

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM**

**KARLSRUHE**

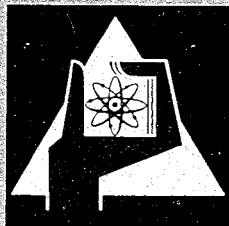
April 1968

KFK 759  
EUR 3730 d

Institut für Reaktorentwicklung

Stabilitätsprobleme bei dämpfgekühlten schnellen Reaktoren

W. Frisch



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1968

KFK 759

EUR 3730 d

Institut für Reaktorentwicklung

Stabilitätsprobleme bei dampfgekühlten schnellen Reaktoren \*

W.Frisch

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

- \* ) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.



## Inhalt

## Seite

1. <u>Problemstellung</u>	1
1.1 Dynamisches Verhalten des dampfgekühlten schnellen Reaktors	1
1.2 Das Stabilitätsproblem	4
1.3 Vergleich mit bekannten Reaktortypen	6
1.4 Abgrenzung gegenüber bekannten Berechnungsverfahren	8
1.5 Neue Stabilitätsprobleme beim dampfgekühlten schnellen Reaktor	9
2. <u>Stabilität des Reaktorkerns</u>	10
2.1 Grundgleichungen	10
2.2 Lineare Methoden	13
2.2.1 Lineares Modell ohne verzögerte Neutronen	14
2.2.2 Lineares Modell mit verzögerten Neutronen	20
2.2.3 Lineare Stabilitätsgrenzen für D 1-Kern	23
2.3 Nichtlineare Stabilität	24
2.3.1 Nichtlineare Stabilität ohne verzögerte Neutronen	26
2.3.2 Nichtlineare Stabilität mit Berücksichtigung der verzögerten Neutronen	30
2.3.3 Folgerungen aus den bisher gefundenen Stabilitätsgrenzen	32
2.3.4 Berücksichtigung der Nichtlinearitäten der Rückführung (Thermodynamik und Reaktivitätskoeffizienten)	33

	<u>Seite</u>
3. <u>Nichtlineare Untersuchung des D 1-Kernes auf monotone Instabilität</u>	37
3.1 Stabilitätskenngrößen	37
3.2 Stabilität im Auslegungspunkt	39
3.3 Variation der Störamplitude	40
3.4 Variation der Parameter und Randbedingungen	43
3.4.1 Leistungsdichte (Teillast, Stableistung)	44
3.4.2 Reaktivitätskoeffizienten	47
3.4.3 Brennstab	49
3.4.4 Kühlmittel	50
3.5 Numerische Ergebnisse und Faustformel	56
4. <u>Einfluß des Kreislaufs</u>	61
4.1 Beschreibung des Kreislaufs	61
4.2 Stabilitätsanalyse des Kreislaufs	63
4.3 Nachweis der Stabilität mit dem Analogrechenmodell	70
5. <u>Folgerungen für die Auslegung</u>	74
Abbildungen	81
Symbole	91
Literatur	94

## 1. Problemstellung

### 1.1 Dynamisches Verhalten des dampfgekühlten schnellen Reaktors

Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit ist das Konzept eines dampfgekühlten schnellen Brutreaktors, das der ersten Entwurfsstudie dieses Reaktortyps zugrunde liegt [1]. Der dampfgekühlte schnelle Brutreaktor ist als Überhitzerreaktor ausgebildet und arbeitet im Direktkreislauf. Sattdampf wird außerhalb des Kernes in mehreren parallelen Dampferzeugern (z.B. Löfflerkessel, Einspritzdampferzeuger, Zyklon-Verdampfer) erzeugt und über Verdichter in den Reaktorkern und die verschiedenen Brutzonen geführt, wo er überhitzt wird. Ein Teil des überhitzten Dampfes (ca. 35 %) wird direkt zu den Hauptturbinen geführt, der größere Teil (ca. 65 %) wird zur Erzeugung von Sattdampf in die Dampferzeuger geleitet, wobei er evtl. einen Zwischenüberhitzer durchströmen muß (Bild 1). Der zylinderförmige Reaktorkern besteht wegen der hohen Leistungsdichte aus sehr vielen dünnen, dichtgepackten Brennstäben, die den oxydförmigen Brennstoff enthalten und die durch den mit hoher Geschwindigkeit vorbeiströmenden Dampf gekühlt werden.

Das dynamische Verhalten des Reaktorkernes wird im wesentlichen durch die Neutronenkinetik und den Einfluß der Temperaturen und Dichten der einzelnen Kernmaterialien auf den Neutronenvermehrungsfaktor bestimmt, wobei auch das dynamische Verhalten des Kühlkreislaufes eine Rolle spielt.

Bevor mit der mathematischen Behandlung der dynamischen Probleme, besonders des Stabilitätsproblems, begonnen wird, sollen die physikalischen Zusammenhänge des dynamischen Verhaltens qualitativ beschrieben werden. Zunächst wird das Verhalten des Kernes betrachtet. Zweckmäßigerweise nimmt man eine Aufteilung vor:

- a) Neutronenkinetik und Leistungserzeugung
- b) Thermodynamik und Reaktivitätsrückwirkung

Die Leistungserzeugung ist proportional zur Neutronendichte im Kern. Die zeitlichen Änderungen der Neutronendichte werden durch den effektiven Vermehrungsfaktor  $k_{eff}$  bestimmt. Die Dynamik dieses Vorganges ist bekannt und braucht nicht mehr näher erläutert zu werden. Das zeitliche Verhalten ist qualitativ in dem Block "Neutronenkinetik" in Bild 2

für eine sprunghafte kleine Erhöhung von  $k_{\text{eff}}$  (unterpromptkritisch) dargestellt. Nach einer sehr schnellen Erhöhung der Neutronendichte infolge vermehrter prompter Spaltung schwächt sich der Anstieg zunächst ab, weil ein Teil der Neutronen erst durch verzögerte Spaltung entsteht. Kommen die verzögerten Neutronen dann den Zerfallskonstanten der Mutterkerne entsprechend schließlich zur Wirkung, so steigt die Neutronendichte und damit die Leistungserzeugung wieder stärker an. Dieser physikalische Zusammenhang zwischen der gesamten Reaktivität  $\delta k_g$  und der Leistungserzeugung  $\Delta P$  wird durch den Block "Neutronenkinetik" dargestellt. Hierbei ist es gleichgültig, ob  $\delta k_g$  von außen (z.B. über Regelstabbewegungen) oder vom Kern selbst (z.B. Temperaturrückwirkung) herrührt. Die von außen zugeführte Reaktivität  $\delta k_s$  soll hier nur als eine Störung aufgefaßt werden. Entscheidend für das dynamische Verhalten des Kernes ist die rückwirkende Reaktivität  $\delta k_r$ .

Bei einer Leistungserhöhung infolge Reaktivitätsstörung erhöhen sich die Temperaturen der einzelnen Kernmaterialien, über Dichte- und Geometrieänderungen und den nuklearen Dopplereffekt wird der Vermehrungsfaktor  $k_{\text{eff}}$  bzw. die Reaktivität beeinflusst. Die oft sehr komplizierten Abhängigkeiten werden am übersichtlichsten in Reaktivitätskoeffizienten der Temperatur für die einzelnen Kernmaterialien dargestellt.

$\alpha_D$	= Dopplerkoeffizient	$[1/^\circ\text{C}]$
$\alpha_B$	= Brennstofftemperaturkoeffizient	$[1/^\circ\text{C}]$
$\alpha_H$	= Hüllmaterialtemperaturkoeffizient	$[1/^\circ\text{C}]$
$\alpha_K$	= Kühlmitteltemperaturkoeffizient	$[1/^\circ\text{C}]$
$\alpha_S$	= Strukturmaterialtemperaturkoeffizient	$[1/^\circ\text{C}]$
$\alpha_\rho$	= Kühlmitteldichtekoeffizient	$[\frac{\text{cm}^3}{\text{gr}}]$

Die Koeffizienten geben an, wie sich die Reaktivität in Abhängigkeit von der Temperatur eines bestimmten Materials ändert. Der Dopplerkoeffizient  $\alpha_D$  ist mit der Brennstofftemperatur verknüpft. Für dampfgekühlte schnelle Reaktoren kann man immer annehmen, daß  $\alpha_D$  negativ ist, d.h. mit ansteigender Leistung entsteht ein negativer Reaktivitätsanteil.



