenn dieser sich in einem Diagramm befindet. Die Koordinatenanzeige ist solange aktiv, bis sie durch die erneute Wahl dieses Menüpunkts wieder ausgeschaltet wird oder eine der Auswertungen Markierung setzen, Mittelwert einzeichnen, Anpassung durchführen, Integral berechnen oder eine der weiteren Auswertungen ein Ergebnis in die Statuszeile schreibt.

Die aktuellen Koordinaten können auch in das Diagramm geschrieben werden. Dabei muss der Menüpunkt Text mit Alt+T über die Tastatur aufgerufen werden, ohne die Position des Mauszeigers zu verändern, da sonst die falschen Koordinaten übernommen werden.

Die aktuelle Einstellung kann als Vorgabe für weitere Starts des Programms in den Allgemeinen Einstellungen abgespeichert werden.

Tastatur: Alt + K

Linienbreite wählen

Die Linienbreite für die Anzeige des Diagramms und der darin durchgeführten Auswertungen ist einstellbar. Zur Auswahl stehen schmale, mittelbreite und dicke Linien. Die aktuelle Einstellung kann als Vorgabe für weitere Starts des Programms in den Allgemeinen Einstellungen abgespeichert werden.

Werteanzeige wählen

Es stehen vier verschiedene Funktionen zur Verfügung, um die Anzeige der Werte zu beeinflussen.

Werte einblenden	Quadrat, Dreiecke, Kreise, Rauten, ...
Verbindungslien einblenden	Verbindungslien zwischen den Messpunkten
Balken einblenden	Messwertbalken
Achsen einblenden	Nulllinie der x- und y-Achse

Die aktuelle Einstellung kann als Vorgabe für weitere Starts des Programms in den Allgemeinen Einstellungen abgespeichert werden.

Skalierung wählen

Im Diagramm kann die Skalierung aus- und links-oben oder links-unten eingeblendet werden. Die aktuelle Einstellung kann als Vorgabe für weitere Starts des Programms in den Allgemeinen Einstellungen abgespeichert werden.

Raster einblenden

Im Diagramm kann ein Raster aus- und wieder eingeblendet werden. Die aktuelle Einstellung kann als Vorgabe für weitere Starts des Programms in den Allgemeinen Einstellungen abgespeichert werden.

Zoomen

Nach Aktivierung dieses Menüpunkts, muss der Bereich definiert werden, der vergrößert werden soll. Das geschieht mit der linken Maustaste. Eine bereits gezoomte Darstellung lässt sich auch weiter zoomen. Ein Zoom kann anschließend durch Zoom ausschalten wieder zurückgesetzt werden.

Tastatur: Alt + Z

Zoom ausschalten

Setzt den aktuell gewählten Ausschnitt des Diagramms wieder in seine Ausgangsgröße zurück.

Tastatur: Alt + A

Energiekalibrierung (VKA-Box)

Aufgenommene Spektren sind zunächst in Kanäle eingeteilt. Ordnet man einem oder zwei Kanälen eine Energie zu, so kann auch eine Darstellung über der Energie gewählt werden. Nach Aufruf der Energiekalibrierung kann mit der Maus eine Markierung gesetzt werden, der entsprechende Kanal wird in der Dialogbox eingetragen. Alternativ kann man nach einem Klick in das Dialogfenster auch die Kanäle von Hand eintragen. Als dritte Möglichkeit bietet sich die Anpassung einer Gaußfunktion an, deren Ergebnis man dann mittels Drag & Drop aus der Statuszeile in der Dialogbox ablegt. Beide Auswahlboxen für die Energien enthalten bereits Vorgaben für die üblichen radioaktiven Präparate. Wenn die Option **globale Energiekalibrierung** gewählt ist, gelten die eingetragenen Werte für alle bisher aufgenommenen und zukünftigen Spektren dieser Messreihe. Wenn diese Option nicht gewählt ist, so gilt die Kalibrierung für das eingetragene Spektrum und zukünftige Spektren dieser Reihe. Die Kalibrierung wird verworfen, wenn das Programm beendet wird, die VKA-Box gewechselt oder die Verstärkung der Box verändert wird. Wenn schon kalibrierte Spektren vorliegen, kann deren Kalibrierung übernommen werden.

Tastatur: Alt + E

Markierung setzen

Es stehen vier verschiedene Markierungsfunktionen zur Verfügung. Die Markierungen können durch Doppelklick mit der linken Maustaste auf die jeweilige Markierung editiert bzw. verschoben und wieder aus dem Diagramm gelöscht werden.

