

Bestimmung der Ionenenergie
eines Deuteriumplasmas aus der
absoluten Neutronenausbeute am Theta-Pinch.

J. Sommer

IPP 1/90

October 1968

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Bestimmung der Ionenenergie eines Deuteriumplasmas aus der absoluten Neutronenausbeute am Theta-Pinch.

J. Sommer

IPP 1/90

October 1968

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

Einführung

Abstract

Part 1 of this report is intended for readers in a hurry as a separate section dealing with the principles of determining the ion energy of a deuterium plasma from the absolute neutron yield in a theta pinch. Anticipating the results of Part 2, it gives the error in the ion energy for various velocity distributions of the deuterons. Depending on the velocity distribution of the deuterons, a certain experimental value $\langle 6V \rangle$, the error of which was found to be $\pm 68\%$, leads to the following bounds for the ion energy:

1) 2-dimensional Maxwell distribution: $E = 4.2^{+0.7}_{-1.1}$ keV

2) 3-dimensional Maxwell distribution: $E = 5^{+0.8}_{-1.2}$ keV

3) 2-dimensional monoenergetic distribution: $E = 6.1^{+0.8}_{-1.3}$ keV.

Part 2 is concerned with the absolute determination of the total neutron number and the neutron rate. In particular, it describes in detail how the silver counter used for this purpose is calibrated directly by means of a neutron generator, allowance being made for the scattering of the neutrons in the Isar I theta pinch device.

2.3 Der zeitliche Verlauf der Neutronenausbeute

2.31 Die Neutronenrate bei örtlicher Mittelung

2.32 Die axiale Verteilung der Neutronenrate

Anhang		
Einleitung		1
1. Grundlagen der Bestimmung der Ionenenergie		
1.1 Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen		2
1.2 Anisotropie des Wirkungsquerschnittes		5
1.3 Bestimmung von Volumen und Dichte		6
1.4 Genauigkeit der Bestimmung der Ionenenergie		6
2. Die Absolutbestimmung der Neutronenausbeute		
2.1 Neutronenmessungen unter Berücksichtigung der besonderen Verhältnisse an einer Theta-Pinch-Anlage		8
2.2 Bestimmung der Neutronengesamtzahl mit dem Silberzähler		9
2.21 Grundlagen des Eichverfahrens		9
2.211 Aktivierung durch Neutronenimpuls		9
2.212 Aktivierung bis zur Sättigung		10
2.213 Bestimmung der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für die β -Aktivität der beiden Silberisotope		11
2.214 Bestimmung von ϵ_1/ϵ_2 aus dem Aktivitätsabfall am logarithmischen Schreiber		11
2.215 Bestimmung von ϵ_1/ϵ_2 aus 1-Minuten-Zählrate		13
2.22 Die Neutronendetektoren		14
2.221 Der Silberzähler		14
2.222 Der long counter		14
2.23 Zählapparaturen		15
2.231 Ratemeter mit logarithmischem Schreiber		15
2.232 Zählgerät mit Digital-Drucker		15
2.233 Zählgerät für long counter		17
2.24 Neutronen-Quellen		17
2.241 Ra- α -Be-Neutronenquelle		17
2.242 Pu- α -Be-Neutronenquelle		19
2.243 Vergleich von Ra-Be- mit Pu-Be-Quelle		20
2.25 Der Neutronengenerator als Eichquelle		21
2.26 Bestimmung der effekt. Quellstärke des Neutronengenerators mit dem long counter und der Pu-Be-Quelle		22
2.27 Die Eichung der Silberzähler		23
2.271 Die Eichprozedur		23
2.272 Auswertung der Eichung		24
2.273 Eichung unter Einbeziehung des Interferometers		25
2.274 Ergebnisse der Eichung an Isar I		25
2.28 Fehler in der Neutronengesamtzahl		27
2.281 Silberzähler mit Ratemeter und logarithmischem Schreiber		27
2.282 Silberzähler mit Zählgerät und Digital-Drucker		27
2.283 Bei Aktivierung durch Neutronenimpuls		28
2.3 Der zeitliche Verlauf der Neutronenausbeute		29
2.31 Die Neutronenrate bei örtlicher Mittelung		29
2.32 Die axiale Verteilung der Neutronenrate		29

Einführung

Ein hinreichend heißes Deuteriumplasma emittiert außer elektromagnetischer Strahlung auch Neutronen. Die Messung von der uns hier nur die aus der Kernreaktion $D(d,n)He^3$ stammenden Neutronen mit $0,025\text{ eV}$ Energie besorgfältigen sollen, die Messung der absoluten Neutronenrate gestattet, die Temperatur des Plasmas zu bestimmen. Eine wesentliche Voraussetzung ist jedoch der thermische Ursprung der beobachteten Neutronen. Man hat sich daher zu vergewissern, dass die beobachteten Neutronen nicht teilweise einem reifen Beschleunigungsmechanismus entstammen, wie zum Beispiel in derart konstruierten Beschleunigern für kleine Gruppen von Deuteronen infolge eines nicht mit der Plasma-Iontemperatur im Zusammenhang stehenden Mechanismus große kinetische Energie erlangen und mit einem relativ kalten Neutronenplasma oder gar mit an den Beschleuniger adsorbierten Deuterium reagieren. Um zum Beispiel den Einfluss des von außen angelegten bzw. induzierten elektrischen Feldes zu prüfen, wird die Energie der Neutronen entgegen bzw. in Richtung des elektrischen Feldes bestimmt. Solche Messungen der Energieverteilung der Neutronen mittels Protonenrückstoßkernen in Kernemulsionen oder Nebelkammer an linearen [1], [2], [3] und toroidalen [4], [5] Pinch-Anlagen ergaben große Anisotropie der mittleren Neutronenenergie und zeigen, dass die dort beobachteten Neutronen über einen reinen Beschleunigungsmechanismus als einer hohen Plasma-Iontemperatur zuzuschreiben sind. Eine entsprechende Untersuchung am Theta-Pinch [6] ergab, dass die im induzierten axialen elektrischen Feld aufgenommene Energie der Deuteronen in axialer Richtung zu klein ist, um auf die beobachtete Neutronenausbeute einen wirklichen Einfluss auszuüben. Auch die Bestimmung des Geschwindigkeitspektrums der vom Plasma in Richtung der Drehachse emittierten Protonen und Neutronen [7] hat gezeigt, dass die Ausbeute an Reaktionsprodukten überwiegend als Folge der zufälligen Bewegung der untereinander in Wechselwirkung stehenden Deuteronen zu deuten ist, was freilich nicht ausschließt, dass die Deuteronen sich in wahren thermischen Gleichgewicht befinden. Hier können bezüglich Geschwindigkeit und Richtung selbstgeleitete Verteilungen der Reaktionsprodukte wertvolle Informationen liefern. Zum Beispiel erwartet man bei der axialen Kompression eines Theta-Pinch-Plasmas eine bevorzugte 2-dimensionale Energieverteilung der Deuteronen. Einen Beitrag zur Frage der Abkühlung und Relaxation der Deuteronen gibt die Messung der Anisotropie der Neutronenemission eines Theta-Pinch-Plasmas [8].

3. Anhang

3.1 Wirkungsquerschnitt und Reaktionsraten 31

3.2 Korrektur wegen der endlichen Länge des Plasmas 32

4. Literaturverzeichnis 34

Infolge der zufälligen Bewegungen der untereinander wechselwirkenden Deuteronen der Dichte n werden aus einem gegebenen Plasma mit dem Volumen V Neutronen thermokernaren Ursprungs emittiert, deren Rate \dot{N} sich bestimmt zu

$$\dot{N} = V \frac{n^2}{2} \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)He^3} \quad [\text{Neutronen/sec}] \quad (1)$$

Hierbei ist $\langle \sigma v \rangle$ das über die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen gemittelte Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Betrag der Relativgeschwindigkeit der Deuteronen. Die Messung der Neutronenrate \dot{N} erlaubt somit nur die Bestimmung eines charakteristischen Parameters der Verteilungsfunktion, z.B. der Temperatur, während die allgemeine Form der Verteilungsfunktion bereits vorher bekannt sein muss. Daneben ist die Kenntnis der genauen Länge des Plasmas sowie seines Volumens Voraussetzung.

Einleitung

Ein hinreichend heisses Deuteriumplasma emittiert ausser elektromagnetischer Strahlung auch Korpuskularstrahlung von der uns hier nur die aus der Kernreaktion $D(d,n) He^3$ stammenden Neutronen mit 2,45 MeV Energie beschäftigen sollen. Die Messung der absoluten Neutronenrate gestattet nun unter gewissen Voraussetzungen die Bestimmung der Energie der Ionen dieses heissen Deuteriumplasmas. Dieses Verfahren ist ohne jeden Eingriff an der Apparatur und somit ohne jede Störung des Plasmas anwendbar. Eine wesentliche Voraussetzung ist jedoch der thermonukleare Ursprung der beobachteten Neutronen. Man hat sich daher zu vergewissern, dass die beobachteten Neutronen nicht lediglich einem reinen Beschleunigungsmechanismus entstammen, wie zum Beispiel Instabilitäten. Dabei kann nämlich eine nur kleine Gruppe von Deuteronen infolge eines nicht mit der Plasma-Ionentemperatur in Zusammenhang stehenden Mechanismus grosse kinetische Energie erlangen und mit einem relativ kalten Deuteriumplasma oder gar mit an den Gefässwänden adsorbiertem Deuterium reagieren. Um zum Beispiel den Einfluss des von aussen angelegten bzw. induzierten elektrischen Feldes zu prüfen, wird die Energie der Neutronen entgegen bzw. in Richtung des elektrischen Feldes bestimmt. Solche Messungen des Energiespektrums der Neutronen mittels Protonenrückstosskernen in Kernemulsionen oder Nebelkammern an linearen [1], [2], [3] und toroidalen [4], [5] Pinch-Anlagen ergaben grosse Anisotropie der mittleren Neutronenenergie und zeigen, dass die dort beobachteten Neutronen eher einem reinen Beschleunigungsmechanismus als einer hohen Plasma-Ionentemperatur zuzuschreiben sind. Eine entsprechende Untersuchung am Theta-Pinch [6] ergab, dass die im induzierten azimuthalen elektrischen Feld aufgenommene Energie der Deuteronen in azimuthaler Richtung zu klein ist, um auf die beobachtete Neutronenausbeute einen merklichen Einfluss auszuüben. Auch die Bestimmung des Geschwindigkeitsspektrums der vom Plasma in Richtung der Spulenchse emittierten Protonen und Tritonen [7] hat gezeigt, dass die Ausbeute an Reaktionsprodukten überwiegend als Folge der zufälligen Bewegung der untereinander in Wechselwirkung stehenden Deuteronen zu deuten ist, was freilich nicht notwendig einschliesst, dass die Deuteronen sich in wahren thermischen Gleichgewicht befinden. Hier können bezüglich Geschwindigkeit und Richtung zeitaufgelöste Verteilungen der Reaktionsprodukte wertvolle Informationen liefern. Zum Beispiel erwartet man bei der radialen Kompression eines Theta-Pinch-Plasmas eine bevorzugt 2-dimensionale Energieverteilung der Deuteronen. Einen Beitrag zur Frage der Abkühlung und Relaxation der Deuteronen gibt die Messung der Anisotropie der Neutronenemission eines Theta-Pinch-Plasmas [8].

Infolge der zufälligen Bewegungen der untereinander wechselwirkenden Deuteronen der Dichte n werden aus einem homogenen Plasma mit dem Volumen V Neutronen thermonuklearen Ursprungs emittiert, deren Rate \dot{N} sich bestimmt zu

$$\dot{N} = V \frac{n^2}{2} \langle \sigma v \rangle_{D(d,n)He^3} \quad [\text{Neutronen/sec}] \quad (1)$$

Hierbei ist $\langle \sigma v \rangle$ das über die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen gemittelte Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Betrag der Relativgeschwindigkeit der Deuteronen. Die Messung der Neutronenrate \dot{N} erlaubt somit nur die Bestimmung eines charakteristischen Parameters der Verteilungsfunktion, z.B. der Temperatur, während die allgemeine Form der Verteilungsfunktion bereits vorher bekannt sein muss. Daneben ist die Kenntnis der genauen Dichte des Plasmas sowie seines Volumens Voraussetzung.

1. Grundlagen der Ionenenergiebestimmung.

1.1 Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen.

Eine Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen am Theta-Pinch stösst auf so grosse Schwierigkeiten, dass man sich diesbezüglich mit der Annahme einer Geschwindigkeitsverteilung begnügen muss, die bestenfalls ihre Bestätigung darin finden kann, dass sich im Zusammenhang mit den übrigen Messergebnissen kein Widerspruch ausserhalb der Fehlergrenzen ergibt. Hier liegt eine der möglichen Fehlerquellen für die Ionentemperatur, die man insbesondere beim Vergleich der an verschiedenen Anlagen gewonnenen Ionentemperaturen nicht aus dem Auge verlieren sollte. Überwiegend wird der Auswertung eine Maxwellverteilung der Deuteronen zugrunde gelegt, jedoch ist diese Annahme keineswegs selbstverständlich und bedenkenlos zu übernehmen. Bekanntlich trägt lediglich der hochenergetische Teil einer Maxwellverteilung zur Neutronenproduktion bei, was Abb. 1 für eine dreidimensionale Maxwellverteilung mit $kT = 5 \text{ keV}$, d.h. eine mittlere Deuteronenenergie $E = 7,5 \text{ keV}$, veranschaulicht. Die Verteilungsfunktion der Relativenergie der Deuteronen dn/dW ist hier wiederum eine Maxwellverteilung jedoch bei der zweifachen Temperatur $2kT$. Das Produkt $\sigma \cdot v \cdot dn/dW$ - also die Neutronenrate pro Energieintervall dW - hat sein Maximum bei 38 keV , dem fünffachen der mittleren Deuteronenenergie E . Die schraffierte Fläche unter dieser Kurve ergibt die gesamte Neutronenrate. Zu dieser tragen wesentlich nur etwa $1/4$ aller Deuteronen bei. Die Hälfte der gesamten Neutronenrate stammt aber von nur 3% aller Deuteronen. Letztere haben Relativenergien von mehr als dem 6-fachen der mittleren Deuteronenenergie E , liegen also zwischen 44 und etwa 130 keV . Hier zeigt sich recht anschaulich, dass schon eine geringfügig erscheinende Abweichung der Verteilung von einigen Prozent im energiereichen Teil der Maxwellverteilung auf die Neutronenproduktion von grossem Einfluss ist.

Etwas günstiger liegen die Verhältnisse bei einer dreidimensionalen monoenergetischen Verteilung. Hier ist die Verteilungsfunktion der Relativgeschwindigkeiten der Deuteronen dn/dW gegeben durch die Stufenfunktion

$$\frac{dn}{dW} = \begin{cases} \frac{1}{4E} & \text{für } W \leq 4E \\ 0 & \text{für } W \geq 4E \end{cases}$$

mit der Deuteronenenergie $E = m_d \cdot u_0^2/2$. Die Relativenergie W ist in Übereinstimmung mit Goldman [9] als $W = m_d \cdot v_r^2/2$ definiert, mit der Relativgeschwindigkeit v_r der beiden reagierenden Deuteronen. Dies ist eine Konzession an die in den Formeln für den Wirkungsquerschnitt gebräuchliche Nomenklatur, wobei das Targetatom als ruhend angenommen wird. Definitionsgemäss führt dies zu der maximalen Relativenergie $W_{\max} = 4E$.

Für eine dreidimensionale monoenergetische Verteilung berechnet sich die Neutronenrate pro Energieintervall dW zu $\sigma \cdot v/4E$. Sie ist für die Deuteronenenergie $E = 7,5 \text{ keV}$ in Abb. 2 im gleichen Massstab wie Abb. 1 dargestellt. Die gesamte Neutronenrate entspricht der schraffierten Fläche unter der Kurve $\sigma \cdot v \cdot dn/dW$, welche bei der maximalen Relativenergie der Deuteronen $4E$ ihren grössten Wert erreicht. An dieser Stelle fällt die Neutronenproduktion sprunghaft auf Null ab. Etwa $1/3$ aller Deuteronen liefert praktisch die gesamte Neutronenrate. Die Hälfte der gesamten Neutronenrate stammt von ca 10% aller Deuteronen. Diese haben Relativenergien von mehr als dem $3,6$ -fachen der Deuteronenenergie E , liegen also zwischen 27 und 30 keV . Hier spielt der starke Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Energie bei weitem keine so entscheidende Rolle wie bei einer Maxwellverteilung, da ganz im Gegensatz zu letzterer hier die obere Grenze für die Relativenergie durch die 4 -fache Energie der monoenergetischen Deuteronen zu $2 \cdot m_d \cdot u_0^2 = 4E$, im Beispiel der Abb. 2 also 30 keV , gegeben ist.

Ganz ähnlich den in Abb. 1 und 2 für die dreidimensionalen Verteilungsfunktionen dargestellten, liegen die Verhältnisse für die zweidimensionale monoenergetische bzw. Maxwell-Verteilung. In Abb. 3 sind die über die jeweilige Verteilungsfunktion gemittelten Produkte $\langle \sigma v \rangle$ in Abhängigkeit von der mittleren Deuteronenenergie E dargestellt. Ihr lässt sich entnehmen, dass beispielsweise für eine bestimmte Neutronenrate (d.h. $\langle \sigma v \rangle = \text{const.}$), die unter der Annahme einer

dreidimensionalen Maxwellverteilung zu einer mittleren Deuteronenenergie $E = 3/2(kT) = 5$ keV führt, bei Voraussetzung einer zweidimensionalen Maxwellverteilung eine mittlere Energie $E = 4,2$ keV ergibt. Unter der Annahme einer monoenergetischen Verteilung ergibt dasselbe $\langle 5 \nu \rangle$ Deuteronenenergien von 6,1 bzw. 6,7 keV für zwei- bzw. dreidimensionale Verteilung. Während der Energieunterschied zwischen zwei- und dreidimensionaler Verteilung in dem infragestehenden Energiebereich immer unter 1 keV liegt, beträgt die Energiedifferenz zwischen monoenergetischer und Maxwell-Verteilung jeweils etwa 2 keV, was unabhängig von unserem Beispiel auch für höhere Deuteronenenergien gilt. Mit abnehmender Deuteronenenergie nimmt diese Energiedifferenz zwischen den verschiedenen Verteilungen ebenfalls ab und hat sich bei etwas über 1 keV Deuteronenenergie halbiert.

Diese durch die Unkenntnis der Deuteronen-Geschwindigkeitsverteilung hervorgerufene Unsicherheit in der Bestimmung der mittleren Ionenenergie von allenfalls 2 keV in dem hier infragekommenden Energiebereich ist im Vergleich zur gegenwärtigen experimentellen Genauigkeit der Messungen der übrigen Plasmaparameter nicht so durchschlagend, als dass die Annahme einer der genannten Verteilungsfunktionen zu ausserhalb der Fehlergrenzen liegenden Diskrepanzen mit den übrigen Versuchsergebnissen führen muss. Dies trifft insbesondere für die halbwegs in der Mitte liegende dreidimensionale Maxwellverteilung zu (s. Abb. 3), die vorzugsweise der Bestimmung der Deuteronenenergie zugrundegelegt wird und grösstenteils Übereinstimmung mit den übrigen Versuchsergebnissen hinsichtlich ihres einzigen Parameters, der Temperatur, liefert.

Nun zeichnet sich die Maxwellverteilung gegenüber allen anderen denkbaren Verteilungen dadurch aus, dass sie die einzige Gleichgewichtsverteilung ist, die in einem homogenen Gas ohne äussere Kräfte existieren kann. Ein solches Stossgleichgewicht und Fehlen äusserer Kräfte kann aber gerade beim schnellen Theta-Pinch nicht angenommen werden. Schon Zeitskala und Dichte schliessen ein thermisches Gleichgewicht zwischen Ionen und Elektronen aus und die Eigenstosszeiten für thermische Deuteronen betragen nach Spitzer für die anfänglich noch geringe Iontemperatur von 300 eV bei einer Dichte von $7 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$ schon eine Mikrosekunde, so dass diesbezüglich auch kein Stossgleichgewicht besteht. Wenn, wie hier zumindest in der ersten Phase der schnellen Kompression, die Zeiten zu kurz und die äusseren Kräfte zu stark sind als dass die ungeordnete Bewegung der Ionen durch Stösse isotropisiert und gleichverteilt werden könnte, so lassen sich diesem stosswellengeheizten inhomogenen Plasma auch keine Temperatur im eigentlichen Sinne zuschreiben. Dieses Plasma ist aber der Ausgangszustand für die folgende adiabatische Kompression. Hierbei wird durch das ansteigende äussere Magnetfeld die Verteilungsfunktion senkrecht zum Magnetfeld wohl in ihrer mittleren Energie nicht aber in ihrem allgemeinen Verlauf geändert, während infolge Wechselwirkung der Teilchen untereinander sich auch die Form der Verteilungsfunktion ändert. Zum Zeitpunkt der Neutronenemission lässt sich daher keine wirkliche Maxwellverteilung erwarten. So kommen denn auch beispielsweise Goldmann und Mitarbeiter [9] aufgrund von Neutronen und Protonen-Messungen an einem Deuterium-Helium-3-Plasma unter Ausnutzung der unterschiedlichen Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $d(d,n)\text{He}^3$ und $d(\text{He}^3,p)\text{He}^4$ zu dem Ergebnis, dass eine dreidimensionale monoenergetische Verteilung die reagierenden Ionen ihres Plasmas qualitativ am besten beschreibt. Dabei wurden nur 3-dimensionale Verteilungen betrachtet, so dass bei dem geringen Unterschied zur 2-dimensionalen Verteilung (s. Abb. 3) auch eine solche vorgelegen haben kann. Jedoch lässt sich die Annahme, dass die Verteilungsfunktion während der Einschlussdauer des Plasmas monoenergetisch bleibt, nicht stillschweigend rechtfertigen. Dies haben House und Swartztrauber [10] an Hand der numerischen Lösung der gekoppelten Fokker-Planck-Gleichungen für Elektronen- und Deuteronen-Geschwindigkeits-Verteilungsfunktionen gezeigt. Als Anfangsbedingungen für diese Gleichungen wird die Theta-Pinch-Dynamik durch die Annahme einer praktisch monoenergetischen, isotropen Ionen-Geschwindigkeits-Verteilungsfunktion sowie einer Maxwellverteilung für die ohmisch aufgeheizten Elektronen simuliert. Die Beschränkung auf eine isotrope Geschwindigkeitsverteilung der Ionen dürfte die Anwendbarkeit der Ergebnisse auf den Theta-Pinch bezüglich der Thermalisierung der Ionen nicht entscheidend berühren. Lediglich ist damit zu rechnen, dass sich bei anfänglich anisotroper Geschwindigkeitsverteilung der Ionen die Relaxationszeiten verlängern, da hier neben der Thermalisierung erst noch Energie in den dritten Freiheitsgrad überführt werden muss.

Für die bei uns vorliegenden typischen Plasmaparameter mit einer Elektronenenergie von 300 eV und einer Dichte von $10^{16}/\text{cm}^3$ ergibt die numerische Rechnung, dass sich innerhalb von 6 μsec die monoenergetische Ionenverteilung annähernd in eine Maxwellverteilung umgewandelt hat. Dies trifft insbesondere für die Ausbildung des hochenergetischen Ausläufers der Verteilungsfunktion zu, der ja für die Reaktionsrate ausschlaggebend ist. Als Folge dieser kurzen Relaxationszeit für die Umbildung der Verteilung ändert sich die Neutronenausbeute mit der Zeit auch dann erheblich, wenn die mittlere Energie praktisch konstant bleibt.

Neben dieser zeitlichen Änderung der Verteilungsfunktion der Deuteronen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld haben wir aber auch die Übertragung der dort gewonnenen Energie in den Freiheitsgrad parallel zum Magnetfeld in Betracht zu ziehen, worüber zahlreiche Arbeiten im Hinblick auf die Plasmaaufheizung durch sogenanntes magnetisches Pumpen erschienen sind (Zitate s. [14]). Unter der stark einschränkenden Bedingung einer festgehaltenen elliptischen quasi-Maxwellverteilung mit zeitabhängiger Senkrecht- und Parallel-Temperatur hat Kogan [11] für Ionen-Ionen-Stöße unter Benutzung der Fokker-Planck Gleichung die Relaxationsrate für den Ausgleich zwischen der transversalen und longitudinalen Energie eines Plasmas berechnet. Auf der Grundlage der kinetischen Gleichung für das Plasma nach Balescu, Lenard und Guernsey haben Wu, Klevans und Primack [12] dieses Problem umfassend behandelt. Ihre auf kleine Anisotropie beschränkte, linearisierte Lösung berücksichtigt ausser Ionen-Ionen auch Ionen-Elektronen und kollektive Wechselwirkungen. Danach dominieren kollektive Wechselwirkungen bezüglich der Relaxation anisotroper Ionenenergien nur im Falle $m_e T_i \gg m_i T_e$, spielen also bei unseren Plasmaparametern keine Rolle. Lehner [13] hat die Theorie von Kogan [11] hinsichtlich der Berücksichtigung von Ionen-Elektronen-Stößen erweitert. Seine analytische Lösung führt für kleine Anisotropie auf die Ergebnisse von Wu, Klevans und Primack [12] zurück. Wie er zeigen konnte, geht auch für grosse Anisotropie der von den Ionen-Elektronen-Stößen herrührende Zusatzterm in dem uns allein interessierenden Fall $m_i \gg m_e$ sowie $m_i T_e \gg m_e T_i$, d.h. Elektronengeschwindigkeit gross gegenüber Ionengeschwindigkeit, erwartungsgemäss in den Zusatzterm der linearisierten Lösung über.

Die genannten Arbeiten [11] [12] und [13] gehen alle davon aus, dass die ursprüngliche Verteilungsfunktion der Ionengeschwindigkeiten eine elliptische Maxwellverteilung ($T_{\parallel} \neq T_{\perp}$) ist und diese während des ganzen Relaxationsprozesses erhalten bleibt. Die Gültigkeit dieser Voraussetzung als Anfangsbedingung beim schnellen Theta-Pinch wie die Frage, inwieweit die Verteilung im Verlauf der Zeit auch wirklich elliptisch bleibt, sind bisher noch nicht streng geprüft worden. Lediglich hat Ogasawara [14] ausgehend von der Boltzmann-Gleichung die Relaxation einer Ionen-Geschwindigkeitsverteilung untersucht, wobei er eine kleine Abweichung von der Maxwellverteilung in ein Polynom mit zeitlich veränderlichen Koeffizienten entwickelt und eine Lösung der Relaxationsgleichung als Summe mit der Zeit abnehmender Moden erhält. Für den Fall einer ursprünglich elliptischen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen von Kogan [11] sowie Ogawa und Honma [15], dass beide Lösungen anfänglich übereinstimmen, aber die Anregung der nächsten Mode, selbst bei nur kleiner Anisotropie nicht vernachlässigt werden kann.

