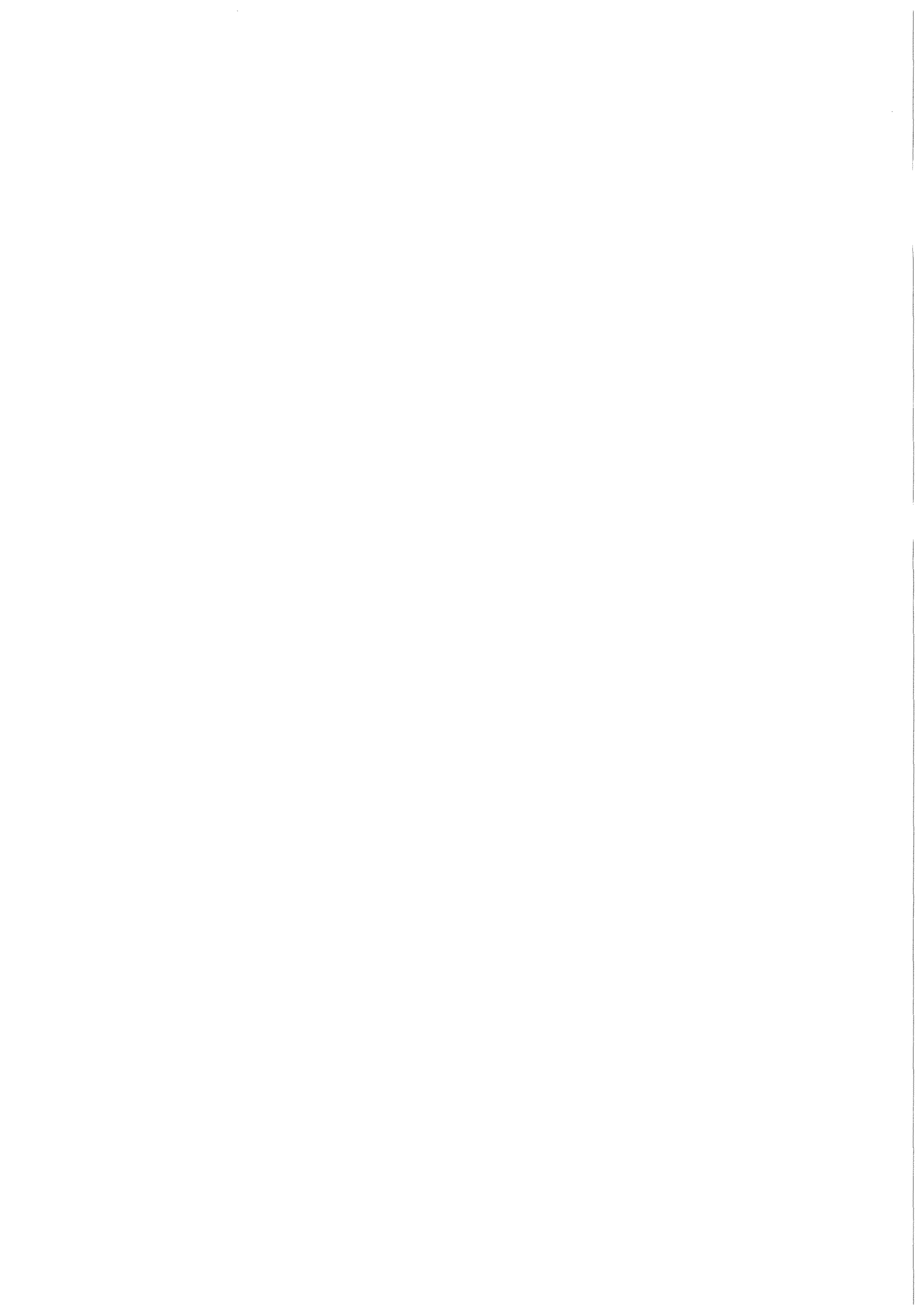


KfK 3379  
November 1982

# **Nachweis von Brennelementschwingungen in KNK II**

F. Mitzel, W. Väth, S. Ansari  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter  
KfK 3379

Nachweis von Brennelementschwingungen in KNK II

F. Mitzel, W. Väth, S. Ansari\*

\*Gastwissenschaftler vom  
Pakistan Institute of Nuclear Science and Technology

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## Nachweis von Brennelementschwingungen in KNK II

### Zusammenfassung

Das Reaktivitätssignal von KNK II zeigt fast harmonische Oszillationen von  $\Delta \rho \leq 0,5 \phi$ . Sehr empfindliche Korrelationsmessungen, die während des regulären Reaktorbetriebes unter Verwendung der normalen Betriebsinstrumentierung durchgeführt wurden, ergaben, daß die Oszillationen einzelnen Brennelementen zuzuordnen sind. Zusätzliche Messungen unter verschiedenen Betriebsbedingungen und theoretische Überlegungen zeigen, daß es sich dabei wahrscheinlich um strömungsinduzierte mechanische Schwingungen handelt. Sie weisen Charakteristiken auf, welche bisher offenbar bei entsprechenden Messungen sowohl in Versuchsständen als auch während des nuklearen Betriebs an anderen Reaktoren noch nicht beobachtet wurden. Es wurde deshalb der Versuch einer Klassifizierung der Schwingungsart und einer Identifizierung des Anregungsmechanismus unternommen. Am wahrscheinlichsten erscheint eine Schwingungsanregung von ganzen Brennelementen durch Wirbel oder Fluidstrahlbildung. Jedenfalls ist dieses Modell in der Lage, sämtliche Beobachtungen widerspruchsfrei zu erklären.

## Detection of Fuel Element Vibration at KNK II

### Abstract

The reactivity signal of the KNK-II-plant shows almost harmonic oscillations of  $\Delta\rho \leq 0.5 \phi$ . Very sensitive correlation measurements, made during the regular plant operation with the normal plant instrumentation, revealed, that these oscillations are associated with individual fuel elements. Auxiliary measurements under various operational conditions and theoretical considerations show, that this phenomenon is probably caused by flow-induced mechanical vibration. Similar characteristics with respect to the frequencies have obviously not yet been observed for fuel element vibration during tests in out-of-core loops and in other reactors. Therefore efforts have been made in order to classify the flow-induced vibration and to identify the particular excitation mechanism.

Most likely seems a flow-induced vibration of whole fuel elements by vortex shedding or jet switching. This model can explain all observations without exception.

1. Einleitung
2. Messungen zur Identifikation der Reaktivitätsoszillationen
  - 2.1 Begründung der Vorgehensweise
  - 2.2 Meßtechnik
  - 2.3 Identifikation mit Hilfe von Korrelationsmessungen
  - 2.4 Einfluß des Kühlmitteldurchsatzes und der Reaktorleistung auf die Schwingungsfrequenzen
  - 2.5 Vergleich mit Messungen bei Nulleistung und beim Aufbau der Aufheizspanne
  - 2.6 Untersuchung des zeitlichen Schwingungsvorganges
    - 2.6.1 Grund- und Oberwellen
    - 2.6.2 Resonanzbreite und Kohärenzdauer
  - 2.7 Abhängigkeit der Oszillationsamplitude von der Leistung
  - 2.8 Einfluß des Reaktorbetriebsablaufes
    - 2.8.1 Einfluß der Betriebsdauer
    - 2.8.2 Einfluß von Brennelementwechsel
    - 2.8.3 Einfluß von Schnellabschaltungen
3. Diskussion der möglichen Ursachen der Reaktivitätsoszillation
  - 3.1 Nichtmechanische Effekte
    - 3.1.1 Gasblasen
    - 3.1.2 Durchsatzschwankungen
    - 3.1.3 Natriumsieden
  - 3.2 Mechanische Effekte
    - 3.2.1 Physikalische Ursachen
      - 3.2.1.1 Indirekter, durch Temperatureinfluß bedingter Reaktivitätseffekt
      - 3.2.1.2 Direkter Reaktivitätseffekt durch Geometrieänderung
    - 3.2.2 Strömungsinduzierte Schwingungen
      - 3.2.2.1 Allgemeine Betrachtungen
      - 3.2.2.2 Fremderregte Schwingungen
      - 3.2.2.3 Selbstinduzierte Schwingungen
    - 3.2.3 Oberwellencharakteristik als Kriterium für die Identifikation
    - 3.2.4 Nichtlineares Fluid-Struktur-Oszillator-Modell
4. Zusammenfassung

Nomenklatur

Literaturverzeichnis

Anhang:

1. Abschätzung der Schwingungsamplitude
2. Ausbildung von Oberwellen durch die Neutronik
3. Biegebalkenmodell für das Brennelementbündel
4. Nichtlineares Fluid-Struktur-Oszillator-Modell
5. Einfluß der Bewegungsbegrenzung

Liste der Abbildungen

Abbildungen



## 1. Einleitung

Im Frequenzbereich oberhalb von 1 Hz zeigt die spektrale Leistungsdichte der Neutronenflußschwankungen der KNK II bei stationärem Betrieb ausgeprägte scharfe Maxima (Abb. 1a). Sie sind so groß, daß sie auch unmittelbar in den Signalen der Neutronenflußdetektoren bei Unterdrückung der Mittelwerte erkennbar sind (Abb. 1b). Aus diesen Signalen lassen sich die Reaktivitätsschwankungen bis zu  $\rho \approx 0,5 \phi$  ablesen. Spezielle Charakteristiken der Frequenzspektren legten die Vermutung nahe, daß strömungsinduzierte Vibrationen im Reaktorkernbereich die Ursache dafür sein könnten. Als wahrscheinlichste Komponenten sind dabei die Brennelemente und die Regelstäbe zu betrachten. Mit Hilfe von seismischen Schwingwegaufnehmern, welche an den Regelstabantrieben montiert wurden, konnte nachgewiesen werden, daß die Regelstäbe als Ursache auszuschließen sind /1/. Ein direkter Nachweis von Schwingungseffekten an den Brennelementen ist aber an KNK II nicht möglich, da für diesen speziellen Zweck keine Sonderinstrumentierung vorgesehen war. Die einzigen Meßwertempfänger, welche lokale, für einzelne Brennelemente spezifische Signale liefern, sind die Thermoelemente zur Messung der Kühlmittelaustrittstemperaturen. Durch empfindliche Korrelationsmessungen zwischen der Reaktivität und den Kühlmittelaustrittstemperaturen konnte nachgewiesen werden, daß die Reaktivitätssoszillationen durch Effekte in einzelnen Brennelementen erzeugt wurden /2/. Das bedeutet, jedes einzelne Maximum in der spektralen Leistungsdichte des Neutronenflusses bzw. der Reaktivität (mit einer unbedeutenden Ausnahme /1/) ist einem ganz bestimmten, identifizierbaren Brennelement zuzuordnen. Dieses Ergebnis und der beobachtete Einfluß des Kühlmitteldurchsatzes auf die Frequenzen führten schon früher zu der Schlußfolgerung, daß strömungsinduzierte Schwingungen als Ursache hierfür anzusehen sind /2/. In diesem Bericht soll nun auf Grund weiterer systematischer Messungen und theoretischer Betrachtungen diese Aussage noch erhärtet und ausführlich begründet werden mit folgenden Zielsetzungen:

- Da die mutmaßlichen mechanischen Schwingungen eine bisher an Brennelementen noch nicht beobachtete Charakteristik aufweisen\*;

---

\*mit einer nur teilweise zutreffenden Ausnahme /57/

sollte geprüft werden, ob dies unter Umständen zu unzulässigen Beanspruchungen führen könnte. Sowohl zur Abschätzung von mechanischen Beanspruchungen als auch zur Beurteilung anderer möglicher Beanspruchungen (z.B. durch Reibkorrosion) müssen die beteiligten Strukturen (ganzes Brennelement oder nur einzelne Brennstäbe) und ihre Schwingungsform bekannt sein.

- Die genaue Kenntnis der Vorgänge ermöglicht gegebenenfalls neue Überwachungsmethoden bezüglich der mechanischen Eigenschaften des Reaktorkerns (z.B. der Kernverspannung) zu entwickeln, welche zur Beurteilung von anomalen Zuständen von Bedeutung sein können.

Im Abschnitt 2 werden vorwiegend die Messungen und ihre Ergebnisse beschrieben. Zum besseren Verständnis der Vorgehensweise bei den Messungen werden dabei auch einige Interpretationen gegeben, jedoch ohne Anspruch auf Vollständigkeit und ohne Berücksichtigung sämtlicher Aspekte. Die Begriffe Oszillationen bzw. Schwingungen sollen darin, sofern nicht ausdrücklich Abweichungen vermerkt sind, zunächst noch nicht einen bestimmten mechanischen Vorgang bezeichnen, sondern sie werden in diesem Teil in ihrer allgemeinsten physikalischen Bedeutung verwendet.

Im Abschnitt 3 sollen dann anhand der Meßergebnisse alle denkbaren Ursachen geprüft und daraus die möglichen Schlußfolgerungen gezogen werden.

## 2. Messungen zur Identifikation der Reaktivitätsoszillationen

### 2.1 Begründung der Vorgehensweise

Zum direkten und besten Nachweis, daß die markanten Reaktivitätsoszillationen durch Brennelementschwingungen verursacht werden, wäre eine entsprechende Instrumentierung von einzelnen Brennelementen erforderlich. Dies war aber nicht vorgesehen und wäre auch nur mit großem finanziellem und technischem Aufwand möglich gewesen. Es wurde daher versucht, Informationen über die beobachteten Reaktivitätsoszillationen mit der zur Verfügung stehenden Betriebsinstrumentierung zu erhalten. Außerdem wurde auch der Einfluß von Betriebszuständen auf die Oszillationen zur Ursachenfindung herangezogen.

### 2.2 Meßtechnik

Für die experimentellen Untersuchungen von Vorgängen im Kernbereich der KNK II stehen nur die Signale der Betriebsinstrumentierung zur Verfügung. Direkte Information über Brennelemente kann dabei nur aus 2 Signaltypen gewonnen werden, nämlich dem Neutroneneinfluß bzw. der Reaktivität und den Kühlaustrittstemperaturen. Hierzu kommen noch (gemittelte) Größen zur Charakterisierung der Betriebszustände: im wesentlichen der Gesamtkühlmitteldurchsatz und die Kühlmittteleintrittstemperatur.

Der Neutronenfluß wird durch mehrere B<sup>10</sup>-Ionisationskammern, die außerhalb des Kerns installiert sind, registriert (Abb. 2). Da das neutronische Verhalten des KNK II-Kerns sehr gut durch das Punktreaktormodell beschrieben wird, zeigen alle Neutronendetektoren - abgesehen vom Nachweisrauschen - dieselben zeitlichen Schwankungen. Im allgemeinen sind die hier beschriebenen Reaktivitätsoszillationen so groß, daß das Nachweisrauschen vernachlässigt werden kann. Nur bei Nulleistung und bei kleinen Leistungen im Anfahrbereich lieferte das Nachweisrauschen einen störenden Beitrag. In solchen Fällen wurde dann die Spektraldichte der Reaktivitätsschwankungen als spektrale Kreuzleistungsdichte zweier Neutronenflußdetektorsignale ermittelt, in der das unkorrelierte Nachweisrauschen im zeitlichen Mittel verschwindet.

In dem hier interessierenden Frequenzbereich oberhalb 1 Hz sind interne Rückkopplungen, z.B. durch Temperatureffekte, externe Rückkopplungen z.B. durch die Regelung der Anlage, und auch der Einfluß der verzögerten Neutronen wegen ihrer vergleichsweise großen Zeitkonstanten, vernachlässigbar. Damit sind die relativen Neutronenflußschwankungen ein direktes Maß für die Reaktivität. Da die Messungen bei stationärem Betrieb durchgeführt wurden und außerdem die Leistungsschwankungen klein gegen ihren Mittelwert sind, wurden die meisten Messungen direkt mit dem Neutronenflußsignal gemacht und später auf den Mittelwert normiert, um eine Reaktivitätseichung zu erhalten. Ein Teil der Messungen erfolgte mit einem Reaktimetersignal aus der Betriebsinstrumentierung. Dieses Signal wird aus einem Neutronenflußsignal als Lösung der inversen kinetischen Gleichungen des Punktreaktormodells gewonnen und ist damit direkt in Reaktivität geeicht.

Der zweite Signaltyp, der Information aus dem Kernbereich enthält, ist die Kühlmittelaustrittstemperatur. Diese wird individuell für jedes Brennelement gemessen. Die dazu verwendeten ~~Thermoelemente~~ haben eine Zeitkonstante von typisch 1 s. Ihre Signale sind also zur Messung von Vorgängen im Frequenzbereich  $\geq$  1 Hz nur bedingt einsetzbar. Diese Signale sind jedoch die einzigen, die individuell den einzelnen Brennelementen zugeordnet sind. An der KNK II sind die Austrittstemperaturen mit T.. bezeichnet. Ihre Zuordnung zu den Brennelementen ist aus Abb. 2 zu entnehmen.

Die Betriebsinstrumentierung ist in erster Linie auf die Erfassung des (zeitlich) mittleren Verhaltens der Anlage ausgelegt. Die zeitlichen Mittelwerte interessieren im Rahmen dieser Arbeit (nur) zur Erfassung des Betriebszustandes. Für die experimentellen Untersuchungen wurden vielmehr die im Vergleich zu den Mittelwerten kleinen Signalschwankungen verwendet. Von den Neutronenfluß- und Austrittstemperatursignalen wurden deren Schwankungen mit einem einpoligen Hochpaßfilter bei 0.5 Hz extrahiert, verstärkt und einem Multiplexer-PCM-Sender /3/ zugeführt. Der ins Labor übertragene bzw. auf Magnetband aufgezeichnete PCM-Datenstrom enthält außerdem die Mittelwerte wichtiger Betriebsparameter, mit denen der Anlagenzustand erfaßt

und seine Konstanz während der Messungen überprüft werden kann. Ältere Magnetbandaufzeichnungen, die mit anderen Zielsetzungen gemacht wurden, können nur bedingt in die Analyse der Schwingungsphänomene miteinbezogen werden. Insbesondere ist bei früheren Betriebsphasen auf Grund der Aufnahmen keine Zuordnung (siehe Abschnitt 2.3) der Reaktivitätsoszillationen zu einzelnen Brennelementen mehr möglich. Der Grund dafür ist die wesentlich schlechtere Aussteuerung der Temperatursignale im relevanten Frequenzbereich, so daß der kleine korrelierte Signalanteil im übrigen Rauschen verschwindet.

Die Bestimmung der statistischen Signalparameter wie spektrale Leistungsdichten, Kohärenzfunktionen, usw. erfolgte mit NOASYS /4/. Die Messungen wurden mit möglichst hoher Frequenzauflösung durchgeführt, da sich oszillatorische Signalanteile und deren Korrelationen umso deutlicher im Frequenzbild zeigen je höher die Frequenzauflösung ist. Die typische Analysierbandbreite war  $\approx 1/100$  Hz und entsprach damit der Halbwertsbreite der Reaktivitätsoszillationen. Kleine Analysierbandbreiten erfordern aber lange Meßzeiten, um eine vernünftige statistische Genauigkeit zu erzielen. Während dieser Zeit muß der Reaktor stationär betrieben werden. Insbesondere darf der Kühlmitteldurchsatz wegen seines direkten Einfluß auf die Oszillationsfrequenzen nicht mehr als deren relative Halbwertsbreite schwanken, da sonst die scharfen Oszillationen eines (gemittelten) Spektrums als verbreiterte Linien erscheinen würden. Für die meisten Messungen wurden Mittelungszeiten von ca. 15 h (bis 30 h) gewählt. Bei manchen Betriebszuständen standen jedoch nur 4 h Meßzeit zur Verfügung. Selbst die dabei vorhandenen ca. 10 % statistische Unsicherheit gefährden keine der hier gemachten Aussagen.

Außer den statistischen Parametern können vor allem die Art und Form der zeitlichen Abläufe von Schwingungsvorgängen zur Ursachenfindung beitragen. Da die Temperatursignale wegen der unsicheren Kenntnis über die Entstehung ihres korrelierten Anteils ausfallen, bleibt die Reaktivität die einzige Informationsquelle, die etwas über die Bewegungsform der Brennelemente enthält. Das Reaktivitätssignal ist zwar ein gutes Abbild von Brennelementebewegungen, aber nachteilig ist, daß

alle betroffenen Brennelemente gleichzeitig zum Signal beitragen. Hinzu kommen dann noch andere unabhängige Reaktivitätsbeiträge. Die klassische Art des "signal recovery" zur Extraktion der Schwingungsform eines Brennelementes versagt, da keine Triggersignale für die einzelnen Brennelemente vorliegen. CRISS Power Spectral Density /5/, eine nichtlineare Korrelationsmethode, erlaubt die quantitative Erfassung der Korrelation von Signalkomponenten bei verschiedenen Frequenzen. Insbesondere kann damit der Korrelationsgrad und die Phasenbeziehung zwischen einer Grundwelle und ihren Oberwellen gemessen werden, wenn diese ganzzahlige Frequenzverhältnisse haben. Mit den Amplitudenverhältnissen aus einer Spektraldichte und den Phasenbeziehungen aus einer Oberwellenkorrelation lassen sich dann die zeitlichen Schwingungsformen für jedes Brennelement getrennt synthetisieren. Unkorrelierte Signalanteile erzeugen vor allem in den gemessenen Phasenwerten große Unsicherheiten. Daher wurden bis jetzt meist nur die Korrelationen der Grundwelle und der ersten Oberwelle bei der doppelten Frequenz gemessen, da diese im Spektrum sehr ausgeprägte Resonanzen bilden, deren Amplituden weit über dem unkorrelierten Untergrund liegen. Korrelation zu höheren Harmonischen bei ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz sind für die meisten Brennelemente nachzuweisen, doch sind die Phasenbeziehungen für eine Signalsynthese nicht gut genug.

### 2.3 Identifikation mit Hilfe von Korrelationsmessungen

Das Reaktivitätssignal selbst ermöglicht keine Lokalisierung des Effektes, weil eine, an einer beliebigen Stelle in dem relativ kleinen Kern entstehende Reaktivitätsstörung überall (unabhängig vom Ort) die selbe relative Neutronenflußschwankung erzeugt. Die einzige Möglichkeit einer Lokalisierung bestand daher in Korrelationsmessungen zwischen der Reaktivität und den Kühlmittelaustrittstemperaturen von verschiedenen Brennelementen. Tatsächlich beweisen solche Messungen bei Verwendung geeigneter Signalverarbeitung, daß die Reaktivitätsoszillationen durch Effekte in einzelnen Brennelementen erzeugt werden /2/. Die Kühlmittelaustrittstemperatur eines bestimmten Brennelementes ist nur mit der Reaktivitätsoszillation bei einer scharf definierten Frequenz korreliert (Abb. 3b). Bei manchen

Brennelementen wurden auch bei zwei scharf definierten Frequenzen Korrelationen gemessen, wobei es sich mit einer Ausnahme um die Grund- und 1. Oberwelle handelte. Die gemessenen Korrelationen können nicht durch die festgestellten integralen Leistungsoszillationen aufgrund thermohydraulischer Effekte entstehen. Diese müßten die Kühlmittelaustrittstemperaturen aller Brennelemente beeinflussen, was jedoch nicht festgestellt wurde. Eine einfache Abschätzung zeigte auch, daß ein solcher Anteil infolge der Dämpfung des Wärmeübergangs von Brennstoff zum Kühlmittel und infolge der Dämpfung des Temperaturmeßfühlers (mit Zeitkonstanten von je etwa 1 s) zu klein für einen Nachweis wäre. Daher müssen die mit den Leistungsschwankungen in den verschiedenen Brennelementen korrelierten Kühlmittelaustrittstemperaturschwankungen durch örtliche, auf die betreffenden Brennelemente beschränkte Effekte erzeugt werden. Nimmt man hierfür Schwingungen an, so ergibt sich folgendes Bild: Durch die Bewegung eines einzelnen Brennelementes in radialer Richtung entsteht eine Reaktivitätsänderung von ca.  $6 \text{ } \phi / \text{mm}$ . Dem entspricht eine integrale Leistungsänderung von 6 % pro 1 mm Verschiebung. Die entsprechende integrale Kühlmittelaustrittstemperaturänderung war nicht nachzuweisen. Zusätzlich erzeugt eine solche Bewegung im Flußgradienten in dem betreffenden Brennelement eine individuelle Leistungsänderung. Für die Kranzelemente der Testzone beträgt sie etwa 0,2 % pro 1 mm Verschiebung in radialer Richtung. Dieser Effekt ist zwar lokal, kann aber auch nicht die gemessene Korrelation erzeugen, da er noch wesentlich kleiner als der nicht nachweisbare integrale Effekt ist. Es gibt aber eine einfache plausible Erklärung unter Verwendung des Schwingungsmodells: Horizontalschwingungen der Brennelementköpfe lassen den austretenden Kühlmittelsstrahl um die Thermoelemente oszillieren, welche auf einer nicht mit den Brennelementen verbundenen Instrumentierungsplatte befestigt sind. Es wurde abgeschätzt, daß dies infolge einer kleinen radialen Temperaturdifferenz von ca. 3 K am Brennelementaustritt (die trotz des eingebauten Mischers möglich ist) die gemessenen Korrelationen verursachen kann /2/.

Da dieser lokale Effekt weder eindeutig identifiziert noch quantitativ beschrieben werden kann, wird diese Reaktivitäts-Temperatur-Korrelation nur zur Identifikation der betroffenen

Brennelemente eingesetzt. D.h. gemessene Frequenzspektren der Temperatursignale werden nur zur Berechnung der Kohärenzfunktionen herangezogen. In Abb. 3a sind für den Leistungsbetrieb bei 70 % diese Temperaturspektren für die Testzonenelemente dargestellt. Man erkennt ihre weitgehende Ähnlichkeit. (Der Buckel beim Element T4 und das erhöhte Rauschen beim Element T3 im Bereich um 4 Hz sind ungeklärt.) In vielen Fällen erkennt man selbst in den Spektren deutlich die mit den Reaktivitätssoszillationen korrelierten Temperatursignale. Die Frequenzen, bei denen eine deutliche Korrelation zwischen der Temperatur und der Reaktivität gefunden wurde, sind mit einem Pfeil markiert. Beim Element T2 ist die Spektraldichte des korrelierten Anteils bei 3,8 Hz fast doppelt so groß wie der unkorrelierte Untergrund. In vielen Fällen ist der korrelierte Anteil jedoch so klein, daß nur die Kohärenzfunktion eine eindeutige Identifikation zuläßt. In Abb.3b sind die Kohärenzfunktionen der 7 Testelemente dargestellt. Das Reaktivitätsspektrum im unteren Teil der Abb. 3b kann durch Vergleich mit den Kohärenzfunktionen und unter Beachtung der Oberwellenzusammengehörigkeit (vergl. Abschnitt 2.6) fast vollständig erklärt werden. Eine Ausnahme bildet das breite Maximum bei 3,15 Hz. Es hat nichts mit den hier untersuchten Brennelementeffekten zu tun, sondern ist einem anderen, ebenfalls strömungsinduzierten Phänomen zuzuordnen /1/, dessen Oszillationsfrequenz in guter Näherung zum Gesamtdurchsatz im Primärkreis proportional ist. In den Abbildungen wird diese Oszillation zur Unterscheidung von den Brennelementschwingungen mit R bezeichnet. Alle übrigen Maxima im Reaktivitätsspektrum werden ausschließlich durch die sieben Testzonenelemente erzeugt, wobei jedes Brennelement mit einer anderen Frequenz zum Reaktivitätsspektrum beiträgt. Da mit den 7 Testzonenelementen alle Maxima im Reaktivitätsspektrum erklärt sind, ist nicht zu erwarten, daß ein Element der Treiberzone eventuell auch schwingt. In der Tat wurde nie eine Korrelation zwischen der Reaktivität und den Kühlmittelaustrittstemperatursignalen der Treiberelemente der dritten Reihe gefunden (siehe Abb. 3c). Eine den Testzonenelementen ähnliche Bewegung der Treiberelemente der dritten Reihe (BE 3..) würde vergleichbare Kohärenzfunktionen liefern, da der Reaktivitätseffekt (siehe Anhang 1) und die Temperaturspektren (siehe Abb. 3c) vergleichbar sind.



Bei einigen Betriebszuständen (Leistungsstufen) verschwanden zwar manchmal früher beobachtete Kohärenzmaxima im Untergrund, obwohl das Muster im Reaktivitätsspektrum nahezu unverändert blieb. Man muß daher annehmen, daß dies durch eine Verschiebung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses im Temperatursignal verursacht wurde. Das weitgehend unveränderte Muster im Reaktivitätsspektrum erlaubte aber auch in diesen Fällen eine Zuordnung der sieben Testzonenelemente.

#### 2.4 Einfluß des Kühlmitteldurchsatzes und der Reaktorleistung auf die Schwingungsfrequenzen

Messungen bei verschiedenen Reaktorleistungen zeigen, daß die Oszillationsfrequenzen aller betroffenen Brennelemente im Bereich zwischen 30 % und 90 % Leistung direkt proportional zur Leistung sind. In Abb. 4 ist diese Abhängigkeit für vier Brennelemente dargestellt. Da der Reaktor in diesem Leistungsbereich mit einem festen Verhältnis von Leistung und Kühlmitteldurchsatz betrieben wird, besteht dieselbe Beziehung auch zwischen den Schwingungsfrequenzen und dem Durchsatz. Im Falle von Brennelementeschwingungen ist zu erwarten, daß die Frequenzverschiebung zwischen 30 % und 90 % Reaktorleistung durch den Kühlmitteldurchsatz verursacht wird (und nicht durch die Leistung), weil die Reaktorleistung zwar im Kern die Temperaturen und die thermischen Spannungen beeinflusst, aber die zur Schwingungsanregung eventuell in Frage kommenden thermischen Kräfte durch das feste Verhältnis zwischen Leistung und Kühlmitteldurchsatz konstant gehalten werden. Es ändert sich zwar dabei noch die Brennstofftemperatur, aber wenn diese die Schwingungsfrequenz überhaupt beeinflussen sollte, dann wäre dabei keine Proportionalität zu erwarten, sondern eine starke Abhängigkeit vom Abbrand /6/. Das war aber an KNK II nicht der Fall.

Zum Nachweis, daß die Schwingungsfrequenzen im Bereich zwischen 30 % und 90 % Leistung zum Kühlmitteldurchsatz proportional sind, wurden zusätzliche Messungen durchgeführt:

Während der Kühlmitteldurchsatz im Primärkreis immer konstant blieb, wurden folgende Temperaturänderungen vorgenommen:

- a) Bei festgehaltener Aufheizspanne wurde die mittlere Kühlmitteltemperatur im Kern um 7 K verändert (durch Variation des Kühlmitteldurchsatzes im Sekundärkreis).
- b) Die Brennelementaufheizspannen wurden um ca. 10 % durch Änderung der Reaktorleistung und des Kühlmitteldurchsatzes im Sekundärkreislauf variiert, wobei die mittlere Kühlmitteltemperatur im Kern konstant gehalten wurde.

Im Fall a) wurde kein Einfluß auf die Oszillationsfrequenzen festgestellt. Dagegen ergab sich im Fall b) eine Frequenzerhöhung von  $\frac{\Delta f}{f} \approx 3\%$  bei einer Erhöhung der Aufheizspannen bzw. der Leistung um ca. 10 %. Bei normalen betrieblichen Leistungsänderungen, bei denen das Verhältnis von Leistung zum Durchsatz konstant gehalten wird, erhält man im Proportionalitätsbereich zwischen Frequenz und Leistung bzw. Durchsatz dieselbe prozentuale Änderung für die Frequenz und die Leistung bzw. dem Durchsatz. Die geringere Frequenzverschiebung im Fall b) muß also mit einer Änderung der Kernverspannung zusammenhängen. Durch die Erhöhung der Aufheizspanne (Nennwert  $\approx 200$  K) wird der radiale Temperaturgradient und damit die Kernverspannung erhöht, wodurch auch die mechanischen Eigenschaften, welche die Schwingung beeinflussen, verändert werden. Dieser Effekt wird dagegen eliminiert, wenn, wie im Normalfall, parallel zu jeder Leistungsänderung auch der Kühlmitteldurchsatz zur Konstanthaltung der Kühlmitteltemperaturen geändert wird. Daher muß man folgern, daß bei normalen betrieblichen Leistungsänderungen zwischen 30 % und 90 % die Frequenzverschiebung allein durch die begleitende Kühlmitteldurchsatzänderung verursacht wird.

Der Versuch b) kann auch leicht das Frequenzverhalten im Anfahrbereich von 15 % bis 30 % Leistung erklären (siehe Abb. 4). Hier wird zum Aufbau der Aufheizspanne ca. 30 % des Kühlmitteldurchsatzes bei Vollast fest eingestellt und nur die Leistung erhöht. Man erkennt, daß dabei die Oszillationsfrequenzen unterproportional mit der Leistung zunehmen, und zwar ungefähr im gleichen Maße wie im Fall b) festgestellt wurde. Das kann durch die jeweils erzeugte Änderung der Aufheizspanne bzw. der Kernverspannung erklärt werden. Zumindest qualitativ kann auf diese Weise auch die sich oberhalb von

90 % Leistung andeutende Abflachung des Frequenzanstieges (siehe Abb. 4) verstanden werden. In diesem Bereich wird nämlich die Aufheizspanne nicht mehr konstant gehalten, sondern sie nimmt um ca. 9 K wieder ab. Allerdings ist die Abweichung größer als man aufgrund der Messung b) und der Proportionalität zwischen Frequenz und Durchsatz erwarten würde.

## 2.5 Vergleich mit Messungen bei Nulleistung und beim Aufbau der Aufheizspanne

Der Einfluß der Kernverspannung kann auch erklären, weshalb bei Nulleistung überhaupt keine Vibrationen mit definierten Frequenzmaxima in der spektralen Leistungsdichte der Reaktivität zu beobachten sind: Dies zeigt in Abb. 5 der Vergleich des Reaktivitätsspektrums bei 95 % Nennleistung (und 95 % Durchsatz) mit dem Reaktivitätsspektrum bei Nulleistung und bei ca. 90 % Kühlmitteldurchsatz im Primärkreis. Bei Betrachtung des hier interessierenden Frequenzbereiches oberhalb 1Hz fällt auf, daß bei Nulleistung sämtliche Reaktivitätsmaxima bis auf R verschwunden sind. Andererseits ist bei Nulleistung oberhalb 0,5 Hz das breitbandige Reaktivitätsrauschen wesentlich größer als bei Leistung. Der Leistungsbereich zwischen Null und 30 % Nennleistung stellt demnach ein interessantes Übergangsgebiet dar. In diesem Bereich wird bei konstantem Kühlmitteldurchsatz (entsprechend  $\approx 30$  % Nennleistung) die Aufheizspanne und damit die Kernverspannung aufgebaut. Solche Messungen wurden während eines Anfahrvorganges durchgeführt. Der Aufbau der Aufheizspanne wurde dabei für die Messungen bei 10 %, 15 % und 20 % Nennleistung für jeweils vier Stunden unterbrochen. Während dieser stationären Betriebsphasen wurden die Reaktivitätsspektren und die Kohärenzfunktionen zwischen der Reaktivität und den Brennelementaustrittstemperaturen gemessen. Dabei ergab sich folgendes Bild (Abb. 6):

Bei 10 % Nennleistung sind wie bei Nulleistung noch keine Reaktivitätsoszillationen mit definierter Frequenz zu beobachten.

Bei 15 % Nennleistung ist die Resonanzstruktur bereits sehr deutlich ausgebildet. Die Zuordnung einiger Brennelemente zu den Reaktivitätsoszillationen ist bereits möglich.

Bei 20 % Nennleistung haben sich sämtliche Oszillationen voll ausgebildet und die Struktur im Frequenzspektrum gleicht der bei allen höheren Leistungsstufen.

