



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Festkörperforschung

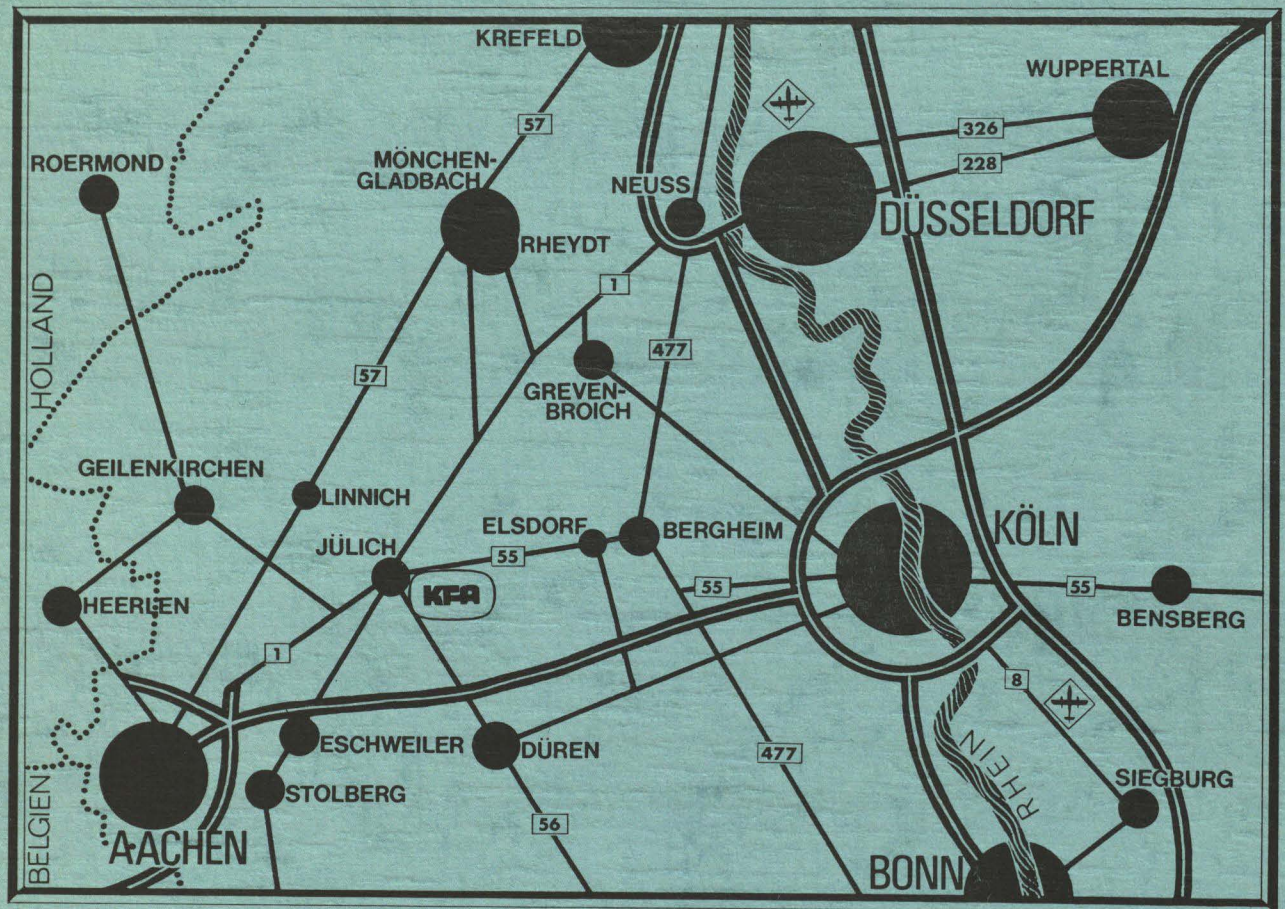
**Strahlqualität und Betriebsverhalten der
Kalten Neutronenquelle mit Neutronenleiter
am Forschungsreaktor FRJ-2 (Dido)**

von

G. Bauer, A. Zinken, A. Tholen

Jül - 1075 - FF
Mai 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1075

Institut für Festkörperforschung Jül - 1075 - FF

Dok.: Neutron Source
 Colt Neutron
 Neutron Moderation
 Neutron Beam
 Neutron Flux Measurement
 Neutron Filter
 Neutron Spectrum

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



Strahlqualität und Betriebsverhalten der Kalten Neutronenquelle mit Neutronenleiter am Forschungsreaktor FRJ-2 (Dido)

von

G. Bauer, A. Zinken, A. Tholen

KURZFASSUNG

In dem vorliegenden Bericht wird im Abschnitt II eine kurze Übersicht über den Gesamtaufbau der Anordnung gegeben, die grundlegenden Eigenschaften des Strahls werden ausführlich behandelt und die Meßanordnung wird skizziert. In den Abschnitten III, IV und V wird dann über die spezielle Eigenschaft der Wismutfilter, den Einfluß der Betriebsparameter der Kalten Quelle auf die Neutronenintensität, die Qualität der Neutronenleiter und die Schwächung des Strahls durch die Externen Strahleinbauten berichtet. Aus der gewonnenen Betriebserfahrung lassen sich Rückschlüsse auf die Optimierung der bestehenden Anlage und die Verbesserung des Systems gewinnen, die im letzten Abschnitt behandelt werden.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	7
II. Gesamtaufbau und Meßanordnung	9
II.1 Strahlrohrein Schub und Strahlrohrführung	9
II.2 Die Intensitätsformel	9
II.3 Meßanordnung	12
III. Die Wismut-Filter	15
III.1 Zweck und Aufbau der Filter	15
III.2 Transmission der warmen Filter	15
III.3 Intensitätsgewinn durch Kühlung der Filter	16
IV. Die Kalte Neutronenquelle	17
IV.1 Der Gewinnfaktor	17
IV.2 Reiner Wasserstoff als Moderator	18
IV.2.1 Variation der Reaktorleistung	18
IV.2.2 Einfluß der Kühlmitteltemperatur und des Druckes im Ausgleichsbehälter	18
IV.2.3 Diskussion der Ergebnisse mit reinem Wasserstoff als Moderator.	19
IV.3 H ₂ -D ₂ -Gemisch als Moderator	20
IV.3.1 Einfluß des Mischungsverhältnisses bei einer Kühlgastemperatur von 14,5 K	20
IV.3.2 Abhängigkeit der Intensitätsfaktoren von den thermodynamischen Größen bei einem Moderatorgemisch von 20 % D ₂ – 80 % H ₂	21
IV.3.3 Diskussion der Ergebnisse mit D ₂ -H ₂ -Gemischen	21
V. Externe Strahleneinbauten	22
VI. Zusammenfassung	23

I. EINLEITUNG

Die Kalte Neutronenquelle am Forschungsreaktor FRJ-2 (Dido) ist seit 1969 im Betrieb. Die aus ihr austretenden subthermischen Neutronen gelangen über einen Neutronenleiter zu den Experimenten. Insgesamt wurden an diesem Neutronenleiter fünf Experimente installiert; eins in der Reaktorhalle und vier in dem 40 m entfernten Externen Neutronenlaboratorium. Über die Kalte Quelle /1/-/6/ und die experimentellen Einrichtungen /7/-/13/ wurde schon mehrfach berichtet und viele Originalarbeiten sind bereits erschienen (in /21/ und /22/ ist ein Teil der Arbeiten zitiert); eine quantitative Analyse der Intensitätsfaktoren, der Strahlqualität sowie des Betriebsverhaltens steht jedoch noch aus. Als Ergänzungen zu den vorausgegangenen Darstellungen sollen hier die Ergebnisse einiger experimenteller Untersuchungen wiedergegeben werden, die den Einflüssen gewidmet waren, die die Betriebsbedingungen der Kalten Quelle und die verschiedenen Strahleinbauten auf die verfügbare Neutronenintensität haben.

Von besonderem Interesse sind dabei die Spezifikationen der Kalten Quelle, des Wismutfilters und der Neutronenleiterstrecke. Die vorliegenden Meßdaten wurden durch Aktivierungsanalyse und Transmissionsmessungen mit und ohne Flugzeitanalyse gewonnen. Zum Teil sind Daten aus Messungen mitverarbeitet, die vor dem Zusammenbau des Strahlrohreinschubes sowie vor und nach der Leistungserhöhung des Reaktors von 15 auf 23 MW vorgenommen wurden.

II. GESAMTAUFBAU UND MESSANORDNUNG

II.1 Strahlrohreinschub und Strahlrohrführung

Der in Fig. 1 dargestellte Strahlrohreinschub enthält neben der Moderatorkammer (1) als dem wesentlichen Bestandteil, das Thermosyphonsystem (2), (3) zum Wärmeaustausch und das zweigeteilte Wismut-Kristallfilter, von dem ein Teil, das Innere Filter (9) von 123 mm Länge durch den He-Kreislauf gekühlt wird. Der Rest, das Äußere Filter (6) mit einer Länge von 397 mm, hat einen separaten Kühlkreislauf mit flüssigem Stickstoff als Kühlmedium. Zwischen den beiden Filtern befindet sich ein Bleitor, mit dem der Strahl bei Bedarf verschlossen werden kann. Den Abschluß bildet ein im äußeren Teil des Einschubes untergebrachtes Teilstück des Neutronenleiterkanals.

Fig. 2 gibt einen Überblick über die gesamte Anlage. Nach der Moderation in der Moderatorkammer (3) wird der Neutronenstrahl durch das gekühlte Wismutfilter von schnellen Neutronen und γ -Strahlung befreit.

Durch vernickelte Glaskanäle mit den Abmessungen $100 \times 100 \text{ mm}^2$ (7) werden die Neutronen aus der biologischen Abschirmung (2) des Reaktors herausgeführt. Innerhalb der Reaktorhalle durchdringt der Strahl den Ablenkkristall (9) des Flugzeitspektrometers /8/. Außerhalb der Reaktorhallenwand (A) ist der Neutronenleiter aus sicherheitstechnischen Gründen unterbrochen. Der Strahl durchtritt hier eine Luftstrecke von ca. 8 cm. Die beiden Enden des evakuierten Neutronenleiters sind mit 1 mm dicken Aluminiumfenstern verschlossen. Unmittelbar vor dem Durchtritt durch die Reaktorhallenwand erfolgt die Aufspaltung in einen geraden (17) und einen gekrümmten (16) Teilstrahl mit 67 und 30 mm Breite und 100 mm Höhe.

Beide Teilstrahle können durch Li^6F -Schieber (11) verschlossen und dadurch unabhängig voneinander genutzt werden. An dem gekrümmten Neutronenleiter mit dem Krümmungsradius 402 m ist die Kleinwinkelstreuanlage /13/ aufgebaut. In dem geraden Teilstrahl befinden sich über die gesamte Breite ein Graphit-Ablenkkristall (28) und der Silizium-Monochromator (27) des Rückstreuспекtrometers /9/ sowie ein Graphit-Doppelmonochromator (30) des hochauflösenden Dreiachsenspektrometers /10/. Der im geraden Strahl befindliche Kristall des Doppelmonochromators kann in Ausnahmefällen über die volle Breite von 67 mm gefahren werden. Hinter diesem Kristall ist der Strahlquerschnitt auf $30 \times 100 \text{ mm}^2$ verengt und trifft schließlich auf den mechanischen Geschwindigkeitsselektor (29) des Fehlordnungsspektrometers /11/. Beide Teilstrahle durchtreten in ihrem Verlauf mehrere Luftstrecken, deren Lage aus Fig. 2 ersichtlich ist. Einschließlich den bereits erwähnten 8 cm an der Reaktorwand (Position A) beträgt die gesamte Luftstrecke bis zum Ende des gekrümmten Neutronenleiters vor der Probenposition ca. 115 cm, davon auf der Bühne (Position C) 3 cm, am mechanischen Geschwindigkeitsselektor (Position D) 92 cm und zwischen dem Ende des Neutronenleiters und dem Beginn der Kollimatorstrecke 12 cm. Im geraden Neutronenleiter sind die Luftstrecken am Dopplerkristall (Position B) des Rückstreuспекtrometers 35 cm, am mechanischen Geschwindigkeitsselektor 3 cm lang.

II.2 Die Intensitätsformel

Für Betrachtungen bezüglich Intensitätsfragen bei Neutronenstreuexperimenten wird günstigerweise die von Maier-Leibnitz (14) eingeführte Darstellung im Geschwindigkeitsraum verwendet:

Wenn in einem Reaktor thermisches Gleichgewicht zwischen den Neutronen und dem Moderator besteht, so ist die Phasenraumdichte der Neutronen gegeben durch /15/

$$\frac{d^6 n}{dV_p} = \frac{\phi}{2\pi} \cdot \frac{m}{h^4 k_T^4} \cdot \exp \cdot (-h^2 k^2 / 2m k_B T) \quad (1)$$

wobei $dV_p = dx \cdot dy \cdot dz \cdot h^3 \cdot dk_x \cdot dk_y \cdot dk_z$ das Volumenelement des Phasenraumes bezeichnet. $h k_x$, $h k_y$, $h k_z$, sind die Komponenten des Neutronenimpulses in den Raumkoordinaten x, y, z , ϕ ist der isotrope Fluß des Reaktors, k_B die Boltzmann-Konstante und $h k_T$, der Impuls bei der Temperatur T ist gegeben durch $k_T = \sqrt{2mk_B T/h}$. Wenn $v_z = dz/dt = h k_z/m$ die Geschwindigkeitskomponente der Neutronen senkrecht zu einem Flächenelement $df = dx \cdot dy$ ist, so ist der Neutronenstrom durch dieses Flächenelement:

$$\frac{dI'}{dt} = df \iiint \frac{d^6 n}{dV_p} \cdot \frac{h k_z}{m} \cdot h^3 \cdot dk_x \cdot dk_y \cdot dk_z \quad (2)$$

df, dk_x, dk_y und dk_z sind im allgemeinen durch die experimentellen Gegebenheiten festgelegt. Die neutronenoptischen Hilfsmittel, die für den Aufbau eines Experimentes benutzt werden, bedingen eine Reihe von Schwächungsfaktoren $f_n(k)$, die im allgemeinen von Betrag und Richtung des Neutronenimpulses abhängen. Um die am Experiment nutzbare Neutronenintensität zu erhalten, sind diese N Schwächungsfaktoren in Gl. (2) einzuführen:

$$\frac{dI}{dt} = df \iiint \frac{d^6 n}{dV_p} \cdot \frac{h k_z}{m} \cdot \prod_{n=1}^{N_z} f_n(k_z) \cdot h^3 \prod_{n=1}^{N_x} f_n(k_x) dk_x \prod_{n=1}^{N_y} f_n(k_y) dk_y dk_z \quad (3)$$

wobei als erste Näherung die Schwächungsfaktoren k_x , k_y und k_z als voneinander unabhängig angenommen wurden.

Die verschiedenen Bauelemente beeinflussen in sehr unterschiedlicher Weise die Intensität des Neutronenstrahls in Abhängigkeit vom Neutronenimpuls, wobei dies zum Teil durchaus den experimentellen Wünschen entspricht (z.B. Entfernen schneller Neutronen aus dem Strahl durch Filter, vgl. Kap. III), häufig aber, z.B. im Falle von Unterbrechungen in der Neutronenleiterstrecke zu unerwünschten Verlusten führt. Obgleich später (Kap. V.) über die Neutronenleiterstrecke getrennt berichtet wird, sei hier kurz die 'natürliche' Transmissionsfunktion eines Neutronenleiters eingeführt: Wenn z parallel zur Achse des Neutronenleiters liegt, gilt für die übertragenen Neutronenimpulse die Einschränkung $k_x, k_y \leq k_z \cdot \gamma$, wobei γ der Totalreflektionswinkel der Neutronenleiterwände ist.

Unter Berücksichtigung von Reflexionsverlusten kann diese Tatsache durch einen Schwächungsfaktor f_N ausgedrückt werden, der folgende Form hat:

$$\begin{array}{ll} f_N = 0 & \text{für } k_x, k_y > k_z \cdot \gamma \\ f_N = f_R^X & \text{für } k_x, k_y \leq k_z \cdot \gamma \end{array}$$

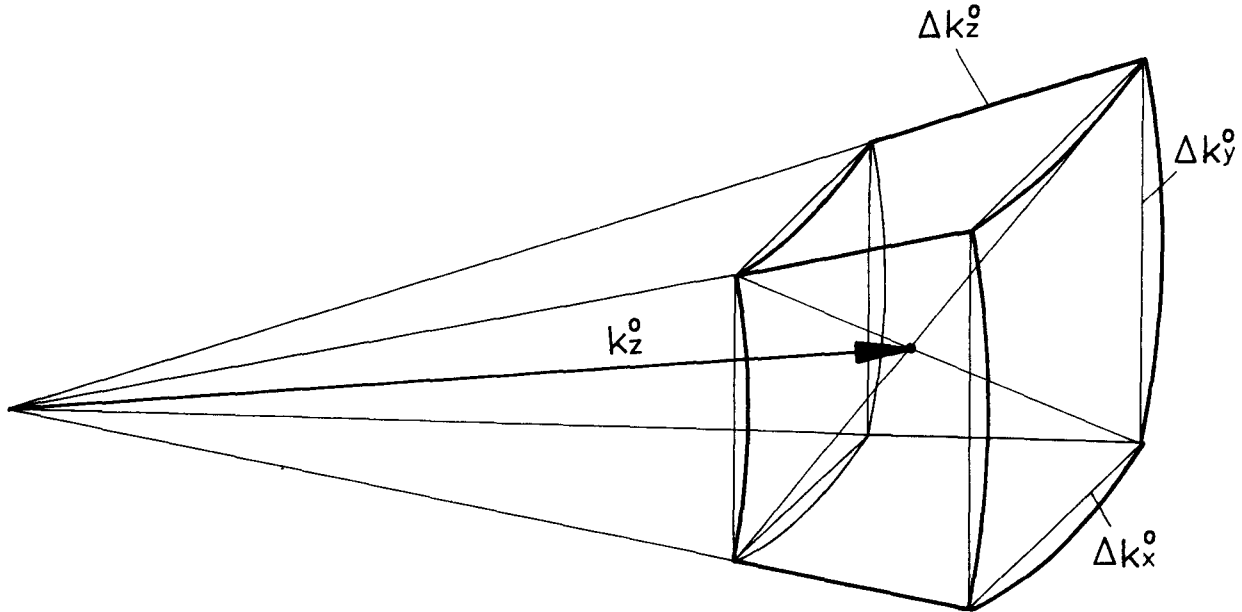
X ist in etwa die Zahl der Reflexionen, die ein Neutron von Anfang bis Ende der Neutronenleiterstrecke im Mittel erfährt. f_R gibt den Reflexionsgrad der Neutronenleiterwände an. Für ideale Neutronenleiter ist $f_R = 1$.

Der Totalreflexionswinkel γ ist für $\gamma \ll 1$ proportional zur Wellenlänge der Neutronen: $\gamma = \lambda \cdot \frac{\sqrt{N_A \cdot b_{coh}}}{\pi}$

b_{coh} = mittlere Streulänge des Wandmaterials

N_A = Atomdichte des Wandmaterials.

Für $\gamma \ll 1$ kann auch $k_z \approx |k| = 2\pi/\lambda$ gesetzt werden, wobei sich ergibt: $k_x^{max} = k_y^{max} = \sqrt{4\pi N_A \cdot b_{coh}}$. Letztere Relation ist allgemein gültig.



Bei einem Experiment werden meistens Neutronen eines bestimmten Impulsintervalls Δk_z^0 aus dem Strahl ausgeblendet. Bezeichnet man den mittleren Impuls der einfallenden Neutronen mit $\hbar k_z^0$ und die vom Neutronenleiter übertragenen Impulsintervalle mit Δk_x^0 und Δk_y^0 (vgl. Skizze), so können die Schwächungsfaktoren über diese endlichen Intervalle der Impulskomponenten gemittelt werden. Gl. (3) kann dann nach Einsetzen von Gl. (1) näherungsweise geschrieben werden:

$$\frac{dI}{dt} = df \cdot \frac{\phi}{2\pi} \cdot \frac{k_z}{k_T} \cdot \exp(-k_z^0/k_T)^2 \cdot \prod_{n=1}^N f_n(k_o) \Delta k_x^0 \Delta k_y^0 \Delta k_z^0 \quad (4)$$

$f_n(k_o) = 1/\Delta^3 k_o \int_{\Delta^3 k_o} f_n(k_x) f_n(k_y) f_n(k_z) dk_x dk_y dk_z$ bezeichnet dabei den über das Impulsraumelement $\Delta^3 k_o = \Delta k_x^0 \Delta k_y^0 \Delta k_z^0$ gemittelten Schwächungsfaktor eines bestimmten Bauelementes. In dieser Arbeit wird die Intensität als Funktion der Neutronenwellenlänge λ angegeben. Deshalb sei auch Gl. (4) als Funktion von λ dargestellt. Mit den Beziehungen $k = 2\pi/\lambda$ und $\Delta k_x \cdot \Delta k_y / k_z^2 = \Delta\Omega$ (Raumwinkелеlement) ergibt sich:

$$\frac{dI}{dt} = df \cdot \frac{\phi(\lambda)}{2\pi} \cdot \frac{\lambda T^4}{\lambda_o^4} \cdot \exp(-\lambda_T^2/\lambda_o^2) \cdot \prod_{n=1}^N f_n(\lambda) \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta\lambda \quad (5)$$

für die im Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ nutzbare Intensität.

Führt man außerdem noch den Gewinnfaktor der Kalten Quelle $G(\lambda)$ explizit ein und setzt T_{eff} für die effektive Temperatur des Schwerwassermoderators, so erhält man schließlich

$$\frac{dI}{dt} = df \cdot \frac{\phi(\lambda)}{2\pi} \cdot \frac{\lambda T_{eff}^4}{\lambda_o^4} \cdot G(\lambda) \cdot \exp(-\lambda_{Teff}^2/\lambda_o^2) \cdot \prod_{n=1}^N f_n(\lambda) \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta\lambda. \quad (6)$$

Nach einer kurzen Beschreibung der verwendeten Meßanordnung werden die experimentellen Untersuchungen über die Einflüsse der einzelnen Baugruppen z.T. unter verschiedenen Betriebsbedingungen wiedergegeben.

II.3 Meßanordnung

Zur Durchführung der Flugzeitmessungen im Primärstrahl wurde in Position 2 in Fig. 2 ein Scheiben-Chopper und in Position 1 ein Detektor eingebaut. Die Meßanordnung ist in Fig. 4 dargestellt.

