



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Plasmaphysik
Association EURATOM-KFA

**Optimierung
sphärischer Ionisationskammern
für die Neutronendiagnostik
an Tokamakanlagen**

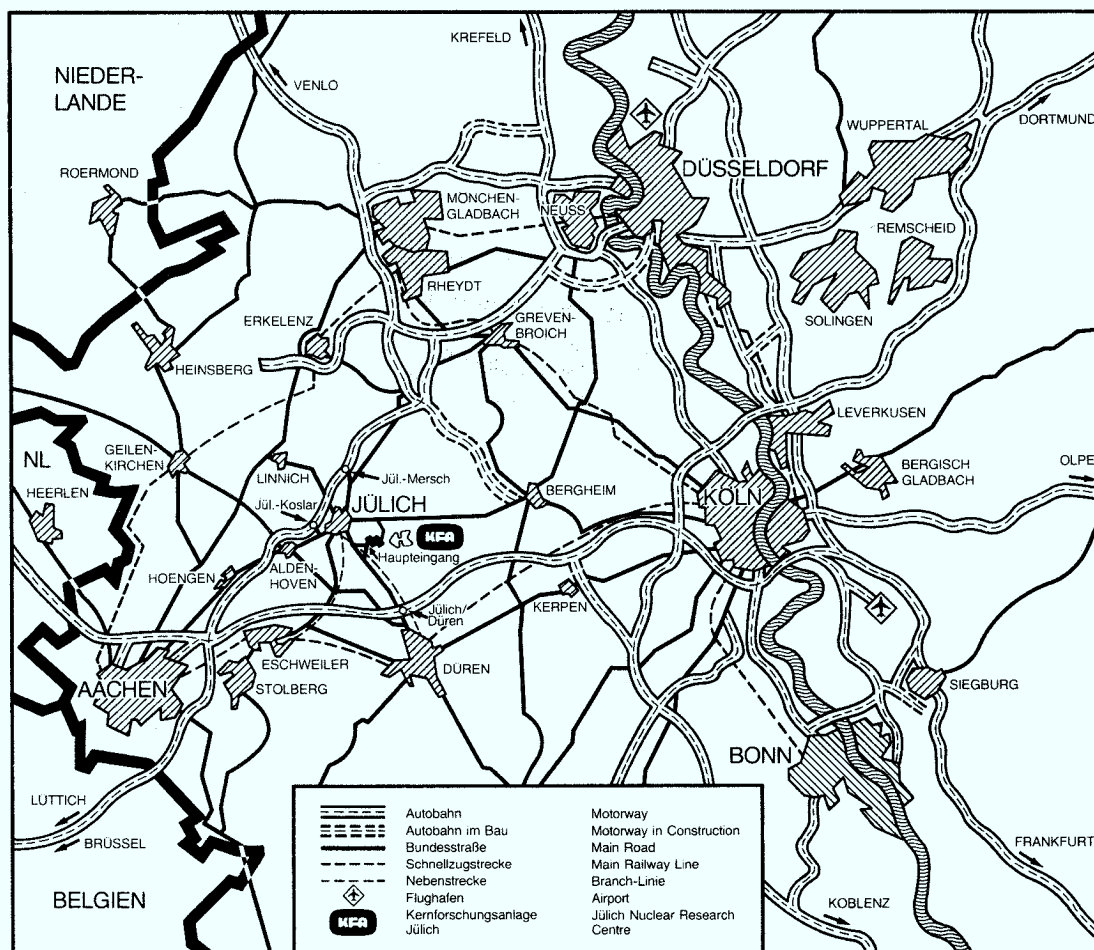
von

F. Hoenen

Jül - 1848

Mai 1983

ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1848
 Institut für Plasmaphysik Association EURATOM-KFA Jül - 1848

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

**Optimierung
sphärischer Ionisationskammern
für die Neutronendiagnostik
an Tokamakanlagen**

von

F. Hoenen

Summary

With the recently built large Tokamaks and the continued advancement in the field of fusion oriented Plasma Physics the realization of a fusion reactor approaches, so that neutron diagnostics gain more and more importance. With their aid it is possible to get fundamental information from a DD - or DT-Plasma concerning the reaction kinetics and the ion temperature.

For the investigation of neutron emission from fusion plasmas Pulse-Ion-Chamber are favored because of their high temporal resolution, the availability of results immediately after the discharge and their insensitivity to hard X-rays. However to measure ion temperatures below 2 keV with the aid of neutron spectroscopy the detectors have to be improved.

Difficulties arise from the fact that in Pulse-Ion-Chambers the pulse height is a function of the position in the chamber where the ion pairs are produced (Induction effect). It will be shown that the induction effect is smaller in spherical ionisation chambers than in cylindrical ones. This means an increase in energy resolution so that neutrons from the $D(D,n)^3\text{He}$ reaction can be analysed with an energy resolution of better than 3 percent in spherical chambers.

Zusammenfassung

Seitdem mit Hilfe der neueren Tokamakanlagen und der sich mit ihnen einstellenden Erfolgen auf dem Gebiet der fusionsorientierten Plasmaphysik die Verwirklichung eines Fusionsreaktors näher rückt, gewinnt die Neutronendiagnostik zunehmend an Bedeutung. Sie gestattet wesentliche Rückschlüsse bei einem DD- oder DT-Plasma bezüglich der Reaktionskinetik und gestattet die Ionentemperatur (T_i) zu bestimmen.

Zur Untersuchung der Neutronenemission von Fusionsplasmen sind Impuls-Ionisationskammern von Vorteil, da mit hoher Zeitauf-
lösung auf variabler Zeitskala gearbeitet werden kann, die Ergebnisse unmittelbar nach der Entladung vorliegen und die Empfindlichkeit gegenüber harter Röntgenstrahlung und Magnetfeldern gering ist. Um allerdings Ionentemperaturen unterhalb 2 keV mit Hilfe der Neutronenspektroskopie zu bestimmen, muß das Auflösungsvermögen der Detektoren entsprechend verbessert werden. Schwierigkeiten bereitet hierbei die Tatsache, daß die Impulshöhe vom Ort der Primärionisation im Zählervolumen abhängig ist (Induktionseffekt). Es kann gezeigt werden, daß bei sphärischen Ionisationskammern der Induktionseffekt wesentlich kleiner ist als bei zylindrischen und daß die Energieauflösung wesentlich verbessert werden kann, so daß die bei der Reaktion $D(D,n)^3\text{He}$ frei werdenden Neutronen mit einer Energieauflösung besser als 3 % analysiert werden können.

Optimierung sphärischer Ionisationskammern für die Neutronendiagnostik an Tokamakanlagen

F. Hoenen, KFA Jülich, IPP, ASS. EURATOM/KFA

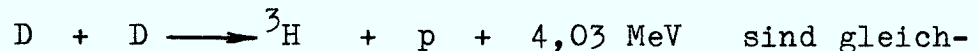
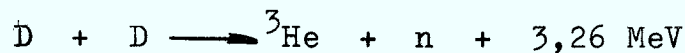
Zusammenfassung

1. Einleitung
 - 1.1 Neutronenemission in Tokamakanlagen
 - 1.2 Anforderung an das Neutronenspektrometer
Nachweismöglichkeiten von Neutronen
- 2.1 Wahl des Spektrometers
- 2.2 Helium-3-Zähler
- 2.3 Gasgefüllte Protonenrückstoß-Zähler
3. Grundlagen zu den mit Wasserstoff oder Methan gefüllten Zählern
4. Sphärische Ionisationskammern
 - 4.1 Nachweisempfindlichkeit
 - 4.2 Grenze der Zählrate
 - 4.3 Auflösungsvermögen
 - 4.4 Induktionseffekt
 - 4.5 Aufbau der sphärischen Ionisationskammer
5. Beschreibung des Spektrometers
6. Meßergebnisse
 - 6.1 Protonen aus der Reaktion ${}^3\text{He}(n_{\text{th}}, p){}^3\text{H}$
 - 6.2 Monoenergetische Neutronen
7. Entfaltung der Protonenrückstoß-Spektren
 - 7.1 Kontinuierliche Neutronenfelder
 - 7.2 Alternatives Auswerteverfahren für monoenergetische Neutronen
8. Diskussion

1. Einleitung

1.1 Neutronenemission in Tokamakanlagen

Die zur Zeit im Betrieb befindlichen oder Aufbau begriffenen Tokamakanlagen verwenden neben der obligatorischen ohmschen Heizung die Neutralteilchen-Injektion und Hochfrequenzheizung, um die Ionentemperatur zu erhöhen. Die Anlagen sind zudem voluminöser und die Entladungszeiten länger als z.B. bei den Experimenten ORMAK, PLT oder TFR, um so relevante Untersuchungen für die nächste Generation auf dem Weg zum Fusionsreaktor durchführen zu können. Die z.Zt. und zukünftig für die Plasmadiagnostik interessierenden Reaktionen



wahrscheinlich. Die Neutronen können das Entladungsgefäß verlassen, so daß die erst genannte Reaktion mit steigender Ionentemperatur, wachsendem Volumen und längeren Reaktionszeiten an Bedeutung gewinnt. Die zu erwartende Neutronenerzeugungsrate (R_n) folgt aus der Beziehung

$$R_n = \frac{1}{4} n_e^2 \langle G_{DD} \cdot V \rangle \quad \text{und für die Gesamtzahl}$$

n der emittierten Neutronen

$$n = R_n \cdot \text{Volumen.}$$

Es bedeuten : $n_e \approx n_i$ Teilchendichte, $\langle G_{DD} \cdot V \rangle$ Ratenkoeffizient.

Mit $\langle G_{DD} \cdot V \rangle = 2,33 \cdot 10^{-14} (T_i / \text{keV})^{-2/3} \cdot \exp(-18,76 (T_i / \text{keV})^{-1/3}) \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

und einer Ionentemperatur von 1 keV, einer Teilchendichte von $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und einem Plasmavolumen $V = 5,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^3$, Daten, die mit dem Experiment TEXTOR erreicht werden sollten, folgt $n = 5 \cdot 10^{10}$ Neutronen pro Sekunde. Der im Abstand von 200 cm vom Plasmazentrum erzeugte Fluß beträgt dann etwa $10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Bekanntlich werden bei den Experimenten JET und TFTR um Größenordnungen größere Neutronenflüsse erwartet, so daß zusätzlich eine gute Kollimation möglich ist. Abbildung 1 zeigt die Neutronenerzeugungsrate als Funktion der Ionentemperatur und die Linienverbreiterung mit wachsender Ionentemperatur für ein DD- und DT-Plasma bei einer Teilchendichte von $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ /1/.

Im allgemeinen wird davon ausgegangen, daß die Relaxationszeiten der Ionen kurz sind, so daß man für ihre Verteilungsfunktion eine Maxwellverteilung annehmen kann, die der Verteilungsfunktion der Reaktionsprodukte - der Neutronen also - überlagert ist. Dies bedingt eine Verbreiterung und eine geringfügige Verschiebung der Neutronenlinie zu höheren Energien mit wachsender Ionentemperatur. Insbesondere folgt für die $D(D,n)^3\text{He}$ -Reaktion, solange die Ionentemperatur sehr viel kleiner ist als die Reaktionsenergie $Q = 3260 \text{ keV}$ - also $T_i \ll Q$ -, daß die Halbwertsbreite der Neutronenlinie $\Delta E_n / \text{keV} = 82,5 (T_i / \text{keV})^{1/2}$ beträgt [2]. Für die auf die Neutronenenergie $E_n = 2450 \text{ keV}$ bezogene prozentuale Verbreiterung folgt:

$$\Delta E_n / E_n = 3,4 (T_i / \text{keV})^{1/2} \% .$$

Um also Ionentemperaturen im keV-Bereich aus der Linienverbreiterung zu bestimmen, muß die Auflösung des Spektrometers besser als 3 % sein und die Nachweisempfindlichkeit des Detektors dergestalt, daß ab einer Neutronenflußdichte von $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ eine gute Statistik gewährleistet ist.