Dieses Verhalten des Reaktivitätsrauschens bei Nulleistung und Leistung kann folgendermaßen verstanden werden: Bei Nulleistung stehen die Brennelemente relativ locker in den Gitterplatteneinsätzen im unverspannten Kernverband. In diesem Zustand werden sie durch das strömende Kühlmittel zu inkohärenten Bewegungen angeregt, was zu einem Reaktivitätsrauschen mit breitem Frequenzband führt. Bei Leistungsbetrieb sind die Brennelemente aufgrund der wirksamen Kernverspannung, welche sich mit dem radialen Temperaturgradienten ausbildet, weitgehend unbeweglich. Dies führt dann zu der beobachteten Verringerung des breitbandigen Reaktivitätsrauschens.\* Zugleich bildet die definierte Einspannung auch eine notwendige Voraussetzung zur Ausbildung elastischer Strukturschwingungen. Diese Voraussetzung wird für die Brennelemente nur oberhalb 15 % Reaktorleistung durch die dann wirksame Kernverspannung erfüllt. Außerdem wird erwartet, daß durch die zum Kernrand gerichtete Verbiegung der Brennelemente infolge des radialen Temperaturgradienten, sich in der oberen Pflasterebene zwischen dem Zentralelement und seinen benachbarten Kranzelementen ein Spalt ausbildet /7/ (vgl. auch Abb. 7). Dadurch erhalten sämtliche Testzonenelemente, aber auch nur diese, trotz der Kernverspannung die für Schwingungen ebenfalls nötige Bewegungsfreiheit. Das kann dann die nur bei Leistungsbetrieb auftretenden und nur den Testzonenelementen zuzuordnenden Reaktivitätsmaxima erklären.

Einen weiteren Hinweis darauf, daß das Reaktivitätsspektrum bei Nulleistung oberhalb 0,5 Hz durch inkohärente Brennelementebewegungen erzeugt wird, liefert folgende Betrachtung: Es ist in diesem Fall zu erwarten /8/, daß die Amplituden und Frequenzen dieser Bewegungen sich proportional zur Kühlmittelgeschwindigkeit verhalten. Das bedeutet, daß die spektrale Leistungsdichte des Reaktivitätsmusters quadratisch

---

\*Die Tatsache, daß unterhalb 0,5 Hz das Reaktivitätsrauschen bei Leistung größer ist als bei Nulleistung, rührt von Temperatureffekten her, die mit der Wärmeabfuhr verbunden sind.

mit der Kühlmittelgeschwindigkeit wachsen muß. Beide Abhängigkeiten werden durch Messungen bei verschiedenen Kühlmitteldurchsätzen bei Nulleistung gut bestätigt, wie an Hand von Abb. 8a erkennbar. Durch Verschieben der Spektren entlang der Frequenzachse entsprechend dem Kühlmitteldurchsatzverhältnis und auf der Ordinate proportional zu seinem Quadrat kommen die Spektren weitgehend zur Deckung (Abb. 8b).

## 2.6 Untersuchung des zeitlichen Schwingungsvorganges

### 2.6.1 Grund- und Oberwellen

Bei Betrachtung der spektralen Leistungsdichten des Neutronenflusses fällt auf, daß für die verschiedenen Brennelemente die Frequenzmaxima jeweils relativ eng beieinander liegen (vergl. z.B. Abb. 3). Man erkennt auch, daß die meisten Testzonenelemente sowohl bei einer Grundfrequenz als auch bei der doppelten Frequenz eine Korrelation mit dem Temperatursignal zeigen. Dies deutet bereits darauf hin, daß es sich wahrscheinlich um die Grund- und Oberwelle bzw. um eine harmonische und eine subharmonische Oszillation bei dem betreffenden Element handelt. Aber auch bei Elementen, bei welchen bei den doppelten Grundfrequenzen keine Korrelationen mit den Temperatursignalen festgestellt wurden, zeigen die spektralen Leistungsdichten der Reaktivität an diesen Stellen Maxima. Eine Auswertung bei höheren Frequenzen zeigte außerdem, daß praktisch neben jeder Grundfrequenz eines Brennelementes auch noch Reaktivitätsmaxima bei allen gerad- und ungeradzahligen Vielfachen dieser Grundfrequenz auftreten (vergl. Abb. 12a). Bei diesen höheren Frequenzen ist aber eine Korrelation mit den Temperatursignalen wegen der relativ langen Ansprechzeit der Thermoelemente (ca. 1 sec) nicht mehr zu erwarten.\* Untersuchungen mit einem speziellen Korrelationsverfahren (CRISS Power Spectral Density /5/), mit dem die Korrelation zwischen Grund- und Oberwellen quantitativ erfaßt werden kann, zeigten, daß es sich tatsächlich immer um Grund- und Oberwellen (bzw. um harmonische und subharmonische Oszillationen) handelt.

---

\*Das kann auch der Grund dafür sein, daß bei der doppelten Grundfrequenz seltener eine Korrelation gemessen wurde als bei der Grundfrequenz.

In Abb. 9a ist die Kohärenzfunktion zwischen Grund- und 1. Oberwelle gezeigt. Diese Funktion zeigt den Korrelationsgrad zwischen einer Signalkomponenten der Reaktivität bei einer (Grund-)Frequenz und der Signalkomponente bei der doppelten Frequenz. Im oberen Teil der Abb. ist die Spektraldichte der Reaktivität in den entsprechenden Frequenzbereichen dargestellt. Offensichtlich können (fast) alle Maxima des Reaktivitätsspektrums als Grund- und 1. Oberwelle den Brennelementen zugeordnet werden. Die Zuordnung erfolgte durch Austrittstemperaturkorrelationen. Ein Resonanzpaar (Grund- und Oberwelle) konnte nicht identifiziert werden; es zeigt auch keine Korrelation mit einer Austrittstemperatur eines Brennelements der 3. Reihe. Bis auf dieses Resonanzpaar können also alle Maxima im Reaktivitätsspektrum identifiziert werden.

Die Oberwellenkorrelation liefert nicht nur den Korrelationsgrad explizit, sondern auch die Phasenbeziehung zwischen Grund- und Oberwellen. Natürlich sind die gemessenen Phasenwerte nur dort sinnvoll, wo eine gute Korrelation vorliegt. Zwar heben sich die Resonanzen der Kohärenzwerte deutlich vom Untergrund (bias) im resonanzfreien Bereich ab, aber die gemessenen Kohärenzwerte lassen immer noch beachtliche statistische Fehler in den gemessenen Phasen erwarten. Dies ist in Abb. 9b auch klar zu erkennen. Betrachtet man nur die Phasenwerte bei den Kohärenzmaxima, so fällt auf, daß sie bei Werten um Null liegen. Eine Ausnahme bildet das Resonanzpaar bei 2,15 Hz/4,3 Hz, dessen Phasenbeziehung bei  $-90^{\circ}$  liegt.

Obwohl die Phasenwerte nur ungenau bekannt sind, soll eine Signalsynthese für die zwei Fälle erfolgen. Die Amplitudenverhältnisse von Grund- und 1. Oberwelle bei dieser Messung (Abb. 9a) sind sehr unterschiedlich. Verwendet man das Verhältnis 2, so ergeben sich die in Abb. 9c gezeigten synthetischen zeitlichen Reaktivitätsverläufe. Eine Synthese mit Einschluß weiterer Oberwellen ist wegen der dort noch schlechteren Kohärenz nicht sinnvoll. Diese Synthese aus Grund- und 1. Oberwelle legt nahe, daß die Brennelementbewegungen gemessen durch ihren Reaktivitätseffekt unsymmetrische Vorgänge sind. Beachtet man außerdem das Vorzeichen des synthetisierten Signals, dann zeigt

diese Analyse, daß die schwingenden Brennelemente aus ihrer Ruhelage nach innen (positive Reaktivität) ausgelenkt werden oder eine Schwingung ausführen, die einseitig (durch die äußeren Treiberelemente) begrenzt wird.

Wenn das Bild der schwingenden Brennelemente stimmt, dann müßte eine derartige Begrenzung zu einem Anschlagen der Brennelemente an den oberen Pflastern führen. Das zwischen den Pflastern strömende Natrium wird aber kein hartes Anschlagen erlauben, so daß kein ausgeprägtes akustisches Signal zu erwarten ist. Eine Korrelationsmessung zwischen der Reaktivität und einem Schallsignal\* zeigten auch im gesamten Frequenzbereich keine Korrelation mit den Brennelementeschwingungen. Eine visuelle Inspektion der Pflaster eines bereits ausgebauten Brennelementes ergab ebenfalls keine Anzeichen, die auf ein Anschlagen hinweisen könnten.

#### 2.6.2 Resonanzbreite und Kohärenzdauer

Eine weitere Besonderheit der Reaktivitätsmaxima ist ihre außerordentlich kleine Halbwertsbreite von durchschnittlich  $\Delta f/f \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Das deutet auf einen Vorgang, der einem reinen, ungedämpften periodischen Schwingungsvorgang sehr ähnlich ist. Da dies einen wichtigen Hinweis auf die Art der Schwingungsanregung bzw. über den Typ der Schwingung geben kann (vgl. Abschnitt 3.2.2), wurde auch die zeitliche Dauer eines kohärenten Schwingungsvorganges näher untersucht. Bei wiederholter stochastischer Anregung und starker Dämpfung kann ein Oszillator zwar ständig oszillieren, doch die Oszillation ist nur jeweils innerhalb eines rasch abklingenden Wellenzuges mit sich selbst korreliert. Bei einmaliger Anregung eines dämpfungsfreien Oszillators entsteht ein rein periodischer Schwingungsvorgang mit unbegrenzter Kohärenzdauer.

Es wurde daher versucht, die tatsächliche Kohärenzdauer der Oszillation für ein bestimmtes Brennelement zu bestimmen. Dabei ergibt sich zunächst die Schwierigkeit, daß das Reaktivitätssignal in seinem zeitlichen Verlauf durch Überlagerung der Reaktivitätseffekte aller schwingenden Brennelemente entsteht

---

\*Effektivwert eines Mikrofons /9/, das in einem Experimentierstopfen oberhalb des Zentralelements installiert war.

und eine Abspaltung des Beitrages von einem einzelnen Brennelement im zeitlichen Signalverlauf im allgemeinen mit sehr großen Schwierigkeiten verbunden wäre.

Es gab aber Betriebszustände, bei denen die erste Oberwelle der Reaktivitätsoszillation eines Elementes so dominierend war, daß demgegenüber alle übrigen Beiträge näherungsweise vernachlässigbar sind (Abb. 3b). Für diesen Zustand wurde die Autokorrelationsfunktion des Reaktivitätssignales berechnet, welche dann in sehr guter Näherung auch die Autokorrelationsfunktion der ersten Oberwelle des betreffenden Brennelementes darstellt (Abb. 10). Für ein rein harmonisches Signal ist die Autokorrelationsfunktion wieder eine periodische Funktion. Es stellt sich nun heraus, daß die gemessene Autokorrelationsfunktion einer periodischen Funktion sehr ähnlich ist. Selbst bei einer Verzögerungszeit von 200 s ist ihre Amplitude im Vergleich zu kleinen Verzögerungszeiten nur wenig abgeklungen. Dieses Ergebnis entspricht der nahezu diskreten Linie im Frequenzbild. Da aber fast alle Maxima im Frequenzspektrum etwa dieselbe geringe Halbwertsbreite aufweisen, kann man schließen, daß es sich bei den beobachteten Schwingungen um nahezu rein periodische Schwingungen handelt.

## 2.7 Abhängigkeit der Oszillationsamplitude von der Leistung

In Abschnitt 2.5 wurde bei der Untersuchung des Einflusses der Aufheizspanne darauf hingewiesen, daß sich die Schwingungen erst mit dem Aufbau der Aufheizspanne auszubilden beginnen. Die Abb. 11a zeigt das Verhalten der Oszillationsamplituden einiger Brennelemente im gesamten Leistungsbereich. Man erkennt den schon erwähnten Anstieg der Amplituden im unteren Leistungsbereich, der sich bis etwa 40 % Leistung erstreckt. Bei weiterem Leistungsanstieg bis ca. 80 % ändern sich die Amplituden nur noch relativ geringfügig. Dies kann möglicherweise mit der in diesem Bereich konstant bleibenden Aufheizspanne zusammenhängen. Überraschend ist dagegen der starke Amplitudenabfall zwischen 80 % und 100 % Leistung. Die Aufheizspanne nimmt zwar in diesem Bereich auch um ca.  $9 \text{ K} \hat{=} 5 \%$  wieder ab. Doch wenn der Amplitudenabfall auf dem selben Effekt beruhen würde wie sein Anstieg bei kleiner Leistung, dann sollte



er aufgrund des entsprechenden Vergleichs der Aufheizspannenänderungen wesentlich kleiner sein.

Einen Hinweis auf eine andere Ursache gibt auch eine analoge Auftragung für die Grundwelle (Abb. 11b). Die Amplituden bzw. die Effektivwerte sind für sie kleiner als für die erste Oberwelle, deshalb können sie für die Grundschiwingung von einzelnen Brennelementen erst bei Leistungen, die höher als 30 % sind, bestimmt werden. Die Abb. 11b zeigt, daß sie sich (im Gegensatz zu denen der ersten Oberwelle) nur noch geringfügig mit der Leistung bzw. mit dem Kühlmitteldurchsatz ändern. Eine plausible Erklärung für dieses Verhalten konnte nicht gefunden werden.

## 2.8 Einfluß des Reaktorbetriebsablaufes

Da der Einfluß des Abbrandes durch mögliches Brennstabsschwellen sowie durch thermische Belastungen und Veränderungen im Kern einen Hinweis auf die Art und Ursache der Schwingungen geben könnte, wurde das Schwingungsverhalten in Abhängigkeit vom Reaktorbetriebsablauf untersucht, sowie auch im Zusammenhang mit besonderen Ereignissen wie Schnellabschaltungen und Brennelementwechseln.

### 2.8.1 Einfluß der Betriebsdauer

Messungen zum Schwingungsverhalten existieren praktisch seit der Inbetriebnahme von KNK II; nur die Zuordnung zu einzelnen Brennelementen ist bei den ersten Messungen wegen der anfangs noch nicht praktizierten, aber hierfür erforderlichen Signalverarbeitung, nicht möglich. Die Abb. 12a,b zeigen zwei Spektren, welche im Abstand von etwa zwei Jahren gemessen wurden.

Zunächst fällt die sehr ähnliche Grobstruktur auf mit den Grundschiwingungen bei 1,2 Hz und den ersten Oberwellen bei 2,4 Hz. Die Absolutwerte der Reaktivität sind für die Grundfrequenzen vergleichbar. Die Oszillationen mit den Frequenzen der ersten Oberwellen sind bei der früheren Messung etwa ebenso groß wie bei den Grundwellen, bei der späteren Messung jedoch teilweise um mehr als eine Dekade größer. Diesen allgemeinen Unterschied bestätigen auch weitere Messungen aus der Anfangsphase und nach zwei Jahren. Es ist aber nicht möglich,

aus diesem Trend eine allgemeine Aussage abzuleiten, denn häufig werden erste Oberwellen mit großer Amplitude nur von wenigen, im Laufe der Zeit wechselnden, Elementen erzeugt. Bei Messungen seit 1980 oszilliert häufig nur ein Element mit einer Oberwelle, deren Amplitude wesentlich größer als die aller Grundfrequenzen ist. Wenn ein Einfluß von denkbarem Brennstabschwellen existiert, so muß dieser schwach sein, da im Verlauf der Zeit kein systematischer Trend im Schwingungsverhalten festzustellen war.

### 2.8.2 Einfluß von Brennelementwechsel

Während der Betriebsdauer mit dem ersten Kern wurden zwei Brennelemente wegen undicht gewordener Brennstäbe ausgewechselt. Falls ganz spezifische Eigenschaften eines Brennelementes die Schwingungen beeinflussen sollten, dann müßte dies durch Vergleich von Messungen vor und nach einem Brennelementwechsel erkennbar sein. Der erste Brennelementwechsel (auf Position 203 entsprechend T4) im Juni 1979 konnte zu diesem Zweck nicht untersucht werden, wegen der damals noch nicht angemessenen Signalverarbeitung. Dagegen konnte beim zweiten Brennelementwechsel (auf Position 202 entsprechend T3) im September 1980 ein solcher Vergleich durchgeführt werden. Die Abb. 13b und 14b zeigen das Reaktivitätsspektrum bei 40 % Leistung und die Kohärenz mit der Kühlmittelaustrittstemperatur des defekten Brennelementes unmittelbar vor dessen Auswechslung. Es ist deutlich eine Kohärenz bei der Grundwelle und ersten Oberwelle festzustellen. Die Abb. 13a und 14a zeigen analoge Messungen nach dem Brennelementwechsel. Die vorher deutlich vorhandene Kohärenz ist jetzt verschwunden. Das selbe Bild zeigen Messungen bei 90 % Reaktorleistung (siehe Abb. 15b und 16b für die Reaktivität bzw. Kohärenz). Bei späteren Messungen konnte jedoch für T3 wieder eine Reaktivitätssoszillation im Spektrum (Abb. 15a) mit Hilfe der Kohärenz nachgewiesen werden (Abb. 16a). In Abb. 17a,b werden zwei Messungen miteinander verglichen, welche beide nach dem Wiederauftreten der Oszillation von T3, aber im zeitlichen Abstand von drei Monaten, aufgenommen wurden. Beide Messungen zeigen deutlich

Oszillationen des Elements T3 sowie relative Unterschiede zwischen den Oszillationsamplituden der einzelnen Brennelemente. Interessant ist auch die Tatsache, daß bei diesem Leistungsniveau (98 %) das Element T3 mit der relativ höchsten Schwingungsfrequenz auftritt (Abb. 17a), wohingegen bei 90 % Leistung (siehe Abb. 15a) die Schwingungsfrequenz von T3 kleiner als die von T4 war.

Die Messungen zeigen also folgendes:

Einerseits ist eine klare Änderung beim Schwingungsverhalten des ausgetauschten Brennelementes festzustellen, denn vor dem Wechsel zeigte T3 eine Oszillation, beim ersetzten Brennelement konnte dagegen zunächst keine Oszillation nachgewiesen werden. Erst ca. 10 Monate nach seinem Einsatz in den Reaktor konnten auch bei diesem Element wieder Schwingungen nachgewiesen werden. Außerdem treten auch relative Unterschiede in den Schwingungsamplituden und Schwingungsfrequenzen der einzelnen Elemente auf, ohne daß die Kernkonfiguration geändert wird. Das deutet auf weitere Einflußgrößen hin.

### 2.8.3 Einfluß von Reaktorabschaltungen

Aufgrund der bisher entwickelten Vorstellungen erscheint es plausibel, daß Reaktorabschaltungen auch das Schwingungsverhalten beeinflussen können. Es ist nämlich zu erwarten, daß jedes Wiederanfahren des Reaktors aus dem isothermen Zustand durch die einsetzende Kernverspannung jedesmal zu einer leicht unterschiedlichen Positionierung der einzelnen Brennelemente relativ zueinander im verspannten Kernverband führt. Da diese nachweislich das Schwingungsverhalten beeinflussen, muß man mit einer Beeinflussung des Schwingungsverhaltens durch Abschaltungen rechnen. Um dies zu überprüfen, werden zwei Messungen miteinander verglichen, welche bei denselben Betriebsbedingungen unmittelbar vor und unmittelbar nach einer Reaktorschnellabschaltung aufgenommen wurden (Abb. 18 und 19). Der Vergleich zeigt keine besonders großen Unterschiede. Auffällig ist jedoch eine leichte allgemeine Verschiebung aller Frequenzen, die sich nur teilweise durch kleine Unterschiede im Kühlmitteldurchsatz erklären lassen. Außerdem sind

die Breiten der Maxima vor der Schnellabschaltung durchwegs etwas breiter als nachher, was aber teilweise auf eine leichte Drift im Kühlmitteldurchsatz bei der früheren Messung zurückzuführen ist. Geringe Unterschiede sind ebenfalls bei den Amplituden zu beobachten. Diese Unterschiede sind zwar alle relativ geringfügig im Vergleich zu sonst beobachteten; vergl. z.B. die Messungen in Abb. 15b und 17b, zwischen denen kein Brennelementwechsel erfolgte. Man muß aber berücksichtigen, daß an KNK II relativ häufig Abschaltungen erfolgten; so auch mehrere zwischen den beiden zuletzt genannten Messungen. Es ist deshalb durchaus möglich, daß neben dem Austausch von Brennelementen auch die häufigen Reaktorabschaltungen das Schwingungsverhalten im Laufe der Zeit etwas veränderten.

### 3. Mögliche Ursachen der Reaktivitätssoszillation

Die beobachteten Phänomene, wie die Frequenzschärfe, die Oberwellen, die Abhängigkeit der Frequenz vom Durchsatz, deuten bereits darauf hin, daß strömungsinduzierte Schwingungen als Ursache der Reaktivitätssoszillationen in Frage kommen.

Im folgenden sollen auch noch andere prinzipiell vorstellbare Ursachen diskutiert werden, um unter Berücksichtigung aller zur Verfügung stehenden Informationen eine Modellvorstellung zu entwickeln, die alle Beobachtungen widerspruchsfrei erklären kann. Zu diesem Zweck werden sowohl die Art der Schwingung als auch der Mechanismus der Schwingungsanregung näher untersucht.

#### 3.1 Nichtmechanische Effekte

##### 3.1.1 Gasblasen

Aufgrund umfangreicher Untersuchungen /10/ muß stets mit einem geringen Gasanteil im Kühlmittel in Form von kleinen Bläschen gerechnet werden (Durchmesser  $\approx 1$  cm). Falls Druckpulsationen im Kühlmittel einzelner Brennelemente auftreten, könnten diese das Blasenvolumen verändern und somit über den Kühlmitteldichtekoeffizienten Reaktivitätsschwankungen erzeugen. Hierfür wäre aber mindestens ein Gasanteil von 1 vol.-% im Kühlmittel erforderlich, der nicht durch die Gaslöslichkeit, sondern nur durch mechanischen Gaseintrag entstehen könnte. Er müßte dann auch bei Nulleistungsbetrieb vorhanden sein. Da die Reaktivitätsschwankungen aber nur bei Leistung auftreten, muß diese Möglichkeit ausgeschlossen werden. Außerdem wurden die Reaktivitätsschwankungen nicht reduziert, nachdem durch konstruktive Maßnahmen der mechanische Gaseintrag beträchtlich verringert wurde /10/. Dies beweist ebenfalls, daß zwischen den beiden Effekten kein Zusammenhang besteht.

##### 3.1.2 Durchsatzschwankungen

Durchsatzschwankungen bewirken Kühlmitteltemperaturänderungen und damit Reaktivitätsschwankungen. Zur Prüfung, ob dies die beobachteten Reaktivitätssoszillationen verursachen könnte, wurden

für die Testzone die erforderlichen Durchsatzschwankungen berechnet, welche notwendig wären, um Reaktivitätsänderungen von  $\Delta\beta = 0,5 \phi$  zu erzeugen /11/. Es ergab sich hierfür eine relative Durchsatzschwankung von  $\Delta\mu/\mu = 0,17$  bei  $f = 5$  Hz. Dieser Wert ist wesentlich größer als die für das Zentralelement abgeschätzte Durchsatzschwankungen von  $\Delta\mu/\mu \approx 2 \cdot 10^{-4}$ . (Dieser Wert ergibt sich aus einem gemessenen Frequenzspektrum und der typischen Resonanzbreite.) Daher muß diese Möglichkeit ebenfalls ausgeschlossen werden.

### 3.1.3 Natriumsieden

Das Verschwinden des Effektes bei Nulleistung sowie die Korrelation mit der Temperatur verleiten zu dieser Hypothese.

Sie kann jedoch aus folgenden Gründen ausgeschlossen werden:

- a) Die beobachteten Reaktivitätsoszillationen haben eine Frequenzschärfe und Oberwellencharakteristik, welche für Natriumsieden völlig untypisch sind.
- b) Sie treten schon bei kleiner Leistung und einem Drittel der nominalen Aufheizspanne auf.
- c) Natriumsieden könnte nur durch Beeinträchtigung der Kühlung eintreten. Ein bisher nachuntersuchtes Brennelement, welches auch zu den Reaktivitätsoszillationen beitrug, wies aber keine Veränderung der Kühlkanäle auf.

## 3.2 Mechanische Effekte

### 3.2.1 Physikalische Ursachen

#### 3.2.1.1 Indirekter, durch Temperatureinfluß bedingter Reaktivitätseffekt

Durch eine Brennstoffbewegung im Neutronenflußprofil und durch eine eventuell damit zusätzlich verbundene Strömungsumverteilung ändern sich die Brennstoff- und die Kühlmitteltemperaturen. Dies verursacht eine Reaktivitätsänderung. Dieser Effekt wurde folgendermaßen abgeschätzt:

Die radiale Bewegung eines Brennelements der zweiten Reihe (2..) um  $0,5$  mm bewirkt infolge des globalen Flußgradienten eine Leistungsänderung von  $\Delta p/p = 0,1$  % für dieses Brennelement.

(diese Abschätzung beruht auf 20 % radialer Flußänderung über ein Brennelement, d.h. über ca. 100 mm.). Dadurch ändert sich die mittlere Brennstofftemperatur und die mittlere Kühlmitteltemperatur in diesem Brennelement. Der daraus resultierende Reaktivitätseffekt beträgt ca.  $10^{-5} \text{ } \phi$  /11/ und ist im Vergleich zum Reaktivitätseffekt, der sich direkt aufgrund der geometrischen Verschiebung ergibt ( $\approx 3 \text{ } \phi$ , siehe nächster Abschnitt) vernachlässigbar. Daher können die Reaktivitätsozillationen auf diese Weise nicht entstehen.

### 3.2.1.2 Direkter Reaktivitätseffekt durch Geometrieänderung

Jede Brennstoffbewegung kann durch die verursachte Geometrieänderung direkt eine Reaktivitätsänderung erzeugen. Aus einer dreidimensionalen Diffusionsrechnung und einer anschließenden Störungsrechnung ergab sich für die radiale Verschiebung eines Kranzelements der Testzone ein mittlerer Reaktivitätswert von  $6 \text{ } \phi$  pro mm Verschiebung. Für das Zentralelement beträgt der entsprechende Wert nur  $0,4 \text{ } \phi/\text{mm}$ , da in der Kernmitte der Flußgradient nur sehr klein ist. Für die Treiberelemente der dritten Reihe ergab eine grobe Abschätzung einen Wert, welcher größenordnungsmäßig dem der Kranzelemente entspricht (siehe Anhang 1). Die beobachtete Reaktivitätsamplitude von  $0,5 \text{ } \phi$  (für ein Kranzelement) kann demnach durch eine radiale Verschiebung eines ganzen Kranzelementes der Testzone von etwa  $0,1 \text{ mm}$  erzeugt werden. Für die zugrundegelegte Reaktivitätsschwankung von  $0,5 \text{ } \phi$  ist dies ein Mindestwert, da für die Abschätzung eine Bewegung in Richtung des maximalen Reaktivitätseffektes (radiale Richtung) angenommen wurde.

Dieses Ergebnis ist mit den bestehenden Möglichkeiten einer Brennstoffbewegung zu vergleichen: Das Spiel einzelner Stäbe in den Abstandshaltern beträgt im isothermen Zustand  $0,1 \text{ mm}$ . Sowohl Bewegungen der Brennstäbe innerhalb dieses Spiels als auch Biegeschwingungen der Stäbe, die auch ohne dieses Spiel auftreten können, würden nur bei kohärenter Bewegung aller Stäbe eines Brennelementes zum beobachteten Reaktivitätseffekt führen. Solche kohärenten Bewegungen sind zwar möglich, sollten aber dann auch bei Nulleistung und in den Treiberelementen auftreten. In beiden Fällen ist nämlich die Einspannung der Bündel dem Zustand bzw. den Elementen ähnlich, bei denen die Reaktivitätsozillationen erscheinen.

Ferner könnte der gemessene Reaktivitätseffekt theoretisch durch eine Schwingung des ganzen Brennstabbündels erzeugt werden, da das Spiel einzelner Abstandshalter innerhalb eines Brennelementkastens maximal ca. 0,5 mm beträgt. Man muß aber annehmen, daß dieses Spiel nicht für Schwingungen des Bündels innerhalb des Kastens zur Verfügung steht und zwar aus folgenden Gründen /12/:

Diese Relativbewegung wird nur durch das kleinste vorkommende Spiel zwischen Kasten und Abstandshalter bestimmt. Außerdem sind die Abstandshalter zueinander immer etwas verdreht und verschoben, wodurch das Spiel des Bündels im Kasten ebenfalls eingeschränkt wird. Dies entspricht der Beobachtung, daß die Bündel praktisch immer fest im Kasten eingespannt und sogar nur mit Mühe hineinzubringen sind. Schwingungen des ganzen Brennstabbündels infolge des Spiels der Abstandshalter im Kasten sind also sehr unwahrscheinlich. Außerdem wären solche Schwingungen auch bei den Treiberelementen zu erwarten. Dies wurde aber nicht beobachtet.

Es entsteht aber infolge des Verbiegungseffektes bei Leistungsbetrieb ein Spiel von ca. 1 mm zwischen dem Zentralelement und seinen benachbarten Elementen, den Testzonenkranzelementen /7/. Das hat folgende Ursache (Abb. 7): Im isothermen Zustand stehen alle Brennelemente mehr oder weniger lose im Kernverband. Der Spalt zwischen ihnen beträgt in der oberen Abstützebene ca. 0,6 mm und in der unteren ca. 0,1 mm /13/. Die Verbindungsstelle zwischen dem Element und dem Gitterlatteneinsatz ist so gestaltet, daß es mechanisch für das Brennelement wie ein bewegliches Lager wirkt (Abb. 7). Bei Leistung krümmen sich infolge des radialen Temperaturprofils alle Elemente etwas nach außen und werden dadurch gegenseitig in den Abstützebenen verspannt, so daß die im isothermen Zustand bestehenden Spiele mit einer Ausnahme verschwinden: In der oberen Stützebene bleibt zwischen dem Zentralelement und den benachbarten Elementen des Testzonenkranzes ein Spalt von ca. 1 mm bestehen /7/, weil sich die letzteren oben nach außen biegen und sich das Zentralelement bei Leistung praktisch nicht verbiegt, da es keinem nennenswerten Neutronenflußgradienten bzw. Temperaturgradienten ausgesetzt ist.



Die Tatsache, daß nur die Testzonenelemente Reaktivitätsoszillationen zeigen und nur diese Elemente beim Leistungsbetrieb außer der für Schwingungen notwendige Einspannung in der unteren Pflasterebene auch ein Bewegungsspiel erhalten, ist ein starkes Indiz dafür, daß diese Reaktivitätsoszillationen mit Schwingungen der Brennelementkästen verbunden sind. Andererseits müssen auch die Bündel zur Erzeugung der Reaktivitätseffekte beteiligt sein. Berücksichtigt man noch die kleine Frequenzbandbreite ( $\Delta f/f \leq 0,01$ ), dann folgt, daß bei den Oszillationen das Bündel und der Brennelementkasten stark gekoppelt sein müssen.

In dieses Bild passen auch die Beobachtungen, daß sich die Reaktivitätsoszillationen beim Leistungsanstieg nach Erreichen von etwa 10 % Leistung auszubilden beginnen und daß sich bei derselben Leistung ( $\hat{=} 1/3$  Aufheizspanne) gleichzeitig der statische Reaktivitätsleistungskoeffizient ändert /14/. Offensichtlich spielt also die Kernverspannung eine wichtige Rolle bei der Ausbildung der Brennelementschwingungen.

### 3.2.2 Strömungsinduzierte Schwingungen

#### 3.2.2.1 Allgemeine Betrachtungen

Ein wichtiger Hinweis für die Art der Schwingung ist die weitgehende Proportionalität zwischen der Schwingungsfrequenz und dem Kühlmitteldurchsatz bzw. der Reaktorleistung  $\dot{P}$  im Bereich  $\dot{P} \geq 30$  %. Da die Leistung nicht direkt das schwingende System beeinflussen kann, sondern nur über Temperaturfelder und durch sie hervorgerufene thermische Ausdehnungskräfte, andererseits die Kühlmitteltemperatur und damit weitgehend auch die Temperatur der Brennelementstruktur (mit Ausnahme des Brennstoffs) im Bereich  $\dot{P} > 30$  % konstant gehalten wird, muß man folgern, daß sich die Schwingungsfrequenz in diesem Bereich infolge der Durchsatzänderung verschiebt.

Diese Proportionalität zwischen der Schwingungsfrequenz und dem Durchsatz und damit der Strömungsgeschwindigkeit zeigt, daß es sich nicht um eine Anregung von Eigenfrequenzen des Brennelementes handeln kann, sondern daß es sich um eine strömungsinduzierte Schwingung handeln muß; d.h. es findet ein Energieaus-

tausch zwischen dem schwingenden Brennelement und dem Strömungsfeld statt. Außerdem folgt aus dieser Beobachtung, daß es sich um einen fluiddynamischen Effekt handeln muß. (Im Gegensatz zum fluidelastischen Effekt, bei dem die Frequenz einer strömungsinduzierten Schwingung von der Struktur bestimmt wird, meist von der Struktureigenfrequenz, z.B. bei der sog. Frequenzmitnahme /15,16,17/.

Zur genaueren Feststellung, um welche Art von strömungsinduzierter Schwingung es sich im vorliegenden Fall handelt, müssen verschiedene Möglichkeiten betrachtet werden /18,39/.

Im folgenden sollen hiervon die wahrscheinlichsten diskutiert werden. Dabei werden die Anregungskräfte nur qualitativ betrachtet. Nach /7/ werden die Kranzelemente bei Leistung in der oberen Pflasterebene mit 200 N gegen die benachbarten Treiber-element gedrückt. Demnach können nur vergleichbar große Anregungskräfte die Brennelementkästen dort zu Schwingungen anregen.

#### 3.2.2.2 Fremderregte Schwingungen

Hierbei wird das schwingungsfähige System durch eine externe Kraft, ohne Rückwirkung auf diese, angeregt.

##### Erregerkraft außerhalb des Brennelements

In diesem Fall könnten z.B. Druckschwankungen, welche durch die umlaufenden Schaufeln der Primärkreispumpen erzeugt werden, zur Schwingungsanregung führen /19,20/. Dasselbe könnte durch Wirbelablösung an Strömungshindernissen im Primärkühlkreislauf erfolgen. Diese Möglichkeiten sind jedoch auszuschließen, weil dadurch alle Brennelemente mit derselben Frequenz angeregt werden würden, was aber nicht der Fall ist.

##### Erregerkraft im Brennelement

Hierzu gehört die am häufigsten bei Reaktorbrennelementen beobachtete, stochastische Schwingungsanregung durch Turbulenzen in der Strömung /15,16,18,21/. Die Erfahrung zeigt aber, daß in diesem Fall immer nur Eigenfrequenzen (zwar nicht im klassischen Sinne /21/) angeregt werden und daher die Strömungsgeschwindigkeit nur schwach die Schwingungsfrequenz beeinflusst /15,18,21/.

Die stochastische Anregung durch Turbulenzballen führt also immer nur zu Schwingungsfrequenzen, die nahe oder ganz mit den Struktureigenfrequenzen zusammenfallen. Außerdem wird dabei praktisch immer nur die Grundfrequenz angeregt. Da keines dieser Merkmale beobachtet wurde, muß diese Möglichkeit ebenfalls ausgeschlossen werden.

