

# SCHWINGUNGSVERHALTEN VON SCHNELLBRÜTER-BRENNELEMENTEN

K.D. APPELT, J. KADLEC, W. KRÜGER,

*Institut für Reaktorentwicklung, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany*

## ABSTRACT

A short review is presented of comprehensive investigations into parallel flow-induced lateral vibrations of fuel pins of fast reactor subassemblies. The investigations described comprise: calculation of natural frequencies and normal modes, estimation of amplitudes, experimental investigations into the influences of spacer grids on normal modes and measurements of pressure fluctuations and corresponding vibrations of fuel pins in flowing water. Typical plots of normal modes, resonance curves, dependencies of rms-values of pressure fluctuations and of vibrating strains on flow parameters as well as the spectral density functions of these quantities, relating to investigations into fuel pin vibrations of the fast reactor subassemblies Na 1 or FR 3, are also presented.

## 1. EINLEITUNG

Die Auslegung von Brennelementen der schnellen Brutreaktoren läuft auf verhältnismäßig lange Brennstäbe mit kleinem Außendurchmesser hinaus, die an mehreren Stellen mit Abstandshaltern unterstützt sind. Diese Konzeption hat zwei Besonderheiten zur Folge:

- a) das Vorhandensein der vielen Auflagerungspunkte führt zu einem dichten diskreten Spektrum der Eigenfrequenzen des Brennstabes, wo die schwingungserzeugende Energie in schmalen Frequenzbändern aus dem Kühlmittelstrom absorbiert werden kann,
- b) das Vorhandensein der vielen Hindernisse in der Strömung führt zu einer starken Verwirbelung, also zu einem breitbandigen Spektrum der schwingungserzeugenden Energie der pulsierenden Druckkräfte im Brennelement.

Aufgrund dieser zwei Tatsachen kann erwartet werden, daß die resultierende Brennstabeschwingung einen stark stochastischen Charakter mit mehreren Peaks in der Spektraldichtefunktion aufweisen wird. Eine allgemeine analytische Betrachtung über die hydrodynamisch induzierte Schwingung der Brennstäbe eines schnellen Reaktors, die die beiden oben erwähnten Besonderheiten umfaßt, wurde von Kadlec [1] durchgeführt. In dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit der Kreuzspektraldichtefunktion

$S_Y(x_1, x_2, \omega)$  der radomen Auslenkungen des Stabes aus der Ruhelage  $y(x, t)$  von der Kreuzspektraldichtefunktion  $S_f(x_1, x_2, \omega)$  der randomen schwingungserzeugenden Druckkräfte  $f(x, t)$  im Kühlmittel und von den charakteristischen Funktionen des Schwingungssystems mathematisch beschrieben. Die resultierende Gleichung hat die Form:

$$S_Y(x_1, x_2, \omega) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{G_j(x_1) G_k(x_2)}{|Z_j(i\omega)| |Z_k(\omega)|} S_{\phi_{jk}}, \text{ wobei} \quad (1)$$

$$S_{\phi_{jk}} = \int_0^l \int_0^l G_j(\xi_1) G_k(\xi_2) S_f(\xi_1, \xi_2, \omega) d\xi_1 d\xi_2 \text{ ist.} \quad (2)$$

$G_j(x)$  und  $Z_j(\omega)$  bezeichnen die Normalfunktion und die mechanische Impedanz der  $j$ -ten Schwingungsform des Brennstabes,  $x$  (bzw.  $x_1, x_2, \xi_1$  oder  $\xi_2$ ) ist die Längskordinate,  $l$  ist die Brennstablänge,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $t$  die Zeit. Die mechanische Impedanz lässt sich wiederum durch folgende einfache Formel beschreiben:

$$Z_j(\omega) = M_j(\omega_j^2 - \omega^2 + \sqrt{-1} \ 2 \ \zeta_j \ \omega j \ \omega) \quad (3)$$

wo  $\omega_j$  die  $j$ -te Eigenkreisfrequenz,  $M_j$  die generalisierte Masse und  $\zeta_j$  den Dämpfungsquotient bezeichnen. Die Kreuzspektraldichtefunktion der relativen Dehnung  $S_{\epsilon}(x_1, x_2, \omega)$  (bzw. der Biegespannung  $S_{\sigma}(x_1, x_2, \omega)$ ) bekommt man durch das Einsetzen der Dehnungsfunktion  $\epsilon_j(x)$  (bzw. der Biegespannungsfunktion  $\sigma_j(x)$ ) der  $j$ -ten Schwingungsform des Brennstabes an Stelle von  $G_j(x)$  in die Gleichung (1). Aus dieser kurzen Übersicht folgt, daß eine vollständige Information über den Schwingungszustand des Brennstabes nur über die eingeführten Größen übermittelt werden kann. Diese Größen können entweder theoretisch oder experimentell bestimmt werden; die dazu führenden Verfahren, sowie auch einige schon gewonnene Resultate, werden in nachfolgendem Text kurz diskutiert.

## 2. RECHNERISCHE UNTERSUCHUNGEN

Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens für die rechnerische Bestimmung der Eigenfrequenzen und der entsprechenden Eigenfunktionen der freien, ungedämpften Querschwingung des Brennstabes enthält die Arbeit von Kadlec [2]. Der Brennstab wird dabei als ein kontinuierliches System von  $N$  homogenen Abschnitten ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) mit jeweils konstanter Biegesteifigkeit  $EJ_i$  und konstanter Masse (für eine Einheitslänge des Stabes)  $m_i$  betrachtet. Die relative Durchbiegung des in der  $j$ -ten Eigenkreisfrequenz  $\omega_j$  schwingenden Brennstabes in seinem  $i$ -ten Abschnitt beschreibt die Normalfunktion  $G_{ji}(x)$ , die als Lösung des folgenden Systems von gewöhnlichen Differentialgleichungen gewonnen werden kann:

$$EJ_i \cdot G_{ji}''(x) - \omega^2 m_i \cdot G_{ji}(x) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (4)$$

Für jeden  $i$ -ten Abschnitt kann man weiter ableiten:

$$\epsilon_{ji}(x) = - \frac{D_i}{2} \cdot G_{ji}''(x) \quad (5)$$

und

$$\sigma_{ji}(x) = E_i \cdot \epsilon_{ji}(x) \quad (6)$$

Die Funktionen  $\epsilon_{ji}(x)$  bzw.  $\sigma_{ji}(x)$  beschreiben die relative Biegedehnung bzw. die Biegespannung der äußeren Faser des Brennstabes,  $D_i$  und  $E_i$  bezeichnen den Außendurchmesser und den Elastizitätsmodul der Brennstabhülle. Als mögliche Randbedingungen an den äußeren Enden des Brennstabes werden folgende Fälle in Betracht gezogen:

- a) freie Lagerung (z.B. in einem Gitterabstandshalter);
- b) feste Einspannung;
- c) freies Ende.

Für die gegenseitige Abgrenzung der einzelnen Abschnitte sind folgende Randbedingungen möglich:

- d) keine Lagerung bei diskreter Änderung der Biegesteifigkeit  $EJ$  oder bzw. und der Masse  $m$ ,
- e) freie Lagerung, dabei ist eine diskrete Änderung der Biegesteifigkeit  $EJ$  oder bzw. und der Masse  $m$  möglich, aber nicht notwendig.