1.2 Anforderung an das Neutronenspektrometer

Wesentlicher Gesichtspunkt der spektrometrischen Messungen ist, ab einer Ionentemperatur (T_i) von etwa 1 keV dieselbe aus der Linienverbreiterung ΔE_n wie oben beschrieben zu bestimmen für den Fall, daß das Experiment mit Deuterium betrieben wird. Dazu müssen aber u.a. auch detaillierte Kenntnisse über die lokale Verteilung der Neutronenflüsse $\mathcal{J}_n / \mathcal{J}t$ und die Energiespektren $\mathcal{J}_n / \mathcal{J}E$, die aus anderen Reaktionen stammen, wie z.B. (γ, n) -Reaktionen, bekannt sein. Das Spektrometer sollte unempfindlich gegen Magnetfelder und harte Röntgenstrahlung sein und die Nachweisempfindlichkeit dergestalt, daß auf eine Zeitskala im Millisekunden-Bereich gearbeitet werden kann. Wünschenswert in experimenteller Hinsicht ist ferner, daß das Ergebnis der Messung unmittelbar nach der Entladung vorliegt. Nicht zuletzt sollten die Annahmen, die zur Entfaltung des Protonenrückstoß-Spektrums erforderlich sind, in physikalischer Hinsicht überschaubar sein.

Grundsätzlich kommen für den Nachweis von Neutronen folgende Möglichkeiten in Betracht:

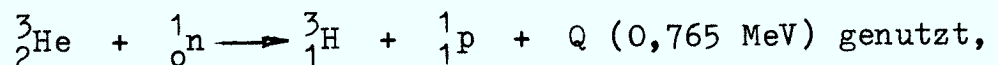
- a) elastische Streuung von Neutronen in Szintillatoren oder Protonenrückstoß-Zähler unter Verwendung von Wasserstoff oder Methan,
- b) die Flugzeitmethode für gepulste Neutronenquellen,
- c) Kernumwandlungen durch Neutronen: (n,p) ; (n,α) ; (n,γ) wie im ^{10}B - oder ^3He -Zähler genutzt,
- d) Aktivierung bestimmter Materialien, wie z.B. Indium, so lange Photonen mit Energien wesentlich über 1 MeV nicht vorhanden sind.

2.1 Wahl des Spektrometers

Die soeben aufgezählten Anforderungen an das Spektrometer lassen sich wegen der äußeren Bedingungen bei Tokamakentladungen wie Magnetfelder und Photonenenergien im MeV-Bereich mit Szintillatoren in Verbindung mit Photovervielfachern nicht befriedigend realisieren. Ebenfalls sind Kernspur-Platten nur bedingt geeignet wegen der schlechten Energieauflösung, der Gammaempfindlichkeit und der aufwendigen, zeitraubenden Auswertung. Besser eignen sich mit Gas gefüllte Zähler/3-7/, die als Protonenrückstoß-Spektrometer eingesetzt werden unter Verwendung von Wasserstoff (H_2) oder Methan (CH_4) als Reaktionspartner für das Neutron. Auch ^3He wird vielfach zum Nachweis von Neutronen verwendet. Daher zunächst einige Bemerkungen zu den Helium-3-Kammern.

2.2 Helium-3-Zähler

Im ^3He -Zähler wird die Reaktion



um die Energieverteilung der Neutronen zu bestimmen. Das ist wenn die Kammer so groß ist, daß die Reaktionsprodukte (^3H , und p) ihre Energie im Zählervolumen abgeben können. Die Energie der einfallenden Neutronen und die Umwandlungsenergie (Q) teilt sich als kinetische Energie auf die beiden geladenen Reaktionsprodukte auf (Abb.2). Das heißt, es erscheint als Pulshöhenspektrum eine

Absorptionslinie bei $E_n + Q$, wodurch sich eine Entfaltung erübrigt. Von Nachteil ist, daß der Wirkungsquerschnitt bei der Energie von 2,5 MeV nur 0,6 barn beträgt und daß neben der (n,p)-Reaktion auch die elastische Streuung mit wesentlich größerem Wirkungsquerschnitt stattfindet (bei thermischen Neutronen beträgt er 5330 barn). Auch eignet sich ^3He als Füllgas nicht, um über einen größeren Energiebereich zu messen, weil ab einer Energie von 4,3 MeV zusätzlich eine (n,D)-Reaktion einsetzt mit negativem Q-Wert. Die Energieauflösung bei 2,5 MeV soll 2 bis 3 % betragen.

2.3 Gasgefüllte Protonenrückstoß-Zähler

Bei diesem Zählertyp dient entweder Wasserstoff oder wasserstoffhaltige Gase wie z.B. Methan als Füllgas. Von großem Vorteil ist, daß die (n,p)-Streuung im Schwerpunktsystem bis etwa 10 MeV isotrop ist, wodurch die Entfaltung der Protonenrückstoß-Spektren sich wesentlich vereinfacht. Die Nachweisempfindlichkeit und der Energiebereich lassen sich in weiten Grenzen mit Hilfe des Fülldruckes und der äußeren Kammerabmessung festlegen. Gegenüber Gammaflüssen und Magnetfeldern sind sie unempfindlich, so daß die Meßelektronik relativ einfach ist. Das Auflösungsvermögen des Proportionalzählers /5/ beträgt etwa 5% bei einer Energie von 0,765 MeV, entsprechend dem Q-Wert bei der Helium-3-Reaktion mit thermischen Neutronen. Er überdeckt einen Energiebereich von 0,75 MeV bis 6 MeV. Um die gewünschte hohe Energieauflösung von etwa 2% bei der Energie von 2,45 MeV zu erreichen, wurde das Konzept /7/ der sphärischen Ionisationskammer übernommen und bezüglich Kammerabmessung und Fülldruck optimiert.

3. Grundlagen zu den mit Wasserstoff oder Methan gefüllten Zählern

Wird ein mit Wasserstoff oder Methan gefüllter Zähler einer Neutronenflußdichte $\mathcal{J}(E_n)$ Neutronen pro $\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}$ ausgesetzt, so folgt für die gemessene Energieverteilung des Protonenrückstoß-Spektrums

$$(1) \quad P(E_p) = N \cdot T \int_{E_p}^{\infty} G(E_n) \cdot K(E_p, E_n) \cdot \mathcal{J}(E_n) \cdot dE_n \quad .$$

N ist die Anzahl der Protonen im empfindlichen Volumen des Zählers, T ist die Meßzeit und $G(E_n)$ der integrale Wirkungsquerschnitt für die (n,p) -Streuung über den genauen Kenntnisse vorliegen. Für die Verteilungsfunktion $K(E_n, E_p)$ folgt aus der Beziehung

(2) $E_p = E_n (1 - \cos \varphi)$ und der Tatsache, daß der differentielle Streuquerschnitt im Schwerpunktsystem isotrop ist:

$$K(E_n, E_p) = \frac{1}{E_n} \quad \text{für } E_p \leq E_n \\ = 0 \quad \text{für } E_p > E_n .$$

Die Größen in Gleichung (2) bedeuten, E_p : Rückstoßenergie des Protons im Laborsystem; E_n : Energie des Neutrons im Laborsystem; φ : Streuwinkel des Neutrons im Laborsystem.

Das heißt, im Falle monoenergetischer Neutronen ist die Verteilungsfunktion der Protonen im Idealfall rechteckförmig (Abb.3). Die ausgezogene Kurve zeigt das gemessene Protonenrückstoß-Spektrum. Die Abweichung von der Idealform ist durch Induktions- und Wandeffekte, sowie durch die natürliche Breite der Neutronenlinie bedingt.

Für das Protonenspektrum folgt somit für den Fall, daß der Zähler mit einem wasserstoffhaltigen Gas gefüllt ist

$$(3) P(E_p) = N \cdot T \int_{E_p}^{\infty} \frac{G(E_n)}{E_n} \cdot \varphi(E_n) \cdot dE_n$$

und aus der Differentiation dieser Gleichung nach der unteren Grenze E_p die gesuchte Funktion

$$(4) \varphi(E_n) = \frac{-E_n}{N \cdot T \cdot G(E_n)} \cdot \left(\frac{dP}{dE} \right)_{E_n}, \text{ die der Bestimmung von}$$

Neutronenspektren aus der Rückstoßprotonen-Verteilung zugrunde liegt. Das heißt, aus der Steigung dP/dE der Protonenrückstoß-Verteilung folgt $\varphi(E_n)$, das Neutronenspektrum.

Gleichung (4) ist exakt, wenn die Rückstoßkerne ihre ganze Energie im Zählervolumen abgeben. Wegen des endlichen Zählervolumens werden aber die Rückstoßkerne, die in Wandnähe erzeugt werden, einen Teil ihrer Energie an die Wandung abgeben.

Daher wird die obere Grenze des Meßbereiches bei den gasge-
füllten Rückstoßspektrometern durch Wandeffekte, die untere
durch die γ -Empfindlichkeit bestimmt. Infolge der wesentlich
größeren spezifischen Ionisation (Ionenpaare pro Spurlänge)
der Protonen gegenüber den γ -induzierten Elektronen mit der-
selben Energie, liegt die untere Grenze, bis zu der das Pro-
tonenspektrum auswertbar ist, bei etwa $E_{\max}/8$ /5/. Das heißt,
mit einem entsprechend abgestuften Satz an Zählern, kann ein
Energiebereich bis etwa 10 MeV abgedeckt werden.

Gase haben im allgemeinen ein geringes Bremsvermögen. Um trotz-
dem im MeV-Bereich messen zu können, müssen die Kammern ent-
weder große Abmessungen haben oder mit hohem Druck gefüllt wer-
den. Das Bremsvermögen und damit die Nachweisempfindlichkeit
läßt sich durch Zusatz von Edelgasen wie Krypton oder Xenon
steigern, ohne daß dadurch nachweislich eine Störung des Rück-
stoßspektrums erfolgt.

4. Spärliche Ionisationskammern

4.1 Nachweisempfindlichkeit

Werden Wandeffekte vernachlässigt, so wird die Nachweisempfind-
lichkeit $\mathcal{E}(\text{cm}^2)$ von der Anzahl der Targetkerne im Zählervolu-
men V und dem Wirkungsquerschnitt $\sigma(E_n)$ für die n,p-Streuung
im Energiebereich des Zählers bestimmt, so daß für

$$(5) \quad \mathcal{E} = 4 \cdot N_p \cdot P \cdot V \cdot \sigma(E_n) \quad \text{folgt.}$$

Der Faktor 4 berücksichtigt, daß bei dem Füllgas Methan (CH_4)
am Kohlenstoff vier Wasserstoffkerne gebunden sind, N_p ist die
Teilchendichte und beträgt $2,7 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, P ist der Fülldruck
der Kammer in bar.

Eine geläufigere Definition für die Nachweisempfindlichkeit ist
mit dem Ausdruck

$$(6) \quad \eta = 1 - \exp -(N \cdot \sigma(E_n) \cdot d) \quad \text{gegeben.}$$

N ist hierbei die Targetdichte und ist identisch mit $N = 4 \cdot N_p \cdot P$,
die effektive Länge der Kammer mit dem Radius r_a /cm beträgt
 $d = 4/3 \cdot r_a$.