Denkbar wäre auch eine Anregung durch Oszillationen der integralen Strömungsgeschwindigkeiten in den einzelnen Brennelementen. Um dies zu prüfen, wurde die axiale Kühlmittelströmung mittels einer Sonderinstrumentierung /31/ separat gemessen. Es konnten dabei aber keine Korrelationen zu den Reaktivitätsozillationen festgestellt werden. Deshalb muß man diese Anregungsart für integrale axiale Strömungsozillationen ausschließen, es sei denn, ihre auf den Mittelwert bezogenen Amplituden sind kleiner als ca.  $10^{-4}$ .

Eine weitere Anregungsart ergibt sich durch Wirbelbildung und Wirbelablösung an verschiedenen Stellen innerhalb eines Brennelementes. Möglich ist dies an den Abstandshaltern, an der Brennelementeintritts- und -austrittsöffnung, an den Brennstäben bei Kühlmittelquerströmung sowie im Prinzip an jeder Grenzschicht der Kühlmittelströmung durch Reibung /19/.

Diese Möglichkeiten werden im Abschnitt 3.2.4 näher untersucht.

### 3.2.2.3 Selbstinduzierte Schwingungen

Im Falle der Selbsterregung eines schwingungsfähigen Systems sorgt die Schwingung selbst für ihre Aufrechterhaltung, indem sie den Energiefluß steuert. Ein stabiles Verhalten tritt dabei im allgemeinen nur bei nichtlinearen Systemen unter Ausbildung von sog. Grenzzykeln auf /17,22/. Die Beobachtung, daß die Oszillationen in ihrem zeitlichen Verlauf eine im Vergleich zur Schwingungsperiode lange Korrelationsdauer aufweisen (ca. 200 s), ist ein Hinweis auf einen quasistabilen Grenzzykel. Die lange Korrelationsdauer entspricht der kleinen Halbwertsbreite der Resonanzen. Wenn es sich um eine gedämpfte Eigenschwingung handeln würde, welche durch stochastische Strömungsanregung zustande käme, dann könnte man aus der Halbwertsbreite die Dämpfung  $\xi = \frac{\Delta\omega}{\omega}$  direkt berechnen ( $\Delta\omega =$  halbe Halbwertsbreite). Für die

eingespannten KNK-Brennelemente war hierfür keine Angabe erhältlich. Nimmt man den Meßwert als repräsentativ, der für freistehende PFR-Brennelemente gemessen wurde ( $\xi = 3 \cdot 10^{-2}$ ) /23/ und vergleicht dies mit der an KNK gemessenen Resonanzschärfe von  $\Delta\omega/\omega = 3 \cdot 10^{-3}$ , dann ist entweder die Dämpfung der Brennelemente in KNK viel kleiner oder es handelt sich tatsächlich nicht um eine gedämpfte Eigenschwingung, sondern um einen quasistabilen Grenzzykel.

Die Anregungsenergie kann im vorliegenden Fall nur vom strömenden Kühlmittel geliefert werden: Dabei sind folgende Möglichkeiten denkbar:

- Anregung (primär des Brennelement-Bündels) durch Kühlmittelquerströmung an den Abstandshaltern. Solche Kühlmittelquerströmungen werden durch die Konstruktion der Abstandshalter absichtlich zur Glättung des radialen Temperaturprofiles erzeugt /24/.
- Anregung durch Wirbelausbildung und Wirbelablösung wie bereits bei der Fremderregung erwähnt. Im Gegensatz dazu findet jedoch in diesem Fall eine Wechselwirkung zwischen der schwingenden Struktur und dem Fluid statt.
- Anregung durch instationäre Fluidstrahlbildung (jet switching) in der Strömung /18/ wie z.B. an den Abstandshaltern /25/ und an der Kühlmittelaustrittsöffnung /26,27/.
- Freie Schwingungsanregung wie sie bei innen durchströmten Rohren auftreten können /18, 28, 29, 30/. Ein Beispiel hierfür ist der durchströmte oszillierende Gartenschlauch bei frei beweglichem Austrittsende. Das innen durchströmte Rohr wäre beim Brennelement durch den innen durchströmten Kasten repräsentiert. Das Problem wurde schon ausführlich theoretisch und experimentell behandelt. Beim beidseitig gehaltenen Rohr nimmt jedoch die Schwingungsfrequenz mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ab /18/ und beim einseitig fixierten Rohr ändert sich die Frequenz im hier vorliegenden Bereich der Strömungsgeschwindigkeiten nur geringfügig /28/. Außerdem treten im letzten Fall keine ganzzahligen Oberwellen auf /28/. Diese Art der Schwingungsanregung kann also nicht vorliegen.

### 3.2.3 Oberwellencharakteristik als Kriterium für die Identifikation

Im folgenden soll versucht werden, mittels der bis jetzt zur Verfügung stehenden Information die noch verbliebenen Möglichkeiten der Schwingungsanregung bzw. der Art der Schwingung weiter einzugrenzen.

Am Beispiel eines linearen Feder-Masse-Systems wird zunächst gezeigt, auf welche Weise die beobachtete Frequenzabhängigkeit vom Durchsatz einfach erklärt werden könnte: Da die Frequenz nicht extern aufgeprägt sein soll, muß das System selbsterregt sein. Die Bewegungsgleichung des Feder-Masse-Systems lautet dann:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_s$$

Da zunächst nur die prinzipielle Möglichkeit erläutert werden soll ohne Beachtung von realen Stabilitätsproblemen, wird die erregende Kraft  $F_s$  ebenfalls linear angenommen

$$F_s = F_s(y, \dot{y}) = -ay + b\dot{y}$$

Dieses System hat folgende Lösung:

$$y = A e^{-\xi t} \cos(\omega t + \nu)$$

wobei  $A$  und  $\nu$  durch die Anfangsbedingungen bestimmt werden

und

$$\xi = \frac{c-b}{m}$$

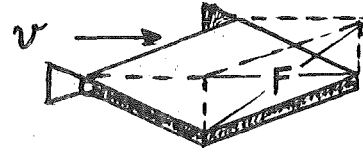
$$\omega = \sqrt{\frac{k+a}{m} - \left(\frac{c-b}{2m}\right)^2}$$

Im stationären Fall einer periodischen Schwingung muß die Dämpfung  $c\dot{y}$  gerade durch die Anregung  $b\dot{y}$  kompensiert werden und man erhält für die Schwingungsfrequenz

$$\omega = \sqrt{\frac{k+a}{m}}$$

Bei einer längs angeströmten Platte (siehe nebenstehendes Bild) ist die hydrodynamische Kraft einer Strömung proportional zu

$$S_f \cdot v^2 \cdot F$$



Da die Projektionsfläche  $F$  bei kleiner Auslenkung proportional zu ihr wächst, folgt  $\alpha \sim v^2$ . Wenn nun  $\alpha \gg k$  ist, ergibt sich

$$\omega \sim v.$$

Diese Betrachtung zeigt, daß ein einfaches, selbst angeregtes und strömungsinduziertes System bereits prinzipiell die Frequenzverschiebung erklären könnte. Es kann natürlich nicht die ganzzahligen (gerad- und ungeradzahligen) Oberwellen erklären. Hierfür sind zusätzliche Überlegungen nötig:

In den Reaktivitätsoszillationen können Oberwellen aufgrund folgender Effekte auftreten:

- a) Durch harmonische Oszillation von Brennstoff im Gradienten des Neutronenflusses,
- b) durch Ausbildung von verschiedenen räumlichen Schwingungsformen (lineares Modell),
- b) durch nichtlineare Schwingungsvorgänge.

zu a)

Eine harmonische Oszillation von Absorber- oder Brennstäben kann bei Bewegung im Gradienten und in der Krümmung des Neutronenflusses auch Reaktivitätsoszillationen mit der doppelten Frequenz erzeugen /32/. Wie im Anhang 2 gezeigt wird, lassen aber die hier vorliegenden Bewegungsamplituden und Flußgradienten ein Amplitudenverhältnis von der Grundwelle zur ersten Oberwelle von ca.  $10^3$  erwarten, wohingegen das entsprechende gemessene Verhältnis häufig sogar kleiner als eins war. Daher müssen die Oberwellen eine andere Ursache haben.

zu b)

Im allgemeinen werden in der Mechanik linearer Systeme Oberwellen durch die räumlichen Schwingungsformen der Struktur, welche sich bei vorgegebenen Einspannbedingungen einstellen können, erzeugt. Dies gilt sowohl für freie als auch für fremderregte Schwingungen

/33/. Wegen der eindeutigen und einfachen Frequenzcharakteristik der beobachteten Schwingungen lag der Gedanke nahe, diese mittels eines einfachen (linearen) Modells zu erklären: Ganze, gerad- und ungeradzahlige Oberwellen können bei entsprechender Einspannung bei folgenden mechanischen Gebilden bzw. Bewegungen auftreten /34/:

beim längsschwingenden Stab

beim dreh-schwingenden Stab

bei der querschwingenden Saite.

Das einfache Biegebalkenmodell kann zur Beschreibung von Transversalschwingungen nicht gelten, da es nicht die beobachteten Frequenzverhältnisse beschreibt.

Denkt man sich im vorliegenden Fall den Stab durch das Brennstabbündel repräsentiert, dann muß man Längsschwingungen aus folgenden Gründen ausschließen:

- Wenn überhaupt, dann müßten solche Schwingungen vor allem bei Nulleistung ohne Kernverspannung auftreten, denn im Gegensatz zu den radialen Biegeschwingungen behindert die Kernverspannung axiale Schwingungen. Dies gilt auch für das Bündel, wenn man, wie oben dargelegt, annehmen muß, daß Bündel und Kasten gemeinsam schwingen.
- Die im Vergleich zu den Kranzelementen (2..) kleine Reaktivitätsamplitude des Zentralelements spricht ebenfalls für eine Transversalschwingung; nur der radiale Flußgradient unterscheidet sich deutlich.

Dreh-schwingungen muß man wegen des zu geringen Reaktivitätseffekts, den sie erwartungsgemäß verursachen würden, ebenfalls ausschließen.

Die Möglichkeit, daß sich das Bündel wie eine querschwingende Saite verhält, ist unter folgenden Voraussetzungen gegeben: Es müssen entsprechende Einspannbedingungen vorliegen, und die Biegekraft, welche bei der Saite vollkommen fehlt, muß klein sein im Verhältnis zu den bei der Saite auftretenden Axialkräften. Zur Prüfung, ob diese Voraussetzungen für das Brennelementbündel erfüllt sind, wurden die Schwingungseigenschaften des längs angeströmten Bündels unter Berücksichtigung der wichtigsten hydrodynamischen Kräfte (welche auch die Axialkräfte erzeugen) untersucht (siehe Anhang 3). Man kann dann auch tatsächlich

die beobachteten Frequenzcharakteristiken unter folgenden Bedingungen erhalten:

- Die anregende Kraft muß kleiner als die Axialkraft sein,
- die gesamte Axialkraft, welche sich aus der hydrodynamischen Kraft und dem Spaltgasdruck ergibt, muß groß im Vergleich zur Biegekraft sein.

Es kann nicht geprüft werden, ob die erste Bedingung erfüllt ist, da die anregende Kraft quantitativ nicht bekannt ist. Sie wurde in diesem Modell durch eine quer zum Bündel wirkende hydraulische Kraft angenommen, welche durch die an den Abstandshaltern auftretenden Kühlmittelquerströmungen erzeugt werden /24/. Die zweite Bedingung konnte dagegen quantitativ geprüft werden. Es zeigte sich, daß sie für das Bündel nicht erfüllt ist (siehe Anhang 3). Dieses Modell kann also bei den vorliegenden Verhältnissen weder die Proportionalität zwischen der Frequenz und dem Kühlmitteldurchsatz erklären (weil die Axialkraft durch den Spaltgasdruck größer ist als die axiale hydraulische Kraft) noch das Auftreten der ganzzahligen Oberwellen (weil die Biegesteifigkeit des Bündels zu groß ist).

Die Einbeziehung des Brennelementkastens in die Betrachtung würde zum selben Ergebnis führen, da er eine bedeutend größere Biegesteifigkeit als das Bündel hat.

Die beobachteten Oberwellen können daher nicht durch räumliche Schwingungsformen des Bündels erzeugt werden. Aus allen bisherigen Überlegungen folgt daher, daß die Oberwellen nur durch das nichtlineare Verhalten der Schwingung bedingt sein können. Dieser Gedanke führt zur Betrachtung des folgenden Modells:

#### 3.2.4 Nichtlineares Fluid-Struktur-Oszillator-Modell

Man kann hierbei an das in Abschnitt 3.2.3 angeführte Beispiel eines Feder-Masse-Systems anknüpfen. Dieses Beispiel sollte zeigen, wie eine hydraulische Kraft die Proportionalität der Frequenz zur Strömungsgeschwindigkeit im Prinzip erklären kann. Das dort Beispiel angenommene Modell einer längs angeströmten beweglichen Platte ist allerdings auf das Brennelement nicht anwendbar. Dagegen kann das allgemeinere Prinzip dieses Modells, nämlich daß die Struktur unter variablem Winkel umströmt wird, auch im



Brennelement verwirklicht sein, z.B. wenn sich an hierfür geeigneten Stellen Wirbel bilden und ablösen, oder bei instationärer Fluidstrahlbildung. Infolge dieses Vorganges wird die Struktur an diesen Stellen von einem instationären Strömungsfeld umgeben. Dies führt zu instationären hydraulischen Kräften. Zur Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen dem Brennelement und dem Fluid muß für jede Komponente eine Bewegungsgleichung aufgestellt werden. Dafür wurde das in Abb. 20 skizzierte Modell verwendet. Das Brennelement ist hier durch die Struktur mit der Masse  $m_s$  repräsentiert, welche Schwingungen entsprechend einem einfachen linearen Feder-Masse-System ausführen kann. Dies führt dann zu der bekannten Bewegungsgleichung:

$$m_s \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt} + kx = F_s$$

Das Fluid übt auf die Struktur die hydraulische Kraft

$$F_s = \frac{1}{2} \rho_f v^2 D L C_L$$

wobei  $C_L$  der Auftriebsbeiwert ist. Er ist vom mittleren Anströmwinkel  $\alpha$  abhängig. Für kleine Winkel kann man folgende Entwicklung ansetzen:

$$C_L = C_L(\alpha=0) + \left(\frac{\partial C_L}{\partial \alpha}\right) \alpha$$

Der erste Term  $C_L(\alpha=0)$  bewirkt nur eine stationäre Auslenkung und spielt daher in der Bewegungsgleichung keine Rolle. Damit bekommt man

$$m_s \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt} + kx = \frac{1}{2} \rho_f v^2 D L \left(\frac{\partial C_L}{\partial \alpha}\right) \alpha \quad (1a)$$

Durch Einführen der dimensionslosen Parameter

$$x = \frac{x}{D}$$

$$\tau = t \sqrt{\frac{k}{m_s}} = t \omega_n$$

$$\xi = \frac{c}{2m_s \omega_n}$$

$$a = \frac{\rho D^2 L}{8 \pi^2 S m_s} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha}$$

$$\omega_0 = \frac{f_s}{f_n} = \frac{\omega_s}{\omega_n} = \frac{2\pi S D^{\frac{v}{2}}}{\sqrt{k/m_s}}$$

ergibt sich für Gl. (1a) die dimensionslose Form:

$$\ddot{x} + 2\tilde{\xi}\dot{x} = a \omega_0^2 d \quad (1b)$$

dabei bedeutet der Punkt die Differentiation nach  $\tau$ .

Zur Ableitung der Bewegungsgleichung für das Fluid müßten die Strömungsverhältnisse des viskosen Fluids um die Struktur betrachtet, d.h. es müßten die Navier-Stokes'schen Bewegungsgleichungen aufgestellt werden. Ein entsprechender Versuch hierzu wurde für den Spezialfall eines querangeströmten Rohres von Blewins unternommen /35/. Im vorliegenden Fall geht es aber zunächst nur um eine qualitative Beschreibung, da der eigentliche Ort der Fluidanregung, d. h. die Geometrie, nicht bekannt ist. Deshalb wird hier in Anlehnung an /36/ ein möglichst einfaches mathematisches Modell unter Berücksichtigung der experimentellen Ergebnisse verwendet:

Ausgangspunkt ist ein zu Gl. (1a) analoger Ansatz für die Auslenkung  $d$  des Geschwindigkeitsvektors (der Strömung) von seinem Mittelwert

$$m_f \ddot{d} + (\text{Dämpfungsterm}) + \omega_0'^2 d = F_f \quad (2a)$$

Der lineare Term  $(\omega_0'^2 d)$  beschreibt die hydraulische Reaktionskraft, also

$$\omega_0'^2 = \frac{1}{2} \rho_f v^2 D L \left( \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right) \sim \frac{1}{2} m_f v^2 \left( \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right) \quad (3a)$$

Die anregende Kraft  $F_f$  entsteht durch die Beschleunigung der bewegten Struktur, d.h. man kann folgenden Ansatz machen:

$$F_f = \tilde{b} \ddot{x}$$

Der Dämpfungsterm muß von der Art sein, daß das System stabile selbsterregte Schwingungen ausführen kann. In Ermangelung eines modellspezifischen Kriteriums wird hierfür der einfachste Ausdruck gewählt, der bekanntermaßen diese Bedingung erfüllt. Für Gl. (2a) ergibt sich dann die Van der Pol'sche Differentialgleichung für ein heteronomes System /17, 38/.

$$\ddot{d} - \mu(1 - d^2)\dot{d} + \omega_0^2 d = \tilde{b}\ddot{x} \quad (2b)$$

wobei

$$\omega_0 = \frac{\omega'_0}{\sqrt{m_f}} \sim v \quad (3b)$$

Diese Frequenz wird durch geeignete Normierung von  $C_L$  mit  $\omega_0$  in Gl. (1b) identisch (siehe Anhang 4).

Für kleine Auslenkungen  $d$  ist  $(1 - d^2)$  positiv und das Dämpfungsglied wird insgesamt negativ. Dies führt bekanntlich zur Schwingungsanregung. Für große Auslenkungen wird  $d^2 > 1$  und der Dämpfungsterm wird positiv. Das führt zu einem dissipativen Verhalten des Oszillators mit abnehmender Schwingungsamplitude. Tatsächlich gibt es aber einen stabilen Zustand: Der in Wirklichkeit aktive Oszillator nimmt abwechselnd während einer Periode Energie auf und gibt wieder welche ab, was zu einer selbsterregten Schwingung mit einem Grenzykel führt /17/.

Das gekoppelte Differentialgleichungssystem (1b) und (2b) wurde schon wiederholt erfolgreich benutzt, um die wichtigsten beobachteten Phänomene der Schwingungsanregung durch Wirbelablösung zumindest qualitativ richtig zu beschreiben /18, 35, 36, 37, 39, 40/. Bei festgehaltener Struktur wird die auf sie ausgeübte hydraulische Kraft  $F_s$  von ihrer Halterung aufgenommen. Der Fluidoszillator wird dann ein autonomes System mit der Bewegungsgleichung

$$\ddot{d} - \mu(1 - d^2)\dot{d} + \omega_0^2 d = 0 \quad (2c)$$

Ihre Lösung lautet in erster Näherung /17, 38/

$$d = 2 \cos(\omega_0 \tau + \theta) \quad (5)$$

Die Schwingungsfrequenz  $\omega_0$  wird somit nach Gl. (3b) proportional zur Fluidgeschwindigkeit. Dies entspricht der Erfahrung, daß die Wirbelablösefrequenz  $\omega_s$  an unbeweglichen Strukturen proportional zur ungestörten Strömungsgeschwindigkeit ist. Dies besagt auch folgende empirisch gewonnene Beziehung /18, 41/:

$$\omega_s = 2\pi S \frac{v}{D} \quad (6)$$

Diese Beziehung (6) entspricht der Gl. (3b), jedoch ist ein quantitativer Vergleich zwischen beiden nicht möglich, da die detaillierten hydrodynamischen Verhältnisse mit den Koeffizienten  $\left(\frac{\partial C_L}{\partial \alpha}\right)$  bzw. mit der Strouhal-Zahl  $S$  pauschal beschrieben werden. Beide Beziehungen enthalten jedoch in Übereinstimmung mit der Erfahrung die Proportionalität zwischen der Wirbelablösefrequenz  $\omega_s$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $v$ .

Wenn sich die Struktur z.B. bei einer elastischen Halterung durch ihre Wechselwirkung mit dem Fluid bewegen kann, gilt diese Beziehung nur noch näherungsweise (siehe Anhang 4). Für quer angeströmte schwingende Stäbe z.B. ist die tatsächliche Schwingungsfrequenz immer etwas kleiner als  $\omega_s$  /36/.

Als mögliche Stellen für eine Wirbelausbildung bzw. Wirbelablösung kommen beim Brennelement die Drosseln am Kühlmittelauflauf, die hydraulische Niederhaltung, die Abstandshalter und die Kühlmittelaustrittsöffnung in Frage. Zur groben Orientierung wurde geprüft, bei welcher der genannten Möglichkeiten die gemessenen Frequenzen die Beziehung (6) ungefähr erfüllen könnten. Dabei ergibt sich allerdings auch die Schwierigkeit, mit welcher der gemessenen Frequenzen (Grund- und Oberwellen)  $\omega_s$  zu identifizieren ist. Die Strouhal-Zahl  $S$  hängt im allgemeinen von den jeweils vorliegenden geometrischen Verhältnissen ab. Für die zu betrachtenden Fälle kann man Werte zwischen  $S = 0,14$  und  $S = 0,2$  annehmen /18/. Dann ergibt sich bei Volllast für

die Abstandshalter  $f_s = S \frac{v}{D} > 0,2 \frac{260 \text{ cm/s}}{0,7 \text{ cm}} = 74 \text{ Hz}$

die Kühlmittelaustrittsöffnung  $f_s = S \frac{V}{D_1 - D_2} = 0,2 \frac{800 \text{ cm/s}}{(11-3,5) \text{ cm}} = 17 \text{ Hz}$

die Drossel im Zentral-  
element

$$f_s = S \frac{V}{D_1 - D_2} = 0,14 \frac{232(\text{cm/s})}{(72-34,25)} = 9 \text{ Hz}$$

die Drossel im Kranz-  
element

$$f_s = S \frac{V}{D_1 - D_2} = 0,14 \frac{294 \text{ cm/s}}{(72-40,6) \text{ cm}} = 13 \text{ Hz}$$

Für die hydraulische Niederhaltung kann eine entsprechende Abschätzung nicht durchgeführt werden, weil infolge ihrer relativ komplizierten Geometrie die Strouhal-Zahl nicht bekannt ist. Ferner sind auch die Verhältnisse bei der Kühlmittelaustrittsöffnung nur ungenau erfaßt: Der relativ geringe Kühlmittelanteil, welcher jedes Brennelement parallel zur zentralen Austrittsdüse in einem ringförmigen Spalt verläßt, konnte nicht berücksichtigt werden, da für diesen Fall die Strouhal-Zahl ebenfalls nicht bekannt ist.

Aufgrund der verfügbaren Information und mittels obiger Abschätzungen läßt sich also folgendes feststellen: Es kann ausgeschlossen werden, daß die Schwingungen durch Wirbelablösung an den Abstandshaltern induziert werden. Möglich wäre dies jedoch bei den Drosseln am Kühlmittelleinlauf der Brennelemente. Für die Kühlmittelaustrittsöffnung und die hydraulische Niederhaltung kann man diesen Effekt nicht ausschließen. Eine präzisere Aussage für die letzteren beiden Stellen wäre erst nach Untersuchung der dort vorliegenden, lokalen Strömungsverhältnisse möglich.

Bezüglich der Verhältnisse bei bewegter Struktur muß das gekoppelte Differentialgleichungssystem (1b, 2b) betrachtet werden. Ausführliche Untersuchungen hierzu existieren bereits für den speziellen Fall der Schwingungsanregung durch Wirbelablösung an quer angeströmten Rohren /18, 35, 36, 39/. Im allgemeinen ist die Forschung auf diesem Gebiet aber noch nicht abgeschlossen /40, 42/. Bisher wurde hauptsächlich immer der Fall untersucht, bei dem die Wirbelablösefrequenz in der Nähe der Struktureigenfrequenz liegt oder mit ihr zusammenfällt, da dann infolge von Resonanz mit besonders großen Schwingungsamplituden zu rechnen ist. Dabei kann dann der sogenannte Mitnahme-Effekt (lock-in) auftreten, wenn die Struktureigenfrequenz durch Synchronisa-

tion die in der Nähe liegende Wirbelablösefrequenz mit bestimmt /17, 18/. Im vorliegenden Fall kann dieser Effekt aber nicht auftreten, da die Eigenfrequenzen der Brennelemente ( $> 20$  Hz) deutlich über den gemessenen Frequenzen liegen. Die hier festgestellten Frequenzcharakteristiken wurden bei Schwingungsanregung von quer angeströmten Rohren schon beobachtet und mit einer Resonanzwellenerscheinung erklärt /43/. Bei anderen technischen Systemen wurde aber ein solches Frequenzverhalten auch durch Wirbelbildung bzw. Wirbelablösung erzeugt /44, 45/.

Offenbar wurden diese Phänomene bisher nur empirisch beschrieben. Im Anhang 4 wurde für das Gleichungssystem (1b, 2b) die Möglichkeit der Existenz von Oberwellen untersucht. Da Gl. (2b) nichtlinear ist, kann dies erwartet werden. In nichtlinearen Systemen können nämlich sog. Subharmonische und Superharmonische auftreten /38, 46, 47, 48, 49/, welche bei linearen Systemen nur im idealen, dämpfungsfreien Fall möglich sind /46/. Dabei können höhere Harmonische auch mit größerer Amplitude als die Grundwelle auftreten /48/. Im Anhang 4 wird die mögliche Existenz von Grundwelle und erster ganzzahliger Oberwelle für das Gleichungssystem (1b, 2b) gezeigt. Wenn wie im vorliegenden Fall die mutmaßlichen Wirbelablösefrequenzen (d.h. die gemessenen Frequenzen) wesentlich kleiner als die Struktureigenfrequenzen  $\omega_n$  sind, dann hat das System bezüglich der Grundwelle folgende Lösung (siehe Anhang 4):

$$x = x_0 \sin \Omega t$$

$$\alpha = \alpha_0 \sin (\Omega t + \vartheta)$$

mit

$$\Omega = \omega_s [1 + F(\text{Systemparameter})] \quad (7)$$

Fluid und Struktur schwingen dann mit derselben Frequenz  $\Omega$ , welche ungefähr der Wirbelablösefrequenz entspricht ( $\Omega \approx \omega_s$ ). Letztere ist direkt proportional zur Kühlmittelgeschwindigkeit. Es handelt sich in diesem Fall um eine nichtlineare subharmonische Resonanzanregung /17, 38/ des Fluids (Gl. (2b)). Dabei führt das Fluid subharmonische Schwingungen mit seiner Eigenfrequenz  $\omega_s$  aus, wobei das Fluid durch die Kopplung mit der Struktur mit der Frequenz  $2 \omega_s$  angeregt wird.

Das Brennelement selbst führt dabei nur erzwungene Schwingungen infolge Fremdanregung durch das Fluid mit den Frequenzen  $\omega_s$  und  $2\omega_s$  aus.

Die Gl. (7) zeigt außerdem, daß die Frequenz  $\Omega$  nicht nur vom Fluid-Oszillator, sondern auch von den Eigenschaften der Struktur und von der Kopplung zwischen Struktur und Fluid abhängt. Dieser Umstand könnte zumindest qualitativ auch das von der Proportionalität zwischen Frequenz und Durchsatz abweichende Verhalten im Leistungsbereich  $\mathcal{P} < 30\%$  erklären. Damit scheint auch die Möglichkeit der räumlichen Trennung von Fluidoszillator und Strukturschwingung unwahrscheinlich, da dann eine Rückwirkung von der schwingenden Struktur auf den Fluidoszillator unwahrscheinlich wird. Letzterer würde dann als autonomes System Fluidschwingungen immer nur mit der Frequenz von genau  $\omega_s$  erzeugen. Diese könnten dann eine entferntere Struktur zu erzwungenen Schwingungen mit derselben Frequenz anregen. Dann müßte die Proportionalität zwischen der Frequenz und der Strömungsgeschwindigkeit immer erfüllt sein, was jedoch nicht der Fall war.

Im Prinzip kann man also mit dem nichtlinearen Fluid-Struktur-Oszillator-Modell qualitativ alle Beobachtungen erklären.

Bisher wurde eine Fluidselbstanregung durch Wirbelbildung betrachtet. Es ist aber bekannt, daß die Van derPól'sche Gleichung (2b) eine ganze Klasse von nichtlinearen hydrodynamischen Vorgängen beschreiben kann, wie z.B. den pneumatischen Hammer, den Herzschlag, die Bewegung einer Fahne im Wind, das Schnarren des Wasserhahns etc. /37/. Wirbelinduzierte Schwingungen gehören unter anderem auch zu dieser Kategorie. Das bedeutet, daß man auch bei Brauchbarkeit des hier angewandten mathematischen Modells nicht eindeutig auf Anregung durch Wirbelbildung schließen kann. Auch andere nichtlineare Vorgänge der Fluidanregung sind deshalb nicht auszuschließen wie z.B. selbstinduzierte Schwingungen durch instationäre Fluidstrahlbildung innerhalb der Strömung (jet switching) /18, 25/. Solche Strahlbildung kann an Hindernissen in der Strömung erfolgen, welche auch bei der Wirbelablösung betrachtet wurden. Besonders wenn der für eine Wirbelablösung zur Verfügung stehende Raum zu klein ist, können stattdessen Schwingungen des Totwassergebietes und instationäre Fluidstrahlbildung auftreten

/50/. Man erwartet im letzteren Fall eine Schwingungsanregung, wenn die reduzierte Geschwindigkeit folgende Bedingung erfüllt /18/

$$\frac{v}{f \cdot D} > 75$$

Von den angeführten Möglichkeiten erfüllen die Strömungsverhältnisse an den Abstandshaltern und an den Austrittsöffnungen der Brennelemente diese Bedingung. Es besteht daher auch die Möglichkeit einer Schwingungsanregung durch Fluidstrahlbildung an diesen Stellen. Frühere Testmessungen mit SNR-300-Brennelementen in Wasser scheinen dies zu bestätigen /25/. Genauere diesbezügliche Aussagen sind aber nicht möglich, da diese Art der Schwingungsanregung bisher fast ausschließlich für den Fall querangeströmter Rohrleitungsbündel untersucht wurde /18, 43, 50/. Es ist aber bemerkenswert, daß dabei ebenfalls die hier beschriebenen Frequenzcharakteristiken beobachtet wurden /43/.

Im beschriebenen Fluid-Oszillator-Modell können die beobachteten Oberwellen durch die Nichtlinearität der Fluidbewegung erklärt werden. Denkbar wäre auch, daß die Oberwellen durch eine Nichtlinearität in der Strukturbewegung erzeugt werden oder auch durch Nichtlinearitäten in der Struktur- und der Fluidbewegung.

Aufgrund der Kernverspannung ist für die Kranzelemente geradezu eine Nichtlinearität in ihrer Bewegung zu erwarten, da sie sich an der oberen Pflasterebene nur nach innen auslenken lassen (vgl. Abb. 7). Diese Unstetigkeit bzw. Nichtlinearität in der Bewegung kann in der Bewegungsgleichung (1) durch verschieden große Federkonstanten berücksichtigt werden. Wirkt die anregende Kraft in Richtung des Spaltes, d.h. in Richtung Zentralelement, so gilt die dem Brennelement eigene Federkonstante. In der Gegenrichtung, in der die Bewegung durch die Treiberelemente verhindert ist, muß eine praktisch unendlich große Federkonstante eingesetzt werden. An Stelle der Gl. (1) bekommt man dann zwei lineare Differentialgleichungen, deren Gültigkeitsbereiche an einer Unstetigkeitsstelle aneinandergrenzen. Im Falle einer harmonischen Anregung dieses Systems bekommt man dann ebenfalls eine Bewegung, welche sich aus ganzen gerad- und ungeradzahligen Oberwellen zusammensetzt (siehe Anhang 5). D.h. die Unstetigkeit der linearen Strukturbewegung könnte ebenfalls



die beobachteten Oberwellen verursachen. Dies kann aber nicht der einzige Grund sein, da die Schwingungen des Zentralelementes, welches in der oberen Einspannebene nach allen Richtungen beweglich ist, ebenfalls, wenn auch schwächer ausgeprägte, Oberwellen zeigt. Man muß also für die Kranzelemente sowohl die Nichtlinearität des Fluidoszillators als auch die Unstetigkeit der Strukturbewegung als Ursache hierfür annehmen.

Zusammenfassend läßt sich bezüglich des Fluid-Struktur-Oszillator-Modells folgendes feststellen:

- Die Beobachtung, daß die Reaktivitätssoszillationen nicht von stochastischer Art sind, sondern im Vergleich zur Schwingungsperiode relativ lange Korrelationsdauern haben (ca. 200 s), deutet auf eine selbsterregte Schwingung mit einem quasistabilen Grenzzykel hin. Diese kann nur durch ein nichtlineares System wie z.B. dem hier betrachteten beschrieben werden.
- Dieses System kann die Proportionalität zwischen der Frequenz und dem Durchfluß, sowie das Auftreten der Oberwellen qualitativ wiedergeben und steht daher mit allen Beobachtungen im Einklang. Es ist daher als Arbeitshypothese brauchbar.
- Da das mathematische Modell erfahrungsgemäß wirbelinduzierte Schwingungen befriedigend beschreibt, kann dies auch im vorliegenden Fall eine wahrscheinliche Ursache sein. Andere fluid-dynamische Schwingungsanregungsmechanismen, wie z. B. durch instationäre Fluidstrahlbildung, können aber nicht ausgeschlossen werden.
- Die Anregung durch Wirbelablösung oder einen ähnlichen Effekt kann an mehreren Stellen im/am Brennelement stattfinden. Eine Anregung innerhalb eines Brennelementkastens ist aber nur bedingt in der Lage, den Kasten zum Schwingen zu bringen. Daher muß eine Anregung an der Kühlmittelaustrittsdüse, z.B. durch jet switching, als die wahrscheinlichste betrachtet werden.

#### 4. Zusammenfassung

Die bisherigen Schwingungsmessungen wurden ausschließlich unter Verwendung der normalen Betriebsinstrumentierung durchgeführt. Dadurch wird naturgemäß die hinsichtlich lokaler Effekte erzielbare Information stark eingeschränkt. Trotzdem erlauben die bisherigen Ergebnisse folgende Schlußfolgerungen:

- Die gemessenen Reaktivitätsoszillationen werden durch Schwingungen der Brennelemente der Testzone verursacht. Dabei muß es sich um eine kohärente Schwingung von Bündel und Brennelementkasten handeln. Die Schwingungsbewegung an der oberen Abstützebene der Brennelemente beträgt ca. 0,2 mm.
- Die Wirksamkeit der Kernverspannung bildet eine notwendige Voraussetzung für das Auftreten der Schwingungen. Möglicherweise wurde aus diesem Grund bei früheren Schwingungsmessungen an Brennelementen in Teststrecken (out of pile) der in KNK II auftretende Schwingungstyp nicht beobachtet.
- Es handelt sich um eine selbsterregte Schwingung mit einem quasistabilen Grenzzykel. Die Ursache ist eine fluiddynamische Anregung, welche durch Wirbelbildung und Wirbelablösung oder durch instationäre Fluidstrahlbildung erfolgen kann.

Die Wirbelbildung und -ablösung könnte an den Kühlmittelleintrittsblenden erfolgen. Die Kühlmittelaustrittsdüsen und die hydraulische Niederhaltung können als hierfür mögliche Orte nicht ausgeschlossen werden.

Instationäre Fluidstrahlbildung wäre an den Abstandshaltern oder an den Brennelementaustrittsöffnungen möglich.

