

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 40 (1967)

Heft: 3

Artikel: Ein doppelfokussierendes, magnetisches Paarspektrometer

Autor: Balzer, R. / Bharucha, D. / Heinrich, F.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113763>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 19.01.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Ein doppelfokussierendes, magnetisches Paarspektrometer

von **R. Balzer, D. Bharucha, F. Heinrich** und **A. Hofmann**¹⁾

Laboratorium für Kernphysik der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich

(15. X. 66)

Zusammenfassung. Unter Verwendung eines doppelfokussierenden Magnetfeldes der Form $H = H_0 a/r \sin \vartheta$ werden die Eigenschaften – insbesondere die Ansprechfunktion und die spektrale Empfindlichkeit – eines γ -Paarspektrometers berechnet. Da bis zu Auflösungen von 0,1% die Transmission von 1,8% konstant bleibt, resultiert eine gute Empfindlichkeit des Instrumentes bei hoher Auflösung. Die theoretischen Voraussagen werden durch Messungen bei 17,7 MeV bestätigt und zeigen, dass $1/r$ -Spektrometer den klassischen magnetischen Paarspektrometern weit überlegen sind.

1. Einleitung

Magnetische γ -Paarspektrometer werden vor allem verwendet, wenn bei hohen γ -Energien gute Auflösung gefordert wird. Grundsätzlich lassen sich zwei Gruppen magnetischer Paarspektrometer unterscheiden. Spektrometer mit *homogenem Feld* benützen, ausser bei sehr hohen Energien [7, 10], *180°-Ablenkung* [1, 5]. Die absolute Linienbreite ΔE ist bei diesen Instrumenten von der γ -Energie praktisch unabhängig und durch das Verhältnis von Detektorbreite zu Detektorabstand festgelegt. Es ist jedoch wegen der geringen Fokussierung im homogenen Feld nicht möglich, durch Verkleinerung der Detektorbreite die Auflösung beliebig zu steigern; KINSEY [1] konnte zeigen, dass bei Detektorbreite Null die apparative Linienbreite immer noch etwa 70 keV beträgt. Hohe Auflösung lässt sich somit erst bei hohen γ -Energien erzielen. Die mangelhafte Fokussierung bewirkt ferner, dass Paare, die nicht in der Vorwärtsrichtung starten, die apparative Linie verbreitern. Die Winkelstreuung der Paare im Konverter und die Divergenz der einfallenden γ -Strahlen ergeben daher eine zusätzliche Verminderung der Empfindlichkeit und der Auflösung. Spektrometer dieser Bauart eignen sich zur präzisen, absoluten Energiebestimmung in der γ -Spektroskopie, da die γ -Energie durch den Abstand der Detektoren und das leicht zu messende, homogene Magnetfeld festgelegt ist. Die geringe Empfindlichkeit beschränkt die Anwendung auf starke γ -Intensitäten wie sie z. B. bei (n, γ) -Reaktionen mit Reaktorneutronen auftreten [1, 5]. 180°-Spektrometer sind ferner für Energien bis 240 MeV bei 6% Auflösung konstruiert worden [7].

Paarspektrometer mit *doppelfokussierendem, inhomogenem Feld* weisen gegenüber dem Typ mit homogenem Feld eine Reihe von Vorteilen auf. Solange die Fokussierung des verwendeten Feldes als ideal betrachtet werden darf, ergeben sich die fol-

¹⁾ Gegenwärtige Adresse: Cambridge Electron Accelerator, Cambridge, Mass., USA.

genden, charakteristischen Eigenschaften: Die *relative* Linienbreite $\Delta E/E$ ist durch die Spektrometergeometrie bestimmt und praktisch unabhängig von der γ -Energie, so dass sich auch für niedere Energien eine beliebig gute Auflösung erreichen lässt. Die Startrichtung der Paarpartner beeinflusst die Linienform nicht, daher sind Winkelstreuung im Konverter und Einfallrichtung der γ -Strahlung von geringer Bedeutung. Der Abstand zwischen Konverter und γ -Quelle kann deshalb beliebig klein sein; so ist es z. B. möglich, bei Arbeiten mit Beschleunigern Target und Konverter direkt zu vereinigen; ferner sind Messungen mit interner Paarerzeugung möglich. Die für eine gegebene Auflösung zulässige Konverterdicke ist nur durch den Energieverlust der Paarpartner im Konverter bestimmt. Die Grösse des Raumwinkels (Transmission), in den hinein die Paare starten müssen, und die Grösse der Konverterfläche, die das Feld abbilden kann, sind für die Empfindlichkeit des Spektrometers verantwortlich und hängen vom geforderten Auflösungsvermögen ab. Unter Voraussetzung idealer Fokussierung können die Eigenschaften des Instrumentes verhältnismässig einfach berechnet werden, da sich Linienform und Empfindlichkeit *getrennt* behandeln lassen. Die absolute Ansprechfunktion ist deshalb vollständig und genauer bekannt als die anderer Paarspektrometer. Verglichen mit einem 180° -Spektrometer erfordert die absolute Energiebestimmung aber einen höheren instrumentellen Aufwand, da hier ein inhomogenes Feld präzise gemessen werden muss [15, 16].

Die einzigen bisher bekannten Paarspektrometer mit doppelfokussierendem Feld sind die *Linsenspektrometer mit axialer Fokussierung* [6, 8, 9]. Die Bildfehler dieser Fokussierung sind jedoch so gross, dass sie nur bei Auflösungen $>5\%$ vernachlässigt werden dürfen. Bei Auflösungen unter 1% ist zudem ein nahezu punktförmiger Konverter erforderlich (Charakteristisches Beispiel [6]: Auflösung $0,56\%$, Konvertergrösse $1,5$ mm Durchmesser!). Wegen der Bildfehler nimmt die Transmission für hohe Auflösung rasch ab, so dass trotz der Doppelfokussierung die Empfindlichkeit klein bleibt. Nachteilig ist ferner, dass Elektron und Positron in den gleichen Punkt fokussiert werden, so dass erst unter Benützung eines «statistical-separation»-Detektors Koinzidenzen erhalten werden können.

Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, ist dagegen das doppelfokussierende, rotationssymmetrische Feld der Form [2]

$$H = H_0 \frac{a}{r \sin \vartheta}; \quad (r, \vartheta, \varphi) \text{ sphärische Koordinaten}$$

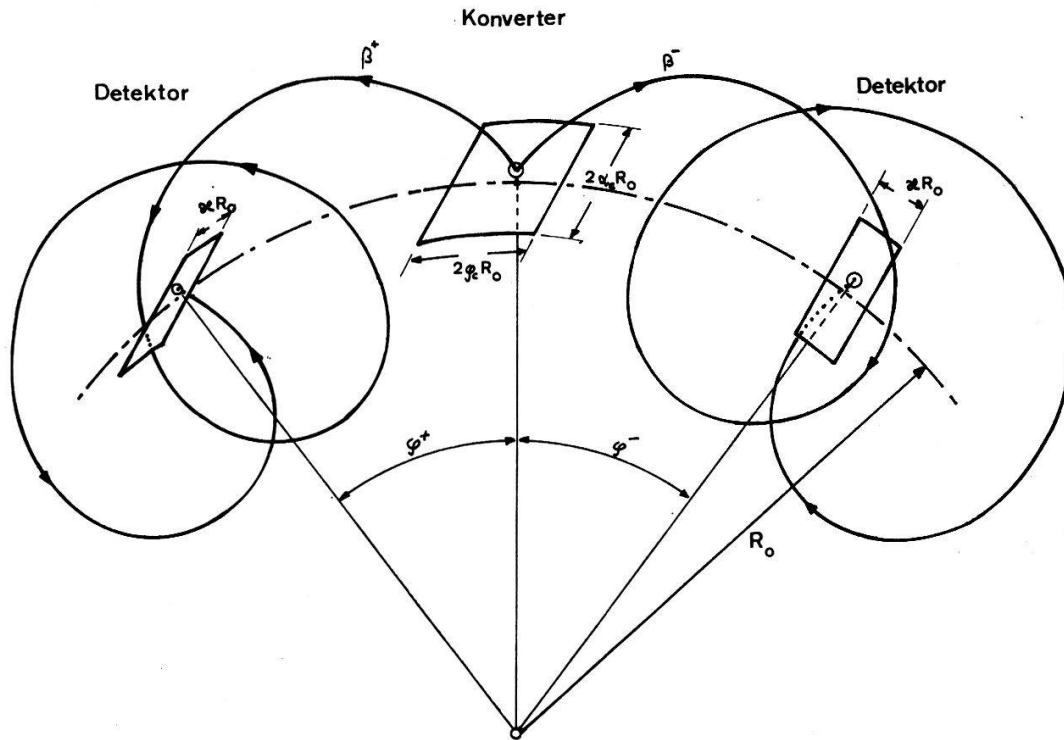
für die Konstruktion eines γ -Paarspektrometers hoher Auflösung sehr geeignet.

2. Grundlagen

Die Fokussierungseigenschaften des rotationssymmetrischen $1/r$ -Feldes sind in verschiedenen Arbeiten [11, 12, 13] untersucht worden. HOFMANN [2, 3] konnte zeigen, dass für alle Teilchenbahnen Doppelfokussierung hoher Ordnung auftritt, sofern der Feldparameter

$$K = \frac{p}{a H_0 \mu_0 e} \quad (p = \text{Impuls des Teilchens}) \quad (1)$$

gewisse, sogenannte «stabile» Werte annimmt. Eine für Paarspektrometer sehr günstige Bahngeometrie erhält man mit dem Wert $K = 0,309894$.



Figur 1

Schematische Anordnung von Konverter, Detektoren und Partikelbahnen im Paarspektrometer. α ist der Komplementärwinkel zur Koordinate ϑ des sphärischen Koordinatensystems (r, ϑ, φ) :
 $\alpha = \pi/2 - \vartheta$.

