

# Messung radioaktiver Nuklide

Dr. Knut Bächmann

Kernchemie in Einzeldarstellungen Band 2

Fakultät für Physik  
der Universität  
– Bibliothek –  
78 Freiburg i. Br.  
Hermann-Herder-Str. 3

## Auszüge

1 . 3 Absorption von alpha-Strahlung	Seite 12 – 15
1 . 4 Absorption von beta-Strahlung	Seite 15 – 21
2 . 1 Allgemeines über Gasionisationsdetektoren	Seite 23 – 28
8 . 6 Absorption im Zählrohrfenster und zwischen Präparat und Detektor	Seite 156
8 . 7 Selbstabsorption	Seite 127 – 158
8 . 8 Rückstreuung	Seite 159



### 1.3. Absorption von $\alpha$ -Strahlung

#### 1.3.1. Wechselwirkung von $\alpha$ -Strahlen mit Materie

Protonen, Deuteronen oder Heliumatome verlieren ihre Energie ebenfalls vorwiegend durch Wechselwirkung mit Elektronen. Nur in geringem Maße tritt Wechselwirkung mit Kernen auf. Da diese Teilchen sehr viel schwerer als Elektronen sind, findet bei einer Ionisation keine Richtungsänderung statt, d. h. die Bahnen von schweren geladenen Teilchen verlaufen geradlinig. Bei einem Ionisationsprozeß wird nur ein sehr geringer Teil der Energie abgegeben, so daß eine große Anzahl von Zusammenstößen notwendig ist, bis die gesamte Energie eines Teilchens abgegeben ist.

Selten wird ein Elektron nur angeregt. Meist wird es bei einem Zusammenstoß ganz herausgeschlagen. Die Ionisation wird z. B. in Ionisationskammern zur Messung von  $\alpha$ -Strahlen verwendet (wenn im folgenden von  $\alpha$ -Strahlen gesprochen wird, so gelten diese Überlegungen auch für andere schwere geladene Teilchen).

Die Energieabnahme für  $\alpha$ -Teilchen pro Wegeinheit wurde von *Bethe* berechnet:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{mv^2} NZ \left[ \ln \frac{2mv^2}{U} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (1.36)$$

$e$  = Ladung eines Elektrons

$m$  = Masse eines Elektrons

$Z$  = Protonenzahl der  $\alpha$ -Teilchen

$v$  = Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Teilchen

$N$  = Zahl der Atome pro  $\text{cm}^3$  im Absorbermaterial

$Z$  = Ordnungszahl des Absorbermaterials

$\beta = v/c$  ( $c$  = Lichtgeschwindigkeit)

$U$  = Durchschnittsenergie, um ein Atom zu ionisieren oder anzuregen.

Für Teilchen, deren Geschwindigkeit sehr viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist, können die Terme, die  $\beta$  enthalten, vernachlässigt werden. Da der Ausdruck  $\ln(2mv^2/U)$  sich nur wenig mit  $v$  ändert, kann man Gl. (1.36) auch folgendermaßen schreiben ( $E \sim Mv^2$ ):

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{M \cdot z^2}{E} . \quad (1.37)$$

$M$  = Masse der Teilchen

$E$  = Energie der Teilchen

Gl. (1.37) ist auch für größere Teilchen gültig. Sie zeigt, daß das Produkt aus  $E$  und  $dE/dx$  proportional der Masse des Teilchens und dem Quadrat der Ordnungszahl ist. Diese Abhängigkeit kann in Halbleiterzählern zur Bestimmung der Masse und Ordnungszahl von Nukliden ausgenutzt werden.

Verschiedene Stoffe unterscheiden sich in der spezifischen Ionisation. Die *spezifische Ionisation* ist definiert durch die Zahl der gebildeten Ionenpaare pro cm. Kennt man die Energie, die zur Bildung eines Ionenpaares notwendig ist, so kann man den Energieverlust pro cm berechnen.

$$-\frac{dE}{dx} = n \cdot W . \quad (1.38)$$

$n$  = spezifische Ionisation

$W$  = Energie zur Bildung eines Ionenpaares

In Tab. 1.4 sind die Werte für  $W$  für einige Gase zusammengestellt.

Tabelle 1.4. Energie ( $W$ ) zur Bildung eines Ionenpaares (gemessen mit  $\alpha$ -Strahlung).

Gas	Luft	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	He	Ar
W[eV]	35,0	36,0	32,2	37,0	31,7	25,9

(J. M. Valentine u. S. C. Curran, Energy expenditure per ion pair for electrons and  $\alpha$ -particles. Philos. Mag. 43, 964 (1952). Zitat aus E. Fünfer u. H. Neuert: Zählrohre und Szintillationszähler. 2. Aufl., Verlag G. Braun, Karlsruhe 1959, S. 247).

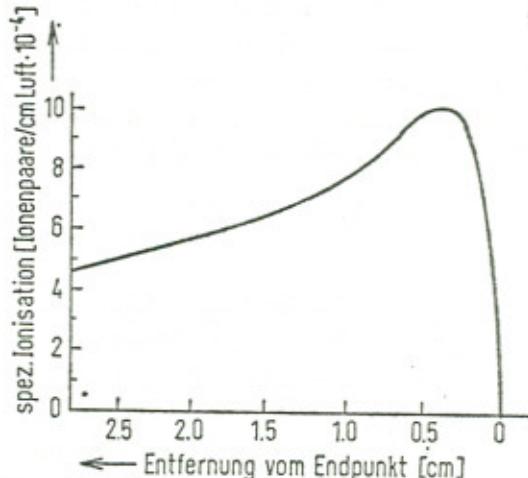


Abb. 1.8. Spezifische Ionisation entlang der Bahn eines  $\alpha$ -Teilchens (Bragg-Kurve) (aus M. G. Holloway u. M. S. Livingston: Range and Specific Ionization of Alpha-Particles. Physic. Rev. 54, 18 (1938)).

Wie man aus den Gln. (1.37) und (1.38) ersieht, ist die spezifische Ionisation eine Funktion der Energie. Mit abnehmender Energie wird das  $\alpha$ -Teilchen verlangsamt und die spezifische Ionisation nimmt zu. Trägt man die Zahl der gebildeten Ionenpaare pro cm in Abhängigkeit von der Weglänge auf, so ergibt sich die sog. *Braggkurve* (Abb. 1.8).

### 1.3.2. Reichweite von $\alpha$ -Strahlen

Wegen der Geradlinigkeit der  $\alpha$ -Bahnen und der großen Zahl von Ionisationen, die zur vollständigen Abbremsung notwendig sind, besitzen  $\alpha$ -Strahlen gleicher Energie annähernd die gleiche Reichweite. Eine Reichweitebestimmung kann folglich zur Energiebestimmung von  $\alpha$ -Strahlen dienen. In Abb. 1.9 ist die Reichweite von  $\alpha$ -Strahlen in Luft in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen.

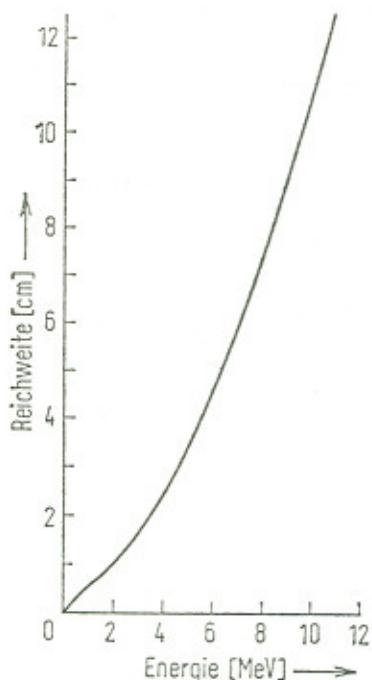


Abb. 1.9. Reichweite [cm Luft] für  $\alpha$ -Strahlen in Abhängigkeit von der Energie [MeV] (aus R. T. Overman u. H. M. Clark: Radioisotope Techniques. Mc Graw-Hill Book Comp., Inc., New York — Toronto — London 1960, S. 12).

Die Reichweite von  $\alpha$ -Strahlen (mit Energien im Bereich 4 bis 7 MeV) in Luft oder in beliebigen Materialien in Abhängigkeit von der Energie lässt sich auch nach folgenden Näherungsformeln berechnen:

$$R = 0,309 E^{3/2} \text{ [cm Luft]} , \quad (1.39)$$

$$R = 0,173 E^{3/2} \cdot A^{1/3} \text{ [mg/cm}^2\text{]} . \quad (1.40)$$

$E$  = Energie in MeV

$A$  = Atomgewicht des absorbierenden Materials

Da die Reichweiten von  $\alpha$ -Strahlen in Luft sehr gut bekannt sind, drückt man die Absorption von  $\alpha$ -Strahlen in festen Substanzen oft durch das *relative Bremsvermögen* aus. Dies ist definiert durch den Quotienten aus der Energieabnahme in der betreffenden Substanz und der Energieabnahme in Luft.

$$S = \frac{(dE/dx)_{\text{Materie}}}{(dE/dx)_{\text{Luft}}} . \quad (1.41)$$

In Tab. 1.5 sind die relativen Bremsvermögen  $S$  und die einem Zentimeter Luft äquivalenten Flächenbelegungen für einige Substanzen eingetragen.