- Die abgeschätzte Auslenkung von 0,2 mm führt im Rahmen dieser Modellvorstellungen zu Dehnungen von 25  $\mu\text{m}/\text{m}$  für den Brennelementkasten und 2  $\mu\text{m}/\text{m}$  für die Brennelementstäbe. Dies liegt im Bereich der bisherigen Beobachtungen bei Messungen an Teststrecken und im Bereich der zulässigen Beanspruchung.

- Zum weiteren Verständnis der Schwingungsphänomene und zur weiteren Eingrenzung der möglichen Ursachen wäre eine geeignete Instrumentierung im bzw. am Brennelement erforderlich. Dabei könnte z.B. die Frage, ob sich der Brennelementkasten bewegt oder nicht, durch eine spezielle Instrumentierung im Kern beantwortet werden. Weitergehende Untersuchungen wären wohl leichter an einer Teststrecke mit Wasser als Fluid realisierbar. Dazu müßte dann das Brennelement einschließlich der für die Schwingungen erforderlichen Kernverspannung vollständig simuliert werden.

Die Autoren bedanken sich

- bei der KNK II-Betriebsmannschaft für die Einstellung verschiedener vom Routinebetrieb abweichender Reaktorzustände,
- bei Herrn Stehle und Frau Dr. Broeders für die Hilfe bei der Durchführung der nuklearen Rechnungen,
- bei Herrn St. Müller für die freundliche Überlassung der Durchflußmessersignale und
- bei den Herren Dr. Blasius (Interatom) und Aberle für das Zurverfügungstellen des Mikrofonsignals

## Nomenklatur

(sofern nicht bereits im Text erklärt)

$C$	Dämpfung
$C_L$	Auftriebsbeiwert
$C_N$	} Reibungsbeiwerte, Gl. (3.2) (vergl. /53/)
$C_T$	
$C'_T$	
$C''_T$	
$C_W$	Widerstandskoeffizient für den Abstandhalter
$D$	Stabdurchmesser, charakteristischer Durchmesser
$E$	Elastizitätsmodul
$f$	Frequenz
$F_F$	Anregungskraft für das Fluid
$F_S$	Anregungskraft für die Struktur
$I$	Flächenträgheitsmoment
$k$	Konstante für rücktreibende Kraft
$L$	charakteristische Länge der schwingenden Struktur
$l$	Brennstablänge
$m_s$	Masse der schwingenden Struktur
$m_f$	Masse des Fluids
$m_r$	Masse des Brennstabes
$n$	Anzahl der Brennstäbe pro Brennelement
$P$	Reaktorleistung
$q$	anregende Kraft für Biegebalkenschwingung
$R$	bezeichnet ein von der Brennelementschwingung unabhängiges Maximum in der spektralen Leistungsdichte der Reaktivität /1/
$S$	Strouhal-Zahl
$t$	Zeit
$v$	Strömungsgeschwindigkeit
$x$	Koordinate senkrecht zur Schwingungsrichtung des Biegebalkens (Anhang 3)
$\chi$	Koordinate (dimensionslos), Auslenkung der schwingenden Struktur des Fluid-Struktur-Oszillator-Modells
$y$	Koordinate in Schwingungsrichtung des Biegebalkens
$\alpha$	Anströmwinkel
$\beta$	Koeffizient für die axiale Kraftkomponente (Gl. 3.2)
$\lambda$	Eigenwert der ortsabhängigen Gl. (3.10)

$\xi$	Dämpfung (dimensionslos)
$\rho_f$	Dichte des Fluids
$\Omega$	Schwingungsfrequenz des Fluid-Struktur-Oszillators
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_0$	normierte Frequenz
$\omega_s$	Wirbelablösefrequenz
$\omega_m$	Struktureigenfrequenz

Literaturverzeichnis

- /1/ S. Ansari, F. Mitzel, W. Väth  
unveröffentlichter Bericht, März 1981
- /2/ W. Väth, F. Mitzel, S. Ansari  
Identification of Vibrational Effects in KNK II Fuel  
Elements  
KfK 3157, Juli 1981
- /3/ H. Massier  
unveröffentlichter Bericht, Juli 1980
- /4/ H. Massier  
NOASYS, ein System zur on-line-Analyse von Rauschsignalen  
KfK 2585, Juli 1978
- /5/ W. Väth  
CRISS Power Spectral Density - A Method for Correlating  
Signal Components from Different Frequency Ranges  
KfK 2794, April 1979
- /6/ M. Pettigrew  
Flow-Induced Vibration Phenomena in Nuclear Power Station  
Components  
Proceedings of the ANS/ASME/NRC International Topical  
Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Saratoga  
Springs, New York, October 5 - 8, 1980
- /7/ R. Menssen  
DDT - A 3-Dimensional Program for the Analysis of Bowed  
Reactor Cores  
Transactions of the 4th International Conference on Struc-  
tural Mechanics in Reactor Technology, San Francisco, 1977
- /8/ W. Wambsganss, L. Zaleski  
Measurement, Interpretation and Characterization of  
Nearfield Flow Noise  
Proc. of the Conf. on Flow-Induced Vibrations in Reactor  
Systems Components, ANL-7685, May 1970

- /9/ R. Hans, J. Podgorski  
Magnetostruktive Hochtemperatur-, Schall- und Schwingungs-  
meßeinrichtung für Kernkraftwerke  
Siemens-Zeitschrift 50 (1976), Heft 8, S. 527 - 532
- /10/ P. Hoppé, H. Massier, F. Mitzel, W. Väth  
Untersuchungen zum Gaseintrag an KNK II  
KfK 2867, Nov. 1979
- /11/ L. Caldarola, P. Ferranti, F. Mitzel  
Fast Reactor Transfer Functions with Special Reference to  
the Nonlinearities and the Spatial Dependence of the Heat  
Transfer Process  
Nuclear Technology, Vol. 31, Dec. 1976, S. 306
- /12/ Henssen, Roßbach  
unveröffentlichter Bericht
- /13/ Hosemann  
unveröffentlichter Bericht
- /14/ M. Schmidt-Hönow  
persönliche Mitteilung
- /15/ E. Klapp  
Apparate und Anlagentechnik  
Springer, Heidelberg, 1980
- /16/ M. Paidoussis  
Flow-Induced Vibrations in Nuclear Reactors and Heat  
Exchangers, IAHR/IUTAM Symposium on Practical Experiences  
with Flow-Induced Vibrations  
Karlsruhe 1979, Springer 1980
- /17/ K. Klotter  
Technische Schwingungslehre, Teil B, Nichtlineare Schwin-  
gungen  
Springer, Berlin 1980

- /18/ R. D. Blevins  
Flow Induced Vibration  
Van Nostrand Reinhold Comp., New York 1977
- /19/ K. D. Appelt, J. Kadlec, W. Krüger  
Schwingungsverhalten von Schnellbrüterelementen  
Proc. of the 1st Int. Conf. on Structural Mechanics in  
Reactor Technology, Berlin 1971
- /20/ P. Quinn  
Vibration of Fuel Rods in Parallel Flow  
GEAP-4059, 1962
- /21/ M. P. Paidoussis  
The Dynamical Behaviour of Cylindrical Structures in  
Axial Flow  
Annals of Nuclear Science and Engineering, Vol. 1, p. 83  
to 106 (1974)
- /22/ J. J. Stoker  
Nonlinear Vibrations in Mechanical and Electrical Systems  
Interscience Publishers Inc., New York, 1954, S. 119
- /23/ Robinson  
Measurements of Flow Induced Vibration of a Free Stand-  
ing Fuel Element in a Water Loop  
Int. Conf. on Vibration in Nuclear Plant, Keswick, UK,  
May 1978
- /24/ G. Trippe  
Experimentelle Untersuchungen turbulenter Strömungen in  
axial durchströmten Stabbündeln ohne und mit gitterförmigen  
Abstandshaltern  
KfK 2834, Juli 1979
- /25/ B. Heß, A. Benemann, K. Brockmann, M. Relic  
Investigation of Coolant Fluctuations within Fast Breeder  
Fuel Element Bundle Flow  
Vibration Problems in Industry, Keswick, 1973



- /26/ J. Teulon, J. P. Simonneau, Y. Brenier  
Vibrations of the Elements of a Core of Fast Neutrons Reactor to the Excitation Due to Sodium Flow  
Specialists Meeting on LMFBR Flow-Induced Vibrations,  
Argonne, Ill., 20 - 23 Sept. 1977, S. 63
- /27/ A. E. Collinson  
Fast Reactor Flow-Induced Vibration with Particular Reference to PFR and Conceptual CDFR Design  
Specialists Meeting on LMFBR Flow-Induced Vibrations,  
Argonne, Ill., 20 - 23 Sept. 1977, S. 10
- /28/ W. Gregory and P. Paidoussis  
Unstable Oscillation of Tubular Cantilevers Conveying Fluid  
Proceedings of the Royal Society of London, Ser. A 293,  
1966, S. 512
- /29/ S. A. Haktanir, G. C. Tolle  
An Approximate Method for the Determination of the Response Frequency of Pipe Whip.  
ASME Paper 79-PVP-123, 1979
- /30/ Hong-Sun Liu, C. D. Mote  
Dynamic Response of Pipes Transporting Fluids, Transactions of the ASME B 96 (1974), S. 591
- /31/ St. Müller, G. Thun  
Permanentmagnetische Durchflußsonde für flüssige Metalle  
KfK 2497, Nov. 1977
- /32/ I. Pászit  
Investigation of the space dependent noise induced by a vibrating absorber  
Atomkernenergie Bd. 30, 1977, S. 29
- /33/ I. Szabó  
Höhere Technische Mechanik  
Springer, Berlin 1964

- /34/ K. Klotter  
Technische Schwingungslehre, Bd. 1, Lineare Schwingungen  
Springer, 1978
- /35/ W. D. Iwan, R. D. Blevins  
A Model of Vortex Induced Oscillations of Structures  
Journal of Applied Mechanics, Sept. 1974, S. 581
- /36/ R. T. Hartlen, I. G. Currie  
Lift Oscillator Model of Vortex Induced Vibration  
Journal of the Engineering Mechanics Division, Vol. 96,  
No. EM1, Febr. 1970, S. 577
- /37/ T. Sarpkaya  
Vortex Induced Oscillations (A Selective Review)  
Journal of Applied Mechanics, June 1979, Vol. 46, S. 241
- /38/ N. Minorsky  
Nonlinear Oscillations  
D. Van Nostrand, Princeton, 1962
- /39/ R. D. Blevins  
Flow-Induced Vibration in Nuclear Reactors: A Review  
Progress in Nuclear Energy  
Vol. 4, pp. 25 - 49, 1979
- /40/ W. Bearman, R. Graham  
Vortex shedding from bluff bodies in oscillatory flow  
A Report on Euromech119, J. of Fluid Mechanics, Vol. 99  
part 2, pp. 225 - 245
- /41/ V. Strouhal  
Über eine besondere Art der Tonerregung  
Ann. d. Physik, Leipzig, 1878, S. 216
- /42/ Panel Discussion on Critical Unresolved Problems  
siehe /16/, S. 809

- /43/ H. Tangemann  
Fluidelastische Schwingungen von Einzelrohren in quer-  
angeströmten Rohrbündeln  
Dissertation Universität Hannover, 1979
- /44/ M. Escudier  
Swirling-Flow Induced Vibrations in Turbomachine Exit  
Chambers  
siehe /16/, S. 287
- /45/ Y. N. Chen  
Flow-Induced Vibrations of Plates, Single Cylinders and  
Tube Bundles  
siehe /16/, S. 201
- /46/ J. J. Stoker  
Nonlinear Vibrations in Mechanical and Electrical Systems  
Interscience Publishers, Inc. New York (1954), S. 7
- /47/ E. Leimanis, N. Minorsky  
Surveys in Applied Mathematics II, Dynamics and Nonlinear  
Mechanics  
John Wiley, New York, 1958
- /48/ N. Kryloff, N. Bogoliubov  
Introduction to Non-Linear Mechanics  
Princeton University Press 1947
- /49/ Van der Pol  
Frequency Demultiplication  
Nature, Vol. 120, 1927, p. 363
- /50/ Y. N. Chen  
Criteria for Cross-Flow Induced Tube Vibrations in Tube  
Bank Heat Exchangers  
Vibration in Nuclear Plant, Keswick, U. K., May 1978,  
S. 249

- /51/ B. Stehle  
Unveröffentlichte Programmbeschreibung, 1978
- /52/ G. Willerding  
unveröffentlichter Bericht, November 1982
- /53/ S. Chen, M. W. Wambsganss  
Parallel-Flow-Induced Vibration of Fuel Rods  
Nuclear Engineering and Design, 18 (1972), S. 253 - 278
- /54/ unveröffentlichter Bericht (Interatom 1977)
- /55/ G. V. Parkinson  
Mathematical models of flow-induced vibrations of bluff  
bodies  
General Lecture held at IUTAM-IAHR, Symposium on Flow-  
Induced Structural Vibrations, Karlsruhe, Germany,  
August 14 - 15, 1972, S. 81
- /56/ N. N. Bogoliubov, Y. A. Mitropolsky  
Asymptotic Methods in the Theory of Non-Linear Oscilla-  
tions  
Hindustan Publishing Corp. (India) DELHI-6, 1961, Gordon  
& Breach Science Publishers Inc. New York
- /57/ E. Olmer, R. Schwemmler  
Investigation on vibration behaviour and driving forces  
for fuel element models in parallel flow  
Second Internat. Conf. on Structural Mechanics in Reac-  
tor Technology, Berlin, Sept. 1973, D3/2

## Anhang 1

### Abschätzung der Schwingungsamplitude

Hierzu wurden mit einer 3-dimensionalen Diffusionsrechnung (Rechenprogramm D3E /51/) und mit einer anschließenden Störungsrechnung (Rechenprogramm Audi /52/) Reaktivitätsänderungen berechnet, die sich infolge einer radialen Bewegung von Brennelementen der Testzone ergeben. Dabei wurden nur Bewegungen innerhalb der eigentlichen Kernzone betrachtet. Die Rechnungen wurden für die erste Beladung von KNK II mit halb eingefahrenen Regelstäben durchgeführt. Da in dem 3-dimensionalen Diffusionsprogramm keine einer Brennelementschwingung entsprechende Geometrieänderung vorgenommen werden kann, wurden für jedes Brennelement der Testzone die Reaktivitätsänderungen folgendermaßen bestimmt:

Auf der hexagonalen Querschnittsfläche eines Brennelementes wurden durch ein zu den Seiten des Sechsecks paralleles Maschennetz jeweils äquidistante Gitterpunkte definiert. (Davon liegen 6 auf den Ecken und einer im Mittelpunkt des Sechsecks.) Durch diese Punkte wurde ein axiales Liniensystem für den ganzen Reaktor festgelegt. Für jede Linie der Testzone wurde mit den genannten Rechenprogrammen die lokale Reaktivitätsänderung berechnet, welche sich für eine 1%ige Änderung aller Neutronenwirkungsquerschnitte der Testzonenbrennelemente im Kernbereich ergibt.

Durch Differenzbildung von entsprechenden lokalen Reaktivitätsänderungen, sowie unter Berücksichtigung der entsprechenden Volumina und Teilchenzahlen lassen sich daraus Reaktivitätsänderungen für kleine Horizontalverschiebungen bestimmen. Es ergaben sich für die Kranzelemente der Testzone für eine Verschiebung von 1 mm in radialer Richtung Werte zwischen 5,4  $\phi$  und 6,0  $\phi$  je nach Lage zu den benachbarten Regelstäben. Für das Zentralelement ergab sich ein Wert von 0,4  $\phi$ . Für die bei einem Kranzelement beobachtete Reaktivitätsschwankung von 0,5  $\phi$  ergibt sich daraus eine Bewegung von ca. 0,1 mm bezogen auf den Kernbereich. Bei Fixierung in der unteren Ebene entspricht dies dann einer Bewegung von ca. 0,2 mm in der oberen Pflasterebene (vgl. Abb. 7). Es handelt sich dabei um Mindestwerte,

da sie für die Bewegung in Richtung des maximalen Flußgradienten gelten. Für andere Bewegungsrichtungen würden sich entsprechend größere Schwingungsamplituden ergeben.

Für die Treiberelemente wurden keine entsprechenden Rechnungen durchgeführt. Eine grobe Abschätzung über den Reaktivitätswert von Brennstoff zeigt aber, daß die Reaktivitätsänderung bei einer Brennelementverschiebung für die Treiberelemente der dritten Reihe in derselben Größenordnung liegen muß wie der entsprechende Wert für die Testzonenkranzelemente. Der kleinere Materialwert wird durch den größeren Flußgradienten ungefähr kompensiert. Für die Treiberelemente der vierten Reihe ist er dagegen bedeutend kleiner.

Anhang 2

Ausbildung von Oberwellen durch die Neutronik

Die harmonische Oszillation von Brennstoff im Reaktorkern mit der Frequenz  $\omega$  bewirkt Reaktivitätsoszillationen mit derselben Frequenz  $\omega$  sowie mit ganzzahligen Vielfachen derselben. Letztere treten allerdings im allgemeinen mit sehr viel kleinerer Amplitude auf. Im folgenden soll das Amplitudenverhältnis der ersten Oberwelle zur Grundwelle der Reaktivitätsoszillation für eine Brennelementschwingung abgeschätzt werden. Mit der Störungstheorie 1. Ordnung und dem Punktreaktormodell berechnet sich die Reaktivitätsänderung zu

$$\rho(t) \approx \frac{\int_{\text{Reaktor}} \psi^2(x) \Delta \Sigma_{\text{tot}}(x, t) dx}{\int_{\text{Reaktor}} \psi^2(x) \mathcal{P}_0} \quad (2.1)$$

wobei

$\psi(x)$  = räumliche Verteilung des Flusses und seiner Adjungierten

$\Sigma_{\text{tot}}$  = gesamter makroskopischer Wirkungsquerschnitt für das Brennelement

$x$  = Koordinate in der Schwingungsrichtung

$\mathcal{P}_0$  = Neutronenproduktionsoperator

Für die durch die Brennelementschwingung hervorgerufene Störung  $\Delta \Sigma_{\text{tot}}$  ergibt sich

$$\Delta \Sigma_{\text{tot}}(x, t) = \Sigma_0 \left[ \delta(x - x_0 - \xi(t)) - \delta(x - x_0) \right] \quad (2.2)$$

wobei

$\Sigma_0$  = Maximalwert des gesamten Wirkungsquerschnittes für das Brennelement

$x_0$  = Ruhelage des Brennelements

$\xi(t)$  = zeitabhängige Auslenkung des Brennelements

setzt man für  $\psi(x)$  eine Taylor-Entwicklung an und bricht nach dem 3. Glied ab, bekommt man unter Vernachlässigung von Gliedern mit  $\xi$  von höherer als zweiter Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x_0 + \varepsilon(t)) &\approx \varphi(x_0) + \varphi'(x_0) \varepsilon(t) + \frac{1}{2} \varphi''(x_0) \cdot \varepsilon^2(t) \\ \varphi^2(x_0 + \varepsilon(t)) &\approx \varphi^2 + \varphi'^2 \varepsilon^2 + 2\varphi\varphi' \varepsilon + \varphi\varphi'' \varepsilon^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Einsetzen von Gl. (2.3) und (2.2) in (2.1) ergibt

$$\rho(t) = \frac{\sum_0}{\int_{\text{Reaktor}} \varphi^2(x) P_0 dx} \left\{ 2\varphi\varphi' \varepsilon(t) + (\varphi'^2 + \varphi\varphi'') \varepsilon^2(t) \right\} \quad (2.4)$$

In dieser Näherung tritt außer der Grundwelle ( $\sim \varepsilon(t)$ ) noch ein weiterer Term ( $\sim \varepsilon^2(t)$ ) mit der doppelten Frequenz auf. Für das Amplitudenverhältnis der ersten Oberwelle zur Grundschwingung der Reaktivität ergibt sich demnach

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\frac{1}{2}(\varphi + \varphi\varphi'')}{2\varphi\varphi'} = \frac{1}{4} \left[ \frac{\varphi'}{\varphi} + \frac{\varphi''}{\varphi'} \right] \varepsilon_0$$

Mit den Werten für die Kranzelemente der KNK II

$$\frac{\varphi'}{\varphi} \varepsilon_0 \approx \left( \frac{\Delta\varphi}{\varphi} \right) \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} \right) \approx 2 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{\varphi''}{\varphi'} \varepsilon_0 \approx \left( \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} \right)^{-1} \left\{ \left( \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} \right)_{x_1} - \left( \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} \right)_{x_2} \right\} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\Delta x} \approx 6 \cdot 10^{-4}$$

erhält man  $\frac{\rho_1}{\rho_0} \approx 10^{-3}$

d.h. einen wesentlich kleineren Wert als die Messungen ergaben. Daher können der Gradient und die Krümmung des Neutronenflusses, in welchem sich das Brennelement bewegt, nicht die Ursache für die festgestellten Oberwellen bei den Reaktivitätsschwankungen sein.



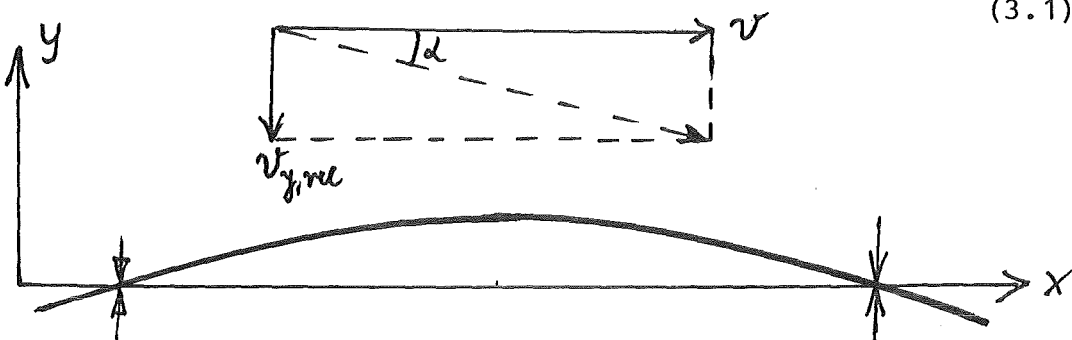
Anhang 3

Biegebalkenmodell für das Brennelementbündel

Es wurde untersucht, ob das längs angeströmte Brennstab-  
bündel zu Schwingungen mit den beobachteten Frequenzcharak-  
teristiken angeregt werden kann. Man kann dies nicht von vorn-  
herein ausschließen, da wegen der relativ geringen Steifig-  
keit der Brennstäbe diese sich unter bestimmten Einspannbe-  
dingungen eventuell ähnlich wie eine schwingende Saite ver-  
halten könnten (Auftreten von gerad- und ungeradzahligen  
Oberwellen).

Für das schwingende Bündel wird ein Biegebalkenmodell ver-  
wendet unter Berücksichtigung der hydraulischen Kräfte, welche  
das Kühlmittel ausübt. Dabei wird das Bündel analog wie ein  
einzelner Brennstab behandelt, da alle Brennstäbe infolge der  
nicht starren Verbindung durch die Abstandshalter eine ge-  
meinsame Bewegung ausführen können. Die allgemeine Bewegungs-  
gleichung für längsangeströmte Rohre lautet /21, 53/:

$$a_1 \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + C_1 \frac{\partial^5 y}{\partial x^4 \partial t} + a_2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + C_2 \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t} + a_3 \frac{\partial y}{\partial x} + a_5 \frac{\partial y}{\partial t} + a_4 \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = q(t) \quad (3.1)$$



Da die interne Dämpfung  $C_1 \frac{\partial^5 y}{\partial x^4 \partial t}$  viel kleiner als die externe  
Dämpfung  $a_5 \frac{\partial y}{\partial t}$  ist, kann erstere vernachlässigt werden. Wenn an-  
genommen wird, daß der Stab an beiden Enden gelagert ist (siehe  
Skizze), dann kann auch die Corioliskraft  $C_2 \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t}$  vernachlässigt  
werden /53/. Außerdem wird im folgenden auch der Term  $a_3 \frac{\partial y}{\partial x}$   
welcher die Normalkomponente und die axiale Ortsabhängigkeit der  
Strömungsreibkräfte enthält, vernachlässigt.

Damit ergibt sich folgende vereinfachte Bewegungsgleichung:

$$\boxed{a_1 \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + a_2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + a_5 \frac{\partial y}{\partial t} + a_4 \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = q(t)} \quad (3.1a)$$

wobei

$$a_1 = EI \quad \text{Steifigkeit}$$

$$a_2 = m_f v^2 (1 - \beta) \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{1}{2} C_T' + \frac{1}{2D} C_T + C_W$$

$$a_5 = \frac{1}{2} m_f v C_n + C \quad \text{Dämpfung}$$

$$a_4 = m_f + m_r \quad \text{Masse des Fluids und des Brennstabes}$$

Die einzelnen Parameter sind im Nomenklaturverzeichnis erklärt.

Ohne eine anregende Kraft  $q(t)$ , ohne Dämpfung  $a_5$  und ohne Steifigkeit  $a_1$ , bekommt man aus Gl. (3.1a) die Wellengleichung für eine frei schwingende Saite:

$$a_2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + a_4 \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1b)$$

Sie hat bekanntlich Eigenfrequenzen bei gerad- und ungeradzah-  
ligen Vielfachen der Grundfrequenz /34/

$$\omega_k = \frac{k\pi}{l} \sqrt{\frac{a_2}{a_4}} \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (3.3)$$

was den vorliegenden Beobachtungen entsprechen würde. Es soll nun untersucht werden unter welchen Bedingungen auch Gl. (3.1a) analoge Lösungen liefern könnte.

Infolge der Abhängigkeit der Frequenz vom Durchsatz können als anregende Kraft weder stochastische Druckpulsationen angenommen werden, da sie zur Anregung von Eigenfrequenzen führen würden /21/, noch eine Kraft mit einer vorgegebenen Frequenz, da sie

das lineare System nur zu erzwungenen Schwingungen mit dieser Frequenz anregen und keine Oberwellen erzeugen würden.

Die anregende Kraft  $q(t)$  muß daher von der Schwingung selbst beeinflußt sein. Im folgenden wird als Anregung  $q(t)$  eine quer zum Bündel wirkende hydraulische Kraft angenommen. Sie könnte z.B. durch die an den Abstandshaltern auftretenden Kühlmittelquerströmungen erzeugt werden /24/.

Für diese Kraft gilt /35/:

$$q(t) = \frac{1}{2} \rho_f v^2 D C_y \quad (3.4)$$

$C_y$  ist ein Widerstandskoeffizient für die turbulente Strömung und gilt für die Kraftkomponente in y-Richtung, d.h. senkrecht zur axialen Hauptkühlmittelströmungsrichtung (x-Richtung).

Weicht die resultierende Strömungsgeschwindigkeit durch das Auftreten einer Radialkomponente ( $v_{y,rel}$ ) um den Winkel  $\alpha$  von der x-Achse ab (siehe Skizze), dann kann dies näherungsweise durch folgenden Ansatz berücksichtigt werden:

$$C_y \approx C_y(\alpha=0) + \frac{\partial C_y}{\partial \alpha} \cdot \alpha \quad (3.5)$$

Der Term  $C_y(\alpha=0)$  erzeugt nur eine statische Auslenkung und kann daher bei den folgenden Betrachtungen unberücksichtigt bleiben. Für kleine Winkel  $\alpha$  gilt:

$$\alpha = \arctg \frac{v_{y,rel}}{v} \approx \frac{v_{y,rel}}{v} = \frac{\dot{y} - v_{y,fluid}}{v} \quad (3.6)$$

Damit bekommt man

$$\boxed{q(t) = q_0 (\dot{y} - u y)} \quad (3.7)$$

mit

$$q_0 = \frac{1}{2} \rho_f v D \left[ \frac{\partial C_y}{\partial \alpha} \right] \quad (3.8)$$

Zur Lösung von Gl. (3.1a) macht man den Separationsansatz /34/

$$y(x, t) = \sum_{j=1}^{\infty} y_j(x) \cdot T_j(t) \quad (3.9)$$

In (3.1a) eingesetzt und mit  $y_k(x)$  multipliziert und über die Stablänge integriert, bekommt man unter Berücksichtigung der Orthogonalität der Funktionen  $y_j(x)$  und  $y_k(x)$  folgende zwei Gleichungen

$$a_1 \frac{\partial^4 y_k}{\partial x^4} + a_2 \frac{\partial^2 y_k}{\partial x^2} - \lambda_k y_k = 0 \quad (3.10)$$

$$\lambda_j T_j + a_3 \dot{T}_j + a_4 \ddot{T}_j = \frac{\int_0^l q(x, t) y_j(x) dx}{\int_0^l y_j^2(x) dx} \quad (3.11)$$

Als Lösung für die ortsabhängige Gl. (3.10) erhält man mit dem Ansatz  $y(x) = k e^{\beta x}$

$$y(x) = k_1 \sin \beta x + k_2 \cos \beta x + k_3 \sin A x + k_4 \cos A x$$

wobei  $\beta_{1,2} = \pm A$  und  $\beta_{3,4} = \pm iB$

Mit den Randbedingungen, die sich für die beidseitig lose Halterung ergeben (siehe obige Skizze), nämlich

$$y(0) = 0; \left. \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right]_{x=0} = 0$$

$$y(l) = 0; \left. \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right]_{x=l} = 0$$

erhält man als Lösung von Gl. (3.10) für die Eigenfunktion

$$\boxed{y_k = k_1 \sin \left( \frac{k\pi}{l} x \right)} \quad \text{für } k = 1, 2, \dots \quad (3.12)$$

und für den zugehörigen Eigenwert

$$\lambda_k = a_1 \left( \frac{k\pi}{l} \right)^2 \left[ \left( \frac{k\pi}{l} \right)^2 - \frac{a_2}{a_1} \right] \quad (3.13)$$

Es wurden auch noch andere denkbare Einspannbedingungen betrachtet, wie z.B ein Ende völlig frei beweglich oder starr eingespannt. Dann bekommt man aber immer kompliziertere Ausdrücke für  $y_k$  und  $\lambda_k$ , was in keinem Fall, wie sich dann herausstellte, zu den einfachen beobachteten Frequenzverhältnissen führen würde.

Zur Lösung der zeitabhängigen Gl. (3.11) wird für die anregende Kraft ebenfalls ein Separationsansatz gemacht, wobei die Ortsfunktionen  $y(x)$  nach den Eigenfunktionen  $y_k$  der Gl. (3.10) entwickelt werden.

Also

$$q(t) = q_0 \sum_{k=1}^{\infty} q_k y_k(x) \left[ \dot{T}_k(t) - \mu T_k(t) \right] \quad (3.14)$$

damit ergibt sich aus Gl. (3.11) unter Berücksichtigung der Orthogonalität der Ortsfunktionen  $y_k$  und  $y_j$

$$\lambda_j T_j + a_5 \dot{T}_j + a_4 \ddot{T}_j = q_0 q_j \left[ \dot{T}_j - \mu T_j \right]$$

bzw.

$$a_4 \ddot{T}_j + \tilde{a}_5 \dot{T}_j + \tilde{\lambda}_j T_j = 0 \quad (3.15)$$

mit

$$\tilde{\lambda}_j = \lambda_j + q_0 q_j \mu \quad (3.16)$$

$$\tilde{a}_5 = a_5 - q_0 q_j$$

mit dem Ansatz

$$T_j = C_j e^{i\omega_j t} \quad (3.17)$$

ergibt sich für die Kreisfrequenz  $\omega$

$$\omega_j = i \frac{\tilde{a}_5}{2a_4} \pm \sqrt{\left(\frac{a_5}{2a_4}\right)^2 + \frac{\tilde{\lambda}_j}{a_4}} \quad (3.18)$$

Eine quasistationäre Schwingung tritt auf, wenn die Dämpfung durch die anregende Kraft  $q_0 q_j \dot{T}_j$  kompensiert wird, d.h. wenn folgende Bedingung erfüllt wird:

$$\tilde{a}_5 = a_5 - q_0 q_j (\omega_j) \approx 0 \quad (3.19)$$

Dann folgt für die Kreisfrequenz

$$\omega_j = \sqrt{\tilde{\lambda}_j / a_4} \quad (3.20)$$

und mit Gl. (3.13)

$$\omega_j = \sqrt{\frac{\lambda_j}{a_4} + \frac{q_0 q_j \cdot \mu}{a_4}} \quad (3.21)$$

unter den Bedingungen, daß

$$\lambda_j \gg q_0 q_j \mu \quad (3.22)$$

(d.h. die Rückstellkraft ist groß im Vergleich zur anregenden Kraft) und

$$\left| \frac{a_2}{a_1} \right| \gg \left| \frac{j\pi}{e} \right|^2 \quad (3.23)$$

(d.h. die Axialkraft ist groß im Vergleich zur Biegekraft) folgt aus Gl. (3.21) unter Berücksichtigung von Gl. (3.13)

$$\omega_j \approx j \frac{\pi}{e} \sqrt{-\frac{a_2}{a_4}} \quad (3.24)$$

d.h. dieselbe Beziehung Gl. (3.3), die sich für die Eigenfrequenzen der schwingenden Saite ergibt. Dies war zu erwarten, da die Bed. (3.23) impliziert, daß

$$|a_2| \gg a_1$$

d.h. daß die Steifigkeit ( $a_1$ ) im Vergleich zur Axialkraft ( $a_2$ ) klein sein soll. Da  $a_2 \sim v^2$  (siehe Gl. 3.2) könnte das Modell, nach welchem sich das Brennelement wie eine schwingende Saite verhält, alle beobachteten Frequenzcharakteristiken erklären,

nämlich das Auftreten von gerad- und ungeradzahligem Oberwellen, sowie den Einfluß der Kühlmittelgeschwindigkeit.

Es kann leicht überprüft werden, ob die Bedingung (3.23) für die KNK-II-Brennstäbe erfüllt wird. Die axiale Kraftkomponente  $\beta$  kann dazu direkt aus den bekannten Daten /54/ für den Druckverlust im Bündel berechnet werden ( $\Delta p = 0,345 \text{ bar}$ ).

Damit bekommt man bei Kühlmitteldurchsatz für Vollast

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{m_f v^2 (1-\beta)}{n \cdot E \cdot I} \approx - \frac{m_f v^2 \beta}{n \cdot E \cdot I} = \frac{1,95 \cdot 10^7 \left[ \frac{\text{g cm}}{\text{s}^2} \right]}{1,05 \cdot 10^{12} \left[ \frac{\text{g cm}}{\text{s}^2} \right]} = -2 \cdot 10^{-5} \left[ \frac{1}{\text{cm}^2} \right]$$

Zur Abschätzung des unteren Grenzwertes von  $\left( \frac{j\pi}{e} \right)^2$  wird die Grundwelle mit  $j = 1$  betrachtet sowie eine effektive Bündellänge von  $l = 100 \text{ cm}$  angenommen. Dann ergibt sich

$$\left( \frac{j\pi}{e} \right)^2 \approx 10^{-3} \left[ \frac{1}{\text{cm}^2} \right]$$

d.h. die Bedingung (3.23) ist nicht erfüllt.

In obiger Abschätzung wurden zunächst nur hydraulische Axialkräfte berücksichtigt, da nur sie die beobachtete Abhängigkeit zur Fluidgeschwindigkeit bewirken. Eine zusätzliche und wesentlich größere axiale Kraftkomponente entsteht aber auch durch den Spaltgasinnendruck. Unter Verwendung des Nominalwertes von 23 bar für den abgebrannten Zustand /54/ ergibt sich dann für

$$\frac{a_2}{a_1} \approx - \frac{n \cdot \Delta p_{\text{Spaltgas}} \left( \frac{r}{4} \right)^2 \pi}{n E I} = -10^{-3} \left[ \frac{1}{\text{cm}^2} \right]$$

d.h. auch bei Berücksichtigung des Spaltgasdruckes wird die Bed. (3.23) nicht erfüllt. Selbst wenn der Spaltgasdruck ausreichen würde, um die Bed. (3.23) zu erfüllen, könnten zwar ganzzahlige Oberwellen auftreten, aber die Proportionalität der Frequenz zum Durchsatz könnte dann nicht mehr erklärt werden.