Schwerwiegender als diese zeitliche Änderung der Verteilung erscheint jedoch der Umstand, dass für den schnellen Theta-Pinch die Verteilungsfunktion der Ionen nach der schnellen Kompressionsphase nicht bekannt ist und eher einer verschobenen Gaussverteilung als einer Maxwellverteilung nahekommen dürfte. Wie MacDonald, Rosenbluth und Chuck [16] gezeigt haben, wächst die erforderliche Zeit um den hochenergetischen Ausläufer einer Maxwellverteilung bis zu einer gewissen Geschwindigkeit v auszubilden über die Spitzer'sche "self-collision time" hinaus proportional v^3 . Dieser Verzögerungseffekt bei der Ausbildung des hochenergetischen Ausläufers der Maxwellverteilung dürfte aber grossen Einfluss auf die Neutronenproduktion haben und den zeitlichen Verlauf der Neutronenrate entscheidend beeinflussen.

Für eine exakte Bestimmung der Deuteronentemperatur aus der Neutronenrate eines Theta-Pinch-Plasmas wäre also die genauere Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen zu jedem Zeitpunkt erforderlich. Es wäre schon bedeutsam zu wissen, von welchem Zeitpunkt ab eine Max-

wellverteilung auch bezüglich der Neutronenausbeute eine gute Annäherung darstellt. Solange hier keine Klarheit herrscht, und man die zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion unberücksichtigt lässt, kann näherungsweise eine dreidimensionale Maxwellverteilung der Auswertung zugrunde gelegt werden. Der dabei zu erwartende Fehler in der Deuteronenenergie ist dann am ehesten zu tolerieren. Führt beispielsweise die gemessene Neutronenrate gemäss Abb. 3 unter Zugrundelegung einer dreidimensionalen Maxwellverteilung zur mittleren Deuteronenenergie $E = 5$ keV, so beträgt der Fehler in der Bestimmung der mittleren Deuteronenenergie im Falle einer tatsächlich vorhandenen zweidimensionalen monoenergetischen Verteilung +24 % bzw. bei einer tatsächlich vorhandenen zweidimensionalen quasi-Maxwellverteilung -16 % von 5 keV. Die dreidimensionale Maxwellverteilung liegt also halbwegs in der Mitte. Bei diesem Vergleich von zwei- und dreidimensionalen Verteilungen den Begriff Temperatur zu benutzen sollte vermieden werden, da die in der Abb. 3 oben bzw. unten angedeutete Verschiebung der Temperaturskale nur infolge der unterschiedlichen Zahl der Freiheitsgrade zu einer fiktiven höheren "zweidimensionalen Temperatur" führt.

Zu der aus der mangelnden Kenntnis der Verteilungsfunktion herrührenden Unsicherheit tritt noch der Fehler in der absoluten Grösse des Wirkungsquerschnittes der $D(d,n)He^3$ -Reaktion. Die benutzten und in Teil II wiedergegebenen Werte $\langle 6v \rangle$ für Maxwellverteilung von Goldman und Mitarbeitern [9] stimmen nach dessen Angaben mit den früher zusammengestellten Werten von Tuck [19] nur etwa innerhalb von 10 % überein. Diesen systematischen Fehler haben wir bei der Ermittlung von $\langle 6v \rangle$ aus der Neutronenrate in Rechnung zu stellen.

1.2 Anisotropie des Wirkungsquerschnittes.

Während wir bisher von der Anisotropie des Plasmas, genauer gesagt der unterschiedlichen Energieverteilung der Ionen des Plasmas senkrecht und parallel zum Magnetfeld gesprochen haben, wollen wir noch kurz auf die Anisotropie des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $D(d,n)He^3$ eingehen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt lässt sich im Schwerpunktsystem darstellen als

$$\frac{d\sigma(\vartheta^*)}{d\omega^*} = \frac{d\sigma(\vartheta^*=90^\circ)}{d\omega^*} (1 + A \cos^2 \vartheta^*) .$$

Der Anisotropiekoeffizient A hängt von der Relativenergie der Deuteronen ab. ϑ^* ist der Winkel im Schwerpunktsystem den die Richtung des emittierten Neutrons mit der Relativgeschwindigkeit der miteinander reagierenden Deuteronen bildet. Da bei einem schnellen Theta-Pinch die Deuteronen im wesentlichen nur Energie senkrecht zum komprimierenden Magnetfeld gewinnen, haben wir eine Anisotropie des vom Plasma emittierten Neutronenflusses zu erwarten. Legt man den grössten, an einem Gastarget gemessenen Anisotropiekoeffizienten nach Eliot, Roaf und Shaw [17] zugrunde, so lässt dieser für ein anisotropes Plasma und 2-dimensionale Maxwell-Verteilung mit einer mittleren Energie von 5 keV nach [38] eine um maximal 28 % höhere Neutronenausbeute in Richtung side on erwarten gegenüber der Neutronenausbeute in Richtung der Längsachse des Entladungsgefässes d.h. end on. Dies gilt jedoch nur für einen unbehinderten Neutronenfluss. (Für eine 2-dimensionale monoenergetische Verteilung liegt der entsprechende Wert bei 21 %). Infolge Streuung der primären Neutronen an den das Entladungsgefäss umgebenden Massen dürfte diese Anisotropie des primären Neutronenflusses weitgehend verändert werden. Die Transportweglänge der erzeugten 2,5 MeV-Neutronen liegt unterhalb der Dicke der eisernen Theta-Pinch-Spule, so dass im Mittel jedes die Spule verlassende Neutron einen Stoss erlitten und seine ursprüngliche Richtung verloren hat. Die Anisotropie des Wirkungsquerschnittes darf daher bei der Eichung eines nicht extrem energiewahligen Neutronendetektors in grösserem Abstand von der Spule, insbesondere gegenüber der starken Anisotropie des Neutronenflusses infolge der Streuung und der damit verbundenen Moderation der Neutronen an den die Anlage umgebenden Massen vernachlässigt werden. Letztere wird durch die Eichung der Silberzähler an demselben Ort, an welchem diese auch während der Pinch-Entladung stehen, eliminiert.

1.3 Bestimmung von Volumen und Dichte.

Wir wollen hier nur auf die Messfehler eingehen, die bei der end on Beobachtung mittels eines Mach-Zehnder-Interferometers auftreten. Das angewandte Verfahren ist in [18] eingehend beschrieben worden. Danach ergibt sich die über die Länge L des Plasmas gemittelte Dichte \bar{n} der Deuteronen, die gleich der Elektronendichte gesetzt werden darf, zu

$$\bar{n} = \text{const.} \cdot h/L .$$

Dabei beträgt der relative Fehler in der Anzahl der Streifenverschiebungen h sowie der Plasmalänge L nach [18] jeweils $\pm 10\%$. Für die Neutronenrate massgeblich ist das Produkt

$$V \cdot \bar{n}^2 \approx 2\pi L \int_0^r \bar{n}^2 r dr = \frac{\text{const.}}{L} \int_0^r h^2 r dr \quad (1a)$$

wobei einmal die Plasmalänge herausfällt. Der Fehler in der Bestimmung des Radius r kann den Wert des Integrals im Mittel um etwa $\pm 10\%$ verfälschen. Damit erhalten wir für das Produkt $V\bar{n}^2$ als relativen mittleren Fehler $\pm 25\%$. Zu diesem verhältnismässig grossen zufälligen Fehler tritt weiter ein systematischer Fehler von schätzungsweise $\pm 20\%$. Mit diesem soll den im ganzen Messverfahren und seinen theoretischen Voraussetzungen steckenden Unsicherheiten für das Produkt $V\bar{n}^2$, also dem systematischen Fehler in der obigen Konstanten sowie insbesondere dem Fehler in der Korrektur wegen Verunreinigungen des Füllgases, Rechnung getragen werden. Letztere Korrektur kann insbesondere bei Verunreinigungen höherer Ordnungszahl erheblich werden. Eine weitere Unsicherheit liegt darin, dass dieses Messverfahren nur die über die nur annähernd bekannte Länge des Plasmas gemittelte Dichte \bar{n} liefert, die dann quadriert werden muss. Da für die Ionentemperatur das Quadrat der lokalen Dichte n, also n^2 massgebend ist, kann nur die Bestimmung der lokalen Dichte z.B. durch radiale Beobachtungen genauere Aussagen über den zeitlichen und örtlichen Verlauf der Ionentemperatur liefern.

1.4 Genauigkeit der Bestimmung der Ionenenergie.

Für den weniger am Detail interessierten Leser sei hier das Ergebnis des Teils 2 dieses Berichts vorweggenommen. Danach ergibt sich aus der mit dem Silberzähler gemessenen absoluten Neutronengesamtzahl in Verbindung mit dem Signal eines Plastik-Szintillationszählers für die Neutronenrate \dot{N} ein systematischer Fehler bis zu $\pm 20\%$, zu dem ein zufälliger Fehler von $\pm 13\%$ tritt. Mit dem im vorangehenden Abschnitt behandelten Fehler des Produkts Vn^2 kann damit der systematische Fehler für das gemittelte Produkt

$$\langle \sigma v \rangle = 2 \dot{N} / Vn^2$$

bis zu $\pm 40\%$ betragen, zu dem ein mittlerer relativer zufälliger Fehler von $\pm 28\%$ tritt. Die Unsicherheit in der Bestimmung von Vn^2 führt hier also zu einer Verdoppelung sowohl des systematischen wie auch des zufälligen Fehlers, so dass wir für $\langle \sigma v \rangle$ im ungünstigsten Fall mit einem beträchtlichen Fehler von insgesamt $\pm 68\%$ zu rechnen haben.

Setzen wir zunächst einmal eine dreidimensionale Maxwell-Verteilung für die Geschwindigkeiten der Deuteronen voraus und betrachten einen Wert $\langle \sigma v \rangle$, welcher auf eine Deuteronenenergie $E = 5$ keV führt, so erhalten wir nach Abb. 3 für obigen Gesamtfehler von $\pm 68\%$ als Schranken für die Deuteronenenergie $E = 5^{+0,8}_{-1,2}$ keV. Für die hier angenommene Gleichgewichtsverteilung lässt sich diese Ionenenergie auch als Ionentemperatur mit

$$T_1 = \left(58 \pm \frac{9}{14} \right) \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K ausdrücken.}$$

Legen wir dagegen eine zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung für die Deuteronen zugrunde, so ergeben sich für denselben Wert $\langle \sigma v \rangle$ folgende Fehlerschranken für die Deuteronenenergien:

- 1.) bei 2-dimensionaler Maxwell-Verteilung $E = 4,2 \begin{matrix} + 0,7 \\ - 1,1 \end{matrix}$ keV,
- 2.) bei 2-dimensionaler monoenerget. Vertlg. $E = 6,1 \begin{matrix} + 0,8 \\ - 1,3 \end{matrix}$ keV.

Gegenüber der 3-dimensionalen Maxwell-Verteilung liegt die mittlere Deuteronenenergie im ersten Fall um 0,8 keV niedriger, jedoch im zweiten Fall um 1,1 keV höher. Während eine 2-dimensionale Maxwell-Verteilung wegen der geringeren Relativgeschwindigkeiten der Deuteronen immer eine kleinere Deuteronenenergie als die 3-dimensionale Maxwellverteilung liefert, liegt die unter der Annahme einer 2-dimensionalen monoenergetischen Verteilung ermittelte Deuteronenenergie über der für eine 3-dimensionale Maxwellverteilung solange die mittlere Deuteronenenergie 25 keV nicht übersteigt; hier schneiden sich die $\langle \sigma v \rangle$ -Kurven für beide Verteilungen und die Verhältnisse bezüglich der Deuteronenenergien kehren sich um. Analoges gilt für eine 3-dimensionale monoenergetische Verteilung, die sogar bis zu einer mittleren Deuteronenenergie von 75 keV für gleiches $\langle \sigma v \rangle$ immer zu höheren Deuteronenenergien als eine 3-dimensionale Maxwellverteilung führt, bis sich bei 75 keV die Verhältnisse bezüglich der Deuteronenenergien auch hier umkehren.

Berücksichtigen wir auch noch den in Abschnitt 1.1 genannten, möglicherweise in den gemittelten Werten $\langle \sigma v \rangle$ selbst steckenden systematischen Fehler von $\pm 10 \%$, so erhöht sich in unserem obigen Beispiel die obere Fehlerschranke um 0,1 keV und die untere Fehlerschranke um 0,3 keV. Damit haben wir in dem uns interessierenden Energiebereich um 5 keV einschliesslich der durch die Unkenntnis der Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen hervorgerufenen Unsicherheit bei Zugrundelegung einer 3-dimensionalen Maxwell-Verteilung mit einem relativen Fehler in der Bestimmung der mittleren Deuteronenenergie von etwa $\pm 40 \%$ zu rechnen. Dabei entspricht die obere Schranke einer 2-dimensionalen monoenergetischen Verteilungsfunktion. Dieser Fehler nimmt mit wachsender Deuteronenenergie ab und beträgt oberhalb von 20 keV wegen des verschwindenden Fehlers infolge der Unkenntnis der Verteilungsfunktion nur noch etwa $\pm 30 \%$. Die untere Schranke entspricht einer 2-dimensionalen Maxwell-Verteilung. Dieser Fehler nimmt mit wachsender Deuteronenenergie leicht zu und beträgt etwa $- 50 \%$ bei 20 keV mittlerer Deuteronenenergie.

Die Streuung der Neutronen an den unsymmetrisch verteilten grossen Massen der Anlage zurückzuführen. Wie die Messung des Neutronenflusses einer in der Mitte der Theta-Spule befindlichen Pu-Be-Quelle mit einem ^{235}U -Zählrohr in 2,5 m Abstand zeigte, ist der so gemessene Neutronenfluss nur etwa 10 % höher als der in der Quelle selbst gemessene Neutronenfluss der Quelle im freien Raum; entsprechend sind sich die in 2,5 m Abstand gemessenen Neutronenfluss bei 20 keV Entladungsfrequenz verhalten. Das Verhalten des Neutronenflusses als er sich von einer isotropen Punktquelle entfernt, dieses Flussverhalten verhalten ist infolge Schwächung des erdigen Flusses durch die Abschirmung des Zählrohrs gegenüber der Abschirmung auf 2,5 m und erreicht unter Berücksichtigung des Neutronenabsorptionskoeffizienten einen bei etwas über 3 liegenden Wert. Wie wieder ist es verständlich, dass nur die Bildung eines Neutronen-Silberzählers in diesem Ort, und unter denselben Verhältnissen wie sie später bei der Theta-Pinch-Entladung betrachtet, zu der wahren Neutronenmessung führen kann.

In Zusammenhang mit der Streuung der Neutronen ist nicht unerwähnt zu bleiben, dass sowohl die inelastische Streuung der schnellen Neutronen als auch der Einfang angeregter Neutronen Anlass zu Gammastrahlung gibt. Während die inelastische Streuung zum Beispiel in Eisen der Spule, der etwa die Hälfte aller Neutronen unterliegt, vorwiegend zur Emission eines 845 keV γ -Quants führt, wird beim Einfang eines Neutrons die überschüssige Bindungsenergie durch Emission von durchschnittlich 2 bis 3 γ -Quanten mit insgesamt bis zu 10 MeV freigesetzt. Diese γ -Strahlung spielt für einen Silberzähler keine Rolle sowohl die Registrierung der Zählrate mit einem logarithmischen Schreiber nach der Theta-Pinch-Entladung und damit frei von Störungen durch Gammastrahlung wie auch von elektromagnetischen Störungen erfolgt. Bei der Registrierung lediglich mit einem Zählgerät können jedoch Vorsichtsmassnahmen erforderlich werden. Bei Neutronenmessungen mit Szintillationszählern sind diese Einflüsse immer von Bedeutung und müssen durch geeignete Abschirmungen ausgeschaltet werden.

2. Die Absolutbestimmung der Neutronenausbeute. Silberzähler

2.1 Neutronenmessungen unter Berücksichtigung der besonderen Verhältnisse an einer Theta-Pinch-Anlage.

Die Bestimmung der absoluten Gesamtzahl der von einem heissen Plasma einer Theta-Pinch-Anlage emittierten Neutronen mittels eines, in kleinem Abstand von einer Neutronen-Standardquelle im freien Raum geeichten Neutronenzählers, womöglich unter Extrapolation dieser Eichung auf grössere Entfernungen, führt auf erheblich zu grosse Werte für die Neutronenausbeute. Vielmehr muss die Streuung der Neutronen mit in die Eichung des Neutronenzählers einbezogen werden. Die grossen unsymmetrisch angeordneten Massen der Theta-Pinch-Anlage bewirken eine grosse Anisotropie des Neutronenflusses zu der noch die Streuung der Neutronen an den Raumbegrenzungen hinzukommt. Wir können daher für einen Neutronen-Silberzähler die Gültigkeit des Abstandsgesetzes um so weniger voraussetzen, als dieser gerade die gestreuten und damit verlangsamten Neutronen bevorzugt nachweist. In Abb. 4 ist die Abhängigkeit der Zählrate vom Abstand r von der Theta-Pinch-Spule in Richtung side on für verschiedene Typen von Neutronenzählern dargestellt. Hier zeigt sich, dass das Meßsignal des Silberzählers in 5 bis 7 m Entfernung infolge des immer grösser werdenden Anteils des Streuflusses nur noch mit etwa $1/r$ abnimmt, anstatt mit $1/r^2$ wie es das Abstandsgesetz allein erwarten liesse. Damit versteht sich von selbst, dass die Extrapolation einer mit einer Standardquelle in kleinem Abstand gewonnenen Eichung auf so grosse Entfernungen zu einem viel zu grossen Eichfaktor und damit zu viel zu grossen Werten für die Neutronenausbeute führen muss. In der Tat ergibt die Eichung des Silberzählers mit einer Pu-Be-Neutronenquelle in 1,50 m Abstand im freien Raum bei naiver Extrapolation auf die grosse Entfernung von 6,85 m ohne Berücksichtigung jeglicher Streuung einen um fast das 7-fache zu grossen Eichfaktor. Diese grosse Diskrepanz wird überwiegend durch das mit wachsendem Abstand ebenfalls stark wachsende Verhältnis von gestreutem zu direktem Neutronenfluss verursacht. Etwa ein Faktor 2 ist auf die Streuung der Neutronen an den unsymmetrisch verteilten grossen Massen der Anlage zurückzuführen. Wie die Messung des Neutronenflusses einer in der Mitte der Theta-Spule befindlichen Pu-Be-Quelle mit einem long counter in 2,40 m Abstand zeigte, liegt der so end on gemessene Neutronenfluss nur etwa 10 % über dem in derselben Entfernung gemessenen Neutronenfluss der Quelle im freien Raum; demgegenüber wird side on ein um 65 % grösserer Neutronenfluss beobachtet. D.h. ohne Entladungsgefäss beträgt das Verhältnis des Neutronenflusses side on zu end on für eine isotrope Punktquelle $s/e = 1,5$. Dieses Flussverhältnis vergrössert sich infolge Schwächung des end on-Flusses durch die Einführung des Entladungsgefässes mit Quarzendfenster auf $s/e = 2,3$ und erreicht unter Einbeziehung des Mach-Zehnder-Interferometers einen bei etwas über 3 liegenden Wert.

Nach alledem ist es verständlich, dass nur die Eichung eines Neutronen-Silberzählers an demselben Ort, und unter denselben Verhältnissen wie sie später bei der Theta-Pinch-Entladung herrschen, zu der wahren Neutronengesamtzahl führen kann.

Im Zusammenhang mit der Streuung der Neutronen darf nicht unerwähnt bleiben, dass sowohl die inelastische Streuung der schnellen Neutronen als auch der Einfang moderierter Neutronen Anlass zu Gammastrahlung gibt. Während die inelastische Streuung zum Beispiel im Eisen der Spule, der etwa die Hälfte aller Neutronen unterliegt, vorwiegend zur Emission eines 845 keV - γ - Quants führt, wird beim Einfang eines Neutrons die überschüssige Bindungsenergie durch Emission von durchschnittlich 2 bis 3 γ -Quanten mit insgesamt bis zu 10 MeV freigesetzt. Diese γ -Strahlung spielt für einen Silberzähler keine Rolle soweit die Registrierung der Zählrate mit einem logarithmischen Schreiber nach der Theta-Pinch-Entladung und damit frei von Störungen durch Gammastrahlung wie auch von elektromagnetischen Störungen erfolgt. Bei der Registrierung lediglich mit einem Zählgerät können jedoch Vorsichtsnassnahmen erforderlich werden. Bei Neutronenmessungen mit Szintillationszählern sind diese Einflüsse immer von Bedeutung und müssen durch geeignete Abschirmungen ausgeschaltet werden.

2.2 Bestimmung der Neutronengesamtzahl mit dem Silberzähler

2.21 Grundlagen des Eichverfahrens

Die Festimmung der Neutronengesamtzahl erfolgt über die in natürlichem Silber (Reinsilber 99,7 %), infolge eines (n, γ) - Prozesses induzierte β -Aktivität. Die zuvor thermalisierten Neutronen bilden dabei folgende instabile Isotope mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten nach [39]

Ag ^{109} (natürl. Häufigkeit 48,08 %)	$(n, \gamma) \left\{ \begin{array}{l} \text{Ag }^{110}; T_{1/2} = 24,2 \text{ sec}; \sigma_{\text{act}} = 89 \pm 4 \text{ b}, \\ \text{Ag }^{110m}; T_{1/2} = 253 \text{ Tage}; \sigma_{\text{act}} = 3,5 \pm 1 \text{ b}, \end{array} \right.$
Ag ^{107} (natürl. Häufigkeit 51,92 %)	$(n, \gamma) \text{ Ag }^{108}; T_{1/2} = 138 \text{ sec}; \sigma_{\text{act}} = 35 \pm 5 \text{ b}.$

Die β -Aktivität des Isomers Ag ^{110m} ist wegen der langen Halbwertszeit und des kleinen Aktivierungsquerschnitts zu vernachlässigen. Unter der hier erfüllten Voraussetzung, dass die Zahl der natürlichen Silberatome während der Aktivierung nicht abnimmt und die gebildeten aktiven Isotope keinen weiteren Kernprozess durch Neutronen erleiden, gilt für die Zahl N^* der aktivierten Atome pro Gramm

$$N^* = \phi \cdot \sigma_{\text{act}} \cdot \frac{N}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_A}) \quad (2)$$

mit $\phi = n \cdot v =$ therm. Neutronenfluss in $n/\text{cm}^2 \text{ sec}$,

σ_{act} = Aktivierungsquerschnitt f. therm. Neutronen in b,

N = Zahl der Atome pro Gramm,

$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} =$ Zerfallskonstante,

t_A = Dauer der Aktivierung.

Wir haben nun zwei grundlegend unterschiedliche Fälle der Aktivierung zu betrachten:

- 1.) Die Aktivierung durch einen kurzen Neutronenimpuls, wie sie während einer Pinch-Entladung erfolgt;
- 2.) Die Aktivierung bis zur Sättigung, d.h. Erreichung eines Gleichgewichts zwischen Neubildung aktiver Isotope und deren Zerfall.

2.211 Aktivierung durch Neutronenimpuls.

Ist die Dauer der Aktivierung t_A genügend kurz, wie z.B. bei einer Pinch-Entladung, so können wir die Exponentialfunktion in Gleichung (2) annähern durch

$$(1 - e^{-\lambda t_A}) \approx \lambda \cdot t_A \quad (3)$$

Die relative Abweichung dieser Näherung ergibt sich zu $\lambda \cdot t_A / 2$; d.h. im Hinblick auf die kurzlebigste Aktivität des Ag ^{110} mit einer Halbwertszeit von 24,2 sec würde eine Aktivierung mittels eines Neutronenimpulses von 3,5 sec Dauer einen relativen Fehler von 5 % verursachen, sofern man nicht eine entsprechende Korrektur vornimmt. Der benutzte Neutronengenerator ist jedoch nicht eingerichtet, ähnlich kurze Neutronenimpulse ausreichender Intensität zu erzeugen, weshalb dieses Verfahren bei der hier behandelten Eichung nicht angewandt worden ist. Dagegen ist es für die Aktivierung durch den Neutronenimpuls einer Pinch-Entladung heranzuziehen, wobei obiger Fehler wegen der kurzen Dauer t_p dieses Neutronenimpulses verschwindend klein ist.

Beträgt die Neutronengesamtzahl einer Pinch-Entladung N_p , so ist der über die Zeitdauer t_p der Neutronenemission gemittelte thermische Neutronenfluss an den Zählrohren des an einem festen Ort stehenden Silberzählers proportional N_p/t_p . Der Proportionalitätsfaktor, den wir k nennen wollen, ist nur für ein und denselben Silberzähler an einem bestimmten Ort eine Konstante, da er sowohl die Thermalisierung der Neutronen im Paraffin des Silberzählers als auch die Abhängigkeit des Neutronenflusses von den geometrischen Verhältnissen enthält. Damit ergibt sich der gemittelte thermische Neutronenfluss an den Silberzählrohren zu $\phi = k \cdot N_p/t_p$. Dies mit der Näherung (3) in Gleichung (2) eingesetzt liefert die durch die Neutronen einer Pinch-Entladung induzierte spezifische Aktivität

$$(\lambda_1 N_1^* + \lambda_2 N_2^*) = N_p \cdot k (\lambda_1 N_1 \sigma_1 + \lambda_2 N_2 \sigma_2) \left[\frac{\text{Zerfälle}}{\text{sec} \cdot \text{g}} \right] \quad (4)$$

mit den Aktivierungsquerschnitten σ_1 für Ag^{109} bzw. σ_2 für Ag^{107} sowie den entsprechenden Atomzahlen N_1 bzw. N_2 der Isotope pro Gramm Silber und den Zerfallskonstanten λ_1 und λ_2 .

Bringen wir nun das Target des Neutronengenerators an den Ort der Pinch-Entladung und lassen den Silberzähler am alten Ort stehen, so führt dieselbe Überlegung für einen hinreichend kurzen Impuls des Neutronengenerators zu einer entsprechenden Gleichung für die spezifische Aktivität $(\lambda_1 N_1^* + \lambda_2 N_2^*)_G$, welche durch den Neutronengenerator induziert worden ist. Die spezifischen Aktivitäten beider Silberisotope multipliziert mit ihren entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_1 bzw. ϵ_2 sind aber proportional den mit dem Silberzähler gemessenen, auf den Zeitpunkt der Beendigung der Aktivierung $t = 0$ extrapolierten Zählraten Z_p bzw. Z_G . Es gilt also

$$\left(\frac{Z_p}{Z_G} \right)_{t=0} = \frac{(\epsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \epsilon_2 \lambda_2 N_2^*)_P}{(\epsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \epsilon_2 \lambda_2 N_2^*)_G} = \frac{N_p}{N_G} \quad (5)$$

Die vom Neutronengenerator bei der Eichung während des kurzen Neutronenimpulses emittierte Gesamtzahl an Neutronen N_G erhalten wir durch Vergleich mit einer Standardneutronenquelle mittels long counter zu

$$N_G = 0,91 \cdot 60 Q \cdot [C_G] / C_Q \quad (6)$$

mit Q = Quellstärke der Ra-Be- bzw. Pu-Be-Quelle in n/sec,

$[C_G]$ = Anzahl der Zählimpulse des long counter während des Neutronengeneratorimpulses
[keine Zählrate!],

C_Q = Zählrate in Impuls/min des long counter für Ra-Be- bzw. Pu-Be-Quelle,

0,91 = Faktor, der die spektr. Nachweiseempfindlichkeit des long counter berücksichtigt (s. Abschnitt 2.222).