Der mit 50 Hz rotierende Chopper läßt bei einer Schlitzbreite von 1° alle 20 ms einen Neutronenpuls von ca. $55 \mu\text{s}$ Dauer durch. An dem 5,095 m entfernten Detektor kommen die Neutronen entsprechend ihrer unterschiedlichen Fluggeschwindigkeiten zeitlich getrennt an. Der Zeitabstand zwischen dem Durchtritt durch den Chopperschlitz und der Ankunft am Detektor wird für jedes Neutron in dem entsprechenden Kanal registriert. Dazu wird gleichzeitig mit dem Öffnen des Neutronenstrahls durch den Chopper über eine Lichtschranke der Zeitnullpunkt für die Flugzeitmessung festgelegt. Dieser Puls wird außerdem zur Synchronisierung des Taktgebers für die Kanalfortschaltung verwendet, so daß eine maximale Zeitunsicherheit von $0,5 \mu\text{s}$ erreicht wird. Im Vergleich zu einer Kanalbreite von $78 \mu\text{s}$ bei 256 Kanälen ist dies ein vernachlässigbarer Wert.

Für die Messungen wurde die Elektronik des Fehlordnungsspektrometers /11/ verwendet. Die Spektren wurden nach Beendigung einer Messung vom PDP 8/I - zum Siemens-Rechner 305 im Zentrallabor für Elektronik transferiert. Mittels eines interaktiven Display-Terminals konnten dort Rechenprogramme aufgerufen werden, die praktisch die gesamte Datenauswertung vom Meßplatz aus ermöglichten. Die Resultate wurden graphisch auf dem Bildschirm dargestellt und auf Papier kopiert. Für den Zusammenhang zwischen Kanalnummer n und der Wellenlänge λ der nachgewiesenen Neutronen gilt die Beziehung:

$$\lambda = \frac{h}{m} \cdot \frac{\Delta t_k}{1} \left(n - \frac{1}{2} - a \right) \quad (7)$$

h ist das Planck'sche Wirkungsquantum, m die Neutronenmasse und Δt_k die Öffnungszeit pro Kanal. Die Konstante a berücksichtigt eine mögliche Zeitverschiebung zwischen dem Öffnen des Neutronenstrahls und dem Unterbrechen der Lichtschranke durch den Chopper. Sie ist experimentell bestimmbar entweder durch Variation der Chopperfrequenz oder der Flugstrecke oder durch Eichen mit einer bekannten charakteristischen Stelle im Flugzeitspektrum. Im vorliegenden Fall bot sich die letzte Methode an, da wegen der bekannten Orientierung des Bi-Filters charakteristische Strahlschwächungen genau bekannter Lage vorgefunden wurden. Dabei wurde das durch die unterschiedliche Temperatur der beiden Teilfilter verstärkt auftretende Minimum bei $7,89 \text{ \AA}$, das dem [111]-Reflex des Wismutkristalls entspricht, mit der zugehörigen und genau bekannten Kanalnummer für die Kalibrierung des Spektrums verwendet. Durch Anpassung an diese Stelle ergab sich $a = 1,16$. Hiermit lassen sich die in Tab. 1 aufgeführten Reflexe einwandfrei zuordnen. Dies war eine zusätzliche Kontrolle für die Genauigkeit der Meßanordnung und der Lage des Spektrums.

Die Flugzeitauflösung der Anordnung ergibt sich aus der Summe der Varianzen:

a) Öffnung des Choppers: Da beide Spalte gleich sind, ist der zeitliche Verlauf der Chopperöffnung dreieckförmig mit einer Basisbreite von $\Delta t_c = 55 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ mit der Varianz $\sigma_c = \Delta t_c^2 / 6 = 5,14 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^2$.

b) Detektordurchmesser: Der verwendete Detektor ist mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon > 98 \%$ im gesamten untersuchten Spektralbereich als schwarz anzusehen und kann außerdem wegen der davor befindlichen Blende als gleichmäßig dick über die ganze Breite betrachtet werden. Für die Varianz der Flugzeitunsicherheit aufgrund des Nachweisortes gilt dann: $\sigma_D = \tau_D^2$, wobei τ_D die mittlere Lebensdauer eines Neutrons im Detektorvolumen ist. Bei 10 at ^3He ist für $v_n = 2200 \text{ m/sec}$ $\tau_D = 3 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ und somit wird $\sigma_D = 9 \cdot 10^{-12} \text{ sec}^2$.

c) Endliche Kanalbreite τ_k : Die Aufnahmebereitschaft eines Flugzeitkanals ist eine Rechteckfunktion der Breite τ_k . Daraus folgt für die Varianz $\sigma_k = \tau_k^2 / 12$. Mit $\tau_k = 39 \mu\text{s}$ folgt: $\sigma_k = 1,26 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^2$.

Da die Überlager vieler Auflösungsbeiträge unterschiedlicher Form schließlich in guter Näherung zu einer Gauß-Verteilung führt, folgt für die Halbwertsbreite der gesamten Auflösungsfunktion:

$$\Delta t_{1/2} = 2,354 \cdot \sqrt{\sigma_c + \sigma_\gamma + \sigma_D + \sigma_k} = 60 \mu\text{s}$$

entsprechend 0,77 Kanälen für praktisch alle Wellenlängen.

Um einen Überblick über die im Neutronenleiter auftretenden Intensitätsverluste zu gewinnen, wurden an mehreren Stellen Absolutmessungen durch Goldfolienaktivierung durchgeführt. Die Bestrahlungspositionen sind in Fig. 2 mit großen Buchstaben in Kreisen angegeben. Die Sonden waren in einem Al-Raster in der in Fig. 19 gezeigten Weise angeordnet. Der Neutronenfluß ergibt sich aus der Beziehung:

$$\phi_a(\lambda) = \int_{\lambda=0}^{\infty} \phi_1(\lambda) d\lambda [1 - \exp(-\Sigma_o D \frac{\lambda}{\lambda_o})] \quad (8)$$

Es bedeuten: $\phi_a(\lambda)$ den in der Folie absorbierten Neutronenfluß, $\phi_1(\lambda)$ den Neutronenfluß vor der Goldfolie, Σ_o den Aktivierungsquerschnitt der Folie, λ_o die Wellenlänge bei $v_n = 2200 \text{ m/s}$ und D die Foliendicke. Durch Vereinfachung und durch Einführen der Folienaktivität als Ausdruck für $\phi_a(\lambda)$ ergibt sich der mittlere Neutronenfluß zu:

$$\phi_1 = \frac{A(t_b)}{[1 - \exp(-\alpha t_b)] \Sigma_o D \frac{\lambda_s}{\lambda_o}} \quad (9)$$

Dabei ist $A(t_b)$ die Folienaktivität am Ende der Bestrahlungszeit, α die Zerfallskonstante und t_b die Bestrahlungszeit. Die mit der beschriebenen Methode gemessenen Flußdichten sind in Tab. 5 wiedergegeben. Die dort angegebenen mittleren Flußdichten sind auf den Schwerpunkt des in Fig. 3 gezeigten Spektrums ($\lambda_s = 5,38 \text{ \AA}$) bezogen. Es wurde an allen Stellen des geraden Neutronenleiters die gleiche Form des Spektrums angenommen, da getrennte Messungen nicht vorlagen. Für den gekrümmten Neutronenleiter ergibt sich wegen der Verschiebung zu den größeren Wellenlängen (λ_s ca. $7 \text{ \AA}$) ein Fehler von ca. +30%.

Die gemessene Flußverteilung über dem Querschnitt des Neutronenleiters ist für die Positionen A,B,C,D und E in Fig. 20 wiedergegeben. Die eingezeichneten Meßpunkte beziehen sich auf die Lage der Folienmitte. Der Meßfehler beträgt $\pm 8,5\%$. Er ist im wesentlichen bestimmt durch die Schwankung der Foliendicke und die Meßapparatur.

III. DIE WISMUT-FILTER

III.1 Zweck und Aufbau der Filter

Für Experimente am subthermischen Neutronenstrahl ist es wichtig, einen von schnellen Neutronen- und Gammastrahlen möglichst weitgehend befreiten Primärstrahl zur Verfügung zu haben. Die Verwendung von mechanischen Geschwindigkeitsselektoren als Monochromatoren läßt auf die Probe ein relativ breites Neutronenspektrum fallen (z.B. $\lambda \pm 15\%$). In Fällen, in denen kohärente Streuung in der Probe untersucht wird, ist es wichtig, daß im Primärspektrum möglichst keine Lücken auftreten.

Die zur Unterdrückung von schnellen Neutronen und Gammastrahlen sehr gut geeigneten Bi-Filter /16/ liefern bei Verwendung geeignet orientierter Einkristalle ([111]-Richtung parallel zur Strahlachse) ein lückenloses Neutronenspektrum für Wellenlängen über $4 \text{ \AA}$, wenn man von einem einzigen Minimum bei $\lambda = 7,89 \text{ \AA}$ absieht, das sehr schmal ist, weil es sich um einen Rückwärtsreflex handelt. Das stickstoffgekühlte 'Äußere Filter' von $110 \times 110 \times 397 \text{ mm}^3$ ist aus drei Teilstücken zusammengesetzt, die sorgfältig zueinander justiert wurden, um unnötige Reflexverbreiterungen zu vermeiden. Die orientierten Teilstücke Fig. 7c wurden von der Fa. Billiton, Arnheim, aus großen Einkristallblöcken herausgearbeitet /17/. Fig. 5 zeigt eine an einem der Teilstücke aufgenommene Rocking-Kurve des 222-Reflexes. Der Kristall weist mit $8'$ FWHM eine überraschend geringe Mosaikbreite auf.

III.2 Transmission der warmen Filter

Vor dem Einbau wurde die Transmission der einzelnen Teilstücke bei Raumtemperatur bestimmt. Ein Beispiel ist in Fig. 6 gezeigt, zusammen mit einer gerechneten Kurve. Sind $I(\lambda)$ und $I_0(\lambda)$ die Strahlintensitäten mit und ohne Filter, so ist die Transmission:

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = e^{-\Sigma(\lambda) \cdot L} \quad (10)$$

Σ ist dabei der wellenlängenabhängige makroskopische Wirkungsquerschnitt in cm^{-1} , wenn L die Länge in cm ist.

$\Sigma(\lambda)$ kann für Einphononenstreuung näherungsweise in verschiedenen Grenzfällen berechnet werden /18/. Mit den in /18/ angegebenen Beziehungen wurde die errechnete Kurve aus Fig. 6 ermittelt, bei der kohärent elastische Streuung (Bragg-Streuung) nicht berücksichtigt ist. Die im vorliegenden Fall gewählte Filterorientierung parallel zur [111]-Richtung entspricht dem Wunsch, bei Wellenlängen über $4 \text{ \AA}$ ein möglichst lückenloses Neutronenspektrum verfügbar zu haben. Für diesen Fall wurden die Lagen der kohärenten Minima im Spektrum, die als Folge der Bragg-Reflexe im Kristall auftreten, berechnet /19/. Sie sind zusammen mit den entsprechenden Breiten (unter Annahme einer Mosaikbreite von 1° !) und den Größen Q_{hkl} , die ein Maß für die Reflexintensität darstellen, in Tab. 1 aufgeführt. Im Bereich zwischen $3,5$ und $4 \text{ \AA}$ wird somit eine nahezu völlige Extinktion in Kauf genommen.

Zum Vergleich wurde einer der Kristalle auch bei Einstrahlung senkrecht zur [111]-Richtung unter-

sucht. Erwartungsgemäß wurde insgesamt ein ähnlicher Kurvenverlauf gefunden, jedoch traten Intensitätsminima bei Wellenlängen über $4 \text{ \AA}$ auf, die für Experimente mit Primärenergien, die in ihrer unmittelbaren Umgebung liegen, von sehr störendem Einfluß sein können.

III.3 Intensitätsgewinn durch Kühlung der Filter

Durch Kühlung der Filter kann die Phononenstreuung verringert werden. Der dadurch erzielte Intensitätsgewinn ist in Fig. 7a für das mit Stickstoff gekühlte Äußere Filter dargestellt und mit dem nach /18/ berechneten Wert verglichen. Dabei fällt auf, daß die gemessene Kurve meist leicht über der berechneten liegt. Die nach einem von Kothari und Singwi /18/ für verschiedene Grenzfälle angegebenen Näherungsverfahren durchgeführte Rechnung berücksichtigt nicht das wirkliche kohärente Phononenspektrum von Bi, eine exakte Übereinstimmung ist daher nicht zu erwarten. Die Strukturierung des Gewinnfaktors, die sich in jenen Wellenlängenbereichen zeigt, in denen das Spektrum durch Braggstreuung besonders stark geschwächt ist, dürfte auf die anisotrope Kontraktion der Kristalle zurückzuführen sein. Sie kann bewirken, daß sich einzelne Reflexlagen in Bezug auf andere verschieben.

Fig. 7b zeigt den Intensitätsgewinn des 123 mm langen Inneren Filters durch Kühlen auf die Temperatur von flüssigem Wasserstoff. In Fig. 8 ist der zeitliche Verlauf des Intensitätsanstieges bei verschiedenen Wellenlängen von Beginn der Filterkühlung an wiedergegeben. Eine parallele Temperaturmessung liegt nicht vor.

IV. DIE KALTE NEUTRONENQUELLE

IV.1 Der Gewinnfaktor

Das wesentliche Merkmal des Strahlrohres SV5 ist die dort installierte Kalte Neutronenquelle. Durch Moderation der vom Reaktorkern kommenden Neutronen mit einem Material, das sich auf einer wesentlich niedrigeren Temperatur befindet als der den Kern umgebende D₂O-Moderator, ist nach Gl. (5) ein erheblicher Intensitätsgewinn, insbesondere für mittlere Wellenlängen um 6 Å zu erwarten:

$$\frac{I_{T_2}}{I_{T_1}} = \frac{T_1^2}{T_2^2} \cdot \exp \left[-\frac{C}{\lambda^2} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right] = G''(\lambda) \quad (11)$$

Für $T_1^{\text{eff}} \approx 350 \text{ K}$ und $T_2^{\text{eff}} \approx 40 \text{ K}^*$ würde sich daraus ein Wert von $G''(\lambda \rightarrow \infty) = 75$ ergeben. Dieser Optimalwert wird selbstverständlich aus verschiedenen Gründen bei Weitem nicht erreicht. Dem steht insbesondere die mit λ proportional ansteigende Neutronenabsorption im Moderator selbst und in dem unvermeidlichen Strukturmaterial entgegen. Unter Berücksichtigung der Absorption ergibt sich die analytische Form der Wellenlängenabhängigkeit des Gewinnfaktors zu:

$$G'(\lambda) \sim \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^2 \cdot \exp \left(-\frac{B}{\lambda^2} \right) \cdot \exp(-C \cdot \lambda) \quad (12)$$

B ist in etwa bestimmt durch $4\pi^2 \hbar^2 / 2mk_B \cdot (1/T_1 - 1/T_2)$, während C in erster Linie durch den Absorptionskoeffizienten des Moderators und die effektive Moderatordicke gegeben ist. Leider ist es aus verschiedenen Gründen nicht möglich, zuverlässige Optimierungsrechnungen für ein so komplexes System wie einen absorbierenden Moderator von kleinem endlichem Volumen und nicht isotropem Fluß anzustellen, weshalb auch bei der Dimensionierung der Anlage von Erfahrungswerten ausgegangen wurde /2/. Deshalb ist eine nachträgliche Untersuchung des Gewinnfaktors und der Möglichkeit, im Rahmen der disponiblen Betriebsgrößen zu optimieren, von Interesse.

Fig. 9 zeigt den zu verschiedenen Zeiten bei 15 MW und 23 MW Reaktorleistung gemessenen Gewinnfaktor für normalen Wasserstoff. Dabei entspricht vor allem die gefundene Wellenlängenabhängigkeit im Bereich ab 8 Å nicht ganz den Erwartungen. Für die experimentelle Bestimmung des Gewinnfaktors wurde zunächst eine Messung durchgeführt, bei der der Moderatortopf kaltgefahren und evakuiert war. Nach dem Einkondensieren von Wasserstoff wurde der Beharrungszustand an der Druckanzeige des H₂-Ausgleichsbehälters abgewartet (ca. 35 min.) und das Spektrum erneut gemessen. Auf diese Weise konnte der Einfluß der Temperaturänderung an den Strukturmaterialien weitgehendst eliminiert werden. Er ist natürlich dafür in dem Gewinnfaktor durch Kaltfahren des Inneren Filters vgl. Abschn. III.3 enthalten.

Selbstverständlich geben die hier bestimmten relativen Gewinnfaktoren nicht den absoluten Intensitätsgewinn wieder, der im Vergleich zu einem Strahlrohr ohne Kalte Quelle erreicht wird. Es wurde abgeschätzt, daß für $\lambda > 5 \text{ Å}$ der absolute Intensitätsgewinn etwa 25 % unter dem hier angegebenen Gewinnfaktor liegt /4/. Wie bereits erwähnt, besteht das Problem in der Optimierung der disponib-

*) Die effektiven Moderatortemperaturen liegen über den echten Temperaturen. Die hier angegebenen Werte sind geschätzt und nur zur Demonstration gedacht.

len Betriebsparameter der Kalten Quelle darin, die Neutronenabsorption im Moderator möglichst niedrig zu halten, ohne dabei die Effektivität der Moderation überproportional zu reduzieren. Dazu bieten sich verschiedene Möglichkeiten an, sofern davon ausgegangen werden kann, daß bei der tiefstmöglichen Kühlgastemperatur und der Verwendung von reinem Wasserstoff als Moderator die Neutronenabsorption überwiegt. Die konstruktive Auslegung der Kalten Quelle in Jülich ist so gewählt, daß diese Bedingung bei 15 MW Reaktorleistung sicher erfüllt ist und - wie anhand der hier vorgelegten Daten gezeigt wird - auch bei 23 MW noch erreicht werden kann. Im Einzelnen wurden zur Beeinflussung der Neutronenabsorption folgende Maßnahmen diskutiert:

1) Variation der Kühlgastemperatur im Kondensator.

Es bestand die Hoffnung, die abgeführte Wärmemenge und somit über den Blasenanteil im Moderatortopf die effektive Moderatordicke steuern zu können.

2) Variation des Druckes im Ausgleichbehälter.

Mit dieser Maßnahme sollte der Siedepunkt des Moderators variiert werden, um über den dadurch veränderten Blasenanteil die effektive Moderatordicke zu beeinflussen.

3) Verwendung eines H_2 - D_2 -Gemisches.

Der um einen Faktor $1,1 \times 10^3$ geringeren Neutronenabsorption von D_2 gegenüber H_2 steht eine um einen Faktor 11 niedrigere Streuquerschnitt gegenüber [23]. Ein D_2 -Zusatz zum H_2 -Moderator könnte also eine Verbesserung des Verhältnisses zwischen Moderation und Absorption bringen. Dabei ist zu beachten, daß gleichzeitig der Gefrierpunkt des Moderators ansteigt (Verfestigung im Kondensator!).

Tab. 2 gibt einen Überblick über die durchgeführten Messungen. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse, die bei Variation der einzelnen Betriebsgrößen erzielt wurden, wiedergegeben und in Abschnitt IV.2.3 und IV.3.3 diskutiert.

IV.2 Reiner Wasserstoff als Moderator

IV.2.1 Variation der Reaktorleistung

Ogleich der Betrieb des Reaktors FRJ-2 jetzt mit einer Leistung von 23 MW erfolgt, ist es zum Verständnis der Eigenschaften der Kalten Quelle von Interesse, auch die bei 15 MW gewonnenen Ergebnisse zu betrachten. Dabei fällt die Tatsache auf, daß bei 23 MW die Kalte Quelle bei Verwendung von reinem H_2 als Moderator unter sonst gleichen Bedingungen einen höheren Gewinnfaktor liefert als bei 15 MW (Fig. 9). Dies wurde durch einen kurzzeitigen Betrieb des Reaktors bei 15 MW während der zweiten Meßphase bestätigt.

IV.2.2 Einfluß der Kühlmitteltemperatur und des Druckes im Ausgleichsbehälter

Die Temperatur des Kühlgases wurde zwischen 14,5 K und 23,5 K in kleinen Schritten variiert und für jede dieser Temperaturen wurde der Gewinnfaktor bestimmt. Bei 23 MW Reaktorleistung wurden solche Meßreihen für verschiedene Anfangsdrücke im Ausgleichsbehälter vor dem Einkondensieren des Moderators durchgeführt. Die eingestellten Druckwerte waren 2,4; 2,8; 3,1 und 3,4 atü. Die Ergebnisse sind in Fig. 10a bis 10e dargestellt, wobei stets die Intensität bei 14,5 K und 2,4 atü

als Bezugswert verwendet wurde. Es zeigt sich, daß im allgemeinen die Abhängigkeit des Gewinnfaktors von der Temperatur des Kühlgases sehr gering ist und mit steigendem Anfangsdruck immer kleiner wird.

Bei 23 MW konnte eine Erhöhung der Neutronenausbeute (ca. 3-4 %) durch Temperaturvariation nur bei einem Ausgangsdruck von 3,4 atü bei 14,5 K erzielt werden. Das starke Absinken des Gewinnfaktors oberhalb gewisser Temperaturgrenzen beruht offensichtlich auf unzureichender Füllung des Moderatortopfes wie im nächsten Abschnitt erläutert werden wird. Fig. 10e zeigt die Abhängigkeit der Bezugswerte der Kurven 10a bis 10d vom eingestellten Ausgangsdruck. Es zeigt sich eine Erhöhung der Ausbeute mit zunehmendem Druck, jedoch ist auch hier die Variation relativ gering. Fig. 11 zeigt eine Zusammenfassung der bei 15 MW Reaktorleistung für 100 % H₂ gewonnenen Ergebnisse. Es wird eine qualitative Übereinstimmung mit den Resultaten bei 23 MW gefunden, jedoch ist quantitativ eine stärkere Erhöhung der Ausbeute durch Temperaturvariation möglich. Die optimale Kühlgastemperatur liegt mit ca. 20 K höher als bei 23 MW.

IV.2.3 Diskussion der Ergebnisse mit reinem Wasserstoff als Moderator.

