



**KFA**

**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH**  
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

**Zentralabteilung**  
**Brennelement- und Bestrahlungstechnologie**

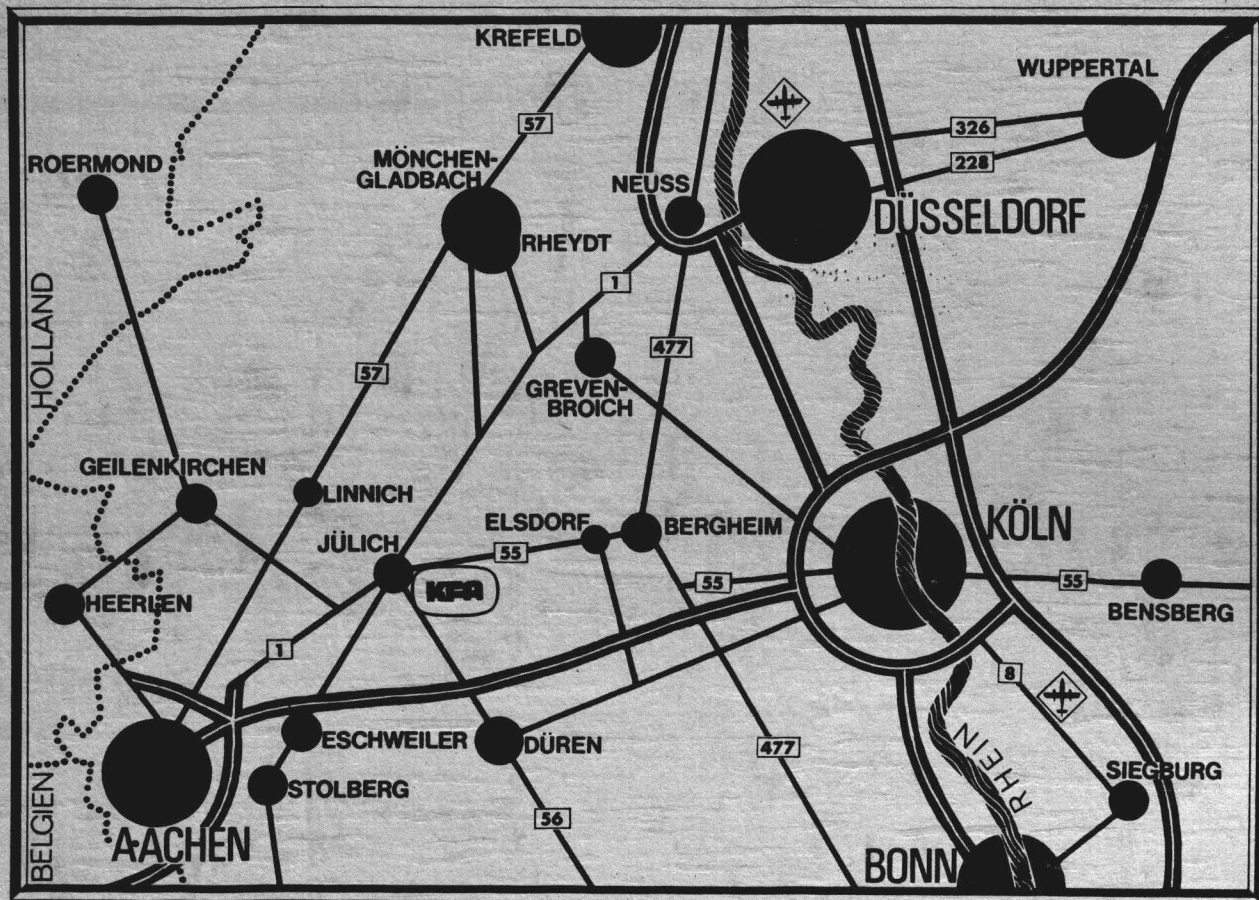
**Eine einfache Methode zur absoluten Bestimmung  
der Zerfallsrate von  $^{60}\text{Co}$ -,  $^{46}\text{Sc}$ -,  $^{24}\text{Na}$ -  
und  $^{58}\text{Co}$ -Aktivierungsdetektoren mittels  
 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzmessung**

von

H. Lang und E. L. Dieck

**Jül - 1186**  
**April 1975**

Als Manuskript gedruckt



**Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1186**  
 Zentralabteilung Brennelement- und Bestrahlungstechnologie Jül - 1186

- Dok.: Activation Detector -  $^{60}\text{Co}$   
 Activation Detector -  $^{46}\text{Sc}$   
 Activation Detector -  $^{24}\text{Na}$   
 Activation Detector -  $^{58}\text{Co}$   
 Activation Detector - Absolute Activation

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,  
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Eine einfache Methode zur absoluten Bestimmung  
der Zerfallsrate von  $^{60}\text{Co}$ -,  $^{46}\text{Sc}$ -,  $^{24}\text{Na}$ -  
und  $^{58}\text{Co}$ -Aktivierungsdetektoren mittels  
 $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzmessung**

von

H. Lang und E. L. Dieck\*

\*Dornier GmbH Friedrichshafen

## Zusammenfassung

Es wird eine Methode zur Bestimmung der absoluten Aktivität von dicken  $^{60}\text{Co}$ -,  $^{46}\text{Sc}$ -,  $^{24}\text{Na}$ - und  $^{58}\text{Co}$ -Sonden, die häufig als Aktivierungsdetektoren für Neutronenfluß-, Fluenz- und Spektrumsbestimmungen eingesetzt werden, angegeben. Dabei kann die Aktivität durch eine  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzmessung ohne Absorber und eine Messung mit Absorbern von  $\beta$ -Sättigungsdicke bestimmt werden. Da bei jeder Absolutmessung der zugehörige Korrekturfaktor bestimmt wird, kann kein zusätzlicher Fehler durch veränderliche Sondendicke und somit unterschiedliche  $\beta$ -Zählrohrbeute entstehen.

## Inhalt

1. Einleitung
2. Meßanordnung
3. Die Absolutmessung von  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{46}\text{Sc}$  und  $^{24}\text{Na}$ 
  - 3.1. Koinzidenzgleichungen
  - 3.2. Koinzidenzgleichungen für Absorbermessung
  - 3.3. Bestimmung der Zählkreisbeuten
  - 3.4. Genauigkeit der Methode
4. Die Absolutmessung von  $^{58}\text{Co}$ 
  - 4.1. Koinzidenzgleichungen
  - 4.2. Koinzidenzgleichungen für Absorbermessung
  - 4.3. Bestimmung der Zählkreisbeuten
  - 4.4. Genauigkeit der Methode
5. Schlußbemerkung
6. Literatur

## 1. Einleitung

Zur Bestimmung der absoluten Zerfallsrate eines radioaktiven Strahlers mit einem koinzidenten  $\beta$ - $\gamma$ - Zerfall benutzt man vorzugsweise die  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode. Dabei werden vor allem in  $4\pi\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzanlagen hauptsächlich aus radioaktiven Lösungen hergestellte Lösungspräparate mit sehr kleiner Massenbelegung und großer  $\beta$ -Zählraum gemessen. Hierbei ist der Anteil der Störungen durch die  $\gamma$ -Empfindlichkeit des  $\beta$ -Zählers klein, so daß die Korrekturfaktoren zu den Absolutmessungen sehr genau bestimmt werden können.

Bei der Messung von Neutronenflüssen, -Fluenzen und Spektren durch die Aktivierung von Sonden muß nach der Bestrahlung die Aktivität der Sonden bestimmt werden. Eine Absolutmessung kann erforderlich sein, wenn bei kurzlebigen Nukliden kein Standard zur Verfügung steht, oder wenn die Geometrie von Sonde und Standard verschieden ist und bei Sonden mit geringer Aktivität der Abstand zum Zähler klein sein muß, so daß bei der Relativmessung ein Fehler entsteht. In diesem Fall sollte eine Sonde gleicher Geometrie absolut gemessen werden.