Für jeden konkreten Fall eines Brennstabes erhält man ein System von  $N$  Gleichungen, welches mit einem Iterationsprozess, der programmiert ist, gelöst wird. Als Illustration sind in der oberen Hälfte der Abb. 1 die zwei ersten Normal- und Dehnungsfunktionen  $G_j(x)$  und  $\epsilon_j(x)$  der freien, ungedämpften Schwingung des Brennstabes des schnellen, natriumgekühlten Brutreaktors der Na 1-Studie graphisch dargestellt, (an den Stellen, wo über den ganzen Brennstab gesprochen wird, wird der auf einzelne Brennstababschnitte bezogene Index  $i$  ausgelassen). Der Brennstab hat 6,7 mm Durchmesser und 2672 mm Länge, die restlichen Daten, sowie auch eine detaillierte Beschreibung der Berechnungen enthält die Arbeit von Appelt und Kadlec [3]. Das Na 1 Brennelement ist in der Studie von Smidt und Müller spezifiziert [4]. Der Brennstab wird an 9 Stellen in Gitterabstandshaltern unterstützt (Variante Na 1/1). Die Änderung der Biegesteifigkeit und der Masse am Fuß- und Endstück des Brennstabes und im Spaltgasraum, sowie auch die virtuelle Masse des Kühlmittels, wurden berücksichtigt. Die Anzahl der homogenen Abschnitte betrug  $N=32$ . Die erforderliche Rechenzeit für eine Schwingungsform beträgt an der Rechenanlage IBM 360/65 ca. 4 sec. Am oberen Ende des Brennstabes (rechts im Bild 1), an dem im Reaktorbetrieb die höchsten Temperaturen herrschen, treten auch die größten Auslenkungen und Dehnungen auf. An der Stelle des siebten Abstandshalters ( $X = 197$  cm) entsteht bei der zweiten Eigenschwingungsform eine Spannungsspitze. Ähnliche Erscheinungen treten auch bei höheren Frequenzen auf [3]. Da diese Erscheinungen sich in Form eines erhöhten Abriebs der Brennstabhülle an den Berührungspunkten mit den Abstandshaltern auswirken können, wurde die axiale Verteilung der Abstandshalter entlang des Brennstabes optimiert. Den Optimierungsprozess, als auch die Resultate beschreibt die Arbeit von Krüger und Schwemmler [5]. Die ersten zwei Schwingungsformen dieser optimierten Brennstabvariante (Na 1/2) sind in der unteren Hälfte

der Abb. 1 graphisch dargestellt. Die größten Ausdehnungen der ersten Schwingungsform, als auch die Spannungsspitze der zweiten Schwingungsform, wurden in den Bereich der niedrigeren Temperaturen verschoben.

Trotz der reduzierten Anzahl der Abstandshalter im Brennelement fand bei der Optimierung keine Verringerung der ersten Eigenfrequenz  $\nu_1$  statt, wodurch auch das Niveau der hydrodynamisch induzierten Schwingung niedrig gehalten werden kann. Wie in der Arbeit von Kadlec und Pfrommer [6] angeführt ist, kann in der ersten Näherung die Amplitude der Ausdehnung des querschwingenden Brennstabes im Kühlmittelstrom nach folgender Formel abgeschätzt werden:

$$Y = \text{Konst} \frac{D \cdot q}{\bar{m} \zeta_1^{1/2} \cdot \nu^{3/2}} \quad (7)$$

In der Gleichung (7) bezeichnen die Symbole  $D$  den Außendurchmesser des Stabes ( $m$ ),  $q$  den dynamischen Druck des strömenden Kühlmittels ( $kp m^{-2}$ ),  $\bar{m}$  die mittlere Masse für die Einheitslänge des Brennstabes ( $kp s^2 m^{-2}$ ),  $\zeta_1$  den Dämpfungsquotient der ersten Schwingungsform (1) und Konst eine Konstante, von der angenommen wird, daß sie sich bei verschiedenen Brennelementen ähnlichen Entwurfs nicht ändert. Aufgrund der Messungen, die in Kapitel 3 noch erwähnt werden, wurde für das Brennelement Type Na 1 ein empfohlener Wert  $\text{Konst} = 9,35 \cdot 10^{-7} (s^{1/2})$  festgelegt. Aus der Gleichung (7) folgt, daß die Amplitude der Auslenkung dem Ausdruck  $\nu^{3/2}$  umgekehrt proportional ist, so daß eine verhältnismäßig starke Abnahme der Schwingungsamplitude mit zunehmender Frequenz zu erwarten ist. Die experimentelle Bestätigung des Exponentenwertes kann aus den Versuchen von Novák [7] hergeleitet werden.

Die in diesem Kapitel diskutierten Verfahren gestatten eine rasche erste Orientierung im Schwingungsverhalten eines neu konzipierten Brennelements, z.B. bei Parameterstudien. Als Beispiel wird die Orientierungsuntersuchung des Brennstab-Schwingungsverhaltens des FR 3-Treiberelements kurz erwähnt. Eine detaillierte Beschreibung der Untersuchung enthält die Arbeit von Appelt und Kadlec [8]. Der der Untersuchung zugrunde liegende Brennstab ist in Bild 2 dargestellt. Im Brennstabbündel ist jeder innere Brennstab jeweils von 6 Nachbarstäben umringt und dadurch innerhalb einer Rippensteigung in sechs Ebenen jeweils an 6 Berührungspunkten Rippe auf Rippe seitlich unterstützt. Die berechneten ersten Eigenschwingungsfunktionen  $G_1(x)$  und  $E_1(x)$  des Brennstabes für 3 unterschiedliche Rippensteigungen (600, 300 und 1200) sind in Bild 3 graphisch dargestellt. Die berechnete erste Eigenfrequenz  $\nu_1$  für diese 3 Varianten beträgt 779, 352 und 203 Hz. Die nach Gleichung (7) abgeschätzten Schwingungsamplituden dieser 3 Varianten betragen 0,4, 1,34 und 3,04 Mikron. Eine Verdoppelung der Rippensteigung hat also eine fast 8-fache Vergrößerung der Schwingungsamplitude zur Folge. Wie schon erwähnt, wurde für die Abschätzung der Schwingungsamplituden die bei den Versuchen mit glatten Stäben gewonnene Proportionalitätskonstante benutzt. Man kann aber erwarten, daß die durch die Rippen verursachte Verwirbelung des Kühlmittelstromes zu stärkerer Brennstab-Schwingung führen kann. Die in der Arbeit von Novák [9] beschriebenen Vergleichsmessungen an freien Stäben haben gezeigt, daß die Stäbe mit kleinen Spiralrippen und sonst fast identischer Geometrie, Masse und Biegesteifigkeit bei gleichen mitt-

leren hydrodynamischen Größen im Vergleich mit glatten Stäben etwa 80 % höhere Schwingungsamplituden aufweisen. Versuche mit Rippenstäben in einem Bündel wurden noch nicht durchgeführt. Es darf angenommen werden, daß der Einfluß der Rippen auf die Verwirbelung des Kühlmittelstromes und damit auch die dadurch verursachte Zunahme der Schwingungsamplitude mindestens so groß werden kann wie im Falle der freien Stäbe.

### 3. UNTERSUCHUNGEN IM LABOR

Für die Aufnahme der relativen Biegedehnungen der schwingenden Brennstäbe bei den Strömungsversuchen wurden Dehnungsmeßstreifen (DMS) benutzt. Die Positionen am Brennstab, an denen die DMS appliziert werden sollen, werden aufgrund der in Kapitel 2 diskutierten Berechnungen der Dehnungsfunktionen  $\epsilon_j(x)$  bestimmt. Aus technologischen Gründen versucht man dabei die DMS möglichst im Bereich des Spaltgasraumes des Brennstabes zu applizieren. Es ist aber darauf zu achten, daß die Dehnungsbeiträge von allen signifikanten Schwingungsformen von den DMS mit Sicherheit aufgenommen werden können. Die DMS, die diese Eigenschaft besitzen, werden als Referenz-DMS bezeichnet. Die Überprüfung der Funktionstüchtigkeit der Referenz-DMS, die Verifizierung der berechneten Eigenfrequenzen und Eigenschwingungsformen, sowie die Untersuchung der mechanischen Impedanzen des Brennstabes wurden auf Laborversuchsständen mit elektromagnetischer Schwingungserregung durchgeführt. Die Beschreibung eines dieser Versuchsstände, einschließlich der benutzten Meßtechnik enthält die Arbeit von Kadlec und Pfrommer [10].

Um die Einflüsse der realen Bedingungen im Brennelement (tatsächliche Biegesteifigkeit und Massenverteilung, Spiele und Federungen an den Abstandshaltern) auf die Eigenfrequenzen und die entsprechenden Eigenfunktionen erfassen und korrigieren zu können, werden die ersten Eigenfrequenzen, Normal- und Dehnungsfunktionen von allen mit DMS instrumentierten Brennstäben gemessen. Als Illustration sind die Resultate der Untersuchung der ersten Schwingungsform eines Na 1/1 Brennstabes in Abb. 4 dargestellt. Bei der Messung wurden 3 verschiedene Abstandshaltertypen eingesetzt (Symbole  $\nabla$ ,  $\circ$  und  $\otimes$ ,  $\triangle$ ). Die Lage der Referenz-DMS ist auf dem Schema des Brennstabes in der unteren Partie der Abb. 4 bezeichnet. Am Brennstab sind 8 leichte Stahlanker befestigt, die zur elektromagnetischen Anregung der Brennstabschwingung dienen [3]. Wie die detaillierte Auswertung in Arbeit [3] zeigt, stimmen die berechneten und die gemessenen Werte der Normalfunktion  $G_1(x)$  gut überein, vorausgesetzt, daß die Abstandshalter nicht ausgeschlagen sind. Für die berechnete Dehnungsfunktion  $\epsilon_1(x)$  muß eine kleine Korrektur vorgenommen werden. Der Einfluß des Abstandshalterspiels auf die Eigenschwingungsformen der Na 1/2 Brennstäbe wurde in der Arbeit [5] systematisch untersucht. Für Spiele zwischen dem Brennstab und den Abstandshaltern kleiner als 0,07 mm stimmen die berechneten und die gemessenen Werte sehr gut überein. Für Spiele größer als 0,1 mm treten Abweichungen auf, so daß daraus geschlossen werden darf, daß in solchen Fällen die Abstandshalter ihre Funktion nicht mehr richtig erfüllen können.