Der Brennstofftemperaturkoeffizient berücksichtigt die Ausdehnung des Brennstoffes. Welches Vorzeichen er hat, hängt davon ab, ob sich der Brennstoff vorwiegend radial oder axial ausdehnt. Eine axiale Ausdehnung führt zu einer Vergrößerung der Spaltzone bei gleicher Anzahl von Brennstoffatomen. Das hat eine Reduzierung der Reaktivität zur Folge. Führt eine radiale Ausdehnung des Brennstoffes zu einer Aufweitung des Hüllrohres, so kann wegen der dadurch hervorgerufenen Verringerung des Kühlmittelanteiles ein positiver Reaktivitätsanteil entstehen.

Der Hüllmaterialkoeffizient  $\alpha_H$ , verknüpft mit der Hüllmaterialtemperatur, berücksichtigt die Dichte- und Geometrieänderungen der Hüllrohre. Der Effekt der radialen Ausdehnung, der zu einer Verringerung des Kühlmittelanteiles führt, überwiegt und führt dazu, daß  $\alpha_H$  positiv ist. Gemessen an den anderen Koeffizienten ist  $\alpha_H$  nur von geringem Einfluß.

Im Strukturmaterialkoeffizienten  $\alpha_S$  werden alle Reaktivitätseffekte zusammengefaßt, die durch Temperaturänderungen der verschiedenen Konstruktionsteile des Kernes (Abstandshalter, Brennelementkästen, Gitterplatten) entstehen. Der größte Reaktivitätsanteil in diesem Koeffizienten rührt von der Ausdehnung der Brennelementkästen bei Temperaturerhöhung her. Dadurch wird die relative (volumenbezogene) Brennstoffdichte geringer, so daß ein negativer Reaktivitätsanteil entsteht.  $\alpha_S$  kann von der Konstruktion her beeinflußt werden, wenn man die Verbiegung der Brennelementkästen infolge radialer Temperaturgradienten ausnutzt. Durch geeignete Wahl der Abstützpunkte der Brennelementkästen untereinander kann man eine erhebliche Vergrößerung des negativen Koeffizienten  $\alpha_S$  erreichen.

Der Kühlmitteltemperaturkoeffizient  $\alpha_K$  berücksichtigt nur die Dichteänderungen des Dampfes.  $\alpha_K$  wird über den Kühlmitteldichtekoeffizienten  $\alpha_\rho$  hergeleitet. Da für Dampf  $\frac{\partial \rho}{\partial T}$  immer negativ ist, hat  $\alpha_K$  immer entgegengesetztes Vorzeichen von  $\alpha_\rho$ .  $\alpha_\rho$  ist in fast allen Fällen negativ [2], d.h.  $\alpha_K$  ist positiv.

Die beiden entscheidenden Koeffizienten sind  $\alpha_D$  und  $\alpha_K$  bzw.  $\alpha_\rho$ . Sie bestimmen im wesentlichen die Dynamik des Systems. Da beide entgegengesetztes Vorzeichen haben, können jedoch auch die anderen Koeffizienten von Bedeutung sein, wenn die Reaktivitätsanteile von  $\alpha_D$  und  $\alpha_K$  sich nahezu aufheben. Da die Reaktivitätskoeffizienten mit den Temperaturen

verknüpft sind, hängt die Größe der einzelnen Reaktivitätsanteile nicht nur von den Koeffizienten selbst, sondern auch von der Stärke der einzelnen Temperaturänderungen ab. Bei einer bestimmten Leistungserhöhung erhöht sich z.B. die mittlere Brennstofftemperatur ungefähr zehnmal stärker als die mittlere Kühlmitteltemperatur, so daß bei dem Betrage nach gleichem  $\alpha_D$  und  $\alpha_K$  der Reaktivitätsanteil der Dopplerreaktivität zehnmal größer ist als der des Kühlmittels.

Die Dynamik der Reaktivitätsrückwirkungen hängt vom Zeitverhalten der Temperaturen ab. Am Beispiel einer sprunghaften Leistungserhöhung läßt sie sich anschaulich beschreiben. Zunächst steigt die Brennstofftemperatur an. Wegen des negativen  $\alpha_D$  und  $\alpha_B$  wird die Reaktivität  $\delta k_r$  negativ. Nach einer durch die Wärmeleiteigenschaften und die Wärmekapazität bestimmten Zeitverzögerung steigen auch die Temperaturen in der Hülle und im Kühlmittel an. Das führt zu einem positiven Reaktivitätsanteil, der je nach Größe der Reaktivitätskoeffizienten und Temperaturen den negativen Anteil von  $\alpha_D$  und  $\alpha_B$  abschwächt oder sogar übertrifft.

Das gesamte dynamische Verhalten zwischen der Leistungserhöhung  $\Delta P$  und der rückwirkenden Reaktivität kann durch den Block "Reaktivitätsrückwirkung" (Bild 2) dargestellt werden. Das Zeitverhalten der Reaktivität nach sprunghafter Leistungserhöhung (Übergangsfunktion) ist qualitativ angegeben.

## 1.2 Das Stabilitätsproblem

Das Zusammenwirken der Neutronenkinetik und der Temperaturreckwirkungen wird in Form eines Regelkreises (Bild 2) dargestellt. Die Neutronenkinetik ist über die Leistung und die Reaktivitätsrückwirkung rückgekoppelt. Von außen kann die Störreaktivität  $\delta k_s$  zugeführt werden. Erhöht man  $\delta k_s$  sprunghaft, so steigt die Reaktorleistung  $\Delta P$  an. Über die Reaktivitätsrückwirkung entsteht nun wegen der negativen Dopplerreaktivität eine Abschwächung von  $\delta k_g$ , so daß der Leistungsanstieg gebremst wird. Dann wird der positive Reaktivitätsanteil der Kühlmitteldichte wirksam, der die Leistung wieder ansteigen läßt.

Je nach Stärke und Vorzeichen der Rückwirkung müssen grundsätzlich drei verschiedene Fälle unterschieden werden:

a) Stabiles Verhalten

Liefert die gesamte Rückwirkung bei Leistungserhöhung einen negativen Reaktivitätsbeitrag, so steigt nach einer positiven Reaktivitätsstörung  $\delta k_s$  die Leistung solange an, bis die rückwirkende Reaktivität  $\delta k_r$  dem Betrage nach gleich  $\delta k_s$  ist, so daß die gesamte Reaktivität null wird. Je nach Größe der einzelnen Reaktivitätskoeffizienten kann es dabei zu einem Überschwingen der Leistung kommen (Bild 3).

b) Monotone Instabilität

Ist die gesamte rückwirkende Reaktivität nach einer Leistungserhöhung positiv (Überwiegen der Kühlmittelreaktivität), so wird zunächst der Leistungsanstieg wegen der schnell wirkenden negativen Dopplerreaktivität verzögert, kommt jedoch die positive Kühlmittelreaktivität zur Wirkung, so unterstützt sie noch die Störreaktivität, so daß die gesamte Reaktivität noch größer wird als ohne Rückführung. Die Leistung steigt dann stetig an. Die Reaktivitätsstörungen werden also nicht ausgeglichen, sie führen zu einer Leistungsexkursion (wenn das dynamische Verhalten nicht von außen entscheidend beeinflusst wird, z.B. durch ein Regelsystem).

c) Oszillatorische Instabilität

In einem System mit mehreren Verzögerungsgliedern (Wärmekapazität des Brennstoffes, Kühlmittels und Strukturmaterials) kann eine weitere Art von Instabilität auftreten, wenn die Rückführung negativ, aber in ihrer Wirkung zu stark ist. Diese oszillatorische Instabilität tritt auf, wenn die gesamte Verstärkung eines Regelkreises mit negativer Rückwirkung zu groß wird. Im Falle des Reaktorkernes läßt sich diese Rückwirkung leicht veranschaulichen. Sie kann dann auftreten, wenn ein negativer Reaktivitätsanteil der Rückführung verzögert ist, wenn z.B.  $\alpha_K$  negativ ist. Bei einer sprunghaften Erhöhung von  $\delta k_s$  steigt die Leistung zunächst an, eine Rückwirkung ist noch nicht vorhanden. Nach einer Zeitverzögerung wird die negative Reaktivität wirksam. Ist die Rückwirkung so stark, daß die Störreaktivität  $\delta k_s$  nicht nur ausgeglichen, sondern sogar übertroffen wird, dann kommt es zu einer Leistungsschwingung, deren Ampli-

tude aufklingen kann.

Beide Arten der Instabilität sind höchst unerwünscht. Grundsätzlich können sie zwar mit Hilfe eines geeigneten Regelsystemes beseitigt werden, erhebliche Nachteile bleiben jedoch bestehen. So wird z.B. das Regelsystem aufwendiger, außerdem ist die Abnutzung der Regelantriebe bei einem instabilen Kern wesentlich größer als bei einem stabilen Kern, weil ja alle Störungen durch das Regelsystem ausgeglichen werden müssen. Hinzu kommt noch die Gefahr einer Leistungsexkursion bei versagendem Regel- und Abschaltssystem.