Da eine Auflösung der Sonden zur Herstellung von Lösungspräparaten viel Arbeitsaufwand erfordert, ist es zweckmäßig, die Sonden direkt absolut zu messen. Aktivierungssonden sind meistens dickere Sonden und haben eine starke  $\beta$ -Selbstabsorption, so daß bei einer Koinzidenzmessung erhebliche Fehler beispielsweise durch die  $\gamma$ -Empfindlichkeit des  $\beta$ -Zählers auftreten. Die Absolutmessung solcher Sonden erfordert eine genaue Untersuchung aller Sekundäreffekte, die bei  $\beta$ - und  $\gamma$ -Messungen auftreten, um die Korrekturen hinreichend genau bestimmen zu können.

Auch bei der Absolutmessung von dicken Sonden hat eine  $4\pi\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessung gegenüber einer  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessung den Vorteil, daß wegen der  $4\pi$ -Geometrie des  $\beta$ -Zählers eine Korrektur für  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelationen entfällt und daß wegen der im Vergleich zu einer  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessung noch immer wesentlich größeren  $\beta$ -Zählraum der Einfluß der Sekundär-

effekte kleiner bleibt. Außerdem ist der Anteil der zufälligen Koinzidenzen im Verhältnis zu den echten Koinzidenzen kleiner als bei einer  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessung.

Die bisher übliche Korrekturmethode bestand darin, durch eine Reihe spezieller Messungen zu versuchen, die Sekundäreffekte bei der Koinzidenzmessung genau zu analysieren und dann einen Korrekturfaktor für die Absolutmessung abzuleiten /1/ /2/.

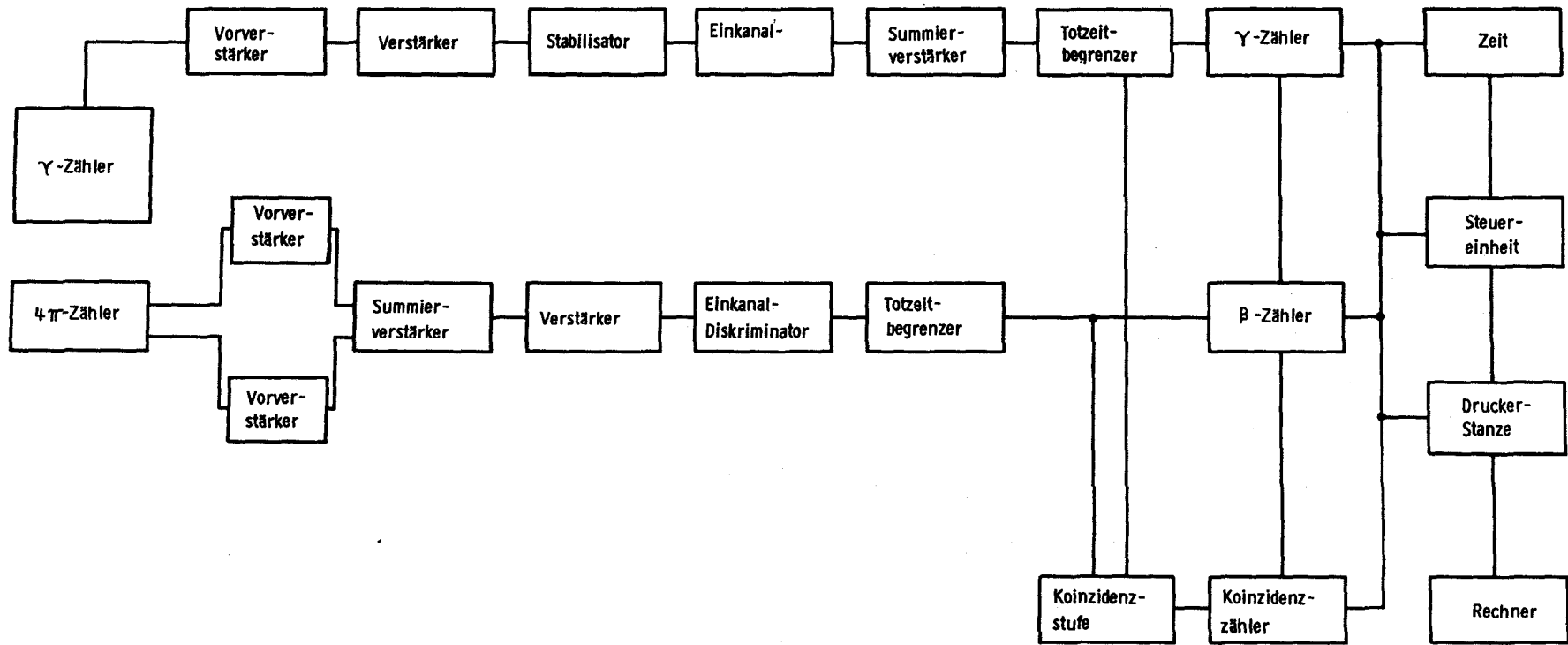
Der Korrekturfaktor ist in erster Näherung abhängig von der  $\beta$ -Zählausbeute und hat somit nur Gültigkeit für die Messung von Sonden gleicher Massenbelegung.

Da sogar Aktivierungs sond en, die aus der gleichen Folie ausgestanzt werden, eine unterschiedliche Massenbelegung haben können, muß ein einmal für einen Sondentyp bestimmter Korrekturfaktor mit einem zusätzlichen Fehler behaftet werden, der der unterschiedlichen Massenbelegung Rechnung trägt.

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors müssen vielfach vereinfachende Annahmen gemacht werden, beispielsweise, um die mit einer Absorbermessung bestimmte Sekundärelektronenausbeute auf Messungen ohne Absorber zu übertragen. Eine nochmalige Untersuchung der Möglichkeiten zur Bestimmung der absoluten Aktivität von dicken Sonden führte zu einer Methode, die es ermöglicht, mit wenig Aufwand bei jeder Messung den Korrekturfaktor zu bestimmen.

## 2. Meßanordnung

Die Messung der  $\beta$ -Strahlung erfolgt mit einem im Proportionalbereich betriebenen  $4\pi$ -Methandurchflußzähler, der in /2/ beschrieben ist. Das Meßobjekt wird mit Hilfe eines Detektors über eine Methan-Vorspülkammer zwischen die beiden Zähldrähte gebracht. Es liegt dabei auf einer  $1\ \mu$  dicken Aluminiumfolie, die in einem Stahlrähmchen gespannt ist. Die  $\gamma$ -Strahlung wird mit einem  $3''\times 3''$  NaJ(Tl)-Zähler gemessen, der sich oberhalb des  $\beta$ -Zählers befindet. Beide Detektoren sind in einer Bleiabschirmung untergebracht. Die Abb. 1 zeigt das Schema der Meßanordnung.



4

Abb.1

Blockschaltbild der  $4\pi$   $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenz Apparatur



### 3, Die Absolutmessung von $^{60}\text{Co}$ , $^{46}\text{Sc}$ und $^{24}\text{Na}$

#### 3.1 Koinzidenzgleichungen

In Abb. 2 sind die Zerfallsschemata von  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{46}\text{Sc}$  und  $^{24}\text{Na}$  angegeben, so wie sie für diese Berechnungen zu Grunde gelegt werden /3/ /4/. Es soll hier zunächst eine  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzmessung von  $^{60}\text{Co}$  betrachtet werden. Die beiden anderen Nuklide werden nach dem gleichen Verfahren gemessen. Bei  $^{60}\text{Co}$  wird die  $\gamma$ -Messung nur über die 1,33 MeV-Photolinie durchgeführt. Das hat den Vorteil, daß der Anteil der Selbstkoinzidenzen, d.h. der Koinzidenzen, die durch ein einzelnes  $\gamma$ -Quant durch Nachweis des niederenergetischen Sekundärelektrons im  $\beta$ -Zähler bei gleichzeitiger Registrierung des Restquants im  $\gamma$ -Detektor erzeugt werden und deren Messung in /2/ ausführlich beschrieben ist, vernachlässigbar klein wird.