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß beim Brennelementbündel die vorhandenen Axialkräfte zu klein sind bzw. die Biegesteifigkeit zu groß ist, um die notwendigen Randbedingungen zu erfüllen, damit das Biegebalkenmodell das beobachtete Frequenzverhalten wiedergibt.

Die zusätzliche Berücksichtigung des Brennelementkastens würde an diesem Ergebnis nichts ändern, da seine Biegesteifigkeit noch um einen Faktor von ca.  $10^3$  größer als die des Bündels ist.

#### Bemerkungen zur anregenden Kraft $q(t)$

Obige Bedingungen bezüglich der Axialkraft waren notwendig aber nicht hinreichend, um das beobachtete Frequenzverhalten mit dem linearen Biegebalkenmodell erklären zu können. Dazu müßte auch die anregende Kraft  $q(t)$  die Bedingungen (3.19) und (3.22) erfüllen. Über sie läßt sich jedoch höchstens qualitativ eine Aussage machen. Die Stabilitätsbedingung (3.19) besagt, daß stabile Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen  $\omega_j$  nur auftreten können, wenn für jede dieser Frequenzen diese Bedingung erfüllt wird. Eine solche anregende Kraft wäre aber sehr unwahrscheinlich. Dies ist auch der Grund, weshalb in linearen Systemen normalerweise keine stabilen selbsterregten Schwingungen auftreten.

Bei Systemen mit einem nichtlinearen Dämpfungsglied kann dagegen eine stabile Selbsterregung immer eintreten, wenn die Dämpfungskraft bei kleinen Geschwindigkeiten die Schwingungsamplitude anwachsen läßt (dem System also mechanische Energie zuführt), bei großen dagegen abnehmen läßt (dem System mechanische Energie entzieht).

Die Bedingung (3.22) besagt, daß die anregende Kraft  $q(t)$  keinen Einfluß auf das Frequenzverhalten haben kann (zumindest nicht auf das Auftreten der Oberwellen). Daraus muß man schließen, daß auch andere mögliche Anregungskräfte als die oben betrachtete hydraulische Radialkraft im Rahmen dieses Modells die Meßergebnisse nicht erklären könnten. Dies gilt z.B. auch



für thermische Kräfte. Diese können durch eine einmal ange-  
regte periodische Brennstoffbewegung in zweifacher Weise  
entstehen: Durch die Bewegung des Brennstoffs im Gradienten  
des Neutronenflusses und durch Umverteilung der Kühlmittel-  
strömung.

Anhang 4

Nichtlineares Fluid-Struktur-Oszillator-Modell

Zur Untersuchung von strömungsinduzierten Schwingungen finden grundsätzlich zwei verschiedene Modellarten Verwendung /55/: Strömungsfeld- und Oszillator-Modelle. Bei ersteren wird von der Beschreibung des Strömungsfeldes ausgegangen. Daraus ergeben sich dann die auf eine schwingungsfähige Struktur wirkenden Kräfte. Im vorliegenden Fall kann ein solcher Modelltyp nicht gewählt werden, da der Ort der Schwingungsanregung im Brennelement und damit auch das zu betrachtende Strömungsfeld nicht bekannt sind. Deshalb wird die zweite Art, nämlich ein Oszillatormodell, gewählt. Hierbei werden keine Einzelheiten des Strömungsfeldes untersucht, sondern das Ziel besteht darin, nur die integrale Kraftwirkung auf den Körper und seine Bewegung zu untersuchen.

Es wird von den Gleichungen (1b, 2b) ausgegangen:

$$\ddot{x} + 2\xi\dot{x} + x = a\omega_0^2 d \quad (4.1)$$

$$\ddot{d} - \mu(1-d^2)\dot{d} + \omega_0^2 d = \tilde{b}\ddot{x} \quad (4.2a)$$

Zunächst wird gezeigt, daß Gl. (4.2a) mit der von Hartlen und Currie /36/ verwendeten Raleigh'schen Differentialgleichung für den Fluidoszillator identisch ist. Diese lautet:

$$\ddot{C}_L - A\omega_0\dot{C}_L + \frac{B}{\omega_0}\dot{C}_L^3 + \omega_0^2 C_L = D\dot{x} \quad (4.3)$$

dabei sind A, B, D konstante Parameter und  $C_L$  bezeichnet den Auftriebsbeiwert. Ferner ist

$$\omega_0 = \frac{f_s}{f_m} = \frac{2\pi S \frac{v}{D}}{\sqrt{k/ms}}$$

Durch Differentiation von Gl. (4.3) bekommt man

$$\ddot{C}_L - A\omega_0\ddot{C}_L + \frac{3B}{\omega_0}\dot{C}_L^2\dot{C}_L + \omega_0^2\dot{C}_L = D\ddot{x}$$

Mit den Substitutionen

$$\dot{c}_i = d \omega_0 \sqrt{\frac{A}{3B}}; \quad \mu = A \omega_0; \quad \tilde{b} = \frac{D}{\omega_0 \sqrt{\frac{A}{3B}}} \quad (4.4)$$

ergibt sich dann direkt

$$\ddot{d} - \mu (1 - d^2) \dot{d} + \omega_0^2 d = \tilde{b} \ddot{x} \quad (4.2a)$$

Für die spätere Behandlung von Gl. (4.2a) wird noch

$$\tilde{b} = \mu \cdot b$$

gesetzt d.h. 
$$b = \frac{D}{A \omega_0^2 \sqrt{\frac{A}{3B}}} \quad (4.5)$$

dann ergibt sich für Gl. (4.2a)

$$\ddot{d} + \omega_0^2 d = \mu (1 - d^2) \dot{d} + \mu b \ddot{x} \quad (4.2b)$$

Zur Lösung des Gleichungssystems für den Fluidoszillator (Gl. (4.1) und (4.2b)) wird von den bekannten Lösungen für die lineare Differentialgleichung (4.1) ausgegangen. Mit dem Ansatz für die anregende Kraft

$$d_i = a_i \sin(\omega_i \tau + \theta_i) \quad (4.6)$$

ergeben sich für den eingeschwungenen Zustand

$$x_i = b'_i \sin(\omega_i \tau + \theta_i - \delta_i) \quad (4.7)$$

mit

$$b'_i = a_i \frac{\alpha \omega_0^2}{\sqrt{(1 - \omega_i^2)^2 + 4 \xi^2 \omega_i^2}} \quad (4.8a)$$

$$\delta_i = \arctg \left\{ \frac{2 \xi \omega_0}{1 - \omega_i^2} \right\} \quad (4.8b)$$

$$\sin \delta_i = \frac{2 \xi \omega_i}{\sqrt{(1 - \omega_i^2)^2 + 4 \xi^2 \omega_i^2}} \quad (4.8c)$$

$$\cos \delta_i = \frac{1 - \omega_i^2}{\sqrt{(1 - \omega_i^2)^2 + 4 \xi^2 \omega_i^2}} \quad (4.8d)$$

Da Gl. (4.1) linear ist, ergibt sich durch Superposition mehrerer anregender Kräfte  $d = \sum_i d_i$  die Lösung ebenfalls durch Superposition:

$$x = \sum_i x_i$$

Es soll nun geprüft werden, unter welchen Bedingungen die Gleichungen (4.6) und (4.7) auch die Van der Pol'sche Differentialgleichung (4.2b) erfüllen. Sie wird die Randbedingung für die noch nicht festgelegten Parameter  $a_i$  und  $\omega_i$  liefern.

Dies soll zunächst für eine Anregungsfrequenz  $\omega_i = \omega_1$  mit Hilfe der asymptotischen Theorie von Krylov-Bogoliubov-Mitropolsky /17, 38, 56/ erfolgen. Zur vereinfachten Anwendung dieser Theorie kann man die Methode des harmonischen Abgleichs (harmonic balance) anwenden. Diese Methode gründet sich auf die asymptotische Theorie, ist aber leichter praktisch anwendbar. Dabei werden im Lösungsansatz (Gl. 4.6) die Parameter  $a_{i=1}$  ;  $\omega_{i=1}$  ;  $\theta_{i=1}$  nicht mehr als konstant vorausgesetzt, sondern sie werden zunächst auch als Funktionen der Zeit  $\tau$  betrachtet. (Der Index  $i = 1$  wird im folgenden, wenn Verwechslungen auszuschließen sind, weggelassen.)

Man setzt also /38/

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \mu A_1(a, \theta) + \mu^2 A_2(a, \theta) + \dots \\ \dot{\theta} &= \mu B_1(a, \theta) + \mu^2 B_2(a, \theta) + \dots \end{aligned} \quad (4.9)$$

sowie mit  $\psi = \omega \tau + \theta$

$$d = a_1 \sin \psi + \mu u_1(a, \theta, \omega \tau) + \mu^2 u_2(a, \theta, \omega \tau) + \dots \quad (4.10)$$

In der ersten Näherung wird in den Gleichungen (4.9) und (4.10) nur jeweils das erste Glied berücksichtigt. Dann gilt:

$$\ddot{a}_1 = \ddot{\theta} = \ddot{\psi} = 0$$

und aus

$$d = a_i \sin \psi$$

folgt für die Ableitungen:

$$\dot{d} = \dot{a}_i \sin \psi + a_i \dot{\psi} \cos \psi$$

$$\ddot{d} = \ddot{a}_i \sin \psi + \dot{a}_i \dot{\psi} \cos \psi + \dot{a}_i \dot{\psi} \cos \psi + a_i \ddot{\psi} \cos \psi - a_i \dot{\psi}^2 \sin \psi$$

bzw.

$$\dot{d} = \mu A \sin \psi + a_i (\omega + \mu B) \cos \psi$$

$$\ddot{d} = 2\mu A \omega \sin \psi - a_i (\omega^2 + 2\mu B \omega) \sin \psi \quad (4.11)$$

Hierbei wurden alle Terme mit  $\mu^n$  für  $n > 1$  vernachlässigt. Dies erfolgt im Rahmen der ersten Näherung, wobei der Einfluß der Nichtlinearität und der externen Anregung relativ klein sein sollen. (Für  $\mu \rightarrow 0$  geht die Differentialgleichung (4.2b) des nichtlinearen heteronomen Systems in die einfache lineare des ungedämpften autonomen harmonischen Oszillators über.) Da die Konstante  $\tilde{\epsilon}$  des Fluidoszillators nicht bekannt ist, muß man im Prinzip auch eine Phasenverschiebung zwischen der Strukturbewegung und der Anregung des Fluidoszillators zulassen. Bei der hier verwendeten reellen Darstellung der Bewegungsgleichungen wird dadurch nur die Phase  $\delta$  verändert.

Für die Ableitung von Gl. (4.7) folgt

$$\boxed{\ddot{b}x = b^* \sin(\omega\tau + \vartheta) = b^* \sin(\psi - \delta)} \quad (4.12)$$

mit

$$b^* = -b b' \omega^2$$

$$\vartheta = \theta - \delta$$

$$\psi = \omega\tau + \theta$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (4.10) und (4.12) in (4.2b) erhält man unter Vernachlässigung aller Glieder, in denen  $\mu$  mit Potenzen größer als eins auftritt:

$$a(\omega_0^2 - \omega_n^2) \sin \psi = \mu [(2A - a_i) \omega_n \cos \psi - 2\omega_n a_i B \sin \psi + a_i^3 \omega_n \sin^2 \psi \cos \psi - \mu b^* \sin(\psi - \delta)]$$

Für den harmonischen Abgleich wird die rechte Seite dieser Gleichung in eine Fourier-Reihe entwickelt und in der ersten Näherung nach dem ersten Glied abgebrochen. Somit ergibt sich:

$$a_1(\omega_0^2 - \omega_1^2) \sin \psi + \mu [(2A - a) \omega_1 \cos \psi - 2\omega_1 a \beta \sin \psi + a^3 \omega_1 \frac{1}{4} \cos \psi - \beta^* \sin \psi \cos \delta + \beta^* \cos \psi \sin \delta] = 0$$

Da diese Gleichung für beliebige Werte von  $\psi$  erfüllt sein muß, kann man sie in zwei Gleichungen aufspalten, von denen jede jeweils die Glieder mit  $\sin \psi$  und  $\cos \psi$  enthält. Damit erhält man zwei Gleichungen für die Parameter A und B

$$B = \frac{1}{2\omega_1 a_1 \mu} [a_1(\omega_0^2 - \omega_1^2) - \mu \beta^* \cos \delta] \quad (4.13)$$

$$A = \frac{a_1}{2} - \left(\frac{a_1}{2}\right)^3 - \frac{\beta^*}{2\omega_1} \sin \delta$$

Für den Oszillator ergibt sich dann eine Lösung mit stationärer Amplitude und Phase unter folgenden Bedingungen:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \mu A = 0 \\ \dot{\theta} &= \mu B = 0 \end{aligned} \quad (4.14)$$

Unter Berücksichtigung dieser Bedingungen bekommt man aus der Gleichung (4.13) zwei Bedingungen für die noch freien Parameter  $a_1$  und  $\omega_1$

$$a_1(\omega_0^2 - \omega_1^2) = \mu \beta^* \cos \delta_1 \quad (4.15a)$$

$$2a_1 \omega_1 P(a_1) = -\mu \beta^* \sin \delta_1 \quad (4.15b)$$

mit

$$P(a_1) = \mu \left[ \frac{a_1^2}{8} - \frac{1}{2} \right] \quad (4.16)$$

Aus den Gleichungen (4.15) und (4.16) folgt

$$a_1 = \frac{\mu \beta^*}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_1^2)^2 + 4P^2(a_1)} \omega_1} \quad (4.17a)$$

$$\delta_1 = -\arctg \frac{2P(a_1)\omega_1}{\omega_0^2 - \omega_1^2} \quad (4.17b)$$

Dieses Ergebnis entspricht den Gleichungen (4.8a) und (4.8b), welche für das lineare System (4.1) gelten und mit denen die Amplitude  $\beta_1'$  und die Phase  $\delta_1$  bei vorgegebener externer Anregung berechnet werden können. Der Unterschied in der Lösung

für das nichtlineare System besteht in der Abhängigkeit der Dämpfung  $\mathcal{P}(a_1)$  von der Amplitude  $a_1$ . In der hier verwendeten ersten Näherung ist sie durch Gl. (4.16) gegeben. Man kann daher die Beziehungen (4.15a, 4.15b) auch direkt aus folgendem äquivalenten linearem System erhalten:

$$\ddot{d} + 2\mathcal{P}\dot{d} + \omega_0^2 d = \mu b^* \sin(\omega_1 \tau + \vartheta) \quad (4.18)$$

Dabei wird zunächst  $\mathcal{P}$  als konstant angenommen.

Die in erster Näherung für das nichtlineare System (4.2b) zu berücksichtigende Abhängigkeit der Dämpfung  $\mathcal{P}$  von der Amplitude (Gl. (4.16)) ergibt sich dann durch Vergleich der Dämpfungsglieder in Gl. (4.2b) und Gl. (4.18)

$$2\mathcal{P}\dot{d} = -\mu(1-d^2)\dot{d}$$

Setzt man in dieser Beziehung den Lösungsansatz  $d = a_1 \sin \psi$  ein, entwickelt die rechte Seite in eine Fourier-Reihe und berücksichtigt schließlich nur die Grundwelle, dann folgt direkt Gl. (4.16).

Im folgenden sollen die Lösungen Gl. (4.15) bzw. (4.17) untersucht werden. Da sie für das gesamte System von Struktur und Fluidoszillator gelten sollen, müssen sie auch in Einklang mit den Lösungen (4.8) des ersteren sein.

Durch Gleichsetzen von Gl. (4.8b) und (4.17b) ergibt sich

$$\boxed{\omega_1^2 \approx \omega_0^2 \frac{\xi + \frac{\mathcal{P}}{\omega_0^2}}{\xi + \mathcal{P}}} \quad (4.19)$$

Für die meßbare Schwingungsfrequenz des Systems

$$\Omega = \omega_1 \cdot \omega_n$$

gilt dann

$$\Omega \approx \omega_s \sqrt{\frac{\xi + \mathcal{P}/\omega_0^2}{\xi + \mathcal{P}}} = \sqrt{\frac{\xi \omega_s^2 + \mathcal{P} \omega_n^2}{\xi + \mathcal{P}}} \quad (4.20)$$

Da die schwingende Struktur ein dissipatives System ist, muß in dem gekoppelten System Schwingungsenergie vom Fluid an die Struktur übertragen werden. Daraus folgt, daß der zeitliche Mittelwert der Dämpfung des Fluidoszillators negativ sein muß, d.h. es muß gelten

$$\rho < 0 \tag{4.21}$$

(bzw. nach Gl. (4.16)  $a_1 \leq 2$ )

Aus Gl. (4.20) folgt, wenn  $\omega_0 = \omega_s / \omega_n$  nicht sehr stark von 1 verschieden ist

$$\Omega \approx \omega_s \quad \text{für } |\rho| < \xi \tag{4.22}$$

$$\Omega \approx \omega_n \quad \text{für } |\rho| > \xi \tag{4.23}$$

Das bedeutet, die meßbare Frequenz  $\Omega$ , mit der das System schwingt, liegt jeweils in der Nähe der Eigenfrequenz des Teilsystems mit der geringeren Dämpfung.

Da die gemessene Frequenz  $\Omega$  wie die Wirbelablösefrequenz proportional zur Fluidgeschwindigkeit ist, muß im vorliegenden Fall die Bedingung (4.22) gelten.

Da außerdem  $\omega_0 = \omega_s / \omega_n < 1$  gilt, welches aus der Messung von  $\Omega \approx \omega_s$  und der Berechnung von  $\omega_n$  folgt, gilt außerdem stets

$$\Omega < \omega_s$$

Aus Gl. (4.20) wird zumindest grundsätzlich die beobachtete Abhängigkeit der gemessenen Oszillationsfrequenz von der Kühlmittelaufheizspanne verständlich. Ob dieser Einfluß über die Dämpfung  $\xi$  oder über die Struktureigenfrequenz ( $\omega_0 = \omega_s / \omega_n$ ) erzeugt wird, läßt sich natürlich nicht entscheiden. Im einfachsten Modell ist  $\omega_n = \sqrt{k/m_s}$  und thermische Spannungen haben dabei keinen Einfluß auf die Eigenfrequenz  $\omega_n$ . Auch das im Anhang 3 verwendete, detailliertere Biegebalkenmodell enthält keinen Einfluß von Verspannungen auf die Struktureigenfrequenz. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, müßte man auf das allgemeine Modell von Wambsganss /53/ zurückgreifen.



Durch Einsetzen der Beziehung

$$\mu \varrho^* = -\tilde{\varrho} \varrho' \omega_1^2$$

und des Ausdrucks von  $\varrho' \equiv \varrho'_1$  aus Gl. (4.8a) in Gl. (4.17a) ergibt sich

$$\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_1^2)^2 + 4\zeta^2 \omega_1^2} \sqrt{(1 - \omega_1^2)^2 + 4\zeta^2 \omega_1^2} = -a \tilde{\varrho} \omega_1^2 \omega_0^2 \quad (4.24)$$

Für  $\omega_0 \approx \omega_1 < 1$  und eine starke Strukturdämpfung d.h.  $(2\zeta \omega_1)^2 > 1$  folgt daraus die Bedingung

$$\boxed{4\zeta\zeta = -\tilde{\varrho} a \omega_0^2} \quad (4.25)$$

Das bedeutet, daß die Kopplungskonstanten  $a$  und  $\tilde{\varrho}$  des gekoppelten Systems von Struktur und Fluid der Dämpfung von Struktur und Fluid angepaßt sein müssen, damit eine Schwingung zustande kommen kann.

Anmerkung: Wenn sich die externe Anregung des Fluidoszillators dem Grenzwert null nähert, d.h. wenn  $\tilde{\varrho} \rightarrow 0$  bzw.

$\varrho^* \rightarrow 0$ , folgt aus Gl. (4.15b) und Gl. (4.16) unter Beachtung, daß  $\mu \neq 0$

$$f(a_1) \rightarrow 0$$

und damit  $a_1 \rightarrow 2$

Dieser Grenzwert für die Amplitude  $a_1$  ist die bekannte Lösung der Van der Pol'schen Differentialgleichung für ein autonomes System /38/.

Bisher wurde als Lösungssatz für die Fluidoszillatorschwingung nur eine Frequenz  $\omega_i = \omega_1$  betrachtet, wobei sich dann herausstellte, daß sie ungefähr gleich der normierten Wirbelablösefrequenz  $\omega_0 = \omega_s / \omega_n$  ist. Subharmonische Resonanzen können dagegen nur in Näherungen von höherer Ordnung erhalten werden. Dazu müssen z.B. für die zweite Näherung in Gl. (4.9) auch die Glieder mit  $\mu^2$  berücksichtigt werden und in Gl. (4.10) das zweite Glied

$$d = a_1 \sin \psi + \mu u_1(a, \theta, \omega \tau) \quad (4.26)$$

Dann erscheinen in den Funktionen  $u_1, u_2 \dots$  Faktoren der Form  $\sin(n\omega_i + m\omega_0)\tau$ , wobei  $m$  und  $n$  ganze (positive oder negative) Zahlen sind. Daraus folgt, daß man bei nichtlinearen Systemen kumulative - d.h. Resonanzerscheinungen - nicht nur bei der Frequenz  $\omega_i = \omega_0$  bekommt, sondern auch für

$$n\omega_i = (m-1)\omega_0$$

d.h. wenn

$$\omega_i \approx \frac{p}{q} \omega_0 \quad (4.27)$$

wobei  $p$  und  $q$  teilerfremde ganze Zahlen sind /38,47/. Eine entsprechende Rechnung, z.B. in der zweiten Näherung, wäre aber sehr langwierig, vor allem wegen der dann in Gl. (4.11) zusätzlich auftretenden Glieder mit  $\mu^2$  /38/. Andererseits können infolge der Unkenntnis der Systemparameter von Gl. (4.2a) diese Betrachtungen ohnehin nur qualitativen Charakter haben. Die explizite Berechnung einer höheren Ordnung kann daher nur die prinzipielle Feststellung bestätigen, daß in dem System unter bestimmten Bedingungen subharmonische Schwingungen auftreten können.

Um aber einen ungefähren Einblick zu vermitteln, wurde eine verbesserte erste Näherung folgendermaßen erhalten:

Als externe anregende Kraft für den Fluidoszillator wird die Grundwelle  $\omega_1 = \omega_0$  und die erste subharmonische Schwingung  $\omega_2 = \frac{1}{2} \omega_0$  betrachtet:

$$\tilde{b} \ddot{x} = \beta_1^* \sin(\psi_1 - \delta_1) + \beta_2^* \sin(\psi_2 - \delta_2) \quad (4.28)$$

mit

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \omega_0 \tau + \theta_1 ; \\ \psi_2 &= \frac{1}{2} \omega_0 \tau + \theta_2 \end{aligned}$$

Als Lösungsansatz dient entsprechend der Gl. (4.26)

$$d = a_1 \sin \psi_1 + a_2 \sin \psi_2 \quad (4.29)$$

Setzt man die Gleichungen (4.28) und (4.29) unter Berücksichtigung von Gl. (4.11) in die Differentialgl. (4.2a) ein, dann erhält man analog wie bei der ersten Näherung folgende der Gleichung (4.15) entsprechende Beziehungen:

$$a_1(\omega_0^2 - \omega_1^2) = \mu b_1^* \cos \delta_1 \quad (4.29)$$

$$a_2(\omega_0^2 - \omega_2^2) = \mu b_2^* \cos \delta_2 \quad (4.30)$$

$$2 \omega_1 a_1 \rho_1 + \mu \frac{a_2^2 a_1}{4} = -\mu b_1^* \sin \delta_1 \quad (4.31)$$

$$2 \omega_2 a_2 \rho_2 + \mu \frac{a_1^2 a_2}{4} = -\mu b_2^* \sin \delta_2 \quad (4.32)$$

$$\rho_1 = \mu \left[ \frac{a_1^2}{8} - \frac{1}{2} \right]; \quad \rho_2 = \mu \left[ \frac{a_2^2}{8} - \frac{1}{2} \right] \quad (4.33)$$

mit

$$\omega_2 \approx \frac{1}{2} \omega_0$$

$$\omega_1 = \omega_0 - \Delta \omega_0$$

erhält man aus den Gleichungen (4.29) und (4.30)

$$a_1 2 \omega_0 \Delta \omega_0 \approx \mu b_1^* \cos \delta_1 \quad (4.29a)$$

$$a_2 \frac{3}{4} \omega_0^2 \approx \mu b_2^* \cos \delta_2 \quad (4.29b)$$

Aus den Gleichungen (4.31) und (4.32) erhält man für  $4\xi^2 \omega_{1,2}^2 > 1$

$$\begin{aligned} 2 \omega_0 \left[ \frac{a_1^2}{8} - \frac{1}{2} \right] + \frac{a_2^2}{4} &= -\frac{b a}{2\xi} \omega_0^3 \\ \omega_0 \left[ \frac{a_2^2}{8} - \frac{1}{2} \right] + \frac{a_1^2}{4} &= -\frac{b a}{4\xi} \omega_0^3 \end{aligned} \quad (4.30)$$

Durch Subtraktion der beiden Gleichungen ergibt sich

$$\omega_0 = \frac{2m-1}{m-1}$$

wobei  $m = \frac{a_1^2}{a_2^2}$  gesetzt wurde. Daraus erkennt man, daß in diesem Fall die Amplitude  $a_2$  der subharmonischen Oszillation kleiner sein kann als die Amplitude  $a_1$  der Grundfrequenz.

(Damit  $\omega_0$  positiv wird, muß gelten  $m > 1$  oder  $m < 0,5$ .)

Für  $4\xi^2 \omega_{1,2}^2 \ll 1$  erhält man aus den Gleichungen (4.31) und (4.32)

$$\begin{aligned} 2 \omega_0 \left[ \frac{a_1^2}{8} - \frac{1}{2} \right] + \frac{a_2^2}{4} &= -2\xi a b \omega_0^5 \\ \omega_0 \left[ \frac{a_2^2}{8} - \frac{1}{2} \right] + \frac{a_1^2}{4} &= -\frac{1}{4}\xi a b \omega_0^5 \end{aligned} \quad (4.32)$$

Durch Subtraktion der beiden Gleichungen ergibt sich

$$\omega_0 (4-m) + 8m - 1 = \frac{12 \omega_0}{a_2^2}$$

bzw. für  $m \gg 1$  und  $\omega_0 \ll 8$

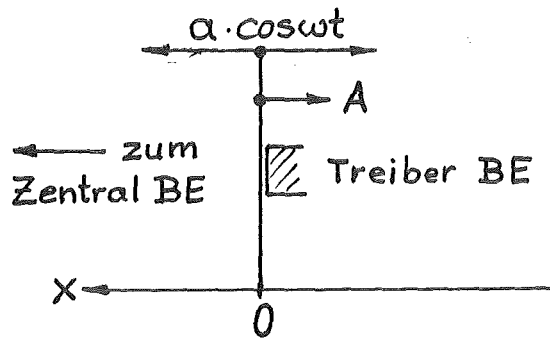
$$\omega_0 \approx \frac{4}{3} m \cdot a_2^2$$

Damit diese Beziehung unter den obigen Voraussetzungen gelten kann, muß  $a_2 \ll 1$  sein. Man sieht, daß auch in diesem Fall die Amplitude  $a_2$  der subharmonischen Schwingung wesentlich kleiner als die Amplitude  $a_1$  der Grundschwingung sein kann ( $m \gg 1$ ;  $a_2 \ll 1$ ).

Anhang 5

Einfluß der Bewegungsbegrenzung

Aufgrund der in Kap. 3 gegebenen plausiblen Modellvorstellung muß man annehmen, daß die Kranzelemente der Testzone aus ihrer Ruhelage nur eine in Richtung Kernmitte gerichtete Bewegung ausführen können, da sie infolge des Verbiegungseffektes mit einer gewissen Vorspannung an den Treiberelementen anliegen. Erst wenn die Summe aus harmonischer Anregung  $a \cos \omega t$  und der nach außen gerichteten Vorspannkraft  $A$  größer Null wird, ist eine Bewegung in Richtung Zentralelement möglich. Es ist also die Bewegungsgleichung eines Feder-Masse-Systems



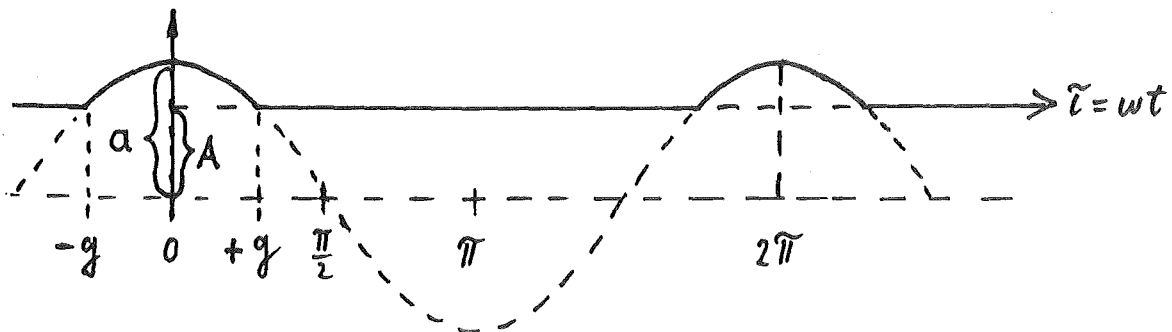
$$\ddot{x} + 2\zeta \dot{x} + \omega_n^2 x = a \cdot \cos \omega t - A \quad (5.1)$$

mit der Randbedingung

$$x \neq 0 \quad \text{für} \quad a \cdot \cos \omega t - A > 0$$

zu lösen.

Aufgrund der Dämpfung kann das lineare System im stationären Zustand nur mit den Frequenzen schwingen, die auch in der anregenden Kraft enthalten sind. Da hier nur die Existenz von Oberwellen gezeigt werden soll, genügt also eine Fourier-Reihenentwicklung der periodischen wirksamen Kraft.



Die (nicht normierten) Koeffizienten ergeben sich dann aus

$$b_k = \int_0^g d\tau (a \cdot \cos \tau - A) \cos k\tau \quad (5.2)$$

mit  $g = \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{A}{a}$

und  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

zu

$$b_k = \frac{g}{2} \left[ \frac{1}{k-1} \sin(k-1)g + \frac{1}{k+1} \sin(k+1)g \right] - \frac{A}{k} \sin kg$$
$$= \frac{1}{k(k^2-1)} \{ A \cdot \sin kg - k \sqrt{a^2 - A^2} \cos kg \} \quad (5.3)$$

Die Koeffizienten  $b_k$  sind im allgemeinen für alle  $k$  von Null verschieden. Für ein vorgegebenes Verhältnis  $A/a$  kann höchstens eine Frequenzkomponente  $k_0$  fehlen, für die die Summe in (5.3) verschwindet. In diesem Fall ist dann

$$\operatorname{tg}(k_0 \cdot g) = k_0 \sqrt{\frac{a^2}{A^2} - 1} \quad (5.4)$$

Da hierin der Faktor  $k_0$  einmal direkt und einmal im Argument der transzendenten Funktion Tangens auftritt, kann die Gl. (5.4) nur für ein  $k_0$  aus dem Wertevorrat der positiven natürlichen Zahlen gelten.