Eine Übersicht über die Reichweiten [ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ] von  $\beta$ -, p-, d- und  $\alpha$ -Teilchen in Al in Abhängigkeit von der Energie wird in Tab. 1.6 gegeben.

Tabelle 1.5. Relatives Bremsvermögen  $S$  für 6-MeV- $\alpha$ -Teilchen und die einem Zentimeter Luft äquivalenten Flächenbelegungen für einige Absorbermaterialien.

Absorbermaterial	Au	Al	Glimmer
relatives Bremsvermögen $S$	4800	1680	2050
$\text{mg}/\text{cm}^2$	4,0	1,6	1,4

(Aus I. Kaplan: Nuclear Physics. 2. Aufl., Addison-Wesley Publ. Comp. Inc., London 1963, S. 316.)

Tabelle 1.6. Reichweiten [ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ] von geladenen Teilchen in Al in Abhängigkeit von der Energie  $E$  [MeV].

Teilchen	Reichweiten [ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ]						
	0,5	1	2	3	4	7	10 MeV
$\beta^-$	111	383	926	1470	2010	—	—
p	1,3	3,6	10,5	19,6	35,1	90,0	174,0
d	1,1	2,6	6,9	13,3	21,2	55,9	100,0
$\alpha$	0,5	0,8	1,6	2,0	3,7	8,8	15,6

## 1.4. Absorption von $\beta$ -Strahlung

### 1.4.1. Allgemeines

Beim Durchgang von Elektronen durch Materie findet einerseits eine Ablenkung aus der Bahnrichtung (elastische Streuung) statt, andererseits verlieren die Elektronen Energie durch unelastische Zusammenstöße (Ionisation und Anregung). Während jedoch  $\alpha$ -Strahlen etwa 30 000 Ionenpaare pro cm Luft erzeugen, werden von  $\beta$ -Strahlen nur etwa 50 bis 1 000 Ionenpaare pro cm Luft gebildet. Ein Elektron kann bei einem Zusammenstoß bis zur Hälfte seiner Energie abgeben.

### 1.4.2. Energieverlust durch Ionisation und Anregung

Wenn ein freies Elektron auf ein Hüllelektron trifft, so kann dieses herausgeschlagen werden. Dazu ist es notwendig, daß mindestens die Bindungsenergie des Hüllelektrons abgegeben wird. Weitere Energie kann dem losgelösten Elektron als kinetische Energie mitgegeben werden. Meist ist diese kinetische Energie geringer als die Ionisierungsenergie. Ist sie sehr viel größer, so kann das losgelöste Elektron *sekundäre Ionisierung* bewirken.

Reicht beim Stoß eines freien Elektrons die übertragene Energie nicht zur Ionisierung aus, so wird das Hüllelektron nur angeregt. Unter Aussendung von Licht- bzw. Röntgenquanten fällt es in den Grundzustand zurück.

Obgleich die Energie eines Elektrons beim Durchqueren von Materie sowohl durch Ionisierung als auch durch Anregung abgegeben werden kann, spricht man meist nur von Ionisationsverlusten. Der mittlere Ionisationsverlust pro cm Weglänge hängt von den Eigenschaften des absorbierenden Stoffes (Dichte und Ordnungszahl) und von der Energie der Primärelektronen ab. Die Zusammenhänge werden wie bei der  $\alpha$ -Strahlung durch die etwas modifizierte *Bethesche Formel* wiedergegeben. Im nichtrelativistischen Bereich gilt für Elektronen mit einer Energie  $< 0,5 \text{ MeV}$ :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 v^2 N \cdot Z}{mv^2} \left( \ln \frac{1,66 m v^2}{2U} \right). \quad (1.42)$$

Für Energien  $E \gg mc^2$  ( $0,5 \text{ MeV}$ ) gilt:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Ne^4 \cdot Z}{mc^2} \left( \ln \frac{E}{2mc^2 U} + 1/8 \right). \quad (1.43)$$

(Abkürzungen siehe bei Gl. (1.36).)

Nach Bloch kann man für Näherungsrechnungen  $U$  durch  $k \cdot Z$  ersetzen ( $k = 11,5$ ).

Aus den Gln. (1.42) und (1.43) ist zu ersehen, daß im Bereich kleiner Energien die Ionisationsverluste mit wachsender Energie abnehmen, bei einer Energie von  $2mc^2$  durch ein Minimum gehen und dann mit zunehmender Energie wieder anwachsen. In Abb. 1.10 ist der Energieverlust in g pro  $\text{cm}^2$  gegen die Energie aufgetragen.

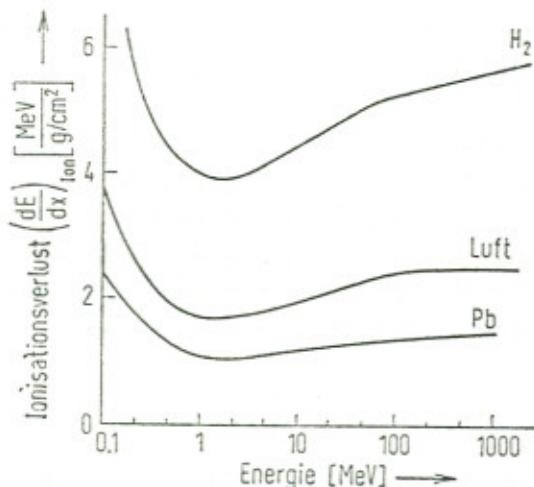


Abb. 1.10. Energieverluste von Elektronen durch Ionisation in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Stoffe (aus K. K. Aglinzew: Dosimetrie ionisierender Strahlung. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1961, S. 10).

In den Gln. (1.42) bzw. (1.43) kann man für  $N$  setzen:  $N_L \cdot \rho \cdot Z/A$ . Der Ionisationsverlust ist also proportional der Dichte und der Ordnungszahl des absorbierenden Materials. Bei der Absorption von Elektronen in Gasen kann man für den mittleren Energieverlust pro cm schreiben:

$$-\frac{dE}{dx} = n \cdot W. \quad (1.44)$$

(Abkürzungen siehe bei Gl. (1.38).)

In Tab. 1.7 sind für die wichtigsten Gase Werte für  $W$  zusammengestellt. Ein Vergleich der Tab. 1.4 und 1.7 zeigt, daß die mittlere Ionisierungsarbeit in geringem Maße auch von der Art des ionisierenden Teilchens abhängt.

In Tab. 1.8 ist die spezifische Ionisation (Ionenpaare/cm) bei verschiedenen Energien aufgeführt.

Tabelle 1.7. Energie ( $W$ ) zur Bildung eines Ionenpaars (gemessen mit Elektronen).

Gas	Luft	$\text{CH}_4$	$\text{N}_2$	Ar	He	$\text{H}_2$
$W$ [eV]	35,0	30,2	35,8	27,0	32,5	38,0

(Aus *J. M. Valentine*, Energy per ion pair for electrons in gases and mixtures. Proc. Roy. Soc. A 211, 75 (1952). Zitat aus *E. Fünfer u. H. Neuert*: Zählrohre und Szintillationszähler. 2. Aufl., Verlag G. Braun, Karlsruhe 1959, S. 247.)

Tabelle 1.8. Spezifische Ionisation von Elektronen verschiedener Energien in Luft.

$E$ [MeV]	$10^{-5}$	$1,46 \cdot 10^{-4}$	$10^{-2}$	$10^{-1}$	1	10	100
Ionenpaare pro $1 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$	0	5950	$\approx 850$	116	46	53	66

(Aus *G. Friedlander, J. W. Kennedy u. J. M. Miller*: Nuclear and Radiochemistry. 2. Aufl., John Wiley & Sons, Inc., New York-London-Sydney 1964, S. 103.)

### 1.4.3. Energieverlust durch Strahlung (Bremsstrahlung)

Wenn ein freies Elektron an einem Atomkern vorbeifliegt, so wird es angezogen. Die Anziehung führt zu einer Richtungsänderung und damit zu einer Beschleunigung. Dies kann zur Aussendung eines Photons und zu einer Verminderung der kinetischen Energie des Elektrons führen. Die ausgesendete Photonstrahlung bezeichnet man als *Bremsstrahlung*. Der Energieverlust in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Mediums und der Energie der Elektronen wird ebenfalls durch die *Bethesche Formel* wiedergegeben.