Die gefundene Abhängigkeit des Gewinnfaktors von der Reaktorleistung, der Kühlmitteltemperatur und dem Ausgangsdruck läßt sich relativ einfach erklären, wenn die Annahme gemacht wird, daß bei 15 MW und 14,5 K der Moderator unterkühlt ist und außerdem eine Übermoderation vorliegt, wie dies in Abschnitt IV.1 bereits angedeutet wurde. Im einzelnen ist dies folgendermaßen zu verstehen: Der Moderatortopf bildet zusammen mit dem Kondensatorbehälter und einem Druckausgleichsbehälter von 2 m³ Volumen ein isochores System (Fig. 12). Der Moderationsprozeß bedingt eine Aufheizung des in der Moderatorkammer vorhandenen flüssigen Wasserstoffs und somit dessen Verdampfung. Solange im Kondensationsgefäß eine größere Wärmeleistung abgeführt werden kann als durch Aufheizung im Moderator entsteht, kann der Moderator unterkühlt werden, was dazu führt, daß der Moderatortopf vollständig mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Dies ist nach /3/ bis zu einer Reaktorleistung von ca. 16 MW der Fall. Danach nimmt durch teilweise Verdampfung (Blasenbildung) das Flüssigkeitsvolumen und damit gleichzeitig die umgesetzte Wärmemenge im Moderatortopf ab.

Eine vollständige Füllung des Thermosyphonsystems entspricht einer kondensierten Wasserstoffmenge von 3,5 l und einem Druckabfall im Ausgleichsbehälter*) um 1,4 at /4/. Durch eine vor dem Einbau der Kalten Quelle durchgeführte Simulation der Verhältnisse im Betrieb wurde ermittelt, daß bei einer Wärmezufuhr, die einer Reaktorleistung von 25 MW entsprach noch mind. 1 300 cm³ flüssigen Wasserstoffs in dem System enthalten sind /4/, von dem sich aufgrund der konstruktiven Gegebenheiten der größte Teil im Moderatortopf (Volumen 1000 cm³) befinden sollte. Aus dem Druckabfall im Ausgleichsbehälter beim Einkondensieren des Wasserstoffs wurde, wie in Tab. 3 angegeben, eine Kondensatmenge im Thermosyphonsystem von 3,22 l bei 15 MW und 3,1 l bei 23 MW ermittelt. Da das Gesamtvolumen des Kühlsystems 3,5 l und das des Rückführungsrohres ca. 0,3 l beträgt, wird der Schluß nahe gelegt, daß mit Ausnahme des Rückführungsrohres bei 15 MW das ganze Kondensatorgefäß und die Moderatorkammer voll mit flüssigem Wasserstoff gefüllt sind. Blasenbildung im Moderatorvolumen scheint bei 14,5 K Kühlgastemperatur nicht in nennenswertem Umfang aufzutreten. Eine Erhöhung der Kühlgastemperatur bis zu 20 K führt zu einer weniger

*) Der Zusammenhang zwischen dem Druckabfall im Ausgleichsbehälter und der einkondensierten Flüssigkeitsmenge ist in Fig. 13 gezeigt.

starken Unterkühlung des Moderators, so daß die einsetzende Blasenbildung eine Verringerung der effektiven Moderatordicke bewirkt, und zwar in der Weise, daß noch ausreichende Moderation möglich ist, während die Strahlschwächung durch Absorption verringert wird. Die gleiche Wirkung bringt offensichtlich die Erhöhung der Reaktorleistung auf 23 MW mit sich. Unter der Annahme, daß bei 3,1 l einkondensierter Flüssigkeitsmenge das Kondensatorgefäß vollständig gefüllt ist, ergibt sich für den Moderatortopf einen Blasenanteil von etwa 10 %, da auch das Rückführungsrohr als mit Gas gefüllt anzusehen ist. In diesem Fall liegt keine Unterkühlung mehr vor und die optimale Kühlgastemperatur liegt wegen der höheren umgesetzten Wärmemenge bereits bei 17 K. Eine weitere Erhöhung der Kühlgastemperatur bewirkt durch das Gefälle zwischen Kondensatortopf und Moderatortopf nur ein Absinken des Flüssigkeitsspiegels im Kondensatorgefäß, ohne von wesentlichem Einfluß auf die Moderatorkammer zu sein. Fig. 14 zeigt den Zusammenhang zwischen der einkondensierten Flüssigkeitsmenge und der Kühlgastemperatur bei verschiedenen Ausgangsdrücken. Durch Vergleich mit Fig. 10a bis 10e erkennt man, daß für ausreichende Moderation eine Mindestmenge von 1,2-1,4 l kondensierten Wasserstoffs erforderlich ist. Bei Kühlgastemperaturen, für die das nicht mehr erfüllt ist, sinkt der Gewinnfaktor rasch ab. Bei höheren Ausgangsdrücken wird die Temperaturabhängigkeit des Gewinnfaktors zunehmend geringer, ohne daß jedoch eine wesentliche Erhöhung der Neutronenausbeute erreicht wird.

IV.3 H₂-D₂-Gemisch als Moderator

IV.3.1 Einfluß des Mischungsverhältnisses bei einer Kühlgastemperatur von 14,5 K

Für die Festlegung der optimalen Betriebsweise der Kalten Quelle im Hinblick auf eine möglichst hohe Neutronenintensität im Strahl bot sich, wie bereits erwähnt, neben der schon diskutierten Variation der thermodynamischen Betriebsgrößen Druck und Temperatur noch Beimischen von D₂ zum bisher verwendeten H₂ an.

In beiden Fällen kam es darauf an, die Moderatorschichtdicke zu optimieren und damit im wesentlichen die Absorption zu verringern. Bei den im Februar 1971 durchgeführten Untersuchungen mit verschiedenen D₂-H₂-Konzentrationen als Moderatorsubstanz bei 15 MW Reaktorleistung ergab sich im Mittel ein Intensitätsgewinn für die an den Spektrometern benötigten Wellenlängen von 4 - 10 Å um ca. 25 %. Die Intensitäts-Konzentrationskurve Fig. 15a zeigt einen Anstieg bis zu einer Konzentration von 20 % D₂-80 % H₂, während im Bereich zwischen 20 bis 50 % D₂ in H₂ kein weiterer Intensitätsgewinn auftritt. Die in Fig. 15a gezeigten Daten wurden im Bereich 20 bis 50 % Deuteriumgehalt bei 15 MW gemessen. Dabei wurden die bei 23 MW gemessenen Werte im Bereich von 0 bis 20 %, den Konzentrationswert von 20 % zugrunde legend, an die früheren Messungen angepaßt. Die abweichenden Angaben anderer Autoren /20/ über den günstigsten D₂-Gehalt dürften sich im wesentlichen durch die konstruktiven Merkmale der untersuchten Systeme erklären lassen. Eine später durchgeführte Vergleichsmessung ergab einen starken Abfall der Kurven bei ca. 60 % D₂ vgl. Fig. 15b. Daß bei der jetzigen Reaktorleistung von 23 MW der Intensitätsgewinn (Fig. 15b) durch Beimischen von D₂ zum reinen H₂ mit ca. 20 % geringer ist als bei 15 MW (25 %) hat die gleichen Ursachen wie unter Punkt IV.2.3 bereits diskutiert: Bereits bei reinem H₂ als Moderator ist durch die erhöhte Aufheizung bei 23 MW die optimale Moderatordicke besser angenähert.

IV.3.2 Abhängigkeit der Intensitätsfaktoren von den thermodynamischen Größen bei einem Moderatorgemisch von 20 % D₂ - 80 % H₂

Nach den bei reinem H₂ gewonnenen Ergebnissen bezüglich der Variation der Intensität mit der Temperatur und dem Ausgleichsdruck ist auch für H₂-D₂-Gemische kein wesentlich stärkerer Einfluß dieser Größen zu erwarten. Für ein Mischungsverhältnis D₂:H₂ von 20:80 wurde eine ausführliche Versuchsreihe durchgeführt, deren Ergebnisse in Fig. 16a-16e zusammengestellt sind. Es zeigt sich, daß die niedrigstmögliche Kühlgastemperatur (14,5 K) anzustreben ist. Eine Erhöhung des Ausgleichsdrucks verringert die Temperaturabhängigkeit, erniedrigt aber auch gleichzeitig geringfügig den Gewinnfaktor. Die in Fig. 17 gezeigten, bei 15 MW gewonnenen Ergebnisse machen deutlich, daß bei höheren D₂-Konzentrationen die Temperaturabhängigkeit stärker wird.

IV.3.3 Diskussion der Ergebnisse mit D₂-H₂-Gemischen

Die Ursache für die höhere Intensität bei Moderatorgemischen mit Deuterium liegt in der Tatsache begründet, daß vor allem die Moderatorkammer mit 5,5 cm Länge überdimensioniert ist und oberhalb der optimalen effektiven Schichtdicke die Absorption überproportional gegenüber der Moderation zunimmt. Die Verringerung der Moderatorschichtdicke durch Beimischen von D₂ zum H₂ führte, wie erwartet, zu einer höheren Intensität, in Übereinstimmung zu dem Versuch mit reinem H₂, bei dem die Verringerung der Absorption bzw. Moderatorschichtdicke durch Erhöhen des Blasenanteils in der Moderatorkammer durch Einstellen einer höheren Kühlgastemperatur erreicht werden konnte.

Bei den Untersuchungen wurde von konstanten Bedingungen bezüglich der Konzentrationsverhältnisse über längere Zeit ausgegangen. Bezüglich des Austausches zwischen Pufferbehälter und Kondensationsgefäß über die 25 m lange Verbindungsleitung (Fig. 12) ist diese Annahme sicher richtig, wie durch Gasanalyse am Pufferbehälter zu verschiedenen Zeiten entnommener Proben gezeigt wurde (Tab. 3, Fig. 18). Das untersuchte Gemisch war zuvor eine Reaktorperiode lang als Moderatorschichtsubstanz verwendet worden, dann warmgefahren und nach 4 Tagen erneut einkondensiert worden. Der festgestellt hohe HD-Anteil gab Anlaß zu einer Entnahme weiterer Proben direkt aus dem Kondensator (vgl. Fig. 12), wobei ein zeitlicher Anstieg des HD-Anteils, hauptsächlich als Folge der Radiolyse im Moderator, gefunden wurde.

V. EXTERNE STRAHLEINBAUTEN

Eine wesentliche Voraussetzung für die mehrfache Nutzung eines Strahlkanals ist die Bedingung, daß die Monochromatorkristalle der einzelnen Spektrometer das durchgehende Spektrum nur bei den Wellenlängen merklich schwächen, die für das betreffende Spektrometer genutzt werden sollen. Am Strahlrohr SV5 sind an 2 Spektrometern Graphit-Monochromatoren im Einsatz; das Rückstreuungsspektrometer benutzt Si-Kristalle von 0,5 mm Dicke, die auf durchbohrte Al-Platten von 5 mm Stärke aufgeklebt sind. Durch kurzzeitiges Entfernen der verschiedenen Monochromatorkristalle aus dem Strahl wurde deren Einfluß auf das Gesamtspektrum gemessen. Es zeigte sich (Fig. 21a-c), daß Graphit den Strahl außerhalb der eingestellten Reflexwellenlänge praktisch nicht schwächt, während durch die Monochromatorkristalle des Rückstreuungsspektrometers eine Strahlschwächung um 10 % im gesamten Wellenlängenbereich bewirkt wird, hervorgerufen durch den Kleber zwischen den Kristallen und dem Kristallträger. Da diese Kristalle so orientiert sind, daß sie bei $\lambda = 6,28 \text{ \AA}$ einen Reflex in Rückwärtsrichtung liefern, liegt dessen Breite so weit unter der Auflösung der Flugzeitmessung, daß er im gemessenen Spektrum nicht erscheint. Ebenso ist die scheinbar geringe Tiefe der durch die Graphitkristalle bedingten Minima auf die Auflösung der Meßanordnung zurückzuführen.

Es ließ sich nicht vermeiden, daß während der Durchführung der hier beschriebenen Untersuchungen der Meßbetrieb an den einzelnen Spektrometern zum Teil empfindlich gestört wurde. Wir möchten daher allen Experimentatoren danken für das Verständnis, das sie unseren Wünschen entgegenbrachten und für die Bereitwilligkeit, mit der sie Veränderungen an ihren Strahleinbauten vornahmen, um deren Einfluß auf die Strahlqualität zu untersuchen. Ebenfalls danken möchten wir sowohl der Betriebsmannschaft der Kalten Quelle, die mit größter Sorgfalt und Geduld die Variation aller Betriebsgrößen durchführte, deren Einfluß auf die Neutronenintensität hier untersucht wurde als auch den Herren Borchardt und Dr. Lang, ZBB, für die Auswertung der aktivierten Goldsonden zur Ermittlung der Absolutintensität. Herr A. Broch und Herr E. Seitz unterstützten uns in vielen Punkten bei der Durchführung der Messungen und der Auswertung der Spektren.

Unser besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Schmatz für sein ständiges Interesse am Fortgang der Untersuchungen und für die hilfreichen Diskussionen, die zur Klärung einiger Fragen wesentlich beitrugen.

VI. ZUSAMMENFASSUNG

Der thermodynamische Zustand einer Kalten Neutronenquelle kann durch Variation der Betriebsgrößen Druck, Temperatur und Moderatorgemisch beeinflusst werden. In der vorliegenden Arbeit wurden die Temperatur des Kühlgases, der Druck im Ausgleichsbehälter und die Zusammensetzung des Moderatorgemisches (H_2/D_2 -Verhältnis) an der Kalten Quelle des FRJ2-DIDO systematisch variiert. Dabei wurde mit einer Flugzeitanalyse der Neutronen am Ende des Strahlrohres SV5 der Einfluß der einzelnen Betriebsgrößen auf die Intensität des Strahls im Wellenlängenbereich zwischen 2 und 12 Å untersucht. Die Ergebnisse sind als relative Größen ('Gewinnfaktoren') wiedergegeben. Es konnte gezeigt werden, daß die Kalte Quelle beim Betrieb mit reinem H_2 übermodiert, d.h., daß die Schichtdicke größer ist als die optimale Schichtdicke und somit die Absorption im H_2 überwiegt. Eine Verringerung der effektiven Schichtdicke durch Erhöhung des Blasenanteils bei höherer Temperatur des Kühlgases führt zu einer Erhöhung der Neutronenausbeute. Eine Abhängigkeit vom Druck im Ausgleichsbehälter wurde nur insofern gefunden, als Temperaturänderungen des Kühlgases die Neutronenausbeute bei höherem Druck weniger stark beeinflussen.

Durch Zumischen von schwach absorbierendem D_2 zum H_2 des Moderators kann ebenfalls eine Optimierung der Neutronenausbeute erfolgen. Als Ergebnis der Untersuchungsreihe mit verschiedenen Mischungsverhältnissen kann folgender Satz von Betriebsgrößen als optimal angegeben werden: Moderatorgemisch 80 % H_2 , 20 % D_2 , Kühlgastemperatur 14,5 K und Druck im Ausgleichsbehälter 2,5 atü.

Für den Gewinnfaktor, der sich bei Betrieb der Kalten Quelle im Verhältnis zum Betrieb bei evakuiertem Moderatortopf einstellte, wurde ein Maximalwert von ca. 20 bei einer Neutronenwellenlänge von 8 Å gefunden. Zu größeren Wellenlängen ab 10 Å zeigt sich eine starke Abnahme des Gewinnfaktors, deren Ursache noch nicht verstanden ist.

Ergänzend zu den Untersuchungen an der Kalten Quelle werden Daten über die weiteren Strahlrohereinbauten wiedergegeben: Transmission der Wismut-Filter in gekühltem und ungekühltem Zustand, Schwächung des Strahls durch die eingebauten Monochromatorkristalle und schließlich die durch Goldsondenaktivierung ermittelten Absolutintensitäten an verschiedenen Orten der Neutronenleiterstrecke.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Schmatz, W. und Stiller, H.H., Kerntechnik 13 (1971) p. 525-527
- /2/ Doose, C., ibid. p. 528-533
- /3/ Stelzer, F., ibid. p. 534-539
- /4/ Doose, C. und Tholen, A., ibid. p. 539-549
- /5/ Preussner, A., ibid. p. 550-552
- /6/ Koeppe, W. und Leyers, H.J., ibid. p. 553-556
- /7/ Bauer, G., Joswig, G., Schelten, J., Schmatz, W., Kerntechnik 14 (1972) p. 9-12
- /8/ Stockmeyer, R., ibid. p. 13-14
- /9/ Alefeld, B., ibid. p. 15-17
- /10/ Schmidt, H.H., ibid. p. 17-19
- /11/ Bauer, G., ibid. p. 20-21
- /12/ Bauer, G., ibid. p. 82-85
- /13/ Schelten, J., ibid. p. 86
- /14/ Maier-Leibnitz, H., Nukleonik 8 (1966) p. 61
- /15/ Maier-Leibnitz, H. und Springer, T., Ann. Rev. Nuc. Sci. 16 (1966) p. 207-262
- /16/ Bauer, G., Seyfarth, H., Atomenergie 18 (1971) p. 236-246
- /17/ Pressebericht in Atomenergie 11 (1969) p. 292
- /18/ Kothari, L.S. und Singwi, K.S., Solid State Physics, 8 (1959) p. 109
- /19/ Scharenberg, JÜL-875-RX (1972)
- /20/ Cocking, S.J. und Webb, F.J., Egelstaff (1965) p. 164-169
- /21/ Schmatz, W., Springer, T., Schelten, J., Ibel, K., Appl. Cryst. 7.000 (1974)
- /22/ Schmatz, W., Treatise on Mat. Sci. and Techn. Vol. 2 (1973) Pergam. Press, N.Y.
- /23/ Bacon, G.W., Neutron Diffraction (1962) p. 31

Verzeichnis der Abbildungen

	Seite
Fig. 1: Strahlrohrstopfen mit Kalter Neutronenquelle	27
Fig. 2: Anordnung der Kalten Quelle mit Strahlrohrexperimenten, Maßstab 1:200	29
Fig. 3: Neutronenspektrum ($1 \text{ \AA} \hat{=} 16,5$ Kanälen)	31
Fig. 4: Aufbau der Flugzeitanlage	32
Fig. 5: Rockingkurve des [222]-Reflexes eines Bi-Kristalles	33
Fig. 6: Transmissionskurve eines Bi-Kristalles [111]-orientiert	33
Fig. 7a: Gewinnfaktor durch Kühlen des Äußeren Bi-Filters von 300 auf 80 K	34
Fig. 7b: Gewinnfaktor durch Kühlen des Inneren Bi-Filters von 300 auf 25 K	34
Fig. 7c: Das dreiteilige Äußere Bi-Filter nach dem Fräsen	35
Fig. 8a: Zeitlicher Verlauf des Intensitätsanstiegs beim Kaltfahren des Äußeren Bi-Filters für verschiedene Wellenlängen	36
Fig. 8b: Zeitlicher Verlauf des Intensitätsanstiegs beim Kaltfahren des Inneren Bi-Filters für verschiedene Wellenlängen	36
Fig. 9: Gewinnfaktor der Kalten Quelle	37
Fig. 10a: Temperaturgang der Intensität bei 100 % H_2 . Bezug: $p_a = 2,4$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	38
Fig. 10b: Temperaturgang der Intensität bei 100 % H_2 . Bezug: $p_a = 2,8$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	38
Fig. 10c: Temperaturgang der Intensität bei 100 % H_2 . Bezug: $p_a = 3,1$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	39
Fig. 10d: Temperaturgang der Intensität bei 100 % H_2 . Bezug: $p_a = 3,4$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	39
Fig. 10e: Intensitätsänderung durch Variation des Ausgleichsdrucks bei 100 % H_2 . Bezug: $p_a = 2,4$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	39
Fig. 11: Temperaturgang der Intensität bei 100 % H_2 . Bezug: $p_a = 2,5$ atü, $T_g = 14,5$ K, 15 MW Reaktorleistung	40
Fig. 12: H_2 -System Kalte Quelle	40
Fig. 13: Einkondensierte Flüssigkeitsmenge als Funktion des Druckabfalles im Ausgleichsbehälter bei 14,5 K und 23 MW	41
Fig. 14: Abhängigkeit der einkondensierten Flüssigkeitsmenge von der Kühlgastemperatur bei verschiedenen Ausgleichsdrücken für 100 % H_2 und 23 MW Reaktorleistung	41
Fig. 15a: Intensitätsverhalten in Abhängigkeit von der D_2 -Konzentration in H_2 bei 15 MW Reaktorleistung	42

	Seite
Fig. 15b: Intensitätsverhalten in Abhängigkeit von der D_2 -Konzentration in H_2 bei 23 MW Reaktorleistung	42
Fig. 16a: Temperaturgang der Intensität bei 20/80 % D_2/H_2 . Bezug: $p_a = 2,5$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	43
Fig. 16b: Temperaturgang der Intensität bei 20/80 % D_2/H_2 . Bezug: $p_a = 3,4$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	43
Fig. 16c: Temperaturgang der Intensität bei 20/80 % D_2/H_2 . Bezug: $p_a = 3,1$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	44
Fig. 16d: Temperaturgang der Intensität bei 20/80 % D_2/H_2 . Bezug: $p_a = 3,8$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	44
Fig. 16e: Intensitätsänderung durch Variation des Ausgleichsdrucks bei 20/80 % D_2/H_2 . Bezug: $p_a = 2,5$ atü, $T_g = 14,5$ K, 23 MW Reaktorleistung	44
Fig. 17: Intensitätsänderung durch Temperaturvariation bei D_2/H_2 -Gemischen. Bezug: $p_a = 2,5$ atü, 15 MW Reaktorleistung	45
Fig. 18: Konzentration des Moderatorgemisches als Funktion der Zeit an verschiedenen Stellen des Moderatorkreislaufes	45
Fig. 19: Goldfolienraster	46
Fig. 20: Flußverteilung vor und nach der Leistungserhöhung des Reaktors von 15 auf 23 MW	46
Fig. 21a: Intensitätsverlust durch die Graphit-Monochromator-Kristalle des TOF-Spektrometers	47
Fig. 21b: Intensitätsverlust durch die Si-Monochromator-Kristalle des Pi-Spektrometers	47
Fig. 21c: Intensitätsverlust durch den Graphit-Monochromator-Kristall des Hochauflösenden Dreiachsen-Spektrometers HADAS	47