Liste der Abbildungen

- 1 Reaktivitätssoszillationen im Spektrum und im Signal
- 2 Querschnitt des Reaktorkerns
- 3 Zuordnung der Reaktivitätssoszillationen mittels der Austrittstemperatursignale
- 4 Schwingungsfrequenzen in Abhängigkeit von der Leistung
- 5 Vergleich des Reaktivitätsspektrums bei Nulleistung und bei Leistung
- 6 Reaktivitätsspektren im Anfahrbereich
- 7 Schema der Kernverspannung
- 8 Reaktivitätsspektren bei Nulleistung und verschiedenen Kühlmitteldurchsätzen
- 9 Oberwellenkorrelation, Signalform
- 10 Korrelationsfunktion der Reaktivität
- 11 Amplituden der Reaktivitätssoszillationen als Funktion der Leistung
- 12 Reaktivitätsspektrum bei 40 % NL im Abstand von 2 Jahren
- 13+14 Einfluß eines BE-Wechsels
- 15+16 Reaktivitätsspektren und Kohärenzfunktion bei 90 % NL zu verschiedenen Zeiten
- 17 Reaktivitätsspektren bei 98 % NL zu verschiedenen Zeiten
- 18+19 Reaktivitätsspektren vor und nach einer Schnellabschaltung
- 20 Schema des Fluid-Struktur-Oszillator-Modells

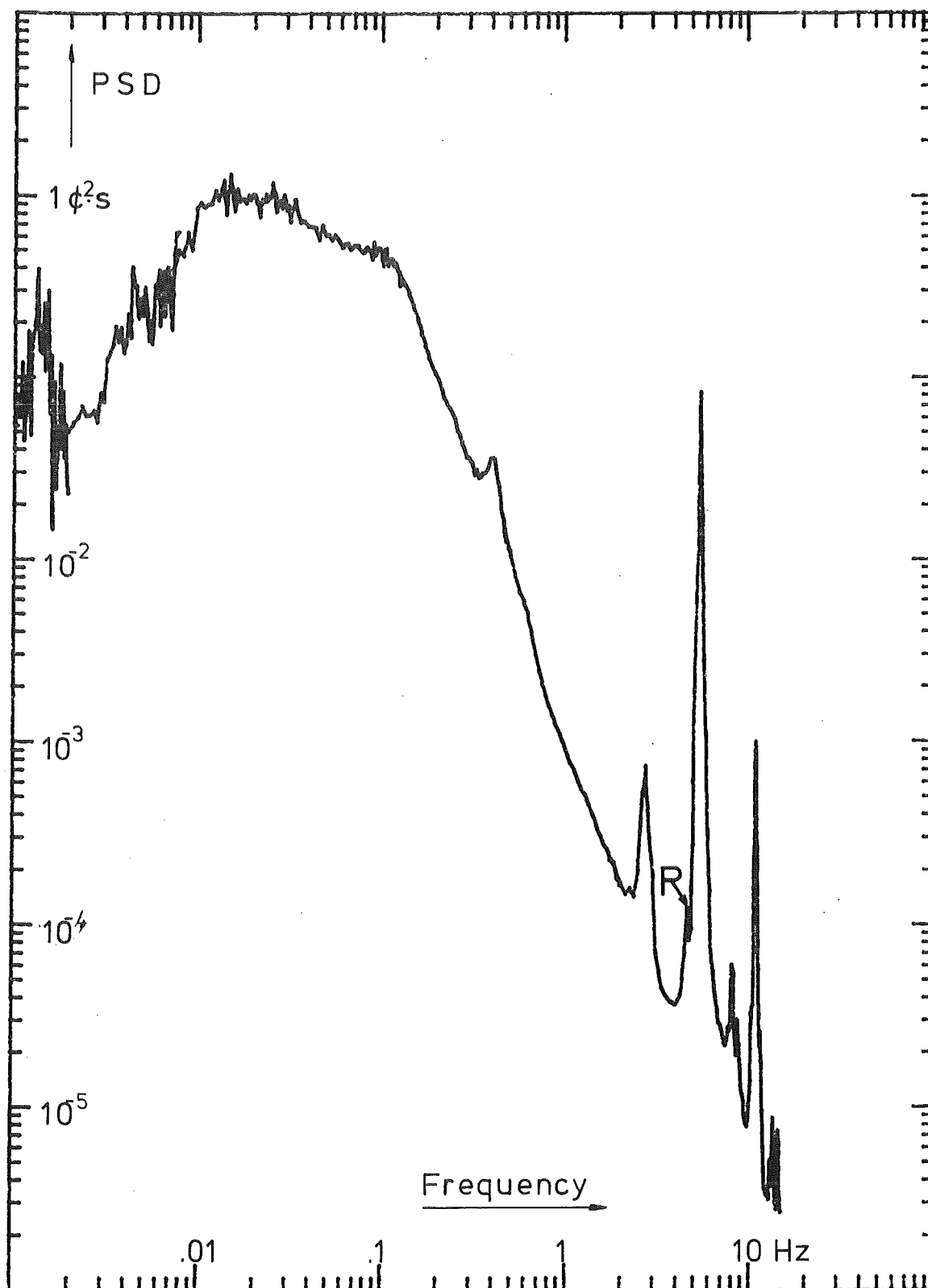


Abb. 1a Reaktivitätsspektrum der KNK II bei 95 % Nennleistung  
Spektrale Leistungsdichte (PSD) des Reaktivitätsrauschens



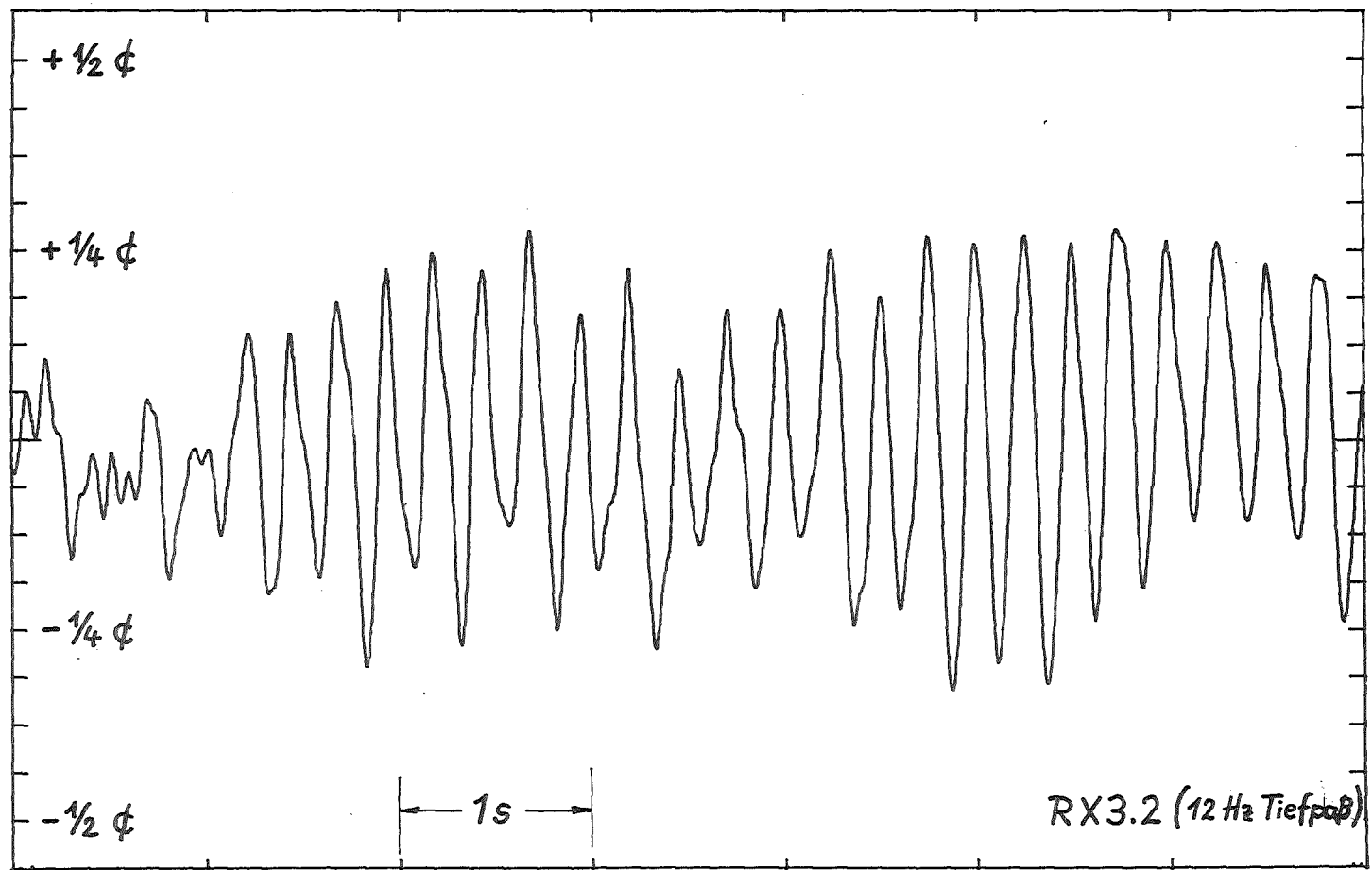


Abb. 1b Reaktimetersignal der KNK II bei 70 % Nennleistung (12. Nov. 1981 ~14 Uhr)

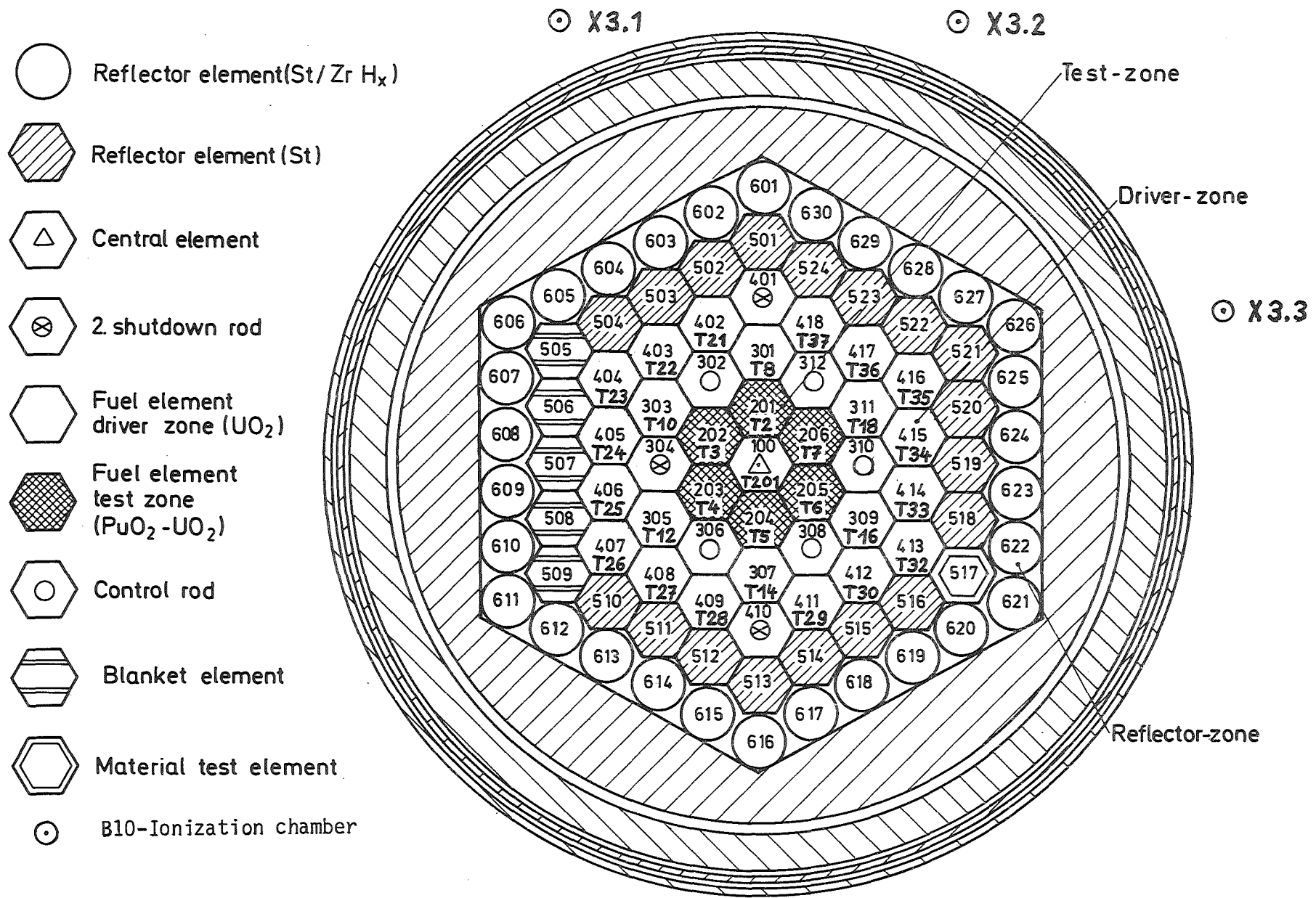


Abb. 2 Querschnitt des KNK II-Reaktorkerns

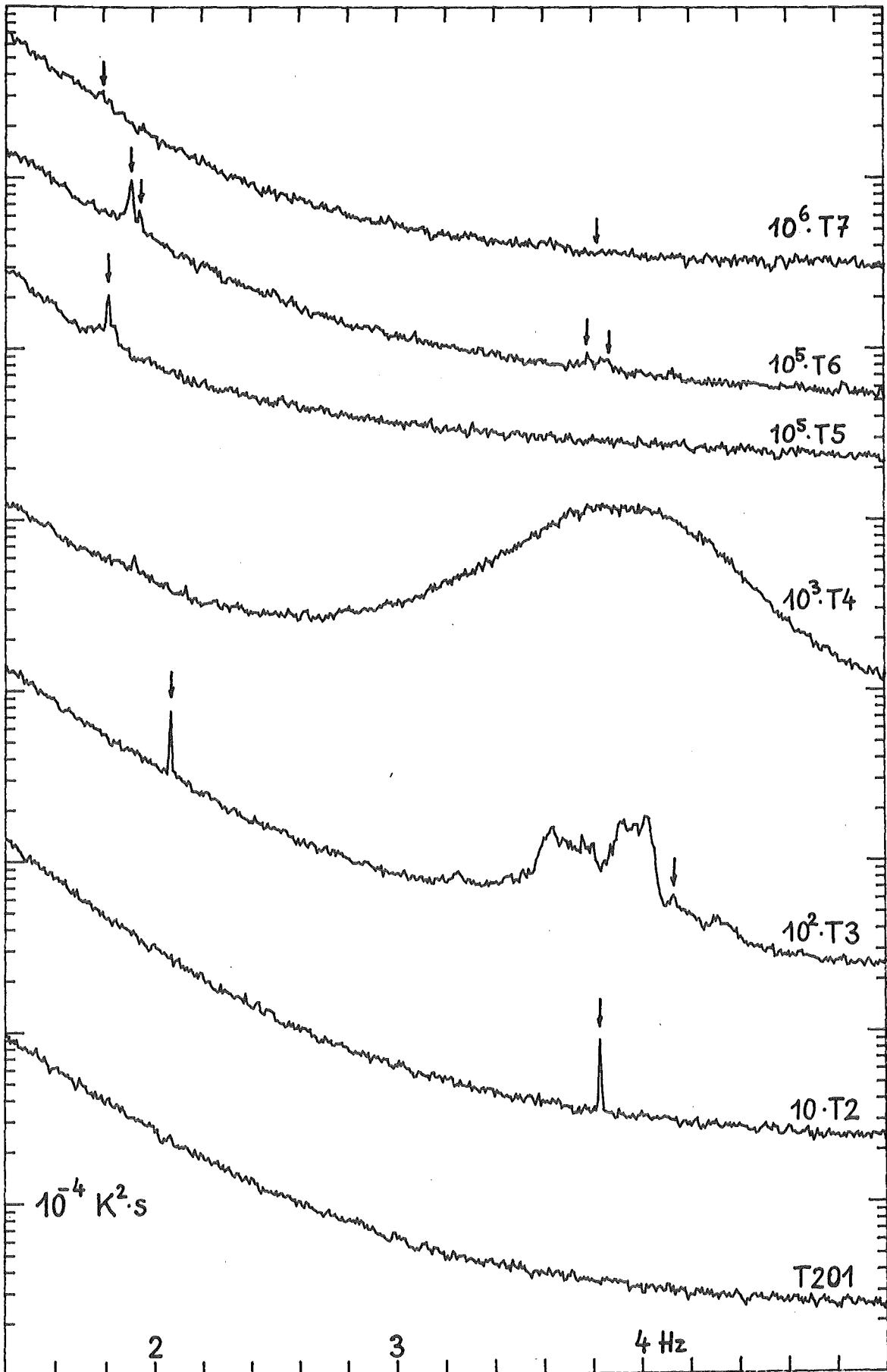


Abb. 3a Temperaturspektren der Brennelemente der Testzone bei 70 % NL

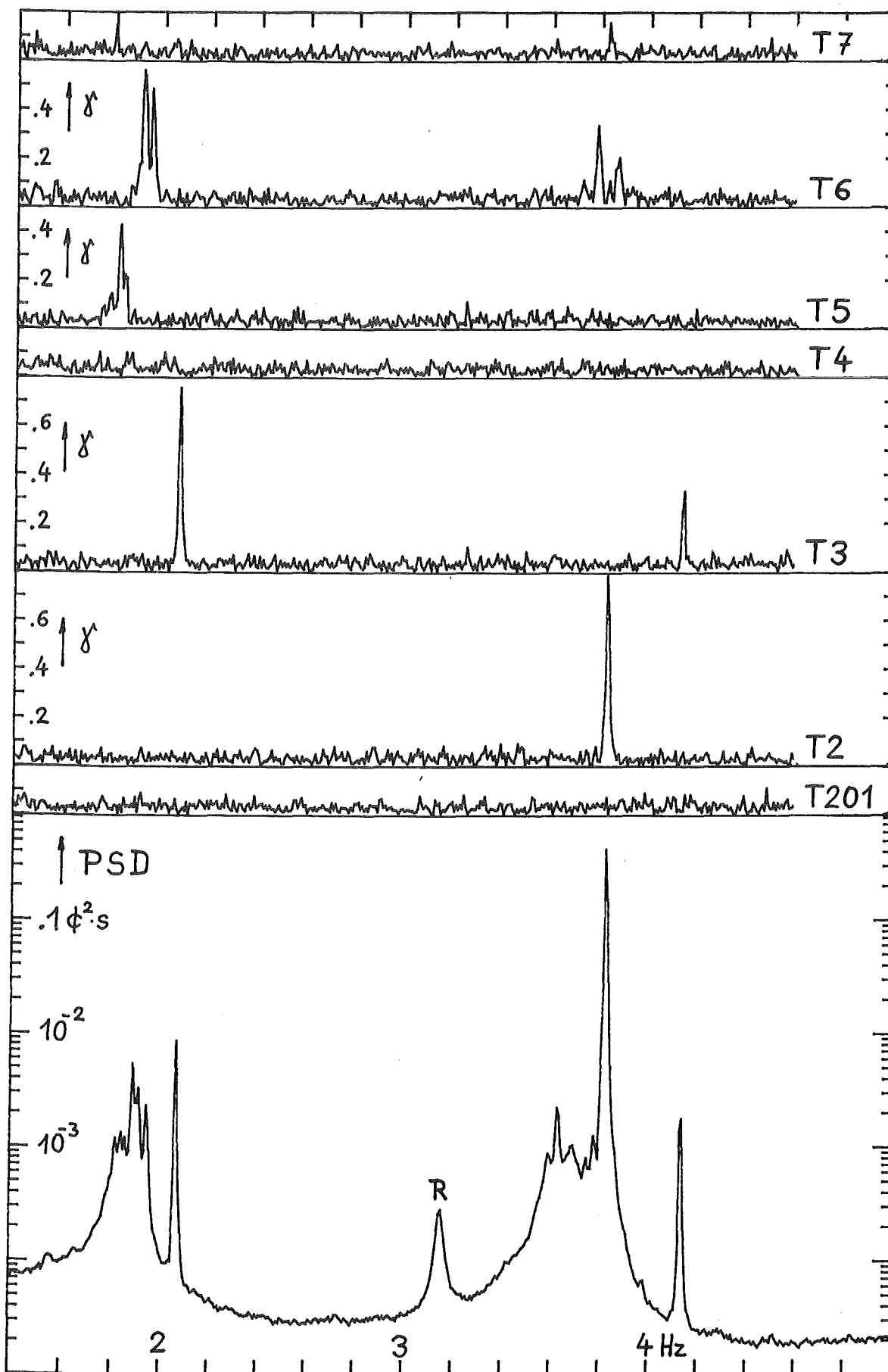


Abb. 3b Reaktivitätsspektrum (PSD) und Kohärenzfunktionen ( $\gamma$ ) zwischen der Reaktivität und den Austrittstemperaturen der Testzonen Brennelemente bei 70 % Nennleistung (13. April 1982)

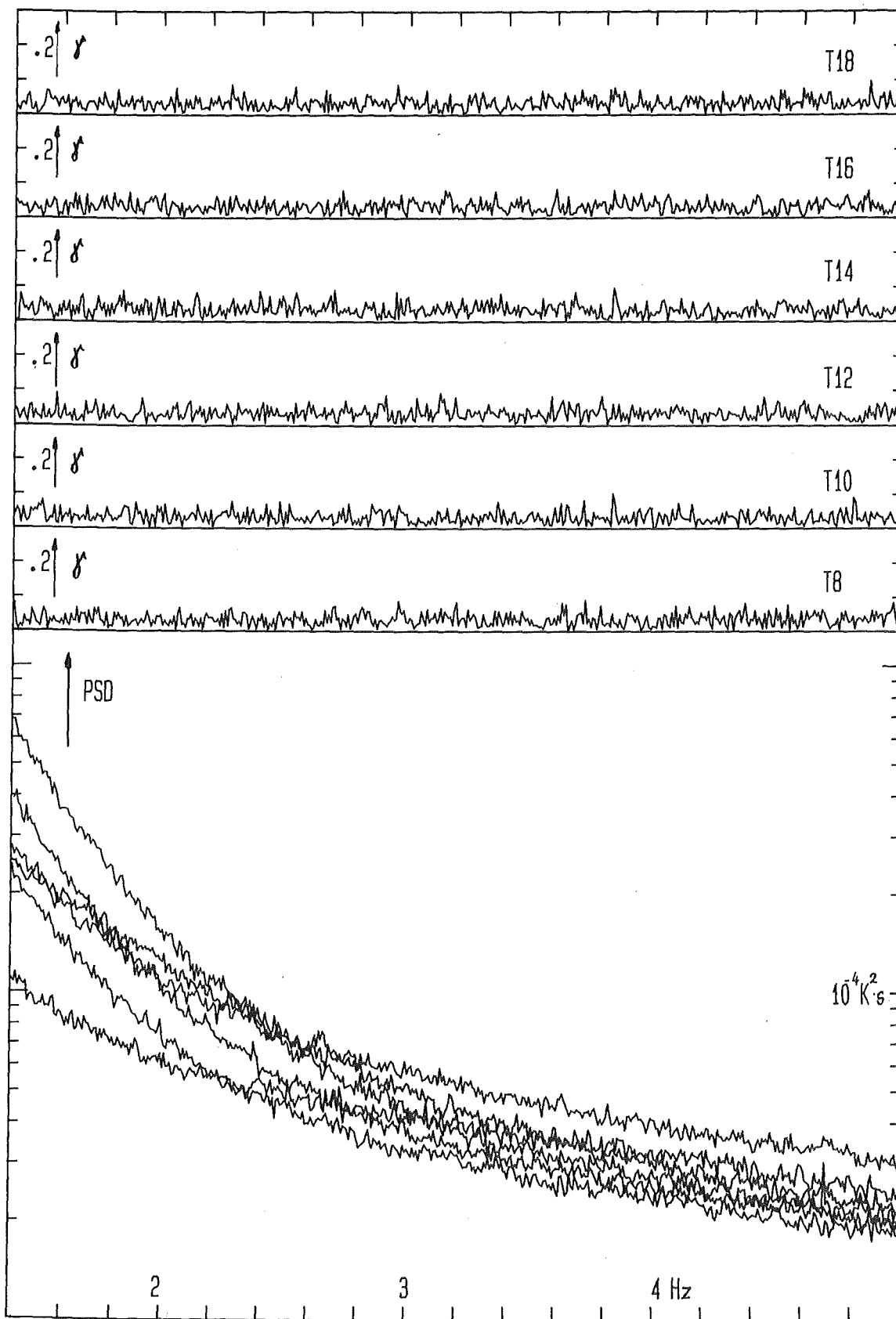


Abb. 3c Temperaturspektren (PSD) und Kohärenzfunktionen ( $\gamma$ ) zwischen der Reaktivität (Abb. 3b) und den Austrittstemperaturen der inneren Treiberbrennelemente bei 70 % Nennleistung

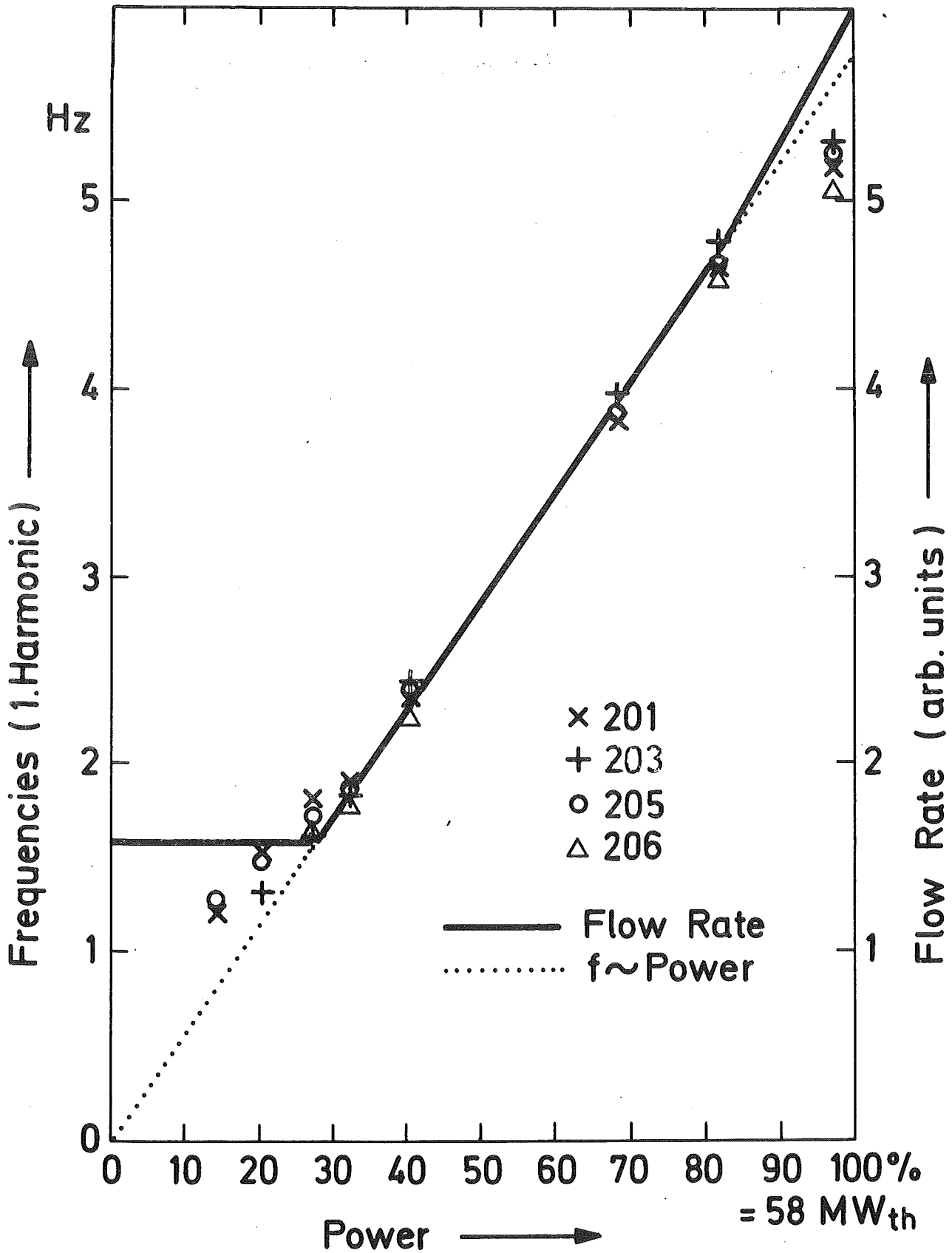


Abb. 4 Schwingungsfrequenzen einiger Brennelemente in Abhängigkeit von der Leistung

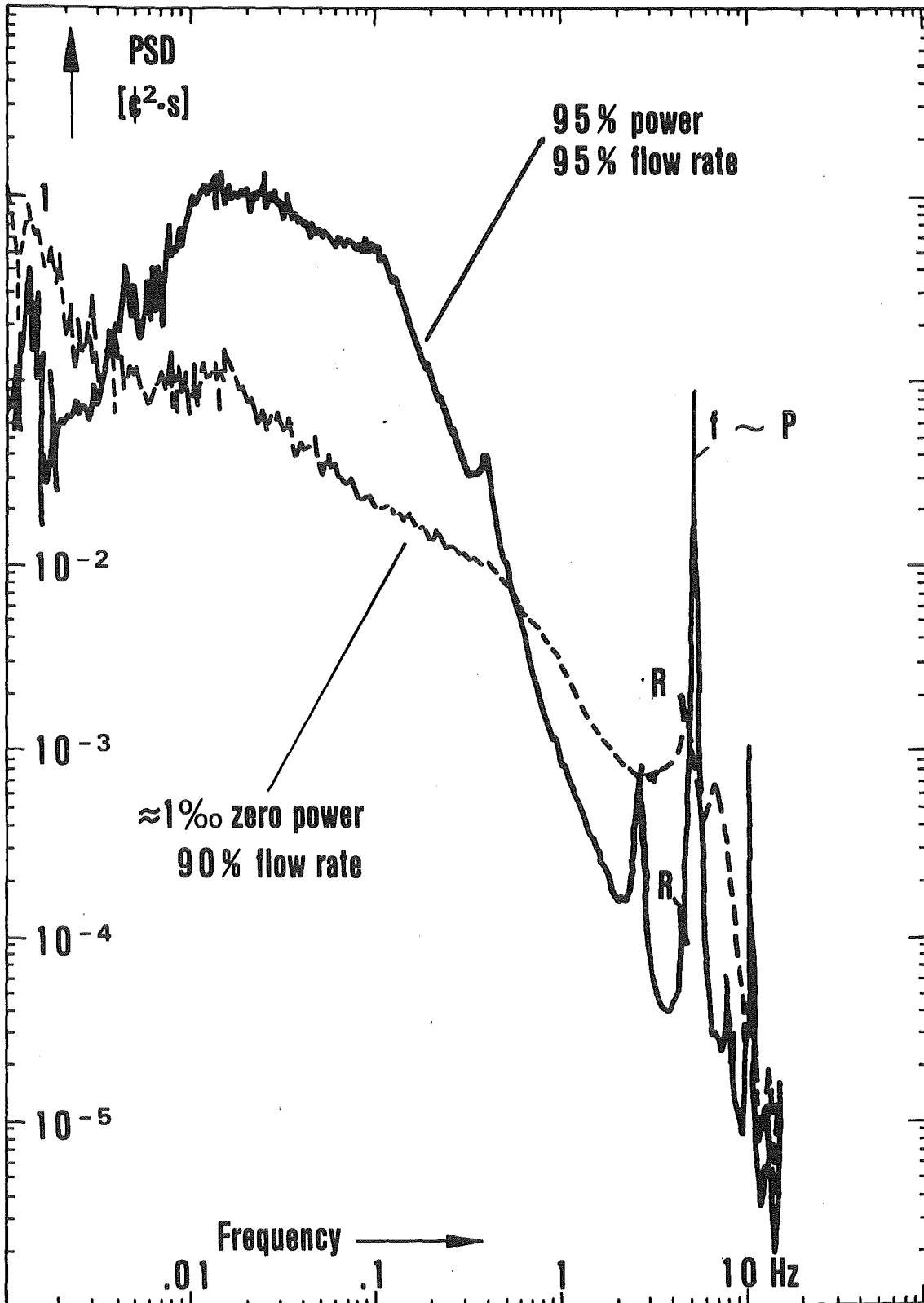


Abb. 5 Reaktivitätsspektren bei verschiedenen Leistungen aber ähnlichen Kühlmitteldurchsätzen

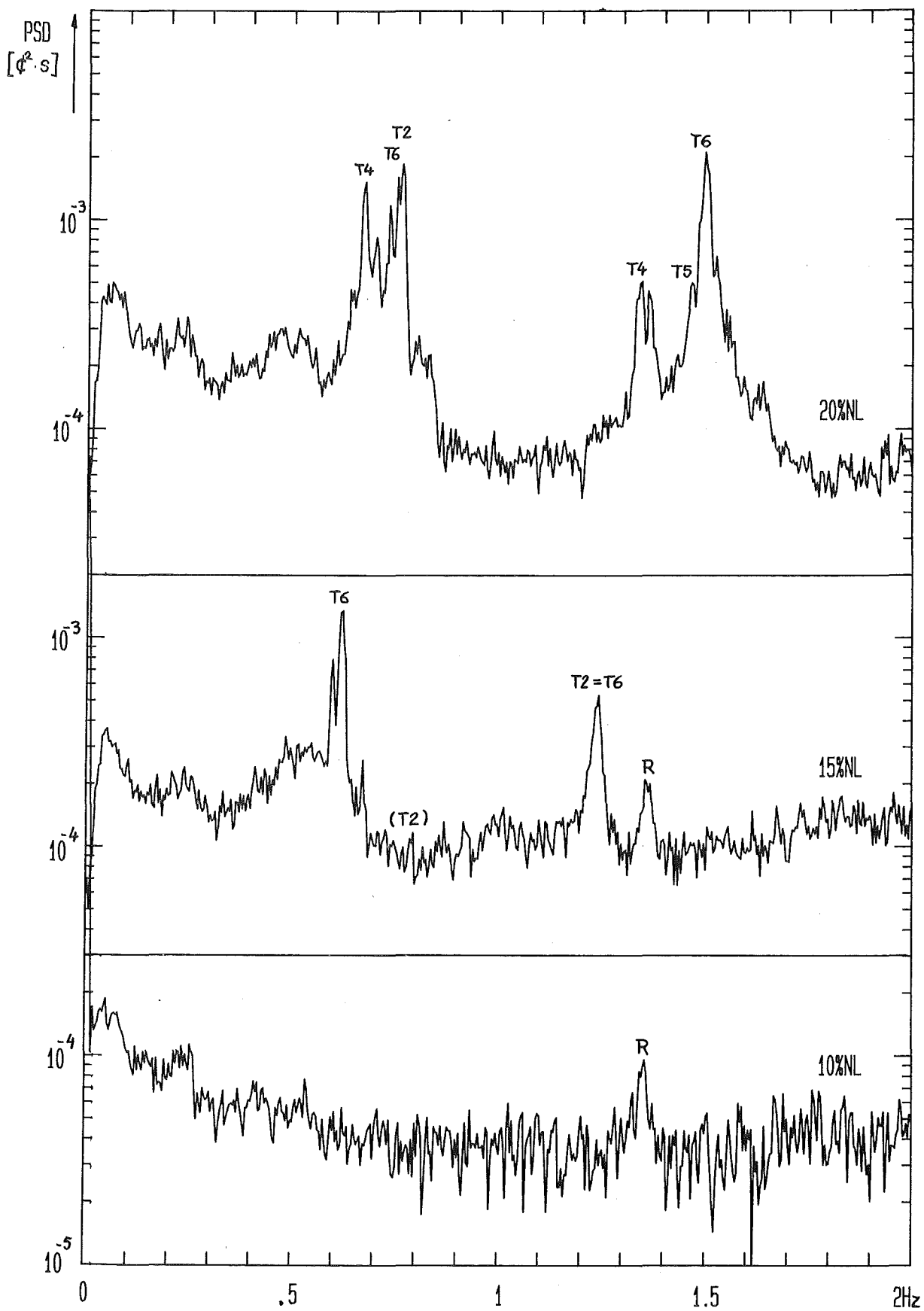
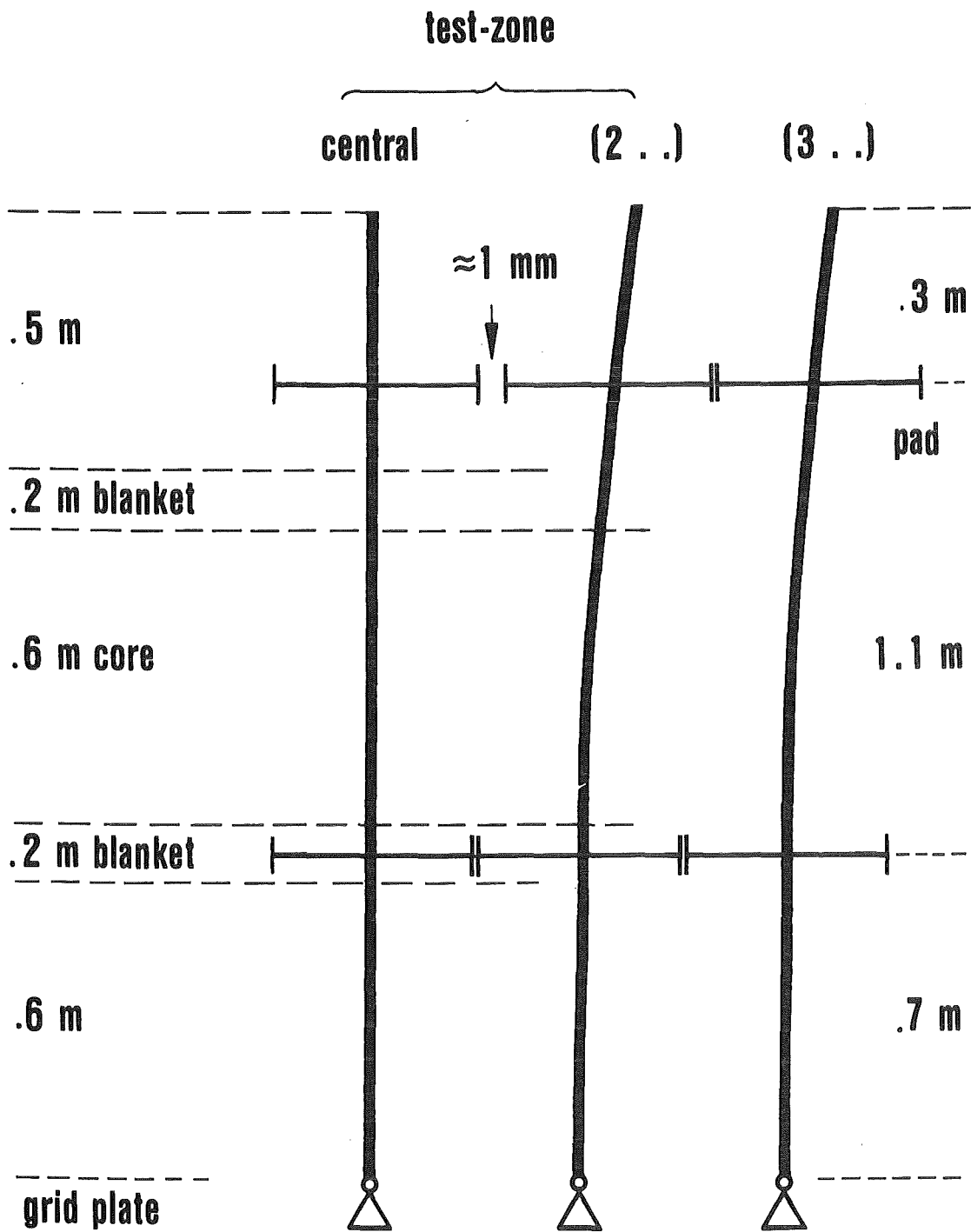