Wie Figur 1 zeigt, resultiert damit eine Anordnung von Konverter und Detektoren, die sehr ähnlich der eines 180° -Spektrometers mit homogenem Feld [1] ist. Der Winkel φ^+ (bzw. φ^-) zwischen Startort und Fokus eines Positrons (bzw. Elektrons) ist gegeben durch (1) und die Beziehung

$$\varphi^+ = 4\pi \left(\frac{1}{\sqrt{1-K_+^2}} - 1 \right). \quad (2)$$

Für den «stabilen» Wert $K = 0,309894$ ist $\varphi^+ = 0,65066$ rad. Um bei einem Paarspektrometer eine gute Empfindlichkeit zu erhalten, ist es notwendig, ausgedehnte Konverter zuzulassen. Die Summe der kinetischen Energien der Paartner ($T^+ + T^-$) = $E_\gamma - 2m_0c^2$ muss daher ohne Kenntnis des Standortes allein durch Magnetfeld und Abstand der Detektoren bestimmt werden können. Da beim vorliegenden Feld die Summe der Winkel [$\varphi^+(T^+) + \varphi^-(T^-)$] nicht gleich dem Winkel der Energiesumme ($T^+ + T^-$) ist, kann diese Bedingung nur in gewisser Näherung erfüllt werden.

Bezeichnen wir mit $T_s = (E_\gamma - 2m_0c^2)/2$ die kinetische Energie eines Partikels bei symmetrischer Energieverteilung und benützen wir als Variable $x = (T^+ - T_s)/T_s$, die relative Abweichung der Energie T^+ vom symmetrischen Fall, so lässt sich die Beziehung (2) als Reihe darstellen:

$$\begin{aligned} \varphi^+ &= \varphi_s (1 + C_1 x + C_2 x^2 + C_3 x^3 + \dots), \\ \varphi^- &= \varphi_s (1 - C_1 x + C_2 x^2 - C_3 x^3 + \dots), \\ \varphi^+ + \varphi^- &= 2\varphi_s (1 + C_2 x^2 + C_4 x^4 + \dots), \end{aligned} \quad (3)$$

wobei

$$\varphi_s = 4 \pi \left(\frac{1}{\sqrt{1-K^2}} - 1 \right) \quad \text{und} \quad K_s = \frac{\sqrt{T_s^2 + 2 m_0 c^2 T_s}}{e c a H_0 \mu_0}$$

ist.

Da man sich auf kleine $|x|$ beschränkt, sollen bei diesen Entwicklungen im weiteren nur die Glieder bis zur 2. Ordnung berücksichtigt werden. Die Grössen

$$C_1 = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + 2 m_0 c^2} \cdot \frac{K^2}{(1-K^2)(1-\sqrt{1-K^2})}$$

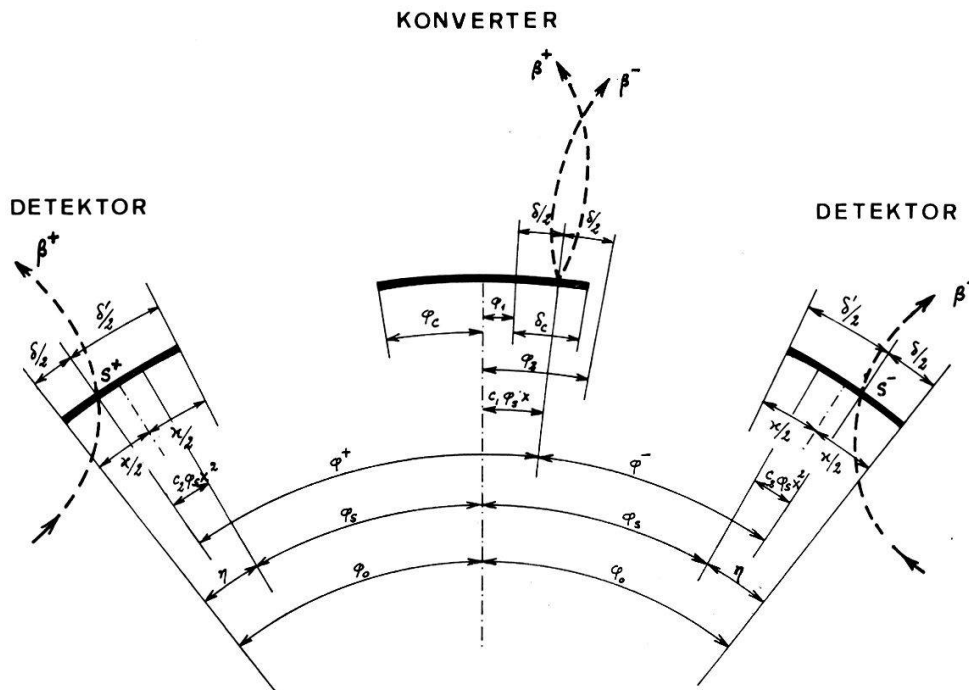
und

$$C_2 = \frac{E_\gamma - 2 m_0 c^2}{2(E_\gamma + 2 m_0 c^2)} \cdot \frac{K^2}{(1-K^2)(1-\sqrt{1-K^2})} \cdot \frac{3}{2} \cdot \left[\frac{E_\gamma}{E_\gamma + 2 m_0 c^2} \right] \cdot \left(\frac{K^2}{1-K^2} \right) \cdot \frac{1}{1-\sqrt{1-K^2}}$$

sind von der Grössenordnung 1 und in Tabelle I numerisch angegeben.

Die Entwicklung (3) stellt die gewünschte Beziehung zwischen Energiesumme $T^+ + T^-$ und der Winkelsumme $\varphi^+ + \varphi^-$ dar. ($\varphi^+ + \varphi^-$) ist eine quadratische Funktion von x mit einem Minimum bei $x = 0$. Der Winkel φ_s zwischen Startpunkt und Fokus eines symmetrischen Paares ist durch die γ -Energie und das Magnetfeld gegeben und stellt bei fester γ -Energie ein Mass für die Magnetfeldeinstellung H_0 dar. Ist z. B. der Winkel zwischen den äusseren Detektorkanten $2\varphi_0$, so können bei einer Feldeinstellung, für die $\varphi_s > \varphi_0$ ist, keine Koinzidenzen gezählt werden.

An Hand von Figur 2 können die zulässigen Startorte bestimmt werden.



Figur 2

Schematische Darstellung des Spektrometers in der Symmetrieebene $\alpha = 0$ zur Bestimmung der möglichen Startbereiche auf dem Konverter. Für das eingezeichnete Beispiel ist der erlaubte Bereich durch die Koordinaten $\varphi_1 = C_1 \varphi_s x - \delta/2$ und den Konverterrand φ_c gegeben.

Auf der Konverterfläche startet ein Paar der Energieverteilung x bei der Koordinate $\varphi_q = \varphi_s C_1 x$. Positron und Elektron dieses Paares durchdringen die entsprechen-



den Detektoren symmetrisch zu $\varphi = 0$ in den Punkten S^+ und S^- mit den Koordinaten $\pm \varphi_s (1 + C_2 x^2)$. Der Abstand des Punktes S^+ (bzw. S^-) vom äusseren Detektorrand soll mit $1/2 \delta$, der Abstand vom inneren Detektorrand mit $1/2 \delta'$ bezeichnet werden, wobei die Detektorbreite $\varkappa = 1/2 (\delta + \delta')$ ist. Aus der Figur kann man nun die zugelassenen Startorte entnehmen, wobei man folgende Bedingungen für die Startkoordinate φ_q erhält:

$$\varphi_1 = \varphi_s C_1 x - \frac{1}{2} \delta \leq \varphi_q \leq \varphi_s C_1 x + \frac{1}{2} \delta = \varphi_2, \quad \text{wenn } \delta < \delta',$$

$$\varphi_1' = \varphi_s C_1 x - \frac{1}{2} \delta' \leq \varphi_q \leq \varphi_s C_1 x + \frac{1}{2} \delta' = \varphi_2', \quad \text{wenn } \delta' < \delta.$$

Beachtet man weiter, dass der erlaubte Bereich der Startorte grösser als der Konverter und somit $\varphi_c < \varphi_2$ sein kann, so erhält man an Stelle der zwei Bereiche die folgenden vier Möglichkeiten:

$$\delta < \varkappa \begin{cases} \varphi_2 \leq \varphi_c: \delta^* = \varphi_2 - \varphi_1 = 2(\varphi_0 - \varphi_s - C_2 \varphi_s x^2), \\ \varphi_2 > \varphi_c: \delta^* = \varphi_c - \varphi_1 = \varphi_c - \varphi_s C_1 x + \varphi_0 - \varphi_s - C_2 \varphi_s x^2, \end{cases} \quad (4)$$

$$\delta' \leq \varkappa \begin{cases} \varphi_2' \leq \varphi_c: \delta^* = \varphi_2 - \varphi_1 = 2(\varkappa - \varphi_0 + \varphi_s + C_2 \varphi_s x^2), \\ \varphi_2' > \varphi_c: \delta^* = \varphi_c - \varphi_1 = \varphi_c - \varphi_s C_1 x + (\varkappa - \varphi_0 + \varphi_s + C_2 \varphi_s x^2). \end{cases}$$

Beim Durchmessen einer γ -Linie ergibt sich demnach folgender Ablauf:

Mit zunehmendem Magnetfeld wird der Winkel φ_s kleiner. Solange $\varphi_s > \varphi_0$ ist, gelangen keine Paare in die Detektoren, d. h. werden keine Koinzidenzen registriert. Wird der Wert $\varphi_s = \varphi_0$ erreicht, so werden nur Koinzidenzen solcher Paare gezählt, die mit symmetrischer Energieverteilung in der Mitte des Konverters starten. Mit weiter abnehmendem Winkel φ_s vergrössert sich der Bereich der erlaubten Startorte in der Konvertermitte, d. h. die Koinzidenzrate nimmt zu. Ist $\varphi_s < \varphi_0 - \varkappa$, so können keine Paare aus der Mitte des Konverters mehr gezählt werden. Damit sind zwei Bereiche der erlaubten Startorte entstanden, die sich mit weiter zunehmendem Magnetfeld nach dem Rand des Konverters hin bewegen. Da die effektive Grösse dieser Bereiche dabei konstant bleibt, vergrössert sich die Koinzidenzrate nicht mehr. Schliesslich werden die erlaubten Startbereiche die Konverterfläche verlassen, womit die Koinzidenzrate wieder abnimmt.

Aus diesen Überlegungen ist ersichtlich, dass eine optimale Grösse des Konverters existiert, da die durch die Koinzidenzrate gegebene Linienhöhe von der maximal wirksamen Konverterfläche bestimmt wird. Eine Vergrösserung des Konverters über diesen Wert hinaus bringt nur eine Verbreiterung der Linie ohne Gewinn an Empfindlichkeit.