Die Werte der Eigenfrequenzen  $\nu_j$  werden bei der Messung der Resonanzkurven überprüft. Als Illustration wird auf Bild 5 eine Schar von gemessenen Resonanzkurven der ersten Schwingungsform des Na 1/1 Brennstabes dargestellt. Die Versuche wurden in stagnierendem Wasser durchgeführt, [3]. Als Parameter wurde die Speisespannung für die Elektromagnete variiert, wodurch die Schwingungsamplitude (repräsentiert durch den maximalen Wert der Referenzdehnung  $\epsilon_{refm}$ ) auf verschiedene Niveaus eingestellt wurde. Die Abweichungen zwischen den gemessenen Resonanzfrequenzen und der berechneten ersten Eigenfrequenz  $\nu_1$  liegen im Intervall von 2 bis 8 %. Mit zunehmender Schwingungsamplitude nehmen die Abweichungen ab. Der Verlauf der Resonanzkurven ist dem Verlauf der Admittanz des Brennstabes  $|Z_1(\nu)|^{-1}$  direkt proportional. Es wurde festgestellt, daß die Dämpfung mit abnehmender Schwingungsamplitude zunimmt. Dieses Phänomen kann man deshalb auch erwarten, da in diesem Fall die Schwingungsamplitude (nach dem Bild 4 entspricht sie dem Wert  $\epsilon_{ref} = 4,85 \cdot 10^{-6}$  entsprechend einer maximalen Amplitude der Auslenkung von 0,015 mm) wesentlich kleiner ist als das Abstandshalterspiel, so daß die Strukturdämpfung sich am meisten auswirken kann. Der Dämpfungsquotient  $\zeta_1$  liegt bei  $0,016 \pm 0,002$ . An diesem Wert beteiligt sich die viskose Dämpfung etwa mit 40 %, der Rest bleibt für die Material- und Strukturdämpfung.

Im allgemeinen wurde eine relativ gute Stabilität der Normalfunktionen  $G_j(x)$  festgestellt. Die Eigenfrequenzen  $\nu_j$  lassen sich von den realen Bedingungen im Brennelement mehr beeinflussen.

#### 4. STRÖMUNGSVERSUCHE

An der Bildung der die Brennstabschwingung induzierenden Druckpulsationen im Brennstabündel beteiligen sich mehrere Mechanismen [1]:

- a) Wirbelbildung durch Reibung in der Grenzschicht der Kühlmittelströmung,
- b) Wirbelbildung hinter verschiedenen Hindernissen (z.B. Abstandshalter),
- c) Wirbelbildung an den Brennstäben bei Querströmung,
- d) Vorhandensein von Druckpulsationen schon in der Kühlmittelströmung vor dem Eintritt des Kühlmittels in das Brennelement.

In der Arbeit von Kadlec und Appelt [11] wurde noch zusätzlich die Möglichkeit der Verstärkung der Druckpulsationen durch das Auftreten von akustischen Resonanzen im Brennelement oder im Kreislauf nachgewiesen. Im Gegensatz zu den mit dem Brennelement an sich zusammenhängenden Problemen, die in den Kapiteln 2 und 3 diskutiert wurden und deren Untersuchung nach dem heutigen Stand fast als abgeschlossen betrachtet werden können, sind die Probleme auf dem Gebiet der Induzierung der Brennstabschwingung umfangreicher und die Arbeiten auf diesem Gebiet befinden sich darum erst im Anfangsstadium.

Der Pegel der Druckpulsationen nach den Punkten a) und b) beträgt bei den heutigen Brennelementen nur einige Prozente des mittleren dynamischen Drucks  $q$  des strömenden Kühlmittels. Die Pulsationen nach Punkt c) lassen sich bei einem rationellen Brennelemententwurf fast völlig unterdrücken. Dagegen kann der Pegel der Druckpulsationen nach d) im Zusammenwirken mit akustischen Resonanzen das Niveau des dynamischen Druckes erreichen und in manchen Fällen sogar übersteigen. Aus diesem Grund ist die

Aufmerksamkeit in erster Linie gerade diesem Problem zu widmen.

Eine umfangreiche Einführungsuntersuchung des Einflusses der durch den Versuchskreislauf verursachten Druckpulsationen auf die Brennstabschwingung wurde in Zusammenarbeit mit der Abteilung Technologie, Département Engineering, der gemeinsamen Forschungsstätte Euratoms in Ispra (Italien) durchgeführt. Über die wichtigsten experimentellen Resultate dieser Untersuchungen berichtet eine Arbeit von Appelt et al. [12]. Die Versuche wurden mit einem Brennelementmodell Na 1/2 an vier unterschiedlichen Wasserversuchskreisläufen durchgeführt. Das Niveau der Druckpulsationen am Eintritt des Wassers in das Modell wurde noch zusätzlich durch kleinere Modifikationen an den Kreisläufen variiert. Das Stabündel des in Bild 6 dargestellten Versuchsmodells besteht aus 37 hexagonal angeordneten Modellstäben des vorher erwähnten Typs Na 1/2. Eine vollständige Beschreibung des Versuchsmodells und seiner Instrumentierung enthält die Arbeit [5]. Die auf den entsprechenden Wert des dynamischen Druckes  $q$  normierten quadratischen Mittelwerte der Druckpulsationen  $\sqrt{p^2}$  am Eintritt des Wassers in das Brennelement (Meßstelle I - [5]) bei verschiedenen Versuchsanordnungen, sind auf Bild 7 über der Reynoldszahl  $Re$  aufgetragen. Der dynamische Druck  $q$  und die Reynoldszahl  $Re$  beziehen sich auf die Strömung des Wassers im Brennstabündel. Aus dem Bild 7 folgt, daß für  $Re > 2,7 \cdot 10^4$ , der Pegel der Druckpulsationen  $\sqrt{p^2}$  schon vor dem Eintreten des Wassers in das Subassembly 3,5 bis 30 % des dynamischen Druckes  $q$  beträgt. Für niedrigere Reynoldszahlen sind die Druckpulsationen relativ noch größer und übersteigen bei einigen experimentellen Anordnungen den vollen dynamischen Druck. Auf die vorher erwähnte akustische Resonanz deutet die Kurve von der experimentellen Anordnung 2 (Symbol  $\Delta$ ) hin, wo bei  $Re = 7,7 \cdot 10^3$  etwa die fünffache Zunahme der Druckpulsationen stattfindet. Wie in [12] detailliert beschrieben ist, treten auch in der spektralen Zusammensetzung der Druckpulsationen bei verschiedenen experimentellen Anordnungen beträchtliche Unterschiede auf. Die Druckpulsationen pflanzen sich mit kleiner Dämpfung durch das Brennelement fort und modifizieren dabei das im Bündel entstehende Druckpulsationsfeld. Der Pegel der im Brennstabündel gemessenen Druckpulsationen liegt für hohe Reynoldszahlen im Bereich von 7 bis 30 % des dynamischen Druckes. Diese Werte sind viel größer als diejenigen, die bei Experimenten in idealen Strömungskanälen gemessen wurden. Für die normierten Werte  $\sqrt{p^2}/q$  wie sie z.B. von Bull [13] untersucht wurden, war der Streubereich mit  $1,5 \cdot 10^{-3}$  bis  $12 \cdot 10^{-3}$  angegeben. Wie sich die Druckpulsationen von verschiedenen experimentellen Anordnungen auf die Brennstabschwingung auswirkten, illustriert Bild 8. Die entsprechende Referenzdehnung wurde von einer DMS-Referenzpaarung aufgenommen, die im Spaltgasraum des Modellstabes appliziert war (Meßstelle III/I - [5]).