Die ersten Untersuchungen zur Stabilität haben gezeigt, daß der dampfgekühlte schnelle Reaktor in der Nähe der Grenze zur monotonen Instabilität liegt. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit ausführlicher und genauer Stabilitätsbetrachtungen. Dabei muß das stark nichtlineare Verhalten der Dampfstoffgrößen berücksichtigt werden, was auch die Berücksichtigung der axialen Ortsabhängigkeit einschließt. Da der Kühldampf als Sattedampf in den Kern eintritt, kann weder mit konstanten Stoffwerten noch mit den Gesetzen für ideale Gase gearbeitet werden. Außerdem hat wegen der starken Abhängigkeit der Kühlmitteldichte vom Druck der Kühlkreislauf einen starken Einfluß auf das dynamische Verhalten.

### 1.3 Vergleich mit bekannten Reaktortypen

Das dynamische Verhalten aller Reaktortypen wird grundsätzlich durch die Reaktivitätsrückwirkungen bestimmt. Trotzdem ist es nicht möglich, die für andere Reaktoren benutzten Berechnungsmethoden für die Stabilitätsuntersuchungen des dampfgekühlten schnellen Reaktors zu übernehmen.

Bei den gasgekühlten Reaktoren (Calderhall-Typ) spielt die Stabilität keine große Rolle. Ein immer negativer Brennstofftemperaturkoeffizient sorgt dafür, daß Reaktivitätsstörungen nicht zu schnellen Leistungserhöhungen führen. Der Moderatortemperaturkoeffizient kann negativ oder positiv sein. Mit wachsendem Abbrand kann er sogar so groß werden, daß der positive Reaktivitätsanteil überwiegt und der Reaktor monoton instabil wird. Wegen der großen Wärmekapazität des Moderators

gehen die Leistungsänderungen jedoch so langsam vor sich, daß der instabile Reaktor ohne Regelsystem betrieben werden kann. Die ersten Calderhall-Typen hatten in der Tat kein Regelsystem, obwohl sie monoton instabil waren. Mit Hilfe der Regelstab- und Durchsatzsteuerung ist es dem Reaktorfahrer möglich, den instabilen Reaktor auf konstanter Leistung zu halten. Ein Anlaß für exakte Stabilitätsuntersuchungen besteht also bei diesem Reaktortyp nicht.

Beim Druckwasserreaktor treten keine Stabilitätsprobleme auf, weil die Reaktivitätskoeffizienten des Brennstoffes und des Moderators normalerweise negativ sind. Ausreichend genaue Stabilitätsberechnungen sind mit linearen Methoden möglich, weil die Stoffwerte des flüssigen Wassers nahezu konstant sind.

Die Dynamik der Siedewasserreaktoren unterscheidet sich wegen der Dampfblasenbildung von allen anderen Reaktoren, bei denen das Kühlmittel in einer Phase vorliegt [3]. Bei Erhöhung der Leistung erhöht sich der Blasenanteil des Wassers. Bei einem negativen Blasenkoeffizient entsteht dabei negative Reaktivität, die die Leistung wieder reduziert. Wegen der großen Dichteunterschiede zwischen Wasser und Dampf ist dieser Reaktivitätseffekt so stark, daß alle anderen Reaktivitätskoeffizienten vernachlässigt werden können. Deshalb genügt bei der Berechnung ein Modell mit nur einem Reaktivitätskoeffizienten [4,5]. Hohe Anforderungen an die Genauigkeit eines Rechenmodells zu Stabilitätsuntersuchungen werden nicht gestellt, weil man den Blasenkoeffizient durch verschiedene Wahl des Brennstoff-Moderator-Verhältnisses in weiten Grenzen variieren kann, so daß ein genügend großer Sicherheitsabstand von überschlägig berechneten Stabilitätsgrenzen gehalten werden kann. Das Problem der hydrodynamischen Instabilität (Durchsatzschwingungen) soll in diesem Vergleich nicht betrachtet werden.

Auch beim natriumgekühlten schnellen Reaktor treten keine Stabilitätsprobleme auf. Selbst wenn eine Verringerung der Kühlmitteldichte einen positiven Reaktivitätsbeitrag liefert, ist dieser Einfluß sehr gering, weil sich die Dichte des Natriums mit der Temperatur nur wenig ändert. Der negative Temperaturkoeffizient des Brennstoffes überwiegt immer. Stabilitätsuntersuchungen können wegen der nahezu konstanten Stoffwerte

des Kühlmittels immer mit linearen Methoden durchgeführt werden [6]. Hohe Genauigkeit ist nicht erforderlich. Es braucht nur der Nachweis geführt werden, daß Stabilitätsgrenzen weit vom Auslegungspunkt entfernt sind. Untersuchungen über die Verbesserung der Stabilität sind nicht erforderlich.

#### 1.4 Abgrenzung gegenüber bekannten Berechnungsverfahren

Aus dem Vergleich mit anderen Reaktortypen ist zu sehen, daß sich das Stabilitätsproblem beim dampfgekühlten schnellen Reaktor in neuer Form stellt und daß die für andere Reaktoren üblichen Methoden zur Stabilitätsuntersuchung hier nicht anwendbar sind. Auch die vielen Verfahren und Stabilitätskriterien, die ohne Anlehnung an einen bestimmten Reaktortyp mathematisch hergeleitet und von Smets [7] 1962 ergänzt und zusammengefaßt wurden, lassen sich nicht auf den dampfgekühlten schnellen Reaktor anwenden, weil in fast allen Fällen die Reaktivitätsrückwirkungen nur grob in Form von Zeitverzögerungsgliedern 1. Ordnung in linearisierter Form dargestellt sind. Ein in [7] erwähntes Stabilitätskriterium, das nichtlineares Verhalten der Rückführung berücksichtigt, ist beschränkt auf ein einziges Verzögerungsglied 1. Ordnung und scheidet deshalb auch aus. In den letzten Jahren wurden große Anstrengungen gemacht, mit Hilfe der Ljapunow-Methode, die nur hinreichende, nicht aber notwendige Stabilitätsbedingungen liefert, in möglichst weiten Bereichen eines Stabilitätsgebietes die Stabilität auch nachzuweisen [8]. Auch diese Verfahren beschränken sich auf linearisierte und ortsunabhängige Rückführungen.

Eine spezielle geschlossene Methode, bei der mehrere Nichtlinearitäten (z.B. Neutronenmultiplikation, Dampfstoffgrößen, Wärmeübergang, Dopplerreaktivität) gleichzeitig berücksichtigt werden, wurde bis heute noch nicht gefunden. Anstrengungen in dieser Richtung erscheinen auch nicht sinnvoll, weil der mathematische Aufwand sehr groß wird und der Wert der Ergebnisse praktisch immer dadurch in Frage gestellt wird, daß man nur hinreichende und keine notwendigen Stabilitätsbedingungen erhält. Von der Methode her wird in dieser Arbeit deshalb ein anderer Weg beschritten. Da eine geschlossene Lösung nicht möglich ist, wird ein schrittweises Vorgehen gewählt. Unter Vorwegnahme einiger wichtiger Ergebnisse sei hier der Weg kurz skizziert:

In einem ersten Schritt werden die Stabilitätsgrenzen mit bekannten linearen Methoden ermittelt. Dann wird das nichtlineare Verhalten der Neutronenkinetik berücksichtigt, während die Reaktivitätsrückwirkungen linearisiert bleiben. Mit diesem Rechenmodell wird der Nachweis gebracht, daß die Grenzen zur oszillatorischen Instabilität für dampfgekühlte schnelle Reaktoren keine praktische Bedeutung haben und daß die Grenze zur monotonen Instabilität unabhängig von der Neutronenkinetik ist. Dadurch ist es möglich, im nächsten Schritt alle Nichtlinearitäten der Reaktivitätsrückwirkungen bei der Berechnung der Grenzen gegenüber monotoner Instabilität zu berücksichtigen. In einem letzten Schritt wird der Einfluß des Kreislaufes auf die Stabilität untersucht.