Alt+T: Text

Mit der Textfunktion kann das Diagramm an beliebigen Stellen mit frei wählbarem Text beschriftet werden. Nach der Texteingabe ist der Text nur noch an die gewünschte Stelle zu verschieben und mit der linken Maustaste zu platzieren.

Nach allen Auswertungen, die in der Statuszeile Zahlenwerte als Ergebnis geliefert haben, werden diese Zahlenwerte als Textvorschlag angegeben, der übernommen, editiert oder verworfen werden kann.

Alt+S: Senkrechte Linie

Mit dieser Funktion lassen sich beliebig positionierbare senkrechte Linien in das Diagramm einzeichnen. Die Position wird in der Statuszeile eingetragen. Eine eventuell dort platzierte Koordinatenanzeige wird dabei ausgeschaltet.

Alt+W: Waagerechte Linie

Mit dieser Funktion lassen sich beliebig positionierbare waagerechte Linien in das Diagramm einzeichnen. Die Position wird in der Statuszeile eingetragen. Eine eventuell dort platzierte Koordinatenanzeige wird dabei ausgeschaltet.

Alt+D: Differenz messen

Nach Anklicken eines Bezugspunktes können beliebige Linien in das Diagramm eingezeichnet werden. Die Koordinatendifferenz zwischen Start- und Endpunkt der jeweiligen Linie wird in der Statuszeile eingetragen. Eine eventuell dort platzierte Koordinatenanzeige wird dabei ausgeschaltet.

Mittelwert einzeichnen

Nach Wahl der Mittelwertberechnung muss noch mit der linken Maustaste der Kurvenbereich gewählt werden, für den der Mittelwert berechnet werden soll. Der Mittelwert wird zusammen mit seinem statistischen Fehler in der Statuszeile eingetragen. Eine eventuell dort platzierte Koordinatenanzeige wird dabei ausgeschaltet.

Der aktuelle Mittelwert kann auch als Text in das Diagramm geschrieben werden. Durch Doppelklick auf eine Mittelwertlinie kann diese wieder aus dem Diagramm gelöscht werden.

Anpassung durchführen

Es stehen acht verschiedene Anpassungen zur Verfügung:

Ausgleichsgerade	$y = A \cdot x + B$
Ursprungsgerade	$y = A \cdot x$
Parabel	$y = A \cdot x^2 + B \cdot x + C$
Normalparabel	$y = A \cdot x^2$
Hyperbel $1/x$	$y = \frac{A}{x} + B$
Hyperbel $1/x^2$	$y = \frac{A}{x^2} + B$
Exponentalfunktion	$y = A \cdot e^{-\frac{x}{B}}$
Einhüllende einer Schwingung	$y = \pm A \cdot e^{-\frac{x}{B}} + C$
Freie Anpassung	$y = f(x, A, B, C, D)$

Nach Wahl der Anpassung muss noch mit der linken Maustaste der Kurvenbereich gewählt werden, in dem die Anpassung ausgeführt werden soll.

Bei der freien Anpassung müssen vor der Bereichsmarkierung die Funktion $f(x, A, B, C, D)$, sinnvolle Startwerte und die maximal erlaubte Ausführungszeit angegeben werden. Für die Funktionseingabe gelten die üblichen Regeln. Die Startwerte sollten möglichst realistisch gewählt werden, damit die Anpassung eine gute Chance auf Erfolg hat. Falls eine Anpassung fehlschlägt, kann sie mit veränderten Startwerten und/oder längeren Ausführungszeiten wiederholt werden. Außerdem können einzelne Parameter A, B, C oder D während der Anpassung konstant gehalten werden.

Die freie Anpassung erlaubt auch die automatische Erzeugung eines neuen Kanals durch **Ergebnis automatisch als neuen Kanal (Parameter) darstellen**. Dadurch werden unterschiedliche Anpassungen in verschiedenen Farben dargestellt und können nachträglich durch Formeln weiter ausgewertet werden.

Die aktuellen Parameter der Anpassung (A, B, C und D) werden bei der Anpassung in der Statuszeile eingetragen. Eine eventuell dort platzierte Koordinatenanzeige wird dabei ausgeschaltet. Diese Werte können danach als Text in das Diagramm geschrieben werden. Durch Doppelklick auf eine Anpassung kann diese wieder aus dem Diagramm gelöscht werden.