Der exponentielle Kurvenverlauf in Bild 8 ist ähnlich, der Streubereich aber kleiner als im Falle der Druckpulsationen, da nur ein Teil der für die Schwingungserzeugung zur Verfügung stehenden Energie verbraucht wurde [12]. Immerhin stehen die minimalen und die maximalen Effektivwerte im Verhältnis 1:3. Mit dieser Mindeststreuung muß bei der Interpretation der in Versuchskreisläufen gewonnenen Resultate der Messung der hydrodynamisch induzierten Brennstabschwingung und bei der Übertragung der dabei gewonnenen Resultate auf die Verhältnisse im Reaktor gerechnet werden.

Es ist zu betonen, daß die typischen exponentiellen Verläufe der  $\sqrt{p^2}/q$  -Re- und  $\sqrt{\epsilon^2}/q$  - Re - Kurven (Bild 7 und 8) auch bei zahlreichen anderen Messungen dieses Typs gewonnen wurden. Daraus kann man folgendes schließen:

- a) für hohe Reynoldszahlen ist die Schwingungsamplitude direkt proportional dem mittleren dynamischen Druck  $q$  des strömenden Kühlmittels;
- b) für hohe Reynoldszahlen hat die Kühlmittelgeschwindigkeit keinen merkbaren Einfluß mehr auf die Dämpfung des Brennstabes.

Insofern stimmen also die bei der Ableitung der Gleichung (7) getroffenen Annahmen mit den Meßresultaten überein. Bei kleinen Reynoldszahlen sind offensichtlich noch andere Mechanismen wirksam. Aus der Streuung der Kurven in Bild 8 folgt weiter, daß der in Kapitel 2 empfohlene Wert der Proportionalitätskonstante in Gleichung (7) mit Vorsicht und nur für die erste Orientierung zu verwenden ist.

Die Mikrostruktur der Druckpulsationen und der entsprechenden relativen Dehnungen am schwingenden Brennstab wird in den Spektraldichtediagrammen in Bild 9 illustriert. Auf diesen Diagrammen sind folgende Funktionen graphisch dargestellt: Spektraldichtefunktion  $S_p(\nu)$  der Druckpulsationen im Brennstabbündel (ganz unten), Spektraldichtefunktionen  $S_\epsilon(\nu)$  der Referenzdehnung des schwingenden Modellstabes (ganz oben), Real- und Imaginärteil der Kreuzspektraldichtefunktion  $S_{\epsilon p}(\nu)$  von den beiden stochastischen Prozessen  $\epsilon(t)$  und  $p(t)$  (Mitte). Die Messung wurde mit dem Brennelementmodell Na 1/2 im Wasserversuchskreislauf durchgeführt. Für die Aufnahme des Zeitverlaufs der Druckpulsationen  $p(t)$  wurde in einem Modellstab ein Miniaturdruckaufnehmer (Meßstelle DA - [5\_7]) montiert. Der Zeitverlauf der Referenzdehnung  $\epsilon(t)$  bezieht sich auf die gleiche Meßstelle wie im Bild 7. Die Messung wurde bei  $Re = 2,12 \cdot 10^4$  durchgeführt,  $q$  betrug  $667 \text{ kp/m}^2$ . Für die Aufnahme und die Registrierung der Meßsignale wurde die im Bild 10 schematisch dargestellte, computergesteuerte Datenerfassungsanlage benutzt. Bei dieser Anlage wurden die verstärkten Signale von den einzelnen Aufnehmern mit vorgegebener Frequenz gleichzeitig abgefragt, kurzzeitig analog zwischengespeichert, sequentiell digitalisiert und auf ein Magnetband gespeichert. Die weitere Verarbeitung der Meßdaten erfolgt auf der Rechenanlage IBM 360/65 und 85. Das dafür benutzte Rechenprogramm beschreibt die Arbeit von Tack [14\_7]. Die erforderliche Rechenzeit für die Berechnung der im Bild dargestellten Funktionen einschließlich der entsprechenden Auto- und Kreuzspektraldichtefunktionen beträgt bei der Rechenanlage IBM 360/65 ca. 26 min, bei der Rechenanlage IBM 360/85 ca. 3,3 min. Aus dem untersten Diagramm in Bild 9 folgt, daß die Energie der Druckpulsationen im Bündel fast vollständig im Bereich der niedrigen Frequenzen enthalten ist. Im Gegensatz zu den bekannten, verhältnismäßig flachen Spektraldichtefunktionen der Grenzschichtdruckpulsationen in idealen Strömungskanälen (wie angegeben z.B. für einen Rohrkanal von Bakewell et al. [15\_7]), ist die Bandstruktur der Spektraldichtefunktion der Druckpulsationen im Brennstabbündel, bei mehreren Hindernissen in der Strömung, (z.B. Gitterabstandshalter), als besondere Eigenschaft dieses Systems zu betonen. Dieses Phänomen wurde auch bei anderen bis jetzt durchgeführten Messungen beobachtet. Die oberste Frequenz der zur Schwingungserzeugung beitragenden Druckpulsationen liegt bei ca. 500 Hz. Dementsprechend absorbieren auch die Brennstäbe



die schwingungserzeugende Energie aus dem Kühlmittelstrom im wesentlichen nur im untersten Frequenzbereich, wie es auch die Diagramme der Kreuzspektraldichtefunktion der relativen Dehnung und der Druckpulsationen in der Mitte des Bildes 9 darstellen. Die Energieübertragung geschieht in Übereinstimmung mit der Gleichung (1) in Frequenzbändern, die den einzelnen Eigenfrequenzen des Brennstabes zugeordnet sind. Als Resultat eines solchen Prozesses ist ein Schwingungszustand mit einigen markanten Peaks bei niedrigen Frequenzen im Spektraldichtediagramm zu erwarten. In unserem Fall (oberstes Diagramm im Bild 9) ist der Großteil der Energie in den vier ersten Absorbtionsbändern des Modellstabes enthalten (die vertikalen Linien im Diagramm bezeichnen die Lage der berechneten vier ersten Eigenfrequenzen des Modellstabes). Die Peaks bei 26,40 und 58 Hz entsprechen der Biegeschwingung des ganzen Brennstabbündels. Die den hochfrequenten Peaks im Bereich von 800 Hz entsprechende Brennstab-schwingung wurde offensichtlich von anderen Bauteilen des Versuchskreislaufes über die metallischen Wände der Rohrleitung übertragen.

Es ist noch zu erwähnen, daß die Bandstruktur der Spektraldichtefunktion der Referenzdehnung eine nachträgliche rechnerische Bestimmung der Spektraldichtefunktionen der relativen Dehnungen und der Auslenkungen an anderen Positionen am Brennstab gestattet [11]. Auf diese Weise ist es möglich, aufgrund der Messung an einer Stelle die Information über den Schwingungszustand des ganzen Brennstabes zu erhalten.

## 5. SCHLUSSFOLGERUNG

Die ausgearbeiteten Verfahren gestatten schon heute eine Reihe, der mit den hydrodynamisch induzierten Schwingungen der Brennstäbe von schnellen Reaktoren verbundenen Fragen zu beantworten. Die Eigenfrequenzen und die entsprechenden Eigenschwingungsformen der in Gitterabstandshaltern gelagerten Brennstäbe können auf den vorhandenen Rechenanlagen mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden. Die mechanischen Impedanzen der Brennstäbe lassen sich ziemlich leicht experimentell bestimmen. Mit Hilfe der Berechnungen ist es möglich, eine erste Abschätzung über den zu erwartenden Schwingungszustand der Brennstäbe im Reaktor zu bekommen. Aufgrund der in Kapitel 2 erwähnten, stark abnehmenden Abhängigkeit der Schwingungsamplitude von der Frequenz und des festgestellten niedrigen energetischen Gehalts der Druckpulsationen im Bereich der höheren Frequenzen (Kap. 4), kann man schließen, daß die Brennstäbe, deren erste Eigenfrequenzen 500 Hz oder mehr betragen, mit großer Wahrscheinlichkeit von der Schwingung nur wenig bedroht werden. Mit abnehmender Eigenfrequenz der Brennstäbe nimmt die Bedrohung zu. Eine sichere Grenze kann man heute wegen dem Mangel an Informationen über die schädlichen Auswirkungen der Brennstab-Schwingung noch nicht angeben. In Übereinstimmung mit Nevitt [16] ist dafür zu plädieren, daß dieses Problem von den Metallurgen bald untersucht wird. Die Resultate der Analyse der hydrodynamisch induzierten Schwingung der Brennstäbe können bei der Planung und bei der Auswertung der erforderlichen Untersuchungen benutzt werden.