Als Mass für die Einstellung des Spektrometerfeldes bei der Messung der γ -Linie wurde bisher der Winkel φ_s benützt. Die eben durchgeführten Betrachtungen zeigen, dass nur die Differenz $\varphi_0 - \varphi_s$ relativ zur Detektorbreite \varkappa in die Beziehungen eingeht. Für die folgenden Berechnungen wird deshalb zur Darstellung der apparativen Linie als Energiemasstab die Grösse $z = (\varphi_0 - \varphi_s)/\varkappa$ verwendet. Es wird sich zeigen, dass zur Beschreibung der apparativen Einstellung des Spektrometers derjenige Wert von z , für den die erlaubten Startbereiche gerade den Konverterrang φ_c erreichen, eine

sehr geeignete Grösse ist. Dieser spezielle z -Wert wird im folgenden mit y bezeichnet; umgerechnet ist $y = [C_2/(C^2 \varphi_s)] [\varphi_c^2/\kappa]$ und enthält als wesentlichsten Teil das Verhältnis des Quadrates der Konverterdimension φ_s zur Detektorbreite κ . Bisher wurde nicht berücksichtigt, dass das Feld nur für den Wert von $K = 0,309894$ optimal fokussiert, woraus mit (2) folgt, dass der Winkel φ^+ bzw. φ^- zwischen Start und Fokus $\Phi = 0,65066 \text{ rad} = 37^\circ 17'$ betragen sollte. Wie von HOFMANN [3] gezeigt wurde, nehmen glücklicherweise bei kleinen Abweichungen vom «stabilen» K -Wert die Bildfehler der Fokussierung nicht sehr stark zu, sofern man in α -Richtung keine zu grossen Startwinkel zulässt. Da in der Praxis dieser Winkel durch die Magnetpolschuhe schon von vornherein beschränkt ist, dürfen diese Abweichungen vernachlässigt werden, sofern kein besseres Auflösungsvermögen als $\Delta p/p \geq 10^{-3}$ gefordert wird. Ebenso darf in guter Näherung an Stelle des Winkels φ_s der Winkel $\Phi = 0,65066 \text{ rad}$ genommen werden.

3. Berechnung der Ansprechfunktion

Die Eigenschaften des Spektrometers werden durch die Ansprechfunktion

$$P(E_\gamma, H) = \frac{\text{Zahl der gezählten Koinzidenzen}}{\text{Zahl der auf den Konverter fallenden } \gamma\text{-Quanten}}$$

beschrieben.

Sie gibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Konverter fallendes Quant eine Koinzidenz auslöst. Um die Koinzidenzrate zu erhalten, muss $P(E_\gamma, H)$ mit der Konverterfläche $4 \alpha_c \varphi_c R_0^2$ und dem Gammaflux $F[\text{Quanten/sec cm}^2]$ multipliziert werden.

Zur Berechnung dieser Funktion muss bestimmt werden, wieviel Paare im Konverter produziert werden und welcher Teil davon den vom Spektrometer gestellten Bedingungen betreffend Energiesumme, Energieverteilung und Startrichtung genügt.

Die Paarproduktion ist bestimmt durch den differentiellen Paarwirkungsquerschnitt $d\sigma = g(\theta^+, \theta^-, \varphi, E_\gamma, x) d\theta^+ d\theta^- d\varphi dx$ [4]. Für jeden Konverterpunkt α_q, φ_q existiert nun ein Raumwinkel $\Delta\Omega$, in den hinein die Paare starten **müssen**, damit sie gezählt werden **können**. Dieser Raumwinkel $\Delta\Omega$ ist im allgemeinen eine Funktion des Magnetfeldes H , der Startkoordinaten α_q, φ_q , der Energieverteilung x und der Spektrometergeometrie. Für einen Konverter der Dimension $2\alpha_c, 2\varphi_c$ und mit n Atomen/cm² erhält man die Wahrscheinlichkeit, dass von allen auf den Konverter fallenden Quanten im Element $d\alpha_q d\varphi_q$ ein Paar ausgelöst wird, das in den vom Spektrometer vorgeschriebenen Raumwinkel hinein startet und dessen Energieverteilung im Intervall dx liegt zu

$$d^3P = \frac{n}{4 \alpha_c \varphi_c} \left(\int_{\Delta\Omega} d\sigma \right) dx d\varphi_q d\alpha_q.$$

Durch Integration über α_q, φ_q und x in noch festzulegenden Grenzen erhält man daraus die gesuchte Ansprechfunktion

$$P(E_\gamma, H) = \frac{n}{4 \alpha_c \varphi_c} \int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \left[\int_{-\alpha_c}^{\alpha_c} \left(\iiint_{\Delta\Omega} d\sigma \right) d\alpha_q \right] d\varphi_q dx.$$

Die Integrationsgrenzen erhält man durch folgende Überlegungen: Solange ideale Fokussierung vorausgesetzt werden darf, ist die Startkoordinate α_q ohne Einfluss auf die Fokussierung. Die Integration über α_q erstreckt sich daher über die Konverterhöhe $2\alpha_c$ von $-\alpha_c$ bis $+\alpha_c$. Die Koordinaten φ_1 und φ_2 sind die Grenzen des erlaubten Startbereiches auf dem Konverter und hängen von der γ -Energie, dem Magnetfeld und der Spektrometergeometrie ab. Die Grenzen x_{min} und x_{max} werden wiederum durch die Grössen φ_1 und φ_2 bestimmt.

Für die Durchführung der Rechnung werden zwei vereinfachende Voraussetzungen getroffen:

- Der differentielle Paarwirkungsquerschnitt $d\sigma$ soll durch die Bethe-Heitlerformel [4] für symmetrische Energieverteilung ($x=0$) bestimmt sein. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da $d\sigma/dx$ an der Stelle $x=0$ praktisch konstant ist und im vorliegenden Fall nur Werte $|x| \ll 1$ verwendet werden sollen.
- Der Raumwinkel $\Delta\Omega$ soll nur von der Startkoordinate α_q und der Spektrometergeometrie abhängig sein. Da der Einfluss von x und φ_q auf den Startraumwinkel $\Delta\Omega$ für γ -Energien über 3 MeV sehr klein ist, ist diese Approximation statthaft.

Unter diesen Voraussetzungen wird das Integral

$$\int_{-\alpha_c}^{+\alpha_c} \left(\int_{\Delta\Omega} d\sigma \right) d\alpha_q$$

unabhängig von x und φ_q und kann aus der Integration über φ_q und x herausgenommen werden. Die Ansprechfunktion darf deshalb umgeformt werden und lautet dann

$$P(E_\gamma, H) = \frac{n}{4 \alpha_c \varphi_c} \underbrace{\int_{-\alpha_c}^{+\alpha_c} \left(\int_{\Delta\Omega} d\sigma \right) d\alpha_q}_{\frac{d\xi}{dx}} \underbrace{\int_{x_{min}}^{x_{max}} \left(\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi_q \right) dx}_{I(E_\gamma, H)}.$$

Diese Aufspaltung in zwei voneinander unabhängige Integrale erlaubt nun eine Berechnung von $P(E_\gamma, H)$ mit relativ geringem Aufwand, ohne dass weitere Vernachlässigungen gemacht werden müssen. $d\xi/dx$ ist nur von E_γ und konstruktiven Parametern abhängig und bestimmt im wesentlichen den *spektralen* Verlauf der Empfindlichkeit des Instrumentes. Es kann leicht durch numerische Integration des differentiellen Paarwirkungsquerschnittes über die Spektrometergeometrie erhalten werden als

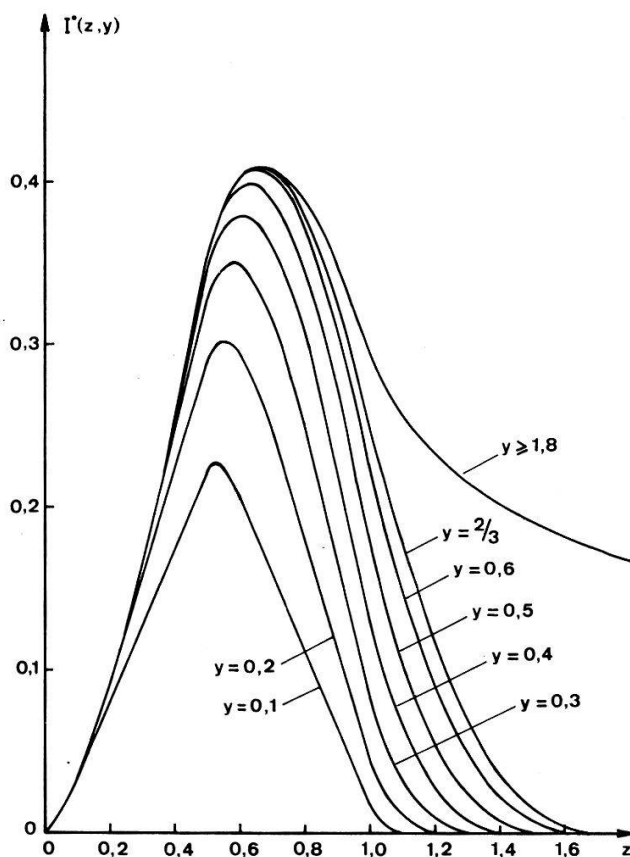
$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{Z^2 e^4 T_s}{2 \pi E_\gamma^3 137} L(E_\gamma, \alpha_c), \quad (5)$$

wobei $L(E_\gamma, \alpha_c)$ das dimensionslose Resultat der numerischen Integration darstellt.

$I(E_\gamma, H)$ hängt ausser von apparativen Grössen vom Magnetfeld und in einfacher Weise von der γ -Energie ab und enthält die *apparative Linienform* des Spektrometers für eine unendlich schmale γ -Linie. Das Integral $\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ist identisch mit der Summe der möglichen Startbereiche der Beziehung (4). Diese müssen über x inte-

griert werden, wobei die Integrationsgrenzen durch die Bedingung $\delta^* > 0$ bestimmt werden. Damit wird

$$I(H, E_\gamma) = \frac{8 \kappa^{3/2}}{3 \sqrt{\Phi C_2}} I^*(z, y). \quad (6)$$



Figur 3

Die Funktion $I^*(z, y)$ stellt bis auf einen konstanten Faktor die apparative Linienform für einen unendlich dünnen Konverter dar. Die Kurvenschar zeigt, dass die Linienhöhe für Werte $y > 2/3$ praktisch nicht mehr zunimmt, d. h. eine weitere Vergrößerung des Konverters die Empfindlichkeit nicht mehr erhöht.