4.2 Grenze der Zählrate

Wie einleitend erwähnt, ist es wünschenswert eine gute Zeitauf-
lösung zu haben, um auf eine Zeitskala im Millisekundenbereich
eine spektrale Darstellung zu ermöglichen. Die Grenze der Zähl-
rate ist im wesentlichen durch die Anstiegszeit der Detektor-
impulse bedingt, da sie die Zeitkonstante für die Pulsformung
im Hauptverstärker mitbestimmt. Bei den mit Methan gefüllten
Zählern beträgt die Anstiegszeit etwa 250 Nanosekunden, so daß
am Hauptverstärker mit einer Zeitkonstanten von $1\text{ }\mu\text{s}$ gearbeitet
werden kann. Dies führt zu einer effektiven Pulsweite von etwa
 $3\text{ }\mu\text{s}$. Soll z.B. auf eine Zeitskala von 100 Millisekunden gear-
beitet werden und genügen 2500 Ereignisse für ein Spektrum, so
muß der Detektor $2,5 \cdot 10^4$ Ereignisse pro Sekunde verarbeiten,
ohne das Spektrum infolge von pile up Ereignissen zu verfälschen.
Bei einem einfachen elektronischen Meßkreis, bestehend aus De-
tektor, Vor - und Hauptverstärker, verursachen aber im obigen
Beispiel $2,5 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^{-6} \cdot 100 = 7,5\%$ der Impulse pile up /8/,
wodurch die Energieauflösung verschlechtert wird. Abhilfe
schafft hier ein sogenanntes Pulse pile up Rejection-System, das
gleichzeitig eine Erhöhung der Zählrate aufgrund der statis -
tischen Folge der Impulse erlaubt.

4.3 Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen eines Detektors hängt im allgemeinen bei
der Annahme, daß das Pulsformsystem optimal angepaßt ist, davon
ab, wieviele Ladungsträger auf dem Weg zur Sammelelektrode ver-
loren gehen. Bei Ionisationskammern kann das bei hohem Füll -
druck z.B. durch Rekombination geschehen, die sich vermeiden
läßt, indem an die Kammer die sogenannte Sättigungsspannung an-
gelegt wird. Wird die Ionisationskammer im Impulsbetrieb betrie-
ben und Elektronen statt Ionen gesammelt, so hat das neben ei-
nigen Vorteilen, da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen
wesentlich größer ist (Faktor 1000) als die der Ionen und damit
höhere Zählraten möglich sind, den Nachteil, daß die Impulshöhe
vom Entstehungsort der Ladungsträger abhängig ist. Dieser soge-
nannter Induktionseffekt ist jedoch, wie sich zeigen wird, stark
von der Geometrie der Kammer abhängig und bedingt zur nieder -
energetischen Seite der Linie eine Asymmetrie /7/.

Legt man bei den ladungsbildenden Prozessen eine Gaußverteilung zugrunde, so folgt für die Grenze des Auflösungsvermögens ohne Berücksichtigung des Fanofaktors

$$(7) \Delta E/E \approx 2,35 \cdot (N_o)^{-1/2}.$$

N_o ist hier die bestimmende Größe und ist die Anzahl der Ladungsträger, die pro Ionisation erzeugt werden. Die mittlere Ionisationsenergie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Methan beträgt etwa 28 eV. Wird, wie vorher beschrieben, die Reaktion ${}^3\text{He}(n_{\text{th}}, p){}^3\text{H}$ mit dem Q-Wert von 765 keV genutzt, so werden im Mittel

$$N_o = \frac{765 \cdot 10^3 \text{ eV}}{28 \text{ eV}} = 2,73 \cdot 10^4 \text{ Ionenpaare erzeugt.}$$

Theoretisch errechnet sich hieraus mit Gleichung (7) das Auflösungsvermögen bei 765 keV zu etwa 1,4 %. Dieser Wert wird aber, wie sich zeigen wird, infolge des Induktionseffektes nicht erreicht.

4.4 Induktionseffekt

In der Literatur gibt es viele Hinweise dafür, wie der Induktionseffekt reduziert werden kann /9-13/. So werden je nach Verwendungszweck der Kammer Gitter zwischen den Elektroden angebracht. Auch der Wechsel von der Ebenengeometrie zur zylindrischen /11/ oder sphärischen /13/ wird vorgeschlagen, um eine Verbesserung zu bewirken. Jedoch wurde der Vorteil, den die sphärische Geometrie gegenüber der zylindrischen hat, bisher nicht genutzt. Entscheidend ist das Verhältnis der Radien der inneren zur äußeren Elektrode und, daß die Elektrode mit dem kleineren Radius r_i positiv ist, wodurch ein großer Spannungsabfall ΔU in einem kleinen Volumenbereich um die positive Elektrode gegeben ist. Damit wird erreicht, daß die Arbeit, die das elektrische Feld an dem Elektron verrichtet, in einem größeren Volumenbereich nahezu konstant ist, wodurch die Pulshöhe ebenfalls weniger vom Ort der Primäionisation abhängig wird.

Ist die Integrationszeit $R \cdot C$ des Vorverstärkers so gewählt, daß die Elektronenbewegung für den Impuls genutzt wird, so gilt für den Spannungsabfall ΔU_{zyl} einer zylindrischen Kammer

$$\Delta U_{\text{zyl}} = - \frac{N_o \cdot e}{C} \cdot \frac{\ln r_o / r_i}{\ln r_a / r_i}, \quad r_o \text{ ist der Ort, an}$$

an dem die Primärionisation in der Kammer stattfindet. Für den Spannungsabfall einer sphärischen Kammer gilt,

$$\Delta U_{\text{sph}} = - \frac{N_o \cdot e}{C} \frac{r_a \cdot r_i}{r_a - r_i} \frac{r_o - r_i}{r_o \cdot r_i} .$$

In den obigen Gleichungen ist C die Kapazität des Kreises und e die Elementarladung. Die maximale Spannung wird in beiden Fällen für $r_o = r_a$ erreicht. Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich leicht zeigen, daß die Impulshöhe oder die Spannungsamplitude $\Delta U = \Delta U(r_a/r_i, r_o)$ für eine sphärische Anordnung wesentlich steiler verlaufen als für eine zylindrische mit gleichem r_a/r_i -Verhältnis (Abb.5).

Abbildung 4 zeigt die auf ΔU_{max} normierten Abhängigkeit der Spannungsamplitude als Funktion vom Ort der Primärionisation r_o einer sphärischen Ionisationskammer für ein Ionenpaar, und zwar gilt dann:

$$U_{\text{sph}} = - \frac{e}{C} \left[\frac{1}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{1}{x} \right) \right] \quad \text{wobei } r_o/r_a = x;$$

$r_a/r_i = \alpha$; $r_i \leq r_o \leq r_a$ und für die Normierung auf $\Delta U_{\text{max}} = e/C$, ($x=1$) ergibt sich

$$(8) \quad y = \frac{\Delta U}{\Delta U_{\text{max}}} = \frac{1}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{1}{x} \right) .$$

Für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron einer Primärionisation einen relativen Impuls zwischen y und y+dy erzeugt, folgt dann:

$$f(y) \cdot dy = \frac{3 \tau_o \cdot d\tau_o}{\tau_o^3 (1 - 1/\alpha^3)} = \frac{3 x^2 dx}{1 - 1/\alpha^3} \quad \text{bzw. unter Berücksichtigung von Gleichung (8)}$$

$$f(y) = \frac{3(\alpha - 1)}{1 - 1/\alpha^3} \cdot \frac{1}{(\alpha - (\alpha - 1)y)^4} .$$

Für $\alpha \gg 1$ folgt schließlich

$$(9) \quad f(y) = \frac{3(\alpha - 1)}{(\alpha - (\alpha - 1)y)^4} \quad \text{die Amplitudenverteilung, die sich infolge des Induktionseffektes allein ergibt.}$$

Gleichung (9) gestattet auf 1 normiert, den Beitrag des Induktionseffektes bezüglich der Halbwertsbreite der Linie für monoenergetische Neutronen in Abhängigkeit von α zu

$$(10) \quad f(y)_{1/2} = \frac{\sqrt[4]{2} - 1}{\alpha - 1} \quad \text{zu bestimmen.}$$

Beim Aufbau des Spektrums ohne Berücksichtigung des elektronischen Rauschens des Meßkreises überlagern sich also zwei Effekte, und zwar die statistische Schwankung infolge der ladungsproduzierenden Prozesse gemäß einer Gaußverteilung

$$(11) f(N) \cdot dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi N_0}} \exp - \frac{(N-N_0)^2}{2N_0} dN,$$

die die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß durch ein einfallendes Teilchen eine Anzahl Ionenpaare im Intervall $N, N+dN$ erzeugt wird, und die Verteilung infolge des Induktionseffektes

$$f(y) \cdot dy = \frac{3(\alpha-1)}{(\alpha-(\alpha-1)y)^4} dy, \text{ die die Wahr-}$$

scheinlichkeit dafür angibt, daß ein Elektron zu einem Impuls zwischen $y, y+dy$ führt. Das Produkt beider Funktionen also $f(N)dN \cdot f(y)dy$ gibt dann die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß durch ein Proton N Ionenpaare gebildet werden, die zu einem Impuls $\bar{U} = N \cdot y$ führen. Somit folgt für die spektrale Verteilung

$$F(U) = \int_{-\infty}^{\infty} f(N) \cdot f\left(\frac{U}{N}\right) \cdot \frac{dN}{N} \quad \text{beziehungsweise nach}$$

Einsetzen der entsprechenden Funktionen

$$(12) F(U) = \frac{3(\alpha-1)}{\sqrt{2\pi N_0}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp - \frac{(N-N_0)^2}{2N_0}}{(\alpha-(\alpha-1)y)^4} \cdot \frac{dN}{N}.$$

Abbildung 6 zeigt für $\alpha = 30$ das Spektrum gemäß Gleichung (12) mit der erwarteten Asymmetrie der Linie. Die Halbwertsbreite beträgt $\Delta E_{\text{theo}} = 16,5$ keV entsprechend einer Auflösung von 2,1 % bezogen auf 765 keV.

Das elektronische Rauschen wird in einer weiteren Faltung entsprechend dem Integral

$$(13) S(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-\infty}^{\infty} F(u) \exp - \frac{(u-E)^2}{2\sigma^2} du \text{ berücksich-}$$

tigt. $F(U)$ ist identisch mit Gleichung (12), σ muß experimentell bestimmt werden und E ist eine der Pulshöhe entsprechende Größe.

Wie mit Hilfe von Gleichung (13) gezeigt werden kann, folgt die

Halbwertsbreite des Spektrums $S(E)$ nicht aus der quadratischen Addition von ΔE_{th} plus dem elektronischen Rauschen ΔE_{el} , wie bei Gaußscher Pulsformung üblich, vielmehr gilt, wie die Rechnungen zeigen: $[S(E)]^2 = (\Delta E_{th})^2 + (\Delta E_{el})^2$.

Hieraus folgt andererseits auch, daß die experimentell ermittelte Halbwertsbreite ΔE_{exp} nicht durch quadratische Subtraktion von ΔE_{el} korregiert werden kann.