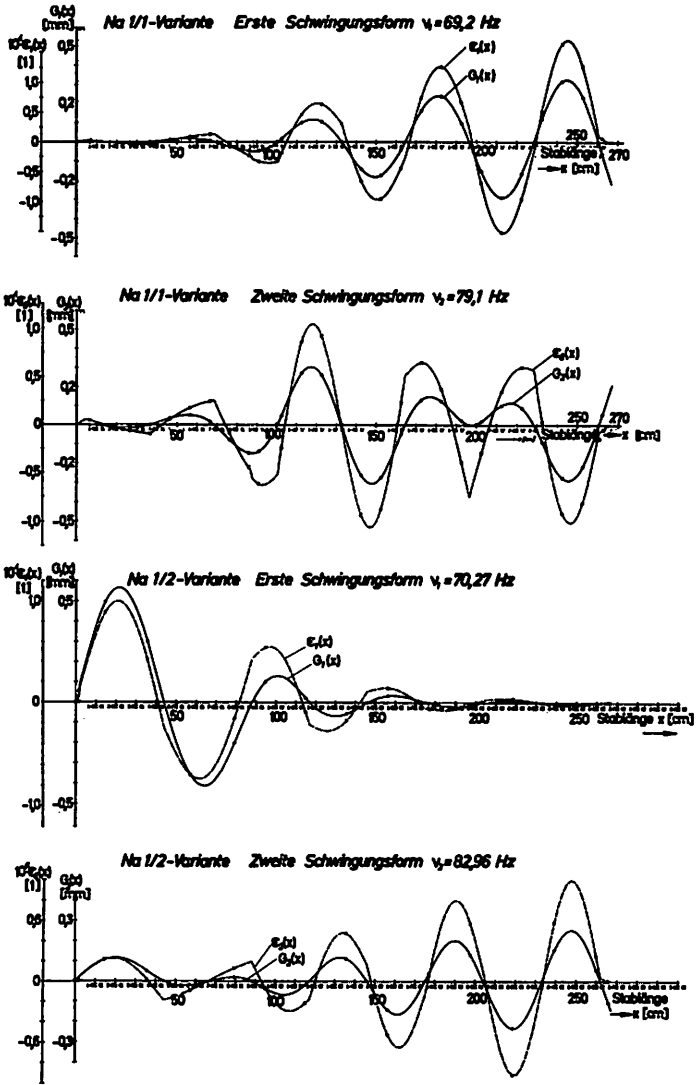
Eine genaue Voraussage des Schwingungszustands der Brennstäbe im Reaktor, gewonnen aus der Gleichung (1) über das Einsetzen der erforderlichen Größen, ist heutzutage noch nicht möglich, da für die Bestimmung der Kreuzspektraldichtefunktion der schwin-

gungserzeugenden Druckkräfte im Brennelement  $S_f(x_1, x_2, \omega)$  noch viel zu wenig Daten zur Verfügung stehen. Die Aufgabe ist durch die in Kap. 4 diskutierte starke Abhängigkeit des Druckpulsationsfeldes im Brennelement von den äußeren Bedingungen noch zusätzlich erschwert. Ein gangbarer Weg zur experimentellen Bestimmung von  $S_f(x_1, x_2, \omega)$  führt nach dem Vorschlag von Kadlec und Appelt [17] über Versuche mit vorgegebenem Niveau und vorgegebener Struktur der Druckpulsationen am Eintritt des Kühlmittels in das Versuchsmodell. Zu diesem Zweck wurde im Institut für Reaktorentwicklung ein Wasserversuchskreislauf mit einem niedrigen Niveau von Druckpulsationen gebaut und in Betrieb genommen. Mit der Inangriffnahme der Experimente ist in absehbarer Zeit zu rechnen. Ähnliche Arbeiten laufen parallel auch in anderen Laboratorien der Welt [16]. Da der für die Lösung der Aufgabe in vollem Umfang erforderliche Aufwand die Möglichkeiten eines Teams übersteigt, ist zu erwarten, daß die Aufgabe nur auf der Basis der Zusammenarbeit von mehreren Teams gelöst wird. Dabei ist mit Nachdruck auf die Erforschung des Mechanismus der Erzeugung von Druckpulsationen im ganzen Wärmetransportsystem des Reaktors hinzuwirken, da durch die gleiche Ursache auch Schwingungen von anderen Bauteilen hervorgerufen werden können.

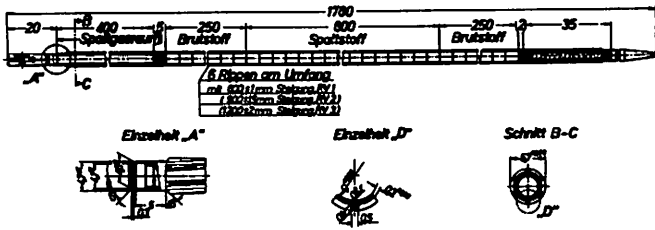
#### REFERENCES

- 1 KADLEC, J., Allgemeine Betrachtung über die durch die Kühlmittelströmung hervorgerufenen Schwingungen der Brennstoffstäbe des schnellen Brutreaktors 1000 MW, Externer Bericht 8/66-5, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Dez. 1966.
- 2 KADLEC, J., Rechnungsverfahren für die Bestimmung der Eigenfrequenzen, der Normalfunktionen und der Dehnungsfunktionen querschwingender Brennstäbe, Externer Bericht 8/66-9, Kernforschungszentrum Karlsruhe, September 1966.
- 3 APPELT, K.D., KADLEC, J., Untersuchungen der Eigenfrequenzen, der Normal- und der Dehnungsfunktionen, sowie der Dämpfung des querschwingenden Brennstabes der Na 1-Studie, KFK-Bericht 923, EUR 3977 d, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Januar 1969.
- 4 SMIDT, D., MÜLLER, R.A., Referenzstudie für den 1000 MWe natriumgekühlten schnellen Brutreaktor (Na 1), KFK-Bericht 299, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Dezember 1964.
- 5 KRÜGER, W., SCHWEMMLE, R., Untersuchung der Eigenfrequenzen, der Normal- und Dehnungsfunktionen und der Dämpfung der instrumentierten Modellbrennstäbe des Na 1/2 - Modellsubassemblies, KFK-Bericht 1337, EUR 4572 d, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Oktober 1970.