Die Funktion I^* ist nicht von der γ -Energie abhängig und kann stückweise analytisch angegeben werden. Da sie nur von der Spektrometergeometrie (y) und dem Magnetfeld (z) abhängt, bestimmt sie die apparative Linienform. In Figur 3 ist $I^*(z, y)$ graphisch dargestellt. Das Maximum von I^* stellt bei konstanter Detektorbreite die Linienhöhe dar. Werden die Halbwertsbreiten der Kurven I^* mit κL_1 multipliziert, so erhält man die Halbwertsbreiten der Ansprechfunktion $P(H, E_\gamma)$.

Die Grösse

$$L_1 = \frac{E_\gamma^2 - 4 m_0 c^2}{E_\gamma^2} \frac{1}{\Phi E}$$

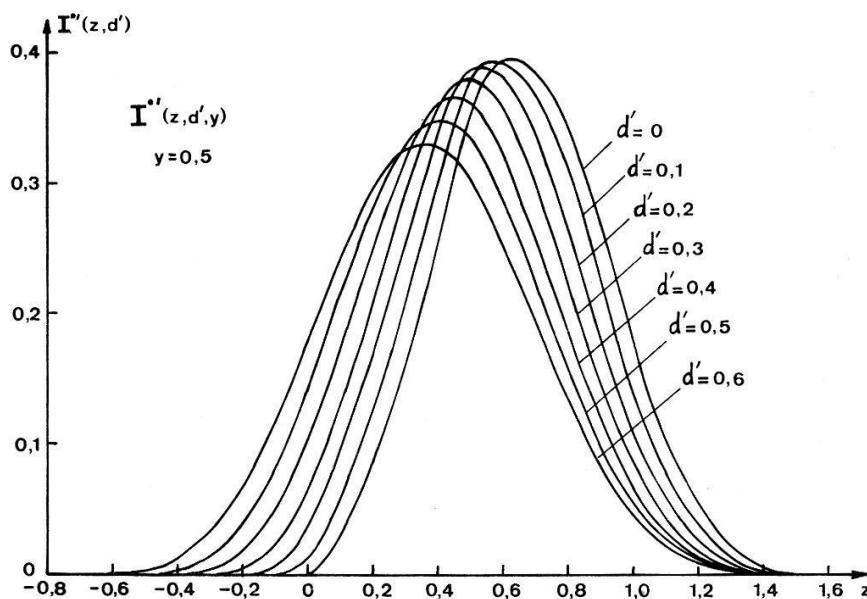
ist in Tabelle I numerisch angegeben. Wie ersichtlich, hängt sie oberhalb einiger MeV nur noch wenig von E_γ ab, so dass die Halbwertsbreite der Ansprechfunktion ebenfalls praktisch nicht von der γ -Energie abhängt.

Für die bisherigen Überlegungen wurde die Dicke des Konverters vernachlässigt, d. h. sowohl Energieverlust wie auch Winkelstreuung der Paarpartner im Konverter wurden nicht berücksichtigt.

Der *Energieverlust* in einem Konverter des Bremsvermögens dT/dS bewirkt, dass die Energie z der Teilchen noch von der Tiefe S abhängt, in der die Paare entstehen. Misst man die Tiefe S im z -Maßstab und bezeichnet man sie dann mit s , so erhält man die apparative Linienform durch Überlagerung aller Einzellinien als

$$I^{*'}(z, y, d') = \frac{1}{d'} \int_0^{d'} I^*(z+s) ds, \quad (7)$$

wobei die «reduzierte Konverterdicke» d' den maximalen Energieverlust der Teilchen im Konverter in z -Einheiten darstellt. In Figur 4 zeigt die zunehmende Verbreiterung der apparativen Linie mit zunehmender Konverterdicke.



Figur 4

Die Funktion $I^{*'}(z, y, d')$ repräsentiert bis auf einen konstanten Faktor die apparative Linienform bei endlicher Konverterdicke. Mit zunehmender reduzierter Konverterdicke d' tritt eine Verbreiterung der Linie und eine Verschiebung des Maximums zu niedrigeren Energie auf, während der obere Fusspunkt der Linie fest bleibt und somit einen geeigneten Bezugspunkt für die Energiebestimmung darstellt.

Die *Winkelstreuung* bewirkt, dass Paare, deren Startrichtung ursprünglich in den zugelassenen Raumwinkel fielen, aus diesem herausgestreut und dadurch nicht gezählt werden. Der umgekehrte Vorgang ist auch möglich, doch wird die Zahl der auf diese Weise verlorenen Teilchen grösser sein als die der gewonnenen.

Wegen der Energieverluste im Konverter muss dieser jedoch so dünn gewählt werden, dass Effekte der Winkelstreuung vernachlässigbar sind. Mit den so erhaltenen Resultaten für $d\xi/dx$ (5) und $I(E_\gamma, H)$ (6) kann die Ansprechfunktion explizit angegeben werden als

$$P(E_\gamma, H) = \frac{n}{4 \alpha_c \varphi_c} \frac{T_s Z^2 e^4}{2 \cdot 137 E_\gamma^3} L(E_\gamma, \alpha_c) \frac{8}{3} \frac{x^{3/2}}{\sqrt{\Phi} C_2} I^{*'}(z, y, d'). \quad (8)$$

Setzt man die Naturkonstanten und den dem Feldparameter $K = 0,309894$ entsprechende Winkel $\Phi = 0,65066$ ein und ersetzt man n durch

$$n = \frac{N E L_1}{A 2 (dT/dS)} d' \quad (\text{Massenzahl } A \text{ und Avogadro'sche Zahl } N),$$

so erhält man eine für Anwendungen bequeme Formel:

$$P(E_\gamma, z) = 3,058 \cdot 10^{-5} \frac{1}{4 \alpha_c \varphi_c} \frac{Z^2}{A} W_3 L(E_\gamma, \alpha_c) \kappa^{5/2} d' I^{*'}(z, y, d'). \quad (9)$$

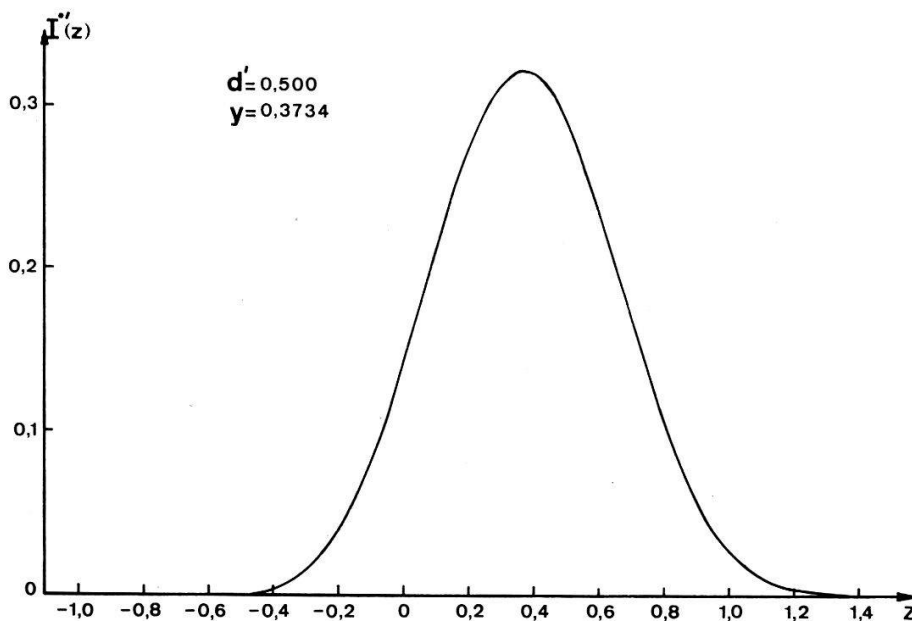
In gewissen praktischen Fällen ist es angenehm, an Stelle der Detektorbreite κ die Konvertergrösse φ_c und den Wert y als apparative Parameter zu verwenden. Durch Umformung erhält man aus (9)

$$P(E_\gamma, z) = 8,954 \cdot 10^{-5} \frac{1}{4 \alpha_c \varphi_c} \frac{Z^2}{A} W_2 L(E_\gamma, \alpha_c) \varphi^5 \frac{d'}{y} I^{*'}(z, y, d'). \quad (10)$$

Die Grössen

$$W_2 = \frac{T_s}{2 E_\gamma^2} \cdot \frac{C_2^2 L_1}{C_1^5 (dT/dS)} \quad \text{und} \quad W_3 = \frac{T_s}{E_\gamma^3} \cdot \frac{1}{\sqrt{C_2 2 (dT/dS) / (E_\gamma L_1)}}$$

sind Funktionen der γ -Energie und des Bremsvermögens und bestimmen zusammen mit der Funktion $L(E_\gamma, \alpha_c)$ den spektralen Verlauf der Empfindlichkeit des Spektrometers.



Figur 5

Die von der γ -Energie unabhängige apparative Linienform für optimale Einstellung des Spektrometers.

Die Linienform für eine unendlich schmale γ -Linie ist gegeben durch den Faktor $d' \kappa^{5/2} I^{*'}(z, y, d')$ der Funktion (9). Die apparative Linie soll nun eine möglichst geringe Halbwertsbreite z_B und eine möglichst grosse Höhe aufweisen, d. h. für ein vorgegebenes Auflösungsvermögen $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ soll eine derartige Kombination der appa-

rativen Parameter κ , y und d' gefunden werden, dass der Faktor $d' \kappa^{5/2} I^{*}$ maximal wird. Durch einfache Rechnung findet man die Bedingungen

$$d'_{opt} = 0,500_{541}, \quad y = 0,373_{397}, \quad \kappa = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \frac{1}{z_{B_{opt}} L_I}.$$

Die Tatsache, dass man für d' und y einfache Zahlwerte erhält, ist durch die spezielle Wahl dieser Grössen begründet.

Für optimale Einstellung ist nun die Linienform unabhängig von γ -Energie und Auflösungsvermögen; wie Figur 5 zeigt, beträgt das Maximum $I_{opt,max}^{*'} = 0,3209$ und die Halbwertsbreite $z_{B_{opt}} = 0,68599$.