Die gesuchte Gesamtneutronenzahl N_p einer Pinch-Entladung ergibt sich damit zu

$$N_p = N_G \left(\frac{Z_p}{Z_G} \right)_{t=0} = 54,6 \cdot Q \frac{[C_G]}{C_Q} \left(\frac{Z_p}{Z_G} \right)_{t=0} \quad (7)$$

Die Klammer mit dem Index $t=0$ soll andeuten, dass die in der Klammer stehenden Zählraten auf den Zeitpunkt der Beendigung der Aktivierung zu extrapolieren sind.

2.212 Aktivierung bis zur Sättigung

Dieses Verfahren ist bei der Eichung der Silberzähler mittels einer (α, n) -Neutronenquelle schon aus Intensitätsgründen stets anzuwenden. Aus demselben Grunde wurde es im vorliegenden Falle auch bei der Eichung mittels eines Neutronengenerators im Dauerbetrieb benutzt. Für hinreichend lange Dauer der Aktivierung, d.h. hier $t_A \geq 10$ min ergibt sich nach

Gleichung (2) als Sättigungswert der spezifischen Aktivität

$$\lambda N^* = \phi \cdot N \cdot \sigma_{act} \quad (8)$$

Beträgt die Quellstärke der Standard-Neutronenquelle Q Neutronen/sec, so gilt entsprechend den Ausführungen des vorigen Abschnitts für den thermischen Neutronenfluss ϕ an den Zählrohren des an einem festen Ort stehenden Silberzählers $\phi = k \cdot Q$. Die von der Standard-Neutronenquelle in den beiden Silberisotopen mit den Aktivierungsquerschnitten σ_1 und σ_2 induzierte Sättigungsaktivität beträgt somit

$$(\lambda_1 N_1^* + \lambda_2 N_2^*)_Q = k \cdot Q (N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2) \quad \left[\frac{\text{Zerfälle}}{\text{sec} \cdot \text{g}} \right] \quad (9)$$

Die spezifischen Aktivitäten beider Silberisotope multipliziert mit ihren diesbezüglichen Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_1 und ϵ_2 sind proportional den mit dem Silberzähler gemessenen, auf den Zeitpunkt der Beendigung der Aktivierung $t = 0$ extrapolierten Zählraten Z_P bei der Pinch-Entladung bzw. Z_Q bei der Aktivierung durch eine Neutronenquelle. Es folgt also mit Gleichung (4) und (9)

$$\left(\frac{Z_P}{Z_Q} \right)_{t=0} = \frac{(\epsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \epsilon_2 \lambda_2 N_2^*)_P}{(\epsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \epsilon_2 \lambda_2 N_2^*)_Q} = \frac{N_P (\epsilon_1 \lambda_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 \lambda_2 N_2 \sigma_2)}{Q (\epsilon_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 N_2 \sigma_2)} \quad (10)$$

Im Falle der Eichung mit einem Neutronengenerator im Dauerbetrieb ist dessen Quellstärke Q_G hier anstelle der Quellstärke Q der Standardquelle und entsprechend Z_G anstelle von Z_Q einzusetzen. Die gesuchte Neutronengesamtzahl einer Pinch-Entladung ergibt sich damit zu

$$N_P = \frac{\epsilon_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 N_2 \sigma_2}{\epsilon_1 \lambda_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 \lambda_2 N_2 \sigma_2} Q_G \cdot \left(\frac{Z_P}{Z_G} \right)_{t=0} \quad (11)$$

Bezüglich der Bestimmung von Q_G , der effektiven Quellstärke des Neutronengenerators im Dauerbetrieb während der Eichung, die durch Vergleich mit einem Neutronenstandard mittels long counter bestimmt wird, s. Abschnitt 2.26.

2.213 Die Bestimmung der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für die β -Aktivität der beiden Silberisotope.

Das durch Neutroneneinfang gebildete Silberisotop Ag^{110} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 24,2 sec unter Emission von β -Strahlung in das stabile Cd^{110} . Die maximale β -Energie beträgt in 40 % der Zerfälle 2,82 MeV bzw. in 60 % der Zerfälle 2,24 MeV. Das ebenfalls durch Neutroneneinfang gebildete Silberisotop Ag^{108} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 138 sec unter Emission von 1,49 MeV- β -Strahlung in das stabile Cd^{108} . Da die Wandstärke unserer aus natürlichem Silber bestehenden Zählrohre grösser ist als die Reichweite der energiereichsten β -Strahlung trägt die β -Strahlung beider Isotope aus verschiedenen dicken Silberschichten zur Zählrate bei und wird somit unterschiedlich nachgewiesen. Das hier interessierende Verhältnis ϵ_1/ϵ_2 beider Nachweiswahrscheinlichkeiten hängt darüberhinaus auch von der Höhe der Diskriminatorschwelle des Zählgerätes ab. Im Folgenden wollen wir die für die beiden angewandten Registrierverfahren der Zählraten unterschiedliche Methode der Bestimmung dieses Verhältnisses beider Nachweiswahrscheinlichkeiten näher angeben.

2.214 Bestimmung von ϵ_1/ϵ_2 aus dem Aktivitätsabfall am logarithmischen Schreiber.

Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für die β -Strahlung beider Silberisotope beträgt die differentielle Zählrate

$$\frac{dZ}{dt} = \dot{Z} = \varepsilon_1 \lambda_1 N_1^* e^{-\lambda_1 t} + \varepsilon_2 \lambda_2 N_2^* e^{-\lambda_2 t} \quad (12)$$

mit ε_1 bzw. ε_2 = Nachswahrscheinlichkeit für die β -Strahlung der Isotope Ag^{110} bzw. Ag^{108} ,
 λ_1 = 0,0286/sec Zerfallskonst. des Ag^{110} ,
 λ_2 = 0,00502/sec Zerfallskonst. des Ag^{108} ,
 N_1^* bzw. N_2^* = Zahl der unmittelbar nach der Aktivierung vorhandenen Ag^{110} bzw. Ag^{108} Kerne pro g Silber.

Diese differentielle Zählrate wollen wir auf die Form $\text{const.} \cdot \exp(-\bar{\lambda} t)$ bringen. Damit ist die effektive Zerfallskonstante $\bar{\lambda}$ dadurch definiert, dass sie zu derselben anfänglichen Steigung des exponentiellen Abfalls der Zählrate führt, wie dieser sich nach Gleichung (12) ergibt. Für kleine Zeiten t können wir wieder $\exp(-\lambda \cdot t) \approx 1 - \lambda \cdot t$ setzen und erhalten

$$\dot{Z} \approx (\varepsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \varepsilon_2 \lambda_2 N_2^*) \left(1 - \frac{\varepsilon_1 \lambda_1^2 N_1^* + \varepsilon_2 \lambda_2^2 N_2^*}{\varepsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \varepsilon_2 \lambda_2 N_2^*} t \right) = \text{const.} \cdot (1 - \bar{\lambda} t)$$

und damit

$$\bar{\lambda} = \frac{\varepsilon_1 \lambda_1^2 N_1^* + \varepsilon_2 \lambda_2^2 N_2^*}{\varepsilon_1 \lambda_1 N_1^* + \varepsilon_2 \lambda_2 N_2^*} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

und

$$\frac{\varepsilon_1 N_1^*}{\varepsilon_2 N_2^*} = \frac{\lambda_2 (\bar{\lambda} - \lambda_2)}{\lambda_1 (\lambda_1 - \bar{\lambda})} \quad (13)$$

Bei Aktivierung durch einen kurzzeitigen Neutronenimpuls gilt nach Gleichung (2) und (3) $N_1^*/N_2^* = \sigma_1 N_1 / \sigma_2 N_2 = 2,36$ bei Einsetzen der in Abschnitt 2.21 angegebenen Werte. Damit folgt aus Gleichung (13) das Verhältnis der Nachswahrscheinlichkeiten für die β -Strahlung der beiden Silberisotope

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{\lambda_2 N_2 \sigma_2 (\bar{\lambda} - \lambda_2)}{\lambda_1 N_1 \sigma_1 (\lambda_1 - \bar{\lambda})} = 0,0727 \frac{(\bar{\lambda} - \lambda_2)}{(\lambda_1 - \bar{\lambda})} \quad (14)$$

Für den Silberzähler Nr. 1 und das F.u.H.-Ratemeter ergab sich aus dem ersten Abfall der Aktivität am logarithmischen Schreiber eine effektive Halbwertszeit $T_{1/2} = 25,4$ sec, also $\bar{\lambda} = 0,0273/\text{sec}$ und damit für das Verhältnis der Nachswahrscheinlichkeiten $\varepsilon_1/\varepsilon_2 = 1,18$.

Der so bestimmte Wert ist jedoch relativ ungenau, da bei der Aktivierung durch einen kurzzeitigen Neutronenimpuls die kurzlebige Aktivität die langlebige anfänglich um das 17-fache übertrifft, und die Differenz $(\lambda_1 - \bar{\lambda})$ nur sehr klein ist. Den zeitlichen Verlauf des Abfalls der Aktivitäten zeigt Abb. 5.

Genauere Werte für $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ erhält man aus dem Abfall der Sättigungsaktivität. Hierfür gilt nach Gleichung (8) $N_1^*/N_2^* = \lambda_2 N_1 \sigma_1 / \lambda_1 N_2 \sigma_2 = 0,422$ und das Verhältnis der Nachswahrscheinlichkeiten ergibt sich zu

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{N_2 \sigma_2 (\bar{\lambda} - \lambda_2)}{N_1 \sigma_1 (\lambda_1 - \bar{\lambda})} = 0,415 \frac{(\bar{\lambda} - \lambda_2)}{(\lambda_1 - \bar{\lambda})} \quad (15)$$

Aus dem ersten Abfall der Sättigungsaktivität am logarithmischen Schreiber ergab sich eine effektive Halbwertszeit $T_{1/2} = 30,5$ sec, also $\bar{\lambda} = 0,0227/\text{sec}$ und damit für das Verhältnis der Nachswahrscheinlichkeiten $\varepsilon_1/\varepsilon_2 = 1,23$. Hier bei der Aktivierung bis zur Sättigung übertrifft die kurzlebige Aktivität die langlebige anfänglich nur um das 3-fache und die Zerfallskonstanten liegen weiter auseinander, weshalb hier für das Verhältnis $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ eine Reproduzierbarkeit von $\pm 4\%$ zu erzielen ist.

Mit Hilfe der effektiven Zerfallskonstanten $\bar{\lambda} = 0,0227/\text{sec}$ haben wir noch nach Gleichung (15) folgendes Verhältnis zu berechnen:

$$\frac{\epsilon_1 N_1 \sigma_1}{\epsilon_2 N_2 \sigma_2} = \frac{\bar{\lambda} - \lambda_2}{\lambda_1 - \bar{\lambda}} = 2,97 .$$

Unter Zugrundelegung allein des wesentlich genauer bekannten Aktivierungsquerschnitts $\sigma_1 = (89 \pm 4) \text{ b}$ für das Isotop Ag^{109} erhalten wir damit den später für den Eichfaktor benötigten Quotienten

$$\frac{\epsilon_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 N_2 \sigma_2}{\epsilon_1 \lambda_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 \lambda_2 N_2 \sigma_2} = 44,0 \pm 0,7\% \quad [\text{sec}] \quad (16)$$

2.215 Bestimmung ϵ_1/ϵ_2 aus der 1-Minuten-Zählrate.

Für die noch zu besprechende Zählapparatur mit fortlaufendem Ausdruck der Zahl der in jeder Minute registrierten Impulse haben wir bei der Bestimmung des Verhältnisses der Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_1/ϵ_2 ebenfalls von Gleichung (12) auszugehen. Da nach Abschalten der Hochspannung am Neutronengenerator der Neutronenfluss erst nach etwa einer halben Sekunde abgeklungen ist, beginnen wir mit der 1. Zählperiode erst 1 Sekunde nach Abschalten der Hochspannung und zählen 60 Sekunden lang. Die entsprechende Zahl der Impulse innerhalb dieser 1. Zählperiode ergibt sich durch Integration von Gleichung (12) zu

$$\begin{aligned} Z_1^{61} &= \epsilon_1 N_1^* (e^{-\lambda_1} - e^{-61\lambda_1}) + \epsilon_2 N_2^* (e^{-\lambda_2} - e^{-61\lambda_2}) \\ &= 0,7776 \cdot \epsilon_1 N_1^* + 0,2584 \cdot \epsilon_2 N_2^* \end{aligned} \quad (17)$$

Eine entsprechende Gleichung liefert die 2. Zählperiode und wir erhalten aus diesen beiden Gleichungen das Verhältnis

$$\frac{\epsilon_1 N_1^*}{\epsilon_2 N_2^*} = \frac{1}{5,48 (Z_2^{121}/Z_1^{61}) - 0,935} = 0,324 \quad (17a)$$

Für die Aktivierung durch kurzzeitigen Neutronenimpuls führten die in Gleichung (17a) eingesetzten Messwerte auf ein Verhältnis $\epsilon_1 N_1^*/\epsilon_2 N_2^* \approx 8$, was mit $N_1^*/N_2^* = 2,36$ für das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten einen wenig genauen Wert von etwas über 3 ergibt. Für die Aktivierung bis zur Sättigung gilt nach Gleichung (8)

$$\frac{N_1^*}{N_2^*} = \frac{\lambda_2 \cdot N_1 \cdot \sigma_1}{\lambda_1 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} = 0,422 .$$

Dieser Ausdruck in Gleichung (17a) eingesetzt liefert in Verbindung mit den gemessenen Zählraten den Quotienten

$$\left(\frac{\epsilon_1 N_1^*}{\epsilon_2 N_2^*} \right)_{\text{Sättig.}} = \frac{\epsilon_1 \cdot \lambda_2 \cdot N_1 \cdot \sigma_1}{\epsilon_2 \cdot \lambda_1 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} = 1,03 \pm 0,03 \quad (18)$$

Mit den bekannten Aktivierungsquerschnitten für die Silberisotope lässt sich hieraus das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon_1/\epsilon_2 = 2,50$ mit einer Reproduzierbarkeit von $\pm 3\%$ bestimmen. Unter Zugrundelegung allein des wesentlich genauer bekannten Aktivierungsquerschnitts $\sigma_1 = (89 \pm 4) \text{ b}$ für das Isotop Ag^{109} erhalten wir damit den später für den Eichfaktor benötigten Quotienten

$$\frac{\epsilon_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 N_2 \sigma_2}{\epsilon_1 \lambda_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 \lambda_2 N_2 \sigma_2} = 39,7 \pm 0,3\% \quad [\text{sec}] \quad (18a)$$

2.22 Die Neutronendetektoren.

2.221 Der Silberzähler

Die neutroneninduzierte β -Aktivität des Silbers wird mittels Proportionalzählrohren nachgewiesen, deren Kathode aus Reinsilber (99,7 % Ag) besteht. Sechs solcher Zählrohre von 18 mm Innendurchmesser liegen zu einem Zähler vereint parallel an einem Vorverstärker (s. Abb. 6 oben). Die Zählrohre werden bei Atmosphärendruck von Methan durchflossen und haben ein Plateau von über 600 V Länge, so dass die Wahl einer geeigneten gemeinsamen Arbeitsspannung (3 kV) keine Schwierigkeiten bereitet. Zur Moderation der Neutronen liegt eine 2,5 cm dicke Paraffinschicht vor den in einer Ebene parallel angeordneten Zählrohren sowie hinter diesen eine 12 cm dicke Paraffinschicht. Damit befinden sich die Zähler in der Zone maximalen thermischen Neutronenflusses. In dieser Form hat der Silberzähler eine wesentlich grössere Nachweiswahrscheinlichkeit als der long counter, dennoch dürfte die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit zumindest in dem hier auftretenden Neutronen-Energiebereich ähnlich der des ungeschirmten long counters, d.h. annähernd energieunabhängig sein. Dies lässt sich aus dem in Abb. 4 dargestellten gleichartigen Verlauf der Zählraten in Abhängigkeit von der Entfernung von der Theta-Spule sowie aus den praktisch gleich grossen Werten für das mit Silberzähler bzw. ungeschirmten long counter gemessene Neutronenflussverhältnis side on zu end on folgern. Dass in beiden Fällen tatsächlich eine Abhängigkeit des Neutronenspektrums vom Ort besteht, lässt sich ebenfalls Abb. 4 entnehmen, die für die übrigen Neutronendetektortypen unterschiedliche Kurven ausweist.

2.222 Der long counter.

Zum Vergleich der Quellstärken zweier Neutronenquellen dient der long counter. Dieser im Energiebereich von 25 keV bis 10 MeV nahezu energieunabhängige Neutronendetektor wurde von Hanson und McKibben [20] entwickelt. Er besteht aus einem BF_3 -Proportionalzählrohr (LND Type 202 A; 2100 V), das in einem Paraffinzylinder eingebettet ist (s. Abb. 6 unten). Die Zählerfront wird gegen direkte thermische Neutronen durch ein Kamiumblech abgeschirmt. Eine äussere Paraffinschicht und eine borhaltige Polyäthylenschicht vermindern die Nachweiswahrscheinlichkeit für gestreute Neutronen aus seitlichen Richtungen. Die auf die Zählerfront treffenden schnellen Neutronen werden im Paraffin thermalisiert und können bis zum BF_3 -Proportionalzählrohr diffundieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen unterhalb 2 MeV wird durch acht zylindrische Aussparungen in der Stirnseite des Paraffinzylinders verbessert. Eine Zusammenstellung verschiedener Ergebnisse über die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des long counter hat Allen [21] gegeben. Danach beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei 1 MeV bezogen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Ra- α -Be-Quelle und damit auch für eine Pu- α -Be-Quelle in Übereinstimmung mit allen übrigen Resultaten $1,09 \pm 0,05$. Dieser Wert gilt auch für die Nachweiswahrscheinlichkeit bei 1,6 und 2,5 MeV Neutronenenergie, da die Nachweiswahrscheinlichkeit des long counter zwischen etwa 0,8 bis 2,5 MeV nahezu energieunabhängig ist. Zu niedrigeren Energien fällt sie etwas ab und erreicht bei 25 keV etwa 85 % des Wertes bei 1 MeV. Oberhalb von 2 MeV überlagert sich den Kohlenstoffresonanzen eine leichte Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit, die bei 10 MeV etwa noch 80 % ihres Wertes bei 1 MeV beträgt [22]. Bei der später durchzuführenden Bestimmung der Quellstärke des Neutronengenerators aufgrund eines Vergleichs mit einer Pu-Be-Quelle haben wir die Nachweiswahrscheinlichkeit für die grossenteils in der aus Eisen bestehenden Theta-Spule inelastisch gestreuten Neutronen von 1,6 MeV zu berücksichtigen, von denen der kleinere Teil durch mehrfache inelastische Streuung noch energieärmer geworden ist. Diese Energieabnahme durch inelastische Streuung trifft natürlich genauso die Neutronen der Ra-Be- bzw. Pu-Be-Neutronenquelle. Hier ist aber wegen des breiten Energiespektrums die prozentuale Energieabnahme infolge inelastischer Streuung gering, so dass wir auch unter Berücksichtigung der Streuung den oben genannten Faktor von 1,09 für die relative Nachweiswahrscheinlichkeit beibehalten dürfen (vergl. auch Abschnitt 2,241). Somit haben wir die mit dem long counter gemessenen Quellstärken des in die Theta-Spule eingefahrenen Neutronengenerators mit einem Korrektionsfaktor 0,917 zu multiplizieren.

Die um den Untergrund, d.h. Nulleffekt und Streustrahlung bereinigte Zählrate Z des long counter in Abhängigkeit vom Abstand r von einer punktförmigen Neutronenquelle der Quellstärke Q bestimmt sich zu $Z = E \cdot Q / (r + r_0)^2$. Hierbei bedeutet E einen Eichfaktor, der die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit mit einschliesst. Während r die Entfernung von der Neutronenquelle bis zur Vorderfront des Zählers misst, ist r_0 der Abstand von der Vorderfront des Zählers bis zu seinem effektiven Zentrum. Die Summe $r + r_0$ ist also gerade der Abstand des als punktförmig gedachten Detektors zur Quelle. Für die Ra-Be- sowie die Pu-Be-Quelle wurde r_0 zu 12 cm bestimmt. Dieser Abstand ist eine Funktion der Neutronenenergie. Bei der Bestimmung der Quellstärke unseres Neutronengenerators haben wir daher mit dem, einer Neutronenenergie von 2,5 MeV entsprechenden $r_0 = 10,8$ cm zu rechnen. Dies führt jedoch für die Bestimmung der Quellstärke des Neutronengenerators in 3,30 m Abstand nur zu einem kleinen Korrektionsfaktor von 0,993. Zusammen mit der zuvor behandelten Korrektion wegen der Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich also für die Quellstärke des Neutronengenerators eine Korrektion um den Faktor 0,91.

2.23 Zählapparaturen.

2.231 Ratemeter mit logarithmischem Schreiber.

Die vom Vorverstärker des Silberzählers Nr.1 über ein 15 m langes Kabel kommenden Zählimpulse werden einem Ratemeter (Frieeseke u. Hoepfner, FH 493 ; maximale Zählrate $3 \cdot 10^4$ Imp./min) bzw. dem Ratemeter eines grösseren Strahlungsmessgerätes (FH 49; maximale Zählrate 10^6 Imp./min) zugeführt. Als Eingangsempfindlichkeit wurden 50 mV und als Integrationskonstante des Ratemeters 3 sec gewählt. Die Registrierung des Abfalls der Zählrate erfolgt über ein F.u.H.-Schreiberanpassungsgerät, dessen Ausgang mit 2,4 k abgeschlossen wird, mittels eines logarithmischen Schreibers (Enograph, Rohde u. Schwarz) bei einer Vorschubgeschwindigkeit von 1 mm/sec. Nach Nullpunktskontrolle von Ratemeter und Schreiber wird bei Ausschlag 0 bzw. Vollausschlag des Ratemeter der Schreiber, jetzt jedoch bei Stellung des Bereichsschalters "linear" 10 mV auf 0 bzw. Vollausschlag mit Hilfe der Potentiometer "Nullpunkt" bzw. "Eichen" am Schreiberanpassungsgerät geeicht. Zur Kontrolle der Logarithmischen Anzeige genügt es dann in der Stellung "logarithmisch" 10 mV des Bereichsschalters bei grösserer Dämpfung (20 sec) den Abfall des Zeigers des Ratemeters zu beobachten und bei jedem grossen Teilstrich den Markengeber des Schreibers auszulösen. Die so erhaltenen Marken müssen mit der logarithmischen Teilung des Auswertegerätes zusammenfallen. Insbesondere muss die bei Erreichen von 1/10 des Vollausschlages (d.h. Skalenwert 0,1 bzw. 0,3) am Ratemeter erhaltene Markierung genau bei 0 dB liegen.

Die Genauigkeit des Ratemeters beträgt nach Angaben des Herstellers ± 3 %. Der logarithmische Schreiber hat einen systematischen Fehler von $\pm 1,5$ % und einen zufälligen Fehler von ± 2 %. Der durch die Auflösungszeit der ganzen Zählapparatur bedingte Koinzidenzfehler kann vernachlässigt werden.

2.232 Zählgerät mit Digital-Drucker

Die vom Vorverstärker des Silberzählers Nr. 3 über ein 15 m langes Kabel kommenden Zählimpulse werden dem Kanal A (Eingangsempfindlichkeit 300 mV) eines Beckman Universal-Zählgerätes (Model 7360 H) zugeführt. Dieser Zählkanal wird durch Anlegen einer positiven Gleichspannung von 5 V an Kanal B geöffnet. Die Gleichspannung wird einem Steuergerät entnommen, das eine freie Wahl der Dauer der Zählperiode (hier wurden 60 sec gewählt) sowie der Pausen (hier wegen des Ausdrucks 0,5 sec gewählt) gestattet. Während dieser Pause wird die Zahl der innerhalb der gewählten Zählperiode registrierten Impulse von einem Beckman Digital-Recorder (Model 1452 H) ausgedruckt, so dass auch hier eine Kontrolle des Aktivitätsabfalls möglich ist. Diese Art der Registrierung hat den Vorteil, frei von individuellen Ablesefehlern sofort die Neutronengesamtzahl zu liefern. Auch erfolgt hier die Registrierung innerhalb eines praktisch unbegrenzten Messbereichs automatisch, so dass eine vorherige - möglicherweise noch dazu falsche - Wahl des Messbereichs entfällt. Demgegenüber besteht die Gefahr der Anfälligkeit gegenüber elektromagnetischen Störungen insbesondere bei einer Pinch-Entladung, was zu grosse Neutronenausbeuten vortäuschen könnte. Hiergegen bietet die Auswertung auch der zweiten Zählperiode

eine Kontrolle.

Während sich bei der Auswertung des Aktivitätsabfalls am logarithmischen Schreiber die auf den Zeitpunkt des Endes der Aktivierung bzw. der Pinch-Entladung extrapolierte Zählrate

$Z_{t=0}$ sofort ablesen lässt, haben wir diese hier erst aus der ausgedruckten Zahl der Impulse in der 1. Zählperiode zu berechnen. Zwar tritt in den Formeln für die Neutronengesamtzahl, den Gleichungen (7) und (11), jeweils nur das Verhältnis der mit dem Silberzähler gemessenen, auf den Zeitpunkt $t = 0$ extrapolierten Zählraten auf, jedoch ergibt sich für den Aktivitätsabfall ein Unterschied zwischen der Aktivierung durch einen Neutronenimpuls und der Aktivierung bis zur Sättigung und damit auch für die entsprechenden extrapolierten Zählraten. Dies spielt eine Rolle, wenn bei der Eichung bis zur Sättigung aktiviert worden ist, und mit Hilfe dieser Eichung die Neutronengesamtzahl einer Pinch-Entladung, d.h. eines Neutronen-Impulses, gemäss Gleichung (11) bestimmt werden soll.

Die gesuchte auf den Zeitpunkt $t=0$ extrapolierte Zählrate $(Z)_{t=0}$ erhalten wir aus der differentiellen Zählrate \dot{Z} der Gleichung (12) für $t=0$ zu

$$(Z)_{t=0} = \lambda_1 \varepsilon_1 N_1^* + \lambda_2 \varepsilon_2 N_2^* \quad (18 \text{ b})$$

Für die eine Sekunde nach der Aktivierung beginnende 1. Zählperiode von 60 sec Dauer hatte die Integration der Gleichung (12) Z_1^{61} Impulse gemäss Gleichung (17) ergeben.