#### 1.5 Neue Stabilitätsprobleme beim dampfgekühlten schnellen Reaktor

Die Stabilitätsuntersuchungen gewinnen durch das spezielle dynamische Verhalten des dampfgekühlten Reaktors ein besonderes Gewicht. Alle bisher betrachteten Reaktortypen, bei denen überhaupt Stabilitätsprobleme auftreten, haben leicht beeinflussbare Reaktivitätskoeffizienten. Bei thermischen Reaktoren können z.B. die Kühlmittelreaktivitätskoeffizienten durch Veränderung des Brennstoff-Moderator-Verhältnisses in so weiten Grenzen variiert werden, daß man immer Stabilität erreichen kann. Beim dampfgekühlten schnellen Reaktor können die Reaktivitätskoeffizienten nur in relativ engen Grenzen durch konstruktive Maßnahmen variiert werden. Da jedoch immer die Gefahr der monotonen Instabilität besteht, wird hier die neue Frage nach dem Einfluß aller wichtigen Auslegungsparameter, also nicht nur der Reaktivitätskoeffizienten, auf das Stabilitätsverhalten gestellt.

Deshalb werden in dieser Arbeit alle wichtigen, zum Teil bisher noch nicht herausgestellten Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität physikalisch erklärt und die Stärke des Einflusses vom D 1-Entwurf [1] ausgehend berechnet. Dazu werden Stabilitätsbedingungen benutzt, die auf dem in Kap. 1.4 angedeuteten Wege hergeleitet werden.

## 2. Stabilität des Reaktorkerns

### 2.1 Grundgleichungen

Bei den Stabilitätsuntersuchungen des Reaktorkernes werden Kühlmittel-eintrittstemperatur  $\mathcal{V}_E$ , Druck am Austritt  $p_A$  und Massenstrom  $\dot{m}$  konstant gehalten, so daß Rückwirkungen über den Kreislauf nicht berücksichtigt werden. Die wichtigsten Variablen des Systems sind:

Neutronendichte	$n = n(r, \varphi, z, k_{\text{eff}}, C_i, t)$
Konzentration der Mutterkerne der verzögerten Neutronen	$C_i = C_i(r, \varphi, z, n, t)$
Leistungsdichte	$S = S(r, \varphi, z, n, t)$
Temperaturen	$\mathcal{V} = \mathcal{V}(r, \varphi, z, S, \dot{m}, \mathcal{V}_E, t)$
Kühlmitteldichten	$\xi = \xi(r, \varphi, z, \mathcal{V}, p, t)$
Neutronenvermehrungsfaktor	$k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}}(r, \varphi, z, \mathcal{V}, \xi)$

Die Parameter des Systems sind die geometrischen Daten, die thermodynamischen und hydrodynamischen Stoffwerte der einzelnen Medien, die teilweise wieder von den Variablen (z.B.  $\mathcal{V}, p, \dot{m}$ ) abhängen, und die neutronenphysikalischen Größen  $\lambda_i, \beta_i$  sowie die in Kap. 1.1 beschriebenen Reaktivitätskoeffizienten.

Im folgenden wird über verschiedene Vereinfachungen, wie Parameterkonzentration (Elimination der Ortsabhängigkeit durch Mittelwertbildung), Linearisierungen und Vernachlässigungen ein Gleichungssystem aufgestellt, welches das dynamische Verhalten des Reaktorkernes beschreibt.

Die Elimination der Ortsabhängigkeit in der Neutronenkinetik kann ohne große Einbuße an Genauigkeit erfolgen, wenn sichergestellt ist, daß keine starken Verschiebungen des Flußprofils in Abhängigkeit von der Zeit auftreten. Für den Bereich langsamer und geringer Leistungsänderungen (keine Exkursionen) ist die Forderung erfüllt. In diesem Falle kann die Neutronenkinetik durch das bekannte Punktmodell [9] mit 6 Gruppen verzögerter Neutronen dargestellt werden.

Für  $\frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} = \delta k$  und  $\delta k \ll k_{\text{eff}}$  gilt dann:

$$\frac{dn}{dt} = (\delta k - \beta) \frac{n}{l} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot C_i \quad (1)$$



$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{B_i}{l} \cdot n - \lambda_i \cdot C_i \quad (2)$$

oder unter der Voraussetzung  $\frac{n}{n_0} = \frac{P}{P_0}$

$$\frac{d \frac{P}{P_0}(t)}{dt} = \frac{1}{l} \cdot \int k(t) \cdot \frac{P}{P_0} - \frac{B}{l} \cdot \frac{P}{P_0}(t) + \sum_{i=1}^6 \frac{B_i}{l} \frac{C_i}{C_{i0}}(t) \quad (3)$$

$$\frac{d \frac{C_i}{C_{i0}}(t)}{dt} = \lambda_i \cdot \frac{P}{P_0}(t) - \lambda_i \frac{C_i}{C_{i0}}(t) \quad (4)$$

Die Wärmeübertragung vom Brennstoff an das Kühlmittel wird in einem Brennstab mittlerer Leistungsdichte und dem dazugehörigen Kühlmittelanteil stellvertretend für den ganzen Kern betrachtet. Da der Kern so ausgelegt ist, daß die Aufheizspanne in allen Kühlkanälen gleich ist, herrschen in allen Kühlkanälen nahezu gleiche Kühlmitteltemperaturen und -dichten. Geringe Abweichungen kommen dadurch zustande, daß wegen der erforderlichen verschiedenen Massenströme (Drosselung am Eintritt) der Verlauf des Druckabfalls über den Kühlkanal verschieden ist. Dieser Effekt liefert über die radiale Mittelung (Betrachtung nur eines Brennstabes) einen dynamischen Fehler, der jedoch, bezogen auf die Dichteänderungen mit Druck und Temperatur, vernachlässigbar klein ist.

Ein weiterer Fehler entsteht durch die nichtlineare Abhängigkeit des Dopplerkoeffizienten von der Temperatur. Bei den relativ großen radialen Flußformfaktoren schneller Reaktoren ( $\varphi_{\text{rad}} > 0,7$ ) ist der Fehler, der dabei in der Doppler-Reaktivität auftritt, kleiner als 1 %. Außerdem muß hier wie bei den ortsunabhängigen neutronenkinetischen Gleichungen die Voraussetzung eines zeitlich konstanten (im Kurzzeitverhalten) radialen Flußprofils gegeben sein.

Die Thermodynamik dieses einen Brennstabes wird durch radiale und axiale Zonenaufteilung und Energiebilanzgleichungen in den einzelnen Zonen, die über Wärmewiderstände miteinander verknüpft sind, dargestellt.

Eine für die hier zu betrachtenden geringen Leistungsänderungen ausreichende Aufteilung in 3 radiale Zonen (Brennstoff, Hülle, Kühlmittel) führt zu den Differentialgleichungen der Wärmeübertragung

$$m_B c_B \cdot \frac{d\check{v}_B(t)}{dt} = P(t) - L_{BH} \cdot (\check{v}_B(t) - \check{v}_H(t)) \quad (5)$$

$$m_H c_H \cdot \frac{d\check{v}_H(t)}{dt} = L_{BH} \cdot (\check{v}_B(t) - \check{v}_H(t)) - L_{HK} (\check{v}_H(t) - \check{v}_K(t)) \quad (6)$$

$$m_K c_K \cdot \frac{d\check{v}_K(t)}{dt} = L_{HK} \cdot (\check{v}_H(t) - \check{v}_K(t)) - \dot{m} \cdot c_K (\check{v}_E(t) - \check{v}_A(t)) \quad (7)$$

Diese Gleichungen gelten unter der Annahme, daß Wärme nur in radialer Richtung transportiert wird und daß in der Hülle und im Kühlmittel keine Wärme erzeugt wird. Bei einer Aufteilung des Brennstabes in n axiale Zonen muß das Gleichungssystem 5-7 n mal dargestellt werden, und zwar mit der Verknüpfung

$$\check{v}_{E,i+1}(t) = \check{v}_{A,i}(t - \tau) \quad (8)$$

$\tau$  = Transportzeit zwischen 2 Zonen

$i$  = 1 ... n-1

$\check{v}_{E,1}$  = Kühlmittteleintrittstemperatur des Kernes

Die Bestimmung der einzelnen Koeffizienten der Gl. 5-7 ist in [10,11] ausführlich beschrieben.

Die Reaktivitätsbilanz lautet:

$$\begin{aligned} \delta k_r = \frac{1}{H} \int_0^H & [ (W_D(z) \cdot \alpha_D + W_B(z) \cdot \alpha_B) (\check{v}_B(t,z) - \check{v}_{Bo}(z)) \\ & + W_H(z) \cdot \alpha_H (\check{v}_H(t,z) - \check{v}_{Ho}(z)) \\ & + W_S(z) \cdot \alpha_S (\check{v}_K(t,z) - \check{v}_{Ko}(z)) \\ & + W_Q(z) \cdot \alpha_Q (\xi_K(t,z) - \xi_{Ko}(z)) ] dz \end{aligned} \quad (9)$$

$W$  sind die axialen Wichtungsfunktionen der Reaktivitätskoeffizienten. Die Temperaturwerte mit dem Index  $o$  sind die stationären Werte. Die Integration wird als Summation über die  $n$  axialen Zonen durchgeführt. Der Reaktivitätsanteil des Strukturmaterials ist mit der Kühlmitteltemperatur verknüpft, bei dynamischen Rechnungen muß eine Zeitverzögerung zwischen Kühlmittel und Strukturmaterial berücksichtigt werden.