Für **optimale** Einstellung lässt sich die Ansprechfunktion (9) noch weiter vereinfachen zu

$$P(E_\gamma, z)_{opt} = 3,927 \cdot 10^{-5} \frac{1}{4 \alpha_c \varphi_c} \frac{Z^2}{A} W_1 L(E_\gamma, \alpha_c) I^{*'}(z, y_{opt}) \left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right)^{5/2}, \quad (11)$$

wobei

$$W_1 = \frac{L_1 T_s}{2 E_\gamma^2 C_2 (dT/ds) (L_1)^{5/2}}$$

ist.

Das Maximum der Funktion $P(E_\gamma, z)_{opt}$ kennzeichnet die Empfindlichkeit des Spektrometers und wird erhalten, indem man den Wert $I_{opt,max}^{*'} = 0,3209$ in (11) einsetzt

$$P(E_\gamma)_{opt,max} = 1,26 \cdot 10^{-5} \frac{1}{4 \alpha_c \varphi_c} \frac{Z^2}{A} W_1 L(E_\gamma, \alpha_c) \left(\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right)^{5/2}. \quad (12)$$

Mit den Bedingungen zur optimalen Einstellung hat man nun eine Aussage über die zweckmässige Dicke und Ausdehnung des Konverters. Für Auflösungen im Bereich 0,1 bis 1% ist die optimale Dicke von der Grössenordnung 10^{-2} gr/cm², so dass die Vernachlässigung der Winkelstreuung gerechtfertigt ist.

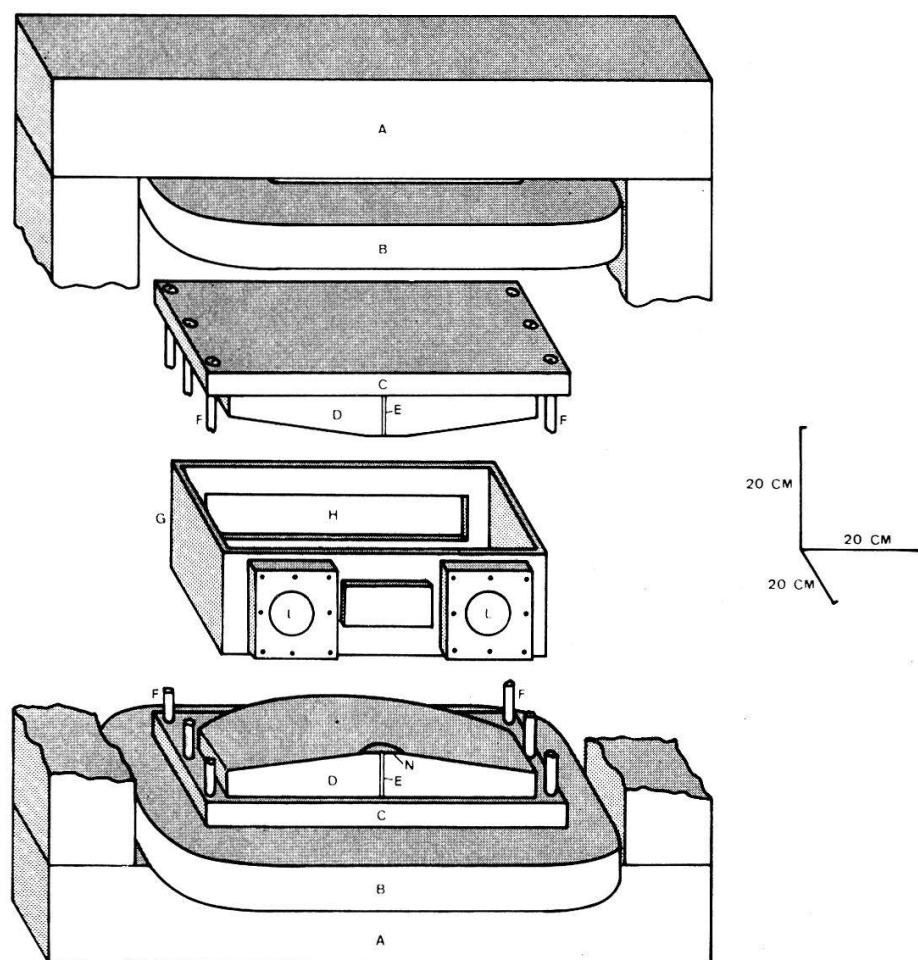
4. Konstruktion des Spektrometers

Auf Grund der vorliegenden Theorie wurde ein Spektrometer konstruiert [14], wobei darauf geachtet wurde, mit vertretbarem Aufwand optimale Eigenschaften zu gewinnen. Die untere Energiegrenze (ca. 3 MeV) ist dabei durch den raschen Abfall des Paarwirkungsquerschnitts gegeben, die obere Grenze wird durch Magnetgrösse und maximale Induktion bestimmt und ist im vorliegenden Fall auf 18 MeV angesetzt worden.

Wie in [2] dargelegt, kann ein $1/\gamma$ -Feld in einfacher Weise mit kegelförmigen Polschuhen erzeugt werden, sofern die Permeabilität genügend gross ist. Durch Wahl eines geeigneten Materials mit entsprechender thermischer Nachbehandlung lässt sich diese Forderung erfüllen.

Figur 6 zeigt die Konstruktion des Magneten. Der Öffnungswinkel 2β des Magnetpaltes (β ist der Winkel zwischen Polschuhfläche und Symmetrieebene des Feldes) beträgt 20° . Dieser relativ kleine Winkel wurde gewählt, um Randfeldeffekte klein zu halten, obschon mit einem grösseren Winkel eine etwas bessere Empfindlichkeit resultiert hätte.

Zwischen den parallelen Flächen der Kegelstumpfen (Figur 6) wird ein homogenes Feld erzeugt, das leicht zu messen ist und in dem eine NMR.-Messprobe angebracht ist. Da das Verhältnis zwischen Feldstärke in diesem Teil des Magneten und dem Feldverlauf im inhomogenen $1/r$ -Teil innerhalb weiter Grenzen als konstant befunden wurde, stellt das homogene Magnetfeld ein genaues Mass für die Energieeinstellung des Spektrometers dar.

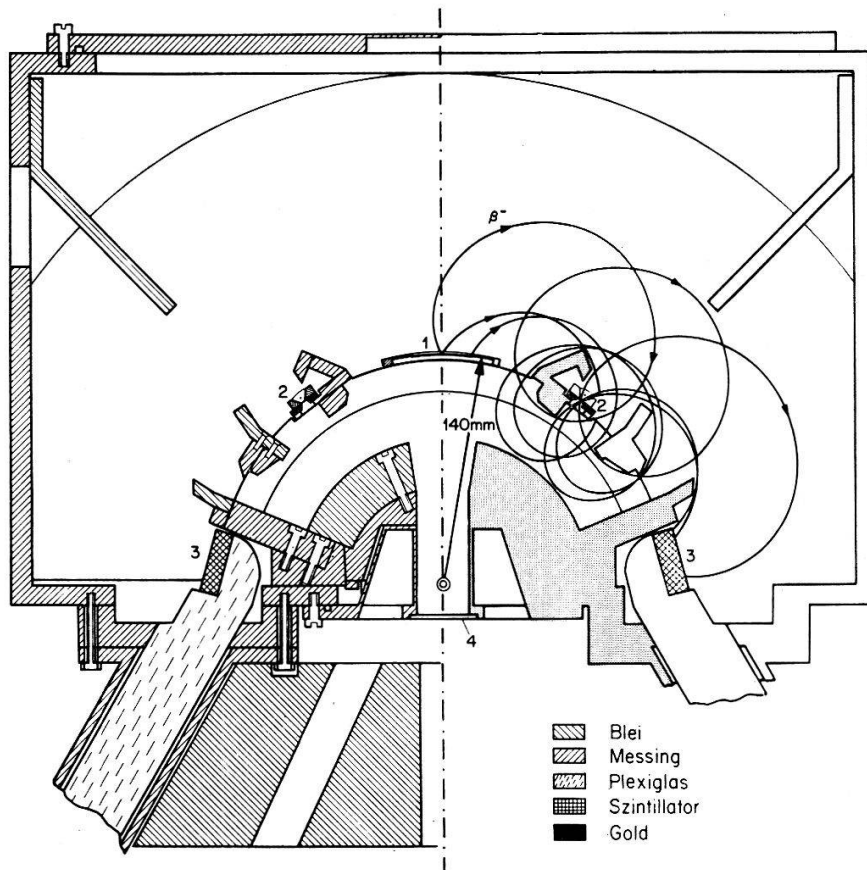


Figur 6

Konstruktion des Magneten. Die beiden Pole *D* sind aus *einem* mit höchster Präzision gefertigten Kegelstumpf herausgeschnitten. Antimagnetische Stahlschrauben verbinden diese zu einer Einheit, wobei durch eine Lehre in der Justierbohrung *E* garantiert wird, dass die beiden Kegelachsen zusammenfallen. Der Polabstand wird durch die Kammerwand *G* bestimmt, die entsprechend genau hergestellt wurde. (Eine Feinjustierung wird durch Druck der Spanschrauben erzielt). Pole und Kammerwand bilden eine evakuierbare Einheit, die in den eigentlichen Magneten, bestehend aus Spulen und Joch, eingefügt wird.

Die Anordnung von Konverter, Blenden und Detektoren ist aus Figur 7 ersichtlich. Als Konverter wurden Goldfolien verwendet, deren Breiten in der Richtung α stets 30 mm betragen. Die Paare durchdringen nach dem energiedefinierenden Spalt ein Durchflugszählrohr (GM-Typ mit Glimmerfenstern 2×4 mg/cm², Ansprechwahrscheinlichkeit ca. 95%) und fallen nach einem weiteren halben Trochoidenumlauf in

einen Szintillationsdetektor (Plastik NE 102). Ein Ereignis wird nur dann registriert wenn beide Zählrohre mit beiden Szintillatoren gleichzeitig ansprechen. Der Szintillator befindet sich zwar nicht in einem Fokus der Partikelbahnen und muss deshalb relativ gross sein, doch bildet der Feldteil zwischen Spalt- und Szintillator ein genügend gutes *zusätzliches* « β -Spektrometer», um Paarpartner mit grob abweichender Energie auszuscheiden. Dadurch erhält der Spalt eine ausserordentliche Schärfe. Die vierfache Koinzidenzanordnung bewirkt zudem eine drastische Reduktion des Untergrundes.