Bei der  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzmessung von  $^{60}\text{Co}$  erhält man die folgenden  $\beta$ ,  $\gamma$ - und Koinzidenzzählraten.

$$N_{\beta} = N_0 \left[ \epsilon_{\beta} + (1 - \epsilon_{\beta}) \epsilon_{N_1} + (1 - \epsilon_{\beta}) \epsilon_{N_2} \right] \quad (1)$$

$$N_{\gamma} = N_0 \cdot \epsilon_{\gamma_1} \quad (2)$$

$$N_K = N_0 \cdot \epsilon_{\gamma_1} \left[ \epsilon_{\beta} + (1 - \epsilon_{\beta}) \epsilon_{N_2} \right] \quad (3)$$

Mit

$N_{\beta}$ ,  $N_{\gamma}$ ,  $N_K$  :  $\beta$ ,  $\gamma$  und Koinzidenzzählraten

$\epsilon_{\beta}$  :  $\beta$ -Zählausbeute im  $4\pi\beta$ -Zähler

$\epsilon_{\gamma_1}$  :  $\gamma$ -Zählausbeute bei einer  $\gamma$ -Messung über die 1,33 MeV-Photolinie bei  $^{60}\text{Co}$

$\epsilon_{N_1}$ ,  $\epsilon_{N_2}$  : Sekundärelektronenausbeuten der 1,33 MeV- bzw. der 1,17 MeV-Photonen im  $4\pi\beta$ -Zähler

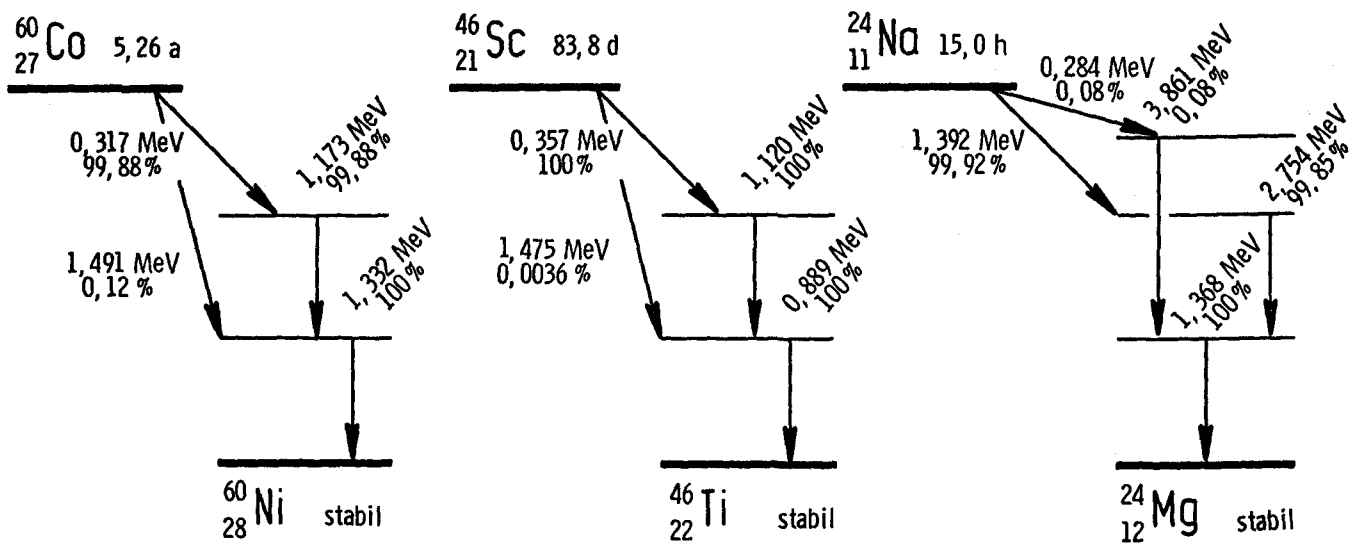


Abb.2 Zerfallsschemata von  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{46}\text{Sc}$  und  $^{24}\text{Na}$

Die Koinzidenzzählrate setzt sich aus den echten  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen der Zählausbeute  $\epsilon_{\gamma_1} \cdot \epsilon_{\beta}$  und den Koinzidenzen zwischen den Sekundärelektronen der 1,17 MeV -  $\gamma$ -Quanten mit den 1,33 MeV  $\gamma$ -Quanten der Zählausbeute  $\epsilon_{\gamma_1} (1-\epsilon_{\beta}) \epsilon_{N_2}$  zusammen. Andere Koinzidenzen sind bei einer  $\gamma_1$ -Messung über die obere Photolinie ausgeschlossen. Das  $\epsilon_{\beta}$  enthält zusätzlich zu der Zähl- ausbeute der Elektronen auch noch die Zähl- ausbeute der tertiär über die Bremsstrahlung erzeugten Compton- oder Photoelektronen. Nach /5/ hat das Bremsstrahlungsspektrum eines  $\beta$ -Strahlers einen hohen Anteil sehr weicher  $\gamma$ -Strahlung. Es ist bekannt, /6/, daß die Sekundärelektronenausbeute weicher  $\gamma$ -Strahlung in einem  $4\pi\beta$ -Zähler groß ist. Unter den Sekundärelektronenausbeuten  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_2}$  sollen im folgenden alle sekundär oder tertiär aus den Photonen beim Zerfall des  $^{60}\text{Co}$  oder  $^{46}\text{Sc}$  erzeugten Paarbildungs-Compton oder -Photoelektronen verstanden werden.

Eine Korrektur für zufällige Koinzidenzen erfolgt rechnerisch und wird in /2/ ausführlich beschrieben.

Aus den Gleichungen (1) bis (3) erhält man

$$\frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K} = N_0 \left[ 1 + \frac{(1-\epsilon_{\beta}) \epsilon_{N_1}}{N_K/N_{\gamma}} \right] \quad (4)$$

### 3.2. Koinzidenzgleichungen für Absorbermessung

Bei einer Absorbermessung mit einem Absorber von  $\beta$ -Sättigungsdicke, der den Aktivierungsdetektor im Zähler umschließt, wird die  $\beta$ -Zähl- ausbeute  $\epsilon_{\beta} = 0$  und statt  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_2}$  erhält man  $\epsilon_{N_1}^A$  und  $\epsilon_{N_2}^A$ , d.h. die Sekundärelektronenausbeuten der  $\gamma$ -Quanten bei einer Absorbermessung, die sich von den Sekundärelektronenausbeuten ohne Absorber unterscheiden.

Für Absorbermessungen mit einem Absorber von  $\beta$ -Sättigungsdicke erhält man die folgenden Zählraten in den Zählkanälen

$$N_B^A = N_0 \left[ \epsilon_{N_1}^A + \epsilon_{N_2}^A + \epsilon_{N_B}^A \right] \quad (5)$$

$$N_\gamma^A = N_0 \cdot \epsilon_{\gamma_1}^A \quad (6)$$

$$N_K^A = N_0 \cdot \epsilon_{\gamma_1}^A \left[ \epsilon_{N_2}^A + \epsilon_{N_B}^A \right] \quad (7)$$

A: Index für Zählraten und Zählausbeuten bei Absorbermessungen

$\epsilon_{N_B}^A$ : Sekundärelektronenausbeute der von den Elektronen erzeugten Bremsstrahlung

Entsprechend (4) erhält man für die Absorbermessungen

$$\frac{N_B^A \cdot N_\gamma^A}{N_K^A} = N_0 \left[ 1 + \frac{\epsilon_{N_1}^A}{N_K^A / N_\gamma^A} \right] \quad (8)$$

Durch diese Schreibweise wird das meistechnisch nicht zu bestimmende  $\epsilon_{N_B}^A$  eliminiert, das nach /6/ beachtlich groß sein kann.