4.5 Aufbau der sphärischen Ionisationskammer

Die Ionisationskammer (Abb.7) ist aus 0,5 mm starkem Edelstahlblech gefertigt. Der äußere Durchmesser beträgt 15 cm und ist so gewählt, daß bei einem Fülldruck (Methan) von 2,5 bar die obere Grenze des Meßbereiches bei 2,8 MeV liegt. Das heißt, die maximale Reichweite $R(E)$ der Protonen ist $R(E) = 0,7 \cdot r_a$ (r_a : Zähler-radius), was eine Programm spezifische Forderung für die Wandkorrektur ist /6/. Die untere Grenze des Meßbereiches (0,3 MeV) ist im wesentlichen durch die γ -Empfindlichkeit bedingt. Um den Induktionseffekt zu vermindern, wurde der Durchmesser der inneren Kugel zu 0,5 cm gewählt, so daß das Radienverhältnis 30 beträgt. Das führt zu einer Verbreiterung der Halbwertsbreite der Linie von 0,65% (Gl.10). Mit der flachen Hochspannungsdurchführung soll nach Möglichkeit die Eigenkapazität des Detektors minimalisiert werden ($C \approx 4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_i$; r_i : Radius der inneren Kugel). Zur Kalibrierung des Spektrometers ist dem Füllgas 1 mbar He-3 zugegeben, um so jederzeit über die Reaktion ${}^3\text{He}(n_{th}, p){}^3\text{H}$ mit Hilfe von thermischen Neutronen eine Eichlinie bei 765 keV zu erzeugen, die auch gleichzeitig eine Aussage bezüglich der Energieauflösung bei dieser Energie erlaubt.

5. Beschreibung des Spektrometers

Abb. 8 zeigt den Spektrometeraufbau bestehend aus dem Detektor, einem rauscharmen Vor- und Hauptverstärker, sowie einen Pulshöhenanalysator. Die äußere Kugel liegt auf eine Spannung von - 14 KV. Die hohe Spannung bewirkt, daß im Inneren so hohe

Feldstärken erreicht werden, daß über einen großen Volumenbereich die Sättigungsspannung anliegt, wodurch weitgehend Rekombinations- und Elektronenanlagerungs-Effekte reduziert werden. Außerdem kann auf den hochspannungsfesten Koppelkondensator verzichtet werden, so daß der Vorverstärker direkt DC-gekoppelt an den Detektor angeschlossen werden kann, was wiederum zu einem besseren Signal/Rausch-Verhältnis führt. Die Integrationszeit des Vorverstärkers beträgt $50 \mu\text{s}$ und ist so gewählt, daß allein die Sammelzeit der Elektronen die Zeitauflösung bestimmt. Die Zeitkonstante des Hauptverstärkers beträgt $1,6 \mu\text{s}$ und das elektronische Rauschen bei angelegter Hochspannung von -14 KV wurde mit Hilfe des Pulshöhenanalysators zu 18 keV bestimmt.

6. Meßergebnisse

6.1 Protonen aus der Reaktion ${}^3\text{He}(n_{\text{th}}, p){}^3\text{H}$

Wie schon erwähnt, wird dem Füllgas eine kleine Menge Helium-3 zugegeben, um so mit Hilfe von thermischen Neutronen jeder Zeit eine Eichlinie erzeugen zu können, mit der sich die Energieauflösung und die Energieeichung des Spektrometers überprüfen lassen. Aus der Reaktion ${}^3\text{He}(n_{\text{th}}, p){}^3\text{H}$, deren Q-Wert 765 keV beträgt, erhält man monoenergetische Protonen bzw. Tritonen mit den Energien 574 bzw. 191 keV , die zu der Linie von 765 keV führen. Die Verstärkung des Hauptverstärkers ist so gewählt, daß dem Kanal 100 diese Energie zugeordnet ist. Abbildung 9 zeigt diese ${}^3\text{He}$ -Linie; die Halbwertsbreite beträgt $\Delta E_{\text{exp}} \approx 33 \text{ keV}$. Abbildung 10 zeigt die Pulserlinie, die ebenfalls dem Kanal 100 zugeordnet ist, mit deren Hilfe das elektronische Rauschen $\Delta E_{\text{el}} = 18 \text{ keV}$ bestimmt wurde. Bei beiden Abbildungen ist das Spektrum in den ersten 40 Kanälen durch die Gammaempfindlichkeit bedingt. Hieraus ergibt sich die untere Energiegrenze des Detektors zu 300 keV . Die Gammadosisleistung am Meßort betrug etwa 30 mR/h . Die Eichlinie zeigt die erwartete Asymmetrie infolge des Induktionseffektes.

Mit Hilfe von Gleichung (13) läßt sich nun auch numerisch für ver-

schiedene α - und G -Werte die zuerwartende Halbwertsbreite bestimmen, bzw. die gemessene überprüfen. Abbildung 11 zeigt das nach Gleichung (13) erhaltene Spektrum $S(E)$ für $\alpha=30$ und $G=18 \text{ keV}/2\sqrt{2\ln 2}=7,64 \text{ keV}$ für monoenergetische Protonen der Energie von 765 keV. Die Halbwertsbreite beträgt 27 keV. Damit ergibt sich eine Differenz zum experimentell ermittelten Wert von 6 keV, d.h. die Abweichung ist kleiner als 20 %. Die Überlagerung beider Spektren zeigt Abbildung 12.

Wird berücksichtigt, daß nicht alle Einflüsse bei der analytischen Behandlung berücksichtigt werden können, so ist die Übereinstimmung beider Spektren recht gut. Trotzdem sollen einige Ursachen, die sich überlagern und die Abweichung besonders auf der niederenergetischen Flanke des Spektrums bewirken, diskutiert werden. Zunächst sei erwähnt, daß eine Variation von G um 10 % einer solchen von 17 % für α erforderlich macht, um die gleiche Verbreiterung zu bewirken. Das heißt, der Mangel an Kugelsymmetrie bezüglich der Potentialverteilung, die sich wegen der Zuführung der inneren Elektrode zwangsläufig ergibt und sich mit Hilfe von α ausdrücken läßt, kann die Abweichung nicht erklären. Als weitere Ursachen sind akustische und elektrische Störungen (die Signalleitung ist 30 Meter lang), Wand- und Rekombinationseffekte zu nennen, auch wenn über einen großen Volumenbereich der Kammer die Sättigungsspannung erreicht wird und Rekombination weitgehend auszuschließen ist. Diese Effekte wurden, wie schon erwähnt, nicht berücksichtigt, weil hier primär die Frage geklärt werden sollte, ab welchen α -Wert plus elektronischem Rauschen (ΔE_{el}) die Kammer bei der Neutronenenergie von 2,45 MeV die gewünschte Auflösung von etwa 2 % besitzt.

Bekanntlich wird die absolute Energieauflösung mit wachsender Energie besser, da bei konstantem Ionisationspotential mehr Ladungsträger gebildet werden. Trotzdem wird sich das Detektorrauschen infolge der absoluten Ungenauigkeit der Ladungssammlung mit wachsender Energie vergrößern. Hierzu für $\alpha=30$ eine Abschätzung mit den bisher gewonnenen Erkenntnissen und Werten für den beabsichtigten Fall, daß monoenergetische Spektrum bzw. die Linienverbreiterung um 2,45 MeV zu bestimmen, aus der dann die Ionentemperatur (T_i) folgt. Der Beitrag des Induktionseffektes

(GL.10) bei 2,45 MeV beträgt 16 keV, das elektronische Rauschen $\Delta E_{el} = 18$ keV als konstant zu betrachten, die Linie selbst liegt bei einem 3,2-fachen höheren Wert bezogen auf 765 keV. Im allgemeinen wird wegen der Gauß-Verteilung, die die Statistik bestimmt, mit einem Faktor $(3,2)^{1/2} \approx 1,8$ bezüglich der mittleren Abweichung gerechnet. Wird die experimentell bestimmte Apparatebreite von 33 keV zugrunde gelegt, so sollte die Energieauflösung bei 2,45 MeV etwa 2,4 % bzw. die Halbwertsbreite 60 keV betragen. Nach Gleichung (13) folgt für $\alpha = 30$ und $\sigma = 7,64$ keV für monoenergetische Protonen der Energie von 2,45 MeV eine Halbwertsbreite von 45 keV.

6.2 Monoenergetische Neutronen

Monoenergetische Neutronen im Bereich von 1 bis 2,5 MeV wurden über die Reaktion $T(p,n)^3\text{He}$ am Van De Graaff-Generator im Kernforschungszentrum Karlsruhe erzeugt. Diese Messungen sind zur Überprüfung der Linearität, der Responsefunktion und der Energieauflösung erforderlich. Letzteres setzt aber eine obere Grenze der Unschärfe der emittierten Neutronen voraus, die vom Energieverlust der ins Target eindringenden Protonen bestimmt wird. Da diese Unschärfe schon bei der niedrigsten Neutronenenergie von 1 MeV etwa 100 keV betrug, ließ sich eine Überprüfung der Energieauflösung des Spektrometers nicht durchführen.

Abbildung 13 und 14 zeigen als Beispiel die gemessenen Impulshöhenspektren bei der Energie 2,014 MeV und 2,5 MeV zusammen mit den hieraus mit Hilfe des Entfaltungsprogramms SPEC 4 /7/ berechneten Neutronenverteilungen.

Beide Neutronenverteilungen zeigen am Fuße der niederenergetischen Flanke eine Asymmetrie. Ursachen hierfür können sein : In geringem Maße der Induktionseffekt, mit wachsender Neutronenenergie auf Grund dessen, daß die Spurlängen in der Kammer länger werden, Wandeffekte und insbesondere durch die $T(p,n)^3\text{He}$ -Reaktion selbst bedingt. Da es sich bei dieser Reaktion um eine endotherme Reaktion handelt, ist eine Schwellwertenergie (1,02 MeV) der auf das Target auftreffenden Protonen erforderlich, um die Reaktion auszulösen. Das bedeutet, daß mit wachsender Proto-

nenenergie und zunehmender Eindringtiefe ins Target, nicht nur der Energieverlust der Protonen größer wird, sondern auf Grund statistischer Prozesse auch Reaktionen bei niedriger Energie möglich sind. Dies führt im Neutronenspektrum nicht nur zu einer Verbreiterung der Linie, sondern auch zu einer Asymmetrie auf der niederenergetischen Flanke /14/.

Abbildung 15 zeigt die aus den Impulshöhen-Spektren bei fünf verschiedenen Neutronenenergien ermittelte Eichgerade. Wie die Abbildung zeigt, ist die Linearität innerhalb des Meßbereiches gewährleistet.

7. Entfaltung der Protonenrückstoßspektren

7.1 Kontinuierliche Neutronenfelder

Will man die durch Messungen in einem kontinuierlichen Neutronenfeld erzeugte Impulshöhenverteilung in das zugehörige Neutronenspektrum zurücktransformieren, so müssen zuerst die sogenannten Antwort- oder Responsefunktionen des Zählers, d.h. die durch monoenergetische Neutronen mit dem Zähler erzeugten Impulshöhenverteilungen bekannt sein. Eine Schar dieser Funktionen bildet die zur Entfaltung notwendige Response-Matrix. Die Responsefunktionen werden bei einem Zylinderzähler mit einem Monte Carlo-Programm und für einen Kugelzähler nach Snidow /7/ berechnet und dienen gleichzeitig dazu, um die mit monoenergetischen Neutronen erhaltenen Verteilungen zu überprüfen.

Das gemessene Protonenspektrum wird zunächst korregiert, so dann differenziert und mittels der differentiellen Response-Matrix entfaltet. Durch die Wahl der differentiellen Response-Matrix bleibt die Entfaltung auch bei großen Wandeffekten stabil, da die differentielle Response-Matrix einer δ -Funktion näher steht /5/.