Die wichtigsten Nichtlinearitäten der Gleichungen 1-9, die in Stabilitätsuntersuchungen nicht vernachlässigt werden dürfen, sind:

1. Neutronenmultiplikation
2. Temperaturabhängigkeit des Doppler-Koeffizienten
3.  $c_p = c_p(\mathcal{V}_K, P)$
4.  $\rho_K = \rho_K(\mathcal{V}_K, P)$  in  $m_K$  und  $L_{HK}$  von Gl. 7
5.  $h_{HK} = h_{HK}(\dot{m}, \mathcal{V}_E, P, P)$  Wärmeübergangszahl in  $L_{HK}$  von Gl. 7

Die Stabilitätsanalyse wird zunächst mit einer linearen Methode begonnen, um Anhaltspunkte über die Lage von Stabilitätsgebieten zu erhalten.

## 2.2 Lineare Methoden

Die Untersuchung der Stabilität mit linearen Methoden wirft keine grundsätzlichen mathematischen Schwierigkeiten auf. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher auf die einzelnen Verfahren, wie die von Nyquist, Hurwitz, Cremer-Leonhard [12] eingegangen. Alle Verfahren beruhen auf der Laplace-Transformation und zielen auf den Nachweis dafür, daß alle Pole des Systems (Nullstellen der charakteristischen Gleichungen) im Bildbereich negativen Realteil haben. Über die Lösung im Zeitbereich läßt sich der Zusammenhang zu den in Kap. 1.2 beschriebenen verschiedenen Arten der Instabilität herstellen. Die Lösungsfunktion im Zeitbereich besteht aus einer Summe von Exponentialfunktionen  $c_i \cdot e^{p_i t}$ .  $p_i$  sind dabei die Pole des Systems im Bildbereich. Hat ein Pol einen positiven reellen Wert, so wächst der zugehörige Summand in der Zeitfunktion mit der Zeit, das System ist monoton instabil. Ist ein Polpaar konjugiert komplex mit positivem Realteil ( $p_{1/2} = +a \pm j b$ ), so ist das im Zeitbereich gleichbedeutend mit einer aufklingenden Schwingung ( $e^{at} \cdot [C_1 e^{jbt} + C_2 e^{-jbt}]$ ). Zur expliziten Berechnung von Stabilitätsgrenzen eignet sich am besten die Methode von Hurwitz, die allen hier durchgeführten Rechnungen zugrunde

liegt.

Wie in Kap. 1.1 wird auch hier das gesamte System in zwei Blöcke aufgeteilt. Die einzelnen Blöcke enthalten die Übertragungsfunktionen im Bildbereich (Bild 4). Die Variablen sind auf den Arbeitspunkt bezogen und als Abweichungen vom stationären Zustand zu betrachten.

$F_1$  enthält die Neutronenkinetik,  $F_2$  die Thermodynamik und die Reaktivitätsrückwirkung. Dieser Regelkreis ist nicht, wie sonst in der Regelungstechnik üblich, mit einer Vorzeichenumkehr an der rückwirkenden Reaktivität dargestellt, weil an dieser Stelle das physikalische System selbst auch keine Vorzeichenumkehr enthält. Ob die rückwirkende Reaktivität positiv oder negativ ist, wird allein von  $F_2$  entschieden. Diese Abkehr von der üblichen Regelkreisdarstellung wurde bewußt durchgeführt, um ein physikalisch sinnvolleres Modell zu haben und dadurch die Gefahr von Vorzeichenfehlern zu verringern und die Anschaulichkeit zu verbessern. Diese Abänderung muß jedoch berücksichtigt werden, wenn die hier entwickelten Stabilitätskriterien mit anderen in der Literatur dargestellten Kriterien verglichen werden. Gegebenenfalls ist dann eine Vorzeichenumkehr vorzunehmen.

### 2.2.1 Lineares Modell ohne verzögerte Neutronen

Die einfachste Darstellung der Neutronenkinetik (Gl. 3 und 4) erhält man unter Vernachlässigung der verzögerten Neutronen. Die Vernachlässigung der verzögerten Neutronen geschieht hier nicht aus physikalischen Gründen. In einem dynamischen Modell dürfte man eine solche Vernachlässigung nicht machen, weil sich das dynamische Verhalten dadurch stark verändert. Bei den Stabilitätsuntersuchungen ist diese Vereinfachung erlaubt, wenn man nachweisen kann, daß die Hinzunahme der verzögerten Neutronen immer eine Verbesserung der Stabilität gegenüber ihrer Vernachlässigung bringt. Ein mathematisches System ohne Berücksichtigung der verzögerten Neutronen liefert dann immer einen zu kleinen Stabilitätsbereich, d.h. die Stabilitätsbedingungen sind dann für das System mit verzögerten Neutronen hinreichend, aber nicht notwendig. Die Vernachlässigung der verzögerten Neutronen spielt besonders bei den nichtlinearen Methoden eine Rolle, wie später noch gezeigt wird.

$$\frac{d \frac{P}{P_0}(t)}{dt} = \frac{1}{\Lambda} \cdot \rho_k(t) \cdot \frac{P}{P_0}(t) \quad (10)$$

Linearisierung der Multiplikation, Transformierung auf Abweichungen vom stationären Zustand  $P_0$  und Laplace-Transformation führen auf die vereinfachte Übertragungsfunktion der Neutronenkinetik:

$$F_1 = \frac{\Delta P(p)}{\delta k_g(p)} = \frac{P_0}{1} \cdot \frac{1}{p} = K_1 \cdot \frac{1}{p} \quad (11)$$

$p$  = Laplace-Variable

Für die transformierten Variablen werden die gleichen Bezeichnungen gewählt wie für die Variablen im Zeitbereich. Wo eine Unterscheidung notwendig ist, geschieht dies durch die Angabe  $f(t)$  oder  $f(p)$ .

Da die gesamte rückwirkende Reaktivität wesentlich vom Brennstoff (Doppler-Reaktivität) und vom Kühlmittel (Kühlmitteldichte-Reaktivität) bestimmt wird, reicht für eine lineare Betrachtung ein Zweizonen-Modell (Brennstoff und Kühlmittel) aus. Axial wird über die gesamte Kernhöhe ermittelt. Der Kühlmitteldichtekoeffizient  $\alpha_g$  wird über eine mittlere Dichteänderung des Kühlmittels mit der Temperatur als Temperaturkoeffizient  $\alpha_K$  dargestellt, um eine einheitliche Darstellungsweise zu erreichen.

Gl. 5-7 reduzieren sich dann zu

$$m_B c_B \cdot \frac{d\mathcal{V}_B(t)}{dt} = P(t) - L_{BK} (\mathcal{V}_B(t) - \mathcal{V}_K(t)) \quad (12)$$

$$m_K c_K \cdot \frac{d\mathcal{V}_K(t)}{dt} = L_{BK} (\mathcal{V}_B(t) - \mathcal{V}_K(t)) - \dot{m}_K c_K (\mathcal{V}_E(t) - \mathcal{V}_A(t)) \quad (13)$$

$L_{BK}$  stellt hier den gesamten Wärmeleitwert zwischen Brennstoff und Kühlmittel dar:

$$\frac{1}{L_{BK}} = \frac{1}{L_{BH}} + \frac{1}{L_{HK}}$$

Die rückwirkende Reaktivität lautet:

$$\delta k_r = \alpha_{BD} (\mathcal{V}_B(t) - \mathcal{V}_{B_0}) + \alpha_K (\mathcal{V}_K(t) - \mathcal{V}_{K_0}) \quad (14)$$

$$\alpha_{BD} = \alpha_D + \alpha_B$$

Mit den Beziehungen

$$\begin{aligned} \dot{v}_K &= \frac{1}{2} (\dot{v}_A + \dot{v}_E) & \Delta \dot{v}_E &= 0 \\ \Delta \dot{v}_B &= \dot{v}_B - \dot{v}_{B0} & \Delta P &= P - P_0 \\ \Delta \dot{v}_K &= \dot{v}_K = \dot{v}_{K0} & \dot{v}_E &= \text{const} \\ \Delta \dot{v}_A &= \dot{v}_A - \dot{v}_{A0} \end{aligned}$$

wird die Transformation der Gl. 12-14 auf den stationären Zustand durchgeführt.