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{str.}} = \frac{4 N e^2 Z^2}{137 m^2 c^4} (E + mc^2) \left[ \ln \frac{2(E + mc^2)}{mc^2} - 1/3 \right]. \quad (1.45)$$

Aus den Gl. (1.42) und (1.45) ergibt sich in erster Näherung für das Verhältnis der Energieverluste durch Strahlung zu den Energieverlusten durch Ionisation folgender Ausdruck:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{str.}}}{(dE/dx)_{\text{Ion.}}} = \frac{Z \cdot A}{800}. \quad (1.46)$$

Das bedeutet, daß bei hoher Energie und hoher Ordnungszahl die Energieverluste durch Strahlung größer sind als durch Ionisation, z. B.

bei Pb, wenn  $E > 6,9 \text{ MeV}$ ,

bei Al, wenn  $E > 47,0 \text{ MeV}$ .

#### 1.4.4. Čerenkov-Strahlung

Geladene Teilchen erleiden einen Energieverlust, wenn ihre Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium.

$$v > \frac{c}{n} . \quad (1.47)$$

$n$  = Brechungsindex des Mediums

Die Energie wird dabei in sichtbare Strahlung umgewandelt, die in durchsichtigem Medium erkennbar ist. Diese Strahlung bezeichnet man als *Čerenkov-Strahlung*. Beim Čerenkov-Effekt wird partiell polarisiertes Licht im sichtbaren Bereich in einem Konus in Richtung des einfallenden Teilchenstrahls ausgesendet (Abb. 1.11). Der Winkel  $\vartheta$  hängt von der Geschwindigkeit des Teilchens ab:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{v \cdot n} . \quad (1.48)$$

Durch Messen des Winkels  $\vartheta$  ist es möglich, die Energie der  $\beta$ -Strahlung zu ermitteln. Wenn  $\beta$ -Strahlung hoher Intensität (wie sie z. B. in einem Schwimmbadreaktor auftritt) in Wasser absorbiert wird, dann kann man das durch den Čerenkov-Effekt ausgelöste blaue Leuchten mit bloßem Auge erkennen.



Abb. 1.11. Aussendung von Čerenkov-Strahlung.

#### 1.4.5. Absorptionsgesetz für $\beta$ -Strahlung

Trägt man die Intensität eines monoenergetischen Elektronenstrahls (Konversions-elektronen) gegen die Dicke eines Absorbers ( $\text{g/cm}^2$ ) für verschiedene Energie als Parameter auf, so erhält man die in Abb. 1.12 gezeigte Kurvenschar.

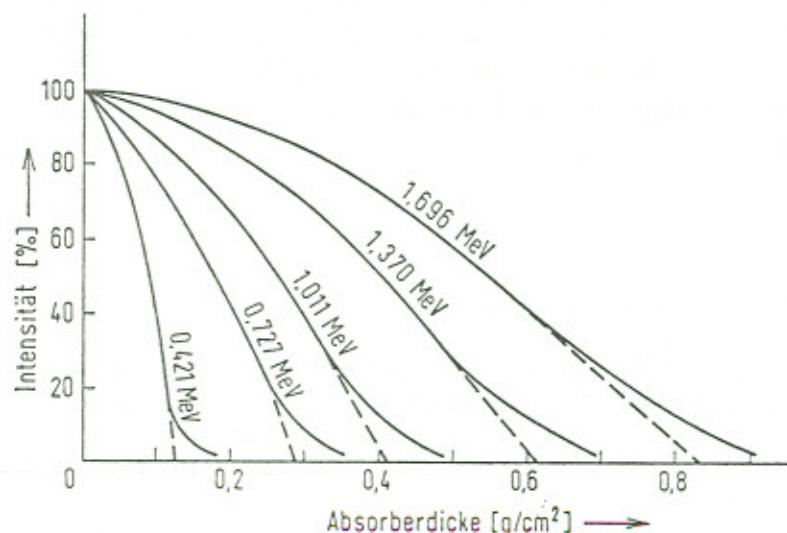


Abb. 1.12. Absorptionskurven für monoenergetische Elektronen (aus K. Schmeiser: Radio-nuclide, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1963, S. 38).

Für  $\beta$ -Strahlung, die aus einem Spektrum von Elektronen verschiedener Energie besteht, sieht die Abhängigkeit der Intensität von der Dicke des Absorbers wesentlich anders aus. In Abb. 1.13a ist der Intensitätsabfall von monoenergetischen Elektronen (3 MeV) und einer  $\beta$ -Strahlung mit einer Maximalenergie von 3 MeV aufgetragen.

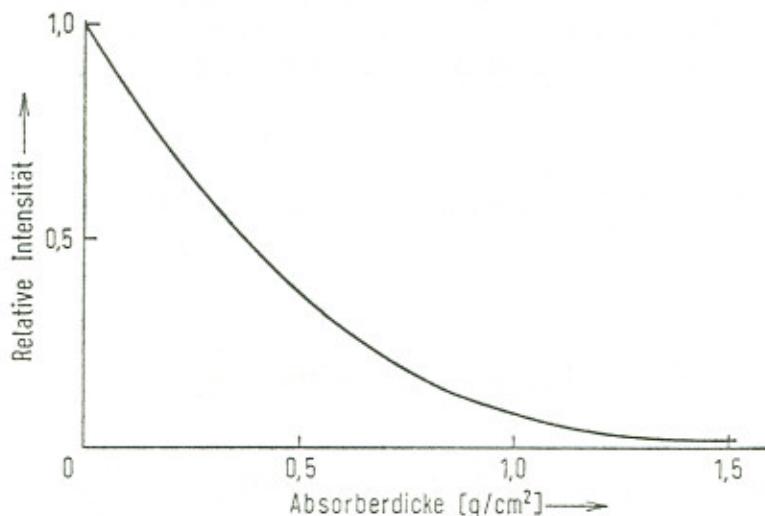
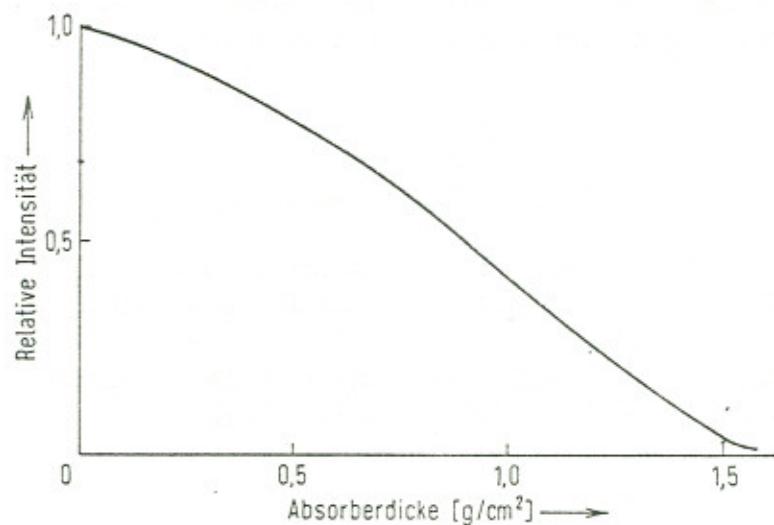


Abb. 1.13. Absorptionskurve für monoenergetische Elektronen von 3 MeV (a) und für  $\beta$ -Teilchen mit einer Maximalenergie von 3 MeV (b) (K. Schmeiser: Radionuclide. 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1963, S. 39 Abb. 30b und c; nach E. Bleuler u. G. J. Goldsmith: Experimental Nucleonics. Sir Isaac Pitman, London 1952).

Aus Abb. 1.13b ist zu ersehen, daß für die  $\beta$ -Strahlung die Intensität wegen des Anteils an niedrigerenergetischen Elektronen vor allem am Anfang sehr viel schneller abfällt. Weiterhin zeigt Abb. 1.13b, daß der mittlere Teil der Kurve einem exponentiellen Gesetz gehorcht. In erster Näherung kann deshalb die Absorption von  $\beta$ -Strahlung nach folgendem Gesetz beschrieben werden:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu x) . \quad (1.49)$$

$I$  = Intensität bei der Schichtdicke  $x$  (in cm),

$I_0$  = Anfangsintensität und  $\mu$  der lineare Absorptionskoeffizient.

Müßt man die Dicke in mg/cm<sup>2</sup>, dann muß man den Massenabsorptionskoeffizienten  $\mu' = \mu/\rho$  einführen. In Abb. 1.14 sind die Massenabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der maximalen  $\beta$ -Energie für einige bekannte Strahler eingetragen.