### 3.3. Bestimmung der Zählausbeuten

Aus den Gleichungen (2) und (3) erhält man

$$\frac{N_K}{N_\gamma} = \epsilon_\beta + (1-\epsilon_\beta) \epsilon_{N_2} \quad (9)$$

In erster Näherung kann in (4)  $\frac{N_K}{N_\gamma} = \epsilon_\beta$  eingesetzt werden. Ist  $\epsilon_\beta$  groß, so ist  $(1-\epsilon_\beta)\epsilon_{N_2}$  klein. Für den verwendeten  $\beta$ -Zähler ist  $\epsilon_{N_2}$  ca. 0,01 /2/. Bei einem  $\epsilon_\beta$  von 0,9 ist somit  $(1-\epsilon_\beta)\epsilon_{N_2}$  ungefähr 0,001, d.h. der Fehler, der durch die Näherung in Gleichung (4) entsteht, kann hier vernachlässigt werden. Ist  $\epsilon_\beta$  klein, so wirkt sich in (4) ein Fehler in  $\epsilon_\beta$  auf den Faktor  $(1-\epsilon_\beta)\epsilon_{N_1}$  wenig aus. Für ein  $\epsilon_\beta = 0,08$ ,

das durch die Näherung mit einem Fehler von beispielsweise 10 % behaftet ist, ergibt sich ein Fehler von ca. 1,2 % in Gleichung (4).

Die Abschätzung wurde mit  $\epsilon_{N_1} \approx 0,011$  vorgenommen /2/.

Für (4) erhält man durch diese Substitution

$$\frac{N_B \cdot N_Y}{N_K} = N_O \left[ 1 + \left( \frac{N_Y}{N_K} - 1 \right) \epsilon_{N_1} \right] \quad (10)$$

Zur Bestimmung von  $N_O$  wird zunächst das Gleichungspaar (8) und (10) gelöst. Dazu muß noch eine Beziehung zwischen  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$  abgeleitet werden. Nach /7/ kann bei  $\beta$ - $\gamma$ -Strahlern, wo die  $\beta$ -Energie kleiner als die  $\gamma$ -Energie ist, durch Extrapolation von Absorbermessungen die Sekundärelektronenausbeute für Messungen ohne Absorber bestimmt werden.

In Abb. 3 sind  $4\pi\beta$ -Absorbermessungen von einer dicken  $^{60}\text{Co}$ -Sonde ( $\epsilon_\beta \approx 8$  %) dargestellt.

Bei der Kurve kann man drei Bereiche erkennen.

- I. Den Bereich, in dem die  $\beta$ -Strahlung absorbiert wird.
- II. Den Bereich, in dem nach vollständiger Absorption der  $\beta$ -Strahlung die Sekundärelektronenausbeute mit wachsender Absorberdichte bis zur Sättigung variiert.
- III. Den Bereich, in dem die Sekundärelektronenausbeute die Sättigung erreicht hat und wegen zunehmender Absorption der Sekundärelektronen und der  $\gamma$ -Strahlung in den dickeren Absorbern leicht abnimmt.

Durch eine Extrapolation des Kurvenverlaufs im Bereich II kann das  $\epsilon_N$ , d.h. die Sekundärelektronenausbeute für Messungen ohne Absorber bestimmt werden.

Ist  $E_\beta \approx E_\gamma$  oder  $E_\beta > E_\gamma$ , so fallen die Bereiche I und II zusammen und das  $\epsilon_N$  kann nicht mehr bestimmt werden.

Für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{46}\text{Sc}$  kann aus den Absorbermessungen eine Beziehung zwischen  $\epsilon_N$  und dem  $\epsilon_{NA}$  für den betreffenden

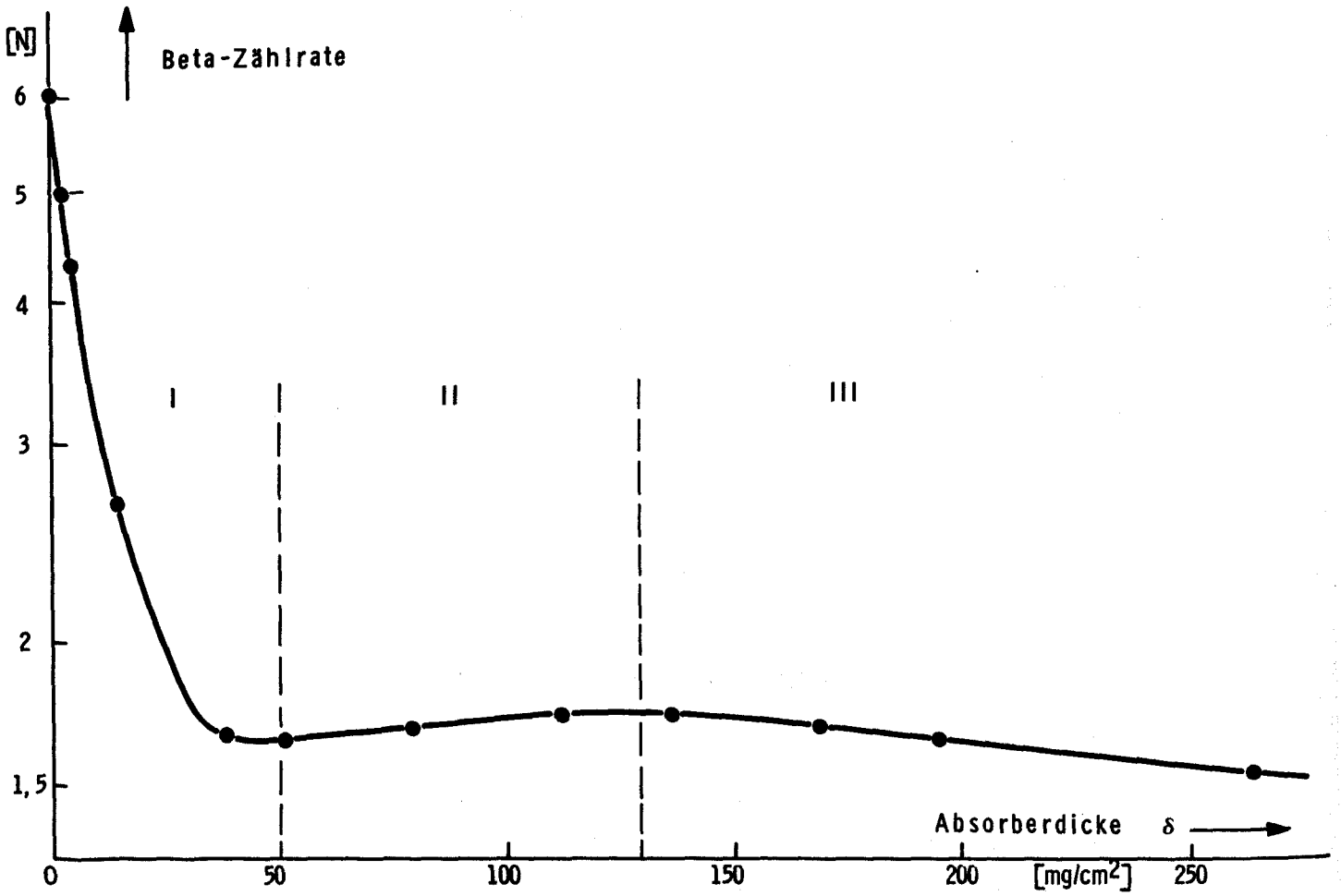


Abb. 3 Beta-Zählrate in Abhängigkeit von der Absorberdicke

Absorber entnommen werden, unter der Voraussetzung, daß  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_2}$  sowie  $\epsilon_{N_1}^A$  und  $\epsilon_{N_2}^A$  den gleichen relativen Verlauf<sup>2</sup> der Kurve zeigen.

Man erhält  $\frac{\epsilon_{N_1}^A}{\epsilon_{N_1}} = 1,08$  für einen Absorber (Al) von  $90 \text{ mg/cm}^2$ .

Aus der Lösung von (8) und (10) mit der aus der  $\beta$ -Absorberkurve entnommenen Beziehung zwischen  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$  erhält man einen Wert für  $N_0$ ,  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$ .

In einem zweiten Näherungsschritt wird in (9) statt  $\epsilon_{N_2}$  der errechnete Wert von  $\epsilon_{N_1}$  eingesetzt und  $\epsilon_\beta$  berechnet.<sup>2</sup> Der dabei gemachte, von  $N_K/N_\gamma$  abhängige Fehler ist dann klein, wenn die Energiedifferenz der erzeugenden  $\gamma$ -Quanten klein ist, wie z.B. bei  $^{60}\text{Co}$  und  $^{46}\text{Sc}$ .