Figur 7

Schnitt durch die Mittelebene des Spektrometers. Linke Bildhälfte mit Konstruktionsdetails, rechte Bildhälfte mit schematischer Funktionsweise.

1: Konverterfolie; 2: Blendenspalt und GM-Zähler; 3: Szintillationsdetektoren; 4: γ -Eintrittsfenster.

5. Resultate

Die Ansprechfunktion unseres Spektrometers wurde mit Hilfe der CDC-Rechenmaschine des RZETH numerisch berechnet. Die entsprechenden Resultate W_1 , W_2 , W_3 , L_1 und L sind in den Tabellen 1 und 2 zusammengestellt. Ebenso sind die Reihenoeffizienten C_1 und C_2 und das Bremsvermögen dT/dS mit angeführt. Damit kann für jedes beliebige Auflösungsvermögen die Ansprechfunktion $P(E_\gamma, z)$ numerisch angegeben werden.

Die Beziehungen zwischen den verschiedenen Spektrometerparametern und dem Auflösungsvermögen sind in Figur 8 dargestellt.

Zur experimentellen Kontrolle der berechneten Eigenschaften wurde die 17,6-MeV- γ -Strahlung der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^8$ mit verschiedenen apparativen Ein-

Tabelle 1

Numerisch berechnete Koeffizienten der Ansprechfunktion

$E_\gamma(\text{MeV})$	C_1	C_2	L_1	W_1	W_2	W_3	$\frac{dT}{dS}$
1,500	1,2835	0,3262	0,3816	$3,234 \cdot 10^{-1}$	$5,074 \cdot 10^{-4}$	$2,909 \cdot 10^{-2}$	1,220
2,000	1,4282	0,4998	0,5262	$2,265 \cdot 10^{-1}$	$1,352 \cdot 10^{-3}$	$4,550 \cdot 10^{-2}$	1,000
2,500	1,5318	0,6261	0,5932	$1,573 \cdot 10^{-1}$	$1,567 \cdot 10^{-3}$	$4,262 \cdot 10^{-2}$	1,040
3,000	1,6097	0,7220	0,6295	$1,177 \cdot 10^{-1}$	$1,517 \cdot 10^{-3}$	$3,701 \cdot 10^{-2}$	1,100
3,500	1,6703	0,7973	0,6515	$9,532 \cdot 10^{-2}$	$1,426 \cdot 10^{-3}$	$3,265 \cdot 10^{-2}$	1,130
4,000	1,7189	0,8580	0,6657	$7,918 \cdot 10^{-2}$	$1,301 \cdot 10^{-3}$	$2,863 \cdot 10^{-2}$	1,168
4,500	1,7586	0,9080	0,6755	$6,692 \cdot 10^{-2}$	$1,172 \cdot 10^{-3}$	$2,509 \cdot 10^{-2}$	1,213
5,000	1,7918	0,9499	0,6824	$5,755 \cdot 10^{-2}$	$1,054 \cdot 10^{-3}$	$2,214 \cdot 10^{-2}$	1,258
5,500	1,8199	0,9854	0,6876	$5,018 \cdot 10^{-2}$	$9,500 \cdot 10^{-4}$	$1,967 \cdot 10^{-2}$	1,303
6,000	1,8493	1,0160	0,6915	$4,424 \cdot 10^{-2}$	$8,587 \cdot 10^{-4}$	$1,759 \cdot 10^{-2}$	1,348
6,500	1,8648	1,0426	0,6946	$3,937 \cdot 10^{-2}$	$7,790 \cdot 10^{-4}$	$1,583 \cdot 10^{-2}$	1,393
7,000	1,8831	1,0659	0,6970	$3,530 \cdot 10^{-2}$	$7,094 \cdot 10^{-4}$	$1,432 \cdot 10^{-2}$	1,438
7,500	1,8992	1,0866	0,6990	$3,187 \cdot 10^{-2}$	$6,483 \cdot 10^{-4}$	$1,302 \cdot 10^{-2}$	1,483
8,000	1,9136	1,1050	0,7006	$2,894 \cdot 10^{-2}$	$5,947 \cdot 10^{-4}$	$1,189 \cdot 10^{-3}$	1,528
8,500	1,9264	1,1214	0,7019	$2,642 \cdot 10^{-2}$	$5,473 \cdot 10^{-4}$	$1,090 \cdot 10^{-2}$	1,573
9,000	1,9380	1,1363	0,7030	$2,422 \cdot 10^{-2}$	$5,053 \cdot 10^{-4}$	$1,004 \cdot 10^{-2}$	1,618
9,500	1,9484	1,1497	0,7039	$2,230 \cdot 10^{-2}$	$4,680 \cdot 10^{-4}$	$9,271 \cdot 10^{-2}$	1,663
10,000	1,9579	1,1620	0,7047	$2,061 \cdot 10^{-2}$	$4,346 \cdot 10^{-4}$	$8,591 \cdot 10^{-3}$	1,708
10,500	1,9666	1,1732	0,7054	$1,910 \cdot 10^{-2}$	$4,047 \cdot 10^{-4}$	$7,985 \cdot 10^{-3}$	1,753
11,000	1,9746	1,1835	0,7060	$1,777 \cdot 10^{-2}$	$3,777 \cdot 10^{-4}$	$7,441 \cdot 10^{-3}$	1,798
11,500	1,9819	1,1929	0,7066	$1,657 \cdot 10^{-2}$	$3,534 \cdot 10^{-4}$	$6,952 \cdot 10^{-3}$	1,843
12,000	1,9887	1,2017	0,7070	$1,549 \cdot 10^{-2}$	$3,314 \cdot 10^{-4}$	$6,511 \cdot 10^{-3}$	1,888
12,500	1,9949	1,2098	0,7074	$1,452 \cdot 10^{-2}$	$3,113 \cdot 10^{-4}$	$6,110 \cdot 10^{-3}$	1,933
13,000	2,0007	1,2173	0,7078	$1,364 \cdot 10^{-2}$	$2,931 \cdot 10^{-4}$	$5,747 \cdot 10^{-3}$	1,978
13,500	2,0061	1,2243	0,7081	$1,283 \cdot 10^{-2}$	$2,764 \cdot 10^{-4}$	$5,415 \cdot 10^{-3}$	2,023
14,000	2,0112	1,2309	0,7084	$1,210 \cdot 10^{-2}$	$2,611 \cdot 10^{-4}$	$5,111 \cdot 10^{-3}$	2,068
14,500	2,0159	1,2370	0,7086	$1,143 \cdot 10^{-2}$	$2,470 \cdot 10^{-4}$	$4,832 \cdot 10^{-3}$	2,113
15,000	2,0204	1,2428	0,7089	$1,082 \cdot 10^{-2}$	$2,341 \cdot 10^{-4}$	$4,576 \cdot 10^{-3}$	2,158
15,500	2,0245	1,2482	0,7091	$1,025 \cdot 10^{-2}$	$2,221 \cdot 10^{-4}$	$4,340 \cdot 10^{-3}$	2,203
16,000	2,0285	1,2533	0,7093	$9,730 \cdot 10^{-3}$	$2,111 \cdot 10^{-4}$	$4,122 \cdot 10^{-3}$	2,248
16,500	2,0321	1,2581	0,7095	$9,248 \cdot 10^{-3}$	$2,008 \cdot 10^{-4}$	$3,921 \cdot 10^{-3}$	2,293
17,000	2,0356	1,2626	0,7096	$8,801 \cdot 10^{-3}$	$1,913 \cdot 10^{-4}$	$3,733 \cdot 10^{-3}$	2,338
17,500	2,0389	1,2669	0,7098	$8,387 \cdot 10^{-3}$	$1,825 \cdot 10^{-4}$	$3,559 \cdot 10^{-3}$	2,383
18,000	2,0421	1,2710	0,7099	$8,002 \cdot 10^{-3}$	$1,742 \cdot 10^{-4}$	$3,397 \cdot 10^{-3}$	2,428
18,500	2,0450	1,2749	0,7100	$7,642 \cdot 10^{-3}$	$1,665 \cdot 10^{-4}$	$3,246 \cdot 10^{-3}$	2,473
19,000	2,0479	1,2785	0,7101	$7,307 \cdot 10^{-3}$	$1,594 \cdot 10^{-4}$	$3,105 \cdot 10^{-3}$	2,518
19,500	2,0505	1,2820	0,7102	$6,994 \cdot 10^{-3}$	$1,526 \cdot 10^{-4}$	$2,973 \cdot 10^{-3}$	2,563
20,000	2,0531	1,2854	0,7103	$6,701 \cdot 10^{-3}$	$1,463 \cdot 10^{-4}$	$2,849 \cdot 10^{-3}$	2,608

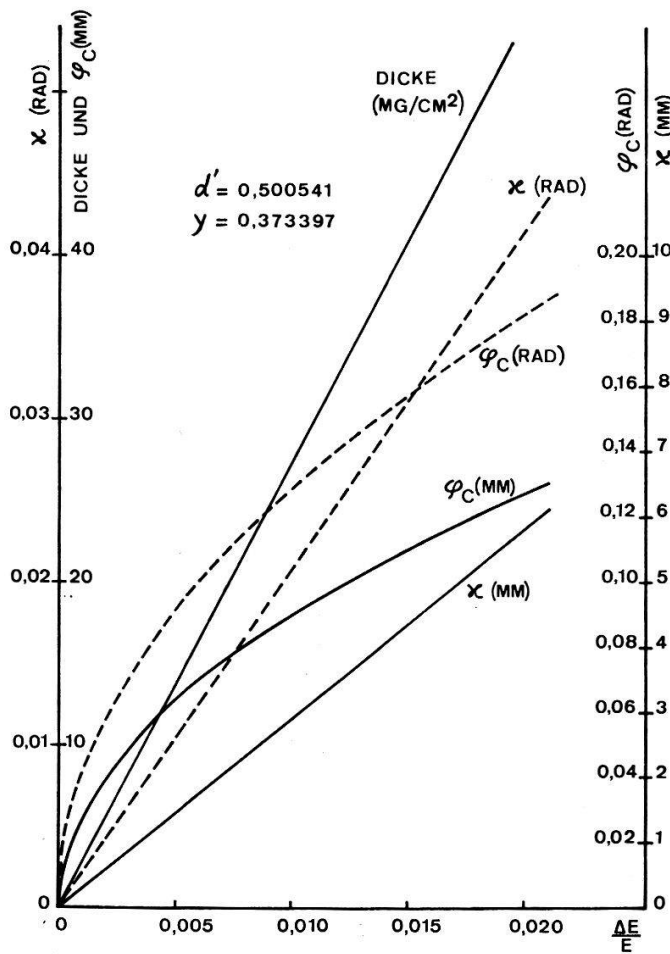
stellungen gemessen. Figur 9 zeigt für zwei verschiedene Auflösungen die theoretischen Linienform mit den eingetragenen Messwerten.