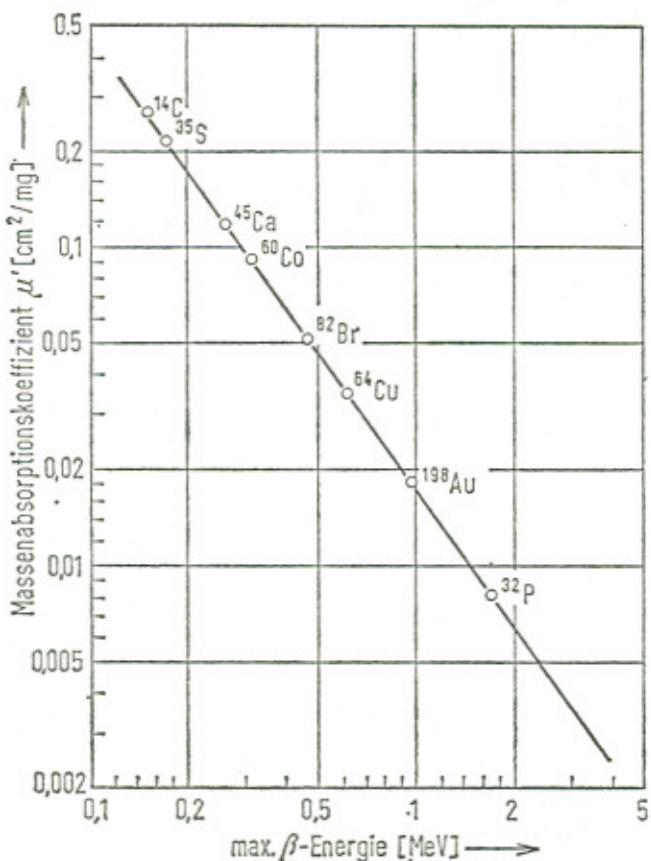


Abb. 1.14. Massenabsorptionskoeffizient für Zerfallselektronen in Abhängigkeit von der maximalen  $\beta$ -Energie (L. Meyer-Schützenmeister, D. Vincent, Landolt-Börnstein, 6. Aufl., Bd. 1 S. 350, [siehe auch K. Schmeiser: Radionuclide. 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1963, S. 115 Abb. 90]).

Für  $\beta$ -Energien zwischen 0,15 und 3,5 MeV läßt sich der Massenabsorptionskoeffizient nach folgender empirischen Gleichung berechnen:

$$\mu' = 0,017 E_{\max}^{1,43} . \quad (1.50)$$

Massenabsorptionskoeffizienten können zur Charakterisierung von  $\beta$ -Strahlern dienen. Geeigneter ist jedoch die Angabe der maximalen Reichweite.

#### 1.4.6. Reichweite von $\beta$ -Strahlen

$\beta$ -Teilchen werden stark gestreut, so daß man zwischen der wahren Bahnlänge und der Reichweite (Entfernung vom Ausgangsort) unterscheiden muß. Eine definierte Reichweite läßt sich für  $\beta$ -Strahlen nicht angeben, sondern nur die maximale Reichweite. Die Bestimmung der maximalen Reichweite erfolgt meist mit Aluminiumabsorbern verschiedener Dicke. Man trägt in logarithmischem Maßstab die Impulsrate eines Präparates gegen die Absorberdicke auf. Abb. 1.15 zeigt eine Absorptionskurve für  $^{234m}\text{Pa}$ , aus der man die Reichweite entnehmen kann.

Am Ende der Absorptionskurve verbleibt bei reinen  $\beta$ -Strahlern ein Anteil, der auch bei Erhöhung der Absorberschichtdicke nur wenig abnimmt und auf Bremsstrahlung zurückzuführen ist. Bei  $\beta$ -Strahlern, die auch  $\gamma$ -Quanten emittieren, ist darin auch der Anteil der  $\gamma$ -Strahlung enthalten. Um die maximale Reichweite zu bestimmen, wird der mittlere Teil der Kurve auf die Abszisse extrapoliert. Dabei ist es üblich, etwa den  $10^4$ ten Teil der Anfangsintensität als Abszisse zu wählen. Aus dieser sog. extrapolierten Reichweite läßt sich dann die maximale  $\beta$ -Energie mit Hilfe einer Eichkurve bestimmen (Abb. 1.16).

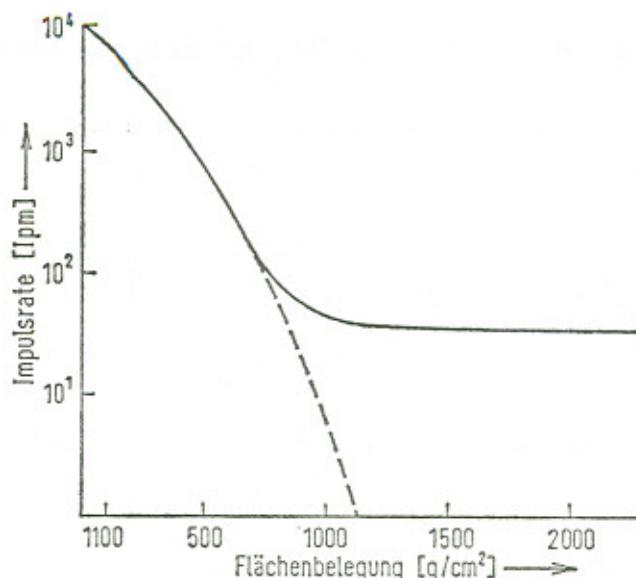


Abb. 1.15.  $\beta$ -Absorptionskurve von  $^{36}\text{Cl}$  (Impulsrate in Abhängigkeit von der Flächenbelegung eines Al-Absorbers).

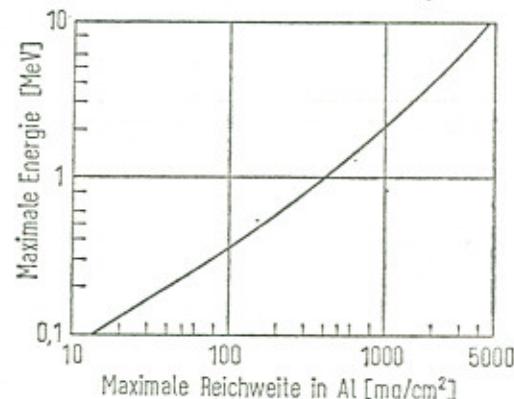


Abb. 1.16. Reichweite von  $\beta$ -Teilchen in Aluminium in Abhängigkeit von ihrer Maximalenergie (nach L. Katz, A. Penfold, Rev. Mod. Phys., 24, 28 (1952)).

Aus den maximalen Reichweiten lassen sich die maximalen Energien auch durch folgende Näherungsformeln berechnen:

$$\begin{aligned}
 E &= 1,2 + 5 R^{0,5} & R < 0,03 , \\
 E &= 6,67 R + 0,0186 & 0,02 > R > 0,002 , \\
 E &= 1,92 R^{0,725} & 0,3 > R > 0,02 , \\
 E &= 1,85 R + 0,245 & R > 0,3 , \\
 E &= 1,75 R + 0,281 & R > 0,4 .
 \end{aligned} \tag{1.51}$$

$E$  = Energie in MeV

$R$  = Reichweite in  $\text{g}/\text{cm}^2$

## 2. Detektoren

### 2.1. Allgemeines über Gasionisationsdetektoren

In den Gasionisations-Detektoren (Ionisationskammer, Proportionalzählrohr und Geiger-Müller-Zählrohr) wird die ionisierende Wirkung von radioaktiver Strahlung in Gasen zur Zählung ausgenutzt. Im Prinzip besteht ein Gasionisationsdetektor aus einer gasgefüllten Kammer mit zwei Elektroden, an denen eine Spannung anliegt. Zur Messung der Ionisation gibt es dann zwei Möglichkeiten:

1. Der zwischen den beiden Elektroden fließende Strom wird gemessen (Ionisationskammer).
2. Die bei der Ionisation freiwerdenden Ladungen bewirken an einem Hochohmwiderrand einen Spannungsimpuls, der zur Messung verwendet wird (Ionisationskammer, Proportionalzählrohr, Geiger-Müller-Zählrohr).

Der Typ des Ionisationszählers ist durch den Bau des Detektors und durch die angelegte Spannung bestimmt.

Betrachtet man die Abhängigkeit der Impulsgröße von der Spannung zwischen Kathode und Anode in einem Gasionisationszählrohr, dann ergibt sich die in Abb. 2.1 gezeigte Kurve.