Zu seiner Abschätzung können wieder die in /2/ für den verwendeten  $\beta$ -Zähler als Funktion der Energie gemessenen  $\epsilon_N$  herangezogen werden. Danach ergibt sich durch die obige Näherung für  $^{60}\text{Co}$ -Sonden mit einem  $\frac{N_K}{N_\gamma} = 0,08$  ein Fehler von ca. 0,4 % in  $\epsilon_\beta$ .

Das so erhaltene  $\epsilon_\beta$  wird in (4) eingesetzt und es wird wiederum mit der Beziehung zwischen  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$  das Gleichungssystem (4) und (8) gelöst, um einen endgültigen Wert von  $N_0$  zu erhalten.

Bei der Absolutmessung von  $^{24}\text{Na}$  kann wegen des großen  $E_\beta$  und der großen Differenz in den  $E_\gamma$  keine Extrapolation einer  $\beta$ -Absorbermessung zur Bestimmung von  $\epsilon_{N_1}$  durchgeführt werden. Das  $\epsilon_\beta$  beträgt bei den dicksten Al-Sonden (1 mm dick), die hier über die  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  - Reaktion zur Bestimmung des schnellen Neutronenflusses eingesetzt werden, ca. 38 %.

Somit hat das  $\epsilon_{N_1}$  in Gleichung (4) und (10), wie man leicht sieht, ein so geringes Gewicht, daß unter der Annahme  $\epsilon_{N_1} = \epsilon_{N_1}^A$  die Gleichungssysteme (8) und (10) sowie (4) und (8) gelöst werden können.

### 3.4. Genauigkeit der Methode

Außer den statistischen Fehlern, den Fehlern in der Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen geht im wesentlichen der Fehler in der Beziehung zwischen  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$  in die Bestimmung von  $N_0$  ein. Dieser Fehler wird allerdings nur zu einem kleinen von  $\epsilon_\beta$  oder auch  $N_K/N_\gamma$  abhängigen Teil auf  $N_0$  übertragen. Als Beispiel ist zu nennen, daß bei der Absolutmessung von 0,1 mm dicken  $^{60}\text{Co}$  in  $^{59}\text{Co}$ -Sonden mit  $N_K/N_\gamma = 0,08$  ein Fehler von 5 % in  $\epsilon_{N_1}/\epsilon_{N_1}^A$  einen Fehler von ca. 0,8 % in  $N_0$  hervorruft.

Ein Fehler durch unterschiedliche Sondendicken kann nicht entstehen, weil der Korrekturfaktor

$$F = \frac{\frac{N_\beta \cdot N_\gamma}{N_K}}{N_0}$$

für jede Absolutmessung bestimmt wird. Er beträgt für die oben genannten  $^{60}\text{Co}$ -Sonden ca. 1,14.

Die Relativmessung einer nach obiger Methode absolut gemessenen  $^{60}\text{Co}$ -Sonde zu einem Standard der International Atomic Energy Agency, dessen Genauigkeit bei  $\pm 0,6$  % lag, ergab eine Abweichung von + 0,9 %.

Die gemessenen 0,1 mm dicken Folien sind die als Aktivierungsdetektoren üblicherweise verwendeten Folien /8/.

Mit zunehmender Foliendicke bzw. abnehmendem  $\epsilon_\beta$  wird der Korrekturfaktor  $F$  größer und sein Fehler nimmt zu. Wenn eine Genauigkeit von  $\pm 2,5$  % ausreicht, kann die Methode bis zu einer Foliendicke von 0,3 mm verwendet werden. ( $F = 1,26$ ;  $\epsilon_\beta = 0,04$ ).



#### 4. Die Absolutmessung von $^{58}\text{Co}$

##### 4.1. Koinzidenzgleichungen

In Abb. 4a ist das Zerfallsschema von  $^{58}\text{Co}$  angegeben /9/. Das Nuklid ist ein Positronenstrahler mit einer Übergangswahrscheinlichkeit von 15,0 %. Die anderen 85 % der Zerfälle sind mit einem Positroneneinfang verbunden.

In Abb. 4b ist das Zerfallsschema aufgegliedert und es sind die verwendeten Übergangswahrscheinlichkeiten angegeben. Zusätzlich tritt eine Vernichtungsstrahlung von 0,511 MeV aus der Rekombination der  $\beta^+$  mit der Häufigkeit  $2K_0$  auf. Die  $\gamma$ -Messung erfolgt nur über die 0,81 MeV-Photolinie des  $^{58}\text{Co}$ , die mit der weitaus schwächeren 0,86 MeV-Photolinie bei Messung mit einem NaJ(Tl)-Zähler zusammenfällt. Für die Zählraten in  $\beta, \gamma$  und Koinzidenzkanal erhält man:

$$N_{\beta} = N_0 \left[ K_0 \epsilon_{\beta} + 2K_0 \epsilon_{N_0} (1 - \epsilon_{\beta}) + 2K_2 \epsilon_{N_1} + \{K_0 (1 - \epsilon_{\beta}) + K_1 + K_3\} \epsilon_{N_1} + (K_1 + K_2 + K_3) \epsilon_{N_K} \right] \quad (11)$$

$$N_{\gamma} = N_0 \left[ K_0 + K_1 + 2K_2 \epsilon_{\gamma} \right] \quad (12)$$

$$N_K = N_0 \epsilon_{\gamma} \left[ K_0 \epsilon_{\beta} + 2K_0 \epsilon_{N_0} (1 - \epsilon_{\beta}) + 2K_2 \epsilon_{N_1} + (K_1 + 2K_2) \epsilon_{N_K} \right] \quad (13)$$

$N_{\beta}, N_{\gamma}, N_K$  : Zählraten im  $\beta, \gamma$  und Koinzidenzkanal

$N_0$  : Absolute Aktivität

$\epsilon_{\beta}$  :  $\beta$ -Zählausbeute im 4  $\beta$ -Zähler

$\epsilon_{\gamma}$  :  $\gamma$ -Zählausbeute bei einer  $\gamma$ -Messung über die 0,8106 MeV-Photolinie des  $^{58}\text{Co}$