Verzeichnis der Tabellen

Tabelle 1	49
Tabelle 2	50
Tabelle 3	52
Tabelle 4	53

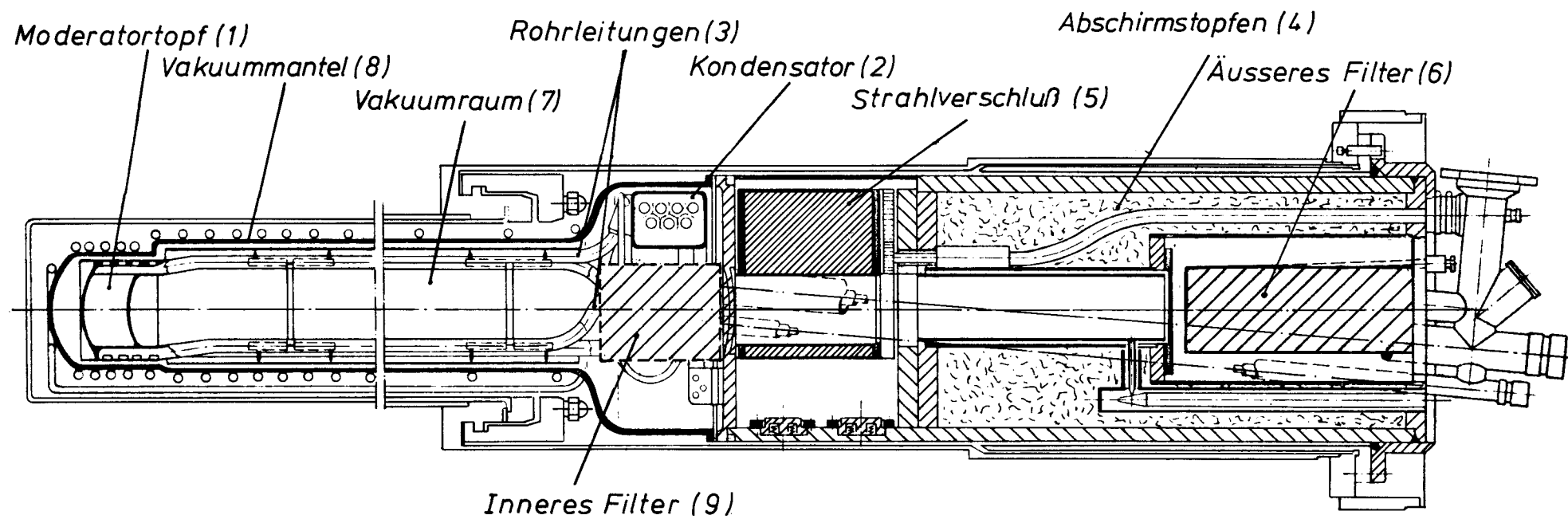


Fig. 1 Strahlrohrstopfen mit Kalter Neutronenquelle

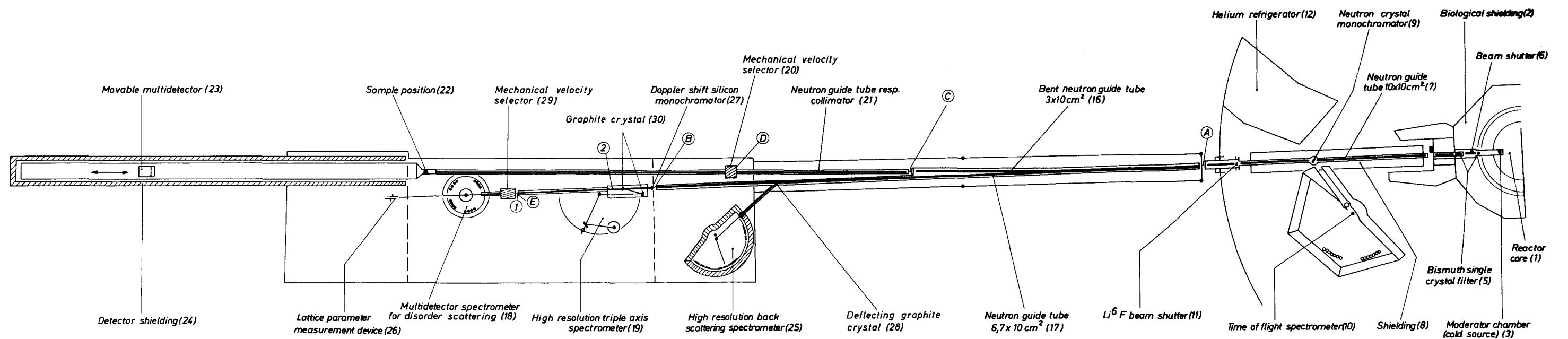


Fig. 2.

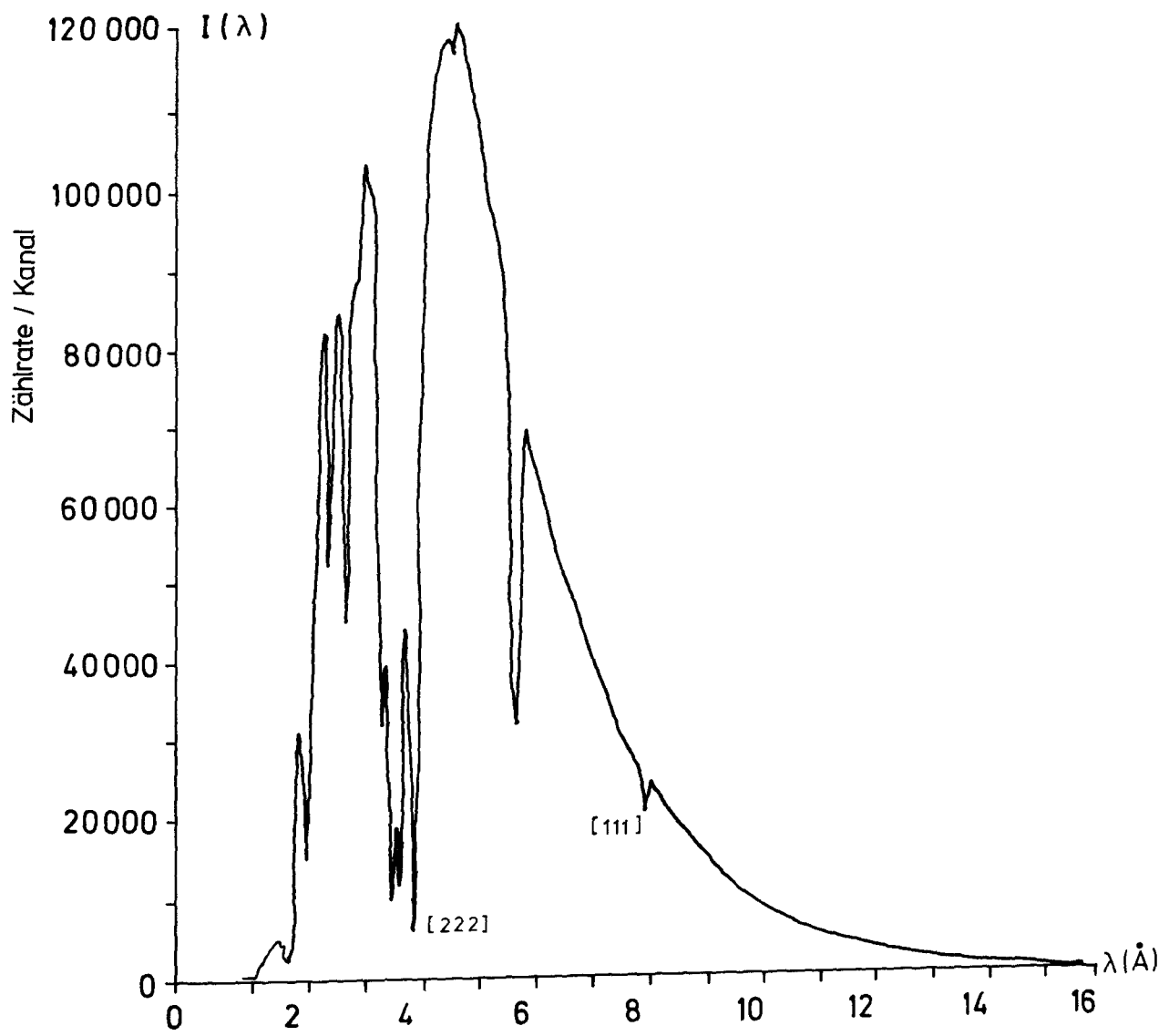


Fig. 3 Neutronenspektrum

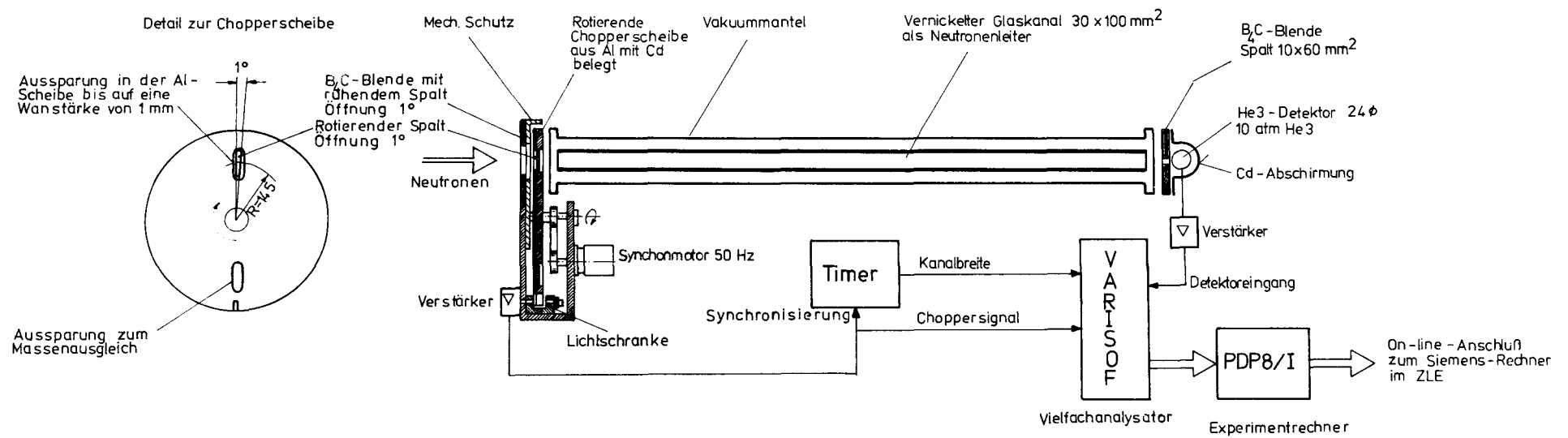


Fig. 4 Aufbau der Flugzeitanlage

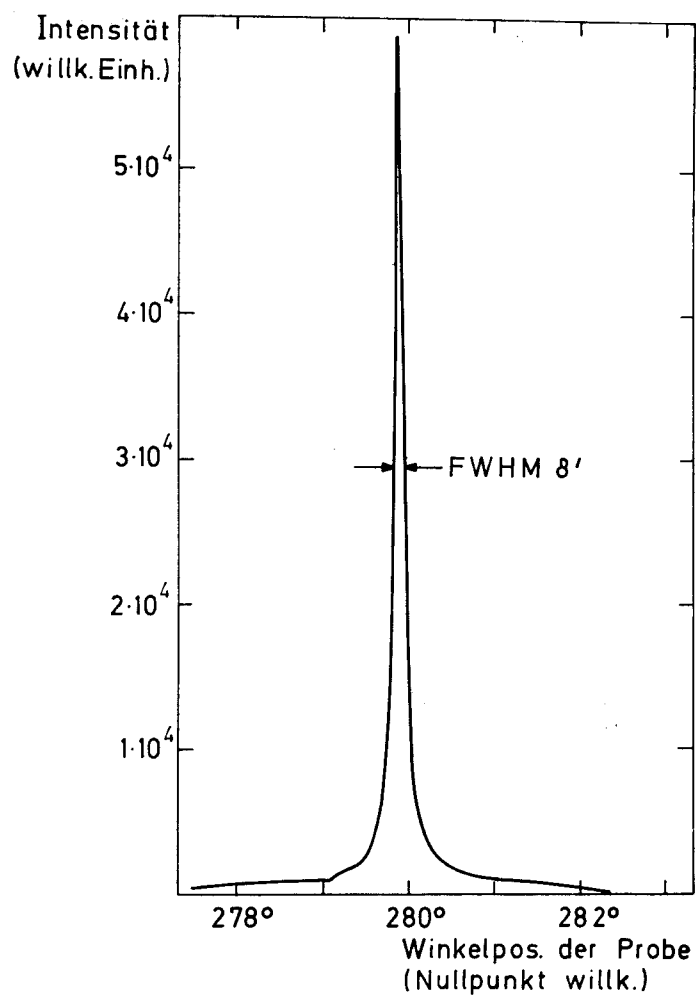


Fig. 5 Rockingkurve des [222]-Reflexes eines Bi-Kristalls

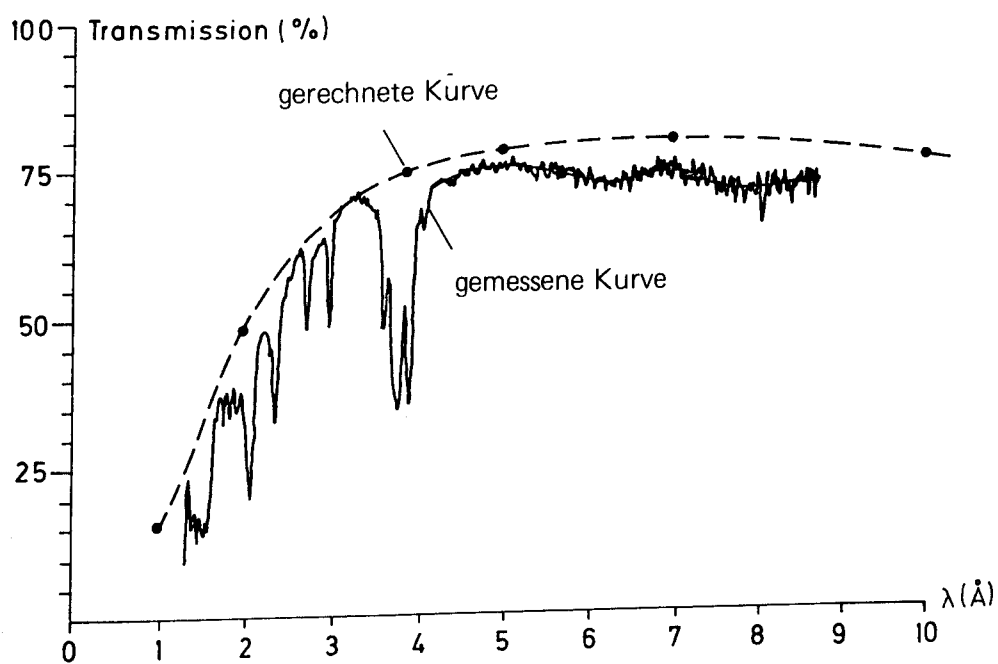


Fig. 6 Transmissionskurve eines Bi-Kristalls [111]-orientiert

Fig. 7a Gewinnfaktor durch Kühlen des Äußeren Bi-Filters von 300 auf 80 K

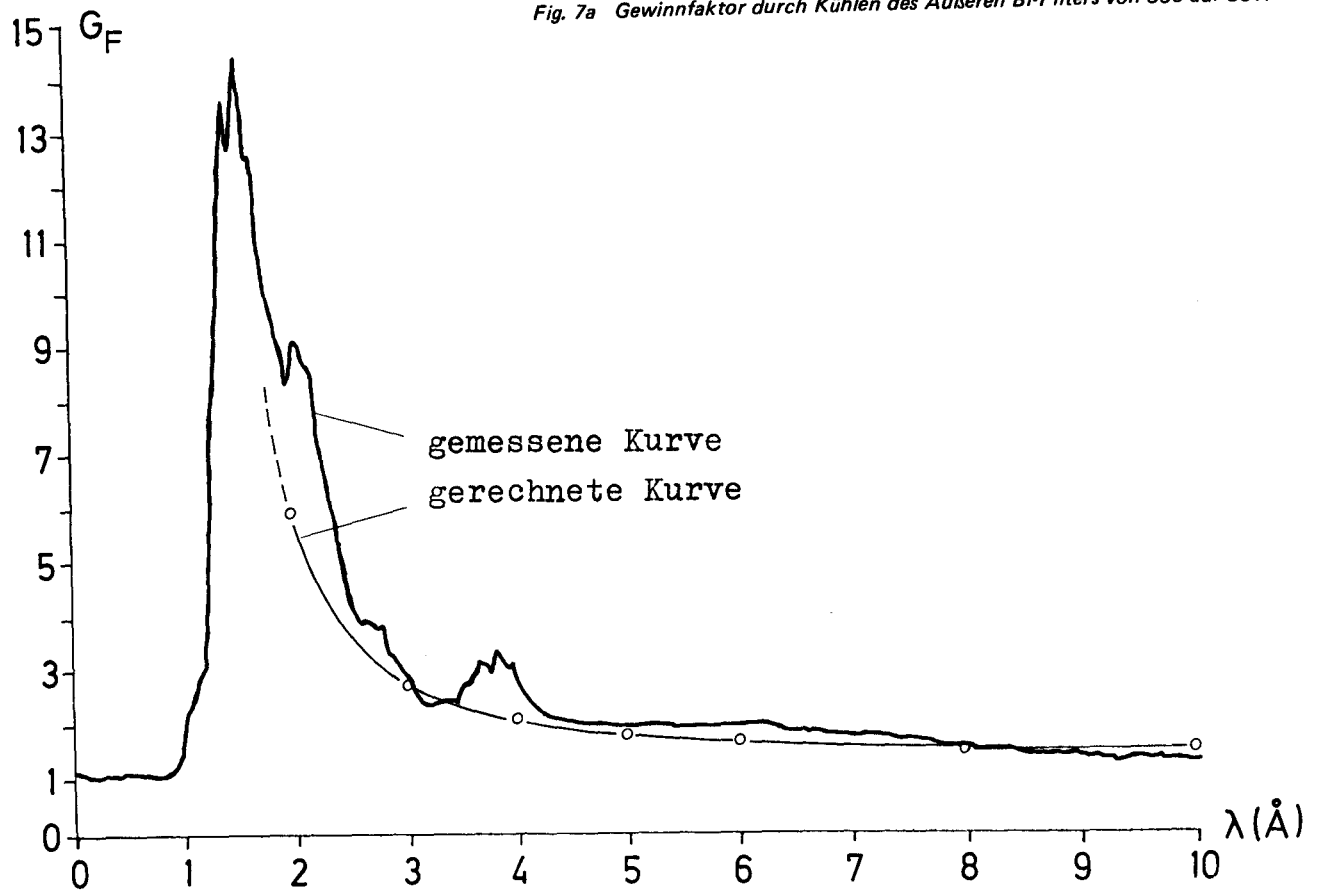
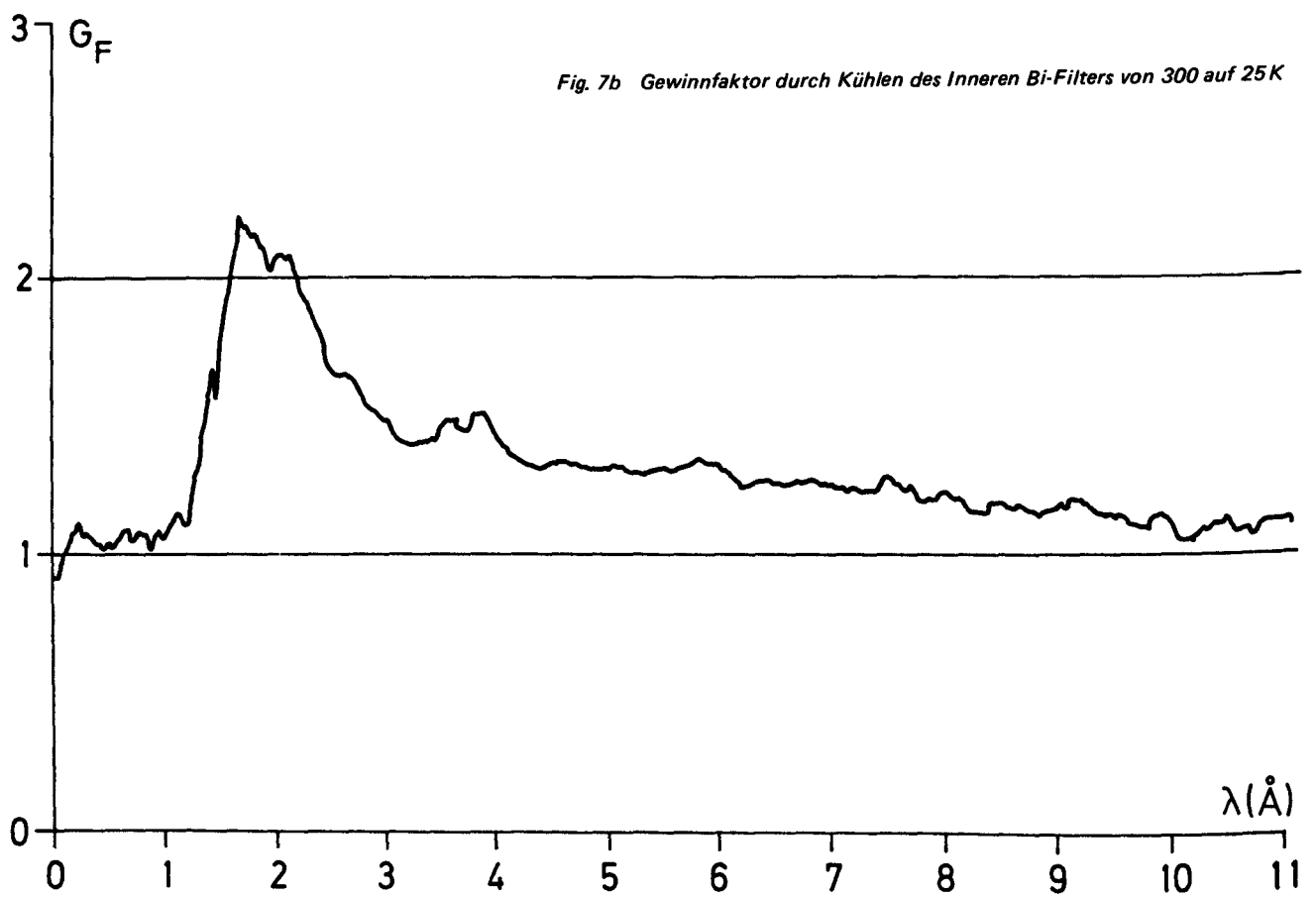