Betrachten wir nun die Eichung mit Aktivierung bis zur Sättigung, so müssen wir den hierfür gemessenen Wert

$$\left(\frac{\varepsilon_1 N_1^*}{\varepsilon_2 N_2^*} \right)_{\text{Sättig.}} = \frac{\lambda_2 \cdot \varepsilon_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1}{\lambda_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} = 1,03$$

der Gleichung (18) in Gleichung (17) einsetzen und erhalten

$$Z_1^{61} = 1,048 \varepsilon_1 N_1^* = 1,080 \varepsilon_2 N_2^*$$

Dies in Gleichung (18 b) eingesetzt, liefert die auf das Ende der Aktivierung bis zur Sättigung extrapolierte Zählrate

$$(Z_G)_{t=0} = 1,92 \cdot (Z_1^{61})_G \quad [\text{Imp./min}] \quad (18 \text{ c})$$

Bei der Aktivierung durch einen Neutronen-Impuls, können wir ganz entsprechend vorgehen. Jedoch beginnt hier die Zählperiode unmittelbar nach der Pinch-Entladung. Wir haben also für die 1. Zählperiode Gleichung (12) von $t=0$ bis $t=60$ sec zu integrieren und erhalten

$$Z_0^{60} = 0,8206 \cdot \varepsilon_1 N_1^* + 0,2603 \cdot \varepsilon_2 N_2^* \quad (18 \text{ d})$$

Mit Hilfe der Gleichung (18) berechnen wir für die Aktivierung durch einen Neutronenimpuls den genauen Wert

$$\left(\frac{\varepsilon_1 N_1^*}{\varepsilon_2 N_2^*} \right)_{\text{Impuls}} = \frac{\varepsilon_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1}{\varepsilon_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} = 1,03 \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 5,88$$

Dies in Gleichung (18 d) eingesetzt, ergibt

$$Z_0^{60} = 0,865 \varepsilon_1 N_1^* = 5,085 \varepsilon_2 N_2^*$$

Dies liefert in Verbindung mit Gleichung (18 b) die auf das Ende der Pinch-Entladung extrapolierte Zählrate

$$\left(Z_P \right)_{t=0} = 2,045 \cdot \left(Z_{00}^{60} \right)_P \quad [\text{Imp./min}] \quad (18 e)$$

Bei der Bestimmung der Neutronengesamtzahl nach Gleichung (11) und Verwendung der 1-Minuten-Zählrate haben wir somit einzusetzen

$$\left(\frac{Z_P}{Z_G} \right)_{t=0} = 1,065 \cdot \frac{\left(Z_{00}^{60} \right)_P}{\left(Z_{11}^{61} \right)_G} \quad (18 f)$$

Der Silberzähler Nr. 3 ist insbesondere dazu vorgesehen, später an einem beliebigen, jedoch durch experimentelle Aufbauten ungestörtem Ort aufgestellt und hier durch Vergleich mit dem Silberzähler Nr. 1 geeicht zu werden. Dies ist für spätere Versuche notwendig, bei denen der Standort des Zählers Nr. 1 durch grössere Apparaturen und deren Neutronenabschirmungen verdeckt wird.

2.233 Zählgerät für long counter.

Für die Vergleichsmessungen mit dem long counter werden die Zählimpulse des BF₃-Proportionalzählrohrs über einen Vorverstärker und ein 15 m langes Kabel einem Beckman Decimatic Scaler (Type 2020 - A 1) zugeführt. Die grösste Eingangsempfindlichkeit beträgt 1 mV; (benutzt wurde die Einstellung: input selector 2 x, Diskriminator 1,0). Mit dem eingebauten Zeitgeber wird bei den Messungen mit der Neutronenstandardquelle die Dauer der Zählperiode so gewählt, dass der statistische Fehler 1 % nicht überschreitet. Bei der Bestimmung der Quellstärke des Neutronengenerators wird fortlaufend in 1-Minuten-Intervallen gezählt und der Ionenstrom bzw. die Beschleunigungsspannung soweit erhöht, dass die Zählrate mindestens 10⁴ Imp./min beträgt.

2.24 Neutronen - Quellen.

2.241 Ra - α - Be-Neutronenquelle.

Als Neutronenstandard diente die Ra- α -Be-Neutronenquelle BR 3394 des Laboratoriums für Technische Physik der Technischen Hochschule München. Diese Quelle enthält 100 mg Radiumelement in Form von Radiumsulfat vermischt mit 931 mg Berylliumpulver in einem Nickelzylinder von 11,7 mm \emptyset und 11,7 mm Höhe eingepresst. Dieser Nickelzylinder ist von einem sechskantigen Aluminiumzylinder von 2,5 mm Wandstärke umgeben, in dessen beide Stirnseiten Gewinde eingeschnitten sind.

Das Energiespektrum der Neutronen einer Ra- α -Be-Quelle wurde von Houtermans und Teucher [23] mittels Kernspurplatten bestimmt (s. Messpunkte in Abb. 7 oben). Infolge des komplexen Spektrums der ursprünglichen α -Strahlen ist es sehr kompliziert. Oberhalb einer Energie der α -Teilchen von 4,8 MeV setzt dazu noch die Reaktion $\text{Be}^9 (\alpha, \alpha' n) \text{Be}^8$ ein. Wegen der hohen Energie von 7,68 MeV der α -Teilchen des Po^{214} (RaC'), die zur gesamten Neutronenausbeute etwa die Hälfte beitragen, reicht das Neutronenspektrum entsprechend der Wärmetönung der wesentlichen Reaktion $\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$ mit $Q = +5,75$ MeV theoretisch bis zu einer Neutronenenergie von 13 MeV. Der gemessene Verlauf des Spektrums bei niedrigen Energien ist ungenau und hängt sowohl von der Nachweismethode wie auch von den Beobachtungsbedingungen ab. Das zeigt das mit einem Kristallspektrometer erhaltene Neutronenspektrum von Schmidt-Rohr [24], das als ausgezogene Kurve ebenfalls in Abb. 7 oben eingetragen ist. Der Einfluss der Beobachtungsbedingungen wird besonders deutlich in Abb. 7 unten. Hier sind die Spektren wiedergegeben, wie sie Houtermans und Teucher [23] (Messpunkte) hinter 7 cm Blei und Schmidt-Rohr [24] (ausgezogene Kurven) hinter 5 cm bzw. 10 cm Blei sowie Thompson und Taylor [41] (gestrichelte Kurve) hinter 2,5 cm Blei gemessen haben. Diese grosse Verschiebung des Schwer-

punktes des Neutronenspektrums zu niederen Energien ist insbesondere im Hinblick auf die grossen Bleimassen über und unter dem Kollektor der Theta-Pinch-Anlage interessant. Schon Houtermans und Teucher [23] folgern daraus, dass die Neutronen schon bei einem einzigen unelastischen Stoss an Blei sehr grosse Energieverluste erleiden. Dies steht auch in sehr guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten über unelastische Streuung. So ergaben Untersuchungen mit Schwellwert-Detektoren, dass die Neutronen, die durch einen unelastischen Stoss unter die Schwelle von 11 MeV kommen, auch unter die Schwelle von 3 MeV gelangen. Die verschiedenen Bleisotope weisen zahlreiche Kernniveaus von einigen MeV auf, was bei inelastischen Stössen zu grossen Energieverlusten der Neutronen führen kann, zumal der Wirkungsquerschnitt bei hohen Neutronenenergien gross ist. So wächst z.B. für Neutronen mit der Energieverteilung primärer Spaltneutronen der Wirkungsquerschnitt für unelastische Streuung von 0,2 b bei 2,35 MeV Neutronenenergie auf 2 b bei 5,5 MeV Neutronenenergie, also um das 10-fache und erreicht bei 8 MeV ein Plateau. Die entsprechenden Werte des unelastischen Wirkungsquerschnittes für Eisen betragen 0,27 b bzw. 1,33 b, was einem Anwachsen auf das 5-fache entspricht. Dank der inelastischen Streuung werden als bevorzugt die hochenergetischen Neutronen abgebremst und damit das Neutronenspektrum unserer Ra-Be-Quelle in wünschenswerter Weise zu niedrigeren Energien verschoben. Dies sollte die nicht weiter geprüfte Annahme rechtfertigen, dass die unterschiedlichen Spektren der gestreuten Neutronen der Ra-Be-Quelle wie des Neutronengenerators beim Vergleich der Quellstärken mittels long counter keine allzugrosse Unsicherheit bewirken, die wir mit $\pm 5\%$ ansetzen wollen. Beim Vergleich der Neutronen des Generators, deren primäre Energie von 2,09 MeV bis 2,95 MeV reicht, mit denen des Plasmas, deren primäre Energie im wesentlichen zwischen 2,3 und 2,6 MeV liegt, sollte dieser Fehler für den Silberzähler zu vernachlässigen sein. Für die Bewertung der direkten Neutronen der Ra-Be-Quelle durch den long counter liegt der Schwerpunkt des Neutronenspektrums ohnehin relativ niedrig, nach De Pangher und Nichols [22] bei 3,6 MeV, gegenüber dem früher gebräuchlichen Wert 5 MeV. Damit beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit des long counters für die Neutronen der Ra-Be-Quelle mindestens $0,91 \pm 5\%$ der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Neutronen vom Neutronengenerator sowie vom Plasma.

Nach De Pangher [25] ist das Energiespektrum der Neutronen von der Grösse einer Ra-Be-Quelle unabhängig.

Die benutzte Ra-Be-Quelle wurde am 13.7.1956 von der Fa. Buchler u. Co., Braunschweig, hergestellt. Zwei Eichungen durch Wunderer [26] in Mangansulfatbädern verschiedener Konzentration ergaben in 4π -Geometrie im

März 1957	(0,079g Mn/gLösung)	$Q = 1,47 \cdot 10^6 \pm 1,6\%$ n/sec,
Okt. 1957	(0,047g Mn/gLösung)	$Q = 1,51 \cdot 10^6 \pm 1,6\%$ n/sec.

Als Mittel aus diesen beiden Messungen wird $Q = 1,49 \cdot 10^6 \pm 1,1\%$ n/sec angegeben, wobei ein möglicher systematischer Fehler in diesen Angaben nicht eingeschlossen ist. Zwei andere dort genannte Autoren geben für Ihre Messungen nach derselben Methode Fehler von $\pm 10\%$ bzw. $\pm 7,5\%$ an, so dass man der absoluten Grösse des obigen Mittelwertes einen Fehler von etwa $\pm 5\%$ zubilligen darf. Auch steht dieser Mittelwert in Übereinstimmung mit der aufgrund der Gewichtsverhältnisse berechneten Quellstärke.

Die zeitliche Änderung der Quellstärke der Ra-Be-Quelle berechnet sich nach [26] zu

$$Q(t) = Q_0 [1 + 0,18(1 - 1,018 e^{-0,0314 t} + 0,018 e^{-1,82 t})] \quad \text{n/sec,} \quad (19)$$

wobei t in Jahren, gerechnet von der Herstellung der Quelle einzusetzen ist. Q_0 ist die Quellstärke der jungen Quelle, d.h. etwa 1 Monat nach der Herstellung, wenn alle Folgeprodukte des Radiums im Gleichgewicht sind aber kein Polonium mehr vorhanden ist. Der Wert ist um $0,2\%$ kleiner als obiger Mittelwert der Quellstärke, was zu vernachlässigen ist.

Für das Jahr 1968 erhalten wir somit

$$Q(1968) = 1,57 \cdot 10^6 \text{ n/sec.}$$

Das letzte Glied in obiger Formel liefert heute keinen Beitrag mehr. Eine somit analoge Formel des NBS [27] für die zeitliche Änderung der Quellstärke einer Ra-Be-Quelle lautet:

$$Q(t) = Q_0 [1 + 0,143 (1 - e^{-0,0353 t})] \quad \text{n/sec.} \quad (20)$$

Hier ist für das Verhältnis der spezifischen Neutronenemission von Po-Be zu der von Ra-Be ein etwas kleinerer Wert zugrundegelegt worden, was durch die etwas grössere Zerfallskonstante für RaD etwa ausgeglichen wird. So erhalten wir mit dieser Formel für das Jahr 1968 einen um nur 0,5 % geringere Quellstärke, was noch im Rahmen der Genauigkeit der Eichung liegt.

2.242 Pu- α -Be-Neutronenquelle.

Als Sekundärstandard wurde die vom MPI für Physik und Astrophysik in München übernommene Pu- α -Be-Neutronenquelle NUMEC-A benutzt. Diese Quelle enthält 16,0 g Pu 239 mit etwa 80 g Be legiert und wird von einem 1,8 mm dicken Tantalzylinder umschlossen. Dieser Tantalzylinder steckt in einem 0,76 mm dicken Stahlzylinder von 25,9 mm äusserem Durchmesser und 36,7 mm Länge. Die Wandstärken der Stirnseiten dieser Zylinder betragen bodenseitig je 2,5 mm Tantal bzw. Stahl und auf der Oberseite je 6,3 mm. Hier ist ein Stift für den Manipulator eingeschraubt.

Das Energiespektrum der Neutronen einer Pu- α -Be-Quelle wurde von Stewart [28] mittels Kernspurplatten bestimmt und ist in Abb. 8 oben wiedergegeben. Weitgehende Übereinstimmung besteht mit dem dort ebenfalls dargestellten Neutronenspektrum nach Freestone u.a. [40], das mit einem grossen organischen Szintillator und Impulsform-Diskriminierung gewonnen wurde. Wie die in Abb. 8 unten wiedergegebenen Spektren dreier anderer Autoren [29], [30], [31] zeigen, hängt auch hier der Verlauf des Spektrums insbesondere bei niedrigen Energien von der Nachweismethode und den jeweiligen Beobachtungsbedingungen ab. Von diesen Spektren wurde [29] mit Kernspurplatten, die beiden anderen mit Kristallspektrometern gewonnen. Da die Energien der α -Teilchen aller infrage kommenden Pu-Isotope um 5 MeV liegen und auch das möglicherweise gebildete Am²⁴¹ eine maximale α -Energie von 5,5 MeV besitzt, reicht das Spektrum entsprechend der Wärmetönung der Reaktion theoretisch bis zu 11 MeV Neutronenenergie. Für Messungen mit einem long counter liegt der Schwerpunkt des Neutronenspektrums nach De Pangher [22] bei 3,9 MeV, gegenüber einem älteren Wert von 3,5 MeV [32]. Das Neutronenspektrum hängt aber nach De Pangher [25] auch von der Grösse der Pu-Be-Quelle ab. Möglicherweise spielt hier die unterschiedliche Isotopenzusammensetzung der Pu-Be-Quelle eine wesentliche Rolle. Für unsere Messungen mit dem long counter können wir jedoch ohne merklichen Fehler dessen Nachweiswahrscheinlichkeit für die Pu-Be-Quelle gleich der für eine Ra-Be-Quelle setzen.

Um die zeitliche Änderung der Quellstärke einer Pu-Be-Quelle genau berechnen zu können, wäre eine Analyse des zur Herstellung der Quelle verwendeten Plutoniums erforderlich. Das eigentliche Problem bildet dabei die für verschiedene Quellen unterschiedliche Häufigkeit der Plutoniumisotope, wobei die Art der Gewinnung des Plutoniums eine Rolle spielt. Das für Neutronenquellen verwendete Plutonium besteht zwar zum überwiegenden Teil aus Pu²³⁹, enthält aber auch kleine Mengen der Isotope Pu²⁴⁰ und Pu²⁴¹. Letzteres zerfällt mit einer Halbwertszeit von 13,2 Jahren unter β -Emission und Bildung von Am²⁴¹, einem α -Strahler mit 458 Jahren Halbwertszeit. Dies verursacht ein Anwachsen der Neutronenemission mit der Zeit, bis nach 69,5 Jahren ein Maximum erreicht ist und die Quellstärke allmählich abnimmt. Nach Anderson [33] ist aufgrund von Analysen der Plutonium-Isotope verschiedener Quellen eine anfängliche Zuwachsrate von 0,3 bis 2,3 % pro Jahr zu erwarten. Soweit gemessene Werte der Zuwachsraten vorliegen, liegen diese zwischen 1,3 und 2 % pro Jahr. Die von uns benutzte Pu-Be-Quelle NUMEC-A wurde

von der Nuclear Materials and Equipment Corporation, Apollo, Pennsylvania, USA., hergestellt. Ihre Quellstärke wurde durch die Herstellerfirma am 9.8.1962 bestimmt zu

$$Q_{Pu} (1962) = 1,55 \cdot 10^6 \text{ n/sec.}$$

Da das Verhältnis der verschiedenen Pu-Isotope der Quelle nicht bekannt ist, erschien eine neuerliche Kalibrierung im direkten Vergleich mit der geeichten Ra-Be-Neutronenquelle angebracht.

2.243 Vergleich von Ra-Be- mit Pu-Be-Quelle.

Für die hier erforderliche Genauigkeit genügt ein direkter Vergleich beider etwa gleich starker Quellen mit dem long counter. Dabei ist zu beachten, dass zylindrische Neutronenquellen eine Anisotropie des Neutronenflusses aufweisen können, die nach Hansen und Albert [34] für eine Pu-Be-Quelle bis zu 30 % betragen kann. Es wurde daher zunächst an jeder Quelle die Neutronenemission senkrecht zur Längsachse der Quelle, $Q(90^\circ)$, gemessen, wobei die Quelle um ihre Längsachse rotierte. Sodann wurde die Emission in beiden Richtungen der Längsachse der Quelle, also $Q(0^\circ)$ bzw. $Q(180^\circ)$, bestimmt. Da sich hierbei für beide Quellen eine Anisotropie von nur etwa 10 % ergab, können wir mit ausreichender Genauigkeit die Annahme einer Flussverteilung von der Form $(1 + A \cos^2 \varphi)$ machen, wobei φ den Winkel zwischen Längsachse der Quelle und der Beobachtungsrichtung bezeichnet. Dies führt zu der Beziehung

$$Q(90^\circ) = Q / (1 + A/3) \quad (21)$$

Q ist die in 4π -Geometrie gemessene Quellstärke, die für die Ra-Be-Quelle bekannt ist. Der Anisotropiekoeffizient A berechnet sich aus obigen Versuchsergebnissen für die Ra-Be-Quelle zu $A_{Ra-Be} = -0,0993$ und für die Pu-Be-Quelle $A_{Pu-Be} = -0,119$.

Zur Kontrolle der Richtigkeit der über die Flussverteilung gemachten Voraussetzung wurde darüberhinaus die Emission der horizontalen Quelle bestimmt, wenn diese um eine durch ihren Mittelpunkt gehende vertikale Achse rotiert. Die dabei erhaltene Quellstärke weicht von der entsprechenden mit Hilfe der obigen Anisotropiekoeffizienten A nach der Formel

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{dQ}{d\omega} d\varphi = \frac{1}{2\pi} \frac{dQ(90^\circ)}{d\omega} \int_{\varphi=0}^{2\pi} (1 + A \cos^2 \varphi) d\varphi = \frac{dQ(90^\circ)}{d\omega} \left(1 + \frac{A}{2}\right)$$

berechneten Quellstärken, für die Ra-Be-Quelle um + 0,3 % und für die Pu-Be-Quelle um - 1,3 % ab, womit dieses vereinfachte Verfahren seine Rechtfertigung erfährt.

Damit dürfen wir mit Hilfe des gemessenen Anisotropiekoeffizienten A nach Gleichung (21) aus der bekannten, in 4π -Geometrie gemessenen Quellstärke Q der Ra-Be-Quelle die effektive Quellstärke dieser Quelle in Richtung senkrecht zu ihrer Längsachse für das Jahr 1968 berechnen zu

$$Q(90^\circ)_{Ra-Be} (1968) = 1,033 \cdot Q = 1,62 \cdot 10^6 \text{ n/sec.}$$

Der Vergleich beider, um ihre vertikale Längsachse rotierenden Quellen ergab für das Verhältnis $Q(90^\circ)_{Pu-Be} / Q(90^\circ)_{Ra-Be} = 1,072$. Damit erhalten wir für die gesuchte effektive Quellstärke der Pu-Be-Quelle in Richtung senkrecht zu ihrer Längsachse für das Jahr 1968

$$Q(90^\circ)_{Pu-Be} (1968) = 1,072 \cdot 1,62 \cdot 10^6 = 1,74 \cdot 10^6 \text{ n/sec.}$$

Da beim direkten Vergleich der effektiven Quellstärken beider Quellen senkrecht zu ihren Längsachsen kein nennenswerter Fehler auftritt, kann der relative Fehler für diese Quellstärke der Pu-Be-Quelle gleich dem der Ra-Be-Quelle gesetzt werden, also gleich $\pm 5\%$.

Weiter lässt sich mit dem für die Pu-Be-Quelle gemessenen Anisotropiekoeffizienten A die Quellstärke dieser Quelle in 4π-Geometrie bestimmen zu

$$Q_{\text{Pu-Be}} (1968) = 0,9604 \cdot Q(90^\circ)_{\text{Pu-Be}} = 1,67 \cdot 10^6 \text{ n/sec} \pm 5 \%$$

Ein Vergleich mit der vom Hersteller angegebenen Quellstärke zeigt, dass die Quellstärke dieser Pu-Be-Quelle eine Zuwachsrate von 1,5 % pro Jahr aufweist, was in Einklang mit den oben erwähnten theoretisch wie experimentell ermittelten Zuwachsraten steht.

Um bei der Eichung der Silberzähler mit der in der Theta-Spule befindlichen Neutronenquelle definierte Verhältnisse zu haben, sollte die Längsachse der zylindrischen Quelle immer senkrecht zu ihrer Verbindungslinie zum Silberzähler stehen, also im vorliegenden Fall lotrecht. Dann ist der in Richtung side on sowie end on von der Quelle emittierte Neutronenfluss gleich gross. Dabei ist es insbesondere auch in Hinblick auf den end on aufgestellten Silberzähler zweckmässig, der Eichung nicht die für 4π-Geometrie geltende Quellstärke Q, sondern die für die Emission senkrecht zur Längsachse der Quelle massgebliche, oben angegebene Quellstärke Q(90°) der Eichung zugrunde zu legen. Dann werden bei der Eichung zwar weniger von den in Richtung der Längsachse der Quelle austretenden und zum long counter hin gestreuten Neutronen gemessen als dieser Quellstärke Q(90°) entspricht; dieser Fehler liegt aber weit unter 1 %. Er ist damit sicher kleiner als der Fehler, der entstehen würde, wenn man der Eichung der Silberzähler die in 4π-Geometrie gemessene Quellstärke Q zugrunde legen würde, was beispielsweise für den end on aufgestellten Zähler einen Fehler von etwa 3 % verursachen würde.

2.25 Der Neutronengenerator als Eichquelle.

Die Verwendung eines Neutronengenerators als Eichquelle erlaubt die Eichung der Silberzähler in grösserer Entfernung von der Theta-Spule und damit unter den tatsächlich gegebenen geometrischen Verhältnissen. Ein genügend grosser Abstand zwischen Theta-Spule und Silberzähler ist aber erforderlich, um den durch die endliche Ausdehnung des Plasmas gegenüber der punktförmigen Neutronen-Eichquelle verursachten Fehler (s. Anhang) genügend klein zu halten.

Die Bestimmung der vom Neutronengenerator pro Sekunde produzierten Neutronen, d.h. seiner Quellstärke, macht den Anschluss an eine geeichte Neutronenquelle unumgänglich, zumal die Ausbeute des Neutronengenerators keine eindeutige Funktion des Ionenstromes ist. Für den Vergleich der Quellstärken erscheint als Detektor der long counter am geeignetsten wegen seiner nahezu energieunabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Neutronen des Neutronengenerators werden mit Hilfe der Kernreaktion $d(d,n) \text{ He}^3$ erzeugt. Ihre Energie liegt bei grösstmöglicher Beschleunigungsspannung von 150 kV zwischen 2,09 MeV ($\psi = 180^\circ$) und 2,95 MeV ($\psi = 0^\circ$), also innerhalb eines genügend engen Energieintervalls, so dass wegen der Energieabhängigkeit der Detektoren sowie der Streuung der Neutronen keine wesentlichen Fehler zu erwarten sind. Infolge der Streuung der Neutronen an der Spule und den sonstigen grossen Massen der Theta-Pinch-Anlage sowie den Raumbegrenzungen verursacht die Anisotropie der vom Target des Neutronengenerators emittierten Neutronen eine gewisse Unsicherheit der Eichung. Abb. 10 zeigt die für den Anisotropiekoeffizient nach [17] berechnete Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die $d(d,n)\text{He}^3$ -Reaktion vom Streuwinkel ψ im Laborsystem für verschiedene Energien E_d der Deuteronen. Danach beträgt das Verhältnis des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Richtung des Deuteronenstrahles ($\psi = 0^\circ$) zum differentiellen Wirkungsquerschnitt senkrecht dazu ($\psi = 90^\circ$) für $E_d = 150 \text{ keV}$ 2,56. Dieses Verhältnis entspricht dem im Laborsystem gemessenen Neutronenflussverhältnis ϕ_0/ϕ_{90} wie es Abb. 9 in Abhängigkeit von der Energie E_d der Deuteronen dargestellt ist. Die obere mit E.R.S. (1953) bezeichnete Gerade ist mit Hilfe der von Eliot, Roaf und Shaw [17] angegebenen Abhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten A von der Deuteronenenergie E_d in keV, nämlich $A = 0,31 + 0,0058 \cdot E_d$, berechnet worden. Wenn diese Formel ursprünglich auch nur für den Deuteronenenergiebereich unterhalb 50 keV gedacht war, so gibt sie die später veröffentlichten Ergebnisse dieser Oxford-Gruppe für Deuteronenenergien zwischen 40 und 90 keV [35] sowie zwischen 150 und 450 keV

[36] innerhalb der dort angegebenen Fehlergrenzen bis etwa 300 keV zufriedenstellend wieder. Weiter wurde mit Hilfe des Anisotropiekoeffizienten nach Timm, Neuert und Elsner [37] im Energiebereich 30 bis 75 keV das Neutronenflussverhältnis berechnet und in Abb. 9 als mit T.N.E. (1954) bezeichnete Gerade eingetragen. Die dritte Gerade gibt das mit dem vorhandenen Beschleuniger Sames J 150 unter Verwendung eines mit Paraffin umkleideten BF_3 -Proportionalzählrohres gemessene Neutronenflussverhältnis wieder. Wegen des verwendeten dicken Targets und der damit verbundenen Abbremsung der Deuteronen im Target, der Streuung der Neutronen an Target und dessen Halterung und Kühlsystem sowie an den Raumbegrenzungen und schliesslich der Erfassung eines Raumwinkels von $\Delta\vartheta = 4^\circ$, liegt die gemessene Gerade zwangsläufig unterhalb der Geraden E.R.S. (1953), deren Anisotropiekoeffizient an einem Gastarget bestimmt wurde und ist auch ihre Steigung wesentlich flacher. Beide Geraden laufen aber für $E_d = 0$ keV zusammen, d.h. es ergibt sich dasselbe Neutronenflussverhältnis für verschwindende Deuteronenenergie. Hier sollte der Einfluss der Dicke des Targets auch verschwinden, sodass die übrigen genannten Fehlerquellen in beiden Versuchen entweder annähernd gleich gross oder aber von untergeordneter Bedeutung sind. Da das mit dem Neutronengenerator gemessene Neutronenflussverhältnis aber über der Geraden T.N.E. (1954) liegt, darf gefolgert werden, dass der Anisotropiekoeffizient dieser Autoren [37] als zu klein angesehen werden muss, was in Hinblick auf unsere Messungen der Anisotropie eines Deuteriumplasmas von Interesse ist.