7.2 Monoenergetische Neutronen

Die aus dem Deuteriumplasma emittierten Neutronen haben eine um den Q_n -Wert gelegene Gaußverteilung, wenn, wie eingangs beschrieben, für die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen

eine Maxwellverteilung angenommen wird. Die Verteilungsfunktion der Rückstoßprotonen ist nahezu kastenförmig (Abb.3), aus der mit Gleichung (4) durch Differentiation die gesuchte Funktion $f(E_n)$ folgt, die infolge der Pulsformung des Meßkreises in erster Näherung als Gaußfunktion

$$f(E_n) = \exp -\beta^2(E - E_n)^2, \quad \beta = 1/\sqrt{2} S$$

darstellbar sein muß. Die auf 1 normierte integrale Darstellung, die dieser Funktion zugrunde liegt, ist

$$P(E_p) = \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^E \exp -\beta^2(E - E_n)^2 dE.$$

Differentiation dieser Gleichung und Bestimmung des Funktionswertes an der Stelle $E = E_0$ (Ort maximaler Steigung) liefert

$$dP/dE = \beta/\sqrt{\pi} = 1/\sqrt{2\pi} S = 1/S.$$

Hieraus folgt zur Bestimmung der Halbwertsbreite mit $\Delta E_n = 2\sqrt{2\ln 2}$

$$\Delta E_n = 0,94 S.$$

Die Größe S wird ermittelt, indem die Kanäle der hinteren Flanke durch Geraden dergestalt verbunden werden, daß sie einmal minimale zum anderen maximale Steigung aufweisen. Eine Senkrechte durch ihren Schnittpunkt auf die Abszisse und der Schnittpunkt der Geraden maximaler Steigung mit der Abszisse liefert die Größe S . Dieser Vorgang sollte per Programm mit entsprechender Korrektur bezüglich Wandeffekte durchgeführt werden. Vorteil dieser Methode ist, daß das Protonenrückstoß-Spektrum auch schon ohne Entfaltung bezüglich der Halbwertsbreite eine Aussage gestattet. Die Entfaltung verlangt eine "gute Statistik", da die Bestimmung der Steigung in den jeweiligen Kurvenabschnitten einem Grenzwertproblem nahekommt und um so sicherer ist, je mehr Ereignisse in den jeweiligen Energiekanälen ΔE vorhanden sind. Hingegen sollten bei der Näherungsmethode wenige Ereignisse pro Energiekanal genügen, durch die z.B. nach der Methode der kleinsten Quadrate Geraden, wie beschrieben, gelegt werden, um die Größe S und damit ΔE_n zu bestimmen.

8. Diskussion

An Hand dieser Untersuchungen sind zuverlässige Aussagen bezüglich der Energieauflösung bei entsprechend dimensionierter sphärischer Ionisationskammer möglich, so daß mit den großvolumigen Tokamakanlagen (große Teilchendichte), den längeren Energieeinschlußzeiten und den steigenden Ionentemperaturen nun auch die Neutronenkomponente eines Deuteriumplasmas diagnostisch genutzt werden kann, um Plasma spezifische Informationen zu erhalten. Mit Hilfe der Gleichung (13) läßt sich zeigen, daß mit $\alpha = 30$ und einem elektronischen Rauschen von 18 keV die erforderliche Optimierung, um Ionentemperaturen, bei 1 keV beginnend, zu messen, erreicht wird. Das elektronische Rauschen läßt sich nicht wesentlich verbessern, da es dem Rauschen von 1,8 keV, das in diesem Falle mit einem Halbleiterdetektor erreicht würde, equivalent ist. Halbleiter haben im allgemeinen ein um einen Faktor 10 kleineres Ionisationspotential. Das elektronische Rauschen verbessern zu wollen, wäre zudem eine übertriebene Forderung, da der Beitrag zu der hier in Betracht kommenden Reaktionsenergie kleiner als 1 % ist.

Abbildung 16 zeigt die aus den Spektren nach Gleichung (13) ermittelten Halbwertsbreiten ΔE für monoenergetische Protonen der Energie von 765 keV als Funktion von α , also $\Delta E[S(E)] = f(\alpha)$.

Natürlich ist noch eine geringfügige Verbesserung zu größerem α hin möglich, womit insbesondere die Nachweisempfindlichkeit verbessert würde. Damit ist aber eine Zunahme der Oberfläche und des Volumens gekoppelt und infolgedessen wächst die Gamma-Empfindlichkeit, die dann bei hohen Zählraten eine zusätzliche Belastung der Kammer darstellt.

Zusammenfassend erwähnt sei, daß das erreichte Energieauflösungsvon 2,4 % bisher weder mit Ionisationskammern noch mit Proportionalzählern realisiert werden konnte. Die Daten sind schnell und problemlos zu erfassen und zu interpretieren, wenn es sich um monoenergetische Neutronenverteilungen handelt auch schon ohne Entfaltung.

Literaturnachweis

- /1/ O.N. Jarvis
Neutron Diagnostics Design Study Report, A.E.R.E. Harwell
- /2/ G. Lehner, F. Pohl
Zeitschrift für Physik 207, 83 - 104(1967)
- /3/ P.W. Benjamin, C.D. Kemshall and A. Brickstock, AWRE Report No. 09/68(1968)
- /4/ H. Werle, G. Fieg, D. Stegemann, Atomkernenergie (ATKE) 14. Jg.(1969)H.5
- /5/ H. Werle, KFK INR - 4/70 - 25(1970); ORNL - tr - 2415
- /6/ C.D. Kemshall, AWRE Report No. O 31/73
- /7/ E. Korthaus, EURFNR - 1197; KFK - 1994(1974)
- /8/ M. Moszynski, J. Jastrzebski, Nuclear Instruments and Methods 47(1967)61-70
- /9/ B.B. Rossi and H.H. Staub, Ionization Chambers and Counters, National Nuclear Energy Series Vol. V.2 (Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York 1950)
- /10/ E. Segre, Experimental Nuclear Physics Volume I, 1953, Wiley & Sons
- /11/ W.D. Allen, Neutron Detection, NEWNES (1960)
- /12/ Glenn F. Knoll, Radiation Detection And Measurement John Wiley & Sons (1979)
- /13/ Handbuch der Physik, S. Flügge, Band XLV; H.W. Fulbright, Ionization Chambers in Nuclear Physics.
- /14/ C. Tschalär, Nucl. Instr. and Meth. 61(1968)141

Bildtexte

- Abb. 1 Neutronenerzeugungsrate (R_n) als Funktion der Iontemperatur für ein DD - und DT - Plasma, sowie die Zunahme der Halbwertsbreite der Neutronenlinie mit wachsender Iontemperatur bei konstanter Teilchendichte.
- Abb. 2 Pulshöhenspektrum von ^3He bei der Wechselwirkung mit Neutronen.
- Abb. 3 Protonenrückstoß-Spektrum für monoenergetische Neutronen.
- Abb. 4 Verlauf der Spannungsamplitude in einer Ionisationskammer als Funktion vom Ort der Primärionisation r_0 . Parameter der Kurvenschar ist das Verhältnis der Kugelelektrodenradien (α).
- Abb. 5 Verlauf der Spannungsamplitude als Funktion des Entstehungsortes r_0 der Primärionisation in einer sphärischen bzw. zylindrischen Ionisationskammer.
- Abb. 6 Spektrum für monoenergetische Protonen von 765 keV für $\alpha = 30$ nach Gleichung (12).
- Abb. 7 Sphärische Ionisationskammer.
- Abb. 8 Blockschaltbild des Neutronenspektrometers.
- Abb. 9 Impulshöhen-Spektrum der Ionisationskammer mit Hilfe der Reaktion $^3\text{He}(n_{th}, p)^3\text{H}$.
- Abb. 10 Pulserlinie zur Bestimmung des elektronischen Rauschens.
- Abb. 11 Spektrum $S(E)$ für monoenergetische Protonen von 765 keV für $\alpha = 30$ unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens $G = 7,64$ keV.
- Abb. 12 Überlagerung der ^3He -Linie (Abb.9) mit dem analytischen Spektrum $S(E)$ Abb.11.
- Abb. 13 Protonen- und Neutronenspektrum für 2,014 MeV-Neutronen.
- Abb. 14 Protonen- und Neutronenspektrum für 2,5 MeV-Neutronen.
- Abb. 15 Energieeichung mit monoenergetischen Neutronen.
- Abb. 16 Abnahme der Halbwertsbreite $\Delta E = f(\alpha)$ für monoenergetische Protonen von 765 keV.