$$m_B c_B \cdot \frac{d\Delta \dot{v}_B(t)}{dt} = \Delta P(t) - L_{BK} (\Delta \dot{v}_B(t) - \Delta \dot{v}_K(t)) \quad (12a)$$

$$m_K c_K \cdot \frac{d\Delta \dot{v}_K(t)}{dt} = L_{BK} (\Delta \dot{v}_B(t) - \Delta \dot{v}_K(t)) - 2\dot{m} c_K \cdot \Delta \dot{v}_K \quad (13a)$$

$$\dot{k}_r = \alpha_{BD} \cdot \Delta \dot{v}_B + \alpha_K \Delta \dot{v}_K \quad (14a)$$

Die anschließend durchgeführte Laplace-Transformation liefert:

$$(m_B c_B \cdot p + L_{BK}) \Delta \dot{v}_B(p) = \Delta P(p) + L_{BK} \cdot \Delta \dot{v}_K(p) \quad (15)$$

$$(m_K c_K \cdot p + L_{BK} + 2\dot{m} c_K) \Delta \dot{v}_K(p) = L_{BK} \cdot \Delta \dot{v}_B(p) \quad (16)$$

$$\dot{k}_r(p) = \alpha_{BD} \cdot \Delta \dot{v}_B(p) + \alpha_K \cdot \Delta \dot{v}_K(p) \quad (17)$$

Zur Vereinfachung wird zusammengefaßt:

$$\begin{aligned} L_B &= L_{BK} & M_B &= m_B \cdot c_B \\ L_K &= 2 \cdot \dot{m} \cdot c_K & M_K &= m_K \cdot c_K \end{aligned}$$

$$(M_B \cdot p + L_B) \Delta v_B = \Delta P + L_B \cdot \Delta v_K \quad (18)$$

$$(M_K \cdot p + L_B + L_K) \Delta v_K = L_B \cdot \Delta v_B \quad (19)$$

Aus Gl. 17-19 erhält man die Übertragungsfunktion der Rückführung

$$F_2 = \frac{\delta k_r}{\Delta P} = K_2 \cdot \frac{1 + \tau_3 p}{1 + \tau_4 p + \tau_5^2 \cdot p^2} \quad (20)$$

mit

$$\tau_3 = \frac{\alpha_{BD}}{\alpha_{BD} \left( \frac{L_K + L_B}{M_K} \right) + \alpha_K \left( \frac{L_B}{M_K} \right)}$$

$$\tau_4 = \frac{M_B + M_K}{L_K} + \frac{M_B}{L_B}$$

$$\tau_5^2 = \frac{M_B M_K}{L_B L_K}$$

$$K_2 = \alpha_{BD} \left( \frac{1}{L_B} + \frac{1}{L_K} \right) + \alpha_K \cdot \frac{1}{L_K}$$

Die Gleichungen 17-20 repräsentieren die Reaktivitätsrückwirkung in linearisierter Form für einen heterogenen Reaktor mit zwei Temperaturkoeffizienten, wobei die Verkopplung von Brennstoff- und Kühlmitteltemperatur berücksichtigt ist und nicht nur jede Temperatur als Verzögerung 1. Ordnung in Abhängigkeit von der Leistung dargestellt ist, wie es in der Literatur bei Stabilitätsuntersuchungen geschieht [7,13,7].

$F_2$  und  $F_1 = K_1 \cdot \frac{1}{p}$  (Gl. 11) bilden ein geschlossenes System (Bild 4).

Grundsätzlich wäre es jetzt möglich, die Übertragungsfunktionen dieses geschlossenen Kreises aufzustellen und die Pole zu berechnen. Dann ließe sich feststellen, ob alle Pole negativen Realteil besitzen. Da die Lösungsgleichungen höherer Ordnung in  $p$  sind (gleich der Ordnung des Systems), gibt es nur numerische Lösungen.

Bei den Stabilitätsuntersuchungen interessieren jedoch nicht die einzelnen Lösungen; es muß nur sichergestellt werden, daß alle Pole negativen Realteil haben.

Dafür genügt es, die charakteristische Gleichung des Systems (gleichbedeutend mit dem homogenen Teil der Differentialgleichung) in der Form  $a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + \dots + a_{n-1} p^{n-1} + a_n p^n = 0$  aufzustellen. Hurwitz [12] hat Bedingungen für die Koeffizienten  $a_i$  aufgestellt, die erfüllt sein müssen, damit alle  $p_i$  negativen Realteil haben.

Die charakteristische Gleichung erhält man am einfachsten über die Übertragungsfunktion  $F_o = \frac{X_a}{X_e} = F_1 \cdot F_2$  des an einer beliebigen Stelle aufgeschnittenen Kreises.  $F_o$  beschreibt das Übertragungsverhalten des aufgeschnittenen Kreises, wobei  $X_a$  und  $X_e$  an der Schnittstelle auftreten. Im wirklichen, geschlossenen Kreis ist  $X_a = X_e$  (s. Bild 4), so daß gilt:

$$F_o = F_1 \cdot F_2 = 1 \text{ ("Schließungsbedingung")}$$

Durch Einsetzen von Gl. 11 und 20 erhält man die charakteristische Gleichung

$$\begin{aligned} K_2 \cdot P_o (1 + \tau_3 p) &= 1 \cdot p (1 + \tau_4 p + \tau_5^2 p^2) \\ 1 \cdot \tau_5^2 \cdot p^3 + 1 \cdot \tau_4 p^2 + (1 - K_2 P_o \tau_3) p - K_2 P_o &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

Mit

$$\begin{aligned} a_0 &= -K_2 P_o & a_2 &= 1 \cdot \tau_4 \\ a_1 &= 1 - K_2 P_o \tau_3 & a_3 &= 1 \cdot \tau_5^2 \end{aligned}$$

lautet die Stabilitätsbedingung nach Hurwitz [12]:

1. Alle  $a_i$  müssen gleiches Vorzeichen haben und von 0 verschieden sein (Bedingung gegenüber monotoner Instabilität)
2.  $a_0 a_3 - a_1 a_2 < 0$

Da  $a_3$  und  $a_2$  aus physikalischen Gründen immer positiv sind, muß gelten:



$$\begin{aligned} \text{a) } a_0 &= -K_2 P_0 > 0 & K_2 < 0 \\ \text{b) } a_1 &= 1 - K_2 P_0 \tau_3 > 0 & K_2 < \frac{P_0 \tau_3}{1} \end{aligned}$$

wobei die Bedingung a) die schärfere ist. Damit liegt die Stabilitätsbedingung gegenüber monotoner Instabilität fest. Sie lautet:

$$K_2 = \alpha_{BD} \left( \frac{1}{L_B} + \frac{1}{L_K} \right) + \alpha_K \frac{1}{L_K} < 0 \quad (22)$$

(Stabilitätsbedingung I)

Diese Bedingung ist unabhängig von den verzögerten Neutronen, der Lebensdauer der prompten Neutronen und dem Leistungsniveau. Letzteres gilt nur speziell für den Fall einer linearen Rückführung. Die zweite Stabilitätsbedingung lautet:

$$-K_2 P_0 \tau_5^2 - \tau_4 (1 - K_2 \tau_3 P_0) < 0$$

Durch Einsetzen erhält man Stabilitätsbedingung II

$$\alpha_{BD} \cdot \frac{M_K}{M_B} - \alpha_K < \frac{1}{P_0} \cdot \frac{L_K^2}{M_K} \left[ 1 + \frac{L_B}{L_K} \left( 1 + \frac{M_K}{M_B} \right) \right] \quad (23)$$

Die Stabilitätsbedingung ist abhängig vom Leistungsniveau. Mit steigendem  $P_0$  wird die Bedingung schärfer, um für  $P_0 \rightarrow \infty$  überzugehen in die Bedingung für Stabilität gegenüber kleinen Störungen bei jedem Leistungsniveau:

$$\alpha_{BD} \cdot \frac{M_K}{M_B} - \alpha_K < 0 \quad (24)$$

(Stabilitätsbedingung III)

Da  $\alpha_{BD}$  und  $\alpha_K$  die Stabilität entscheidend bestimmen und diese Koeffizienten nur mit einer relativ geringen Genauigkeit bestimmt werden können, ist es zweckmäßig, alle Stabilitätsgrenzen, zumindest bei den linearen Untersuchungen, in der  $\alpha_{BD}$ - $\alpha_K$ -Ebene darzustellen.