Fig. 7b Gewinnfaktor durch Kühlen des Inneren Bi-Filters von 300 auf 25 K



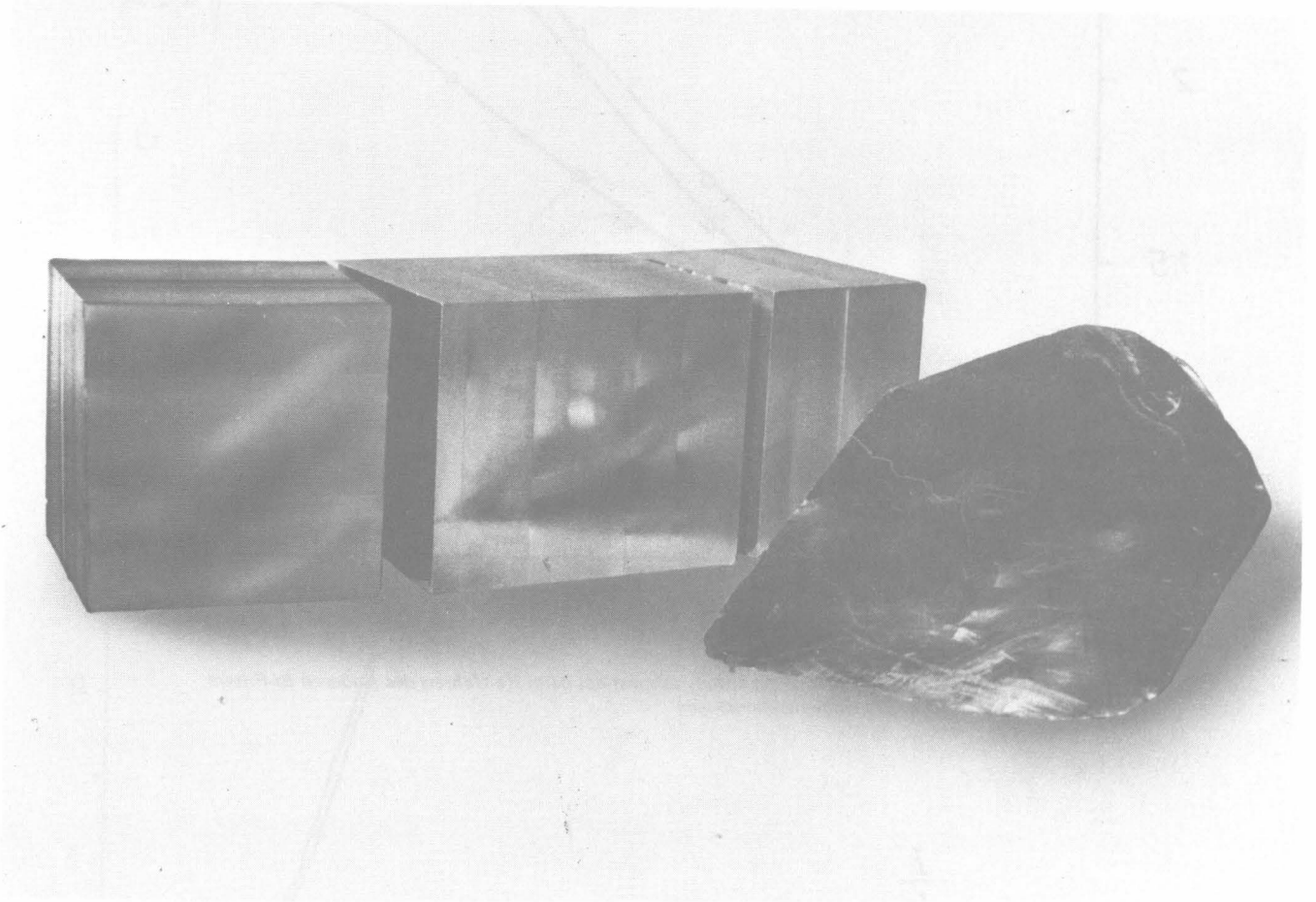


Fig. 7c Das Foto zeigt die drei mechanisch bearbeiteten Teilstücke des Äußeren Bi-Filters von insgesamt 397 mm Länge und rechts einen Bi-Einkristall im Rohzustand (Firmenfoto der Fa. Billiton, Arnheim)

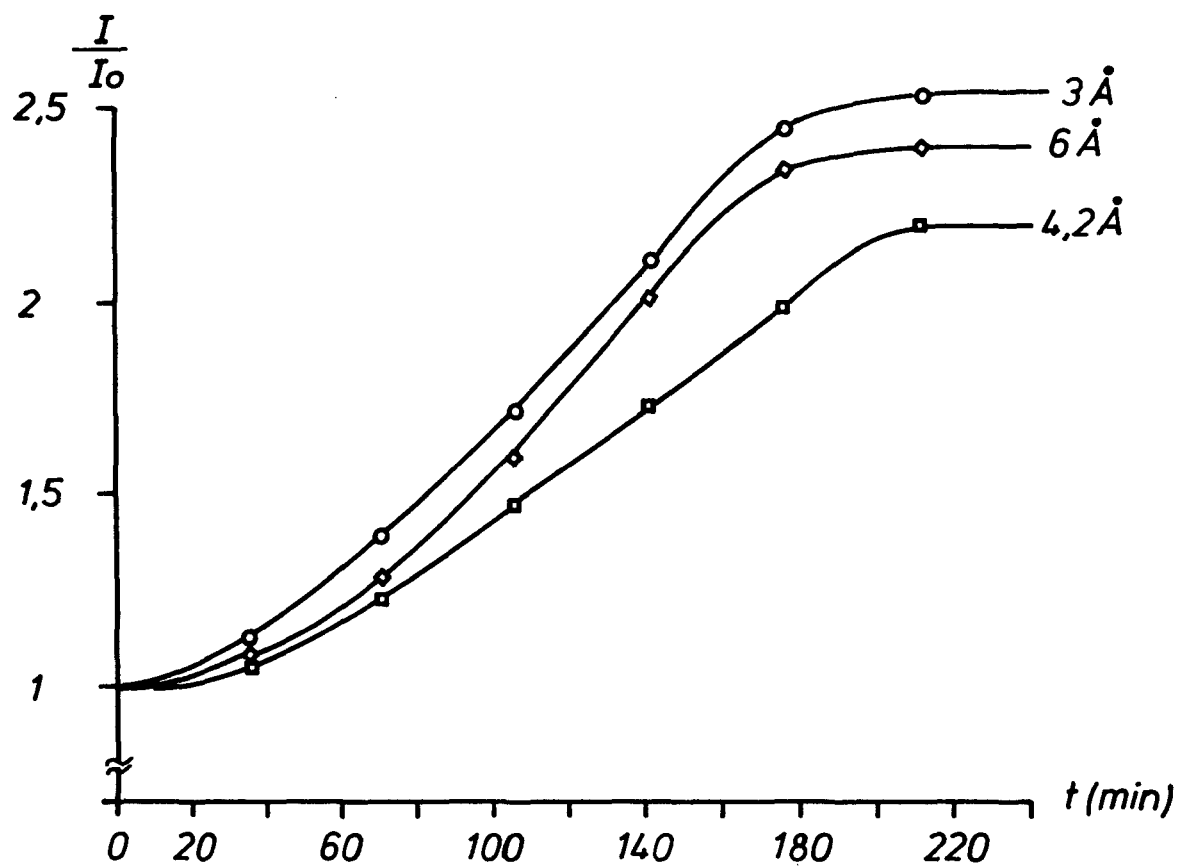


Fig. 8a Zeitlicher Verlauf des Intensitätsanstiegs beim Kaltfahren des Äußeren Bi-Filters für verschiedene Wellenlängen

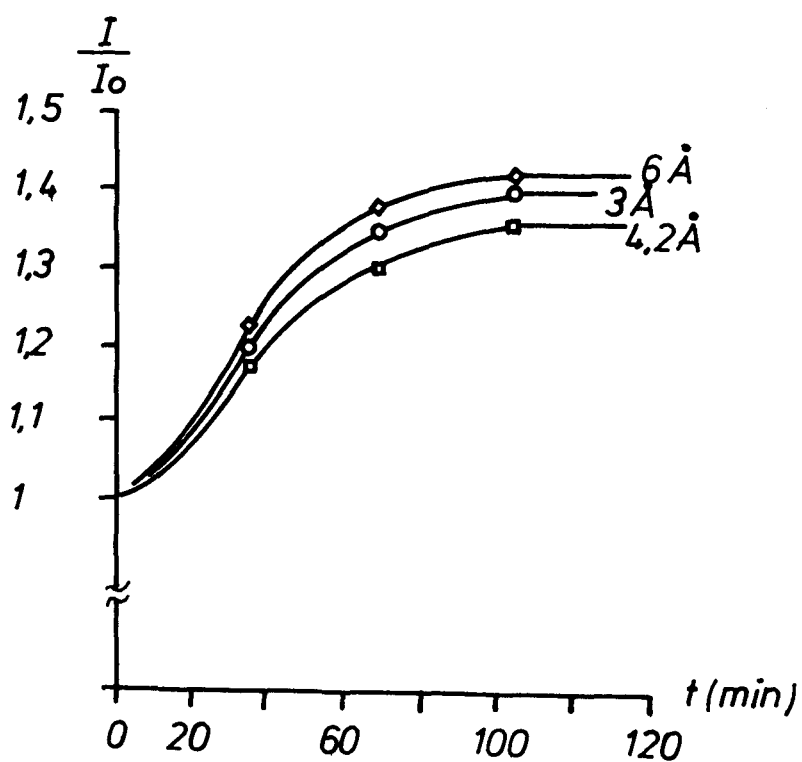


Fig. 8b Zeitlicher Verlauf des Intensitätsanstiegs beim Kaltfahren des Inneren Bi-Filters für verschiedene Wellenlängen

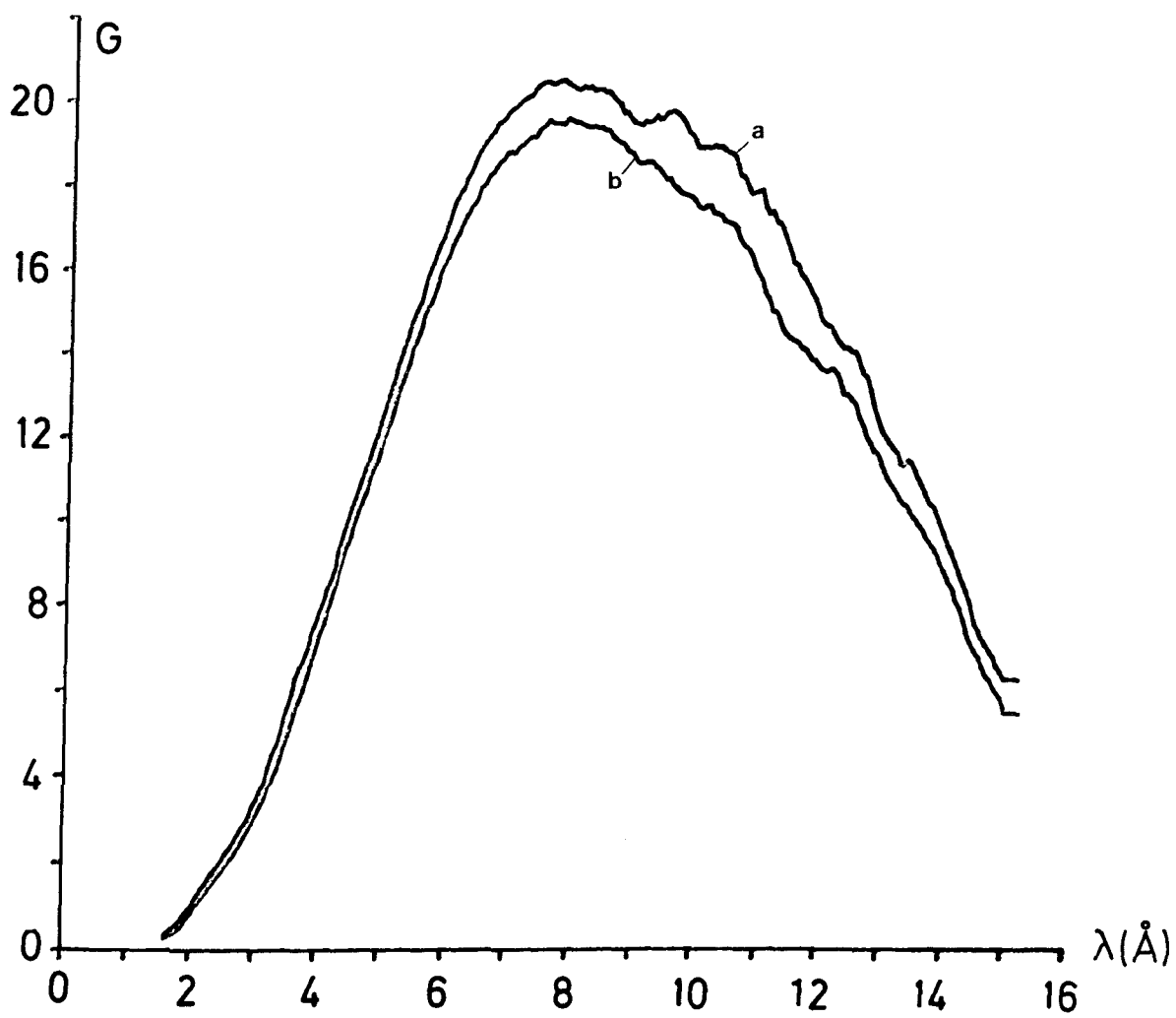


Fig. 9 Gewinnfaktor der Kalten Quelle mit reinem Wasserstoff als Moderator
a) 23 MW
b) 15 MW

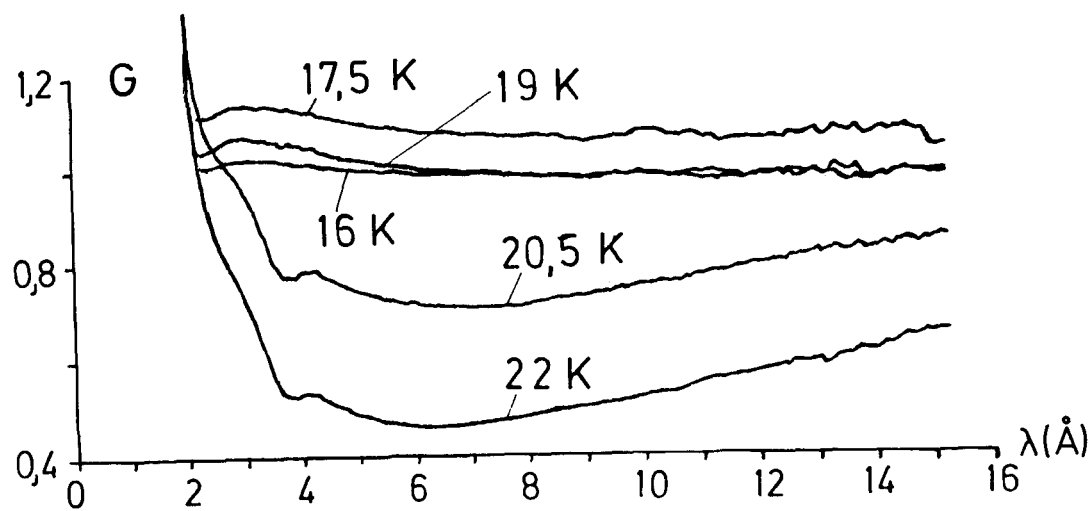


Fig. 10a Temperaturgang der Intensität bei 100% H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_g = 2,4 \text{ atü}$, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5 \text{ K}$, Reaktorleistung 23 MW

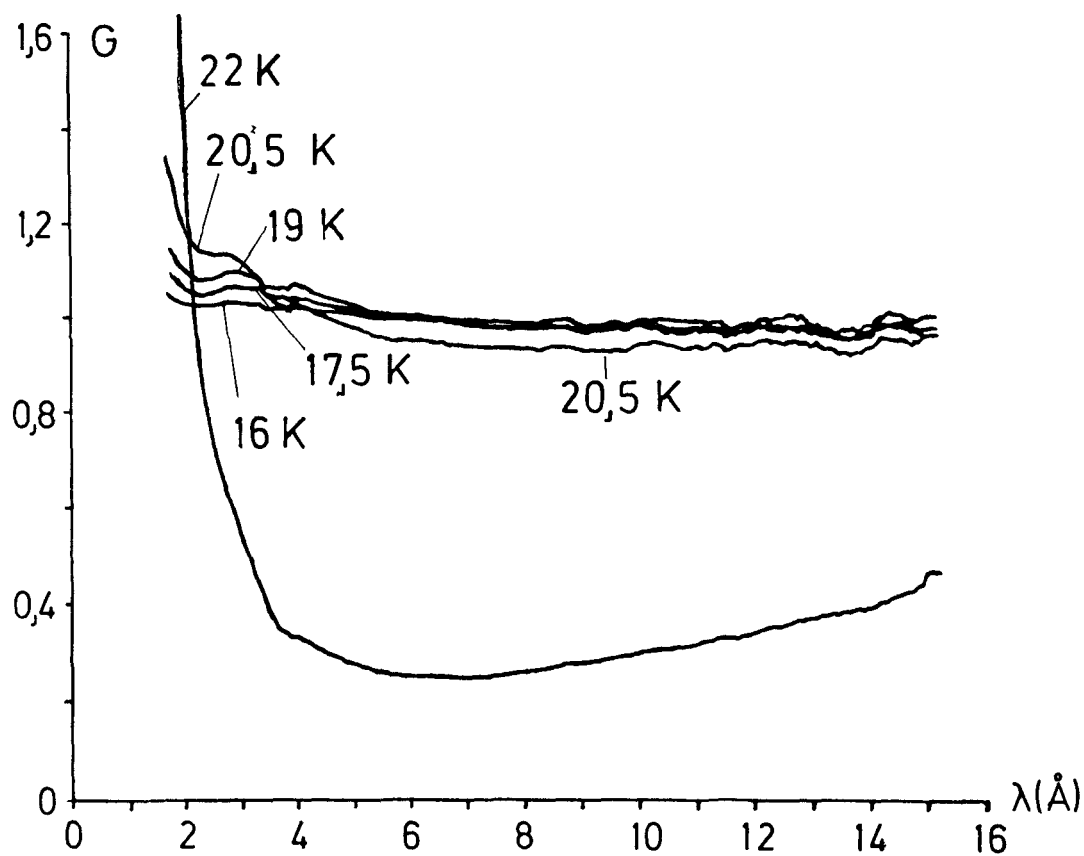


Fig. 10b Temperaturgang der Intensität bei 100% H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_g = 2,8 \text{ atü}$, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5 \text{ K}$, Reaktorleistung 23 MW

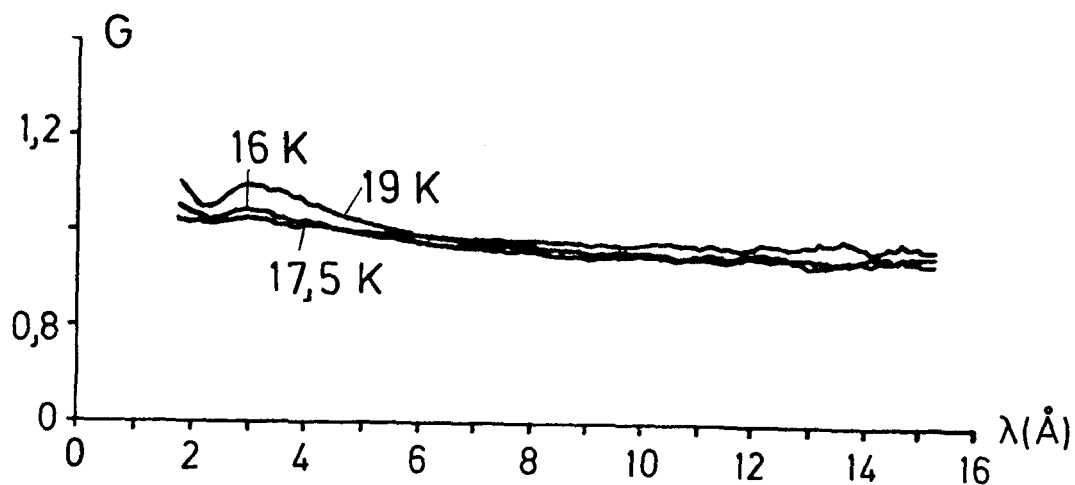


Fig. 10c Temperaturgang der Intensität bei 100% H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 3,1$ atü, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5$ K, Reaktorleistung 23 MW

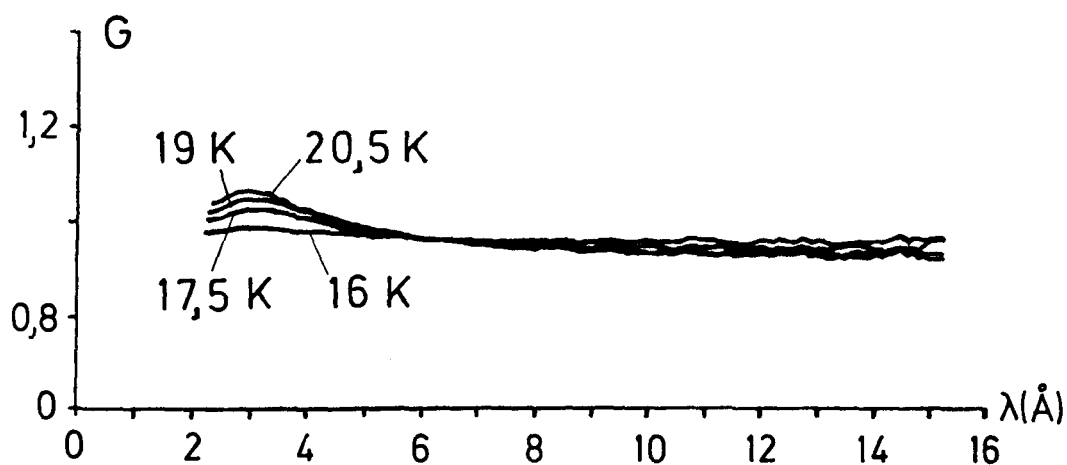


Fig. 10d Temperaturgang der Intensität bei 100% H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 3,4$ atü, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5$ K, Reaktorleistung 23 MW