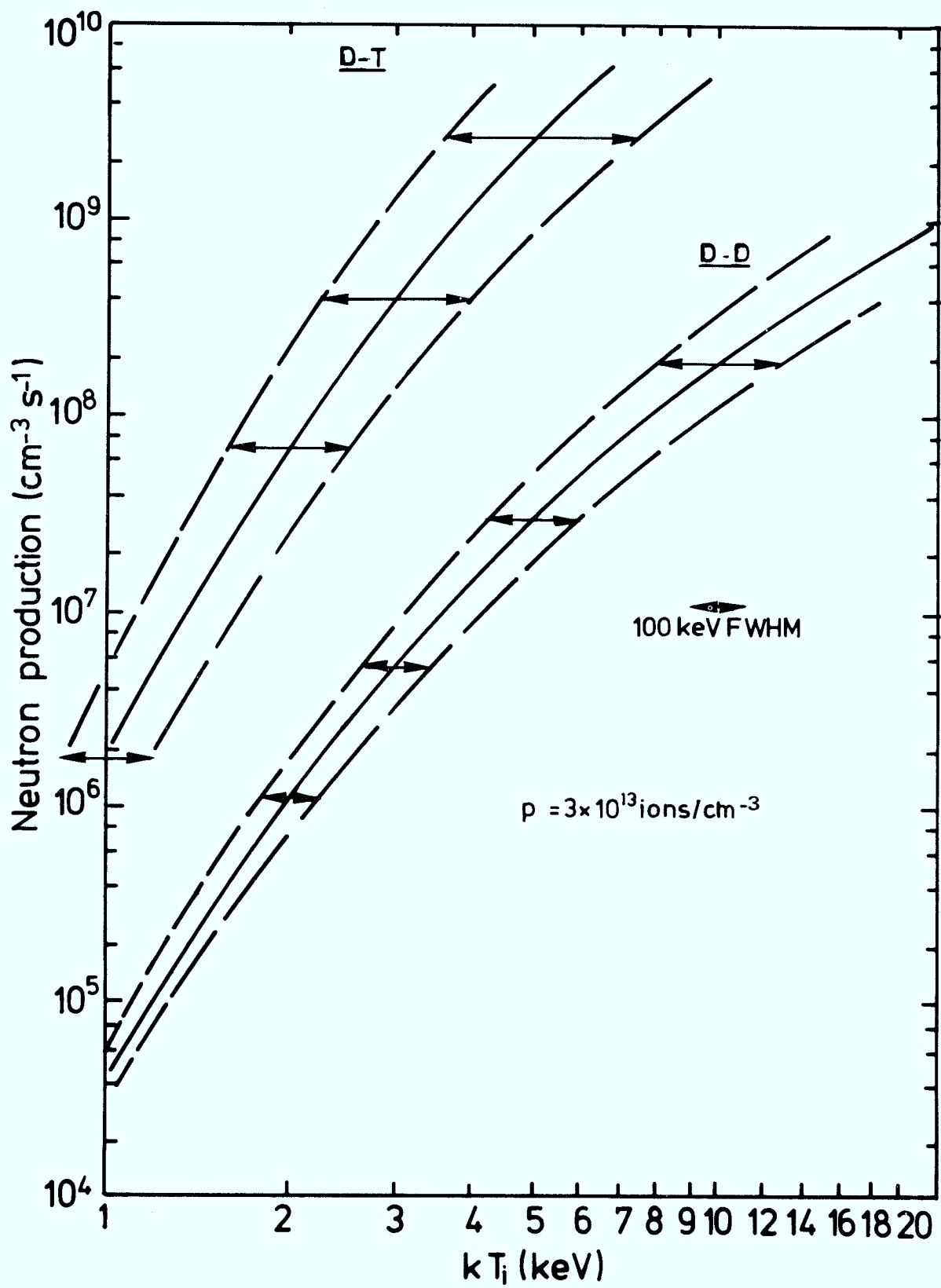


Abb. 1

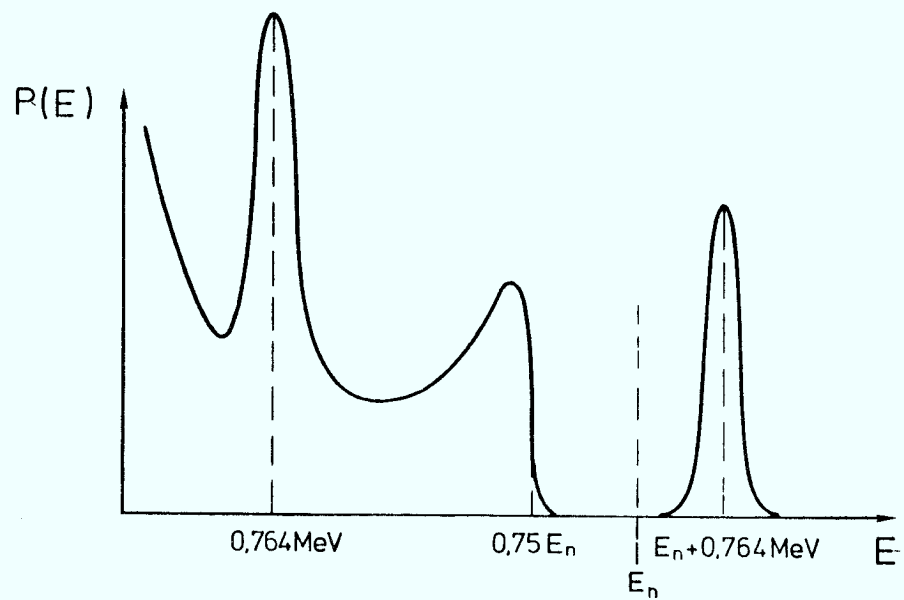


Abb. 2

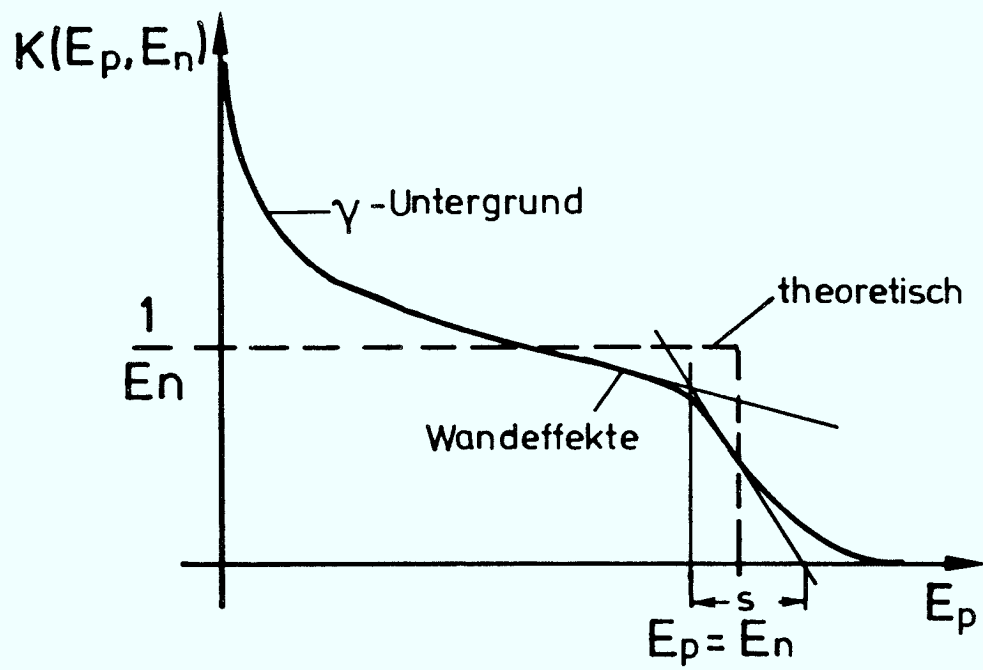


Abb. 3

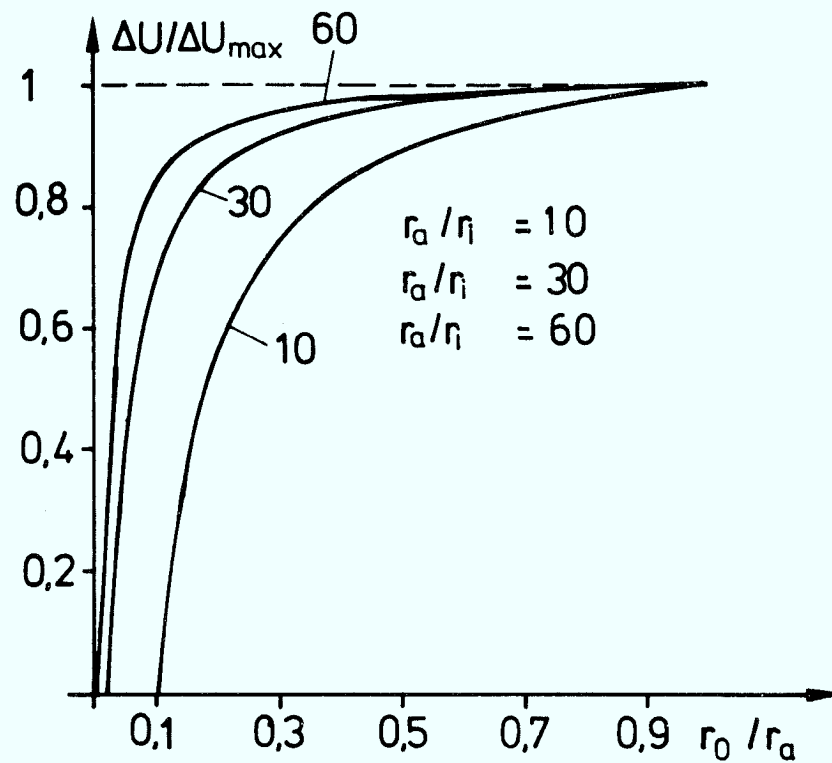


Abb. 4

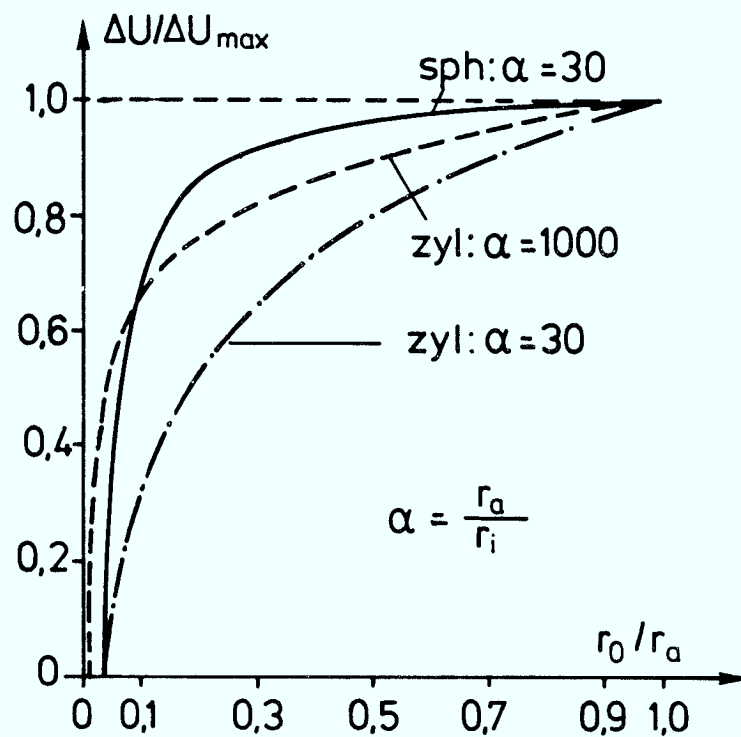


Abb. 5

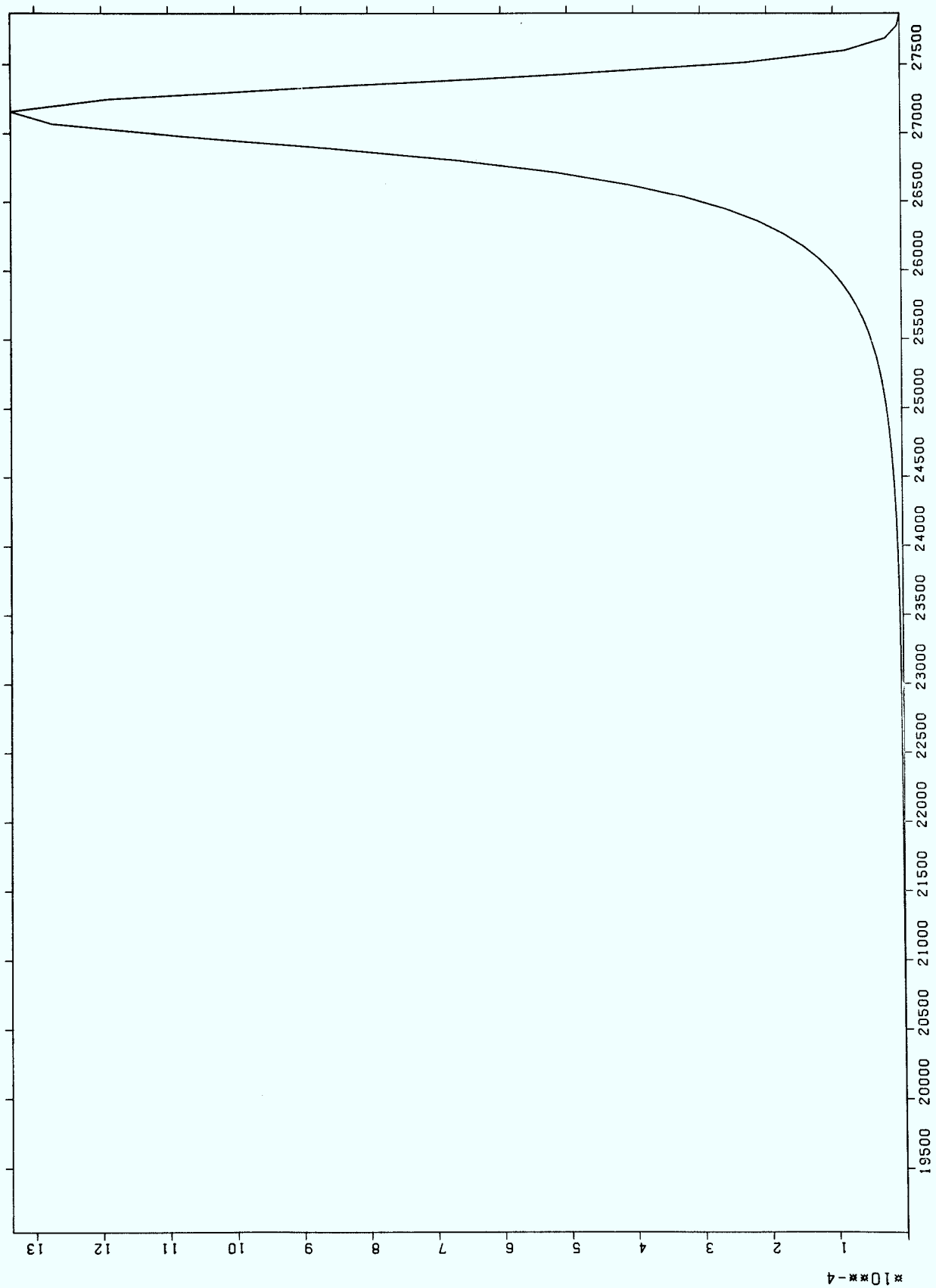