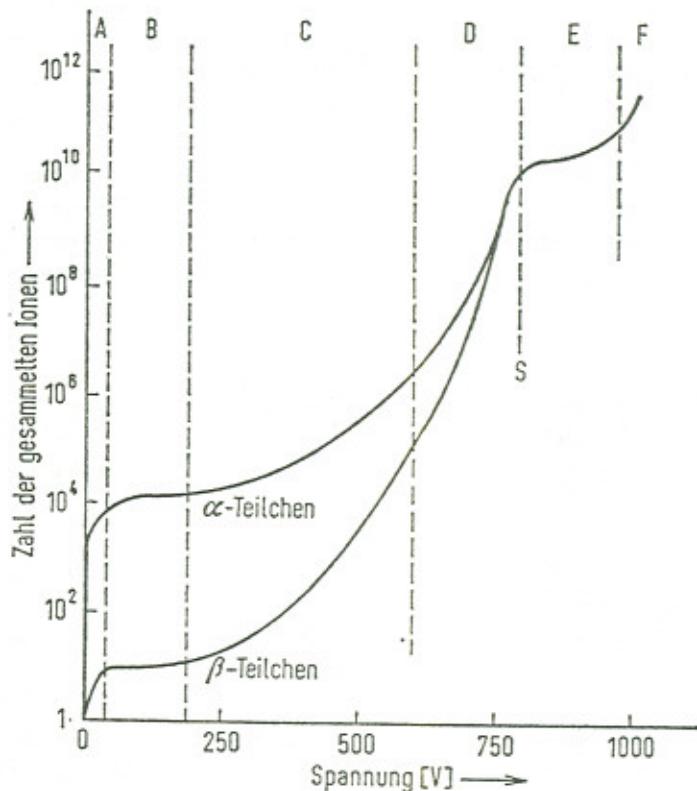


Abb. 2.1. Abhängigkeit der Impuls Höhe (Zahl der gesammelten Ionen) von der angelegten Spannung für  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen.

*Bereich A:*

Bei der Spannung Null rekombinieren alle gebildeten positiven Ionen und Elektronen, und es gelangt keine Ladung an die Elektroden. Mit zunehmender Spannung werden immer mehr Ladungen gesammelt.

*Bereich B:*

Alle bei der Ionisation entstandenen entgegengesetzten Ladungen werden an den Elektroden gesammelt. Die Zahl der Ladungen erreicht einen Sättigungswert. In diesem Bereich arbeiten die Ionisationskammern. Die Ladungsmenge an den Elektroden ist abhängig von der spezifischen Ionisation. Abb. 2.1 gibt eine Kurve für  $\alpha$ -Strahlung und eine Kurve für  $\beta$ -Strahlung wieder.

*Bereich C:*

Bei Erhöhung der Spannung werden die primär erzeugten Elektronen (Anfangsionisation) so stark beschleunigt, daß durch Stoßionisation sekundäre Elektronen entstehen (Gasverstärkung). Das Verhältnis der Impulsgröße mit und ohne Gasverstärkung ist durch den sog. *Multiplikationsfaktor* gegeben. Er beträgt  $10^2$ – $10^6$ , je nach Gasart und Spannung. Bei verschiedener Anfangsionisation ist die Impulsgröße der Anfangsionisation streng proportional. Man nennt diesen Bereich *Proportionalbereich*. Da die Anfangsionisation der Energie des Teilchens proportional ist, ist in diesem Bereich eine Messung der Energie möglich. Im Proportionalbereich ist der Gasverstärkungskoeffizient unabhängig von der Anfangsionisation.

Tabelle 2.1. Vergleich verschiedener Detektortypen.

Typ	Auflösungszeit	Energieauflösung	Wichtigste Verwendung
Ionisationskammer	Integrierter Strom	—	Bestimmung der Impulsraten von gasförmigen Substanzen, Dosismessung
Gitterionisationskammer	$\approx 10 \mu\text{sec}$	0,4% für $\alpha$ -Teilchen	Energiebestimmung von $\alpha$ -Teilchen
Proportionalzähler	$\approx 1 \mu\text{sec}$	1% für geladene Teilchen	Bestimmung von Impulsraten Bestimmung von Teilchenenergien Bestimmung der Energien von Röntgenstrahlen bzw. niederenergetischer $\gamma$ -Strahlung
Geiger-Müller-Zähler	$\approx 500 \mu\text{sec}$	keine	Bestimmung von Impulsraten
NaJ(Tl)-Szintillationszähler	$\approx 1 \mu\text{sec}$	$\approx 8\%$ für $\gamma$ -Strahlung	Bestimmung der Impulsraten von $\gamma$ -Quanten Bestimmung der Energie von $\gamma$ -Quanten
Organische Szintillationszähler	$\approx 0,1 \mu\text{sec}$	$\approx 10\%$ für Elektronen	Bestimmung der Energie von $\beta$ -Teilchen
Flüssige Szintillatoren	$\approx 0,01 \mu\text{sec}$	—	Bestimmung der Impulsraten von niederenergetischen $\beta$ -Strahlern ( $^{14}\text{C}$ u. T)
Halbleiterzähler (Germaniumdetektoren)	$0,1 - 1 \mu\text{sec}$	0,25% für $\gamma$ -Quanten (1 MeV) 0,3 keV	Bestimmung der Energie von $\gamma$ -Quanten Bestimmung der Energie von Halbwertsbreiten (FWHM)
Siliciumdetektoren			Röntgenstrahlen

*Bereich D:*

Bei weiterem Ansteigen der Spannung wird der Gasverstärkungsfaktor von der Anfangsionisation abhängig. Durch die Gasverstärkung wird eine Raumladung erzeugt, die ein weiteres proportionales Ansteigen verhindert. Diesen Bereich nennt man den Bereich der beschränkten Proportionalität.

*Bereich E:*

In Bereich *E* findet eine lawinenartige Entladung statt. Die Impulsgröße ist jetzt unabhängig von der Primärionisation. Bei gegebener Spannung hat jeder Impuls dieselbe Größe. Bereich *E* nennt man auch den *Auslösebereich*. Der Punkt, bei dem der Auslösbereich einsetzt, wird als Geigerschwelle bezeichnet (*S*).

*Bereich F:*

Bei noch größerer Spannung kommt es zur Dauerentladung ohne äußere Auslösung.

In Tab. 2.1 sind einige Detektoren und ihre wichtigsten Eigenschaften zusammengestellt.

## 2.2. Geiger-Müller-Zählrohr (Auslösezählrohr)

Geiger-Müller-Zähler sind besonders geeignet für die Messung von  $\beta$ -Strahlung mit Maximalenergien größer als 0,5 MeV.

Zu den Vorteilen von Geiger-Müller-Detektoren zählt ihre einfache Bauweise und Robustheit. Die Ausgangsimpulse haben meist eine Amplitude von etwa 1 Volt, so daß keine große Nachverstärkung mehr notwendig ist. Zu den Nachteilen von Geiger-Müller-Zählrohren gehören vor allem die *lange Totzeit*, die auch schon bei niedrigen Impulsraten Korrekturen erforderlich macht, und die Tatsache, daß die Amplitude nicht proportional der Energie ist.

Diese Nachteile und die Entwicklung der anderen Detektoren bewirken, daß die Bedeutung der Geiger-Müller-Zählrohre immer mehr abnimmt.

### 2.2.1. Zählrohrcharakteristik

Für den Betrieb eines Geiger-Müller-Zählrohres ist es notwendig, die sog. Zählrohrcharakteristik aufzunehmen. Dazu mißt man die Impulsrate eines Standardpräparates in Abhängigkeit von der angelegten Spannung (vgl. Abb. 2.2). Die Spannung, bei der der Detektor zu zählen beginnt, wird als *Einsatzspannung* ( $U_E$ ) bezeichnet. Sie hängt von der Diskriminatorenstellung ab (s. Abschn. 3.4). Mit wachsender Spannung erfolgt dann ein steiler Anstieg der Impulsrate bis zu  $U_E^*$ . Danach ändert sich die Impulsrate über einen längeren Bereich nur wenig. Diesen konstanten Bereich der Impulsrate nennt man das *Plateau*. Das Ende des Plateaus ist gekennzeichnet durch ein stärkeres Ansteigen der Kurve. Die Länge des Plateaus ist durch  $U_E^* - U_s$  gegeben; sie beträgt zwischen 200 und 400 V. Infolge Anlegens einer zu hohen Spannung findet eine ständige Entladung statt, wodurch die Lebensdauer des Zählrohrs stark verkürzt wird.

Zur Charakterisierung eines Zählrohrs ist die Angabe der Plateausteigung (*S*) notwendig:

$$S = \frac{I_2 - I_1}{I_m(U_2 - U_1)} \cdot 100 \text{ [Prozent pro 100 Volt]} . \quad (2.1)$$

Die Steigung sollte weniger als 5%/100 Volt betragen.