In den Fig. 10 und 11 sind Empfindlichkeit und Auflösung $\Delta H/H$ in Funktion verschiedener instrumenteller Parameter dargestellt, wobei die eingezeichneten Messpunkte in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen stehen.

Fig. 12 zeigt die spektrale Empfindlichkeit bei einer Auflösung von 0,27% und für optimale Einstellung. Der eingetragene Messwert bei 17,7 MeV stimmt innerhalb

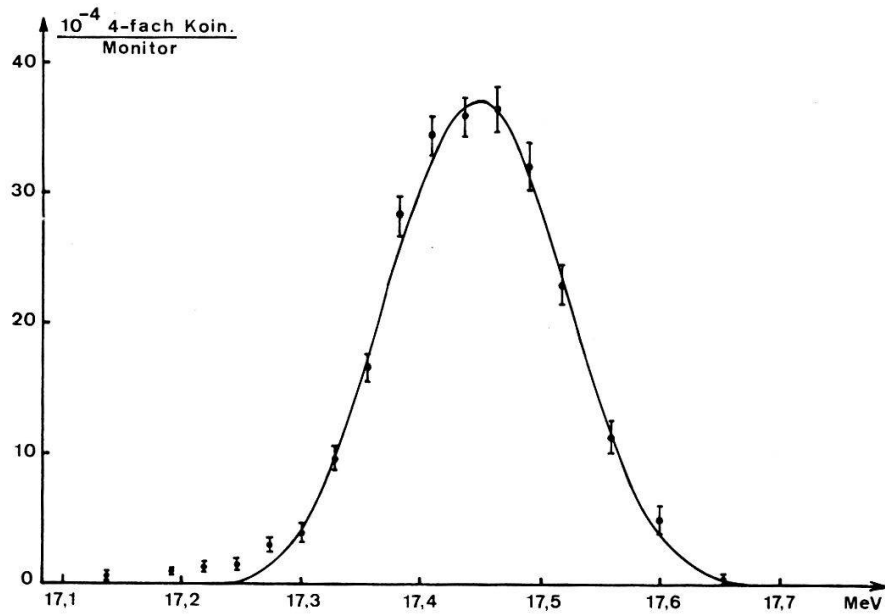
Tabelle 2
 $L(E_\gamma, \alpha_c)$

α_c	$E_\gamma = 2,75 \text{ MeV}$	$E_\gamma = 6,0 \text{ MeV}$	$E_\gamma = 10,8 \text{ MeV}$	$E_\gamma = 17 \text{ MeV}$
0,0000	0,00	0,00	0,00	0,00
0,01	0,7238	38,5	310,3	1179,0
0,02	1,443	76,84	619,7	2357
0,03	2,155	114,8	927,5	3532
0,04	2,853	152,3	1233	4701
0,05	3,535	189,2	1535	5863
0,06	4,196	225,2	1833	7017
0,07	4,831	260,2	2125	8161
0,08	5,437	294,1	2412	9293
0,09	6,010	326,6	2693	10410
0,10	6,545	357,6	2966	11510
0,11	7,037	387,0	3230	12600
0,12	7,484	414,5	3485	13670
0,13	7,88	440,1	3731	14720
0,14	8,221	463,5	3965	15740
0,15	8,504	484,5	4188	16740

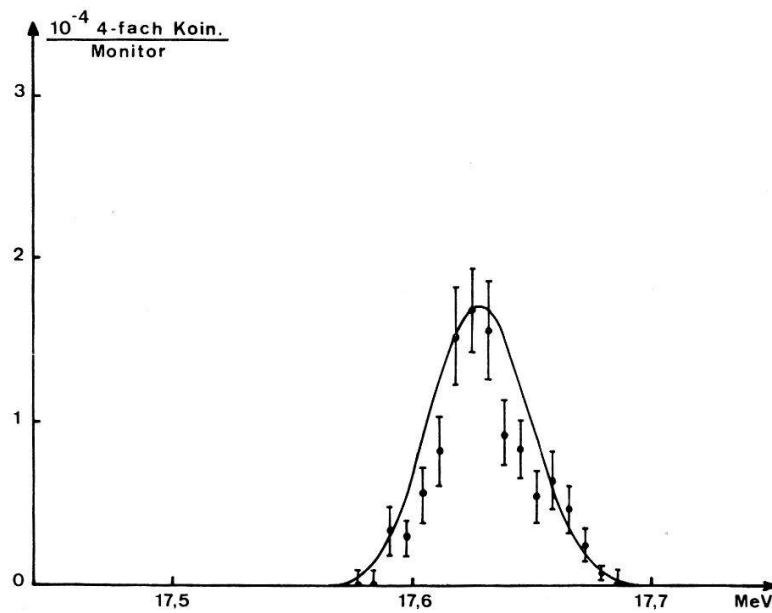


Figur 8

Beziehung zwischen Auflösungsvermögen und den Spektrometerparameter Spaltbreite φ_c , halbe Konverterbreite φ_c und Konverterdicke d' für optimale Einstellung. Als Konverter wurde Gold vorausgesetzt.



Figur 9a

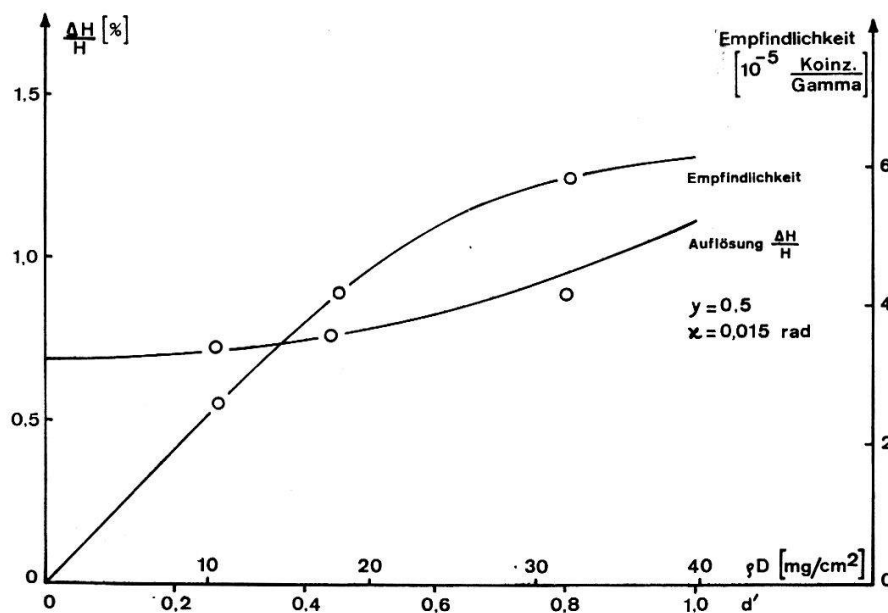


Figur 9b

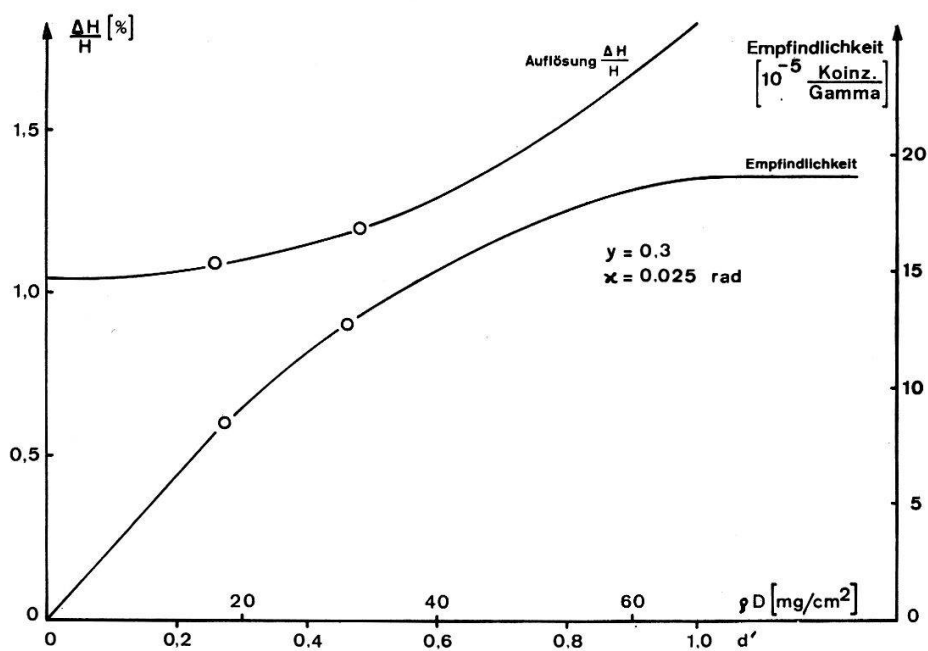
Berechnete apparative Linienformen der 17,64-MeV-Linie der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ für Auflösung 0,98% und 0,25%. Die eingetragenen Messwerte zeigen die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Die γ -Energie beträgt unter Berücksichtigung der Dopplerverschiebung in der Vorwärtsrichtung 17,7 MeV und entspricht dem oberen Fusspunkt der Linie.

der Fehlergrenzen mit der Rechnung überein, obschon die Messung nicht mit genau optimalen Parametern durchgeführt worden ist.