Bild 5 zeigt schematisch die Lage der Stabilitätsgrenzen, die durch Gl. 22-24 beschrieben werden. Im schraffierten Bereich herrscht Stabilität gegenüber kleinen Änderungen bei allen Leistungsniveaus unter Vernachlässigung der verzögerten Neutronen.

### 2.2.2 Lineares Modell mit verzögerten Neutronen

Der Einfluß der verzögerten Neutronen auf die Stabilität des Cores spielt eine wichtige Rolle. Es ist nicht selbstverständlich, daß die verzögerten Neutronen die Stabilität verbessern [14,15].

Um den Einfluß der verzögerten Neutronen darzustellen, genügt es, eine Zusammenfassung in eine Gruppe zu betrachten, wobei angenommen wird:

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$$

$$\lambda = \beta \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i}{\beta_i}$$

Dann wird

$$F_1 = K_1 \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{1 + \tilde{\tau}_1 p}{1 + \tilde{\tau}_2 p} \quad (25)$$

mit

$$\tilde{\tau}_1 = \frac{1}{\lambda} \quad \tilde{\tau}_2 = \frac{1}{\beta + 1} \quad K_1 = \frac{p_0 \cdot \lambda}{\beta + \lambda 1}$$

$F_2$  bleibt, wie in Gl. 20 definiert.

Die charakteristische Gleichung lautet jetzt:

$$K_1 K_2 (1 + \tilde{\tau}_1 p) (1 + \tilde{\tau}_3 p) = p (1 + \tilde{\tau}_2 p) (1 + \tilde{\tau}_4 p + \tilde{\tau}_5^2 p^2)$$

oder umgeformt

$$\tilde{\tau}_5^2 \tilde{\tau}_2 p^4 + (\tilde{\tau}_2 \tilde{\tau}_4 + \tilde{\tau}_5^2) p^3 + (\tilde{\tau}_2 + \tilde{\tau}_4 - K_1 K_2 \tilde{\tau}_3 \tilde{\tau}_1) p^2 + (1 - K_1 K_2 (\tilde{\tau}_1 + \tilde{\tau}_3)) p - K_1 K_2 = 0 \quad (26)$$

$$\begin{aligned} a_0 &= -K_1 K_2 & a_3 &= \tau_2 \tau_4 + \tau_5^2 \\ a_1 &= 1 - K_1 K_2 (\tau_1 + \tau_3) & a_4 &= \tau_5^2 \tau_2 \\ a_2 &= \tau_2 + \tau_4 - K_1 K_2 \tau_3 \tau_1 \end{aligned}$$

Die Stabilitätsbedingung nach Hurwitz lautet:

1. Alle Koeffizienten müssen gleiches Vorzeichen haben und von 0 verschieden sein.

$$2. a_4 a_1^2 + a_0 a_3^2 - a_1 a_2 a_3 < 0$$

Die erste Bedingung führt wieder auf

$$K_2 = \alpha_{BD} \left( \frac{1}{L_B} + \frac{1}{L_K} \right) + \alpha_K \frac{1}{L_K} .$$

Die zweite Bedingung führt auf einen komplizierten quadratischen Zusammenhang zwischen  $\alpha_K$  und  $\alpha_B$  für die Stabilitätsgrenzen.

$$\begin{aligned} &\tau_5^2 \tau_2 \cdot (1 - K_1 K_2 (\tau_1 + \tau_3))^2 + (-K_1 K_2) (\tau_2 \tau_4 + \tau_5^2)^2 \\ &- (1 - K_1 K_2 (\tau_1 + \tau_3)) (\tau_2 \tau_4 + \tau_5^2) \cdot (\tau_2 + \tau_4 - K_1 K_2 \tau_3 \tau_1) < 0 \end{aligned} \quad (27)$$

(Stabilitätsbedingung IV)

Von den beiden Grenzkurven, die man erhält, ist immer nur eine von Bedeutung, weil die zweite ganz innerhalb des instabilen Gebietes der Bedingung 1. verläuft. Der schematische Verlauf der Grenzkurven ist in Bild 6 dargestellt.

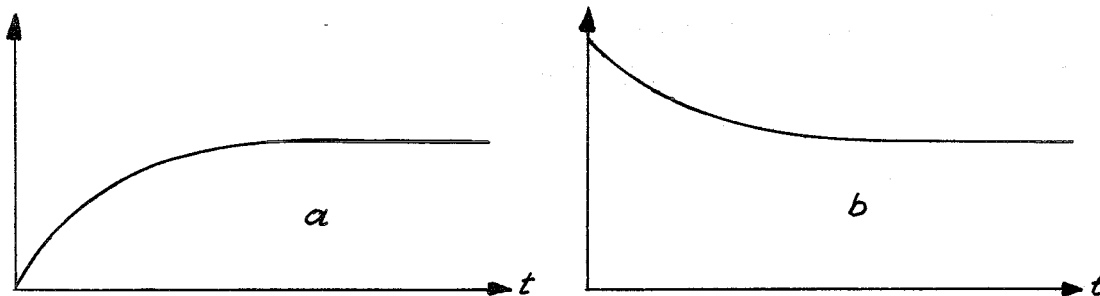
Für die verschärfte Bedingung der asymptotischen Stabilität für kleine Änderungen in allen Leistungsbereichen vereinfachen sich die Gleichungen zu:

$$\alpha_{BD} \left[ \frac{1}{L_K} + \frac{1}{L_B} + \lambda \frac{M_K}{M_B} \cdot \frac{1}{L_K} \right] + \alpha_K \cdot \frac{1}{L_K} < 0 \quad (27a)$$

und Stabilitätsbedingung V

$$\alpha_{BD} \cdot \left[ \frac{\beta}{1} \frac{M_K}{L_B} + \frac{M_K}{M_B} \right] - \alpha_K < 0 \quad (28)$$

Gl. 27a hat keine Bedeutung, weil die Kurve immer innerhalb des durch Gl. 22 und 28 abgegrenzten instabilen Bereiches verläuft. Gl. 27a und 28 gehen für  $\beta = 0$  und  $\lambda = 0$  in die Gleichungen 22 und 24 über. Der Vergleich zeigt, daß die Berücksichtigung der verzögerten Neutronen eine ganz erhebliche Verbesserung des stabilen Bereiches bringt. Eine Verbesserung der Stabilität durch die verzögerten Neutronen tritt immer dann ein, wenn die Übertragungsfunktion der Rückführung Verzögerungscharakter hat; hat sie jedoch Voreilungscharakter, so können die verzögerten Neutronen die Stabilität verschlechtern (s. Skizze).



Übergangsfunktion mit Verzögerungsverhalten (a) und mit Voreilungsverhalten (b)

Die von mehreren Autoren gemachte Aussage, daß die Stabilität durch die verzögerten Neutronen verbessert wird [7,16], gilt nur mit der o.g. Einschränkung [14,15]. Wegen der Wärmekapazitäten des Brennstoffes hat die Übertragungsfunktion der Rückwirkung immer Verzögerungscharakter, so daß wir den anderen Fall, der nur theoretische Bedeutung hat, nicht zu betrachten brauchen. Diese Tatsache ist auch wichtig für eine nicht-lineare Stabilitätsbetrachtung.

Diese formell gefundenen Stabilitätsgrenzen lassen sich leicht physikalisch deuten. Dazu geht man von einem stabilen Reaktor mit positivem  $\alpha_K$  und negativem  $\alpha_{BD}$  aus, der in der  $\alpha_{BD}-\alpha_K$ -Ebene im stabilen Gebiet des 3. Quadranten liegt (Bild 6). Vergrößert man  $\alpha_K$ , so wandert der

Referenzpunkt senkrecht nach oben und überschreitet die Grenze zur monotonen Instabilität. Eine Vergrößerung von  $\alpha_K$  hat aber eine Vergrößerung der positiven Kühlmitteldichtereaktivität zur Folge. Wird die positive Dichtereaktivität dem Betrage nach größer als die negative Dopplerreaktivität, so wird die gesamte rückwirkende Reaktivität positiv und die in Kap. 1.2 beschriebene monotone Instabilität tritt auf. An der Stabilitätsgrenze ist die rückwirkende Reaktivität gerade Null.

Verändert man  $\alpha_K$  über Null hinaus zu immer größeren negativen Werten, so wandert der gedachte Referenzpunkt in Bild 6 senkrecht nach unten, wobei er schließlich die Grenze zur oszillatorischen Instabilität überschreitet. Große negative Werte von  $\alpha_K$  bedeuten, daß die Reaktivitätsrückwirkung sehr stark negativ ist und verzögert wirksam wird. Das kann aber zu einer starken Überkompensierung einer ursprünglichen Reaktivitätsstörung durch die Rückwirkung führen, so daß eine aufklingende Schwingung auftreten kann. An der Stabilitätsgrenze entsteht eine Dauerschwingung.