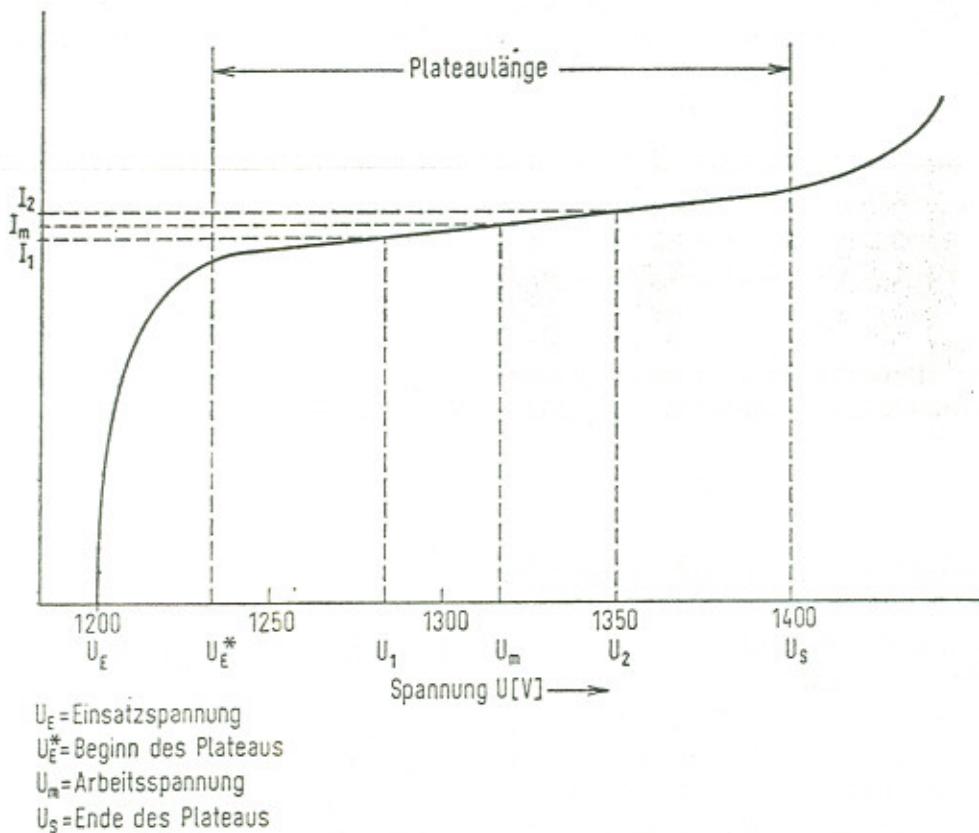


Abb. 2.2. Abhängigkeit der Impulsrate von der angelegten Spannung für ein Geiger-Müller-Zählrohr.

Die Eigenschaften eines Plateaus hängen vom Bau des Zählrohres (Feldinhomogenitäten an den Enden, Zähldrahtdurchmesser) und vom Zählgas ab.

Der Zweck der Aufnahme der Zählrohrcharakteristik ist die Bestimmung der Arbeitsspannung und die Überprüfung der Funktionsfähigkeit eines Zählrohres. Die Arbeitsspannung soll an dem Punkt liegen, an dem die Steigung des Plateaus am geringsten ist. Meist betreibt man ein Geiger-Müller-Zählrohr 100 Volt oberhalb der Einsatzspannung. Die Verwendung von niedrigeren Spannungen erhöht die Lebensdauer des Zählrohres. Das hängt damit zusammen, daß der Verbrauch an Löschgas pro Impuls bei höheren Spannungen größer ist. Betreibt man ein Zählrohr im ersten Drittel des Plateaus, so ist die Totzeit größer.

### 2.2.2. Mechanismus der Auslösung

Im folgenden soll der Mechanismus einer Entladung im Geiger-Müller-Zählrohr im einzelnen betrachtet werden.

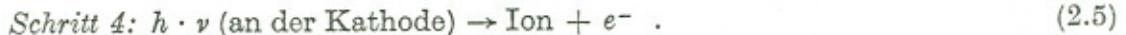
Durch Ionisation wird irgendwo im Zählrohr ein Ionenpaar gebildet:



Das angelegte elektrische Feld bewirkt, daß sich die Elektronen zum Zähldraht (Anode) und die positiven Ionen zur Kathode hin bewegen. In der Nähe der Anode werden die Elektronen so stark beschleunigt, daß es im Bereich großer Feldstärke zur Stoßionisation kommt. Der Verstärkungsfaktor beträgt bis zu  $10^8$ :



Die Elektronen rekombinieren zum Teil mit den Ionen zu hochangeregten Molekülen, die Photonen abstrahlen. Diese Photonen können im Gasraum oder an der Kathode neue Elektronen auslösen.



Insgesamt kommt es zur Ausbildung einer Ladungslawine. Da aber die positiven Ionen viel langsamer wandern als die Elektronen, wird um den Anodendraht eine positive Raumladungswolke gebildet, die die Feldstärke soweit herabsetzt, daß die Stoßionisation aufhört und der Entladung zunächst ein Ende gesetzt wird. Die positiven Ionen wandern dann zur Kathode ab. Während dieser Zeit ist das Zählrohr gegenüber Primärionisationen unempfindlich. Diese Phase der Entladung dauert etwa  $10^{-4}$  sec und wird *Totzeit* genannt. An der Kathode können die positiven Ionen Sekundärelektronen erzeugen, welche den Entladungsprozeß fortsetzen können. Ohne Löschung dieses Vorganges käme es also zu einer Art intermittierender Dauerentladung. Der Vorgang wird deshalb durch besondere Vorkehrungen unterbrochen, je nachdem, ob es sich um ein nicht-selbstlöschendes oder um ein selbstlöschendes Zählrohr handelt.

### 2.2.3. Selbstlöschende Zählrohre

Durch die Zumischung von mehratomigen, organischen Gasen kann die Entladung ohne äußere Mittel unterbrochen werden. Als Zusatz für ein selbstlöschendes Zählrohr wird z. B. 10 Torr Alkoholdampf verwendet. Bei diesen Zählrohrfüllungen wird zunächst wie bei den nicht-selbstlöschenden Zählrohren die erste Lawine ausgebildet. Es entstehen dann ebenfalls Photonen, die entsprechend der höchsten Anregungsenergie des Argons 11,6 eV besitzen. Diese Photonen werden von den Alkoholmolekülen weitgehend absorbiert. Dazu sind 11,3 eV Ionisierungsenergie notwendig. Weiterhin wird während der Wanderung der positiven Ionenwolke zur Kathode die Ladung von den Argonatomen auf die Alkoholmoleküle übertragen:



Während der Wanderung zur Kathode erleidet das geladene Argonatom etwa  $10^5$  Zusammenstöße. Deshalb besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit für eine Übertragung der Ladung. Meist dissoziert dann das Löschgas, bevor es an die Kathode gelangt. Die Bruchstücke wandern an die Kathode, ihre Energie reicht aber nicht mehr aus, um freie Elektronen aus der Kathode herauszuschlagen. Gelangt jedoch ein ionisiertes Löschgasmolekül an die Kathode, so kann es dort ein Elektron auslösen. Das neutralisierte Molekül befindet sich dann noch in einem angeregten Zustand mit einer Energie  $E_J - \varphi$  (Ionisierungsenergie des Moleküls minus Austrittsarbeit des Elektrons). Diese Energie kann durch Ausstrahlung eines Photons abgegeben werden. Die Energie des Photons beträgt:

$$E_{\text{Photon}} = E_J - \varphi . \quad (2.7)$$

Wenn  $E_{\text{Photon}} < \varphi$  ist, kann an der Kathode kein weiteres Photoelektron ausgelöst werden. Für die Ionisierungsenergie des Löschgases läßt sich daraus folgende Bedingung ableiten:

$$\begin{aligned} E_J - \varphi &< \varphi , \\ E_J &< 2\varphi . \end{aligned} \quad (2.8)$$

In Zählrohren mit Löschgaszusätzen treten somit zwei Prozesse auf: Erstens werden die in der Lawine entstehenden Photonen weitgehend absorbiert. Zweitens wird die Bildung von Sekundärelektronen an der Kathode verhindert.

Die Lebensdauer von alkoholgelöschten Zählrohren ist durch die Dissoziation des Alkohols bestimmt. Es läßt sich berechnen, daß ein solches Zählrohr nach  $10^8$  —  $10^9$  Impulsen keine brauchbaren Eigenschaften mehr besitzt. Mit dem Altern des Zählrohres wächst die Einsatzspannung und das Plateau wird kürzer und steiler. Als Löschgase werden an Stelle von mehratomigen Gasen immer mehr Halogene verwendet, da sie die Bedingungen der Gl. (2.8) erfüllen. Zu den Vorteilen der Halogenzählrohre, die mit ca. 1% Br<sub>2</sub>- oder 1% Cl<sub>2</sub>-Zusatz gefüllt sind, zählt die niedrige Arbeitsspannung (etwa 400 Volt) und die viel größere Lebensdauer. Zu den Nachteilen der halogengelöschten Zählrohre gehört die schwierigere Herstellung, die Lichtempfindlichkeit und das unterschiedliche Ansprechvermögen innerhalb des Zählrohres.