Die gemessenen Werte stehen in allen Fällen in guter Übereinstimmung mit den berechneten. Die maximalen beobachteten Differenzen zwischen Theorie und Experiment liegen mit 4% für das Auflösungsvermögen und 20% für die Empfindlichkeit innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen. Messungen ohne Konverterfolie ergaben,



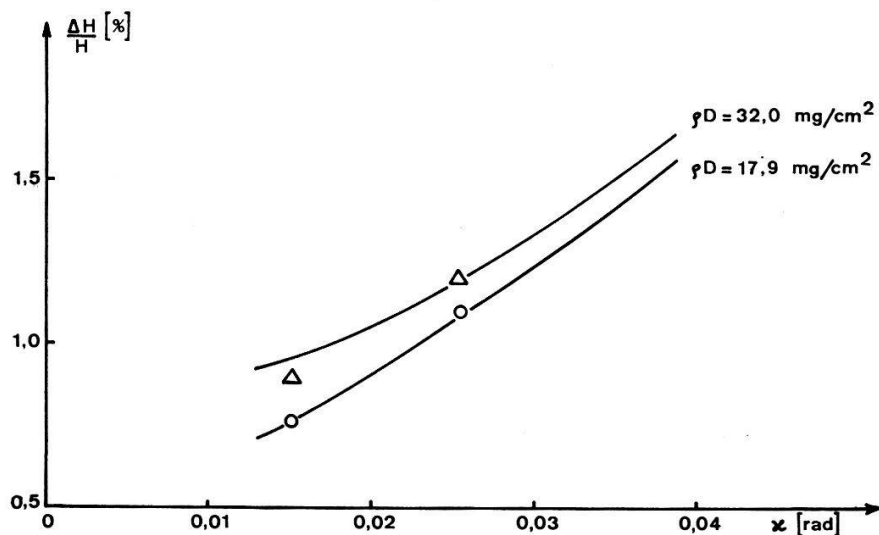
Figur 10a



Figur 10b

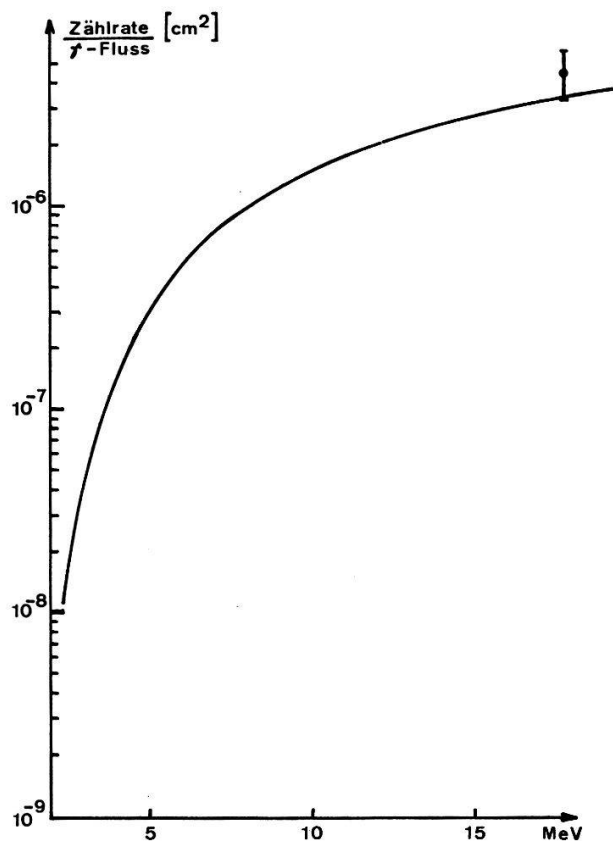
Berechneter Verlauf der Auflösung und der Empfindlichkeit in Funktion der Konverterdicke für Detektorbreiten $\alpha = 0,015$ rad und $0,025$ rad. Die eingetragenen Messwerte wurden bei 17,7 MeV erhalten. Die Grösse des Konverters beträgt in allen Fällen 30×36 mm.

dass über den ganzen Energiebereich die Koinzidenzrate des Untergrundes sicher kleiner ist als 0,1% der Linienhöhe. Das zeigt, dass nur solche Paare in die Detektoren gelangen, die wirklich im Konverter entstanden sind und dass der apparative Untergrund des Spektrometers als verschwindend klein angenommen werden darf.



Figur 11

Berechneter Verlauf der Auflösung in Abhängigkeit von der Detektorspaltbreite für die Konverterdicken 17,9 und 32 mg/cm². Die eingezeichneten Punkte entsprechen Messungen bei 17,7 MeV.



Figur 12

Spektrale Empfindlichkeit für ein Auflösungsvermögen von 0,27% bei optimaler Einstellung des Spektrometers.

6. Schlussfolgerung

Wie der Vergleich mit den besten bisher bekannten Paarspektrometern zeigt (Tabelle 3), besitzt das hier beschriebene Instrument eine höhere Auflösung und eine wesentlich gesteigerte Empfindlichkeit. Da gegenwärtig keine Feldform mit günsti-

gerem Fokussierungseigenschaften als die des r^{-1} -Feldes bekannt ist, dürften die mit dem vorliegenden Instrument erzielten Ergebnisse das mit magnetischen Paarspektrometern für Auflösungen von 0,1% bis 1% erreichbare Optimum darstellen.

Bei der Berechnung der absoluten Ansprechfunktion dieses Instrumentes wurde auch der Einfluss der Konverterdicke berücksichtigt. Im Gegensatz zu den andern Instrumenten kann deshalb beim r^{-1} -Spektrometer für jede Auflösung die Konverterdicke für optimale Empfindlichkeit angegeben werden. Wie ausführliche Prüfungen ergaben, bestätigen die Experimente sowohl die berechneten Linienformen wie auch die vorausgesagte Empfindlichkeit.

Ausser sehr hoher Auflösung und guter Empfindlichkeit besitzt das r^{-1} -Spektrometer noch eine Reihe weiterer, bedeutender Vorteile. Die Linienform und der spektrale Verlauf der Empfindlichkeit sind sehr genau bekannt, wodurch eine exakte Analyse komplizierter Spektren möglich wird. Wegen der guten Empfindlichkeit kann in vielen Fällen die Auflösung so hoch gewählt werden, dass sich eine Entfaltung des apparativen Spektrums erübrigt. Der apparative Untergrund konnte durch Verwendung von vier Detektoren in Vierfachkoinzidenz so weit reduziert werden, dass er wohl in allen Fällen vernachlässigt werden kann. Das führt zu einer zusätzlichen, beachtlichen Einsparung an Messzeit. Die völlige Unempfindlichkeit gegen Neutronen ist ein weiterer, oft entscheidender Vorteil.

Tabelle 3

Kenndaten einiger bekannter γ -Paarspektrometer. Die Empfindlichkeit ist in Koinzidenzen pro auf den Konverter fallendes γ -Quant gegeben.

Typ	Realisation	Energiebereich	Auflös.	Empfindl. bei 2,7 MeV	Auflös.	Empfindl. bei 9 MeV	Bemerkungen
180°-Spektr. homogenes Feld	Chalk-River 1953 [1]	2,5–10 MeV	3%	$2,6 \cdot 10^{-9}$	1,8%	$1,1 \cdot 10^{-7}$	2 Detektoren
180°-Spektr. homogenes Feld	ETH 1959 [5]	2,5–18 MeV	3%	$3 \cdot 10^{-8}$	1,2%	$5 \cdot 10^{-6}$	18 Detektoren
Linsenspektr. axiale Fokuss.	Brookhaven 1956 [6]	1,5– 9 Me V	3,1%	$1,5 \cdot 10^{-9}$	0,56%* * bei 6 MeV	$7 \cdot 10^{-7}$ *	Konvertergrösse 2 mm ² bei 0,56% Aufl.
$r^{-1} \sin^{-1} \vartheta$ -Spektr.	ETH 1966	3 –18 MeV	0,26%	$1,1 \cdot 10^{-7}$	0,26%	$1,5 \cdot 10^{-5}$	

Die obere Grenze der γ -Energie des r^{-1} -Paarspektrometers kann im Gegensatz zum Linsenspektrometer leicht erhöht werden, ohne dass unlösbare konstruktive Probleme auftreten. In diesem Bereich existieren bisher keine hochauflösenden γ -Spektrometer, so dass viele Anwendungen denkbar sind. Wohl werden bei hohen Energien die Paare bevorzugt in der Vorwärtsrichtung emittiert, so dass sich z. B. auch mit einem 180°-Spektrometer grundsätzlich eine gute Auflösung erreichen liesse; dazu wäre jedoch ein dünner Konverter notwendig, um Winkelstreuung zu vermeiden. Die Vorteile eines hochfokussierenden Spektrometerfeldes liegen daher bei hohen

γ -Energien in der Möglichkeit, relativ dicke Konverter zu verwenden und daher stark gesteigerte Empfindlichkeit zu erreichen.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit, dem Rechenzentrum der Eidg. Techn. Hochschule (RZETH) für die Mitarbeit bei den numerischen Auswertungen.

Literaturverzeichnis

- [1] B. B. KINSEY and G. A. BARTHOLOMEW, *Canad. J. Phys.* **31**, 537 (1953).
- [2] A. HOFMANN, *Nucl. Instr. Meth.* **40**, 13 (1966) und F. HEINRICH und A. HOFMANN, *Helv. phys. Acta* **35**, 321 (1962).
- [3] A. HOFMANN, *Fokussierungseigenschaften eines Magnetfeldes der Form $r^{-1} \sin^{-1}\vartheta$* . Promotionsarbeit 1965.
- [4] W. HEITLER, *The quantum theory of radiation*. Oxford at the Clarendon Press (1944).
- [5] H. KNOEPFEL, P. SCHERRER und P. STOLL, *Z. Phys.* **156**, 293 (1959).
- [6] D. E. ALBURGER, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 991 (1956).
- [7] G. D. MEAD, R. J. CENCE, and D. L. LIND, *Rev. Sci. Instr.* **35**, 709 (1964).
- [8] R. D. BENT and T. W. BONNER, *Phys. Rev.* **98**, 1237 (1955).
- [9] R. D. BENT and T. W. BONNER, *Phys. Rev.* **98**, 1325 (1955).
- [10] G. DIAMBRINI et al., *Nucl. Instr. Meth.* **12**, 263 (1961).
- [11] G. E. LEE-WHITING, *Can. J. Phys.* **41** (1963), 469.
- [12] C. BASTARD, J. LAFOUCRIÈRE und R. MARGRITA, *J. Phys. Rad.* **20**, 736 (1959).
- [13] C. BASTARD, J. LAFOUCRIÈRE, *J. Phys. Rad.* **21**, 112 (1960).
- [14] R. BALZER, D. BHARUCHA, F. HEINRICH und A. HOFMANN, *Helv. phys. Acta* **37**, 603 (1964).
- [15] R. BALZER und RAY. FREY, *Z. angew. Math. Phys.* **14**, 757 (1963).
- [16] R. BALZER und D. BHARUCHA, *Helv. phys. Acta* **38**, 640 (1965).