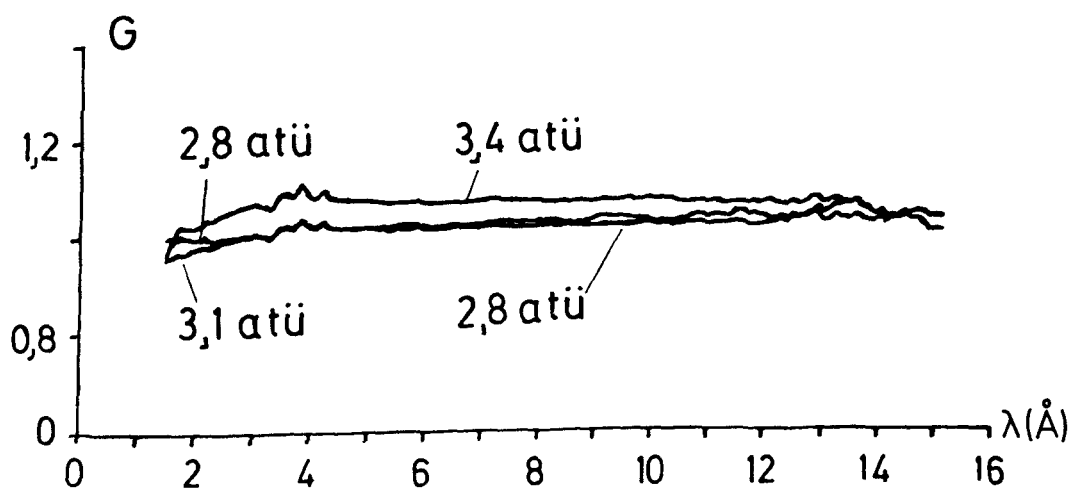


Fig. 10e Intensitätsänderung durch Variation des Ausgleichs-
 druckes bei 100% H_2 . Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 2,4$ atü,
 Kühlgastemperatur $T_g = 14,5$ K, Reaktorleistung 23 MW

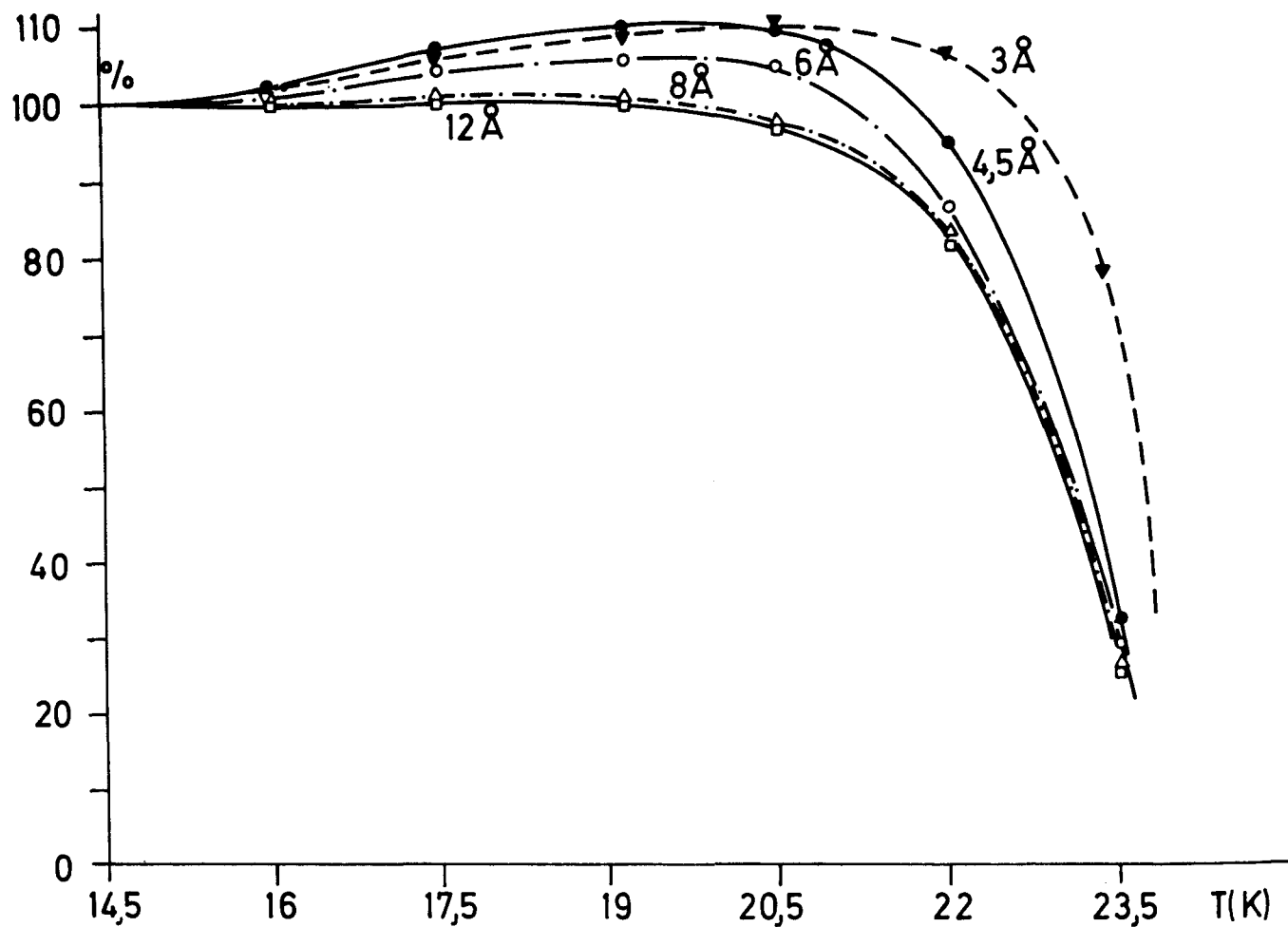


Fig. 11 Temperaturgang der Intensität bei 100% H_2
Reaktorleistung 15 MW, Ausgleichsdruck $p_a = 2,5$ atü

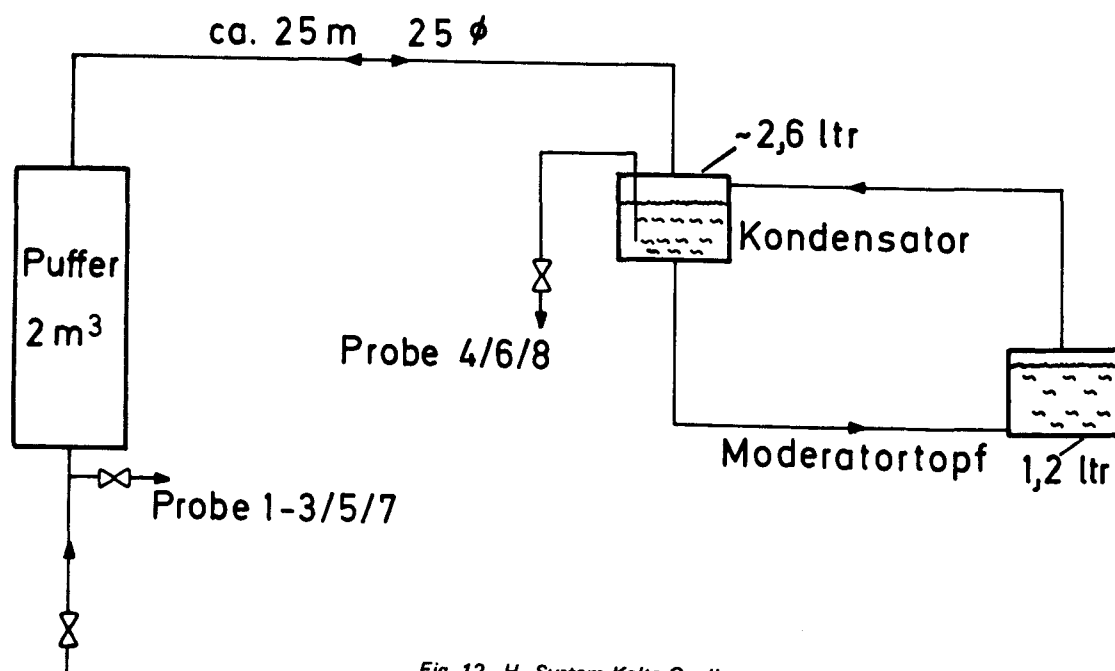


Fig. 12 H_2 -System Kalte Quelle

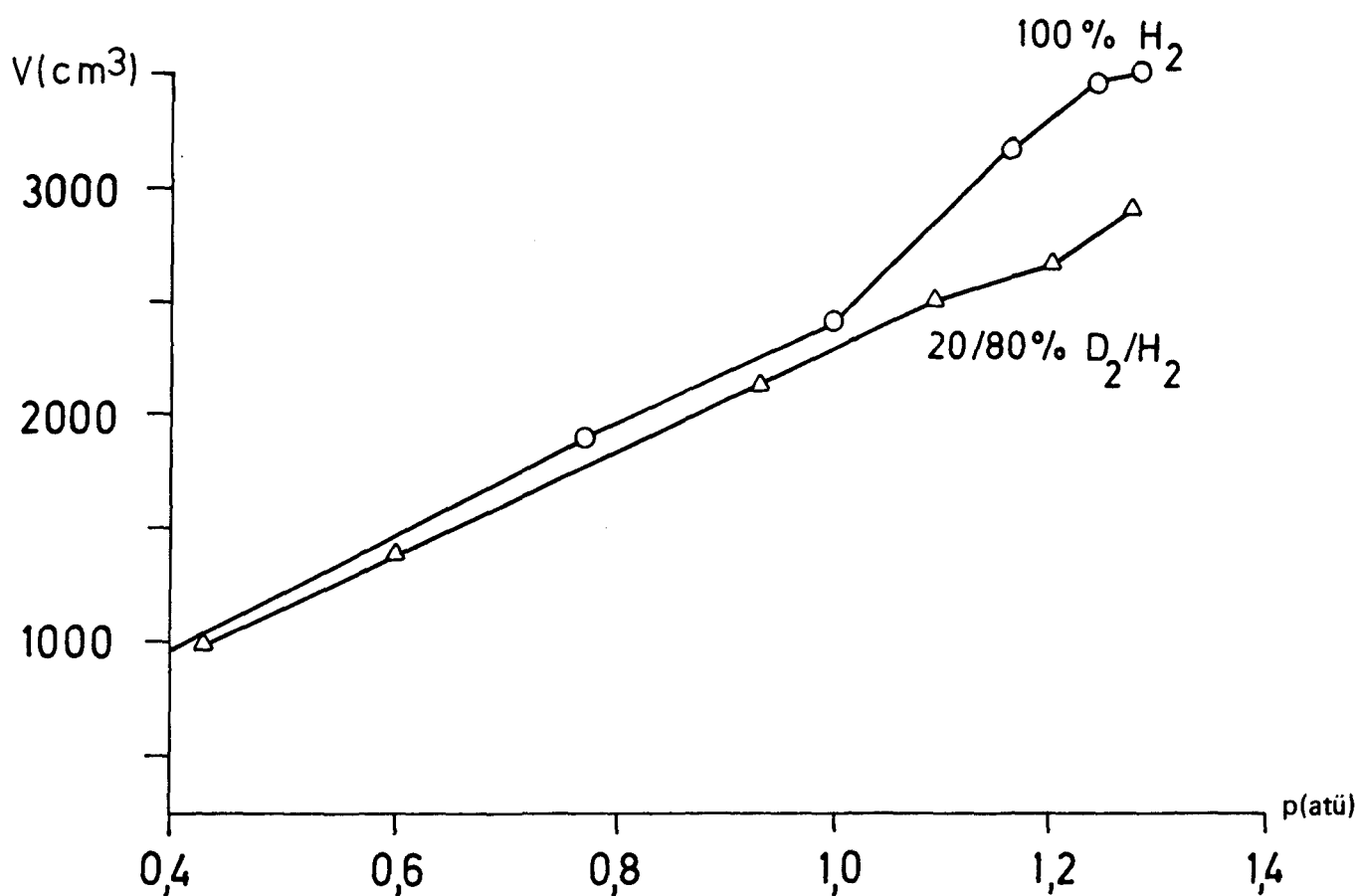


Fig. 13 Einkondensierte Flüssigkeitsmenge als Funktion des Druckabfalls im Ausgleichsbehälter bei 14,5 K und 23 MW

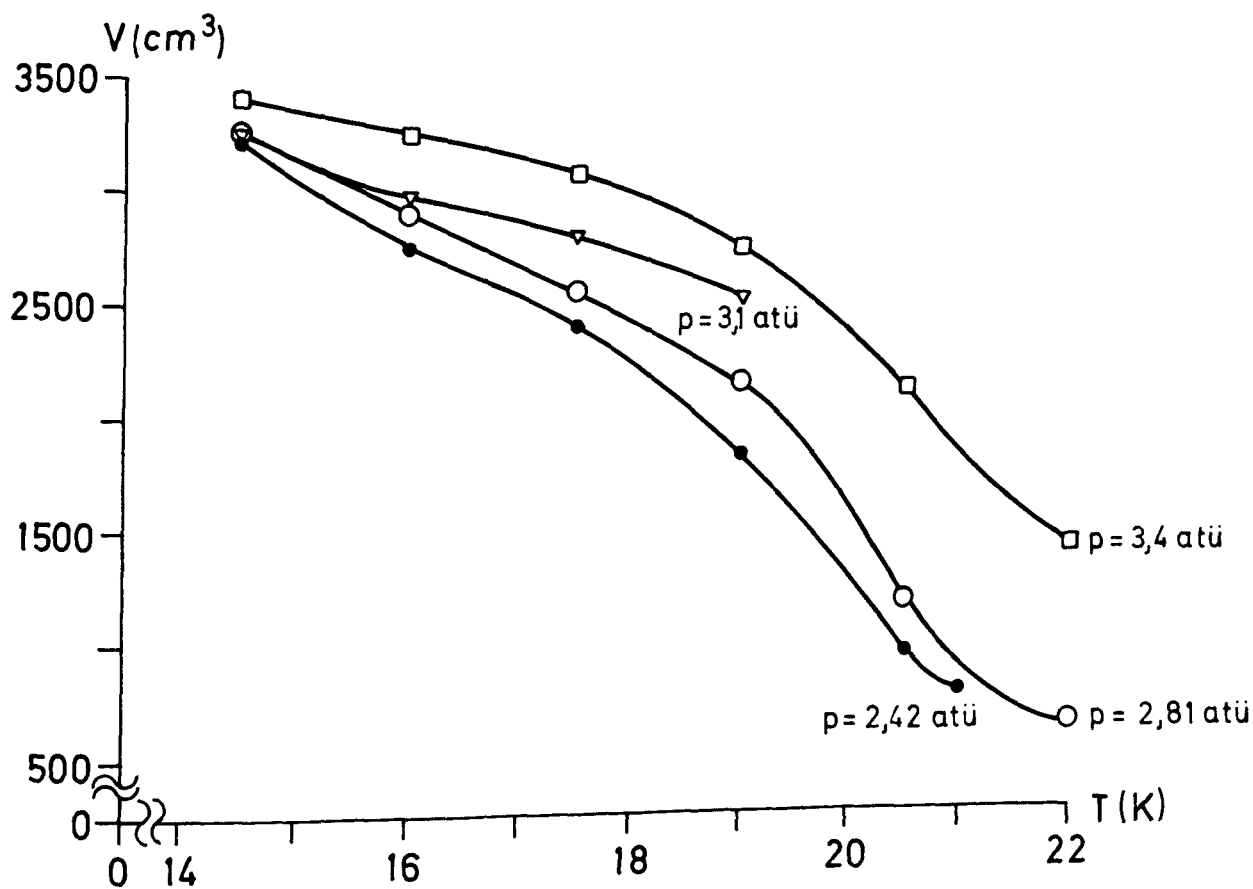


Fig. 14 Abhängigkeit der einkondensierten Flüssigkeitsmenge von der Kühlgastemperatur bei verschiedenen Ausgleichsdrücken für 100% H_2 und 23 MW

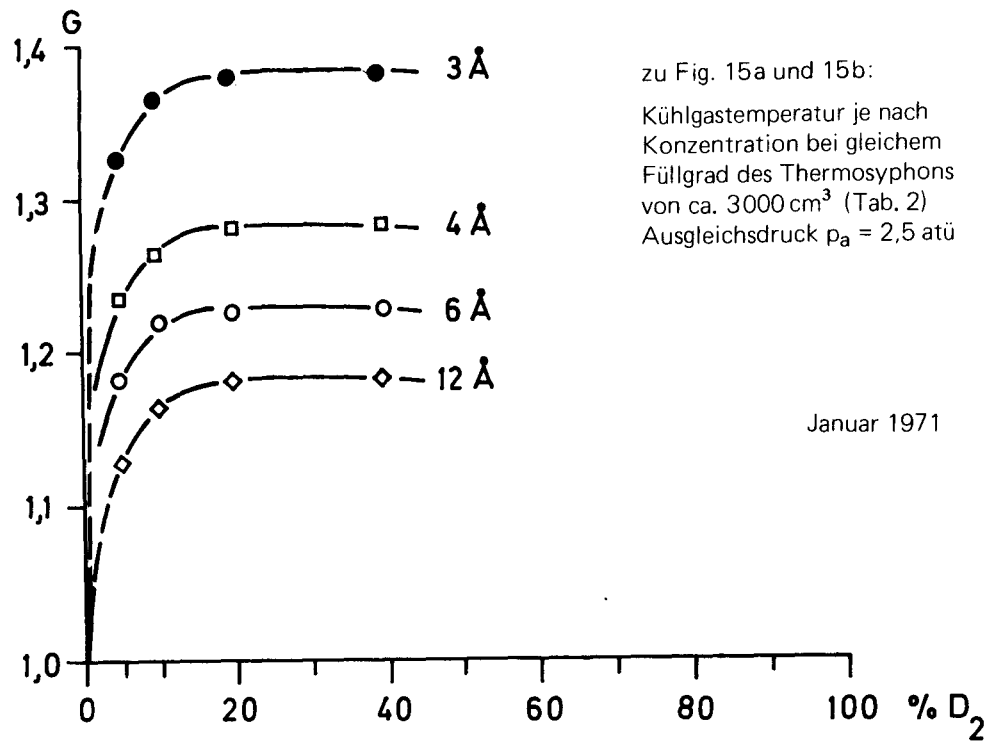


Fig. 15a Intensitätsverhalten in Abhängigkeit von der D_2 -Konzentration in H_2
 Reaktorleistung 15 MW

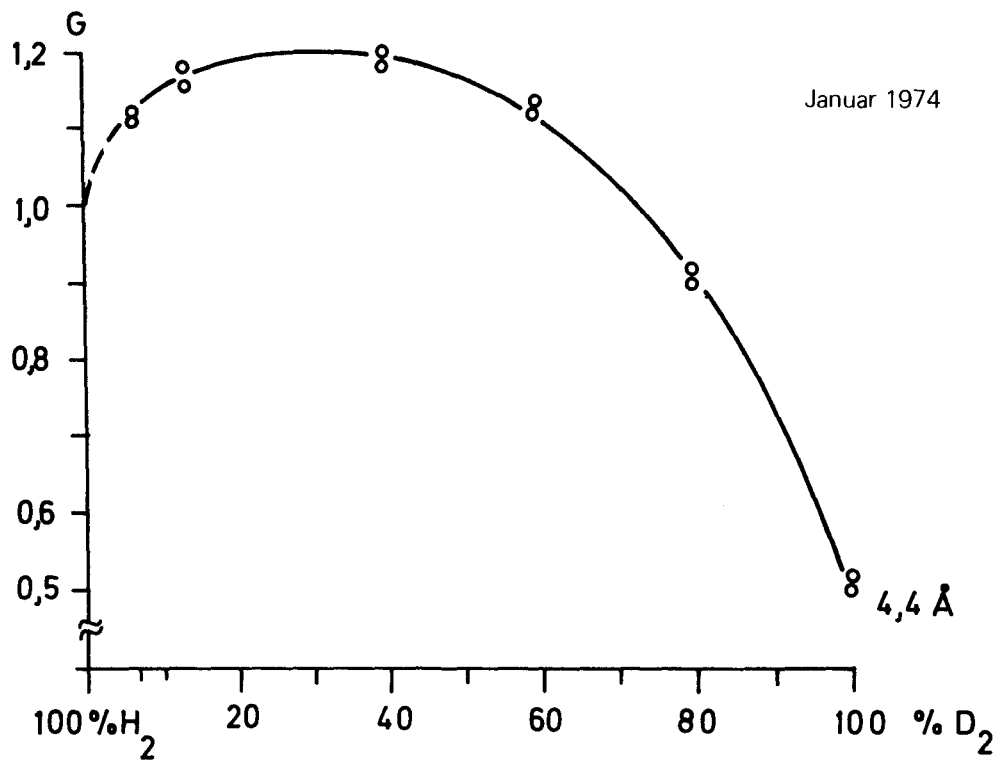


Fig. 15b Intensitätsverhalten in Abhängigkeit von der D_2 Konzentration in H_2
 Reaktorleistung 23 MW

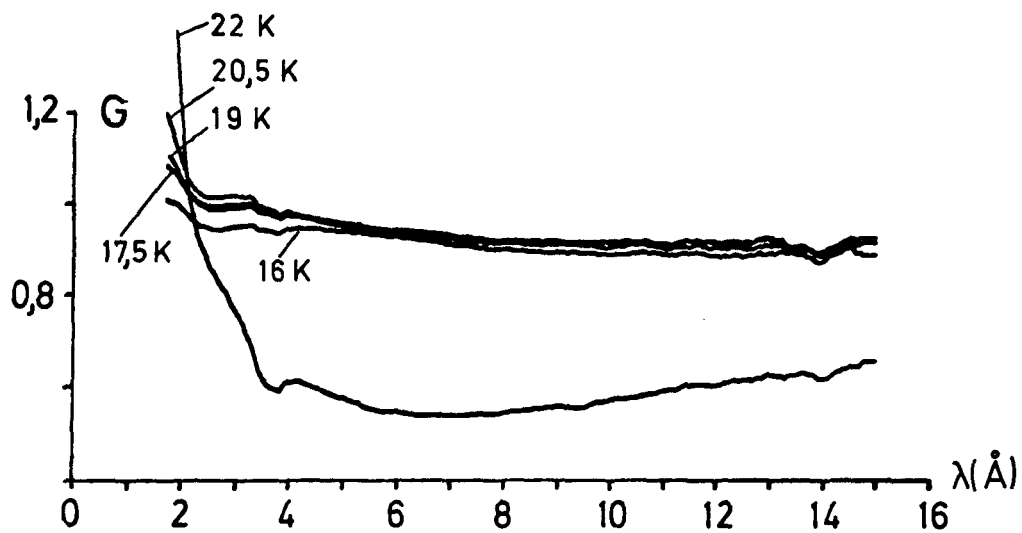


Fig. 16a Temperaturgang der Intensität bei 20/80% D_2/H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_g = 2,5 \text{ atü}$, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5 \text{ K}$, Reaktorleistung 23 MW