Für die Eichung der Silberzähler wäre eine möglichst isotrope Neutronenquelle wünschenswert. D.h., wir haben den Neutronengenerator bei möglichst geringer Beschleunigungsspannung zu betreiben, die einen zur Eichung gerade ausreichenden Neutronenfluss liefert. Dies ist für den Silberzähler Nr. 1 in 6,85 m Abstand von der Spule gerade bei einer Beschleunigungsspannung von 80 kV der Fall, bei welcher das Neutronenflussverhältnis Φ_C/Φ_{90° entsprechend Abb. 9 aber immer noch 1,6 beträgt. Dieser Anisotropie haben wir bei der Eichung der Silberzähler besondere Aufmerksamkeit zu schenken.

Zur Eichung der Silberzähler soll das Target des um eine 1 m lange Driftröhre mit einer elektrostatischen Quadrupollinse verlängerten Beschleunigers in die Theta-Spule eingeführt werden. Damit ist aber die Richtung der beschleunigten Deuteronen ($\vartheta = 0^\circ$) bereits in Richtung der Längsachse der Theta-Spule festgelegt. Infolge der Anisotropie der von dem Neutronengenerator erzeugten Neutronen werden an der Spule und den Massen der Theta-Pinch-Anlage mehr Neutronen zu einem side on (d.h. $\vartheta = 90^\circ$) aufgestellten Silberzähler gestreut als dies bei einer isotropen Neutronenquelle mit einer dem Emissionswinkel $\vartheta = 90^\circ$ entsprechenden Quellstärke der Fall wäre. Auch ist von einem side on in grösserer Entfernung als der Vergleichszähler (long counter) aufgestellten Silberzähler eine Überbewertung der gestreuten Neutronen zu erwarten, da bei beiden Zählern das Verhältnis der Beiträge der direkten und der gestreuten Neutronen zum Meßsignal unterschiedlich ist. Zur Kontrolle, ob der zu eichende Silberzähler und der Vergleichszähler tatsächlich gleiche Anteile von direktem und gestreuten Neutronenfluss empfangen, wurde daher insbesondere bei 80 kV und 150 kV Beschleunigungsspannung geeicht, um zu prüfen, inwieweit der Eichfaktor unabhängig von der Beschleunigungsspannung, d.h. der Anisotropie der Neutronenemission ist.

2.26 Bestimmung der effektiven Quellstärke des Neutronengenerators mit dem long counter und der Pu-Be-Quelle.

Zur Bestimmung der effektiven Quellstärke des Neutronengenerators wird der während der Eichung mit dem Beschleuniger auf die side on bzw. end on aufgestellten Silberzähler einschliesslich aller Streustrahlung auffallende Neutronenfluss des Generators mit demjenigen der Pu-Be-Quelle verglichen. Als Vergleichszähler dienen dabei zwei long counter, die in 3,36 m Abstand von der Spulenmitte side on bzw. end on aufgestellt werden. In die Theta-Spule werden nun nacheinander die Pu-Be-Quelle (Index Q) bzw. das Target des Neutronengenerators (Index G) eingebracht und mit dem side on befindlichen long counter das Neutronenflussverhältnis s_G/s_Q und gleichzeitig mit dem end on aufgestellten long counter das Neutronenflussverhältnis e_G/e_Q bestimmt. Bei diesen Relativmessungen spielt die unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit beider long counter keine Rolle und es ist nur ihre Konstanz während der Messungen sicherzustellen. Be-

zeichnen wir mit Q_{Gs} bzw. Q_{Ge} die effektive Quellstärke des Neutronengenerators in Richtung side on bzw. end on (d.h. hier in Richtung des Deuteronenstrahles; $\theta = 0^\circ$) und mit Q die Quellstärke der Pu-Be-Quelle, so gilt für die gemessenen Neutronenflussverhältnisse

$$\frac{(s_G)_t}{s_G} = \frac{Q_{Gs}}{Q} \quad \text{sowie} \quad \frac{(e_G)_t}{e_G} = \frac{Q_{Ge}}{Q} ,$$

wobei der Index t andeuten soll, dass hier s_G bzw. e_G gleichzeitig zu messen oder aber auf gleiche Neutronenraten des Generators zu beziehen sind. Daraus folgt für die während der Eichung nicht direkt messbare effektive Quellstärke Q_{Ge} des Neutronengenerators in Richtung des end on aufgestellten Silberzählers Nr. 3

$$Q_{Ge} = \frac{(e_G)_t / e_G}{(s_G)_t / s_G} \cdot Q_{Gs} \quad (22)$$

Das Verhältnis Q_{Ge}/Q_{Gs} ändert sich wegen der Energieabhängigkeit der Anisotropie der vom Generator emittierten Neutronen mit der Beschleunigungsspannung und muss daher für jede Spannung eigens bestimmt werden. Während der end on aufgestellte long counter nun weggeräumt wird, da er während der Eichung den end on befindlichen Silberzähler Nr. 3 abschirmen würde, bleibt der side on befindliche long counter an derselben Stelle stehen. Mit ihm wird während der Eichung jeweils der vom Neutronengenerator side on erzeugte Neutronenfluss s_G gemessen und mit dem schon bekannten s_Q die jeweilige effektive Quellstärke des Neutronengenerators in Richtung side on bestimmt zu

$$Q_{Gs} = \frac{s_G}{s_Q} \cdot Q = 0,91 \frac{C_{Gs}}{C_{Qs}} \cdot Q \quad (23)$$

Hier berücksichtigt der Faktor 0,91 die in Abschnitt 2.222 erläuterte Korrektur wegen der Energieabhängigkeit des long counters. C_{Gs} bzw. C_{Qs} bedeuten die Zählraten des side on aufgestellten long counters für den Neutronengenerator bzw. die Pu-Be-Quelle. Wenn es hier auch nur auf das Verhältnis dieser beiden Zählraten ankommt, so lässt sich dieses wegen der Schwankungen in der Neutronenausbeute des Generators während der Aktivierung etwa nur auf $\pm 3\%$ genau bestimmen.

Zu diesen Messungen ist anzumerken: Bei der Bestimmung obiger Verhältnisse sowie bei der Eichung selbst befindet sich das Entladungsgefäß, dessen zum Silberzähler Nr. 3 hin gelegene Stirnseite durch ein Quarzfenster in seiner Halterung nebst Puffervolumen abgeschlossen ist, in der Theta-Spule. Die Pu-Be-Quelle steht jeweils mit ihrer Längsachse senkrecht in der Theta-Spule. Sie bzw. das Target des Neutronengenerators befinden sich 4 cm zum Beschleuniger hin ausserhalb der Mittelebene der Theta-Spule, da sich in dieser gerade ein Beobachtungsspalt befindet. Durch diesen erhält ein side on aufgestellter long counter einen um 17% höheren Neutronenfluss, wenn sich eine Neutronenquelle direkt in der Spulenmittelebene befindet, gegenüber dem Neutronenfluss einer um 4 cm seitlich versetzten Quelle. Da der für die Neutronen effektive Anteil der Beobachtungsspalte an der ganzen Spule nur in der Grösse von 1% liegt, würde die Neutronenquelle bzw. das Target in der Mittelebene der Spule, also unmittelbar vor dem Beobachtungsspalt, den Anteil der direkten Neutronen erheblich erhöhen und einen entsprechenden Fehler verursachen.

2.27 Die Eichung der Silberzähler.

2.271 Die Eichprozedur.

Die Eichprozedur geschieht in folgenden Schritten:

- 1.) Aufstellung des long counters side on in 3,36 m Entfernung von der Spulenmitte und Bestimmung des Nulleffektes pro 5 Minuten.

- 2.) Einführen der Pu-Be-Quelle in die Spule (4 cm zum Beschleuniger hin ausserhalb der Mittelebene; Längsachse der Quelle senkrecht stehend) und Bestimmung der Zählrate C_{Qs} pro 5 Minuten.
- 3.) Einführen des Targets des Neutronengenerators in die Spule an Stelle der Pu-Be-Quelle. Betreiben des Neutronengenerators bei 80 kV Beschleunigungsspannung und grösstem erreichbarem Deuteronenstrom (bei 1 m Driftröhre maximal zulässiger Deuteronenstrom 1,2 mA). Mindestens zehn Minuten lang bei konstantem Neutronenfluss die Silberzähler aktivieren. Dabei Kontrolle des Neutronenflusses durch Bestimmung der Zählrate pro Minute des long counters. Dann gleichzeitig mit der Wegnahme der Beschleunigungsspannung Hochspannung an die zu eichenden Silberzähler anlegen. Beim Silberzähler Nr. 3 ist für den um 1 Sekunde verzögerten Start der Zählperiode mittels eines, mit dem Regler für die Beschleunigungsspannung gekoppelten Zeitverzögerungsrelais zu sorgen.

Nach Abklingen der Aktivität der Silberzähler wird die hier unter 3.) beschriebene Prozedur mehrfach wiederholt, bis man sich von der Reproduzierbarkeit ihres Ergebnisses überzeugt hat. Zum Abschluss sind die unter 2.) und 1.) besprochenen Messungen zu wiederholen.

2.272 Auswertung der Eichung.

Zunächst wird die effektive Quellstärke side on für den Neutronengenerator Q_{Gs} aus der bekannten Quellstärke der Pu-Be-Quelle und dem Verhältnis der wegen des Nulleffekts korrigierten und auf gleiche Zeitintervalle bezogenen Zählraten des long counter nach Gleichung (23) berechnet. Dabei hat es sich als zweckmässig erwiesen, der Berechnung von C_{Gs} die Impulsraten der letzten beiden Minuten der Aktivierung zugrunde zu legen, um so eventuelle Schwankungen des Neutronenflusses des Generators weitgehendst auszuschalten. Innerhalb von zwei Minuten erreicht die für die Messgrösse entscheidende kurzlebige Aktivität 97 %, die langlebige Aktivität 45 % ihres Sättigungswertes. Die auf den Zeitpunkt des Endes der Aktivierung extrapolierte Zählrate pro Minute des side on aufgestellten Silberzählers Nr. 1 erhalten wir aus dem, auf dem logarithmischen Schreiber registrierten Aktivitätsabfall, der innerhalb der ersten Minute durch eine Gerade angenähert werden kann, deren Steigung durch eine effektive Halbwertszeit von 31 sec, die Vorschubgeschwindigkeit des Registrierpapiers sowie den Nulleffekt des Silberzählers bestimmt ist. Bezeichnen wir diese um den Nulleffekt korrigierte Zählrate des Silberzählers Nr. 1 mit Z_{1G} , so erhalten wir für die Neutronengesamtzahl N_p bei einer Pinch-Entladung nach Gleichung (11) in Verbindung mit Gleichung (16)

$$N_p = 44,0 \cdot Q_{Gs} \left(Z_{1P} / Z_{1G} \right)_{t=0} = E_1 \left(Z_{1P} \right)_{t=0} \quad (24)$$

wobei $\left(Z_{1P} \right)_{t=0}$ die von einer Pinch-Entladung bewirkte, auf den Zeitpunkt der Entladung extrapolierte (was durch die Klammer mit dem Index $t = 0$ angedeutet werden soll) und wegen des Nulleffektes korrigierte Zählrate pro Minute des Silberzählers Nr. 1 ist. Mit E_1 wollen wir den für den Silberzähler Nr. 1 an seinem festen Ort charakteristischen Eichfaktor bezeichnen, der durch Gleichung (24) definiert ist.

Die Auswertung der Eichung des Silberzählers Nr. 3 erfolgt ganz analog. Dieser befindet sich später auf der verlängerten Spulenachse (end on) in einem Abstand von 3,69 m von der Spulenmitte. Lediglich während der Eichung wird er um 4 cm vorgerückt, um so die in gleicher Richtung erfolgte Verschiebung der Neutronenquelle bzw. des Targets wieder auszugleichen. Der durch diese Verschiebung gegenüber der ganzen Theta-Pinch-Anlage verursachte Fehler ist zu vernachlässigen. Wegen der Anisotropie der vom Generator emittierten Neutronen haben wir bei dem end on aufgestellten Silberzähler Nr. 3 jedoch einen anderen Wert für die Quellstärke des Neutronengenerators einzusetzen, die sich mit Hilfe des zuvor in Abschnitt 2.26 bestimmten Faktors in Gleichung (22) berechnet zu

$$Q_{Ge} = \frac{(e_G)_t / e_a}{(s_G)_t / s_a} \cdot Q_{Gs} \quad (25)$$

Aus der Zählrate der 1. Minute wird entsprechend Abschnitt 2.232 die wegen des Nulleffekts korrigierte und auf den Zeitpunkt des Endes der Aktivierung extrapolierte Zählrate Z_{3G} der Eichung mit dem Neutronengenerator berechnet. Damit ergibt sich die Neutronengesamtzahl einer Pinch-Entladung N_p nach Gleichung (11) in Verbindung mit den Gleichungen (18) und (18 f) zu

$$N_p = 39,7 \cdot Q_{Ge} \left(\frac{Z_{3P}}{Z_{3G}} \right)_{t=0} = 42,3 \cdot Q_{Ge} \frac{(Z_c^{tc})_{3P}}{(Z_1^{tc})_{3G}} = E_3 \cdot (Z_c^{tc})_{3P} \quad (26)$$

2.273 Eichung unter Einbeziehung des Interferometers.

Da eine direkte Eichung mit dem Interferometer wegen des am einen Ende der Theta-Spule stehenden Neutronengenerators nicht möglich ist, wurden die Interferometerlinse und eine dem Spiegel äquivalente Glasplatte an den entsprechenden Orten zwischen Entladungsgefäß und Silberzähler Nr. 3 gebracht und die Eichung wie oben beschrieben wiederholt. In erster Linie wirken diese Teile, auf welche die direkte Neutronenstrahlung aus der Spule in Richtung end on trifft, für den Silberzähler Nr. 3 als zusätzliche Streukörper. Anders als bei der Einführung des Entladungsgefäßes in die Spule erfährt die Verteilung des aus der Theta-Spule austretenden Neutronenflusses durch das Interferometer keine Änderung. Es genügt daher, einfach die wesentlichen Teile des Interferometers in den Strahlengang des Silberzählers Nr. 3 zu stellen und mit einzueichen. Wie die Ergebnisse der Eichung des Silberzählers Nr. 1 zeigen, ist die Rückwirkung dieser zusätzlichen Streukörper auf diesen Silberzähler äusserst gering, was auch bezüglich des hier nicht weiter berücksichtigten übrigen Interferometergehäuses angenommen werden darf.

2.274 Ergebnisse der Eichung an Isar I.

Die Abhängigkeit des Verhältnisses der effektiven Quellstärken des Beschleunigers end on zu side on, d.i. Q_{Ge}/Q_{Gs} nach Gleichung (22), von der Beschleunigungsspannung gibt folgende Tabelle für einen Abstand der long counter von der Spulenmitte von 3,36 m, wieder:

Beschleunigungsspannung kV	80	100	150
$\frac{Q_{Ge}}{Q_{Gs}} = \frac{(e_6)_t / e_0}{(s_6)_t / s_0}$	1,20	1,23	1,31

Diese Werte wurden an der 1,50 m langen Eisenspule von kreisförmigem Querschnitt und 5,5 cm Wandstärke gemessen. In der Theta-Spule befand sich ein Entladungsgefäß aus Quarz, dessen Stirnseite mit einem Quarzfenster in seiner Halterung unter Zwischenschaltung eines Expansionsvolumens mit Blenden aus V 2 A-Stahl abgeschlossen war. An derselben Anordnung wurden folgende Eichfaktoren für den side on in 3,69 m Abstand von der Spulenmitte in 2 m Höhe über dem Fussboden liegenden Silberzähler Nr. 1 sowie den in derselben Entfernung, jedoch end on in Verlängerung der Spulen-Längsachse stehenden Silberzähler Nr. 3 bestimmt:

Beschleunigungsspannung kV	80	145
Eichfaktor E_1 Silberzähler Nr. 1 side on 3,69 m	$(5,66 \pm 0,06) \cdot 10^4$	$(5,72 \pm 0,08) \cdot 10^4$
Eichfaktor E_3 Silberzähler Nr. 3 end on 3,69 m	$(4,53 \pm 0,06) \cdot 10^5$	$(4,61 \pm 0,03) \cdot 10^5$

Die Fehlergrenzen geben den mittleren Fehler des arithmetischen Mittels aus bis zu elf Einzelbeobachtungen an. Die Eichwerte beider Silberzähler liegen für die zwei Beschleunigungsspannungen innerhalb dieser Fehlergrenzen. Es lässt sich somit keine Abhängigkeit der Eichfaktoren von der Beschleunigungsspannung und damit von der Anisotropie der vom Generator emittierten Neutronen feststellen. Damit erscheint die Annahme gerechtfertigt, dass der long counter in demselben Verhältnis wie der Silberzähler direkte und gestreute Neutronen empfängt und auch nachweist. Für den side on in 6,85 m Abstand von Spulenmitte an der Wand auf einer Konsole in 2,20 m Höhe über dem Fussboden liegenden Silberzähler Nr. 1 macht sich dagegen der auf diesen Zähler fallende, von der primären Richtungsverteilung der Neutronen fast unabhängige, verhältnismässig grosse Anteil gestreuter Neutronen bemerkbar. Dies zeigt nachstehende Tabelle, in welcher die aus einer Vielzahl von Messungen genauer bestimmten Eichwerte für den Silberzähler Nr. 1 mit wachsender Beschleunigungsspannung eine leichte systematische Abnahme zeigen, die den mittleren Fehler des arithmetischen Mittels übersteigt.

Beschleunigungsspannung kV	80	100	145
Eichfaktor E_1 Silber-Z.Nr. 1 side on 6,85 m	$(1,25 \pm 0,02) \cdot 10^5$	$(1,22 \pm 0,01) \cdot 10^5$	$(1,15 \pm 0,01) \cdot 10^5$
wie vor E_1 jedoch mit Interferom.- attrappe	$(1,21 \pm 0,04) \cdot 10^5$	$(1,17 \pm 0,02) \cdot 10^5$	$(1,13 \pm 0,01) \cdot 10^5$
Eichfaktor E_3 Silb.-Z.Nr. 3 end on 3,69 m mit Interferometerattrappe	$5,85 \cdot 10^5$	$(5,98 \pm 0,02) \cdot 10^5$	$(6,30 \pm 0,20) \cdot 10^5$

Mit Zunahme der Beschleunigungsspannung und damit auch der Anisotropie der primären Neutronen nehmen die von dem weiter entfernt aufgestellten Silberzähler Nr. 1 bevorzugt empfangenen gestreuten Neutronen stärker zu als dem, mit dem in 3,69 m side on aufgestellten long counter gemessenen Neutronenfluss entspricht, der einen verhältnismässig geringeren Anteil gestreuter Neutronen enthält. Bei grösserer Beschleunigungsspannung fällt also die mit dem long counter side on gemessene Quellstärke Q_G und damit auch der Eichfaktor E_1 etwas zu klein aus. Schon aus diesem Grunde empfiehlt es sich, den Silberzähler side on in etwa gleicher Entfernung wie den long counter aufzustellen, dessen Entfernung aus räumlichen Gründen end on begrenzt ist, wie auch wegen der in grösserer Entfernung sehr klein werdenden Zählrate beim Eichen des long counter mit der Pu-Be-Quelle.

Wie der Tabelle weiter zu entnehmen ist, sind die Eichfaktoren für den Silberzähler Nr. 1 mit Interferometer-Attrappe erwartungsgemäss nur wenig kleiner als ohne Interferometer-Attrappe. Dies ist auf die erhöhte Streuung des end on austretenden Neutronenflusses an Interferometerspiegel und -Linse zurückzuführen. Eben diese Streuung erhöht jedoch für den end on aufgestellten Silberzähler Nr. 3 die ebenfalls in der Tabelle eingetragenen Eichfaktoren E_3 mit Interferometer-Attrappe um 29 % bzw. 36 % für eine Beschleunigungsspannung von 80 bzw. 145 kV.

Bezüglich früherer Eichungen ist zu bemerken, dass seiner Zeit in Ermangelung einer stärkeren Neutronenquelle für die erste Theta-Pinch-Spule ohne Adapter und ohne Barytklötze bei einem Zählerabstand von 7,70 m side on der Eichfaktor E_1 für den Silberzähler Nr. 1 mit der Ra-Be-Quelle unter grober Einbeziehung der Streuung an den Raumbegrenzungen zu etwa $4 \cdot 10^5$ abgeschätzt worden war. Dieser Eichfaktor ist auch späterhin bei der um den Adapter erweiterten Anlage benutzt worden. Alle unter Zugrundelegung dieses Eichfaktors mit dem Silberzähler Nr. 1 gemessenen Neutronengesamtausbeuten sind somit um einen Faktor 0,3 zu korrigieren.

2.28 Fehler in der Neutronengesamtzahl.

2.281 Silberzähler Nr. 1 mit Ratemeter und log-Schreiber.

Die Gesamtzahl N_p der von einem Plasma emittierten Neutronen erhalten wir mit den Gleichungen (11) und (23) für den Silberzähler Nr.1 in Verbindung mit dem F.u.H.- Ratemeter und dem logarithmischen Schreiber zu

$$N_p = \frac{\epsilon_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 N_2 \sigma_2}{\epsilon_1 \lambda_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 \lambda_2 N_2 \sigma_2} \cdot 0,91 \cdot Q \cdot \frac{C_{Gs}}{C_{Qs}} \left(\frac{Z_{1P}}{Z_{1G}} \right)_{t=0} \quad (27)$$

Für den side on in 3,69 m Abstand aufgestellten Silberzähler Nr.1 haben wir für die verschiedenen Faktoren dieser Gleichung in den nachbezeichneten Abschnitten folgende relative Fehler gefunden:

	Systemat. Fehler %	Zufälliger Fehler %	Quadrat des zufälligen Fehlers	nach Abschnitt
$\frac{\epsilon_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1 + \epsilon_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2}{\epsilon_1 \cdot \lambda_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1 + \epsilon_2 \cdot \lambda_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} = 44,0$	$\pm 0,7$			2.214
Verh.d.Nachweisw.des long counters = 0,91	± 5			2.241
Quellstärke = $1,74 \cdot 10^6$	± 5			2.243
Verh.d.Zählraten C_{Gs}/C_{Qs}		± 3	9	2.26
Verh.d.Nachweisw.d. Silberz.für Neutronen des Generators/Plasma	± 5			2.241
Verh.d.Zählraten des Silberz. Z_{1P}/Z_{1G}	± 3	± 10 ± 2	100 4	2.231
(Dieses Verh. wird zu weit auseinanderliegenden Zeiten gebildet, weshalb hier zumindest einmal der system. Fehler des Ratemeter ($\pm 3\%$) u. der des log-Schreibers ($\pm 1,5\%$) eingesetzt wurden).	$\pm 1,5$	± 5 ± 2	25 4	
Systematischer Fehler = Zufälliger Fehler	$\pm 20 \%$		$\sqrt{142}$ $= \pm 12 \%$	

Neutronengesamtzahl $N_p = 44,0 \cdot Q_{Gs} \cdot \left(Z_{1P}/Z_{1G} \right)_{t=0} = E_1 \cdot Z_{1P} \pm 32 \%$

Wie aus den in Abschnitt 2.25 aufgeführten experimentell bestimmten Eichfaktoren E_1 ersichtlich, liegt bei einer grösseren Anzahl von Beobachtungen der mittlere Fehler ihres arithmetischen Mittels unter $\pm 2 \%$. Für die Berechnung der Neutronengesamtzahl kommt noch der relativ grosse Fehler der Einzelbeobachtung am Plasma Z_{1P} hinzu, so dass sich ein zufälliger Fehler von $\pm 12 \%$ ergibt. Hierzu tritt ein systematischer Fehler von 20 %, womit der relative Fehler in der Neutronengesamtzahl $\pm 32 \%$ beträgt.

2.282 Silberzähler Nr.3 mit Zählgerät und Drucker.

Die Gesamtzahl N_p der vom Plasma emittierten Neutronen erhalten wir mit den Gleichungen (11), (18 f) und (23) für den Silberzähler Nr. 3 in Verbindung mit dem Beckman-Counter und dem Digital-Drucker zu

$$N_p = \frac{\epsilon_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1 + \epsilon_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2}{\epsilon_1 \cdot \lambda_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1 + \epsilon_2 \cdot \lambda_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} \cdot \frac{(e_g)_t / e_a}{(s_g)_t / s_a} \cdot 0,91 \cdot Q \frac{C_{G_s}}{C_{Q_s}} \cdot 1,065 \frac{(Z_c^{60})_{3P}}{(Z_1^{60})_{3G}}$$

Für den end on in 3,69 m Abstand aufgestellten Silberzähler Nr. 3 haben wir für die verschiedenen Faktoren dieser Gleichung in den nachbezeichneten Abschnitten folgende relativen Fehler gefunden:

	Systemat. Fehler %	Zufällige Fehler %	Quadrat des zufälligen Fehlers	nach Abschnitt
$\frac{\epsilon_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1 + \epsilon_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2}{\epsilon_1 \cdot \lambda_1 \cdot N_1 \cdot \sigma_1 + \epsilon_2 \cdot \lambda_2 \cdot N_2 \cdot \sigma_2} = 39,7$	± 0,3			2.215
$\frac{(e_g)_t / e_a}{(s_g)_t / s_a}$	± 5			2.26
Nachw. d. long counters = 0,91	± 5			2.241
Quellstärke = $1,74 \cdot 10^6$	± 5			2.243
Verh. d. Zählraten C_{G_s} / C_{Q_s}		± 3	9	2.26
Nachw. d. Silberzählers N. Generator/Plasma	± 5			2.241
Verh. d. Zählraten $(Z_c^{60})_{3P} / (Z_1^{60})_{3G}$	± 1	± 3 ± 4	9 16	
Systematischer Fehler =	± 21 %		$\sqrt{34}$	
Zufälliger Fehler			= ± 6 %	
Neutronengesamtzahl $N_p = 42,3 \frac{(e_g)_t / e_a}{(s_g)_t / s_a} Q_{G_s} \frac{(Z_c^{60})_{3P}}{(Z_1^{60})_{3G}} = E_3 \cdot (Z_c^{60})_{3P}$				± 27 %

Sofern elektromagnetische Störungen mit Sicherheit ausgeschlossen werden, was notfalls durch Verzögerung des Beginns der Zählperiode und entsprechende Korrektur der Zählrate erreicht werden kann, ist dieses Verfahren der Registrierung der Zählrate mit einem Zählgerät wegen seiner kleineren Fehlerschranken vorzuziehen. Dies gilt auch bezüglich des systematischen Fehlers, der hier lediglich wegen der end on Aufstellung des Silberzählers Nr. 3 um 5 % vergrößert erscheint, also bei Aufstellung side on nur 16 % betragen würde.