Integral berechnen

Der Wert des Integrals ergibt sich aus der Fläche, die der mit der linken Maustaste gewählte Kurvenbereich mit der x-Achse einschließt, bzw. aus der Peakfläche. Der Wert des Integrals wird in der

Statuszeile eingetragen. Eine eventuell dort platzierte Koordinatenanzeige wird dabei ausgeschaltet.

Die aktuelle Wert des berechneten Integrals kann auch als Text in das Diagramm geschrieben werden.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Poissonverteilung berechnen

(nur sinnvoll bei Häufigkeitsverteilungen)

Aus dem markierten Bereich des Histogramms wird die Gesamtanzahl n der Ereignisse, der Mittelwert μ und die Standardabweichung σ berechnet, in die Statuszeile eingetragen sowie die daraus errechnete Poissonverteilung eingezeichnet: $y = n \cdot \frac{\mu^x}{x!} \cdot e^{-\mu}$.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Gaußverteilung berechnen

(nur sinnvoll bei Häufigkeitsverteilungen)

Aus dem markierten Bereich des Histogramms wird die Gesamtanzahl n der Ereignisse, der Mittelwert μ und die Standardabweichung σ berechnet, in die Statuszeile eingetragen sowie die daraus errechnete Gaußverteilung eingezeichnet:

$$y = \frac{n}{\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}}$$

Weitere Auswertungen \Rightarrow Peakschwerpunkt berechnen

Es wird der Schwerpunkt des markierten Peaks berechnet und in die Statuszeile eingetragen. Durch Doppelklick auf die Schwerpunktslinie kann diese wieder aus dem Diagramm gelöscht werden.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Formfaktor bestimmen

(nur sinnvoll bei periodischen Kurven)

Für den markierten Bereich $[t_1, t_2]$ eines periodischen Signals (z. B. $U(t)$) werden berechnet und in die Statuszeile eingetragen:

- Gleichrichtwert (Mittelwert des Absolutbetrags)

$$U_{ABS\ MEAN} = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} |U(t)| \cdot dt$$

- Effektivwert

$$U_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} U^2(t) \cdot dt}$$

- Formfaktor

$$f = \frac{U_{RMS}}{U_{ABS\ MEAN}}$$

Dabei sollte immer ein ganze Zahl von Perioden markiert werden.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Welligkeit bestimmen

(nur sinnvoll bei periodischen Kurven)

Für den markierten Bereich $[t_1, t_2]$ eines periodischen Signals (z.B. $U(t)$) werden berechnet und in die Statuszeile eingetragen:

- Mittelwert

$$U_{MEAN} = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} U(t) \cdot dt$$

- Welligkeit

$$r = \frac{\sqrt{U_{RMS}^2 - U_{MEAN}^2}}{U_{MEAN}}$$

Dabei sollte immer eine ganze Zahl von Perioden markiert werden.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Gaußkurven anpassen (VKA-Box)

Es können wahlweise unabhängige Gaußkurven und Gaußkurven gleicher absoluter oder relativer Breite angepasst werden. Das Ergebnis der Gauß-Anpassung ist eine Formel aus mehreren Summanden der Art

$$A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + B, \quad (\text{Achtung: die Statuszeile zeigt eine falsche Formel})$$

wobei durch die Anpassung die Parameter A, B, μ und σ bestimmt werden.

Im einfachsten Fall wird eine einzelne Gaußfunktion verwendet. Um eine Summe aus mehreren Gaußfunktionen anzupassen, müssen die ungefähren Lagen der einzelnen Gaußfunktionen vorher markiert werden. Jeder Peakschwerpunkt ist Startwert einer Gaußkurve bei der Anpassung. Es werden dabei nur die Peakschwerpunkte innerhalb des markierten Bereiches berücksichtigt. Zur Flächenberechnung der Gaußkurven finden Sie nachfolgend weitere Anmerkungen.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Äquivalenzpunkt bestimmen

(nur sinnvoll bei Titrationskurven pH gegen Volumen)

Im markierten Kurvenbereich der Titrationskurve werden der Äquivalenzpunkt und der pK-Wert bestimmt und in die Statuszeile eingetragen. Bei starken Säuren oder Basen (mit $pK < 1$) ist es sinnvoll, nur den Bereich unmittelbar vor und nach dem Äquivalenzpunkt zu markieren. Dadurch kann vermieden werden, dass ein unkorrekter pK-Wert ausgegeben wird. Durch Doppelklick auf den Äquivalenzpunkt kann dieser wieder aus dem Diagramm gelöscht werden.