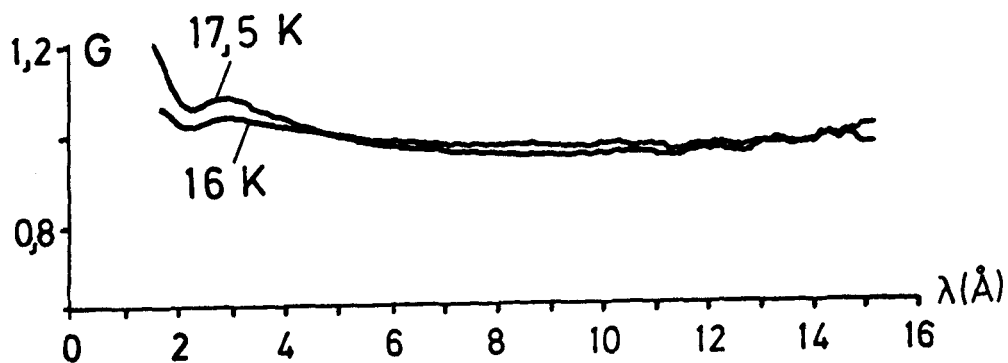


Fig. 16b Temperaturgang der Intensität bei 20/80% D_2/H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_g = 3,4 \text{ atü}$, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5 \text{ K}$, Reaktorleistung 23 MW

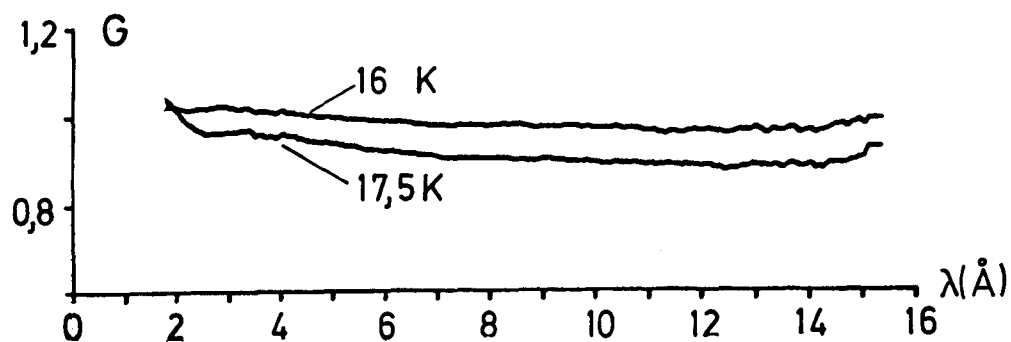


Fig. 16c Temperaturgang der Intensität bei 20/80% D_2/H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 3,1$ atü, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5$ K, Reaktorleistung 23 MW

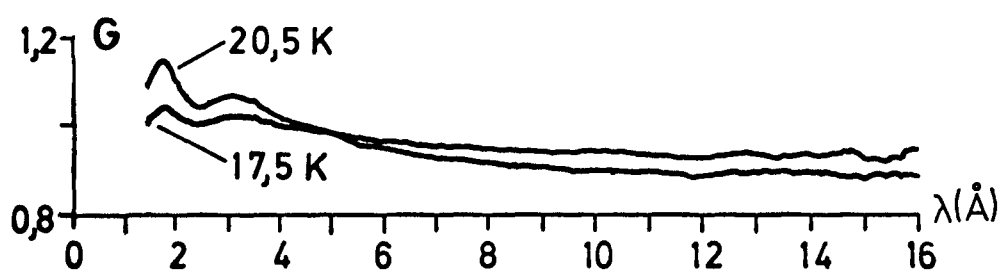


Fig. 16d Temperaturgang der Intensität bei 20/80% D_2/H_2
 Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 3,8$ atü, Kühlgastemperatur
 $T_g = 14,5$ K, Reaktorleistung = 23 MW

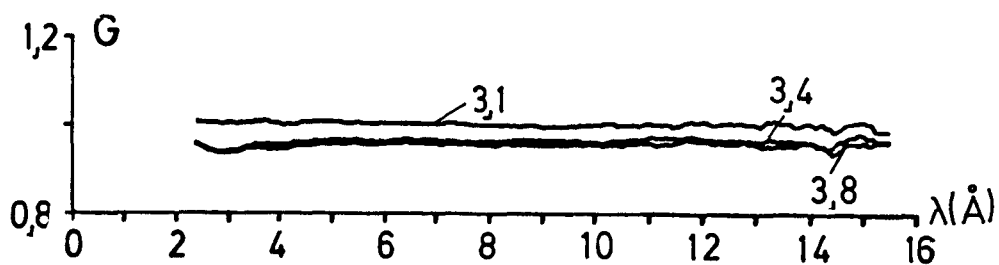


Fig. 16e Intensitätsänderung durch Variation des Ausgleichsdruckes
 bei 20/80% D_2/H_2 . Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 2,5$ atü,
 Kühlgastemperatur $T_g = 14,5$ K, Reaktorleistung 23 MW

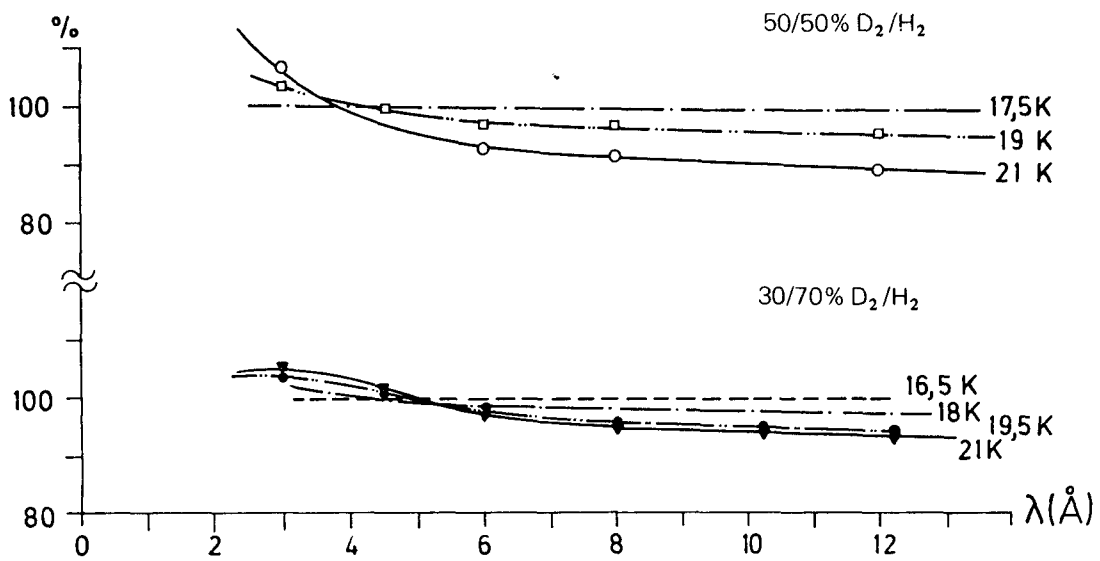


Fig. 17 Intensitätsänderung durch Temperaturvariation bei D₂/H₂-Gemischen
Bezugsdaten: Ausgleichsdruck $p_a = 2,5$ atü, Reaktorleistung 15 MW

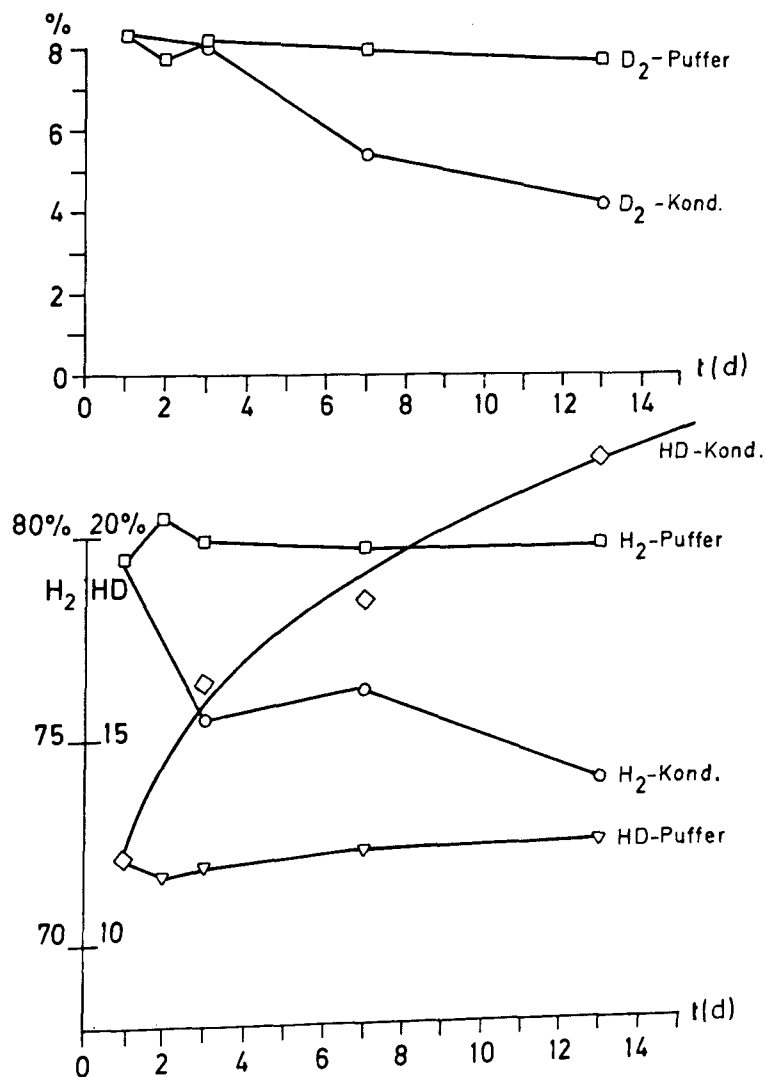


Fig. 18 Konzentration des Moderatorgemisches als Funktion der Zeit
an verschiedenen Stellen des Moderatorkreislaufes, Reaktorleistung 23 MW

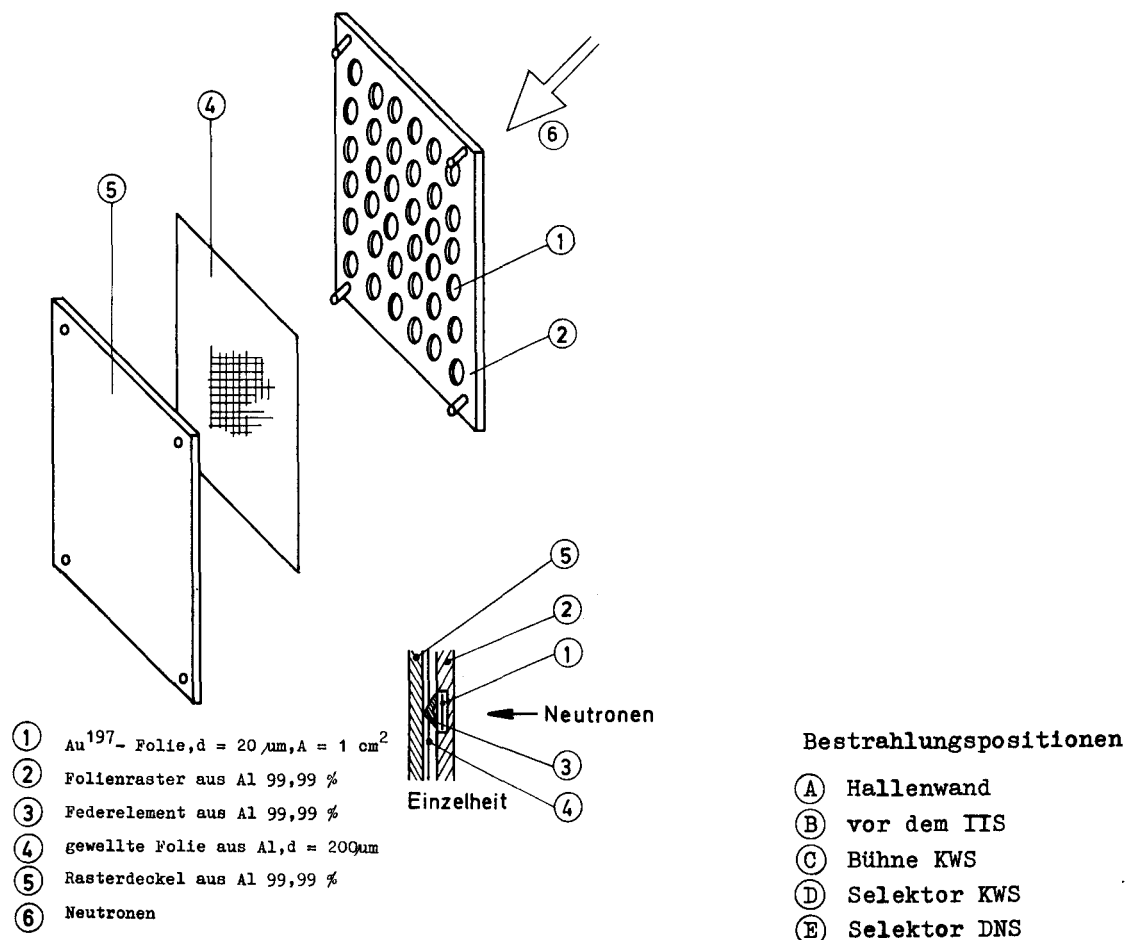


Fig. 19 Goldfolienraster

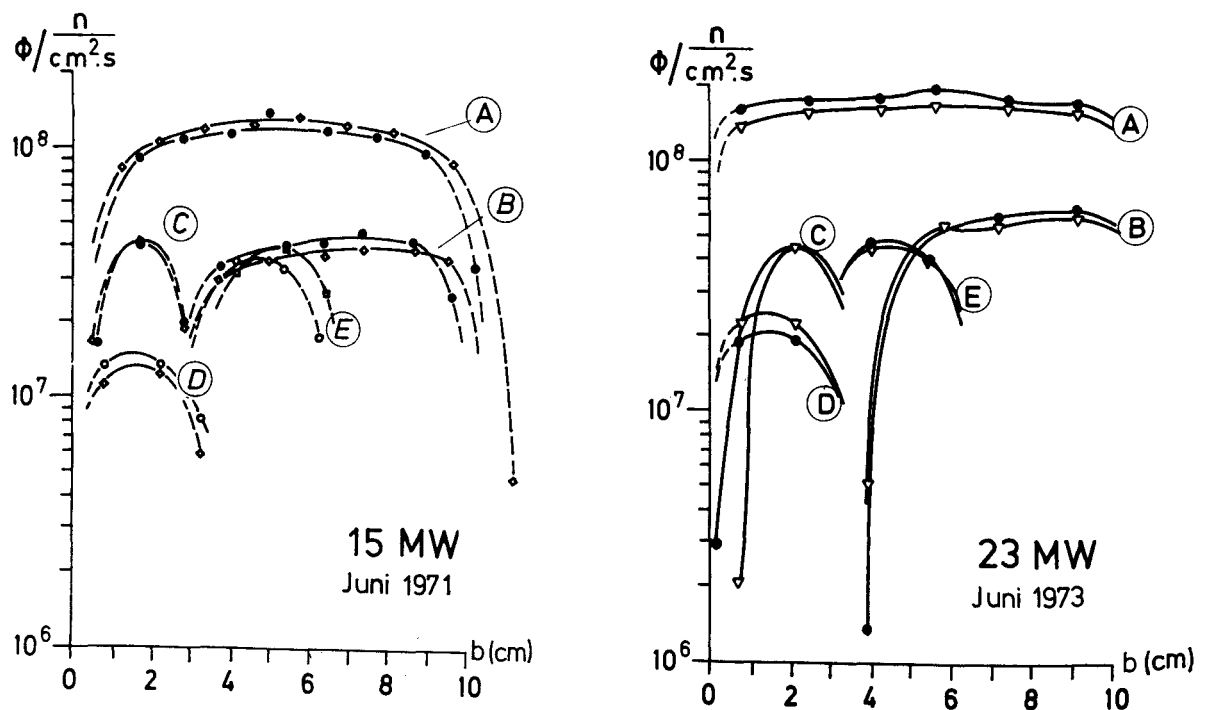


Fig. 20 Flußverteilung im Neutronenleiterkanal in 3 bzw. 6 cm Kanalhöhe vor und nach der Leistungserhöhung des Reaktors

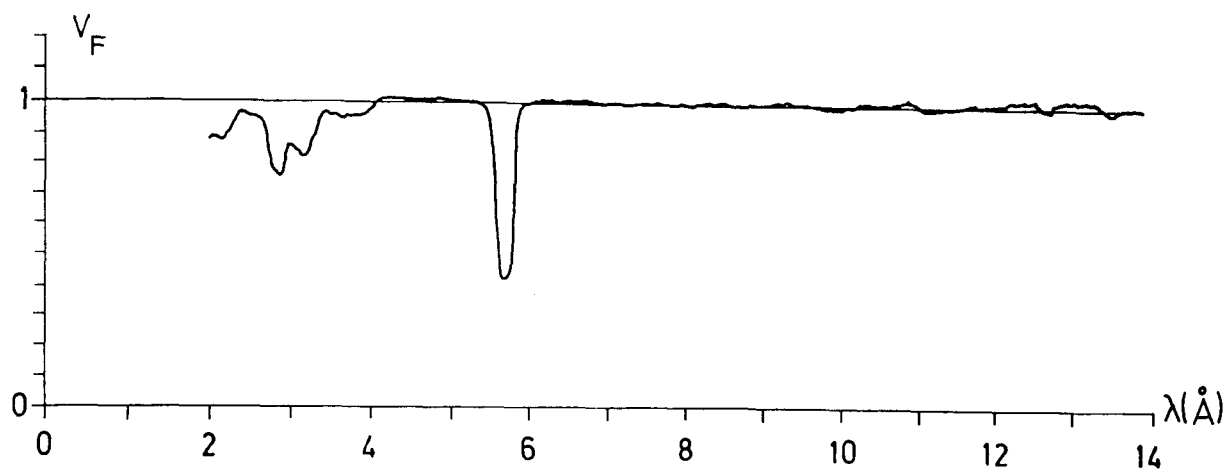


Fig. 21a Intensitätsverlust durch die Graphit-Monochromatorkristalle des TOF-Spektrometers

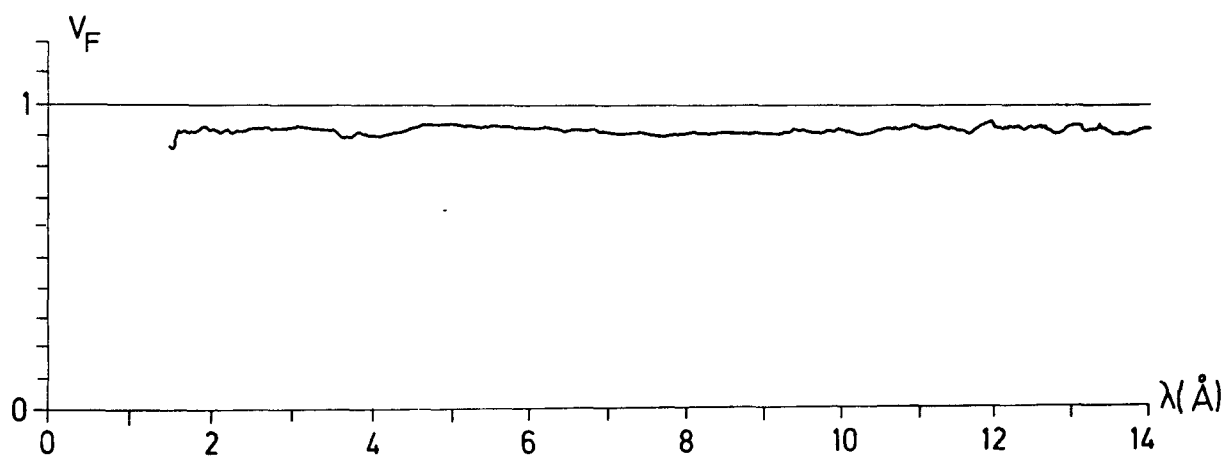


Fig. 21b Intensitätsverlust durch die Si-Monochromatorkristalle des Pi-Spektrometers

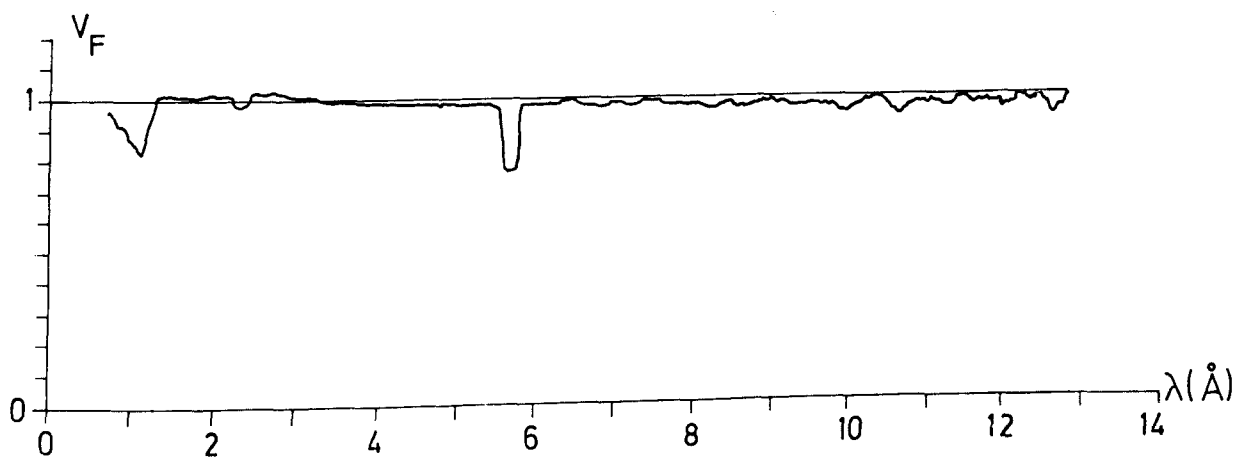


Fig. 21c Intensitätsverlust durch den Graphit-Monochromatorkristall des Hochauflösenden Dreiachsenspektrometers HADAS

Tabelle 1

Reflex [hkl]	Kohärente Minima bei Einstrahlung in [111]-Richtung		
	Lage λ [Å]	Breite $\Delta\lambda$ [Å]	Q_{hkl} [cm ⁻¹]
111	7,893	r	—
222	3,947	r	—
211	3,777	4,96 10^{-2}	2,973 10^{-2}
110	3,621	9,52 10^{-2}	2,980 10^{-2}
221	3,475	3,65 10^{-2}	1,819 10^{-2}
322	2,851	2,14 10^{-2}	1,524 10^{-2}
333	2,631	r	—
332	2,544	1,91 10^{-2}	0,201 10^{-2}
100	2,464	12,2 10^{-2}	0,090 10^{-2}
321	2,247	3,41 10^{-2}	0,180 10^{-2}
210	1,960	5,95 10^{-2}	0,031 10^{-2}
331	1,943	2,92 10^{-2}	0,350 10^{-2}
311	1,931	4,06 10^{-2}	0,281 10^{-2}
220	1,818	4,76 10^{-2}	0,347 10^{-2}
320	1,337	3,72 10^{-2}	0,104 10^{-2}
330	1,207	3,17 10^{-2}	0,030 10^{-2}
310	1,191	4,14 10^{-2}	0,112 10^{-2}
200	1,74	6,17 10^{-2}	0,156 10^{-2}
311	1,141	2,78 10^{-2}	0,0006 10^{-2}

Lage, Breite und spezifische Reflektivität einiger kohärenter Minima bei einem Bi-Einkristallfilter, das in [111]-Richtung durchstrahlt wird. Rückreflexe sind sehr schmal und mit r bezeichnet. Die übliche Formel für Q_{hkl} versagt in diesem Falle.