Abb. 6 Reaktivitätsspektren im Anfahrbereich. Der Kühlmitteldurchsatz ist konstant entsprechend 30 % Nennleistung





KfK

Abb. 7 Schematische Darstellung der Kernverspannung

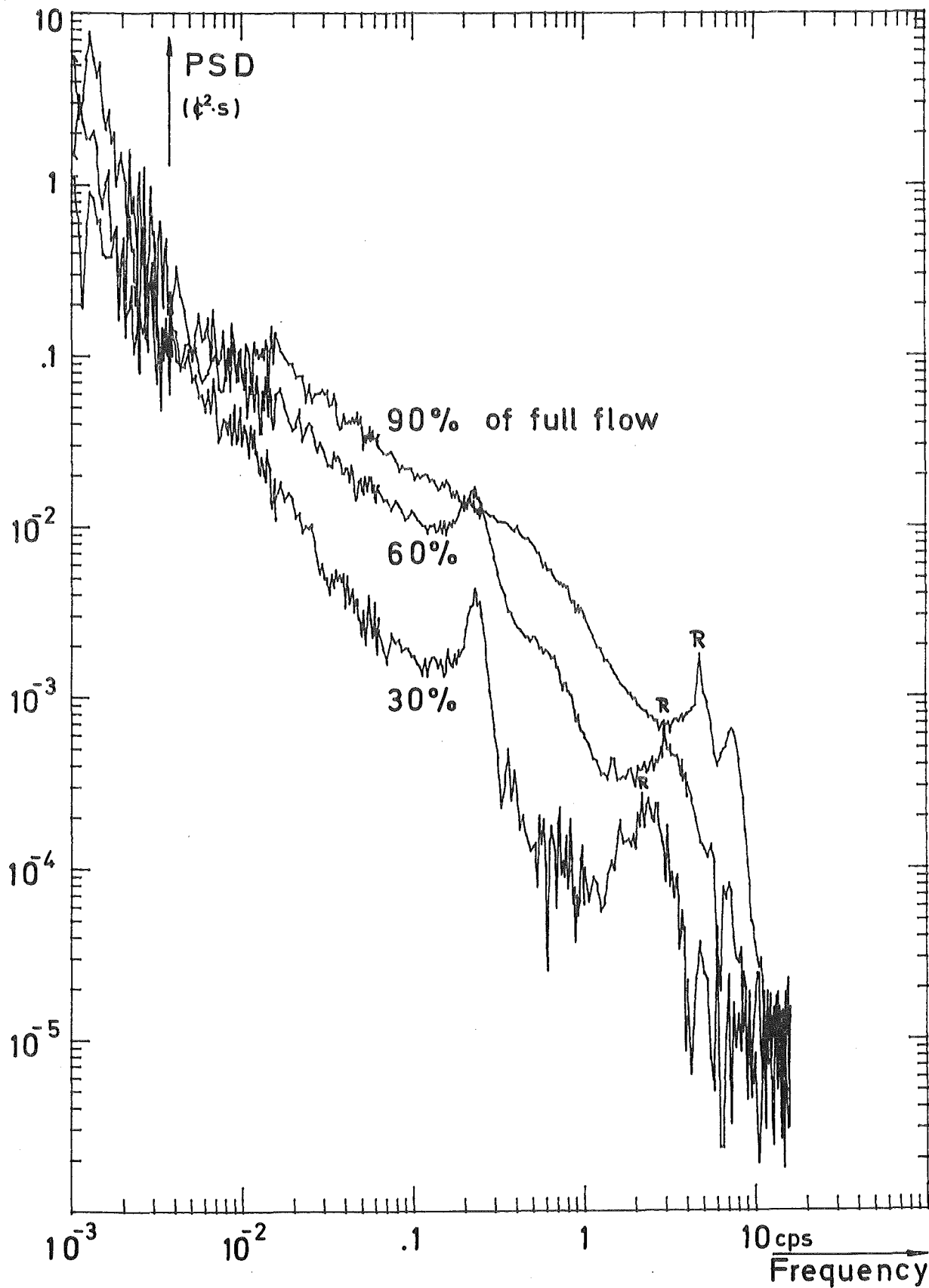


Abb. 8a Reaktivitätsspektren bei Nulleistung ( $\sim 1.0/100$  NL) und verschiedenen Kühlmitteldurchsätzen

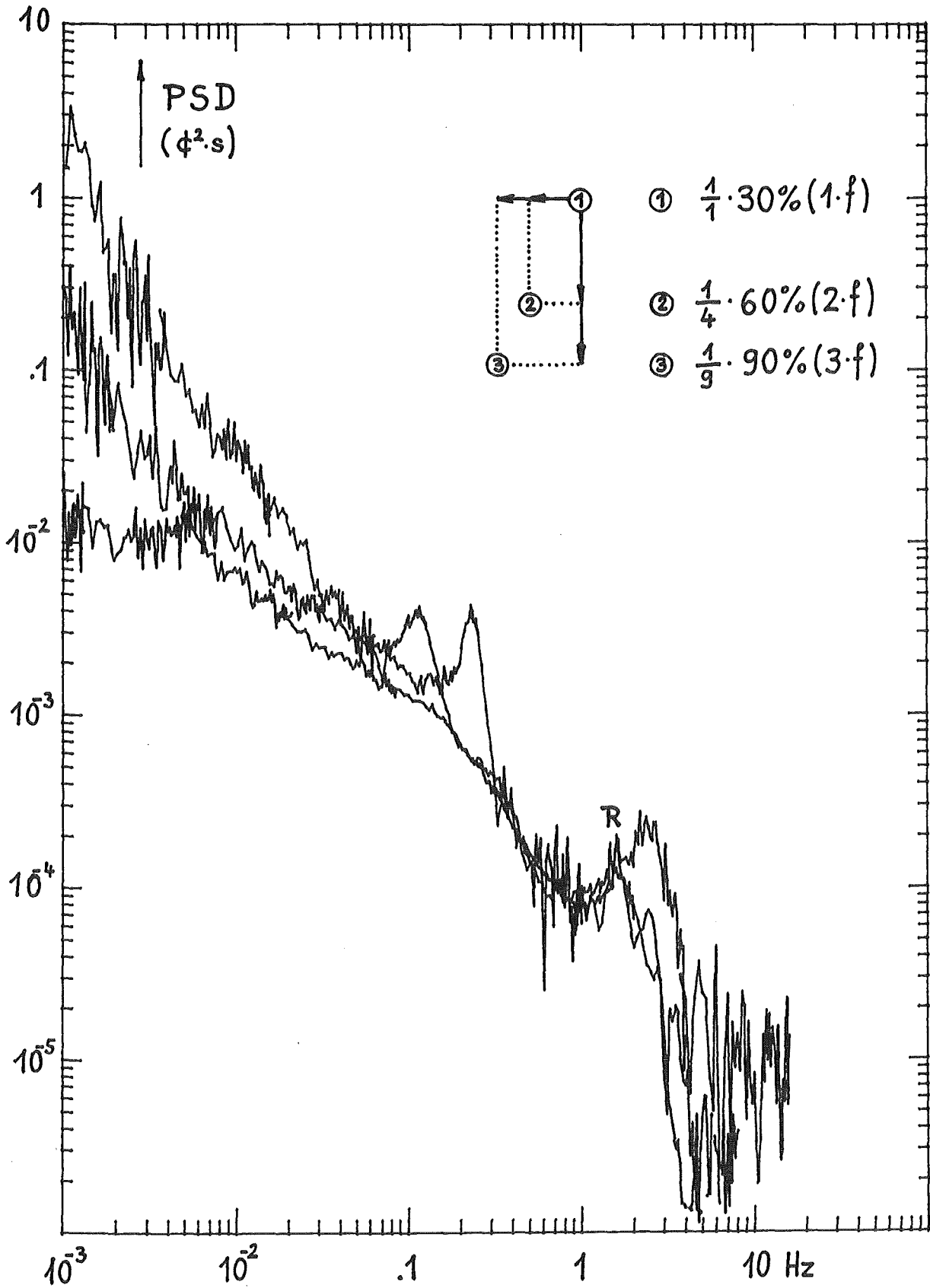


Abb. 8b Reaktivitätsspektren von Abb. 8a, jedoch verschoben:  
auf der Frequenzachse entsprechend den Verhältnissen und auf  
der Amplitudenachse entsprechend den Quadraten der Verhält-  
nisse der Kühlmitteldurchsätze

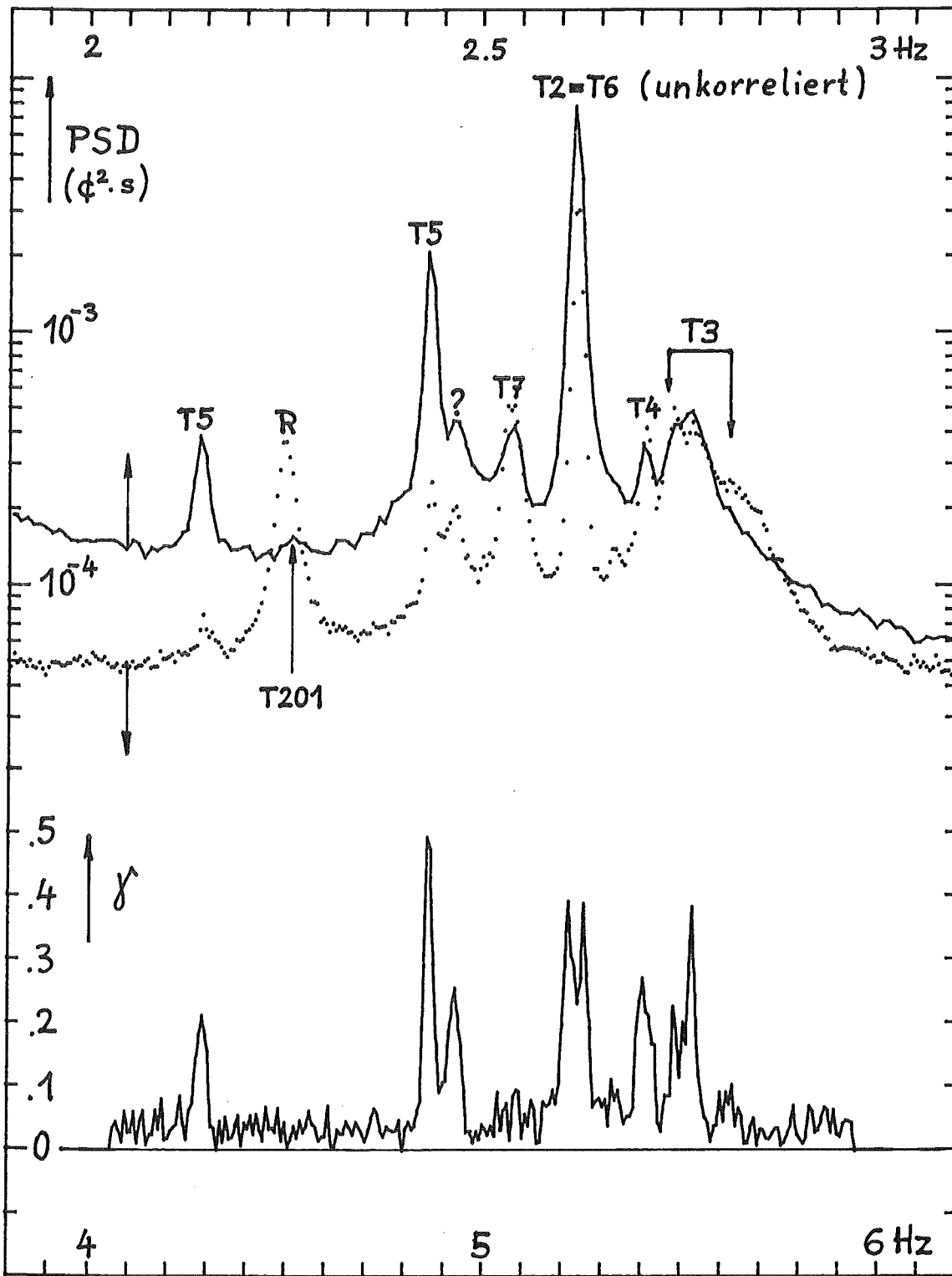


Abb. 9a Korrelation zwischen Grund- und 1. Oberwelle im Reaktivitätssignal bei Vollast. Die Kohärenzfunktion  $\gamma$  zeigt den Korrelationsgrad zwischen einer Signalkomponente bei einer Grundfrequenz (durchgezogene Linie) und ihrer Oberwelle bei der doppelten Frequenz (gepunktete Linie)

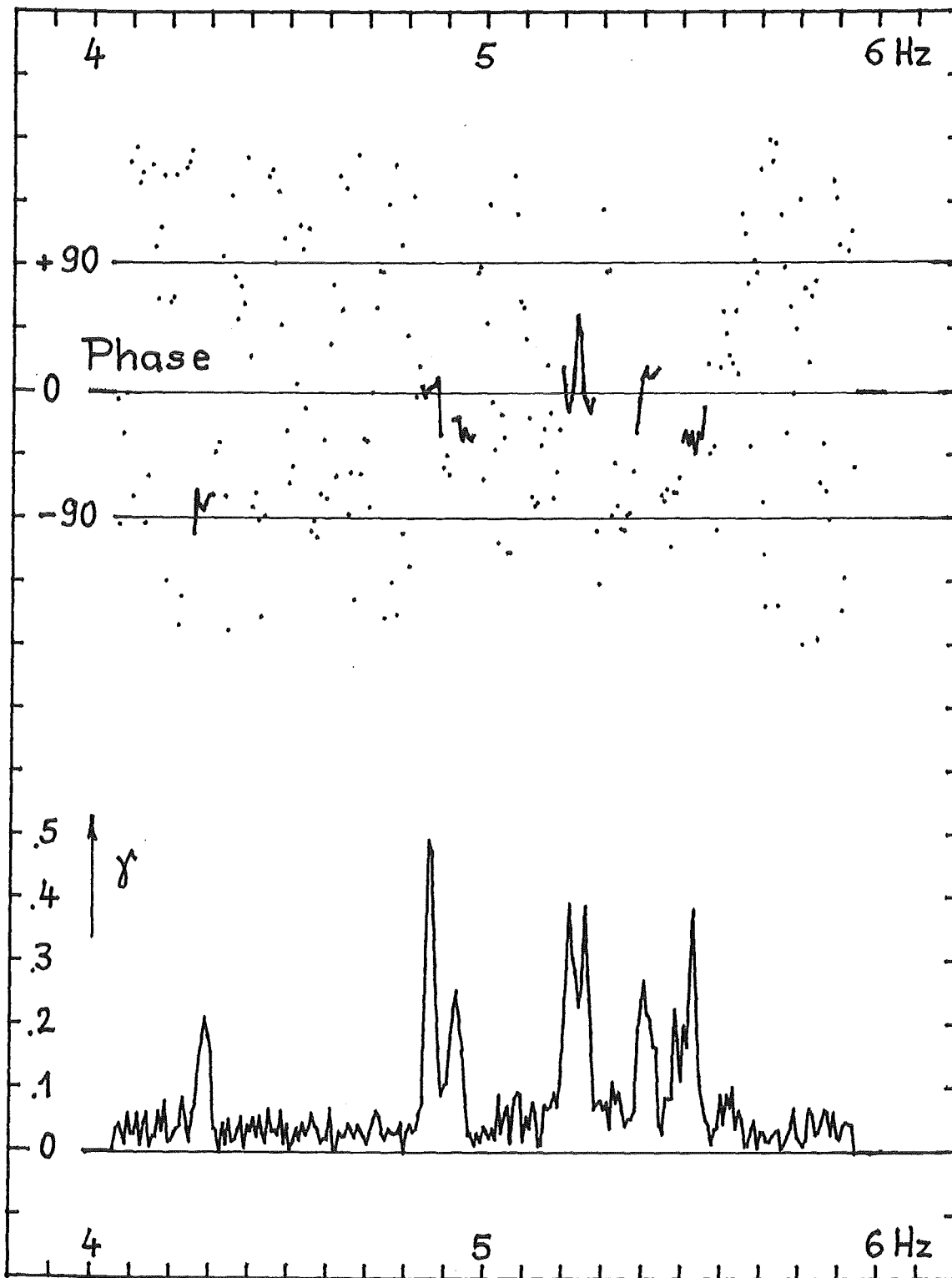


Abb. 9b Gemessene Phasenbeziehung zwischen Grund- und 1. Oberwelle im Reaktivitätssignal (Abb. 9a). Die Phase ist nur bei den Frequenzen sinnvoll, wo eine deutliche Korrelation gemessen ist.

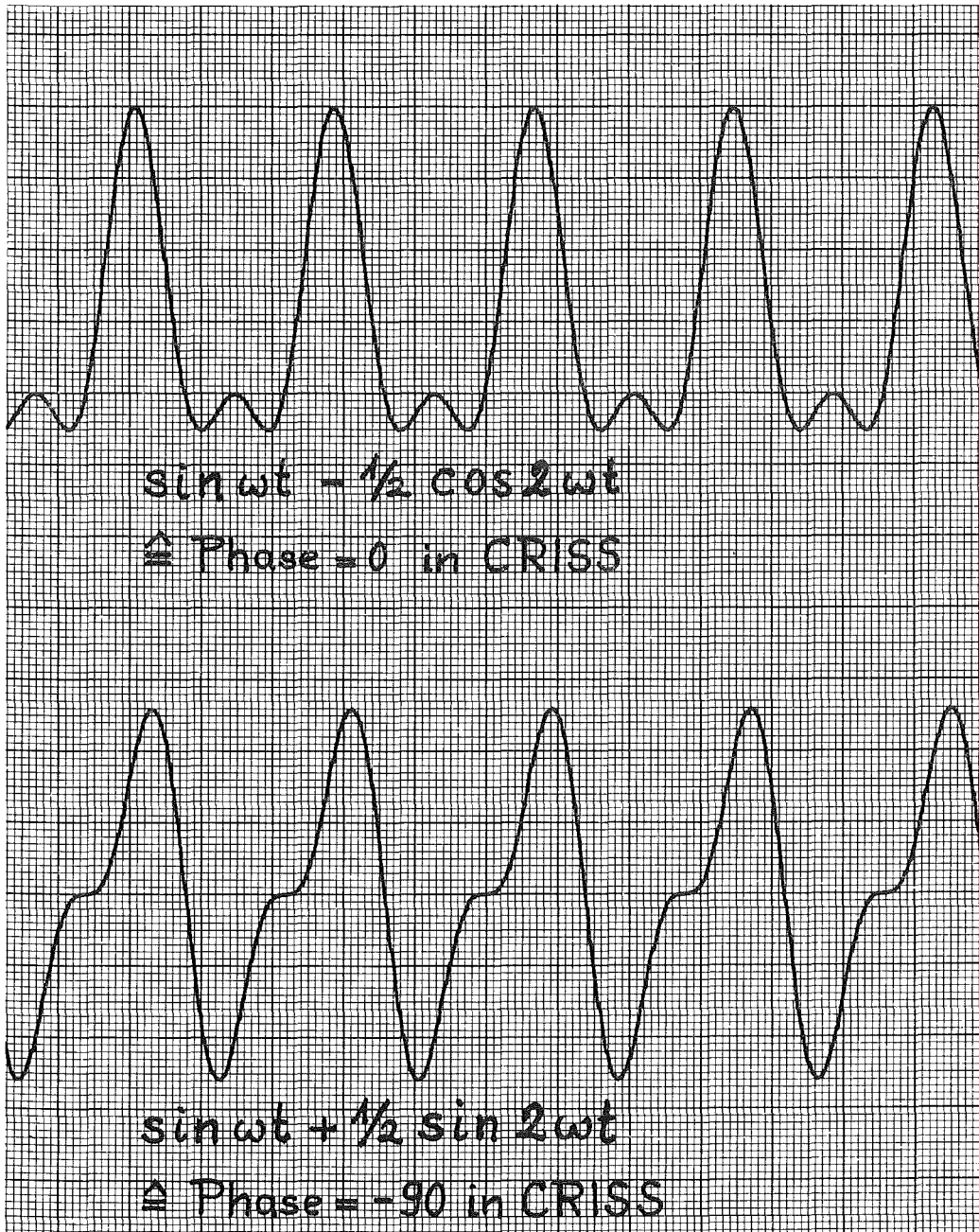


Abb. 9c Synthetisierte Reaktivitätssignale für zwei Phasenwerte  
entsprechend Abb. 9a+b

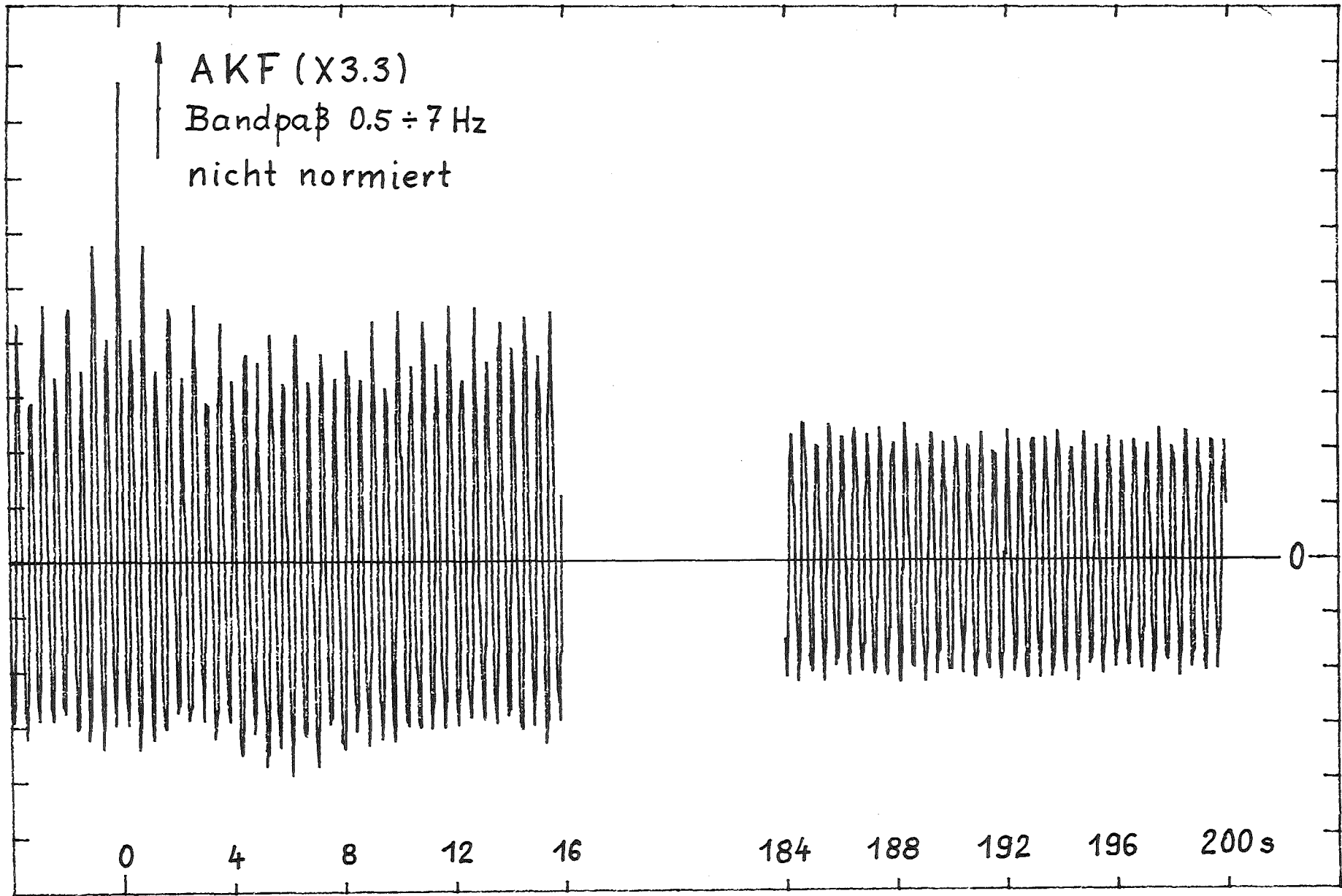


Abb. 10 Autokorrelationsfunktion des Neutronenflusses bei 40 % Nennleistung am 22 April 1982, 13 bis 14 Uhr

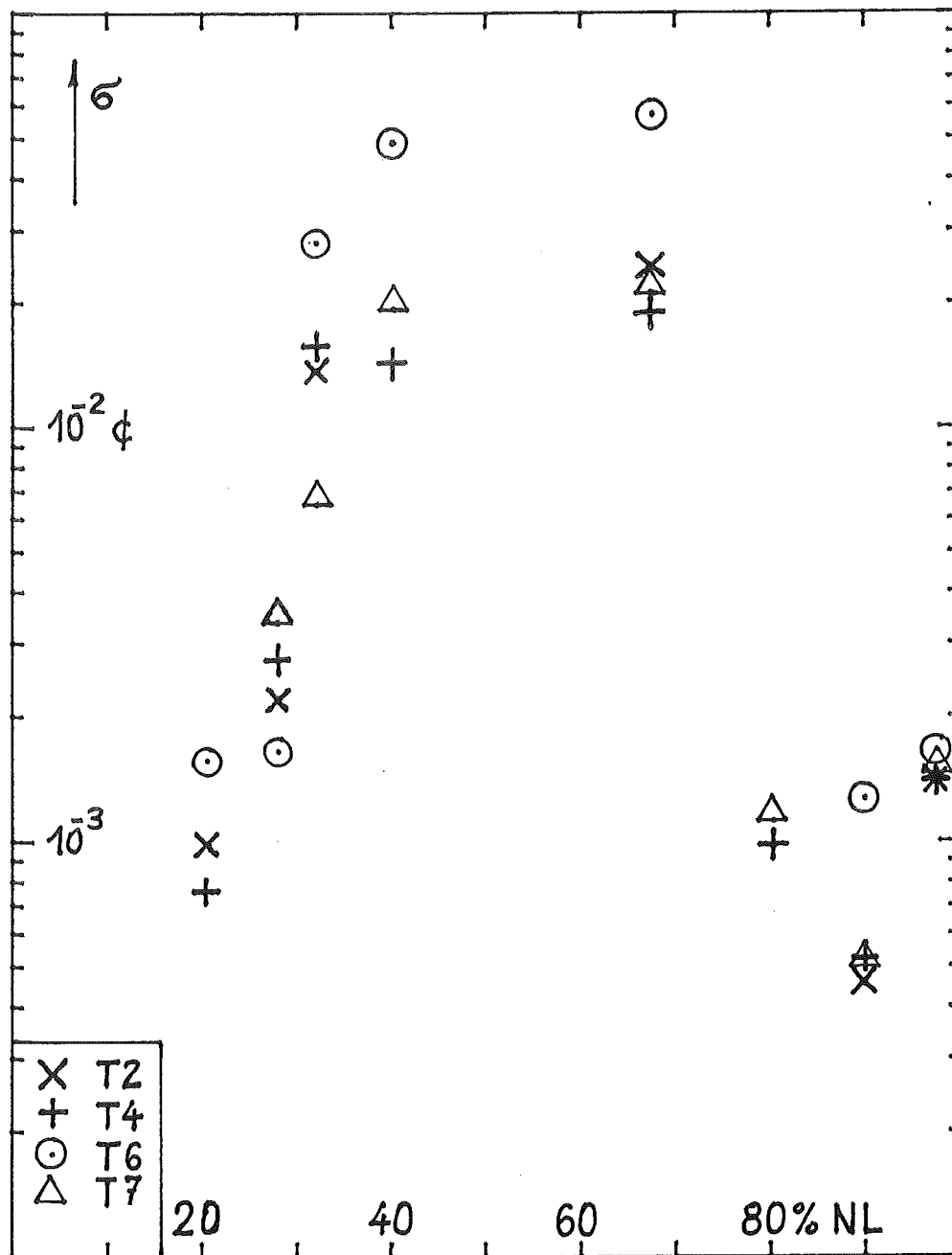


Abb. 11a Effektivwert der 1. Oberwelle der Reaktivitätsoszillationen einiger Brennelemente als Funktion der Leistung



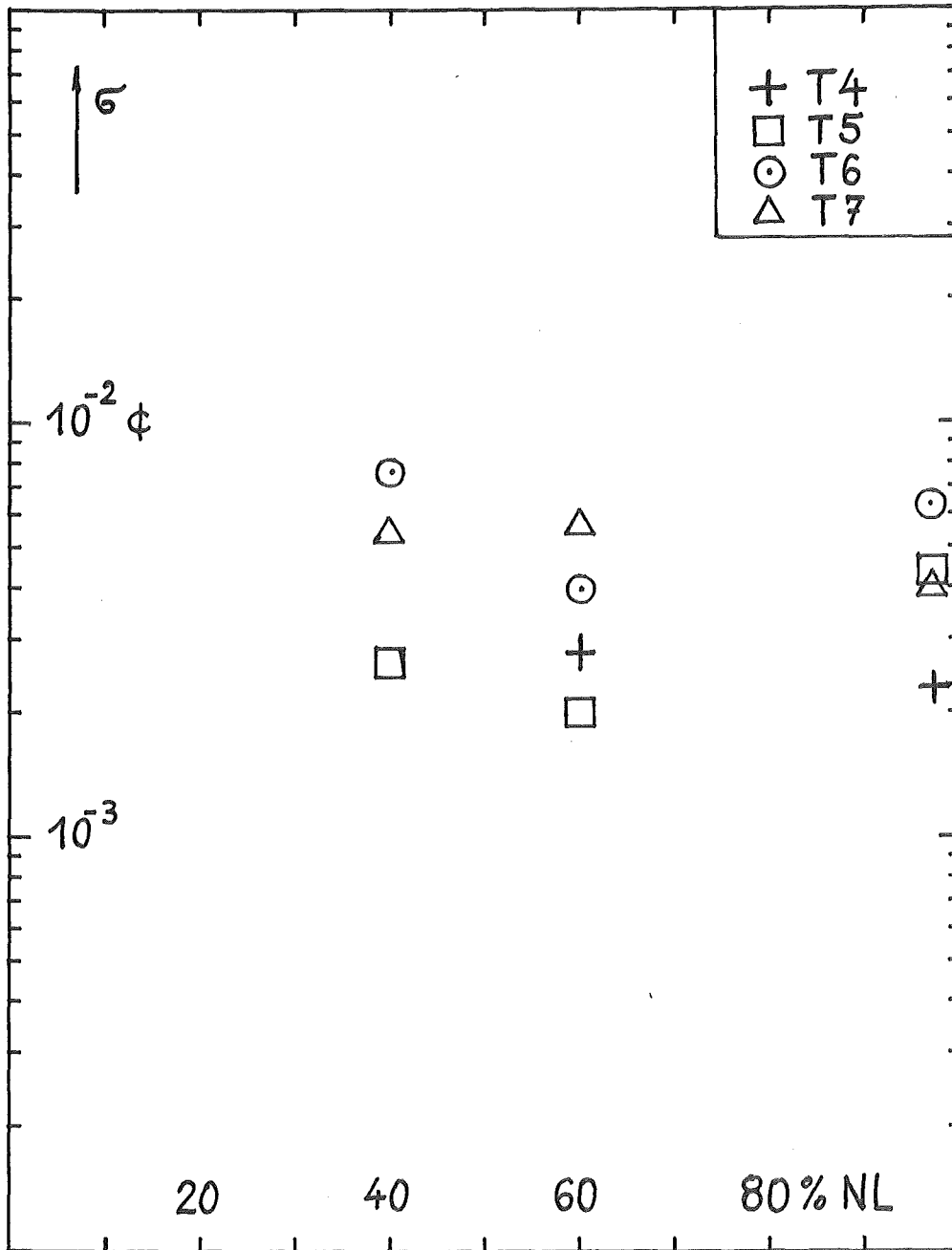


Abb. 11b Effektivwert der Grundwellen der Reaktivitätsszillation einiger Brennelemente als Funktion der Leistung