Abb. 6

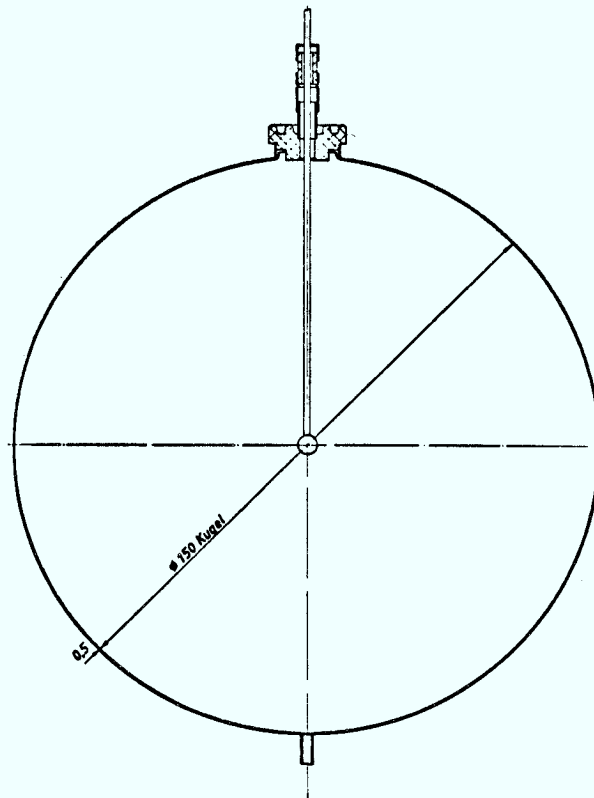


Abb. 7

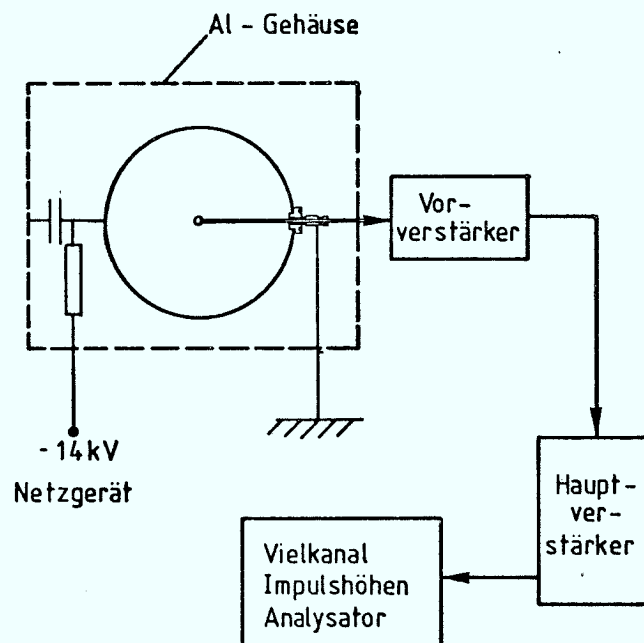


Abb. 8

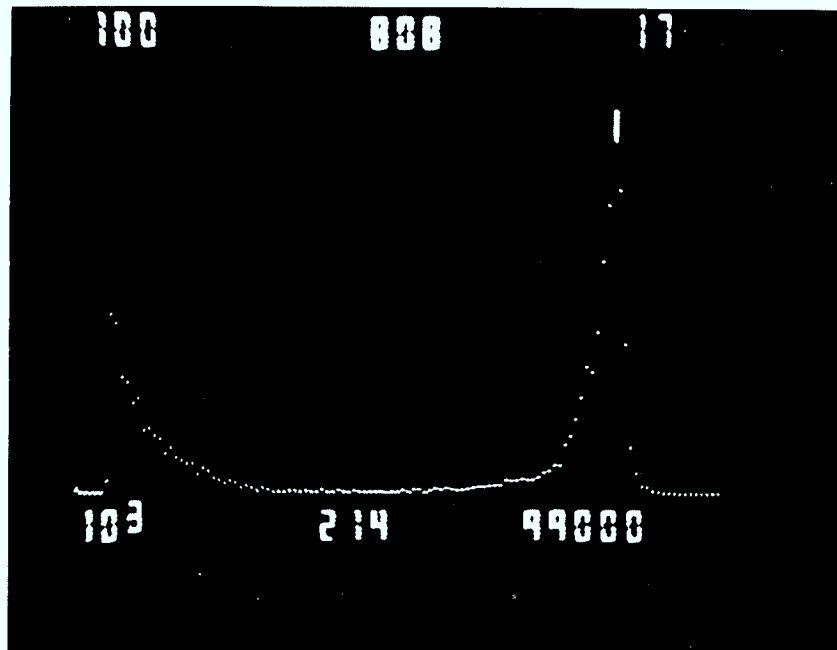
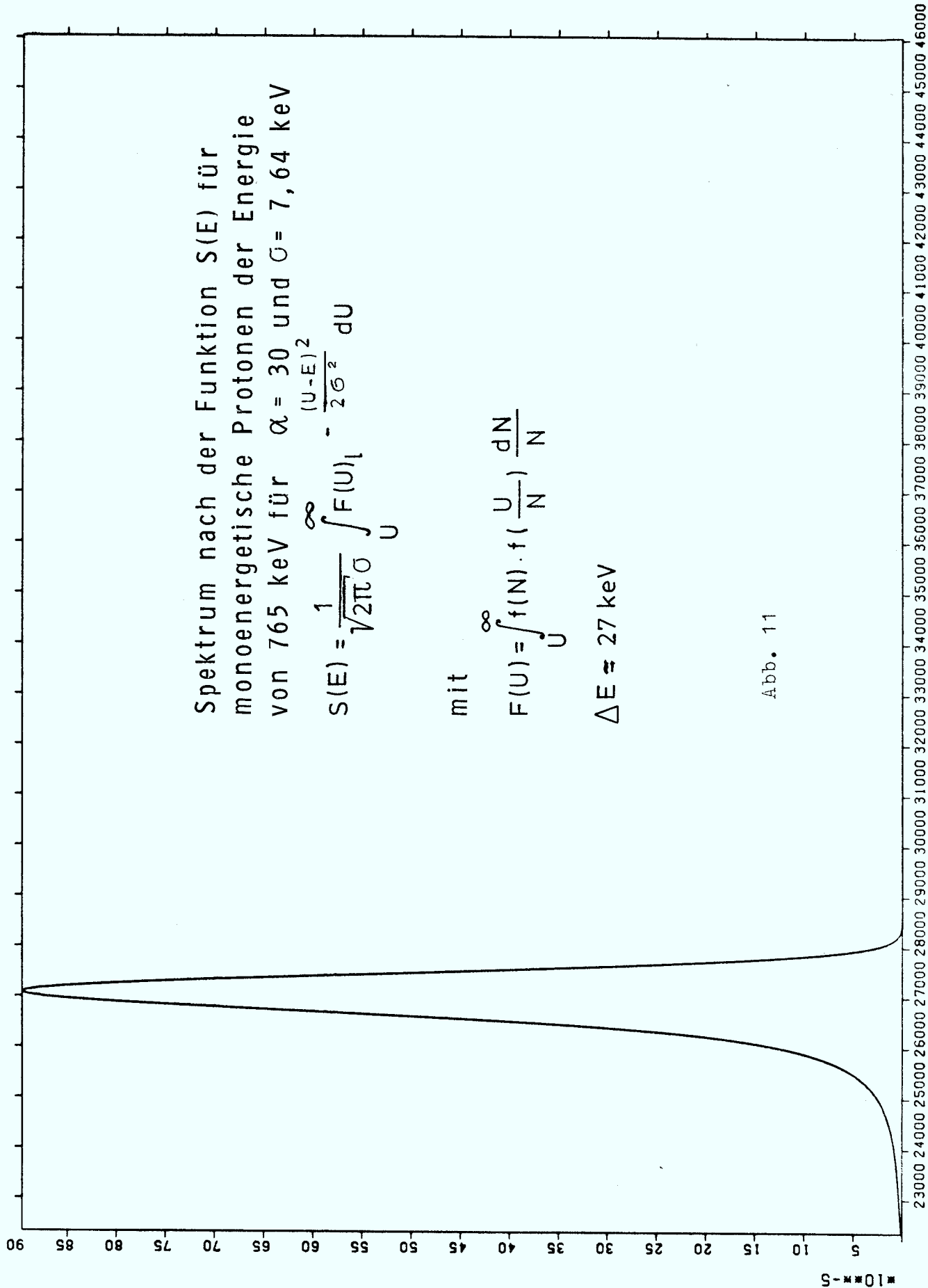


Abb. 9 ${}^3\text{He}$ -Linie über ${}^3\text{He}(n_{\text{th}}, p){}^3\text{H}$
 $Q = 765 \text{ keV}$