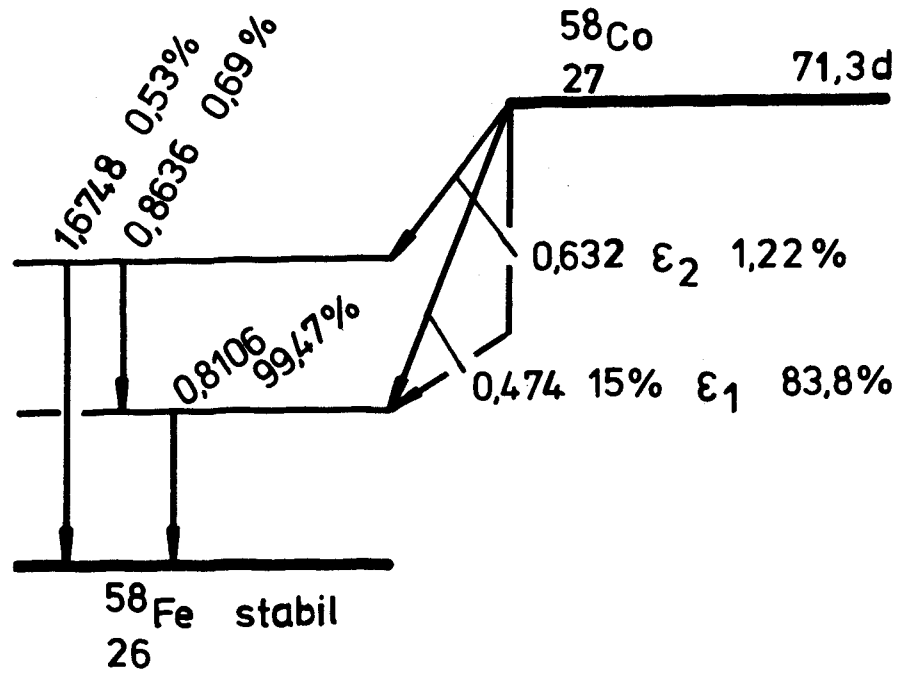


Abb. 4a Zerfallsschema von  $^{58}\text{Co}$

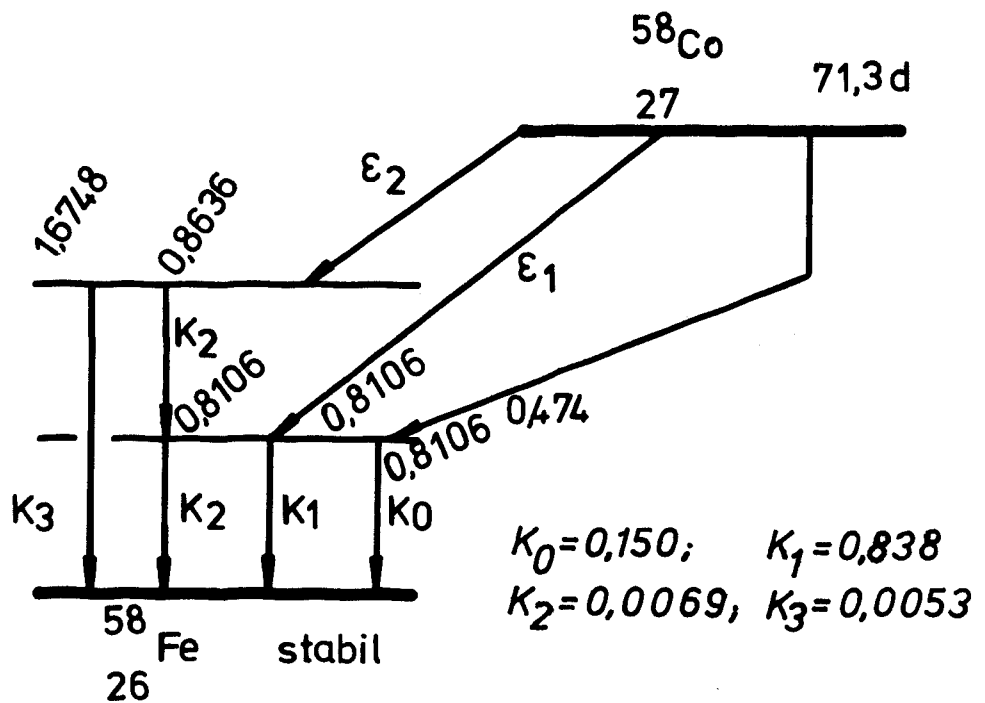


Abb. 4b Aufgegliedertes Zerfallsschema von  $^{58}\text{Co}$

- $K_i$  : Übergangswahrscheinlichkeiten nach Abb. 4b
- $\epsilon_{N_0}$  : Sekundär-Elektronenausbeute der 0,511 MeV - Vernichtungsquanten
- $\epsilon_{N_1}$  : Sekundär-Elektronenausbeute der 0,81 und 0,86 MeV -  $\gamma$ -Quanten
- $\epsilon_{N_K}$  : Sekundär-Elektronenausbeute der auf die Elektroneneinfangprozesse folgenden K-Strahlung

Wegen des kleinen  $K_3$  ( $K_3 = 0,0053$ ) wurde die Sekundär-Elektronenausbeute der 1,67 MeV  $\gamma$ -Quanten gleich  $\epsilon_{N_1}$  angenommen.

In dem  $\epsilon_\beta$  sind alle von einem Positron ausgelösten Entladungen in dem  $4\pi\beta$ -Zähler enthalten, d.h. auch von der Bremsstrahlung erzeugte Sekundärelektronen.

Das  $\epsilon_{N_K}$  kann wegen der niedrigen Energie der K-Strahlung von 6,4<sup>K</sup>keV durch Ionisation im Zählgas nach /6/ sehr groß werden.

Die Koinzidenzzählrate  $N_K$  setzt sich wie folgt zusammen:

1. Mit einer Zählausbeute von  $K_0 \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_\beta$  die Koinzidenzen zwischen Positronen und den 0,81 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$ ,
2. mit einer Zählausbeute von  $2 K_0 \epsilon_\gamma \epsilon_{N_0} (1-\epsilon_\beta)$  die Koinzidenzen zwischen den Sekundärelektronen der Vernichtungsquanten und den 0,81 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$ ,
3. mit einer Zählausbeute von  $2 K_2 \epsilon_\gamma \epsilon_{N_1}$  die Koinzidenzen zwischen Sekundärelektronen der 0,81 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_2$  mit den 0,86 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_2$  und umgekehrt,

4. mit einer Zählrohrbeute von  $\epsilon_{\gamma}(K_1 + 2K_2) \epsilon_{N_K}$  die Koinzidenzen zwischen den Sekundärelektronen der auf den Elektroneneinfang emittierten K-Strahlung und den 0,81 (+0,86) MeV  $\gamma$ -Quanten, die auf einen Elektroneneinfangprozeß folgen.

Andere Koinzidenzen können bei einer  $\gamma$ -Messung über die 0,81 MeV-Photolinie nicht auftreten.

Mit  $(K_1 + K_2 + K_3) \epsilon_{N_K} \approx (K_1 + 2K_2) \epsilon_{N_K}$ , was

mit  $(K_1 + K_2 + K_3) = 0,850$  und  $(K_1 + 2K_2) = 0,852$  einen

vernachlässigbar kleinen Fehler erzeugt, erhält man aus (11) bis (13)

$$\frac{N_B \cdot N_{\gamma}}{N_K} = N_0 \left[ K_0 + K_1 + 2K_2 + \frac{\{K_0(1-\epsilon_B) + K_1 + K_3\} \epsilon_{N_1}}{N_K / N_{\gamma}} \right] \quad (14)$$

#### 4.2. Koinzidenzgleichungen für Absorbermessungen

Für Absorbermessungen mit einem Absorber von  $\beta$ -Sättigungsdicke (ca. 140 mg/cm<sup>2</sup> Al), der das radioaktive Präparat im  $4\pi\beta$ -Zähler umschließt, erhält man die folgenden Zählraten in den drei Meßkanälen:

$$N_B^A = N_0 \left[ K_0 \epsilon_{N_B}^A + 2K_0 \epsilon_{N_0}^A + 2K_2 \epsilon_{N_1}^A + (K_0 + K_1 + K_3) \epsilon_{N_1}^A + (K_1 + K_2 + K_3) \epsilon_{N_K}^A \right] \quad (15)$$

$$N_{\gamma}^A = N_0 \left[ K_0 + K_1 + 2K_2 \right] \epsilon_{\gamma}^A \quad (16)$$

$$N_K^A = N_0 \epsilon_{\gamma}^A \left[ K_0 \epsilon_{N_B}^A + 2K_0 \epsilon_{N_0}^A + 2K_2 \epsilon_{N_1}^A + (K_1 + 2K_2) \epsilon_{N_K}^A \right] \quad (17)$$

Der Index A zeichnet die Zählausbeuten für die Absorbermessung aus.

$\epsilon_{N_B}^A$  ist die Sekundärelektronenausbeute der Positronenbremsstrahlung.

Entsprechend Gleichung (14) erhält man aus (15), (16) und (17)

$$\frac{N_B^A \cdot N_Y^A}{N_K^A} = N_0 \left[ K_0 + K_1 + 2K_2 + \frac{(K_0 + K_1 + K_3) \epsilon_{N_1}^A}{N_K^A / N_\gamma^A} \right] \quad (18)$$

Besonders wichtig bei dieser Methode ist, daß in (14) und (18) das meßtechnisch nicht zu bestimmende  $\epsilon_{N_K}^A$  und  $\epsilon_{N_B}^A$  nicht mehr enthalten ist. In (18) fällt zusätzlich das  $\epsilon_{N_B}^A$ , das ebenfalls weder rechnerisch noch meßtechnisch bestimmt werden kann, heraus.