Tabelle 2 Abhängigkeit der Kondensatmenge im Thermosyphon von der Kühlgastemperatur und dem Ausgleichsdruck (H_2 -Druck warm) bei 15 und 23 MW Reaktorleistung für verschiedene Moderatormischungen

Datum Uhrzeit	Reaktor- leistung MW	D ₂ /H ₂ %	H ₂ -Druck warm atü	He-Temp. K	H ₂ -Druck kalt atü	Außen- temp. °C	Konden- satmenge cm ³	
27.1.71 11.05	15	0	2,60	14,5	1,28	7	3100	
18.00				16,5	1,31	5	2980	
28.1.71 10.15	15	0	2,60	17,5	1,37	6	2830	
11.20				19,0	1,51	6,5	2530	
14.40				20,5	1,80	8	1860	
16.00				22,0	2,14	7	1030	
17.45				23,0	2,29	5	610	
29.1.71 13.45	15	50	2,50	17,5	1,15	7	2990	
16.40				19,0	1,21	7	2830	
18.00	15	50	2,50	20,5	1,37	6	2450	
19.20				22,0	1,62	4	1870	
21.06	15	40	2,48	17,0	1,17	3	2950	
22.27				18,6	1,21	2	2850	
23.42				20,0	1,34	1,5	2530	
30.1.71 8.15	15	40	2,48	21,5	1,60	3	1970	
10.03	15	30	2,49	16,5	1,20	3	2950	
11.25				18,0	1,24	3,5	2860	
12.35				19,5	1,37	5	2570	
13.45				21,0	1,58	6	2050	
15.20	15	20	2,49	16	1,19	8	2880	
16.53				17,5	1,22	7	2760	
18.23				19,0	1,32	6	2560	
20.05				20,5	1,5	6	2150	
31.1.71 11.15	0	20	2,44	20,5	1,13	7	3100	
4.1.73 17.35	15	0/100	2,42	14,5	1,14	2	3220	
20.34	23			„	1,18	2	3100	
21.30				16,5	1,26	0	2730	
24.00	15			17,5	1,42	0	2400	
5.1.73 2.30				19,0	1,65	-1	1840	
6.1.73 15.35				20,5	2,02	2	965	
16.36				21,0	2,10	2	775	
20.30	15			2,81	14,5	1,54	2	3120
23.00					16,0	1,62	1	2900
7.1.73 1.00					17,5	1,72	0	2560
3.40					19,0	1,92	-1	2140
5.00					20,5	2,32	-1	1180
7.15					22,0	2,54	-1	630

Tabelle 2 (Fortsetzung)

Datum Uhrzeit	Reaktor- leistung MW	D ₂ /H ₂ %	H ₂ -Druck warm atü	He-Temp. K	H ₂ -Druck kalt atü	Außen- temp. °C	Konden- satmenge cm ³	
17.00	23	0/100	3,10	14,5	1,83	1	3120	
20.00				16,0	1,89	0	2970	
22.30				17,5	1,96	0	2800	
8.1.73				19,0	2,07	1	2530	
16.30								
17.30			3,40	14,5	2,02	1	3390	
20.00				16,0	2,08	1	3240	
22.30				17,5	2,15	1	3070	
9.1.73				19,0	2,27	2	2760	
1.00								
3.30				20,5	2,52	2	2140	
6.00				22,0	2,81	1	1430	
9.1.71	23	20/80	2,49	14,5	1,22	2	2950	
15.00				16,0	1,29	2	2700	
17.00				17,5	1,40	1	2550	
19.30				19,0	1,56	1	2170	
22.45				20,5	1,89	2	1400	
1.15				22,0	2,06	2	1000	
3.45				14,5	1,22	1	2950	
6.15								
10.1.73			3,09	14,5	1,79	1	3040	
10.00				16,0	1,85	2	2900	
11.45				17,5	1,92	2	2700	
13.30			3,40	14,5	2,06	2	3160	
16.25				17,5	2,19	2	2830	
17.40				20,5	2,42	2	2270	
19.15								
22.15			3,80	14,5	2,41	2	3250	
11.1.73			3,80	17,5	2,49	1	3060	
0.45				20,5	2,72	1	2530	
3.15				14,5	2,42	1	3240	
5.45								
11.20		10	2,50	14,5	1,26	2	2980	
14.35		5	1,50	14,5	1,26	3	3030	
6.11.73		100/0		19,8	1,10	2	3020	
18.11	80/20			18,5	1,15	1	3025	
20.22	60/40			17,6	1,20	1	3010	
22.15								
7.11.73	23	40/60	2,5	16,7	1,25	0	2990	
0.30		13,5/86,5		15,3	1,26	-1	3088	
2.35		6,7/93,3		14,8	1,27	-1	3104	
11.13		0/100		14,5	1,32	-1	3000	
14.18		20/80		15,7	1,25	-1	3080	
15.38								

Tabelle 3

Probe Nr.	Zeit	Entnahmeort	Analyse			H ges	D ges	Bemerkungen
			% H ₂	% D ₂	% HD			
						%	%	
1	1.8.73 13.00	Ausgleichs- behälter	79,5	8,4	12,1	86,6	14,4	Entnahme vor dem Kaltfahren $p_a = 2,57 \text{ atü}$, $T = 27^\circ\text{C}$ außen
2	2.8.73 16.45	Ausgleichs- behälter	80,5	7,8	11,7	86,3	13,7	Entnahme nach dem Kaltfahren $p_a = 1,15 \text{ atü}$, $T = 24^\circ\text{C}$ außen
3	3.8.73 30.30	Ausgleichs- behälter	79,9	8,2	11,9	86,8	13,2	$p_a = 1,17 \text{ atü}$
4	3.8.73 13.30	Kondensator	75,5	8,1	16,4	83,7	16,3	
5	7.8.73 14.30	Ausgleichs- behälter	79,7	8,05	12,25	85,8	14,2	
6	7.8.73 14.30	Kondensator	76,2	5,4	18,4	85,4	14,6	
7	13.8.73 15.30	Ausgleichs- behälter	79,8	7,8	12,4	86,0	14,0	
8	13.8.73 15.30	Kondensator	73,9	4,2	21,9	84,9	15,1	

Zeitliche Veränderung des Moderatorgemisches im Kondensator und im Ausgleichsbehälter (Puffer) während einer Reaktorperiode

Tabelle 4: Mittlere Flußdichten im Neutronenleiter (Juni 1971)

Proben-Nr.	Str.-höhe (cm)	A Reaktor- hallenwand	Str.-höhe (cm)	B vor dem π S	Str.-höhe (cm)	C Bühne KWS	Str.-höhe (cm)	D v.d. Selektor KWS	Str.-höhe (cm)	E v.d. Selektor DNS
1	a	$2,67 \cdot 10^5$	a	$1,95 \cdot 10^5$	a	$4,66 \cdot 10^4$	a	$2,65 \cdot 10^5$		—
2	a	2,86	a	1,73	a	$9,55 \cdot 10^5$	a	$1,20 \cdot 10^6$		—
3	a	3,73	a	2,03	a	2,2		$6,90 \cdot 10^5$		$1,17 \cdot 10^7$
4	a	3,43	a	2,11	a	2,58	9,2	6,02	9	1,07
5	a	4,84	a	2,10	a	1,71		3,20		$7,46 \cdot 10^6$
6	a	4,35	a	1,95	a	9,29	a	2,26		—
7	a	5,42	a	1,83	a	$6,22 \cdot 10^4$	a	3,09		—
8	a	5,46	a	9,95	a	$8,17 \cdot 10^5$	a	$8,22 \cdot 10^6$		—
9	a	4,71		$2,33 \cdot 10^7$	a	7,67	a	$3,52 \cdot 10^7$		—
10	a	4,328		2,66	a	$4,12 \cdot 10^6$		3,21		$1,39 \cdot 10^7$
11	a	3,852	9,7	3,03	a	7,95	8	1,30	7,8	1,35
12	a	3,11		3,44	a	4,97		$2,83 \cdot 10^5$		$8,00 \cdot 10^6$
13	a	3,41		4,12	a	$2,17 \cdot 10^5$	a	1,68		—
14	a	3,89		1,81	a	$7,41 \cdot 10^4$	a	1,215		—
15	a	4,51	a	$4,57 \cdot 10^5$	a	$1,02 \cdot 10^5$	a	7,35		—
16	a	5,04		$3,93 \cdot 10^7$	a	2,80	a	$3,53 \cdot 10^6$		—
17	a	6,31		3,92		$1,73 \cdot 10^7$		3,43		$1,35 \cdot 10^7$
18	a	6,81	8,6	4,32	9,7	4,14	6,8	1,46	6,7	1,25
19	a	5,91		4,39		2,68		$3,51 \cdot 10^5$		$8,96 \cdot 10^6$
20	a	5,83		4,60	a	$5,72 \cdot 10^5$	a	2,08		—
21	a	5,39		2,62	a	8,56	a	1,29		—
22	a	4,96	a	$3,81 \cdot 10^5$	a	1,22	a	9,55		—
23	a	4,45		$3,88 \cdot 10^7$	a	$2,94 \cdot 10^6$	a	$3,62 \cdot 10^7$		—
24	a	4,17		3,66		$1,67 \cdot 10^7$		3,46		$1,39 \cdot 10^7$
25	a	4,78	7,5	4,06	8,5	4,55	5,5	1,57	5,4	1,36
26	a	7,84		4,29		2,63		$3,15 \cdot 10^5$		$8,69 \cdot 10^6$
27	a	$1,71 \cdot 10^6$		4,38	a	$6,11 \cdot 10^5$	a	2,08		—
28	a	7,7		2,70	a	1,07	a	1,33		—
29	a	8,3	a	$5,65 \cdot 10^5$	a	1,43	a	4,93		—
30	a	$2,38 \cdot 10^7$		$3,81 \cdot 10^7$	a	$2,88 \cdot 10^6$	a	$3,72 \cdot 10^7$		—
31	a	1,68		3,64		$1,92 \cdot 10^7$		3,28		$1,26 \cdot 10^7$
32	a	3,31	6,2	3,94	7,3	3,93	4,3	1,51	4,5	1,29
33	a	$6,2 \cdot 10^5$		4,03		2,58		$2,76 \cdot 10^5$		$9,24 \cdot 10^6$
34	a	3,91		4,33	a	$9,46 \cdot 10^5$	a	1,92		—
35	a	$1,1 \cdot 10^7$		2,96	a	1,10	a	1,44		—
36		2,33	a	$4,67 \cdot 10^5$	a	1,32	a	3,86		—
37		2,1		$3,59 \cdot 10^7$	a	3,20	a	$3,65 \cdot 10^7$		—
38		7,1		3,85		$1,92 \cdot 10^7$		3,39		$1,30 \cdot 10^7$
39		$1,007 \cdot 10^8$	5	3,88	6	4,55	3	1,85	4,3	1,25
40	9,3	1,13		3,89		2,17		$2,73 \cdot 10^5$		$9,3 \cdot 10^6$
41		1,07		4,04	a	$7,83 \cdot 10^5$	a	1,89		—
42		$9,6 \cdot 10^7$		3,18	a	1,06	a	1,44		—
43		8,44	a	$4,90 \cdot 10^5$	a	1,54	a	3,69		—
44	a	$9,75 \cdot 10^5$		$3,18 \cdot 10^6$	a	$3,41 \cdot 10^6$	a	$3,65 \cdot 10^7$		—
45	a	4,1		4,11		$2,00 \cdot 10^7$		3,30		$1,19 \cdot 10^7$
46	a	$1,25 \cdot 10^7$	3,8	3,84	4,8	4,02	1,8	1,56	3	1,27
47		2,52		4,30		2,35		$2,84 \cdot 10^5$		$1,00 \cdot 10^6$
48	8	2,51		4,34	a	$8,87 \cdot 10^5$	a	2,02		—
49		6,63		3,52	a	1,06	a	1,46		—

Tabelle 4: (Fortsetzung)

Proben-Nr.	Str.-höhe (cm)	A Reaktor- hallenwand	Str.-höhe (cm)	B vor dem π S	Str.-höhe (cm)	C Bühne KWS	Str.-höhe (cm)	D v.d. Selektor KWS	Str.-höhe (cm)	E v.d. Selektor DNS
50		$1,24 \cdot 10^8$	a	$4,82 \cdot 10^5$	a	1,69	a	3,52		—
51		1,38		$3,14 \cdot 10^7$	a	$4,17 \cdot 10^6$	a	$3,59 \cdot 10^7$		—
52	8	1,28	2,5	3,76		$2,27 \cdot 10^7$		3,48		$1,12 \cdot 10^7$
53		1,19		3,84	3,5	5,54	0,5	1,76	1,8	1,19
54		$9,18 \cdot 10^7$		4,15		2,61		$2,57 \cdot 10^5$		$9,35 \cdot 10^6$
55	a	$5,17 \cdot 10^6$		4,25	a	$6,89 \cdot 10^5$	a	1,78		—
56	a	$3,9 \cdot 10^5$		3,24	a	$9,99 \cdot 10^4$	a	1,26		—
57	a	$1,18 \cdot 10^7$	a	$4,03 \cdot 10^5$	a	$1,64 \cdot 10^5$	a	3,44		—
58		2,73		3,06	a	$3,93 \cdot 10^6$	a	$3,72 \cdot 10^7$		—
59		2,97		4,07		$2,23 \cdot 10^7$	a	3,58		$6,39 \cdot 10^6$
60		7,5		3,73	2,3	4,23	a	1,72	0,6	8,31
61	6,8	$1,41 \cdot 10^8$	1,3	4,13		2,47	a	$2,42 \cdot 10^5$		5,99
62		1,41		4,20	a	5,34	a	1,54		—
63		1,4		$3,9 \cdot 10^7$	a	$1,04 \cdot 10^5$	a	$1,08 \cdot 10^5$		—
64		1,38	a	$3,58 \cdot 10^5$	a	1,53		—		—
65		1,15	a	$2,33 \cdot 10^7$	a	$3,85 \cdot 10^6$				
66	a	$7,66 \cdot 10^6$	a	2,65		$1,83 \cdot 10^7$				
67	a	$4,17 \cdot 10^5$	a	2,94	1	4,37				
68	a	$9,51 \cdot 10^6$	a	2,51		1,96				
69		$3,09 \cdot 10^7$	a	2,45	a	$4,36 \cdot 10^5$				
70		3,2	a	2,02	a	9,27				
71		2,47	a	$3,25 \cdot 10^5$	a	1,03				
72	5,5	$1,38 \cdot 10^8$	a	3,82	a	1,94				
73		1,29	a	3,30	a	6,81				
74		1,24	a	2,848	a	$1,79 \cdot 10^7$				
75		1,38	a	2,21	a	9,57				
76		1,01	a	2,10	a	$2,87 \cdot 10^5$				
77	a	$1,34 \cdot 10^7$	a	1,92	a	$7,94 \cdot 10^4$				
78	a	$4,63 \cdot 10^5$		—	a	6,89				
79	a	$7,17 \cdot 10^6$		—	a	$1,69 \cdot 10^5$				
80		$2,6 \cdot 10^7$		—	a	—				
81		3,06		—	a	$4,71 \cdot 10^5$				
82		3,97		—	a	3,16				
83		$1,22 \cdot 10^8$		—	a	1,07				
84	4,3	1,21		—	a	$6,23 \cdot 10^4$				
85		1,23		—	a	5,27				
86		1,27		—	a	7,94				
87		$9,2 \cdot 10^7$		—	a	9,88				
88	a	1,88		—	a	$1,02 \cdot 10^5$				
89	a	$4,01 \cdot 10^5$		—	a	$8,93 \cdot 10^4$				
90	a	$5,57 \cdot 10^6$		—	a	7,08				
91		2,58		—		—				
92		2,58								
93		5,4								
94	3,1	1,23								
95		$1,11 \cdot 10^8$								
96		1,07								
97		1,22								
98		$9,14 \cdot 10^7$								

Tabelle 4: (Fortsetzung)

Proben-Nr.	Str.-höhe (cm)	A. Reaktor-hallenwand	B. vor dem πS	C. Bühne KWS	D. v.d. Selektor KWS	E. v.d. Selektor DNS
99	a	2,57				
100	a	$4,3 \cdot 10^5$				
101	a	$4,38 \cdot 10^6$				
102		$2,58 \cdot 10^7$				
103		2,72				
104		2,53				
105		$1,17 \cdot 10^8$				
106	2	1,43				
107		1,19				
108		1,14				
109		1,01				
110	a	$3,04 \cdot 10^7$				
111	a	$3,64 \cdot 10^5$				
112	a	$2,89 \cdot 10^6$				
113		$2,53 \cdot 10^7$				
114		2,93				
115		2,06				
116		$1,24 \cdot 10^8$				
117	0,5	1,13				
118		1,31				
119		1,26				
120		$8,94 \cdot 10^7$				
121	a	3,33				
122	a	$3,46 \cdot 10^5$				
123	a	8,03				
124	a	$7,2 \cdot 10^6$				
125	a	7,3				
126	a	4,5				
127	a	$1,64 \cdot 10^7$				
128	a	$7,62 \cdot 10^6$				
129	a	5,66				
130	a	2,36				
131	a	$9,74 \cdot 10^5$				
132	a	6,41				
133	a	3,14				
134	a	3,78				
135	a	4,00				
136	a	5,16				
137	a	6,25				
138	a	6,97				
139	a	7,65				
140	a	7,58				

Die mit a bezeichneten Folien lagen außerhalb des Strahlquerschnitts

Tabelle 4: Mittlere Flußdichten im Neutronenleiter (Juni 1973)

Proben-Nr.	Str.-höhe (cm)	A Reaktor-hallenwand	Str.-höhe (cm)	B vor dem π S	Str.-höhe (cm)	C Bühne KWS	Str.-höhe (cm)	D v.d. Selektor KWS	Str.-höhe (cm)	E v.d. Selektor DNS
1	9	$1,35 \cdot 10^8$	9	—	9	$1,98 \cdot 10^7$	9	—		—
2		1,53		$4,4 \cdot 10^5$	7,5	2,16		$2,95 \cdot 10^7$		—
3		1,52		$1,54 \cdot 10^7$	6	2,18		6,43		—
4		1,59		3,77	4,5	2,21		6,46		—
5		1,48		$7,30 \cdot 10^6$	2,5	2,43		6,93		—
6		1,45		—	1	2,52		—		—
7	7,5	1,49	7,5	—	9	1,67	7,5	—		—
8		1,71		$4,70 \cdot 10^5$	7,5	1,96		1,49		—
9		1,73		$1,76 \cdot 10^7$	6	1,95		5,33		—
10		1,94		4,20	4,5	1,98		5,53		—
11		1,75		$5,80 \cdot 10^6$	2,5	2,14		6,16		—
12		1,67		—	1	2,52		—		—
13	6	1,35	6	—		—	6	—		—
14		1,55		$5,30 \cdot 10^5$		—		$5,66 \cdot 10^6$		—
15		1,57		$1,98 \cdot 10^7$		—		$5,36 \cdot 10^7$		—
16		1,68		4,36		—		5,56		—
17		1,63		$5,83 \cdot 10^6$		—		6,16		—
18		1,55		—		—		—		—
19	4,5	1,30	4,5	—		—	4,5	—		—
20		1,50		$5,30 \cdot 10^5$		—		$1,35 \cdot 10^6$		—
21		1,53		$1,98 \cdot 10^7$		—		$5,53 \cdot 10^7$		—
22		1,65		4,37		—		5,90		—
23		1,61		4,70		—		6,50		—
24		1,55		4,70		—		—		—
25	2,5	1,33	2,5	—		—	2,5	—	9	$4,30 \cdot 10^7$
26		1,45		$6,10 \cdot 10^5$		—		$5,93 \cdot 10^5$	7,5	4,56
27		1,57		$2,13 \cdot 10^7$		—		$6,40 \cdot 10^7$	6	4,60
28		1,69		4,37		—		6,40	4,5	4,66
29		1,60		$3,77 \cdot 10^6$		—		6,63	2,5	4,53
30		1,57		—		—		—	1	4,43
31	1	$6,23 \cdot 10^7$	1	—		—	1	—	9	3,76
32		4,86		$5,53 \cdot 10^5$		—		$3,60 \cdot 10^5$	7,5	3,96
33		6,53		$1,43 \cdot 10^7$		—		$4,20 \cdot 10^6$	6	3,93
34		6,20		2,87		—		1,89	4,5	4,00
35		5,16		$2,20 \cdot 10^6$		—		$6,33 \cdot 10^5$	2,5	3,90
36		4,50		—		—		—	1	3,76

Die angegebenen Neutronenflußdichten sind bezogen auf die mittlere Wellenlänge $\bar{\lambda} = 5,38 \text{ \AA}$