Weitere Auswertungen \Rightarrow Systole und Diastole bestimmen

(nur sinnvoll bei Blutdruckkurven)

Im markierten Kurvenbereich der Blutdruckkurve werden Systole und Diastole bestimmt und in die Statuszeile eingetragen. Durch Doppelklick auf die Systole oder Diastole können diese wieder aus dem Diagramm gelöscht werden.

Letzte Auswertung löschen

Die jeweils letzte Auswertung wird wieder zurückgenommen. Dies ist für folgende Auswertungen möglich:

- Markierung setzen
- Mittelwert einzeichnen
- Anpassung durchführen
- Integral berechnen
- Weitere Auswertungen

Tastatur: Alt + Backspace

Alle Auswertungen löschen

Alle Auswertungen werden gelöscht. Betroffen sind die Auswertungen:

- Markierung setzen
- Mittelwert einzeichnen
- Anpassung durchführen
- Integral berechnen
- Weitere Auswertungen

Bereich löschen (nur Messwerte)

Die Messwerte des markierten Kurvenbereichs werden gelöscht. Das betrifft nur Messwerte, die auf der y-Achse dargestellt werden. Nicht gelöscht werden können ausgewertete Größen (z. B. durch eine Formel berechnet) oder Werte auf der x-Achse.

Zwischenablage

Mit **Diagramm kopieren** und **Fenster kopieren** können das Diagramm und das Hauptfenster als Bitmap in die Zwischenablage von Windows kopiert werden. Dort stehen sie dann zur Weiterverarbeitung

anderen Windows-Programmen zur Verfügung.

Addition / Subtraktion von Spektren (VKA-Box)

Das Addieren / Subtrahieren von Spektren erfolgt in der Übersichtsdarstellung. Hierzu wird einfach ein Spektrum auf ein anderes gezogen (Drag & Drop). Alternativ kann auch das Symbol eines Spektrums aus der Symbolzeile in ein Diagramm gezogen werden. In der dazugehörigen Auswahlbox kann dann die Rechenoperation und das Ziel der Berechnung bestimmt werden.

Gaußkurven und Zählraten (VKA-Box)

Bei der Berechnung von Gesamtzählraten unter einem Peak sind einige Details zu berücksichtigen, die in Verbindung mit Gaußkurven relevant sind. Im gemessenen Spektrum kann die Gesamtzählrate als Integral in einem Bereich, z.B. unter einem Peak, bestimmt werden. Bei VKA-Messungen ist das Ergebnis aber kein echtes Integral über die x-Achse (Energie oder Kanäle), sondern nur die Summe über die Kanäle und hat die Einheit "Ereignisse".

Die Gesamtzählrate einer Linie kann auch aus der Anpassung einer Gaußkurve bestimmt werden. Das Ergebnis der Gauß-Anpassung ist eine Formel aus mehreren Summanden der Art

$$A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}},$$

wobei durch die Anpassung die Parameter A, μ und σ bestimmt werden. Die Fläche unter einer Gaußkurve kann berechnet werden und beträgt

$$\int_{-\infty}^{\infty} A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \cdot dx = A \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}$$

Dieses echte Integral über die Gaußkurve besitzt nun aber die Einheit "Ereignisse * Energie", da die Linienbreite σ die Einheit "Energie" besitzt.

Zur Umrechnung auf die Zählrate als Summe über alle Kanäle muss dieses Ergebnis der Anpassung noch durch die Energiebreite eines einzelnen Kanals geteilt werden. Die Breite eines Energiekanals wird aus der Energiedifferenz ΔE zweier Kanäle in der Tabelle abgelesen, oder aus den Eigenschaften eines gemessenen Spektrums entnommen (mit rechter Maustaste auf das Symbol eines Spektrums klicken).

Die Gesamtzählrate einer Gaußkurve beträgt damit

$$\frac{A \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}}{\Delta E}$$

Die Parameter A und σ werden beim Anpassen der Gaußkurve als Ergebnis ausgegeben, die Breite ΔE eines Kanals kann aus der Energiedifferenz zweier Kanäle in der Tabelle abgelesen werden.

Die mathematisch saubere Lösung dieses Problems wäre die Angabe der Amplitude A generell in "Zählrate pro Energieintervall", aber dies ist in der Praxis unüblich.