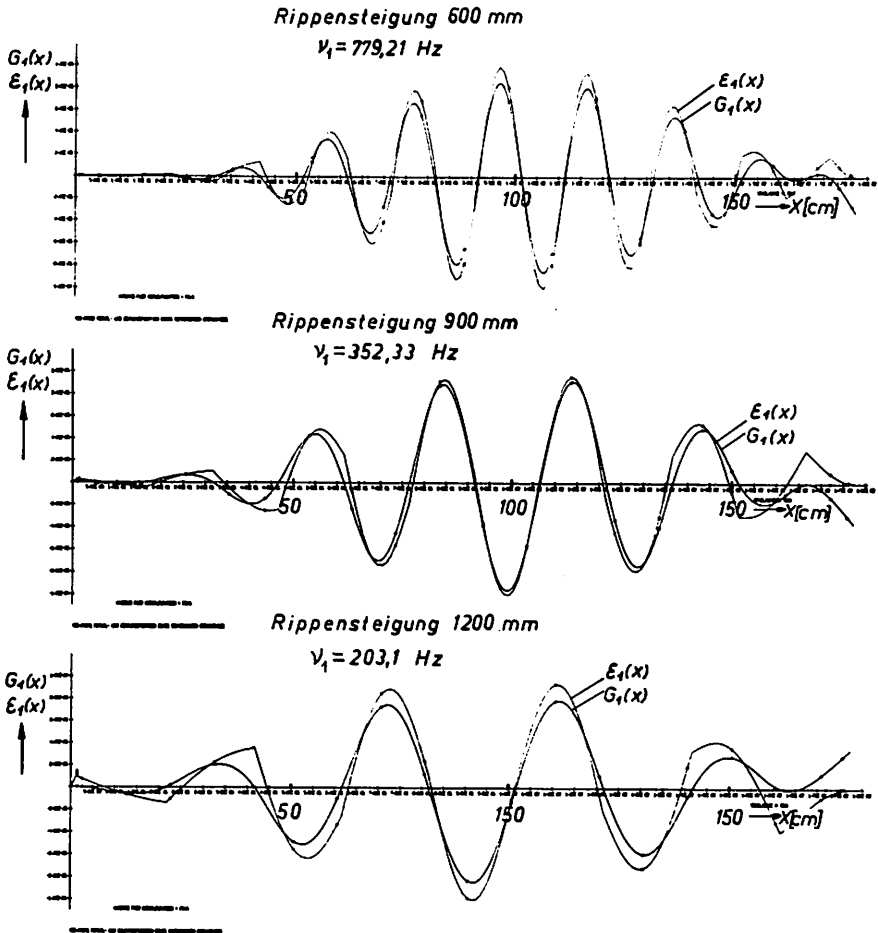
- 6 KADLEC, J., PFROMMER, V., Abschätzung der optimalen Anzahl der Gitterabstandshalter für Na 2-Subassembly, Externer Bericht 8/67-2, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Januar 1967.
- 7 NOVÁK, J., "Příčné kmitání podélně obtekáných proutků", Jaderná energie 17,2 (1971).
- 8 APPELT, K.D., KADLEC, J., "Hydrodynamisch induzierte Brennstabschwingungen", Kapitel 3.4.5 in Durchführbarkeitsstudie für den Schnellen Hochfluß-Testreaktor FR 3, zusammengestellt von FISCHER, M., KFK-Bericht 1356, Kernforschungszentrum Karlsruhe, in Druck.
- 9 NOVÁK, J., "Příčné kmitání hladkého a žebrovaného proutku v turbulentním proudu", Jaderná energie 17,37 (1971).
- 10 KADLEC, J., PFROMMER, V., Methode für die experimentelle Untersuchung der Eigenfrequenzen, der Normal- und der Dehnungsfunktionen sowie der Dämpfung der querschwingenden Brennstäbe, KFK-Bericht 731, EUR 3718 d, Kernforschungszentrum Karlsruhe, März 1968.
- 11 KADLEC, J., APPELT, K.D., Methode für die experimentelle Untersuchung des durch die Kühlmittelströmung hervorgerufenen Schwingungszustandes der Brennstäbe, KFK-Bericht 1082, Kernforschungszentrum Karlsruhe, November 1969.
- 12 APPELT, K.D., KADLEC, J., KRÜGER, W., OHLMER, E., SCHWEMMLE, R., Experimental Investigation of Loop Caused Influences on Parallel Flow-Induced Vibration of Fuel Pins, KFK-Bericht 1385, EUR 4574 e, Kernforschungszentrum Karlsruhe, März 1971.
- 13 BULL, M.K., Wall Pressure Fluctuations Associated with Subsonic Turbulent Boundary Layer Flow, Department of Aeronautics and Astronautics, University of Southampton, June 1963.
- 14 TACK, P., Program to Compute Correlations Coefficients, Spectral Density Functions and Cross Spectral Density Functions, KFK-Bericht 1237, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Juli 1970.
- 15 BAKEWELL, H.P., CAREY, G.F., LIBUHA, J.J., SCHLOEMER, H.H., VON WINKLE, W.A., Wall Pressure Correlations in Turbulent Pipe Flow, U.S. Navy Underwater Sound Laboratory Report 559, August 1962.
- 16 Proceedings of the Conference on Flow-Induced Vibrations in Reaktor Systems Components, ANL-Report 7685, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, May 14 and 15, 1970.
- 17 KADLEC, J., APPELT, K.D., "Flow Induced Rod Vibrations of Fast Reactor Subassemblies", Nucl. Engng. and Design 14, 136 (1970).