2.283 Bei Aktivierung durch Neutronenimpuls.

Zum Vergleich sei noch kurz auf den Fehler in der Neutronengesamtzahl eingegangen, wenn die Eichung des Silberzählers mittels eines Neutronenimpulses erfolgt. Halten wir die Dauer des Neutronenimpulses bei der Eichung kurz, oder führen wir eine entsprechende Korrektur ein, so können wir die durch die in Abschnitt 2.211 gemachte Näherung verursachte relative Abweichung $\lambda \cdot t / 2$ hier unberücksichtigt lassen. Die Gesamtzahl N_p der vom Plasma emittierten Neutronen erhalten wir mit Gleichung (7) zu

$$N_p = 60 \cdot 0,91 \cdot Q \frac{[C_{G_s}]}{C_{Q_s}} \left(\frac{Z_p}{Z_G} \right)_{t=0}$$

Ein Vergleich mit Gleichung (27) zeigt, dass bei der Aktivierung durch einen kurzen Neutronenimpuls lediglich der systematische Fehler im Quotienten $(\epsilon_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 N_2 \sigma_2) / (\epsilon_1 \lambda_1 N_1 \sigma_1 + \epsilon_2 \lambda_2 N_2 \sigma_2)$ vermieden wird. Dieser beträgt aber bei der Messapparatur mit logarithmischem Schreiber bzw. mit Drucker lediglich 0,7 % bzw. 0,3 %. Dafür ist hier eine Korrektur wegen der endlichen Dauer des Neutronenimpulses vorzunehmen, was im allgemeinen zu einem mindestens ebenso grossen relativen Fehler führen dürfte, so dass beide Verfahren als gleichwertig zu bezeichnen sind.

2.3 Der zeitliche Verlauf der Neutronenausbeute.

2.31 Die Neutronenrate bei örtlicher Mittelung.

Für die Bestimmung der Ionenenergie nach Gleichung (1) benötigt man im Prinzip den zeitlichen und örtlichen Verlauf des vom Plasma emittierten Neutronenflusses. Ist jedoch wie in dem in Abschnitt 1.3 behandelten Fall nur die über die ganze Länge des Plasmas gemittelte Dichte bekannt, so genügt hier auch die Bestimmung der über den Ort gemittelten Neutronenrate. Hierzu ist ein gegen Gammastrahlung mit Blei abgeschirmter Plastikszintillator von etwa 75 mm \varnothing und 75 mm Länge mit einem Photomultiplier (z.B. RCA 2020 oder 1P28) geeignet. Dieser Szintillationszähler wird side on in einem mindestens der Spulenlänge entsprechenden Abstand von der Spulenmitte aufgestellt. Das der Gesamtneutronenrate \dot{N}_p proportionale Signal dieses Szintillationszählers wird mit einem Oszillographen registriert. Die von diesem, sich gegebenenfalls über mehrere Halbwellen erstreckenden, Signal und der Nulllinie eingeschlossene Fläche auf dem Oszillogramm wird planimetriert und zu der mit dem geeichten Silberzähler gemessenen Neutronengesamtzahl N_p in Beziehung gesetzt. Dabei tritt zu dem schon besprochenen Fehler in der Gesamtneutronenzahl ein zusätzlicher zufälliger Fehler von etwa $\pm 5\%$ für die Neutronenrate. Für die mit Hilfe des Silberzählers Nr. 1 auf diese Weise bestimmte Neutronenrate ergibt sich somit ein systematischer Fehler von $\pm 20\%$ in Verbindung mit einem zufälligen Fehler von $\pm 13\%$.

2.32 Die axiale Verteilung der Neutronenemissionsrate.

Die Messung der axialen Verteilung der Neutronenemissionsrate erlaubt bei gleichzeitiger Kenntnis der axialen Verteilung der Dichte die Lokalisierung des heissen Plasmas. Für den vorliegenden Fall, dass nur die über die gesamte Länge des Plasmas gemittelte Dichte bekannt ist, lässt die Messung der axialen Verteilung der Neutronenemissionsrate zumindest eine Bestimmung der in Gleichung (1 a) benötigten Länge L des Plasmas sowie deren zeitliche Änderung auf etwa $\pm 10\%$ zu.

Zur Messung der axialen Verteilung der Neutronenemissionsrate wurden sechs Plastik-Szintillatoren von je 1 cm³ Volumen in 6 cm Abstand von der Spulenachse entlang dieser in Bohrungen in die Spule eingeführt. Zum Strahlungsnachweis dienten RCA 1P28-Photomultiplier, die über etwa 1 m lange Faseroptiken mit den Szintillatoren verbunden waren. Die Relativeichung der sechs Szintillationszähler erfolgte unter Benutzung der von einer Pinch-Entladung emittierten Neutronen, wobei alle Zähler in der Mitte der Spule in gleichem Abstand von der Spulenachse aufgestellt waren. Um zu ermitteln, inwieweit eine mögliche radiale Driftbewegung des Plasmas infolge einer daraus resultierenden Änderung des Abstands zum Detektor einen Einfluss auf die Meßsignale hat, wurde der Abstand der Szintillatoren von Spulenachse bis auf 10 cm vergrößert. Innerhalb der Messgenauigkeit ergab sich dabei keine Veränderung im axialen Verlauf der Neutronenemissionsrate. Ferner wurde im Abstand von 4 cm vom äusseren Spulenrand ein Szintillator in einem von der Schlitzebene gezählten Winkel $\Theta = 60^\circ$ zusätzlich zu dem dort auf gleicher Höhe z aber unter dem Winkel $\Theta = 180^\circ$ vorhandenen Szintillator angeordnet. Die Signale dieser beiden Szintillationszähler zeigten strenge Korrelation. Damit kann der Einfluss einer radialen Driftbewegung des Plasmas als innerhalb der Messfehler liegend vernachlässigt werden.

Zur Auswertung wurde durch die mit den Eichfaktoren korrigierten Messwerte innerhalb der Fehlergrenzen eine glatte Kurve gelegt. Aus diesem im Abstand $d = 6$ cm von der Spulenlängsachse gemessenen Intensitätsverlauf $g(z')$ gewinnt man durch Entfaltung die gesuchte Neutronenrate $f(z)$ auf der Spulenlängsachse. Unter der Annahme eines punktförmigen Detektors mit isotroper, mit $1/r^2$ abnehmender Nachweiswahrscheinlichkeit gilt nämlich

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(z) dz}{d^2 + (z-z')^2} = g(z')$$

Abb. 11 zeigt die so entfaltetete axiale Verteilung der Neutronenrate auf der rechten Hälfte der Spule für eine 1,5 MJ-Entladung bei einem Fülldruck von 8 mTorr Deuterium. Die Entfaltung führt hier zu einer Vergrößerung der örtlichen Neutronenrate um bis zu 14 % in der Spulenmitte. Während zum Zeitpunkt 3 µsec nach Zündung der Entladung die Neutronenemission ein verschliffenes Kastenprofil mit einer Halbwertsbreite von 116 cm aufweist, hat sich zum Zeitpunkt grösster Neutronenraten (6 µsec) die Neutronenemission zu einem Glockenkurvenähnlichen Verlauf mit 82 cm Halbwertsbreite aufgestellt. Mit sinkender Neutronenrate verbreitert sich das Profil wieder zu einem Kasten und übertrifft mit 120 cm geringfügig die anfängliche Halbwertsbreite.

Hat man den zeitlichen und örtlichen Verlauf der Dichte gemessen und will die lokale Deuteronenenergie bestimmen, so benötigt man auch den zeitlichen und örtlichen Verlauf der absoluten Neutronenrate. Hierfür sind genügend viele Szintillationszähler über die ganze Länge der Spule zu verteilen, da erfahrungsgemäss keine strenge Symmetrie der Neutronenemission in Bezug auf die Mittelebene der Spule vorausgesetzt werden darf. Zur Bestimmung der Neutronenrate $\dot{N}_p(t, z)$ zum Zeitpunkt t am Orte z sind die wie oben beschrieben, für verschiedene Zeitpunkte t gewonnenen Kurven f(z) zu planimetrieren und die erhaltenen Relativwerte der Neutronenraten $\dot{N}_p(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit als Kurve aufzutragen. Aus der Planimetrierung dieser Kurve ist unter Zuhilfenahme der gleichzeitig mit dem Silberzähler gemessenen Neutronengesamtzahl N_p der absolute Wert der Neutronenrate $\dot{N}_p(t)$ zu dem betrachteten Zeitpunkt t zu bestimmen. Dieser wird wiederum ins Verhältnis gesetzt zu dem bereits erhaltenen Relativwert aus der Planimetrierung der zu dem betrachteten Zeitpunkt gehörenden Kurve f(z), womit die gesuchte Neutronenrate $\dot{N}_p(t, z)$ zu diesem Zeitpunkte am Orte z der Kurve f(z) entnommen werden kann.

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{Maxwell}} = (2 m_e)^{-3/2} (AT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \sigma v W^2 e^{-W} dW,$$

für Maxwell-Verteilung:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{Maxwell}} = (2 m_e)^{-3/2} (AT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \sigma v W^2 e^{-W} dW,$$

für Maxwell-Verteilung:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{Maxwell}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \frac{\sigma v}{\sqrt{4E-W}} dW,$$

für Maxwell-Verteilung:

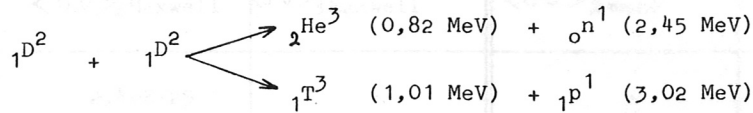
$$\langle \sigma v \rangle_{\text{Maxwell}} = \frac{1}{2 m_e} \int_0^{\infty} \sigma v W dW.$$

ist der Deuteronenergie $E = m_e v^2 / 2$ in eV und der Geschwindigkeit der Deuteronen v .

3. Anhang

3.1 Wirkungsquerschnitt und Reaktionsraten.

Reaktionen:



Wirkungsquerschnitt für Neutronen produzierenden Zweig der D-D-Reaktion unterhalb einer Relativenergie $W=80\text{keV}$ nach [9].

$$\bar{\sigma}_{(d,n)} = \frac{1,86 \cdot 10^{-22}}{W} \exp\left(-47,11 / W^{1/2}\right) \text{ cm}^2$$

mit der Relativenergie der Deuteronen $W = m_d \cdot v_r^2 / 2$ in keV und der Relativgeschwindigkeit der Deuteronen $v_r = 0,30943 \cdot \sqrt{W [\text{keV}]}$ in 10^8 cm/sec .

Über die Verteilungsfunktion der Relativgeschwindigkeiten der Deuteronen gemittelte Wirkungsquerschnitte $\langle \sigma v \rangle$ für 2-dimensionale Maxwell-Verteilung:

$$\langle \sigma v \rangle_{2\text{Maxwell}} = (2 m_d)^{-1/2} (kT_d)^{-1} \int_0^\infty e^{-\frac{W}{kT_d}} \cdot \sigma \cdot \sqrt{W} \cdot dW ;$$

für 3-dimensionale Maxwell-Verteilung:

$$\langle \sigma v \rangle_{3\text{Maxwell}} = (\pi m_d)^{-3/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty e^{-\frac{W}{kT}} \cdot \sigma \cdot W \cdot dW ;$$

für 2-dimensionale monoenergetische Verteilung:

$$\langle \sigma v \rangle_{2\text{mono}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2}{m_d}} \int_0^{4E} \frac{\sigma}{\sqrt{4E-W}} dW ;$$

für 3-dimensionale monoenergetische Verteilung:

$$\langle \sigma v \rangle_{3\text{mono}} = \frac{1}{\sqrt{2 m_d} \cdot 2E} \int_0^{4E} \sigma \cdot \sqrt{W} dW ;$$

mit der Deuteronenenergie $E = m_d \cdot u_0^2 / 2$ in keV und der Geschwindigkeit der Deuteronen u_0 .

Während die Richtung der Neutronenfluss mit einer punktförmigen Neutronenquelle erfolgt, besitzt das Plasma eine gewisse Länge, was zu einem geringen Anstieg des Silberzählers von der Theta-Film-Spule eine Korrektur erfordert. Diese kann durch eine dimensionslose Berechnung durchgeführt werden. Wir das Plasma als homogen und werden als ein Plasmazylinder als punktförmig betrachten. Der Silberzähler (Länge z_0) stellt sich als ein Zylinder mit einer Länge z_0 im Abstand z_0 (s. Abb. 12). Definiert man z_0 als die Länge eines punktförmigen Neutronenquelle der Oberflächendichte Q , so beträgt die Neutronenflussdichte auf dem Zähler I hier fallende Neutronen-Intensität

$$I_0 = Q \left[\frac{1}{2z_0} \ln \left(\frac{z_0 + \sqrt{z_0^2 + 4z_0^2}}{z_0 - \sqrt{z_0^2 + 4z_0^2}} \right) \right]$$

Der Neutronenflussdichte des Plasmas auf oberhalb z_0 vom Zähler die über die ganze Länge des Plasmas z_0 gleichmäßig verteilte Quelle mit der Plasmadichte Q/z_0 . Die Intensität der vom Plasma emittierten und auf dem Silberzähler fallenden Neutronen ist dann

$$I = \frac{Q}{2z_0} \int_{-z_0}^{z_0} \left[\frac{1}{2z_0} \ln \left(\frac{z_0 + \sqrt{z_0^2 + 4(z_0 - y)^2}}{z_0 - \sqrt{z_0^2 + 4(z_0 - y)^2}} \right) \right] dy$$

$\langle \sigma v \rangle$ für Neutronen produzierenden Zweig der D-D-Reaktion nach [9] und [38]. Diese gemittelten Werte stimmen mit früher veröffentlichten [19] innerhalb von etwa 10 % überein.

Mittlere Deuteronen-Energie E in keV	Maxwell - Verteilung		monoenerget. Verteilung	
	2-dimens. $\langle \sigma v \rangle_{2 \text{ Maxwell}}$	3-dimens. $\langle \sigma v \rangle_{3 \text{ Maxwell}}$	2-dimens. $\langle \sigma v \rangle_{2 \text{ mono}}$	3-dimens. $\langle \sigma v \rangle_{3 \text{ mono}}$
0,5	2,40E-25	-	-	-
0,75	-	7,89E-25	-	-
1,0	2,72E-23	-	-	-
1,5	2,63E-22	8,01E-23	-	-
2	1,08E-21	3,87E-21	2,38E-23	1,33E-23
3	6,27E-21	2,84E-21	4,54E-22	2,74E-22
4	1,87E-20	9,62E-21	2,60E-21	1,66E-21
5	4,05E-20	2,30E-20	8,51E-21	5,66E-21
6	7,26E-20	4,41E-20	2,03E-20	1,39E-20
7	1,15E-19	7,35E-20	3,98E-20	2,81E-20
8	1,69E-19	1,13E-19	6,82E-20	4,93E-20
9	2,33E-19	1,61E-19	1,06E-19	7,86E-20
10	3,07E-19	2,18E-19	1,55E-19	1,16E-19
15	8,06E-19	6,31E-19	5,46E-19	4,37E-19
20	1,47E-18	1,22E-18	1,14E-18	9,56E-19
30	3,13E-18	2,77E-18	-	2,45E-18
40	5,01E-18	4,61E-18	-	4,35E-18
50	7,02E-18	6,60E-18	-	6,44E-18
60	9,07E-18	8,65E-18	-	-
75	-	1,19E-17	-	1,19E-17
100	-	1,72E-17	-	1,74E-17

3.2 Korrektur wegen der endlichen Länge des Plasmas.

Während die Eichung des Silberzählers mit einer punktförmigen Neutronenquelle erfolgt, besitzt das Plasma eine gewisse Länge, was bei einem geringen Abstand des Silberzählers von der Theta-Pinch-Spule eine Korrektur erforderlich machen kann. Zu ihrer näherungsweise Berechnung dürfen wir das Plasma als homogen und ebenso wie den Silberzähler als linienförmig betrachten. Der Silberzähler (Länge $2y_0$) soll parallel zur Spule und auf Höhe der Spulenmitte side on im Abstand d liegen (s. Abb. 12). Befindet sich in der Mitte der Spule eine punktförmige Neutronenquelle der Quellstärke Q , so beträgt die von dieser Quelle auf den Silberzähler fallende Neutronen-Intensität

$$J_Q = Q \int_{-y_0}^{+y_0} \frac{r \, d\varphi}{d^2 + (z-y)^2} = 2 \cdot Q \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{y_0}{d} \right)$$

Die entsprechende Quellstärke des Plasmas sei ebenfalls Q , dann beträgt die über die ganze Länge des Plasmas $2z_0$ gleichmässig verteilte Quellstärke pro cm Plasmasäule $Q/2z_0$. Die Intensität der vom Plasma emittierten und auf den Silberzähler fallenden Neutronen ist dann

$$J_P = \frac{Q}{2z_0} \int_{-z_0}^{+z_0} \int_{-y_0}^{+y_0} \frac{r \, d\varphi}{d^2 + (z-y)^2} \, dz = \frac{Q}{2z_0} \left\{ 2(z_0 + y_0) \operatorname{arctg} \left(\frac{z_0 + y_0}{d} \right) - 2(z_0 - y_0) \operatorname{arctg} \left(\frac{z_0 - y_0}{d} \right) - d \cdot \ln \frac{d^2 + (z_0 + y_0)^2}{d^2 + (z_0 - y_0)^2} \right\}$$

Die am Plasma gemessene Intensität haben wir auf die Intensität bei der Eichung mit einer Punktquelle zu beziehen, d.h. mit dem Korrektionsfaktor $K = I_Q / I_P$ zu versehen. Für eine Länge des Plasmas von $2z_0 = 120$ cm, eine Länge des Silberzählers von $2y_0 = 50$ cm und einen Abstand $d = 107$ cm beträgt der Korrektionsfaktor 1,09, für $d = 150$ cm wird $K = 1,05$. Für den bei unserer Eichung gewählten Abstand des Silberzählers von 3,69 m ist diese Korrektion für die 1,50 m lange Spule zu vernachlässigen. Jedoch ist sie für die geplante 5,40 m lange Spule von Bedeutung, da hier schon aus Intensitätsgründen ein gegenüber der Spulenlänge grosser Abstand des Silberzählers nicht infrage kommt. Je nach Ausführung der Theta-Pinch-Anlage und Anordnung des Silberzählers kann es bei grossem Korrektionsfaktor erforderlich werden, den an der Anlage zurückgestreuten Neutronenfluss besonders zu berücksichtigen. Dies kann durch Eichung an mehreren Punkten auf der Spulenachse geschehen.

1. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and D. G. Semak, *Int. J. Radiat. Biol.*, **1**, 263 (1958).

2. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and D. G. Semak, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

3. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and D. G. Semak, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

4. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 1961, LA-3770/02.

5. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Lab. Report No. 64-RL-(36008)* (1964).

6. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

7. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Thermonuclear reactions I*, p. 153; *Int. J. Radiat. Biol.*, **1**, 263 (1958).

8. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

9. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

10. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 1961, LA-3770/02.

11. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Lab. Report No. 64-RL-(36008)* (1964).

12. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

13. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

14. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 1961, LA-3770/02.

15. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Lab. Report No. 64-RL-(36008)* (1964).

16. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

17. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Thermonuclear reactions I*, p. 153; *Int. J. Radiat. Biol.*, **1**, 263 (1958).

18. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

19. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

20. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 1961, LA-3770/02.

21. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Lab. Report No. 64-RL-(36008)* (1964).

22. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

23. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

24. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 1961, LA-3770/02.

25. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Lab. Report No. 64-RL-(36008)* (1964).

26. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

27. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

28. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Proc. of the 4th Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 1961, LA-3770/02.

29. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Lab. Report No. 64-RL-(36008)* (1964).

30. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 831 (1960).

31. J. J. Thomson, R. W. F. Moir, J. A. Ramsden and M. Birich, *Phys. Rev.*, **112**, 857 (1960).

Literaturverzeichnis

- [1] O.A.Anderson, W.R.Baker, S.A.Colgate, J.Ise, Jr. und R.V.Pyle, Phys.Rev. 110, 1375 (1958).
- [2] J.W.Mather und A.H.Williams, Proc.II.United Nations Internat.Conf.Geneva Vol.32, 26 (1958), daselbst weitere Zitate.
- [3] E.Fünfer, H.Herold, G.Lehner, H.Tuczek und C.Andelfinger, Z.f.Naturforschung 14a, 329 (1959).
- [4] J.P.Conner, D.C.Hagerman, J.L.Honsaker, H.J.Karr, J.P.Mize, J.E.Osher, J.A.Phillips und E.J.Stovall Jr., Proc.II. United Nations Internat.Conf.Geneva Vol.32, 297 (1958).
- [5] G.N.Harding, A.N.Dellis, A.Gibson, B.Jones, D.J.Lees, R.W.P.McWhirter, J.A. Ramsden und S.Ward, Proc.II. United Nations Conf.Geneva Vol.32, 365 (1958).
- [6] K.Boyer, W.C.Elmore, E.M.Little, W.E.Quinn und J.L.Tuck, Phys.Rev. 119, 831 (1960).
- [7] D.E.Nagle, W.E.Quinn, F.L.Ribe und W.B.Riesenfeld, Phys.Rev. 119, 857 (1960)
- [8] C.Andelfinger, E.Fünfer, G.Lehner, F.Pohl, U.Seidel, J.Sommer und M.Ulrich, Proc.of the APS Topical Conf.on Pulsed High Density Plasmas Sept.19-22 (1967) LA-3770/G2.
- [9] L.M.Goldman, R.W.Kilb und H.C.Pollock, General Electric Res.Lab.Report No.64-RL-(3600E) (March 1964).
- [10] L.L.House und P.N.Swartztrauber, Physics of Fluids 10, 605 (1967).
- [11] V.J.Kogan, Plasmaphysics and the problem of controlled thermonuclear reactions I, p.153; New York, Pergamon Press 1961.
- [12] C.S.Wu, E.H.Klevans und J.R.Primack, Physics of Fluids 8, 1126 (1965).
- [13] G.Lehner, Z. Physik 206, 284 (1967).
- [14] M.Ogasawara, J.Phys.Soc.Japan 17, 1553 (1962).
- [15] K.Ogawa und T.Honma, Kaku Yugo Kenkyu 7, 19 (1961).
- [16] W.M.MacDonald, M.N.Rosenbluth und Wong Chuck, Phys.Rev. 107, 350 (1957).
- [17] A.Eliot, D.Roaf und P.F.D.Shaw, Proc.Roy.Soc.(London) A 216, 57 (1953).
- [18] C.Andelfinger, E.Fünfer, G.Lehner, H.Paretzke, F. Pohl, U. Seidel, J.Sommer u. M.Ulrich, IPP-Bericht Nr.1/67 (August 1967).
- [19] J.L.Tuck, Nuclear Fusion 1, 201 (1961), daselbst weitere Zit.
- [20] A.O.Hanson und J.L.McKibben, Phys.Rev. 72, 673 (1947).
- [21] W.D.Allen in "Fast Neutron Physics "Ed.by Marion and Fowler Part I, p.374, Interscience Publisher, Inc., N.Y. (1960).
- [22] J.De Pangher und L.L.Nichols, BNWL-260, UC-37 Instruments (TID-4500) (1966).
- [23] F.G.Houtermans und M.Teucher, Z.f.Physik 129, 365 (1951).
- [24] U.Schmidt-Rohr, Z.Naturforschg. 8a, 470 (1953)
- [25] J.De Pangher, Bull.Amer.Phys.Soc., Series II, 5, 370 (1960).
- [26] P.Wunderer, Diss.T.H.München, Lab.f.Techn.Phys. (1957).
- [27] National Bureau of Standard Handbook No.72 U.S.Government Printing Office, Washington D.C. p.9 (1960).
- [28] L.Stewart, Phys.Rev.98, 740 (1955).
- [29] M.E.Anderson und W.H.Bond, Jr., Nucl.Phys.43, 330 (1963).
- [30] H.W.Broek und C.E.Anderson, Rev.Sci.Instr.31, 1063 (1960)
- [31] F.X.Haas, Jr., Nucl.Instr.Meth. 50, 340 (1967).