Bei den  $\gamma$ -Messungen muß berücksichtigt werden, daß  $\gamma$ - $\gamma$ Koinzidenzen die Zählausbeute der 0,81 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$  und  $K_2$  in der Photolinie beeinflussen. Es treten  $\gamma$ - $\gamma$ Koinzidenzen in dem Szintillationskristall zwischen den Vernichtungsquanten und den 0,81 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$  auf, sowie - allerdings zu einem vernachlässigbar kleinen Anteil - zwischen den 0,81 MeV und 0,86 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_2$ .

Die Abb. 5 zeigt die Anordnung der beiden Detektoren

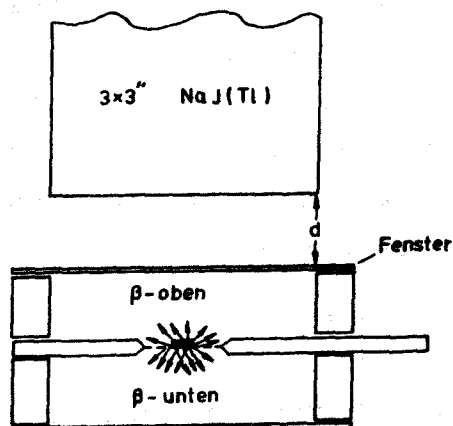


Abb. 5 Anordnung der Detektoren

Verändert man den Abstand zwischen  $4\pi\beta$ -Zähler und Szintillationszähler, so nehmen mit zunehmendem Abstand die  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen proportional  $\epsilon_\gamma$  ab, während die  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen in dem Szintillationskristall proportional  $\epsilon_\gamma^2$  abnehmen. Durch Vergrößerung des Abstandes  $4\pi\beta$ -Zähler zu  $\gamma$ -Detektor können also die Störeffekte unterdrückt werden.

In Abb. 6 ist der Quotient  $N_{\beta\gamma} / N_K$  gegen den Abstand des Szintillationszählers von dem radioaktiven Strahler angegeben.

Zur genauen Untersuchung der Störeffekte wurden die Messungen einmal mit der oberen Hälfte des  $4\pi\beta$ -Zählers und einmal mit der unteren Hälfte des  $4\pi\beta$ -Zählers zusammen mit dem Szintillationszähler durchgeführt.

Es werden Messungen mit einem dicken und einem dünnen Abschlußfenster des  $4\pi\beta$ -Zählers durchgeführt, wobei spätestens in dem dicken Fenster alle Positionen abgebremst werden und somit der Entstehungsort der Vernichtungsquanten auf Zählrohr und Zählrohrwände begrenzt wird.

Bei den Messungen mit der oberen  $4\pi\beta$ -Zählerhälfte kann man deutlich erkennen, wie mit zunehmendem Abstand der Quotient  $N_{\beta\gamma} / N_K$  abnimmt und dann in einen konstanten Wert übergeht. Man kann weiterhin erkennen, daß durch das dicke Fenster die Störeffekte etwas verringert werden.

Bei den Messungen mit der unteren  $4\pi\beta$ -Zählerhälfte sind kaum Störungen zu erkennen. Das ist auch zu erwarten, weil alle Positronen, die zu einer Koinzidenz führen, in einer zum Szintillationszähler entgegengesetzten Richtung abgestrahlt werden, wobei die Vernichtungsquanten, die durch  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenzen in dem Szintillationszähler die Messungen stören, weit vom Szintillationszähler entfernt entstehen.

Bei  $4\pi\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzmessung von  $^{58}\text{Co}$  muß also bei der benutzten Meßapparatur /2/ ein Mindestabstand von 10 cm zwischen Meßprobe und Szintillationszähler gewählt werden.

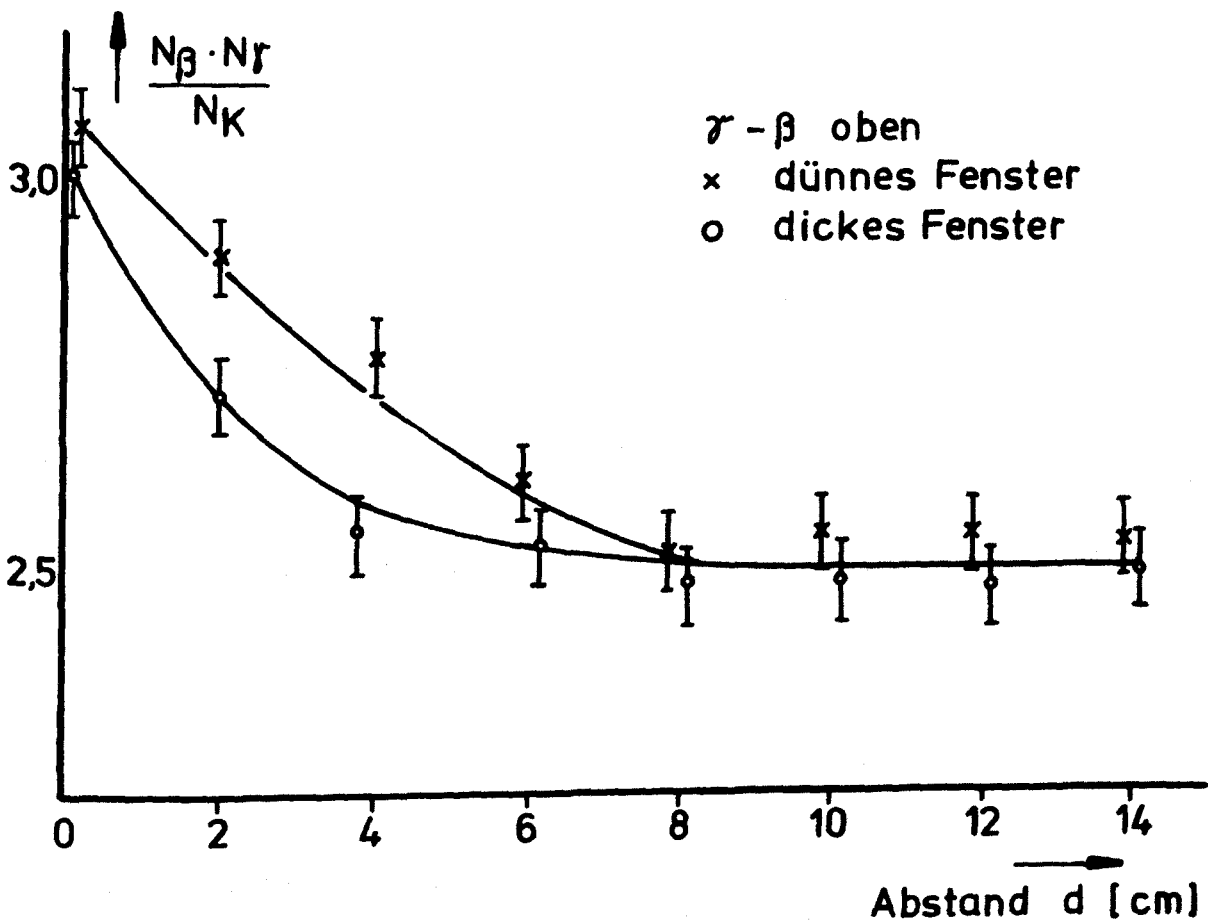
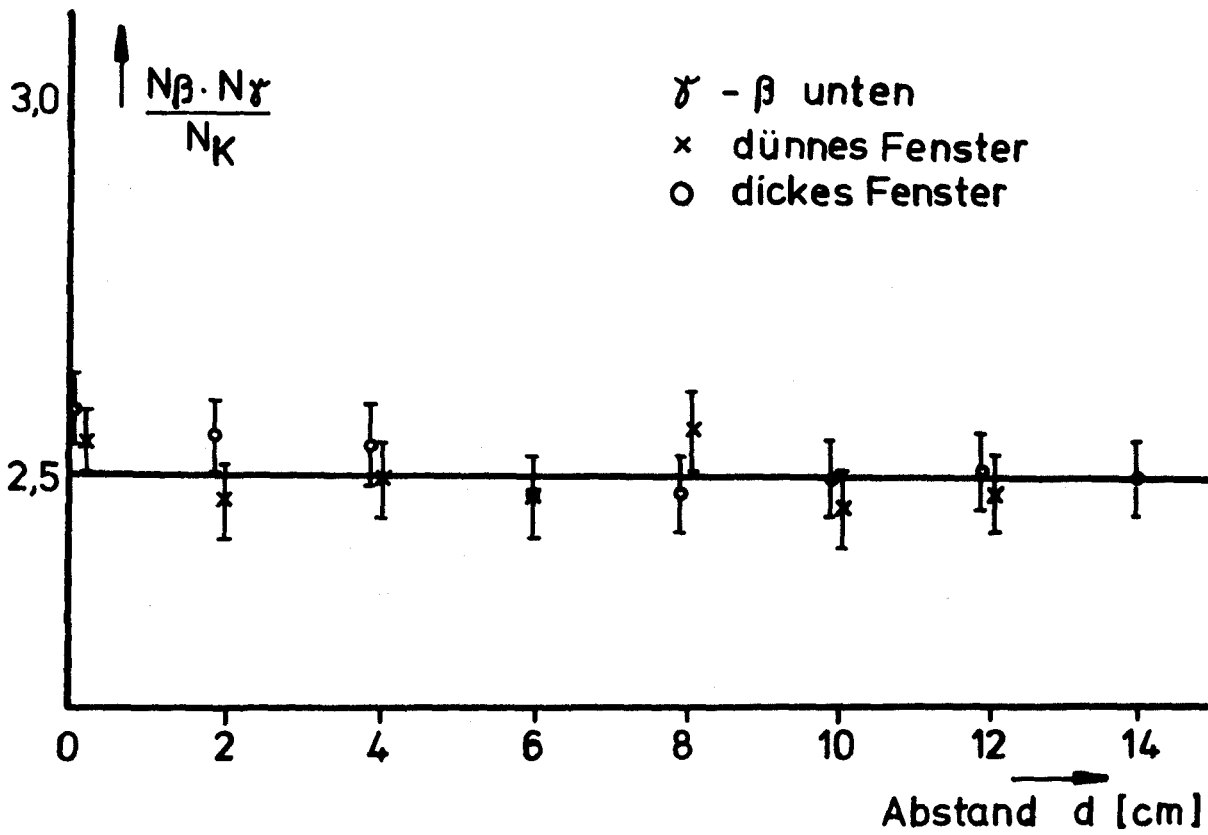