### 8.6. Absorption im Zählrohrfenster und Absorption zwischen Präparat und Detektor

Bei  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlern ist es notwendig, die Absorption der Strahlung zwischen Detektor und Präparat und die Absorption im Zählrohrfenster bzw. der Umhüllung eines Kristalls zu berücksichtigen. Die Dicke des Fensters und die Luftsicht zwischen Präparat und Detektor gibt man in  $\text{mg/cm}^2$  an. Auf diese Weise ist es möglich, die beiden Korrekturen zusammen durchzuführen. Abb. 8.13 gibt die Durchlässigkeit von Folien für verschiedene

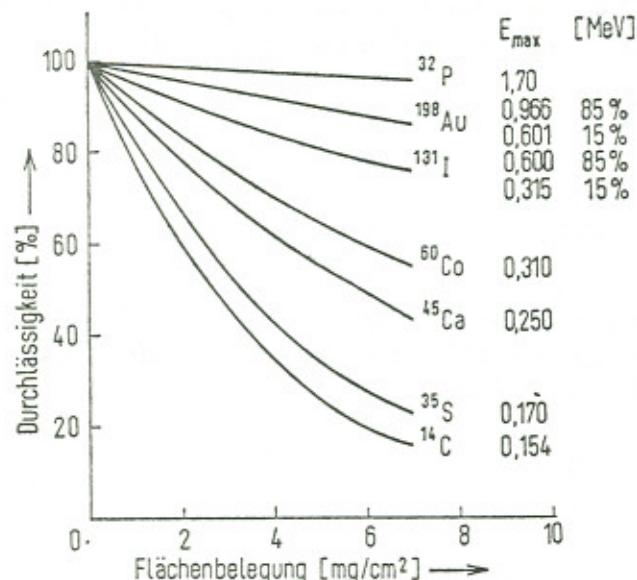


Abb. 8.13. Durchlässigkeit von Folien für verschiedene  $\beta$ -Strahler (G. I. Gleason, Nucl. 8 Nr. 5, 12 (1951)).

Strahler wieder. Die Absorption hängt außerdem von der Energie der Strahlung ab. In Tab. 8.2 sind Korrekturfaktoren für verschiedene Flächenbelegungen und Strahler zusammengestellt. Sind die Korrekturfaktoren für einen Strahler nicht bekannt und handelt

Tabelle 8.2. Durchlässigkeit [%] von Zählrohrfenstern für verschiedene  $\beta^-$ -Strahler

Nuklid	Max. Energie [MeV]	Flächenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]			
		30	20	7	3
<sup>11</sup> C	0,96	49,2	62,4	84,8	93
<sup>14</sup> C	0,158	0,01	0,24	12	40
<sup>18</sup> F	0,65	34,6	49,2	78	89
<sup>32</sup> P	1,71	72,0	80,3	92,6	96
<sup>42</sup> K	3,55	88,3	92	97	98

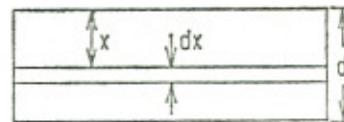
(Nach D. Taylor: The Measurement of Radioisotopes. Methuen & Co, London 1951 S. 32, Tab. 4.1.)

es sich um ein komplexes  $\beta$ -Spektrum, so daß eine Interpolation nicht in Frage kommt, dann kann man experimentell eine Absorptionskurve bestimmen. Schwierigkeiten entstehen dadurch, daß die Präparate verschieden ausgedehnt sind. Die Wege zum Fenster werden dadurch verschieden lang.

## 8.7. Selbstabsorption

Die Selbstabsorption der Strahlung im Präparat spielt bei niederenergetischen Strahlern und dicken Präparaten eine Rolle. Die Korrektur für die Selbstabsorption lässt sich entweder durchführen, indem man Selbstabsorptionskurven aufnimmt und aus den Kurven die Selbstabsorption bestimmt, oder indem man den Selbstabsorptionskoeffizienten  $\mu$  bestimmt und die Korrektur berechnet.

Abb. 8.14. Verminderung der Impulsrate in einem Volumenelement  $dx$ .



Betrachtet man ein Präparat mit der Dicke  $x$  (Abb. 8.14), so beträgt die Impulsrate an der Oberfläche, die von einem Volumenelement  $dx$  im Abstand  $x$  herrührt,

$$I = \eta \cdot F \cdot \sigma \cdot \varrho \cdot dx \cdot \exp(-\mu x) . \quad (8.33)$$

$\eta$  = Geometriefaktor

$\varrho$  = Dichte

$\mu$  = linearer Absorptionskoeffizient

$\sigma$  = spezifische Aktivität

Durch Integration erhält man die Impulsrate für das gesamte Präparat. Voraussetzung für diese Integration ist, daß  $\mu$  unabhängig von  $x$  ist, was streng genommen nicht der Fall ist, da  $\mu$  energieabhängig ist. Die Integration ergibt:

$$I = \frac{\eta \cdot F \cdot \sigma \cdot \varrho}{\mu} [1 - \exp(-\mu d)] . \quad (8.34)$$

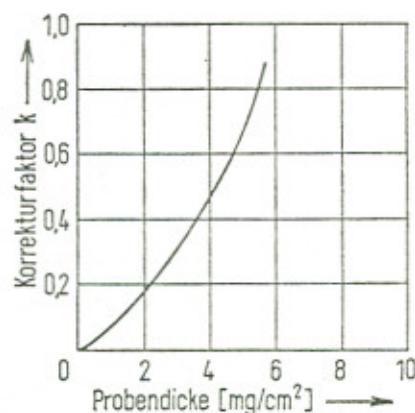
$$\text{Für } d \rightarrow \infty \text{ wird } I \rightarrow \frac{\eta \cdot F \cdot \sigma \cdot \varrho}{\mu} \rightarrow I_\infty .$$

Aus Gl. (8.34) ist zu ersehen, daß die Impulsrate sich einem bestimmten Wert asymptotisch nähert und dann nicht mehr wächst. Aus der Messung von  $I$  bei einer bestimmten Dicke  $d$  und der Messung von  $I_\infty$  lässt sich  $\mu$  berechnen. Für das Verhältnis der gemessenen Impulsrate  $I$  zur wahren Impulsrate  $I_0$  ergibt sich Gl. (8.35):

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1 - \exp(-\mu d)}{d} = k = (1 - s) . \quad (8.35)$$

Der Korrekturfaktor  $k$  lässt sich aus der Dicke des Präparates und dem Selbstabsorptionskoeffizienten  $\mu$  berechnen oder aus einer graphischen Darstellung entnehmen, in der man  $k$  gegen die Dicke in  $\text{mg/cm}^2$  aufträgt (Abb. 8.15).

Abb. 8.15. Korrekturfaktor  $k$  für Selbstabsorption in Abhängigkeit von dem Selbstabsorptionskoeffizienten und der Dicke des Präparates (D. Taylor: The Measurement of Radioisotopes. Methuen, London 1951, S. 77, Fig. 6.10.).



Wenn es nicht möglich ist, bei unendlicher Dicke zu messen, bei der die gemessene Aktivität der spezifischen Aktivität proportional ist, oder bei einer konstanten Dicke, dann muß man zwei Fälle unterscheiden: Entweder ist die spezifische Aktivität der Proben gleich und die Menge ist verschieden, oder die Gesamtaktivität ist gleich, jedoch die spezifische Aktivität verschieden. Für beide Fälle ist es möglich, die Korrektur für die Selbstabsorption durchzuführen, indem man Eichkurven mit einer Reihe von Proben mit bekannter Dicke herstellt. Im ersten Fall nimmt die scheinbare Impulsrate mit zunehmender Dicke zu (Abb. 8.16). Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf der Impulsrate ohne

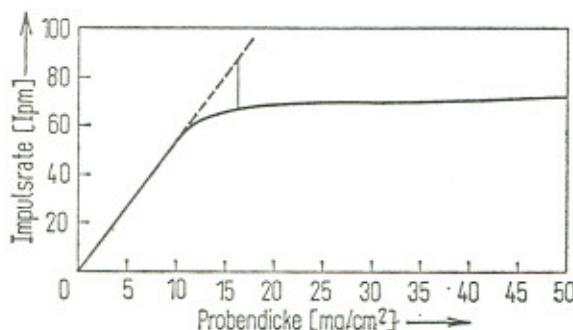


Abb. 8.16. Impulsrate in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Selbstabsorption. Aus der Differenz zwischen der ausgezogenen und der gestrichelten Linie ergibt sich der Korrekturfaktor für die Selbstabsorption. Von einer bestimmten Dicke an, die von der maximalen Reichweite, d. h. von der maximalen Energie der Strahlung abhängt, bleibt die Impulsrate konstant. Die Höhe dieser Asymptote hängt von der spezifischen Aktivität der Probe ab.

Für den zweiten experimentellen Fall kann man eine Reihe von Proben herstellen mit gleicher Gesamtaktivität, die jedoch durch unterschiedliche Menge an inaktiver Substanz verdünnt sind. In diesem Fall nimmt die Impulsrate mit zunehmender Flächenbelegung ab bis zu einem Grenzwert, der der Untergrundimpulsrate des Detektors entspricht (Abb. 8.17).