Abb. 10 Pulserlinie



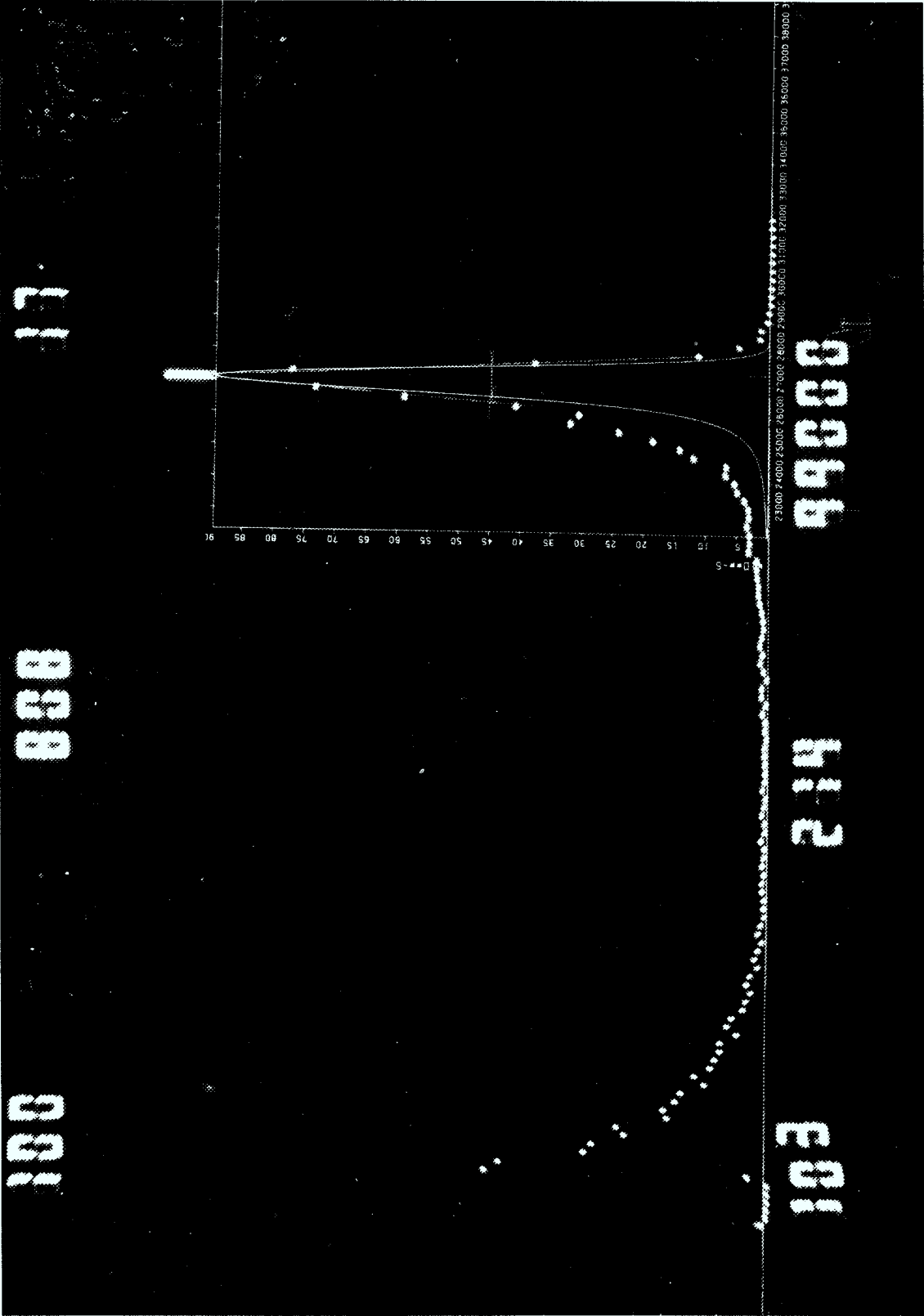


Abb. 12

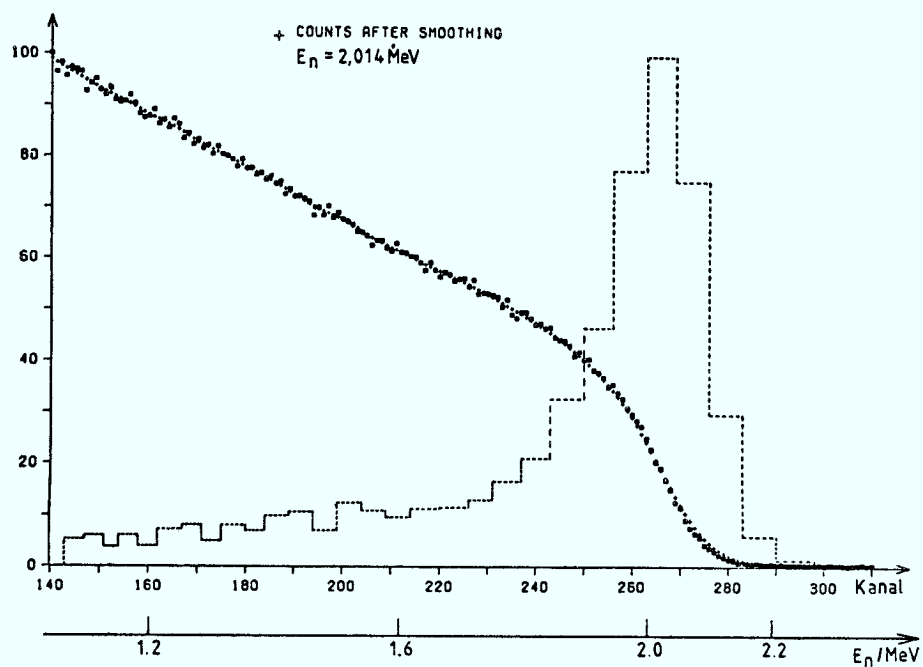


Abb. 13

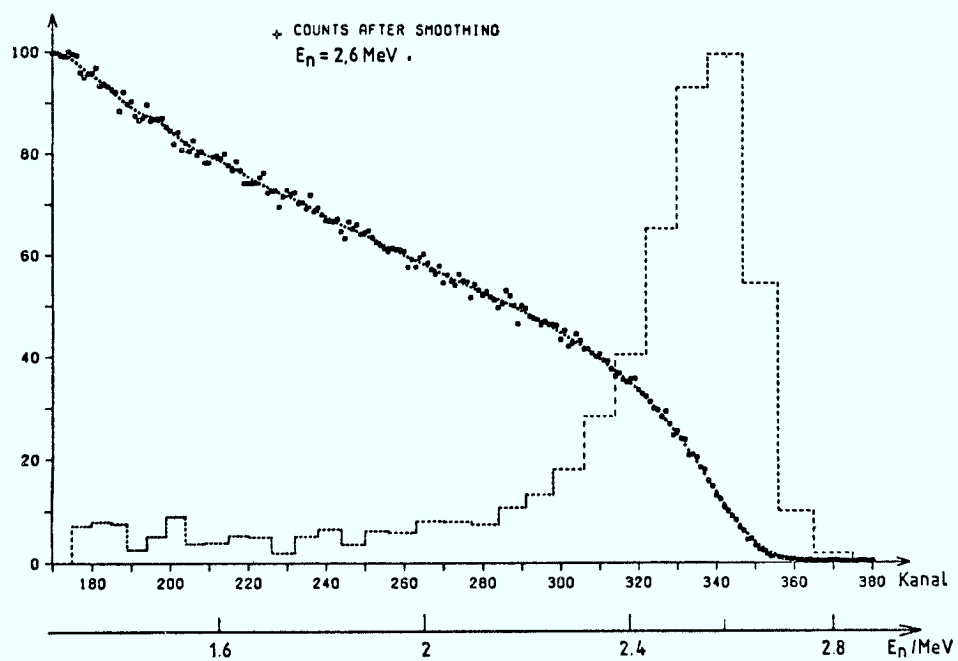


Abb. 14

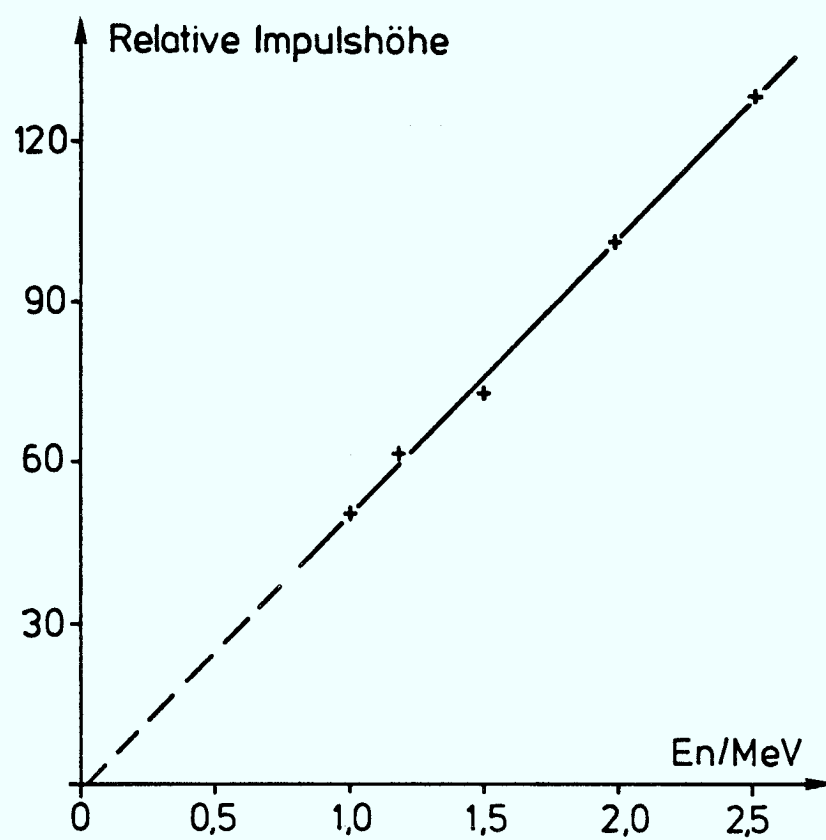


Abb. 15

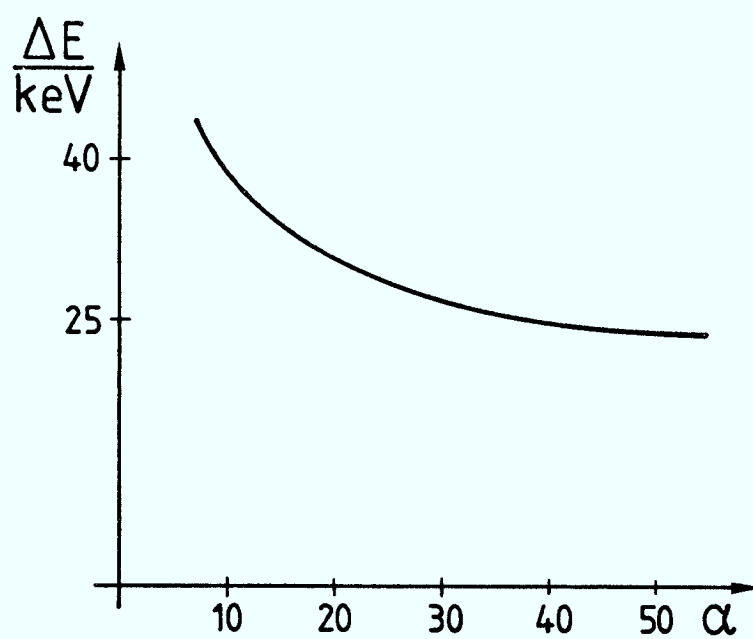


Abb. 16

Herrn Prof. Dr. F. Waelbroeck danke ich für die stete Unterstützung dieser Arbeit.

Herrn Dr. J. Schlüter gilt mein Dank für die kritische Durchsicht des Manuskriptes und für seine wertvollen Ratschläge.

Herrn Dr. E. Korthaus und Herrn Dr. H. Werle vom Kernforschungszentrum Karlsruhe gilt mein Dank für das Entfaltungsprogramm und hilfreiche Diskussionen. Außerdem danke ich Herrn Dr. E. Korthaus, der mir für erste Messungen eine sphärische Ionisationskammer überließ, und Herrn Dr. H. Werle für die Leihgabe eines Proportionalzählers.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Bieger für viele klärende Diskussionen, wertvolle Hinweise und für die kritische Durchsicht des Manuskriptes, sowie Herrn Dipl.-Phys. A. Kaleck, der bei einigen kritischen Überlegungen mitwirkte.

Herrn Dr. H. Belitz danke ich besonders für die Umstellung des Programms SPEC 4 auf KFA-Norm. Desweiteren danke ich ihm, seiner Mitarbeiterin Frä. M. Linden, sowie Herrn G. Giesen für alle Programmierarbeiten.

Für die Mithilfe bei der Bearbeitung technischer Details beim Aufbau des Detektors danke ich Herrn R. Lemmens.

Dem Team vom Van De Graaff-Labor im Kernforschungszentrum Karlsruhe danke ich für die Unterstützung bei den Messungen mit monoenergetischen Neutronen.

Für den verbesserten Aufbau des Vorverstärkers danke ich Herrn Dipl.-Phys. J. Bojowald und Herrn K. Nicoll, beide vom IKP, KFA.