Abb. 6  $\frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K}$  in Abhängigkeit vom  $\gamma$  - Zähler Abstand

### 4.3. Zählausbeuten

Zur Bestimmung der absoluten Aktivität müssen die Gleichungen (14) und (18) gelöst werden. Wegen des kleinen Gewichts von  $\epsilon_{\beta}$  in (14) kann hier der nach /10/ berechnete Wert eingesetzt werden. Wie in 3.3 muß hier zusätzlich eine Beziehung zwischen  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$  bestimmt werden.

Wegen des großen Energieunterschieds zwischen den 0,51 MeV und den 0,81 MeV  $\gamma$ -Quanten und dem kleinen Energieunterschied zwischen der  $\beta$ -Energie (0,474 MeV) und den  $\gamma$ -Energien kann keine Extrapolation von  $\beta$ -Absorbermessungen zur Bestimmung von  $\epsilon_{N_1}$  durchgeführt werden. Unter der Annahme, daß das  $\epsilon_{N_1}$  und  $\epsilon_{N_1}^A$  nicht zu große Abweichungen zeigen, werden Auswertungen von Gleichung (14) und (18) mit

$$1. \quad \epsilon_{N_1} / \epsilon_{N_1}^A = 1,0$$

$$2. \quad \epsilon_{N_1} / \epsilon_{N_1}^A = 1,1$$

$$3. \quad \epsilon_{N_1} / \epsilon_{N_1}^A = 0,9$$

durchgeführt und zwar bei Meßergebnissen für  $^{58}\text{Co}$  in  $^{58}\text{Ni}$ -Sonden mit einer Dicke von 0,055 mm. Die maximale Differenz in dem berechneten  $N_0$  betrug 2,3 %, so daß ein absoluter Fehler von  $\pm 1,15$  % ( $3\sigma$ ) bei einer Unsicherheit von  $\pm 10$  % in dem Verhältnis  $\epsilon_{N_1} / \epsilon_{N_1}^A$  entsteht.

Die zufälligen Koinzidenzen werden wie in /2/ beschrieben berechnet.

### 4.4. Genauigkeit der Methode

Der Fehler, der bei der Auswertung der Gleichungen (14) und (18) mit den angegebenen Verhältnissen der Sekundärelektronen-Ausbeuten der 0,81 MeV und 0,86 MeV  $\gamma$ -Quanten mit und ohne Absorber entsteht, wurde oben bereits abgeschätzt. Der Fehler, der durch Einsetzen eines nach /10/ berechneten Wertes von  $\epsilon_{\beta}$  in



Gleichung (14) entsteht, wirkt sich im Korrekturfaktor  $F$  (s. 3.4) wenig aus. So bedingt ein Fehler von 10 % in  $\epsilon_B$  eine Veränderung des Korrekturfaktors um 1,5 %. Die Größe des Korrekturfaktors hängt von der Sondendicke ab. Für eine 55  $\mu$  starke Ni-Sonde ist beispielsweise  $F = 1,12$ .

Zur Überprüfung der Genauigkeit der Methode wurden die Aktivitäten von 55  $\mu$ -Sonden auch mit einem geeichten Ge(Li)-Detektor gemessen. Es ergab eine Übereinstimmung innerhalb  $\pm 2$  % .

Werden dickere Aktivierungsdetektoren als die angegebenen verwendet, so wird der Korrekturfaktor und damit der Fehler größer. Bei 0,5 mm starken Sonden beträgt der Korrekturfaktor bereits ca. 1,45.

#### 5. Schlußbemerkung

Wir danken Herrn Dipl.-Phys. G. Borchardt für die Erstellung der verwendeten Rechenprogramme.

Literatur

- /1/ Bell, J.R.; Cheever, P.R.:  
Two methods to determine  $^{60}\text{Co}$  disintegration rates  
Nucleonics 21, No. 7, July 1963, p. 58-63
- /2/ Dieck, L.:  
Absolutmessung der Zerfallsrate eines radioaktiven  
Strahlers mit komplexem Zerfallsschema mit Hilfe  
einer  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzanlage. Die Absolutmessung  
von  $^{60}\text{Co}$  und  $^{58}\text{Co}$   
Bericht JÜL-355-RX der KFA Jülich, Januar 1966
- /3/ Nuclear Data Tables A8 - 1,2 - 19 (1970) and A8 -  
1,2 - 45 (1970)
- /4/ Nuclear Data Sheets B4 - 3,4 - 271 (1970)
- /5/ Evans, P.D.:  
The Atomic Nucleus  
New York, Toronto, London, 1955
- /6/ Urquhart, D.F.:  
A new method of measuring the gamma counting efficiency  
of  $4\pi\beta$ -gas counters  
Standardization of Radionuclides  
International Atomic Energy Agency, Vienna, 1967,  
p. 167-181
- /7/ Wolf, G.:  
Die Absoluteichung von Zerfallsraten mittels der  
 $\beta\text{-}\gamma$ -Koinzidenzmethode und deren Anwendung zur Messung  
des thermischen Aktivierungsquerschnittes der Isotope  
 $^{24}\text{Na}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{181}\text{Ta}$   
Nukleonik Bd. 2 (1960) Heft 7, S. 255-271

- /8/ Köhler, W., Vaninbrouckx, R.:  
Determination of the thermal neutron fluence by  
 $^{60}\text{Co}$  activation monitors  
Int. J. appl. Radiat. Isotopes 22, 529 (1971)
- /9/ Nuclear Data Tables A8 - 1,2 - 42 (1970)
- /10/ Bertolini, Segré, Terracini:  
Self absorption in sources of beta-emitters  
EURATOM-Bericht EUR 338e (1963)