- [32] R.E.Lapp, H.L.Andrews, Nuclear Radiation Physics 270 (1964).
- [33] M.E.Anderson, Trans.Amer.Nuc.Soc. 7, 246 (1964).
- [34] L.F.Hanson und R.D.Albert, Phys.Rev. 128, 291 (1962).
- [35] D.L.Booth, G.Preston und P.F.D.Shaw, Proc.Phys.Soc. 69A, 265 (1956)
- [36] G.Preston, P.F.D.Shaw und S.A.Young, Proc.Roy.Soc.London, 226A, 206 (1964).
- [37] U.Timm, H.Neuert und B.Elsner, Z.Physik 139, 425 (1954).
- [38] G.Lehner u.F.Pohl, Z.Physik 207, 83 (1967), IPP-Bericht Nr.1/60 (März 1967)
- [39] M.D.Goldberg, S.F.Mughabghab, S.N.Purohit, B.A.Magurno und V.M.May, Neutron Cross Sections Vol.II B, BNL 325 (1966).
- [40] R.M.Freestone, Jr., K.M.Henry, F.J.Muckenthaler, E.A.Straker; ORNL-4134 Neutron Physics Division Annual Progress Report For Period Ending May 31, 1967, p.25.
- [41] M.N.Thompson u.J.M.Taylor, Nucl.Instr.and Meth. 37, 305 (1965)

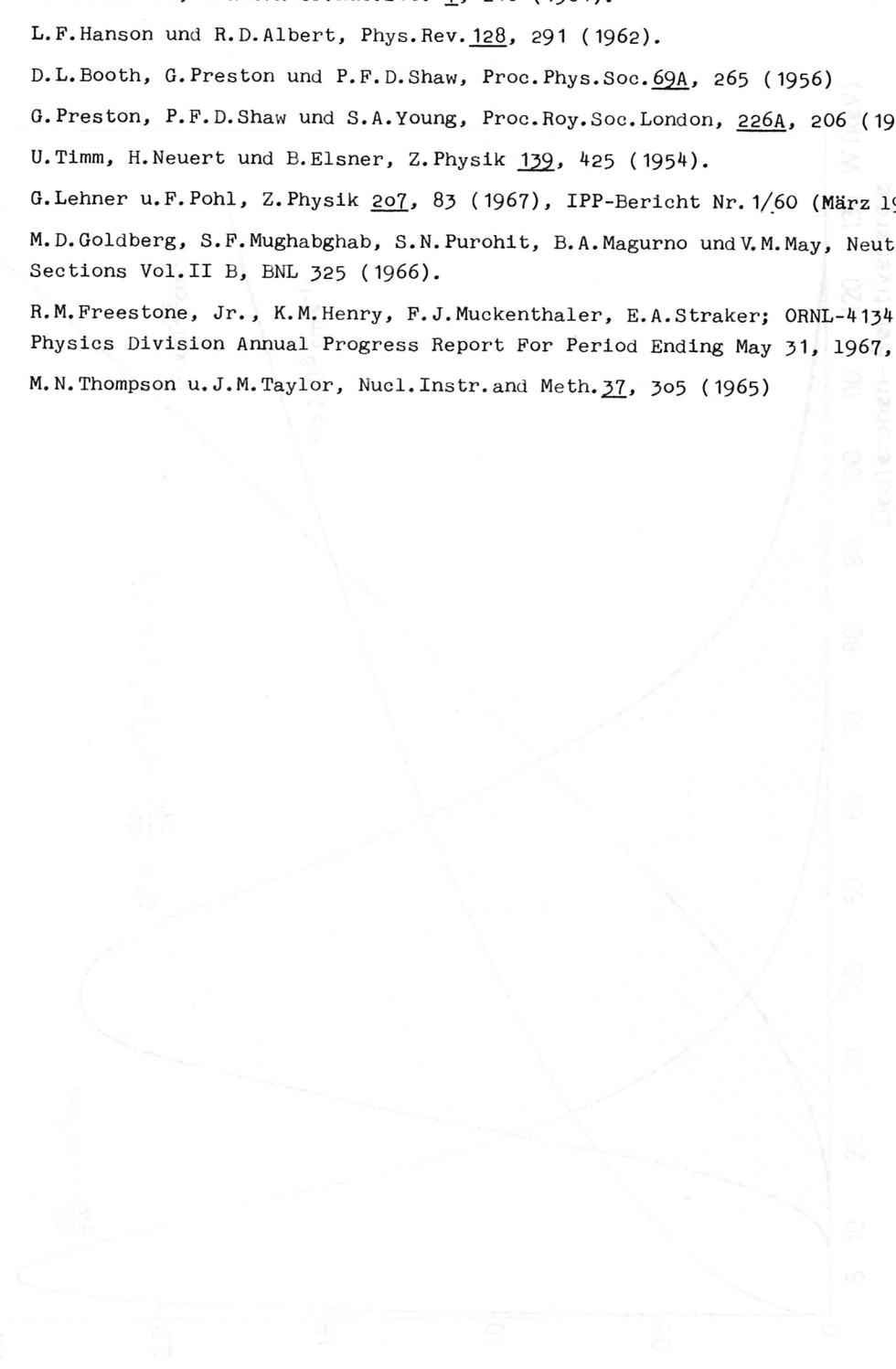


Abb. 1: Neutronenproduktion \bar{v} als Funktion der Deuteronen-Relativenergie v einer dreidimensionalen Maxwell-Verteilung von Deuteronen der mittleren Energie $\langle E \rangle = 7,5$ keV. dn/dv Verteilungsfunktion der Relativenergie der Deuteronen, \bar{v} Wirkungsquerschnitt für $d(d,n)He^3$ -Reaktion, v = Relativgeschwindigkeit der Deuteronen.

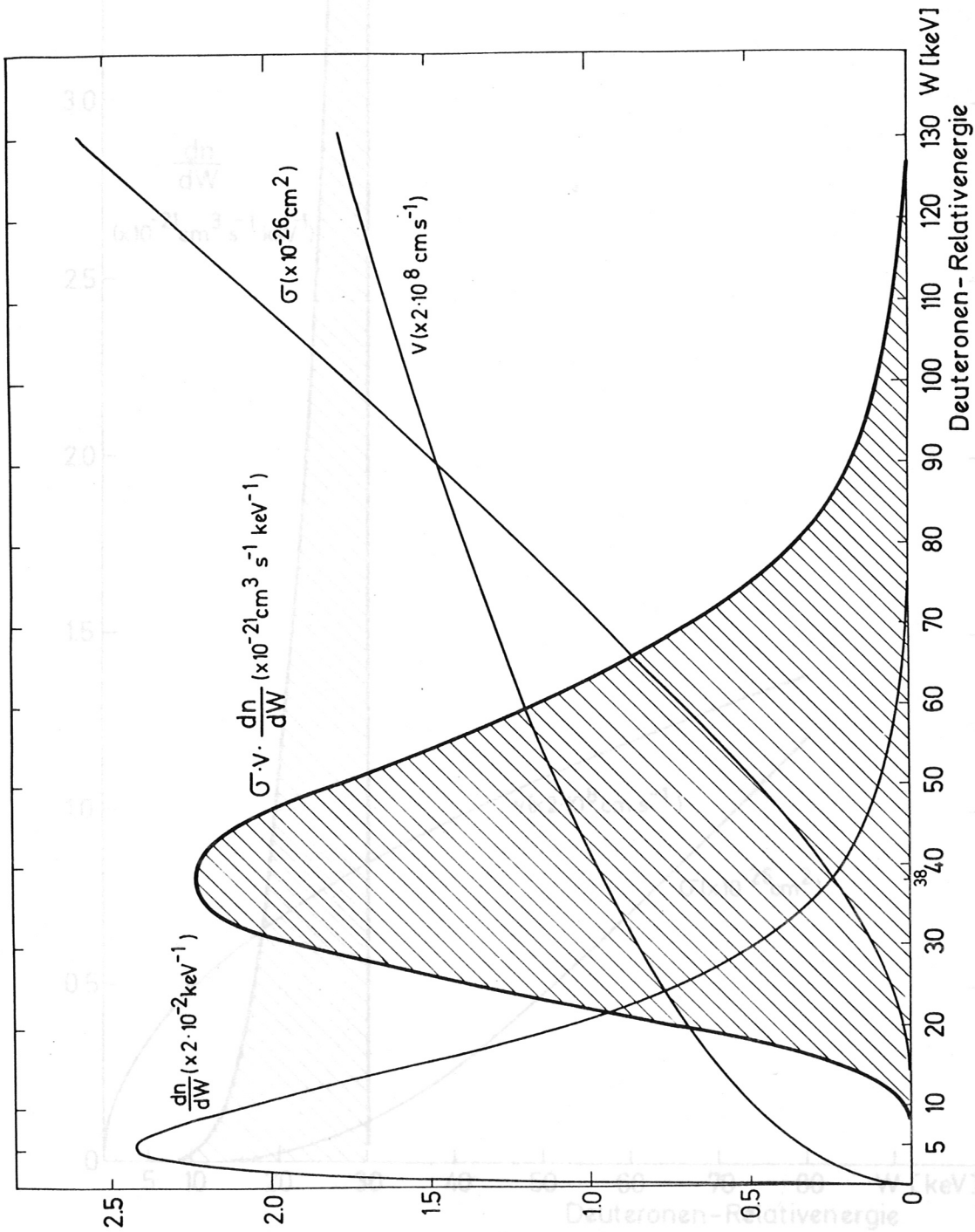


Abb. 1: Neutronenproduktion $\sigma \cdot v \cdot \frac{dn}{dW}$ als Funktion der Deuteronen-Relativenergie W für eine dreidimensionale Maxwell-Verteilung von Deuteronen der mittleren Energie $E = 3/2(kT) = 7,5$ keV. $\frac{dn}{dW}$ Verteilungsfunktion der Relativenergie der Deuteronen, σ = Wirkungsquerschnitt für $d(d,n)\text{He}^3$ -Reaktion, v = Relativgeschwindigkeit der Deuteronen.

Abb. 2: Neutronenproduktion $\sigma \cdot v \cdot \frac{dn}{dW}$ als Funktion der Deuteronen-Relativenergie W für eine dreidimensionale monoenergetische Verteilung von Deuteronen der Energie $E = \frac{1}{2} m_d v^2 = 7,5$ keV. Die Verteilungsfunktion der Relativenergie der Deuteronen ist eine Stufenfunktion vom Betrag $\frac{1}{v}$. σ = Wirkungsquerschnitt für $d(d,n)\text{He}^3$ -Reaktion, v = Betrag der Relativgeschwindigkeit der Deuteronen.

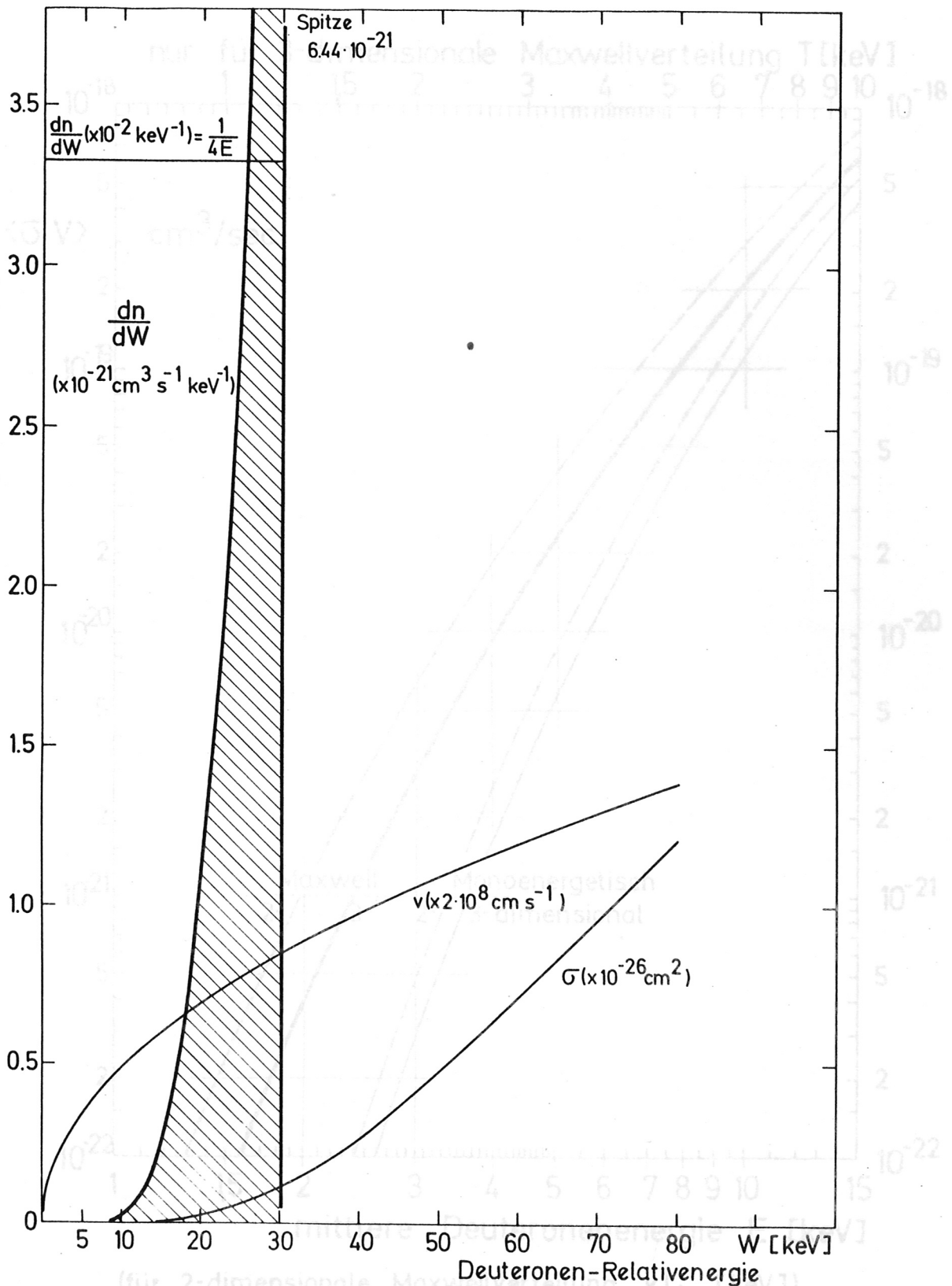
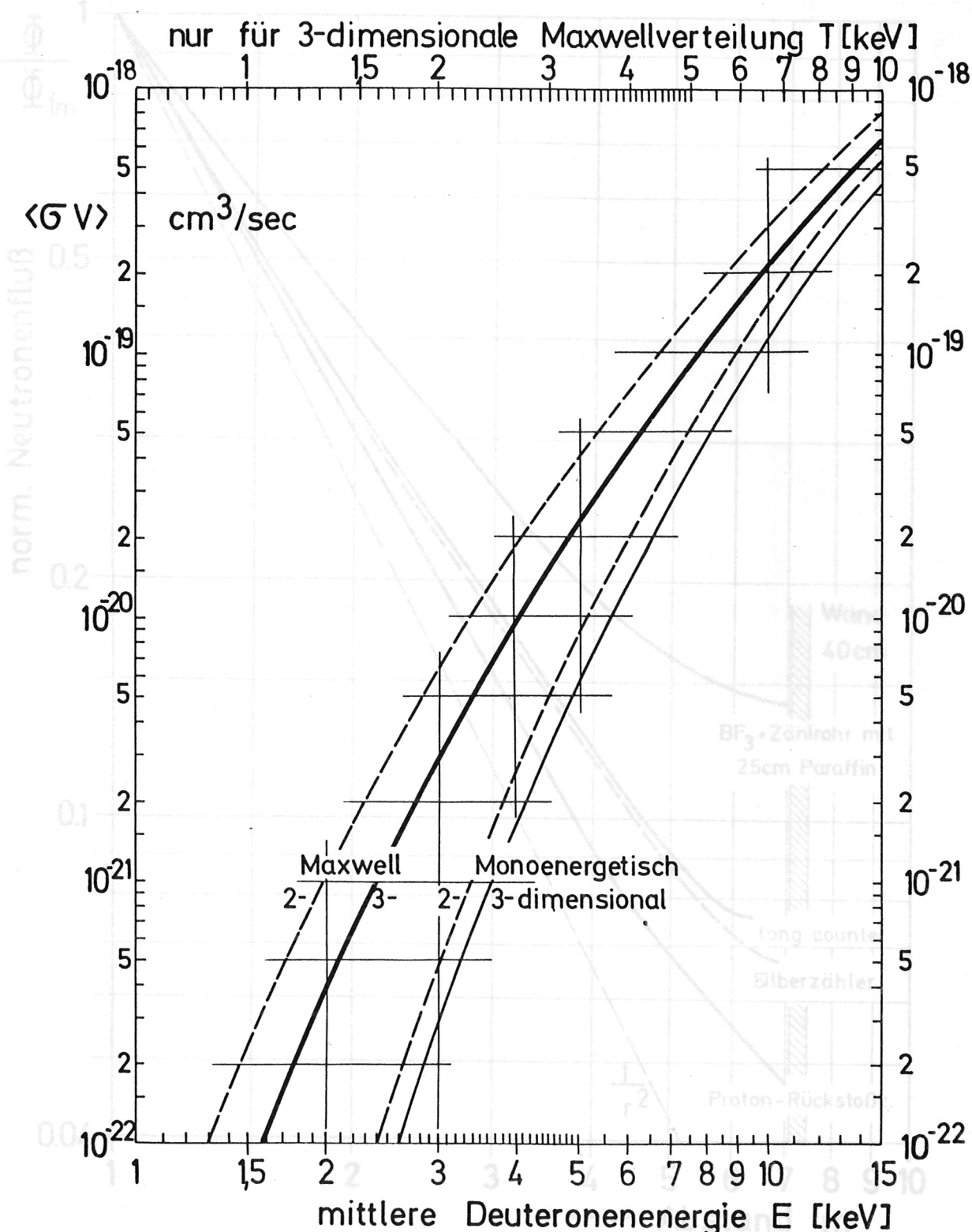


Abb. 2: Neutronenproduktion δ v. $\frac{dn}{dW}$ als Funktion der Deuteronen-Relativenergie W für eine dreidimensionale monoenergetische Verteilung von Deuteronen der Energie $E = m_d u^2/2 = 7,5 \text{ keV}$. Die Verteilungsfunktion der Relativenergie der Deuteronen $\frac{dn}{dW}$ ist eine Stufenfunktion vom Betrag $\frac{1}{4E}$. δ = Wirkungsquerschnitt für $d(d,n)\text{He}^3$ -Reaktion, v = Betrag der Relativgeschwindigkeit der Deuteronen.



(für 2-dimensionale Maxwellverteilung kT_{\perp} [keV])

Abb. 4: Normierte Zählrate verschiedener Typen von Neutronenzählern

Abb. 3: Über verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen gemittelte Wirkungsquerschnitte $\langle \sigma v \rangle$ der $d(d,n)He^3$ - Reaktion als Funktion der mittleren Energie E.
 $E = kT$ bzw. $3/2(kT)$ für 2- bzw. 3-dimensionale Maxwell-Verteilung.
 $E = m_d u_o^2/2$ für monoenergetische Verteilung der Deuteronen.

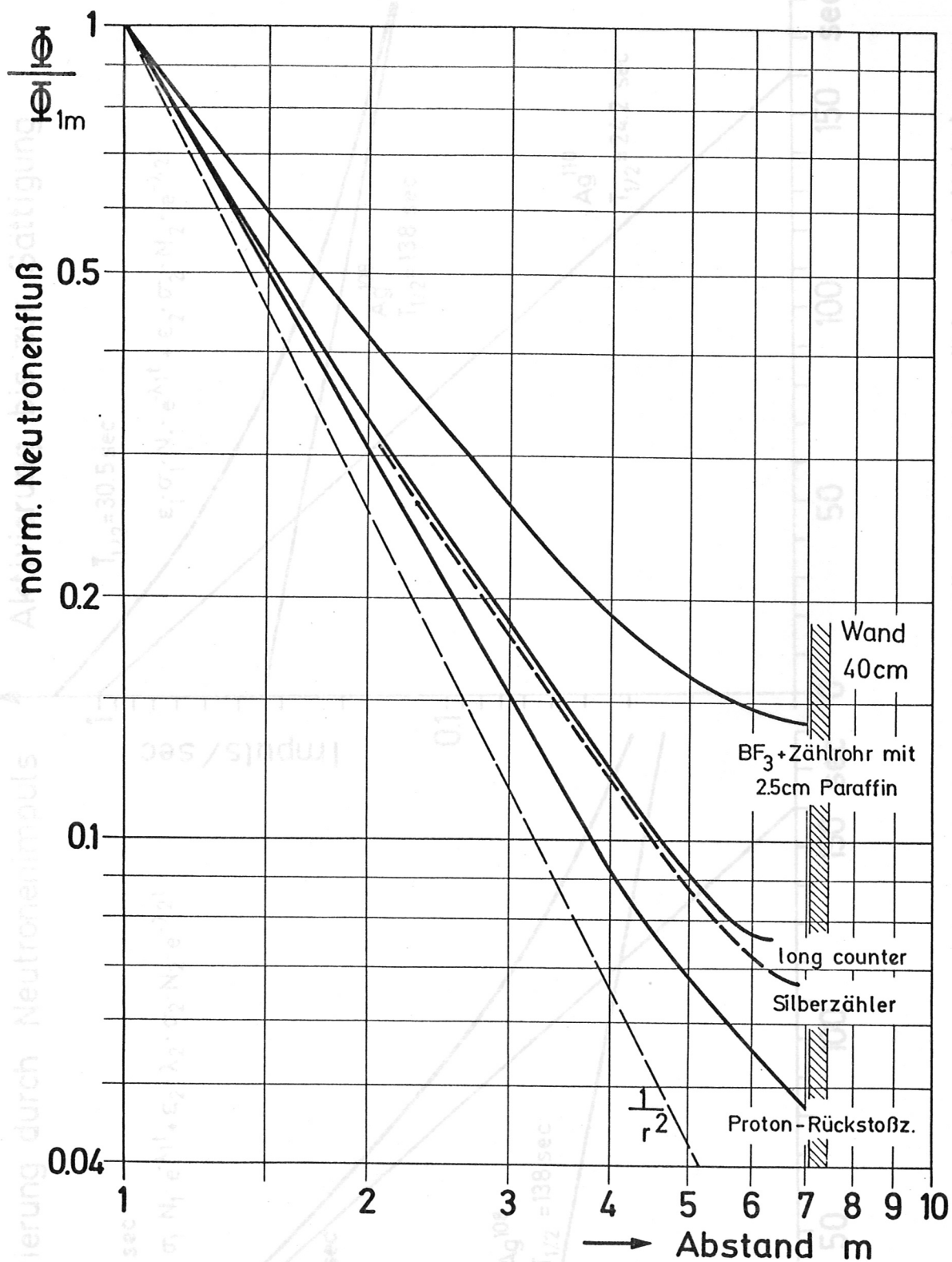


Abb. 4: Normierte Zählrate verschiedener Typen von Neutronenzählern in Abhängigkeit vom Abstand r von der θ -Pinch-Spule in Richtung side on. Neutronengenerator in die Spule eingefahren. Normierung auf 1 für $r = 1$ m.

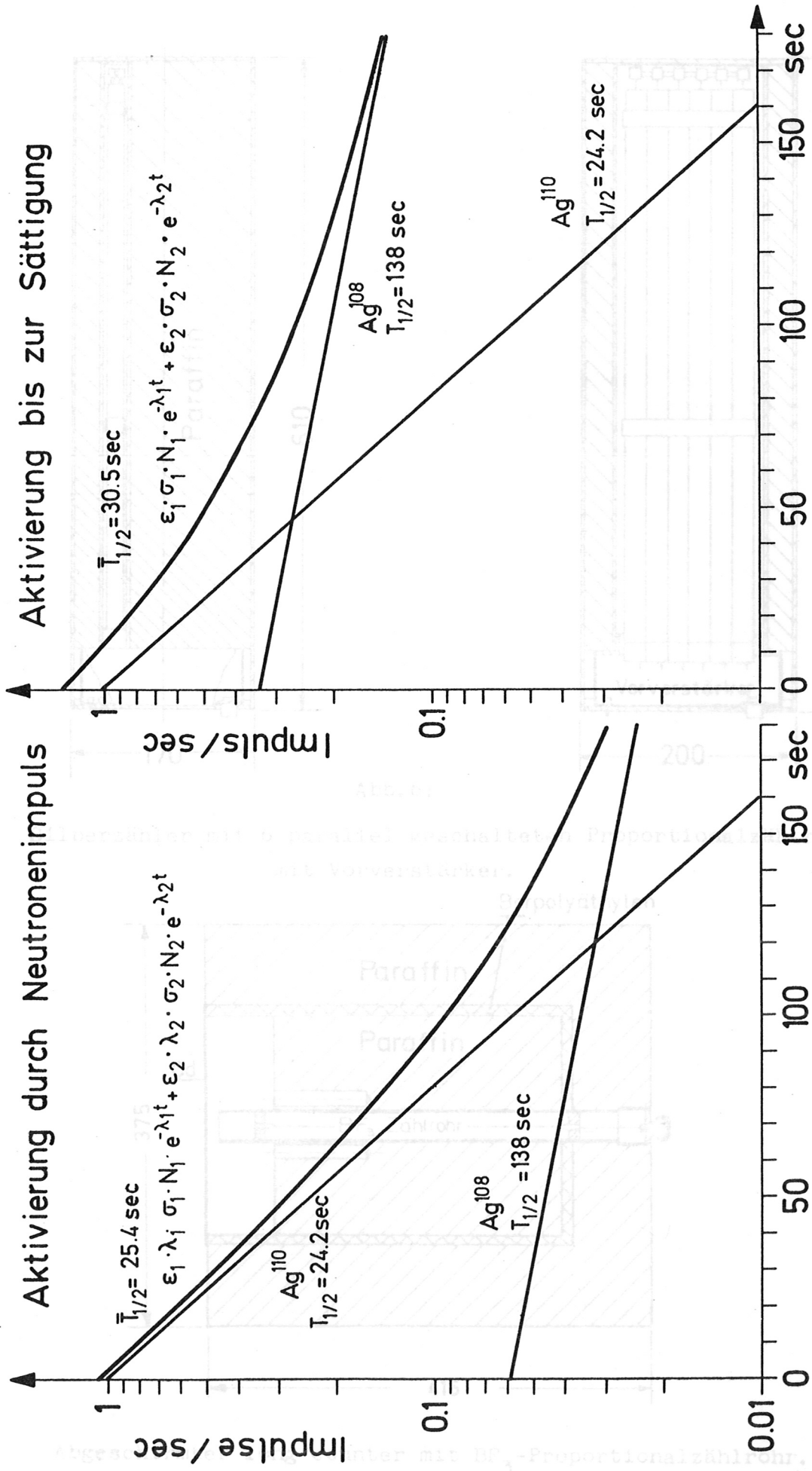


Abb. 5: Zeitlicher Abfall der neutroneninduzierten Aktivität eines Silberzählers bei Aktivierung durch einen Neutronenimpuls sowie Aktivierung bis zur Sättigung.