**Bild 1:** Eigenfunktionen  $G_j(x)$  und  $E_j(x)$  des Brennstabes Na 1/1 und Na 1/2

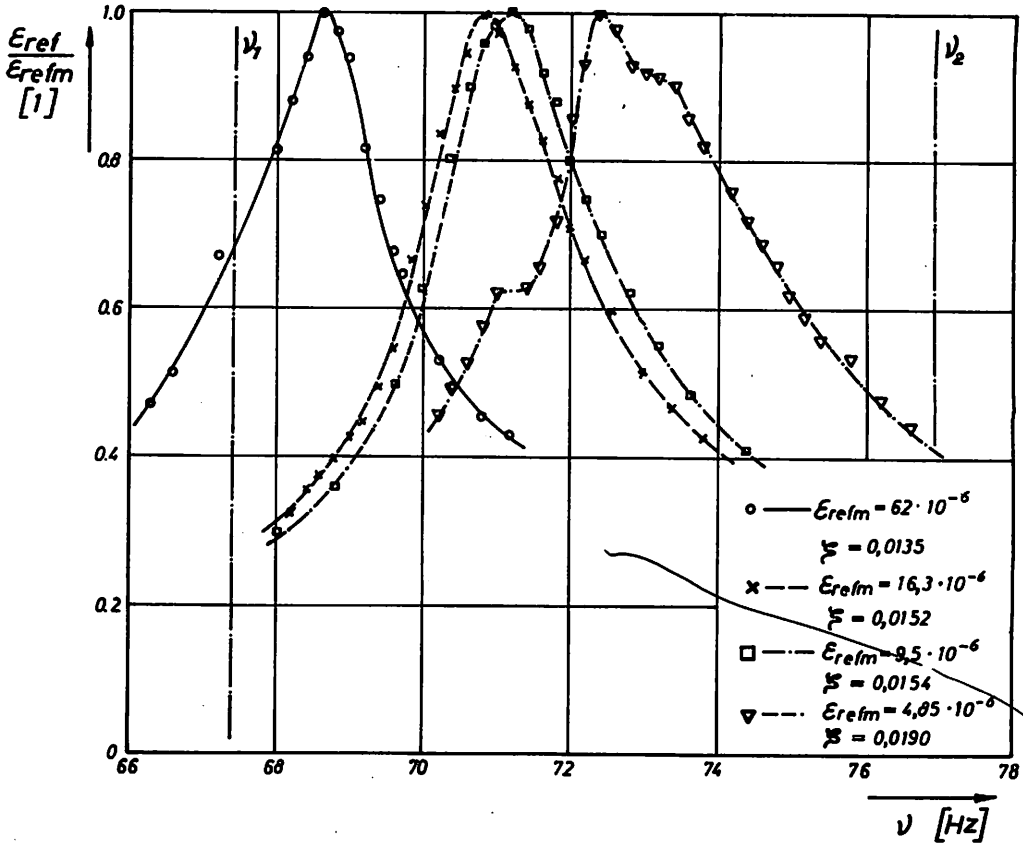


**Bild 2:** FR 3 Brennstab



**Bild 3:** Erste Schwingungsformen des FR 3 Brennstabes bei verschiedener Rippensteigung





**Bild 5:** Typische Resonanzkurven (Na 1/1 Brennstab, Messung in stagnierendem Wasser).



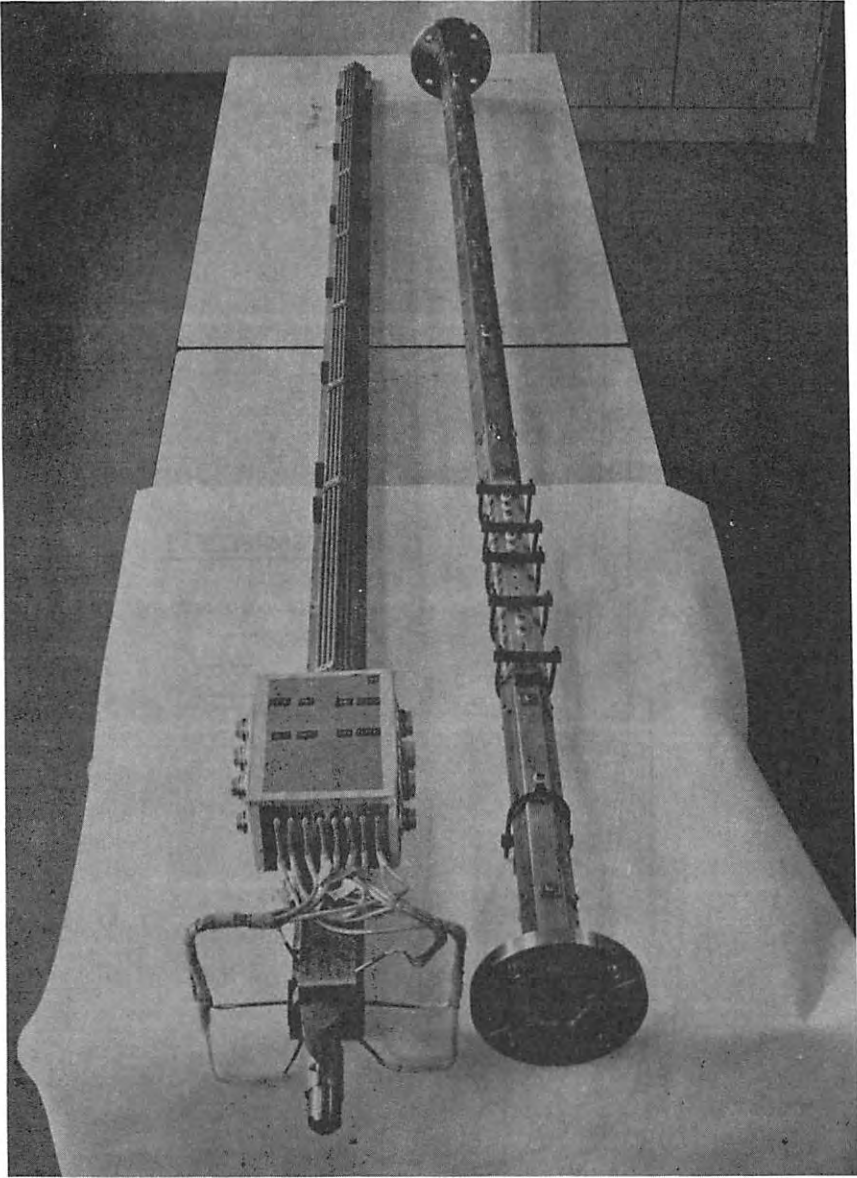
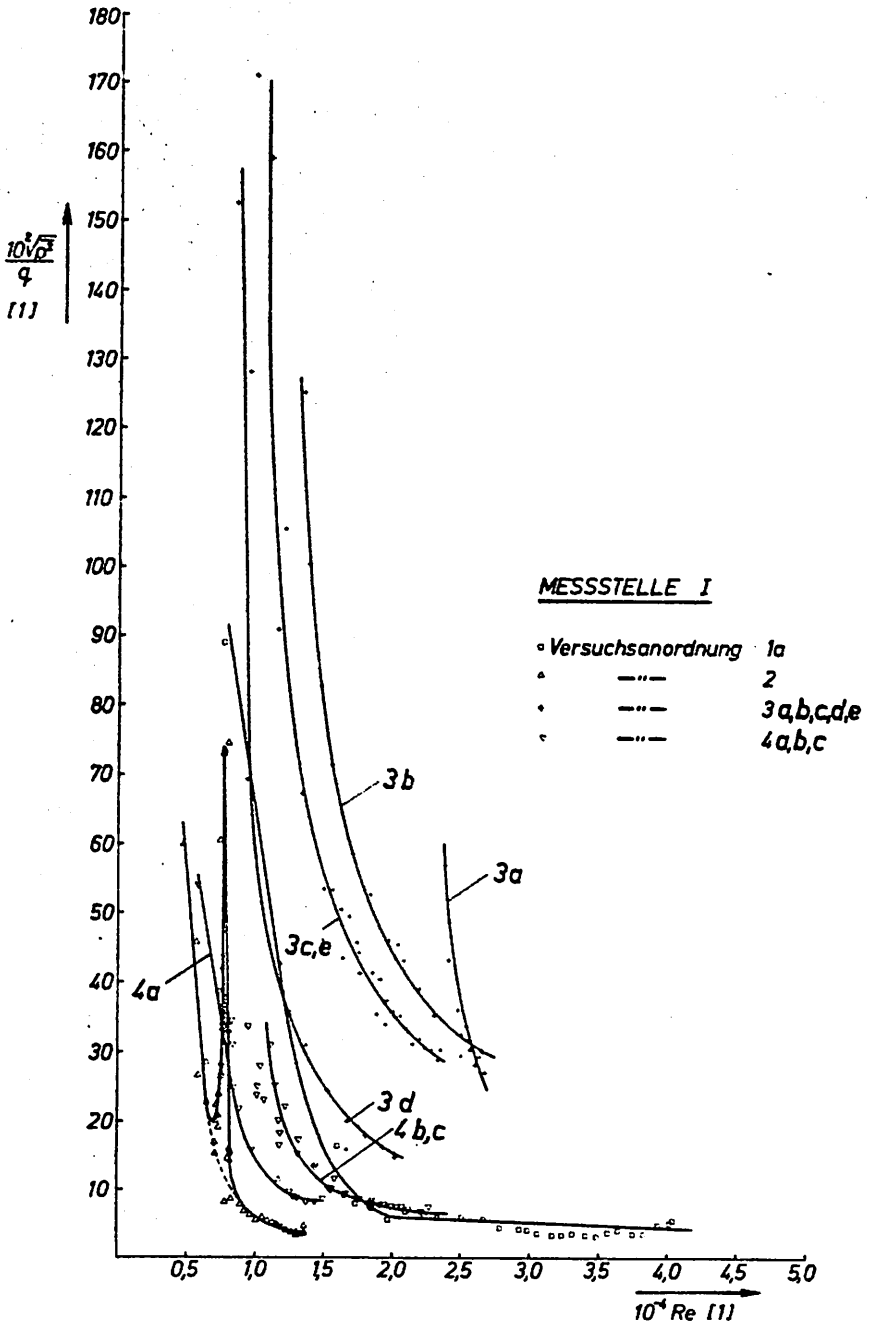
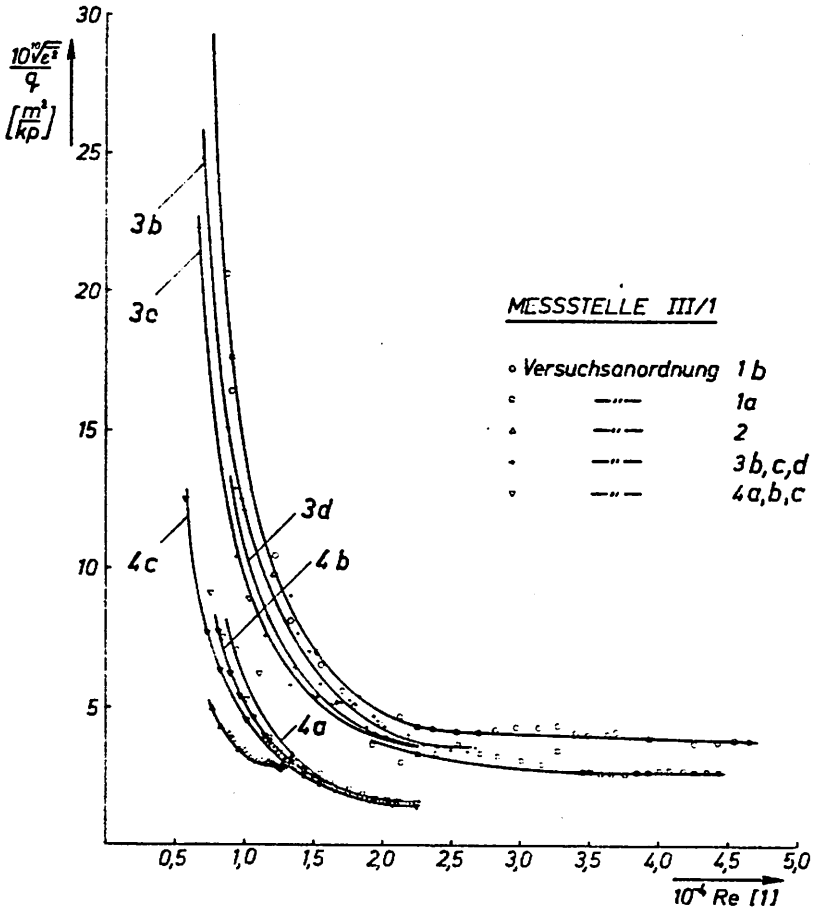