Die Kurve in Abb. 8.17 kann direkt aus den Werten der Kurve aus Abb. 8.16 gezeichnet werden. Aus der Differenz zwischen gestrichelter und ausgezogener Linie ergibt sich wieder der Selbstabsorptionsfaktor  $k$ .

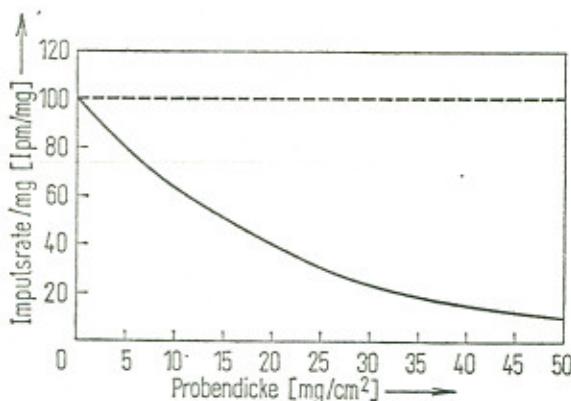


Abb. 8.17. Impulsrate bei gleicher Gesamtaktivität und verschiedener Schichtdicke.

Der Verlauf der Kurven ist, besonders wenn die Schichten unendlich dünn werden, in Abhängigkeit von Geometrie, Rückstreuung usw. sehr verschieden.

In manchen Fällen ist es besser, die  $\beta$ -Strahlung durch Al zu absorbieren und nur  $\gamma$ -Strahlung zu zählen, um Selbstabsorptionskorrekturen zu vermeiden.

## 8.8. Rückstreuung

Besonders bei  $\beta$ -Strahlung kann ein Teil der Strahlung an der Unterlage des Präparates oder auch an den Wänden gestreut werden und auf diese Weise indirekt in den Detektor gelangen. Für diesen zusätzlichen Anteil an Strahlung muß eine Korrektur durchgeführt werden. Die Rückstreuung hängt von der Dicke der Unterlage, der Ordnungszahl und von der Energie der Strahlung ab. Die Abhängigkeit der Rückstreuung von der Dicke der Unterlage lässt sich messen, indem man die Impulsrate eines Präparates bestimmt und die Dicke der Unterlage verändert. Man erhält dann eine Kurve wie in Abb. 8.18, bei der die Impulsrate einer Sättigung zustrebt. Dieser Sättigungswert hängt für eine bestimmte Strahlung nicht von der Ordnungszahl ab.

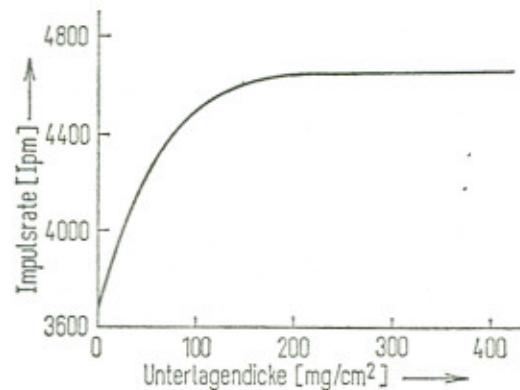


Abb. 8.18. Abhängigkeit der Rückstreuung von der Dicke der Unterlage.

Eine zweite Möglichkeit besteht darin, den Rückstreufaktor direkt zu bestimmen (aus Abb. 8.18 ergibt er sich aus dem Verhältnis der Impulsrate mit und ohne Unterlage), indem man eine Anordnung wie in Abb. 8.19 wählt. In diesem Fall wird vom Detektor nur die rückgestreute Strahlung gemessen.

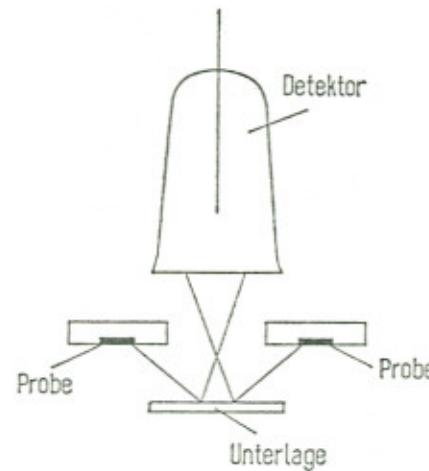


Abb. 8.19. Anordnung zur Bestimmung des Rückstreu-faktors.

Bei der ersten Methode macht es Schwierigkeiten, mit unendlich dünner Unterlage zu messen. Man verwendet z. B. Zaponfolie mit einer Flächenbelegung von  $0,02 \text{ mg/cm}^2$ . Während der Wert für die Impulsrate bei unendlich dicker Unterlage unabhängig von der Ordnungszahl ist, hängt das Anwachsen, d. h. auch die Flächenbelegung, bei der die Sättigungsimpulsrate erreicht wird, von der Ordnungszahl ab. Abb. 8.20 zeigt die Abhängigkeit der Rückstreuung von der Ordnungszahl für die Strahlung von  $^{32}\text{P}$ .

Sehr komplex ist der Zusammenhang zwischen der Rückstreuung, der Energie der Strahlung und dem Unterlagematerial. In Abb. 8.21 ist die Rückstreuung in Abhängigkeit von der Ordnungszahl der Unterlage und verschiedenen Strahlern als Parametern aufgezeichnet.

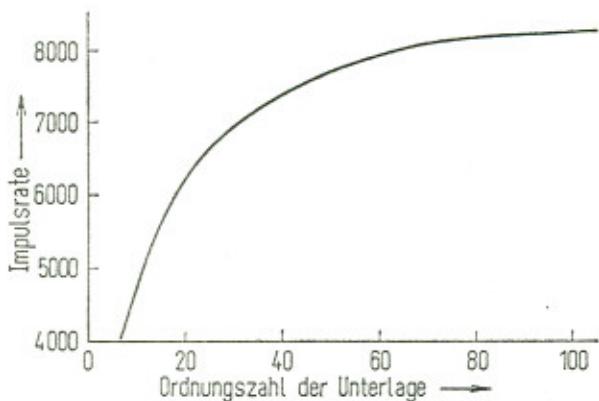


Abb. 8.20. Abhängigkeit der Rückstreuung von der Ordnungszahl der Unterlage für die Strahlung von  $^{32}\text{P}$ .

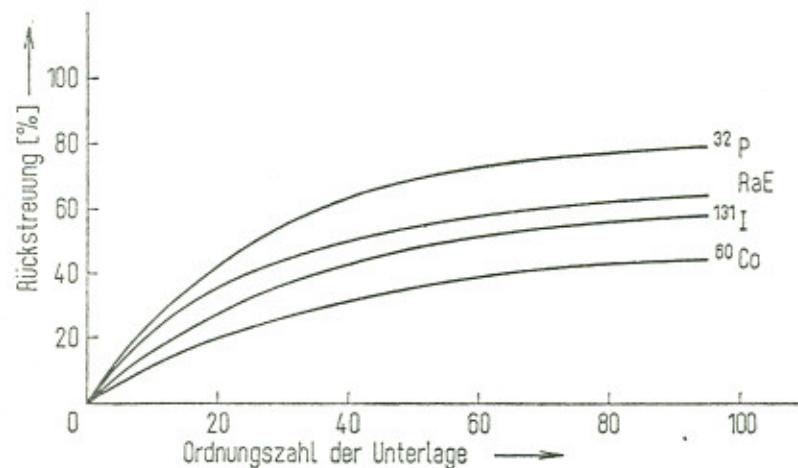


Abb. 8.21. Rückstreuung in Abhängigkeit von der Ordnungszahl für verschiedene Strahler (*R. T. Overman, H. M. Clark: Radioisotopes Techniques*. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York-Toronto-London 1960 S. 225 Abb. 6.9. [nach *L. R. Zumvalt: Absolute Beta Counting Using End-window Geiger-Mueller-Counters and Experimental Data on Beta-particle Scattering Effects*. U. S. Atomic Energy Comm. Rept. AECU-567, 1949]).

## Literatur zu Kapitel 8

- [1] *R. T. Overman u. H. M. Clark: Radioisotope Techniques*. McGraw-Hill Book Company Inc., New York, Toronto, London 1960.
- [2] *D. Taylor: The Measurement of Radio Isotopes*. J. Wiley and Sons Inc., New York 1950.
- [3] *K. Schmeiser: Radionuclide*. Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1963.
- [4] *E. Hardtwig: Fehler- und Ausgleichsrechnung*. Hochschultaschenbücher 262/262a, Bibliographisches Institut, Mannheim 1968.
- [5] Nuclear Science Series, Processing of Counting Data. NAS-NS 3109.