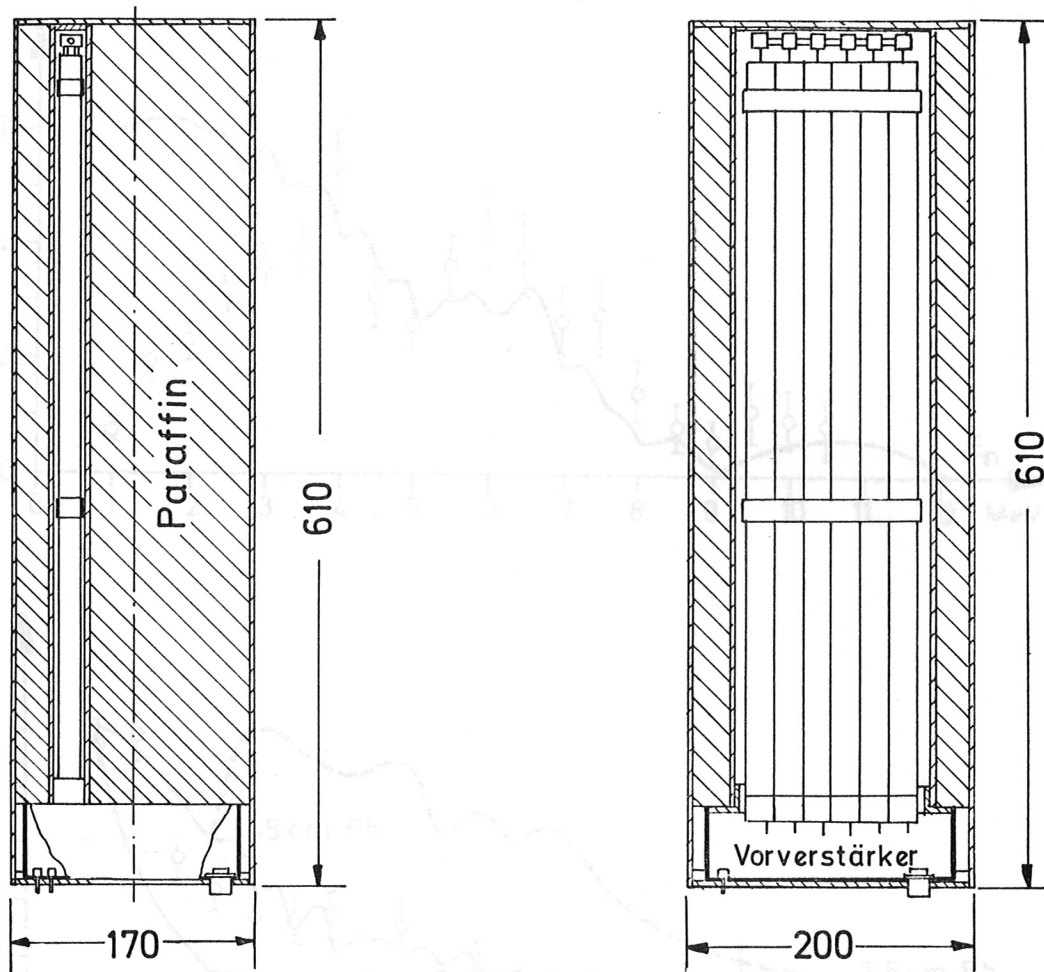
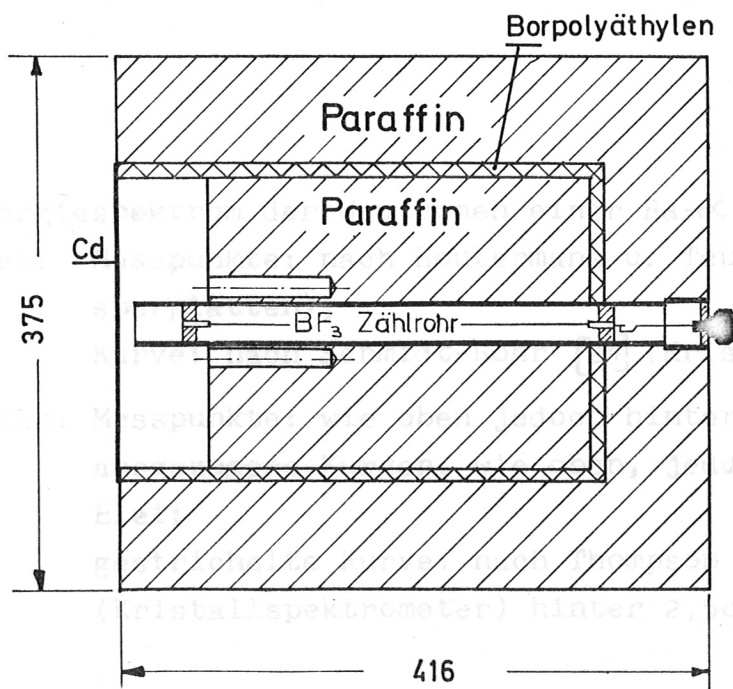


Abb. 6:

Silberzähler mit 6 parallel geschalteten Proportionalzählrohren mit Vorverstärker.



Abgeschirmter long counter mit BF_3 -Proportionalzählrohr.

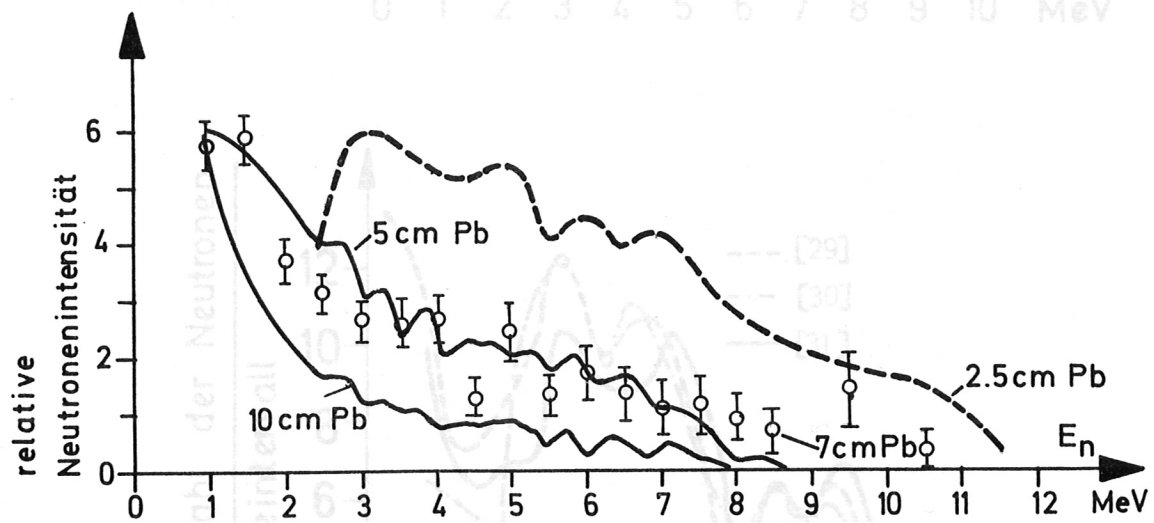
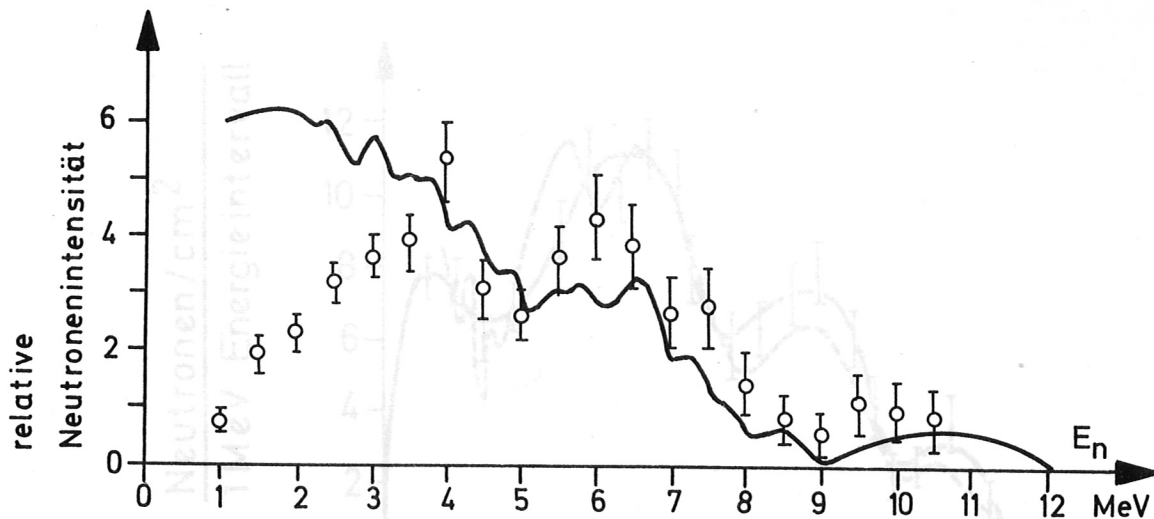


Abb. 7: Energiespektrum der Neutronen einer Ra- α -Be-Quelle;
 oben: Messpunkte: nach Houtermans u. Teucher [23] (Kernspurplatten),
 Kurve: nach Schmidt-Rohr [24] (Kristallspektrometer).

Abb. unten: Messpunkte: wie oben jedoch hinter 7 cm Blei, le.
 oben: ausgezogene Kurven: wie oben, jedoch hinter 5 bzw. 10cm
 Blei; Kernspurplatt.), gestr. Kurve n. Freestone u. a. [40]
 gestrichelte Kurve: nach Thompson u. Taylor [41]
 unten: (Kristallspektrometer) hinter 2,5cm Blei. spurplatten),
 nach Broek u. C.E. Anderson [30] (Kristallspekt.),
 nach Haas [31] (Kristallspektrometer).

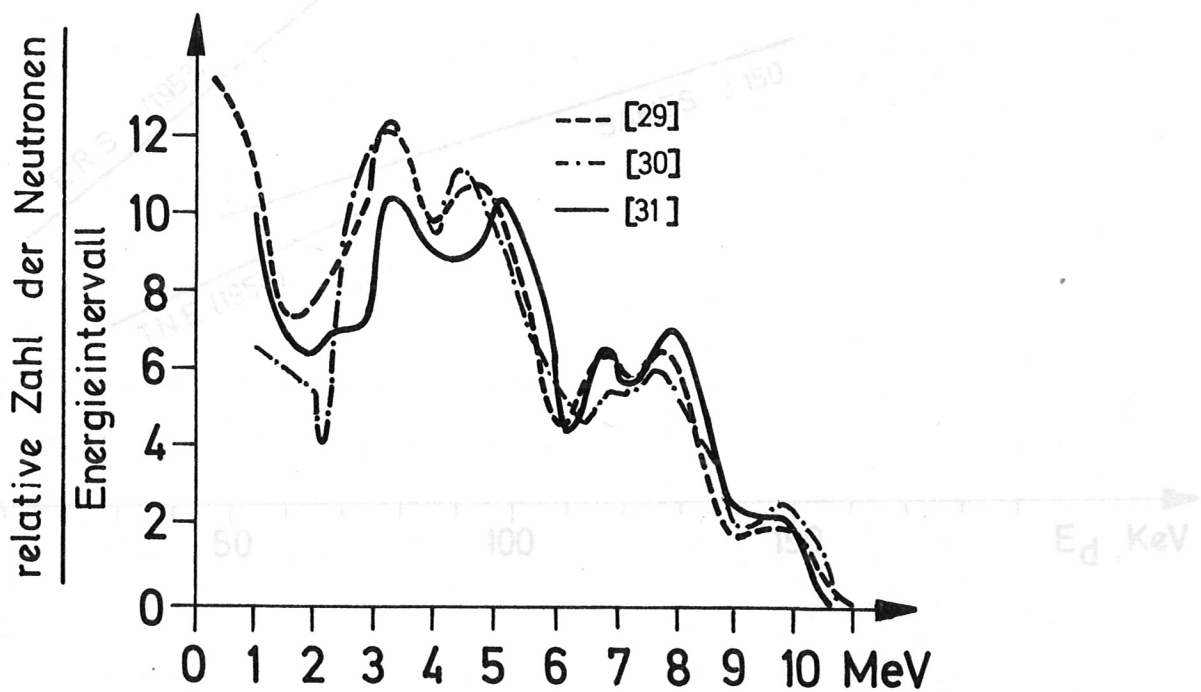
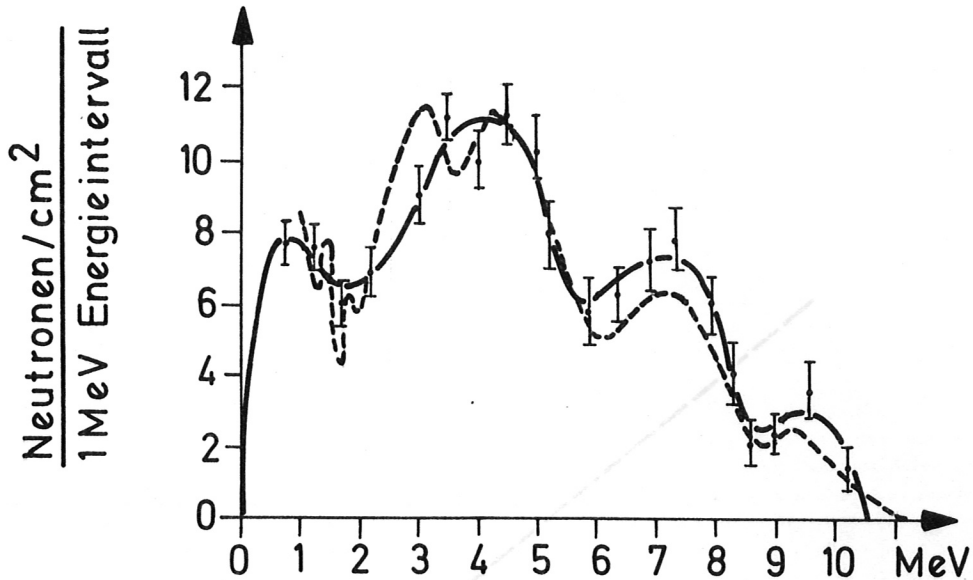


Abb. 8: Energiespektrum der Neutronen einer Pu- α -Be-Quelle.
 oben: ausgezogene Kurve mit Messpunkten nach Stewart [28] (Kernspurplatt.), gestr. Kurve n. Freestone u. a. [40] (organ. Szintill.)
 unten: nach M.E. Anderson u. Bond [29] (Kernspurplatten), nach Broek u. C.E. Anderson [30] (Kristallspekt.), nach Haas [31] (Kristallspektrometer).

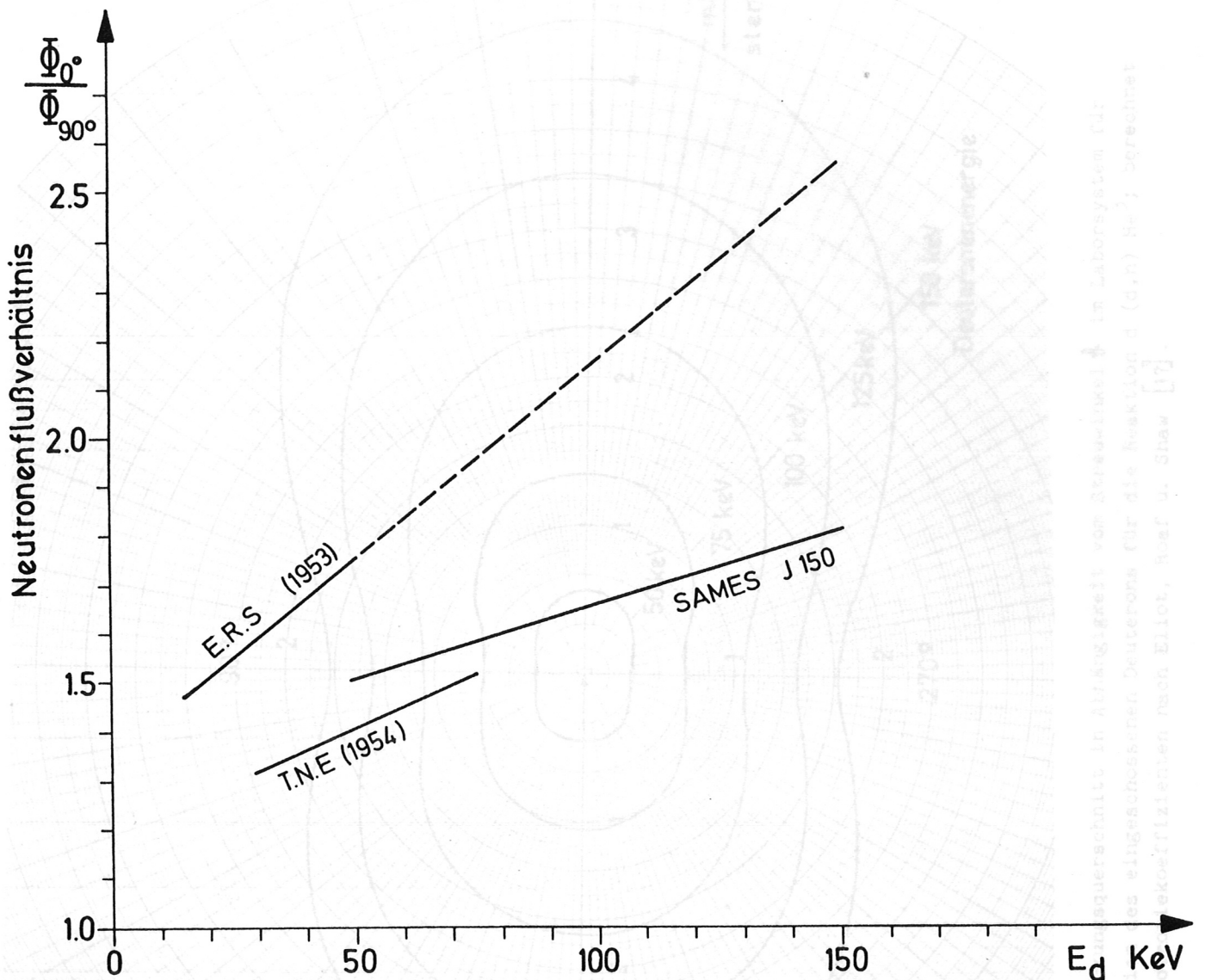


Abb.9: Verhältnis des Neutronenflusses in Richtung des Deuteronenstrahles ($\vartheta = 0^\circ$) zum Neutronenfluss senkrecht zu dieser Richtung ($\vartheta = 90^\circ$) in Abhängigkeit von der Energie des eingeschossenen Deuterons für die Reaktion $d(d,n) \text{He}^3$.

E.R.S. (1953) nach Eliot, Roaf u. Shaw [17],
 T.N.E. (1954) nach Timm, Neuert u. Elsner [37],
 SAMES J 150 eigene Messung mit Neutronengenerator.

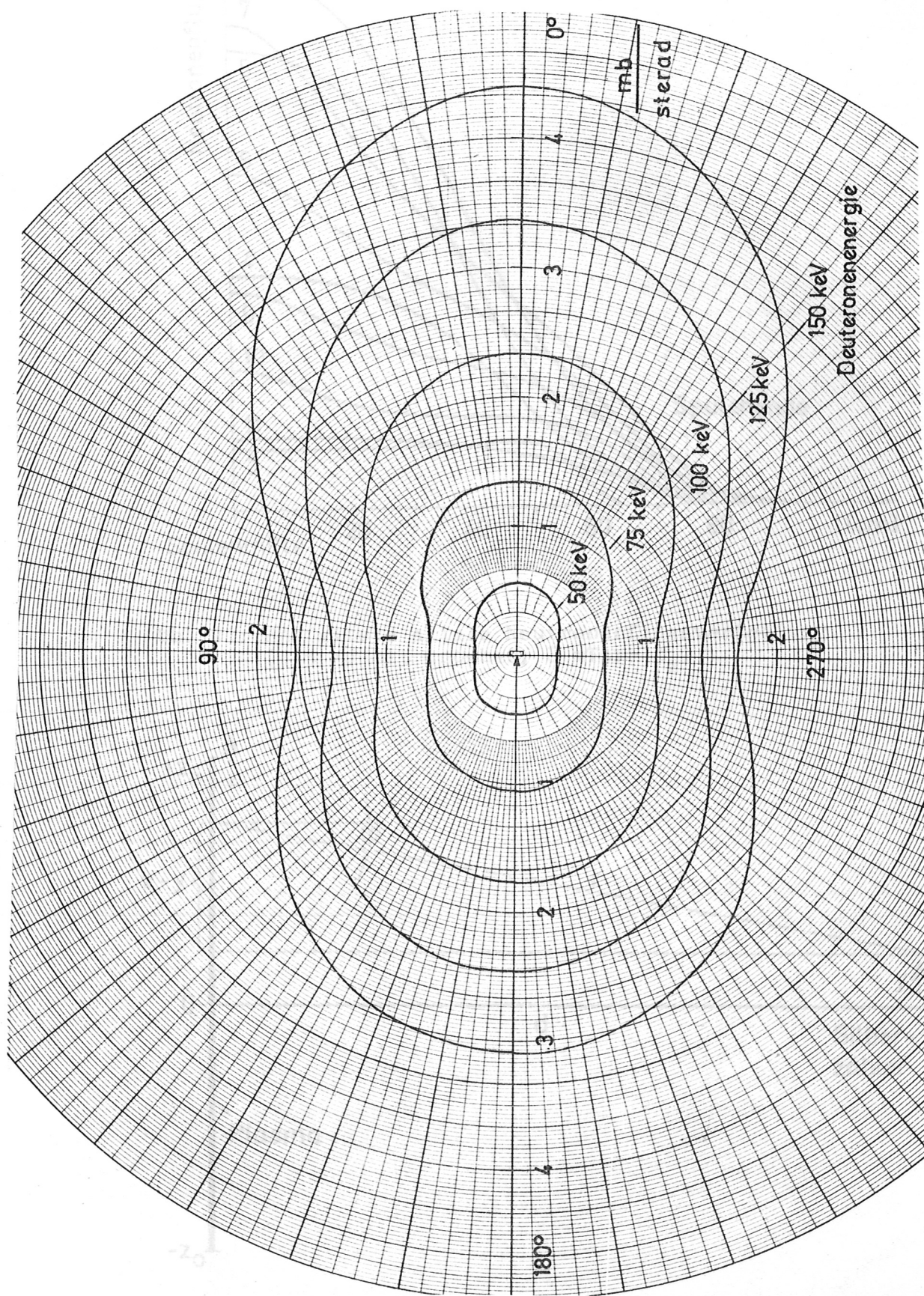


Abb. 10: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ im Laborsystem für verschiedene Energien des eingeschossenen Deuterons für die Reaktion $d(d,n)He^3$; berechnet mit Hilfe des Anisotropiekoeffizienten nach Eliot, Roaf u. Shaw [17].

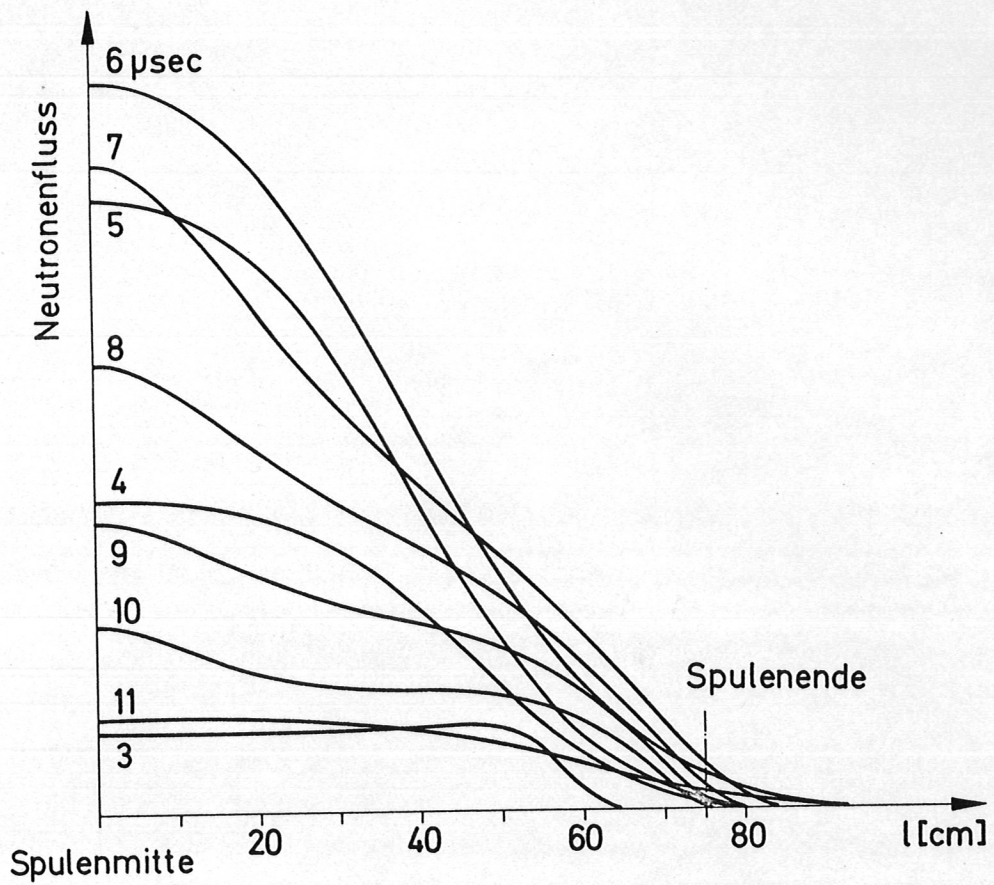


Abb. 11: Entfaltete axiale Neutronenflussverteilung
(1,5 MJ mit crowbar; 8 mTorr D_2)

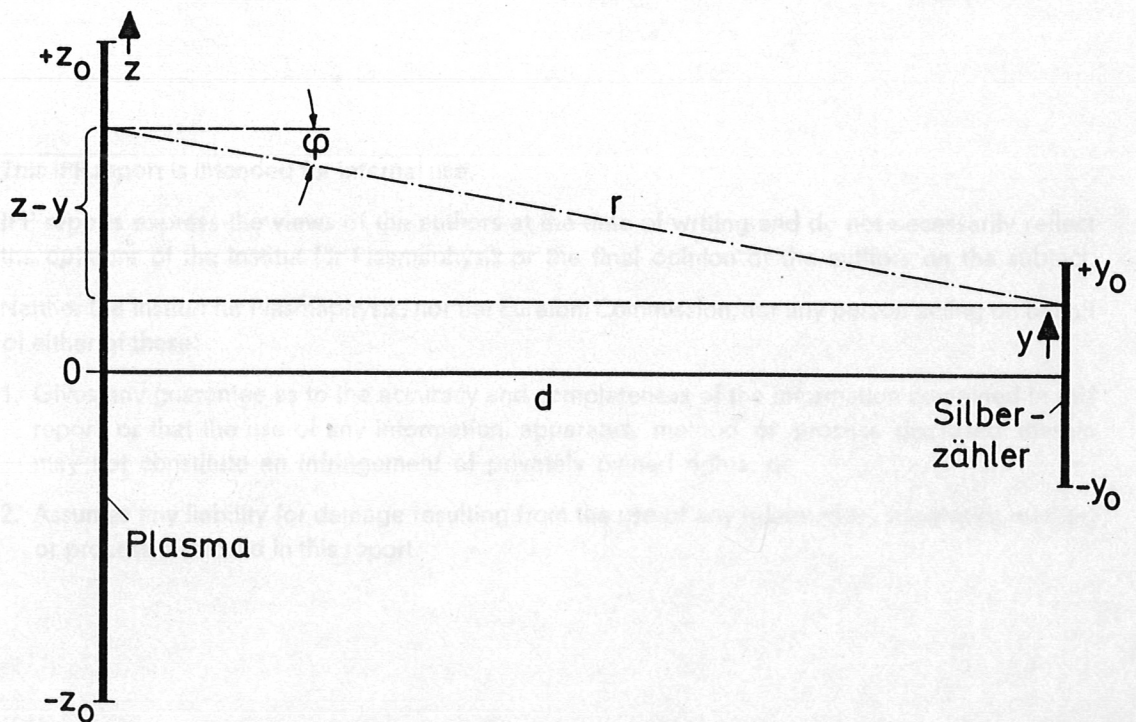


Abb. 12: Hilfsskizze zur Korrektionsbestimmung s. Anhang 3.2