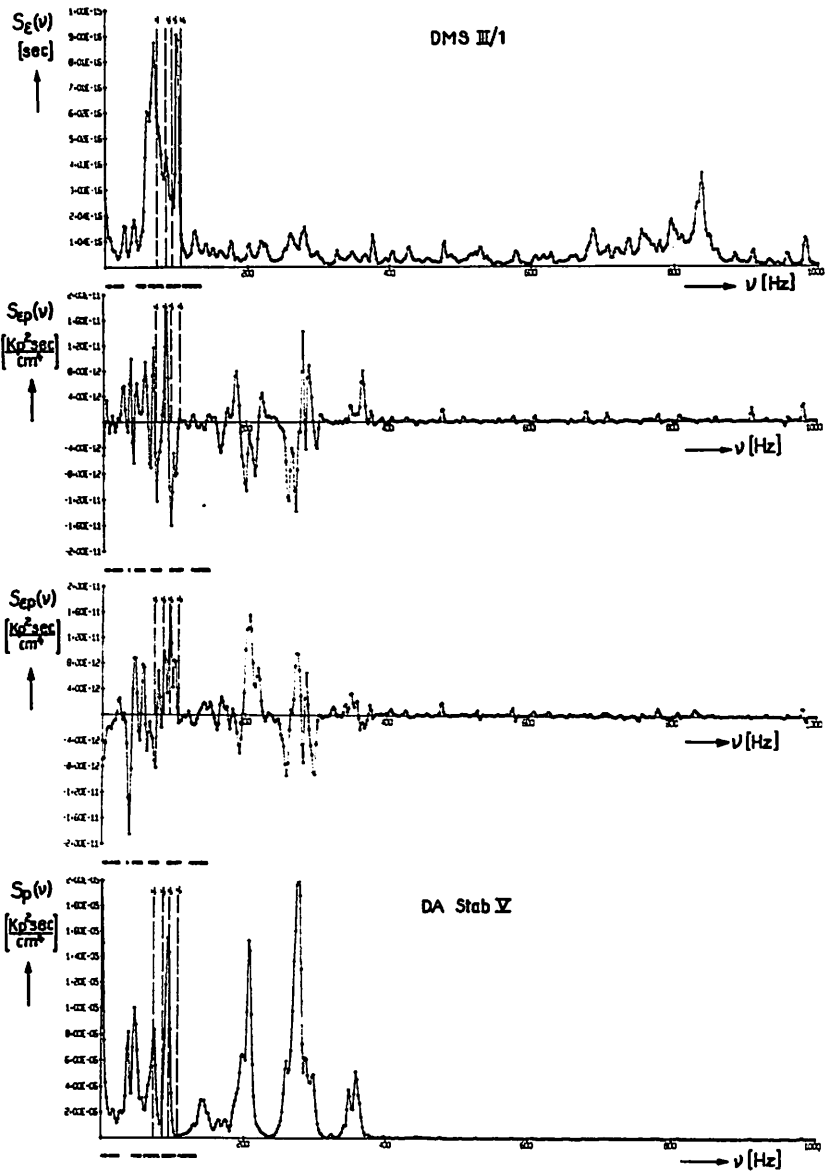
Bild 6: Brennelementmodell Na 1/2



**Bild 7:** Effektivwerte der Druckpulsationen am Eintritt des Wassers in das Na 1/2 Brennelementmodell. Versuche in strömendem Wasser



**Bild 8:** Effektivwert der Referenzdehnung des schwingenden Stabes Nr. III - Na 1/2. Versuche in strömendem Wasser



**Bild 9:** Spektraldichtefunktionen der Druckpulsationen und der relativen Dehnungen am schwingenden Brennstab. Brennelementmodell Na 1/2.

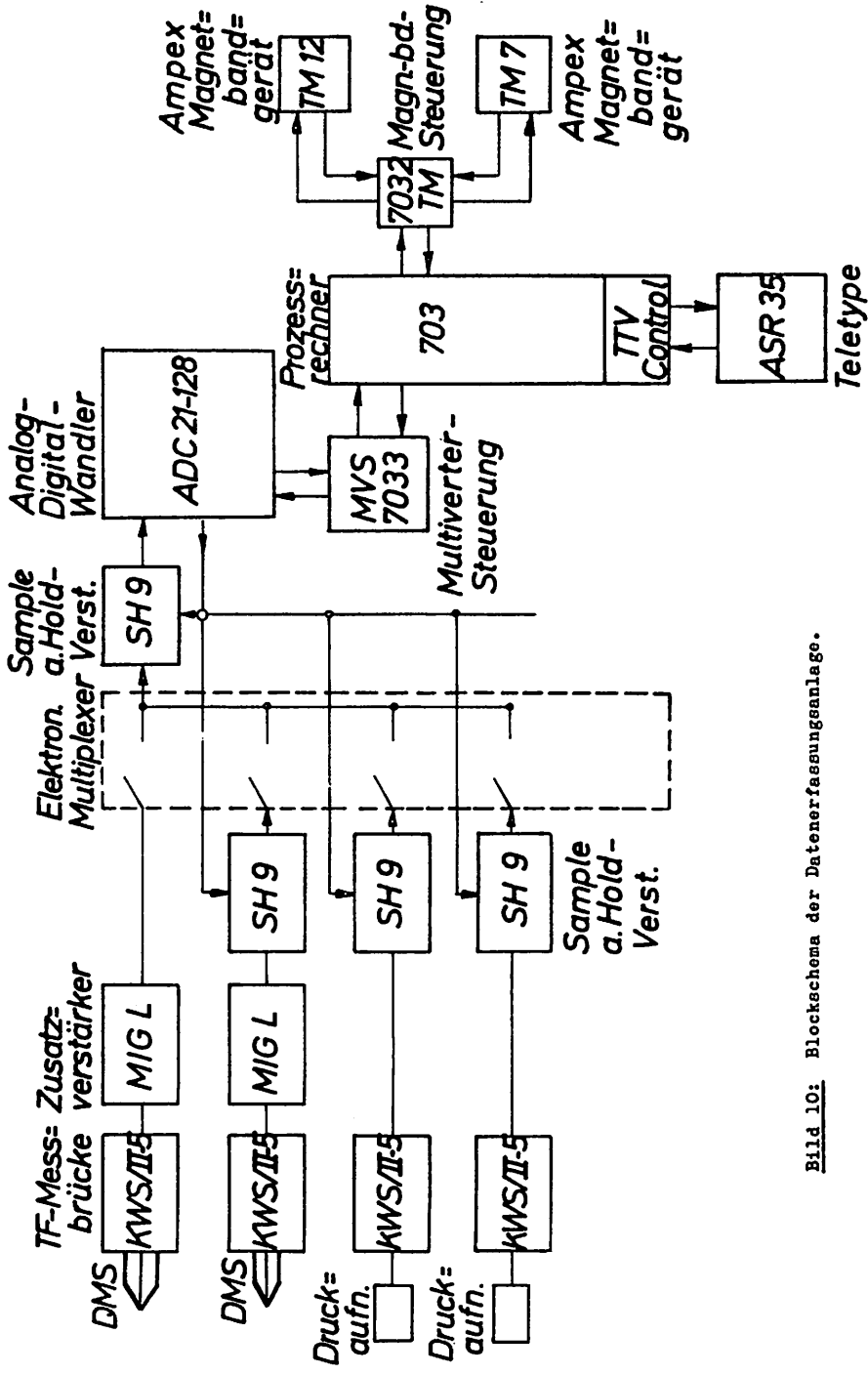


Bild 10: Blockschema der Datenerfassungsanlage.

## DISCUSSION

**Q** E. Y. W. TSUI, U. S. A.

In the first step of your investigation, you calculated the natural frequencies and mode shapes. Did you also compute the corresponding modal forces ? How did you utilize this information to obtain the response of the system ?

**A** J. KADLEC, Germany

There is no problem to predict the response, when the cross spectral density function of the pressure forces is known. At present this is not the case. The investigation of the cross spectral density function is incorporated in our research program, and as far as I know also in the program of other groups.

**Q** J. A. DEARIEN, U. S. A.

Could you clarify the damping value obtained with respect to structural and hydraulic damping ?

**A** J. KADLEC, Germany

Our measurements of the damping quotient gave the value  $\xi_1 = 0.016 \pm 0.002$ . On this value the structural damping participates approximately with 60%, the rest is viscous damping.

**Q** J. VAN MIEGROET, Belgium

How did you manage to separate during the prediction and interpretation phases the various amplitudes and frequencies which must have resulted experimentally from the peculiar support system associated with the typical fast breeder bundles that you investigated, i. e. unpredictability of both number and location of actual support levels of the pins ?

**A** J. KADLEC, Germany

In our calculations we had supposed that all support points are in ideally good contacts, e. g. gapeless. Our experimental investigation had shown that this supposition may be used for the values of gaps smaller than 1% of the outside diameter of the pin. The actual values of gaps were not yet specified in the course of our calculations.

**Q** R. LONGO, U. S. A.

Could you give the relative dimensions of your pin and spiral rib ?

**A** J. KADLEC, Germany

The outside diameter of the spiral rib is 517 mm, the outside diameter of the cladding tube is 4.7 mm.