Radioaktive Quellen

nach Energie geordnet:

γ -Strahler:

Energie	Präparat	Quelle
32,19 keV	Cs-137	Ba-137 $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach innerer Konversion
53,23 keV	Ra-226	Bi-214 γ -Emission aus angeregtem Zustand
59,54 keV	Am-241	Np-237 γ -Emission aus angeregtem Zustand
74,96 keV		- Blei Abschirmung, $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach Ionisation im Blei
74,96 keV	Th-232	Pb-208 $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach innerer Konversion
77,10 keV	Th-232	Bi-212 $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach innerer Konversion
77,10 keV	Ra-226	Bi-214 $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach innerer Konversion
79,30 keV	Ra-226	Po-214 $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach innerer Konversion
93,33 keV	Th-232	Th-228 $\mathrm{\alpha}$ -Linie nach innerer Konversion
186,10 keV	Ra-226	Rn-222 γ -Emission aus angeregtem Zustand
238,63 keV	Th-232	Bi-212 γ -Emission aus angeregtem Zustand
241,98 keV	Ra-226	Bi-214 γ -Emission aus angeregtem Zustand
295,21 keV	Ra-226	Bi-214 γ -Emission aus angeregtem Zustand
338,32 keV	Th-232	Th-228 γ -Emission aus angeregtem Zustand
351,92 keV	Ra-226	Bi-214 γ -Emission aus angeregtem Zustand
511,00 keV	Na-22	β^+ Positronen-Vernichtung in Materie
583,19 keV	Th-232	Pb-208 γ -Emission aus angeregtem Zustand
609,31 keV	Ra-226	Po-214 γ -Emission aus angeregtem Zustand
661,66 keV	Cs-137	Ba-137 γ -Emission aus angeregtem Zustand
911,20 keV	Th-232	Th-228 γ -Emission aus angeregtem Zustand
968,97 keV	Th-232	Th-228 γ -Emission aus angeregtem Zustand
1173,23 keV	Co-60	Ni-60 γ -Emission aus angeregtem Zustand
1274,53 keV	Na-22	Ne-22 γ -Emission aus angeregtem Zustand
1332,50 keV	Co-60	Ni-60 γ -Emission aus angeregtem Zustand
1460,81 keV	K-40	Ar-40 γ -Emission aus angeregtem Zustand

α-Strahler:

Durch die notwendige Abdeckung der Probe reduziert sich die Energie der austretenden α-Teilchen energieabhängig. Für die Am-241 Linien beträgt dieser Verlust ca. 1 - 2 MeV.

Energie	Präparat	Quelle
4784,34 keV	Ra-226	Ra-226
5304,38 keV	Ra-226	Po-210
5489,52 keV	Ra-226	Rn-222
6002,35 keV	Ra-226	Po-218
7686,82 keV	Ra-226	Po-214
5388,23 keV	Am-241	Am-241 Feinstruktur des Np-237, Intensität 1,6%
5442,80 keV	Am-241	Am-241 Feinstruktur des Np-237, Intensität 13%
5485,56 keV	Am-241	Am-241 Feinstruktur des Np-237, Intensität 84%
5511,47 keV	Am-241	Am-241 Feinstruktur des Np-237, Intensität 0,22%
5544,50 keV	Am-241	Am-241 Feinstruktur des Np-237, Intensität 0,34%

β-Strahler, Endpunktenergie:

Energie	Präparat	Quelle
317,88 keV	Co-60	Co-60, wird in der Wandung absorbiert
513,97 keV	Cs-137	Cs-137 β- Zerfall
546,00 keV	Sr-90	Sr-90 wird in der Wandung absorbiert
546,00 keV	Na-22	Na-22 β+ Zerfall
625,67 keV	Cs-137	Ba-137 monoenergetische Konversionselektronen
1175,60 keV	Cs-137	Cs-137 β- Zerfall
1820,20 keV	Na-22	Na-22 β+ Zerfall
2280,10 keV	Sr-90	Y-90 β- Zerfall

Die Daten entstammen:

The Lund/LBNL Nuclear Data Search; Version 2.0, February 1999

S.Y.F. Chu 1, L.P. Ekström 1,2 and R.B. Firestone 1

1 LBNL, Berkeley, USA

2 Department of Physics, Lund University, Sweden

und sind auch auf <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/index.asp> zu finden.