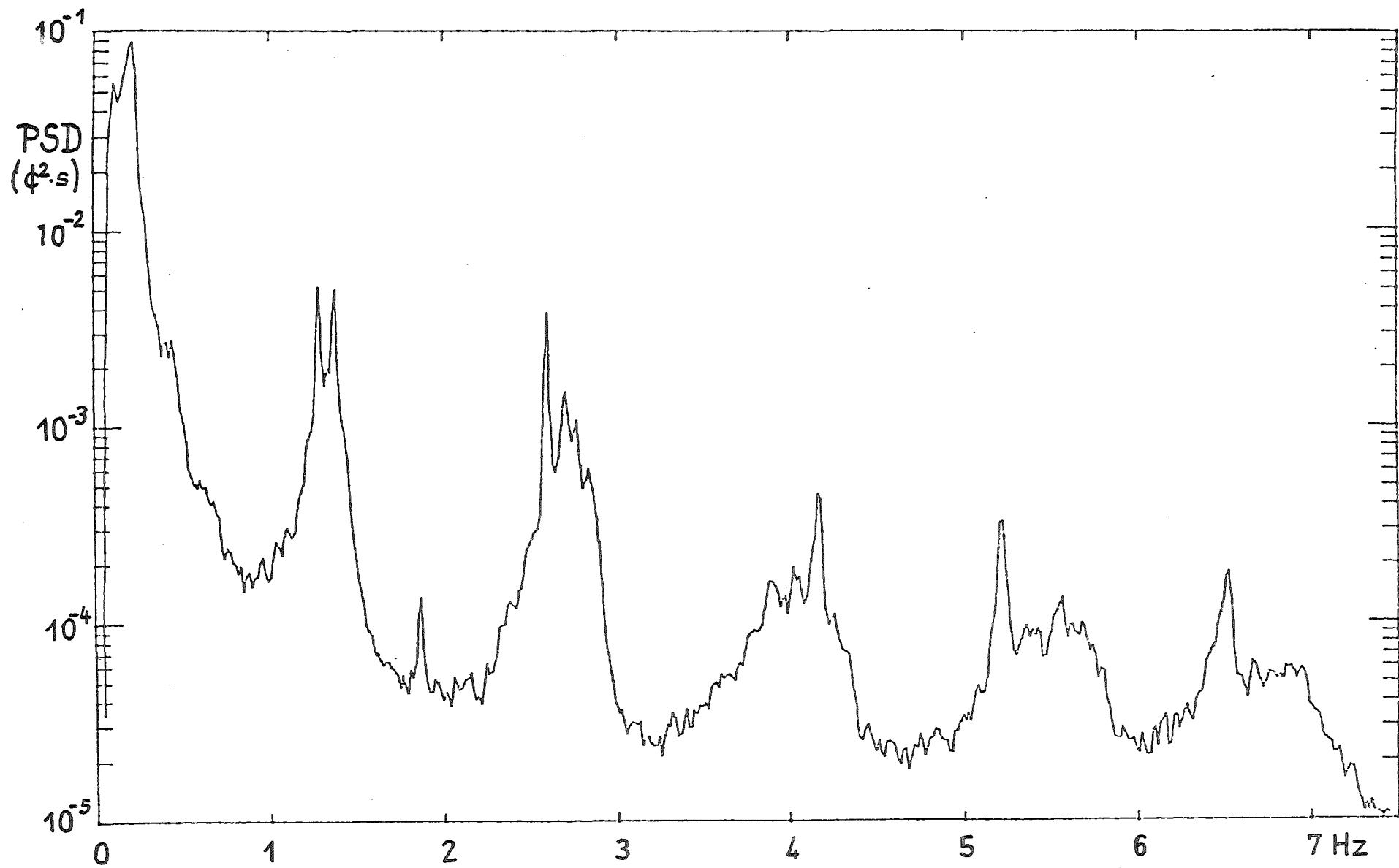


Abb. 12a Reaktivitätsspektrum bei 40 % Nennleistung im Februar 1979

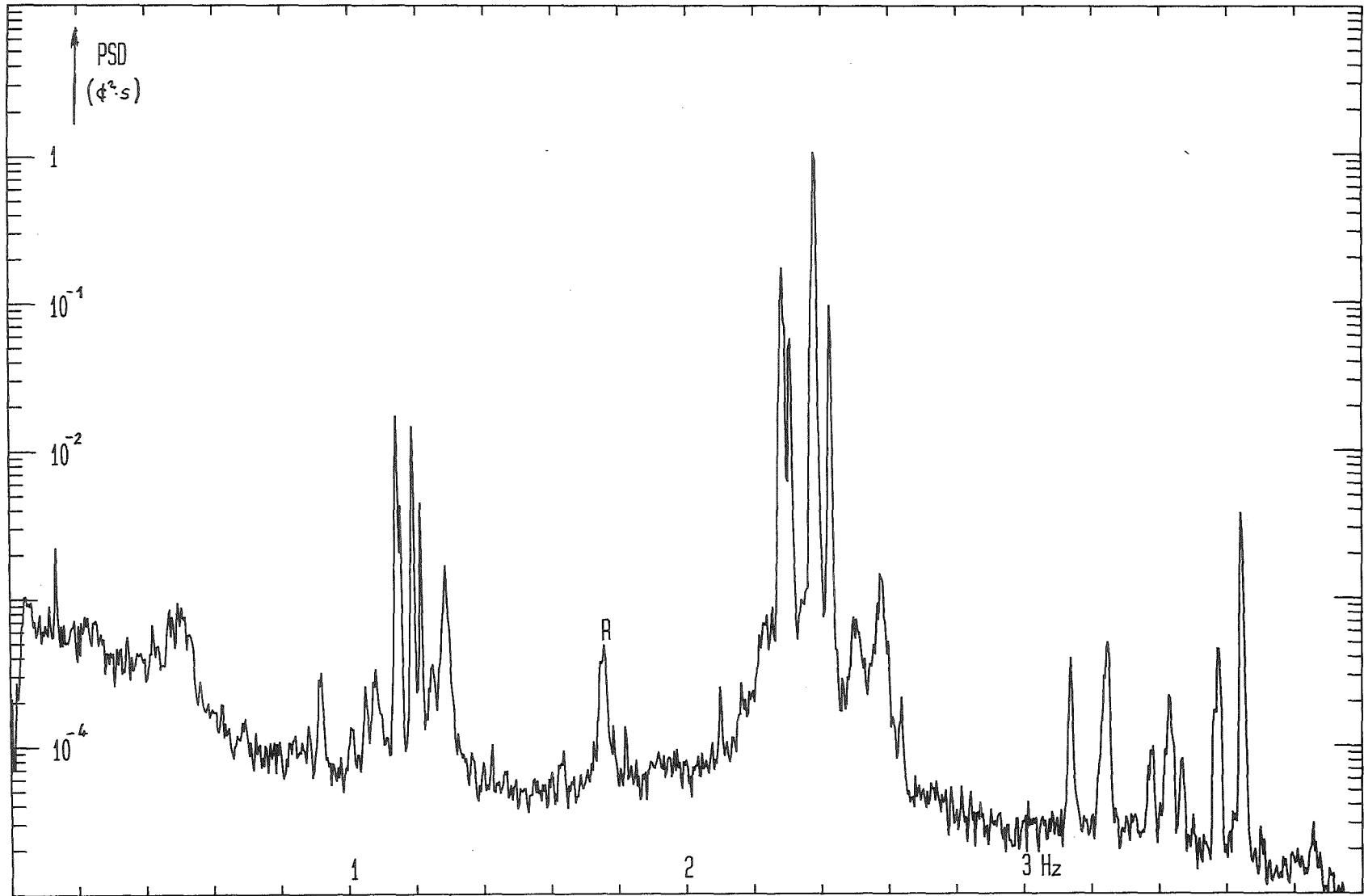


Abb. 12b Reaktivitätsspektrum bei 40 % Nennbelastung im Juni 1981

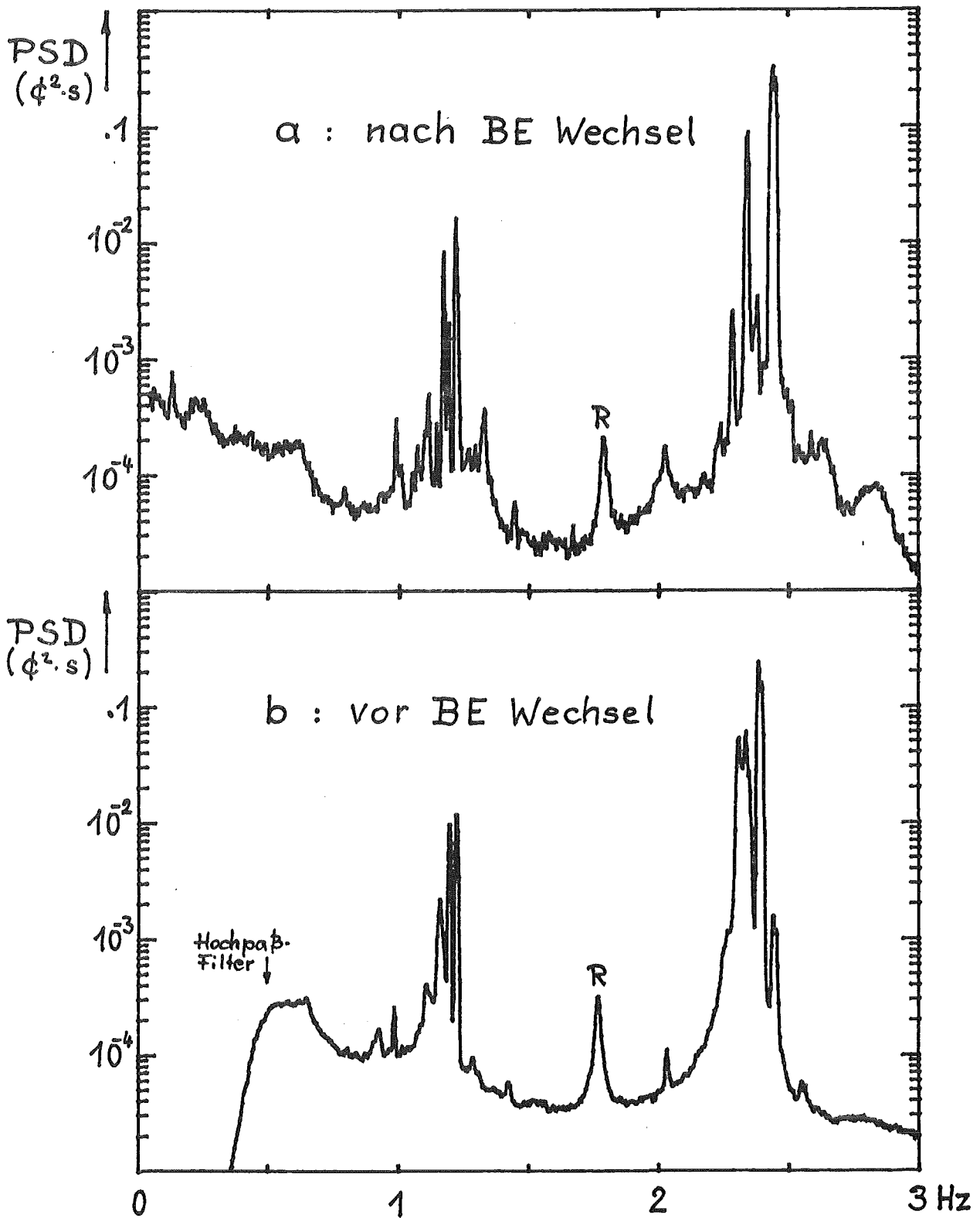


Abb. 13 Reaktivitätsspektren bei 40 % Nennleistung

b: vor (05.09.80)

a: nach(01.04.81)

} dem Wechsel von Brennelement 202 (T3)

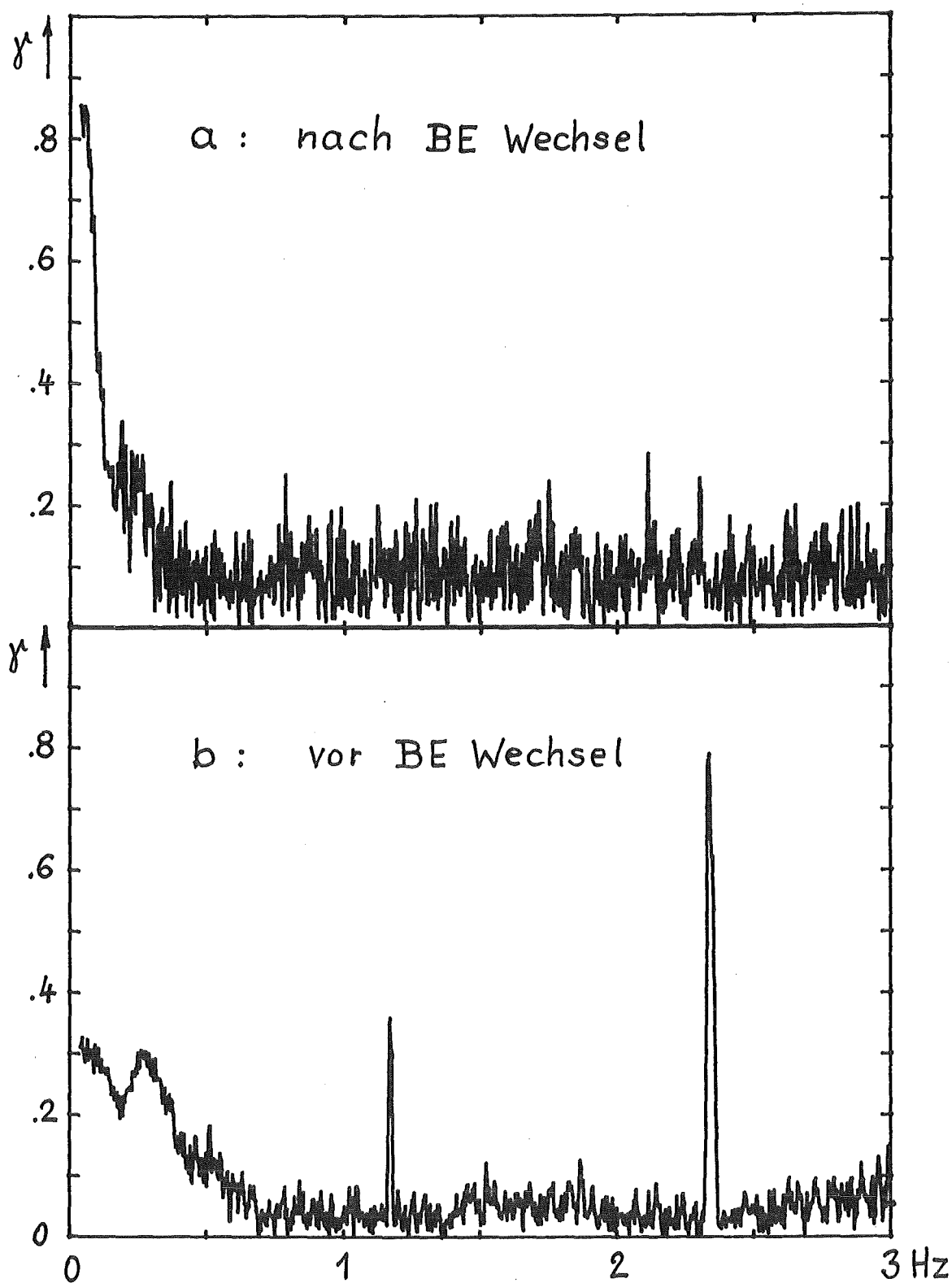


Abb. 14 Kohärenzfunktion zwischen der Reaktivität und der Austritts-  
temperatur T3 (BE 202) bei 40 % Nennleistung (wie Abb. 13)

b: vor (05.09.80) } dem Wechsel von Brennelement 202 (T3)  
a: nach (01.04.81) }

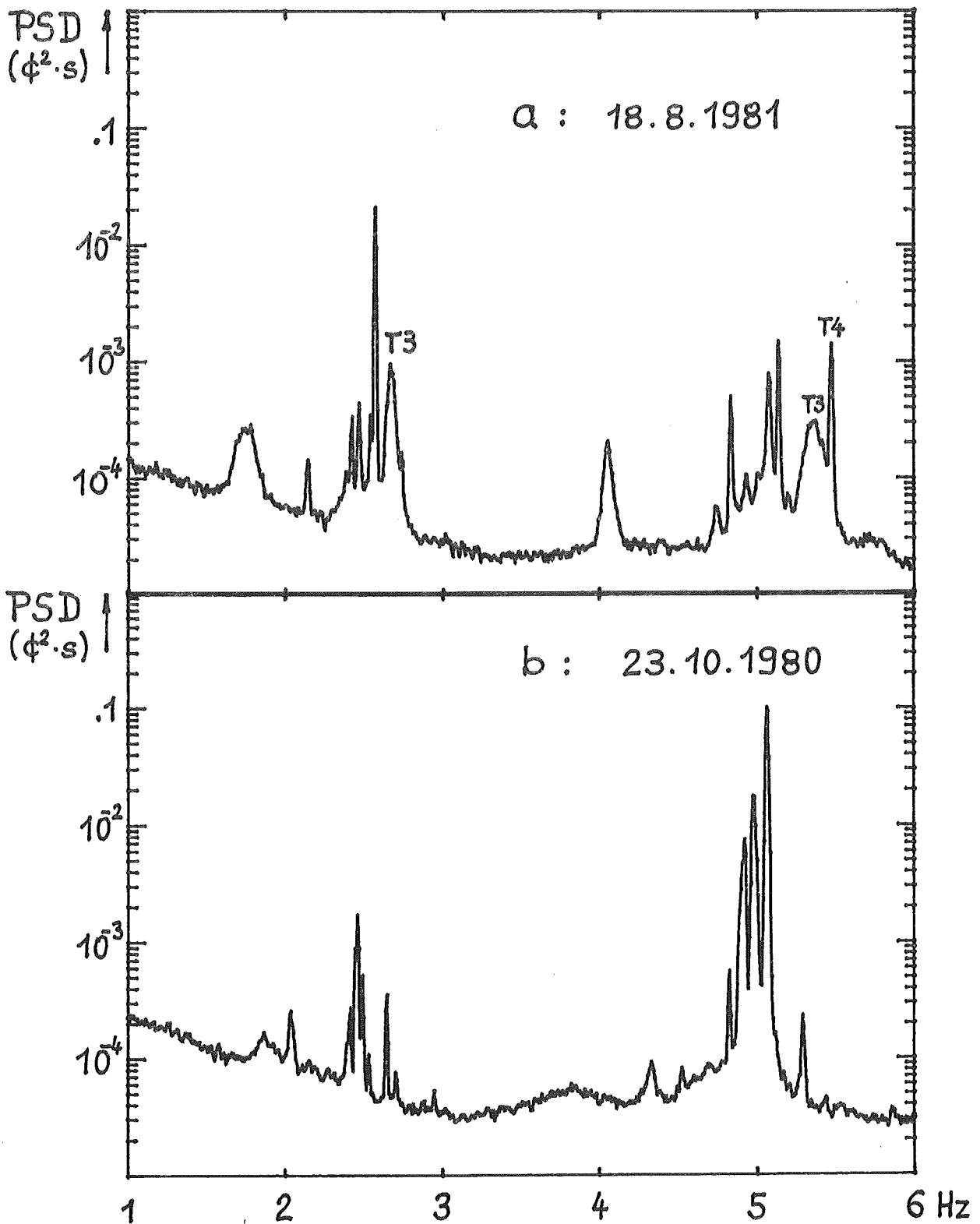


Abb. 15 Reaktivitätsspektren bei 90 % Nennleistung zu verschiedenen Zeiten

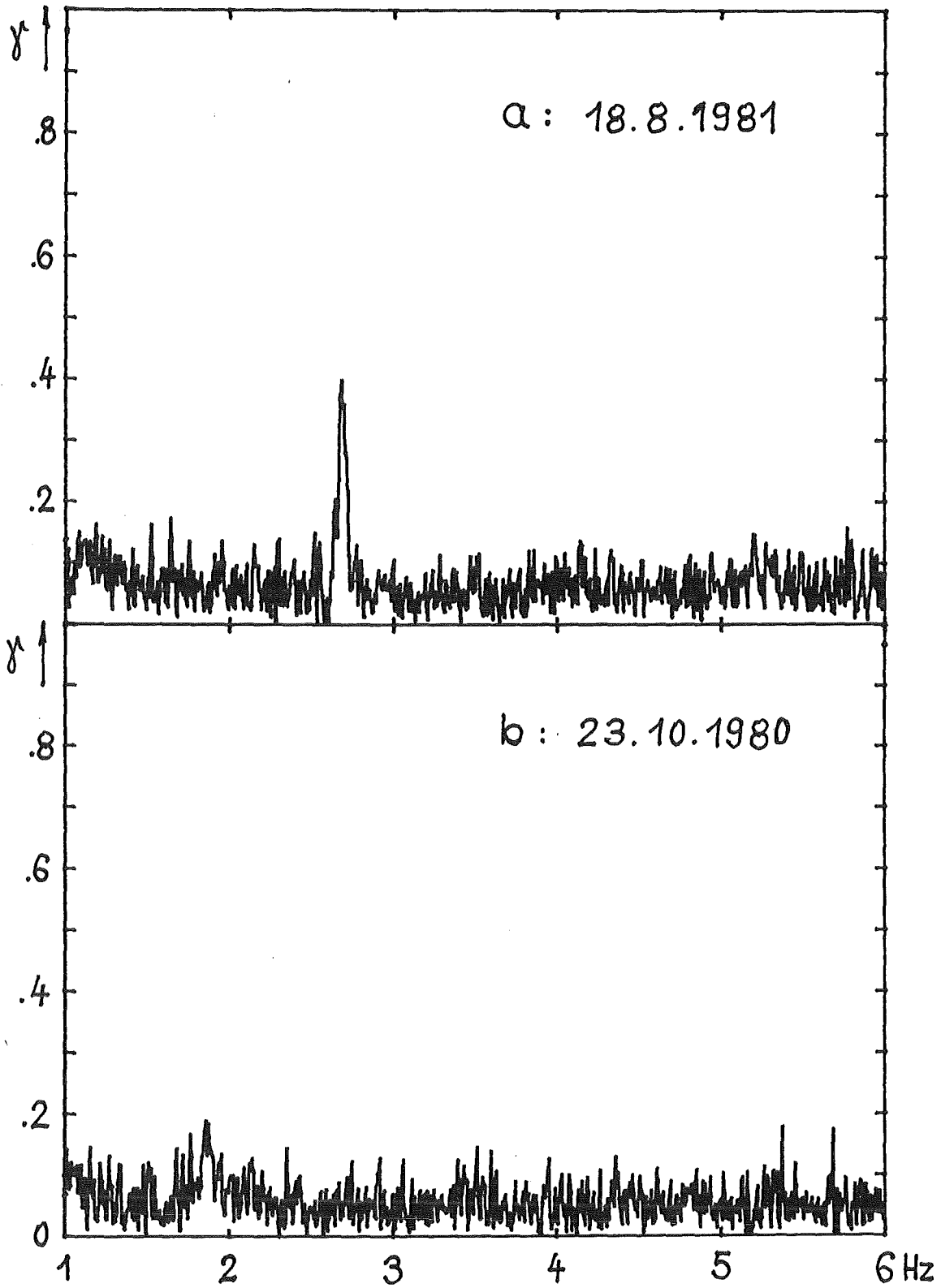


Abb. 16 Kohärenzfunktion zwischen der Reaktivität und der Austritts-  
temperatur T3 (BE 202) bei 90 % Nennleistung zu verschie-  
denen Zeiten (wie Abb. 15)

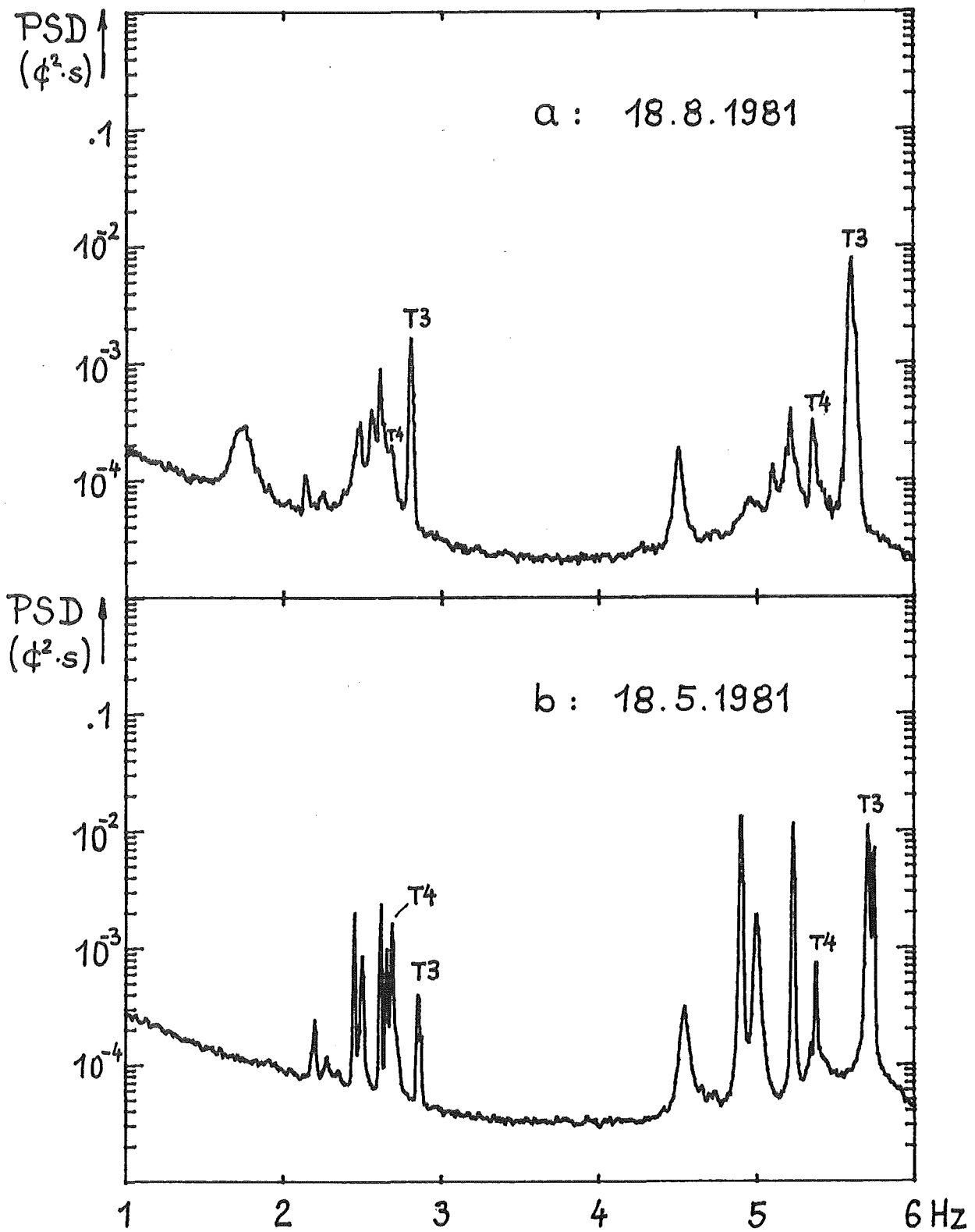


Abb. 17 Reaktivitätsspektren bei 98 % Nennleistung zu verschiedenen Zeiten



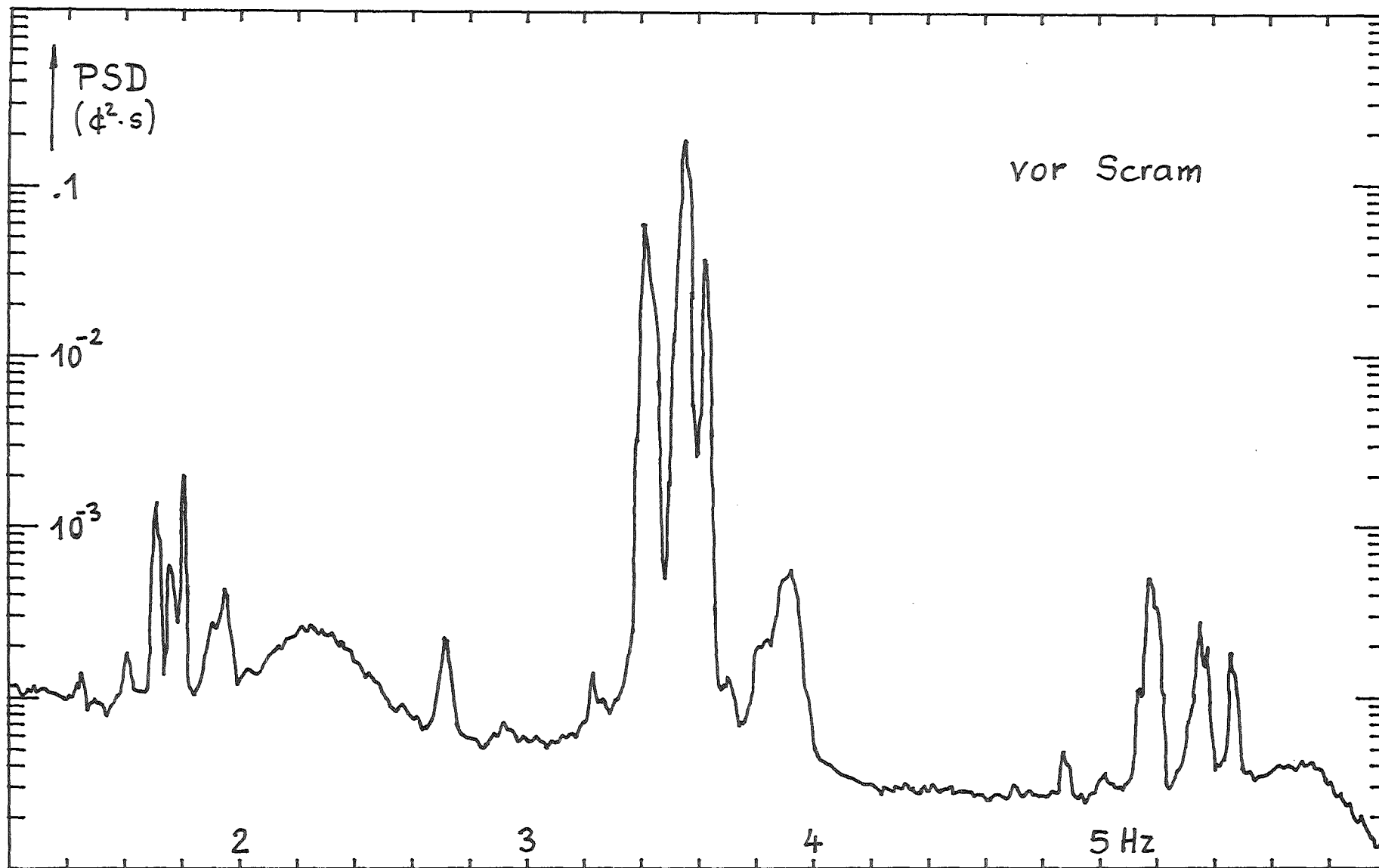


Abb. 18 Reaktivitätsspektrum bei 60 % Nennleistung am 21.05.81: vor dem Scram vom 25.05.81

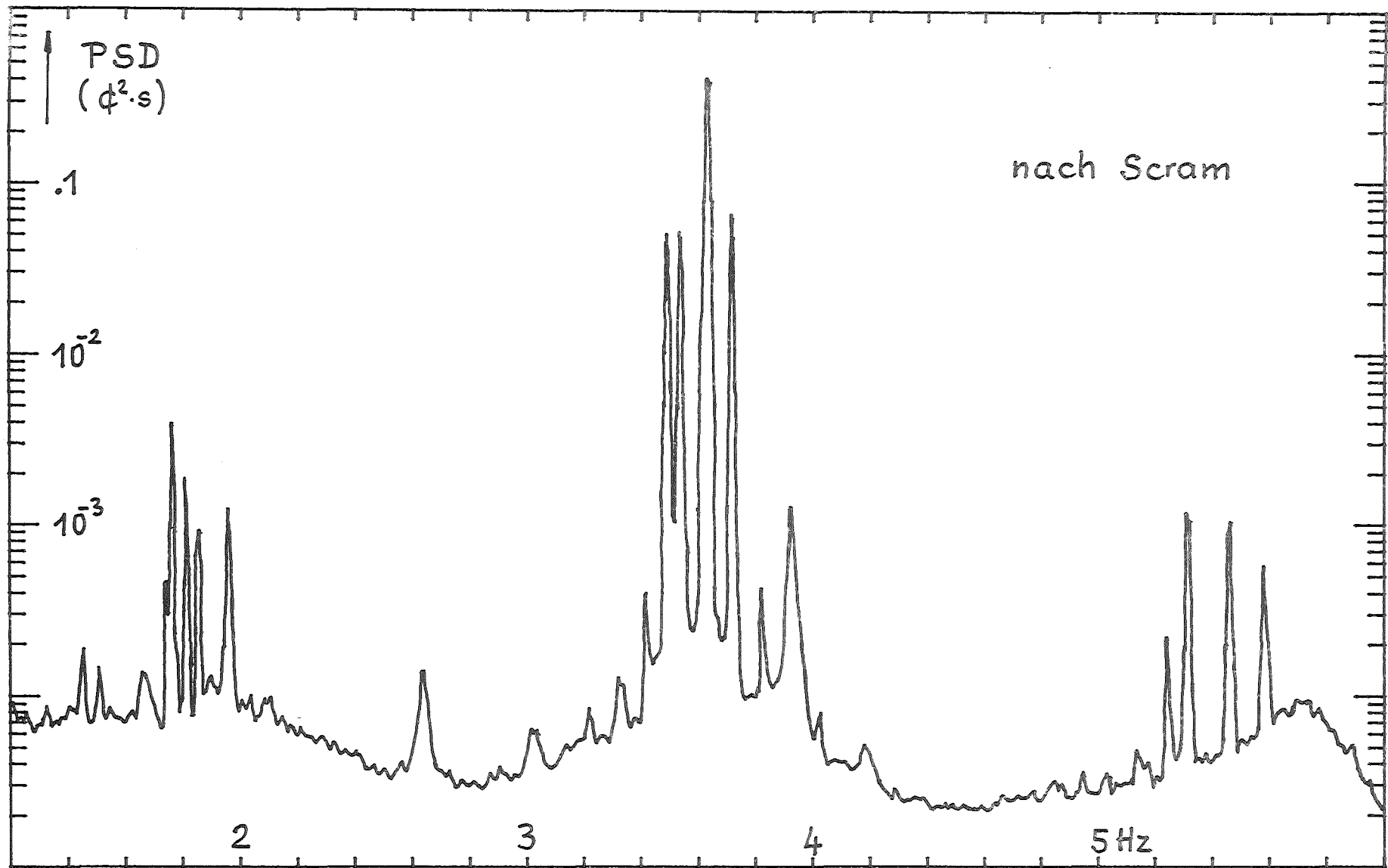


Abb. 19 Reaktivitätsspektrum bei 60 % Nennleistung am 27.05.81: nach dem Scram vom 25.05.81

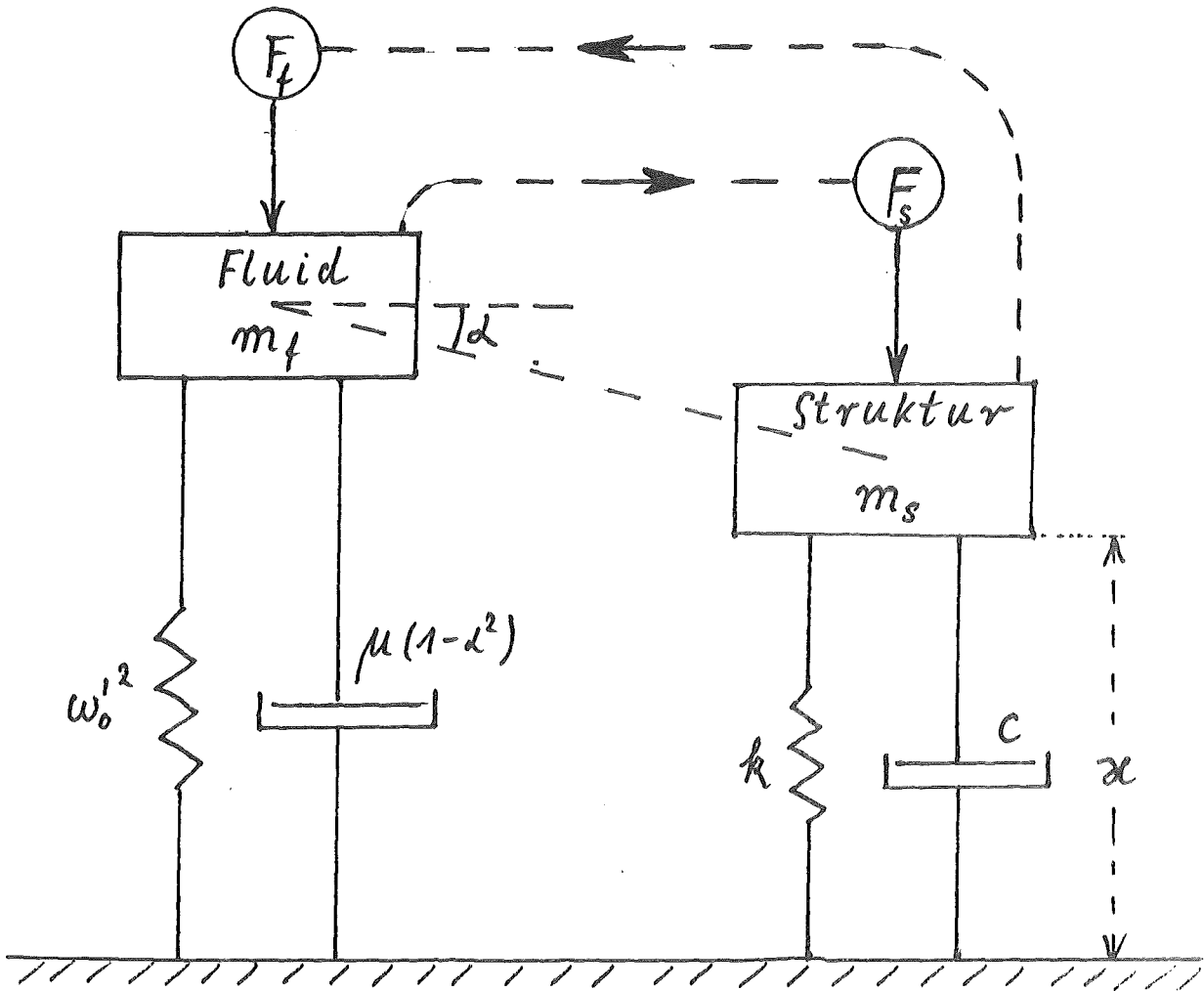


Abb. 20 Schematische Darstellung des Fluid - Struktur - Oszillator Modells