### 2.2.3 Lineare Stabilitätsgrenzen für D 1-Kern

Um an einem konkreten Beispiel zu zeigen, wie die Stabilitätsgrenzen verlaufen und welche Bedeutung sie in einer Stabilitätsanalyse haben, wurden mit den Daten für den D 1-Kern numerische Rechnungen durchgeführt.

Bild 7 zeigt die Stabilitätsgrenzen ohne Berücksichtigung der verzögerten Neutronen, also die Darstellung der Gleichungen 22-24. Der Einfluß der verzögerten Neutronen bringt eine ganz erhebliche Verbesserung der Stabilität, wie Bild 8 zeigt. Dort sind die Stabilitätsgrenzen unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen für verschiedene Leistungsniveaus dargestellt. Ein technisch sinnvoller Bereich ist das schraffierte Gebiet, in dem Stabilität bei kleinen Störungen herrscht, wenn die Leistung  $P < 10 P_0$  ist. Damit ist die Verkleinerung des Stabilitätsgebietes für zunehmendes Leistungsniveau mit einem genügend großen Sicherheitsabstand berücksichtigt. Es ist nicht nötig, in linearen Stabilitätsbetrachtungen stationäre Leistungsniveaus wesentlich über dem Auslegungsniveau zu betrachten, weil sich diese Zustände im Normalbetrieb nicht einstellen.

Dieses Stabilitätsgebiet zeigt, daß für kleine Störungen der Kern in einem großen Gebiet negativer Brennstofftemperaturkoeffizienten stabil

ist. Eine Einschränkung bildet in erster Linie der Übergang zur monotonen Instabilität bei zu großen positiven Kühlmitteltemperaturkoeffizienten.

### 2.3 Nichtlineare Stabilität

Die in Kap. 2.2 gemachten Aussagen gelten nur für kleine Abweichungen vom Arbeitspunkt. Nimmt man an, daß es im Normalbetrieb zu keinen größeren Abweichungen kommt, so genügen diese Aussagen. Betrachtet man jedoch größere Abweichungen, die bei Störungen auftreten können oder durch ein bestimmtes Regelsystem hervorgerufen werden können, wenn besonders hohe Anforderungen an die Schnelligkeit der Regelung gestellt werden (sehr schnelles Lastfolgeverhalten), so müssen die nichtlinearen Einflüsse berücksichtigt werden.

Grundsätzlich gibt es bis heute kein allgemein anwendbares analytisches Verfahren, das hinreichende und notwendige Stabilitätsbedingungen für nichtlineare Systeme liefert. Es gibt jedoch Methoden, um hinreichende Bedingungen zu erhalten. Mit diesen Methoden lassen sich Teilgebiete aus dem gesamten unbekanntem stabilen Gebiet bestimmen. Oft reichen dann diese Teilgebiete auch aus, um den Nachweis für die Stabilität eines Systemes zu bringen. Grundsätzlich lassen sich die verschiedenen Methoden zur nichtlinearen Stabilitätsuntersuchung in 3 Gruppen einteilen:

1. Beschreibungsfunktion
2. Phasenebene
3. Zweite (direkte) Methode von Ljapunow

Die Methode der Beschreibungsfunktion benutzt die Grundschwingung des Ausgangs eines nichtlinearen Systems bei sinusförmigem Eingangssignal zur Stabilitätsuntersuchung. Wegen der Vernachlässigung der Oberwellen ist diese Methode oft nicht exakt genug. Die Untersuchungen in der Phasenebene können nur bei autonomen Systemen durchgeführt werden, deren Ordnung nicht höher als 2 ist.

Die Methode mit den wenigsten Einschränkungen ist die zweite oder direkte Methode von Ljapunow [17]. Mit ihr läßt sich ein System auf asymptotische Stabilität einer Ruhelage untersuchen. Der Begriff der Stabilität

eines Systems, wie er bei der linearen Stabilitätsanalyse definiert ist, läßt sich bei nichtlinearen Systemen nicht anwenden, weil die Stabilität hier wesentlich von der Anfangsruhelage abhängt.

Asymptotische Stabilität einer Ruhelage mit einem begrenzten Einzugsgebiet der Variablen herrscht dann, wenn nach Auslenkung des Zustandspunktes aus der Ruhelage in den Grenzen des Einzugsgebietes mit wachsender Zeit die Ruhelage wieder angestrebt wird. Globale asymptotische Stabilität herrscht, wenn das Einzugsgebiet sich über den gesamten Variablenraum erstreckt. Im praktischen Fall reicht es immer aus, wenn asymptotische Stabilität in einem technisch und physikalisch sinnvollen Einzugsgebiet herrscht.

Asymptotische Stabilität einer Ruhelage kann mit einer Ljapunow-Funktion  $V$  nachgewiesen werden. Die Bedingung dafür lautet:

In einem begrenzten Einzugsgebiet der Variablen muß für die Funktion  $V$  gelten:

1.  $V > 0$  mit Ausnahme des Nullpunktes, wo sie Null werden muß (positive Definitheit)
2.  $\dot{V} < 0$  mit Ausnahme des Nullpunktes, wo sie Null werden muß (negative Definitheit)
3.  $V < C$   $C$  ist der größte Wert von  $V$ , der in dem durch Bedingung 1. und 2. abgegrenzten Raum eine geschlossene Niveaulinie liefert, d.h. die Niveaulinien  $V \leq C$  müssen ganz innerhalb des durch Bedingung 1. und 2. abgegrenzten Raumes verlaufen.

$\dot{V}$  ist die totale Ableitung von  $V$  nach der Zeit. Sie hängt von den Differentialgleichungen des Systems ab. Die Schwierigkeit bei der Methode von Ljapunow liegt in der richtigen Wahl von  $V$ . Da auch die Methode von Ljapunow nur hinreichende, nicht aber notwendige Stabilitätsbedingungen liefert, muß man ein solches  $V$  finden, daß ein möglichst großes Stabilitätsgebiet aus dem gesamten, unbekanntem Stabilitätsgebiet ermittelt wird.

Es ist nicht möglich, alle Nichtlinearitäten gleichzeitig zu berücksichtigen. Deshalb wird zunächst nur die stärkste Nichtlinearität, die Multi-

plikation der Neutronen berücksichtigt. Die Thermodynamik und Reaktivitätsrückwirkung werden weiterhin wie bei den linearen Untersuchungen dargestellt (Gl. 12a, 13a, 14a).

Für dieses nichtlineare Modell werden nach verschiedenen Methoden Stabilitätsgebiete in der  $\alpha_{BD}-\alpha_K$ -Ebene bestimmt. Anschließend wird festgestellt, in welchem Gebiet der  $\alpha_{BD}-\alpha_K$ -Ebene technisch sinnvolle Reaktoren liegen. Dann werden bei der Berücksichtigung weiterer Nichtlinearitäten die Stabilitätsgrenzen, die mit Sicherheit die Stabilität der technisch sinnvollen Systeme nicht gefährden, nicht mehr betrachtet.

### 2.3.1 Nichtlineare Stabilität ohne verzögerte Neutronen

Im ersten Schritt der nichtlinearen Untersuchungen werden die verzögerten Neutronen vernachlässigt. Wenn die Rückführung Verzögerungscharakter hat (s. Kap. 2.2.2), führt diese Vernachlässigung immer zu konservativen Ergebnissen. Schon die linearen Untersuchungen zeigten, daß die Stabilitätsgebiete durch die verzögerten Neutronen erheblich vergrößert werden. Bei den nichtlinearen Untersuchungen wird sich die gleiche Tendenz zeigen, denn die Struktur des Systems hat sich durch die exaktere Darstellung der Multiplikation nicht geändert.

Die Gleichung für die Leistungserzeugung lautet jetzt

$$\frac{d \frac{P}{P_0}}{dt} = \frac{1}{I} \cdot \mathcal{J}_k \cdot \frac{P}{P_0} \quad (29)$$

Die Gleichungen der Rückführung sind identisch mit Gl. 13a, 14a, 15a.

$$\frac{d\Delta\mathcal{J}_B(t)}{dt} = \frac{1}{M_B} \cdot \Delta P(t) - \frac{L_B}{M_B} (\Delta\mathcal{J}_B(t) - \Delta\mathcal{J}_K(t)) \quad (30)$$

$$\frac{d\Delta\mathcal{J}_K(t)}{dt} = \frac{L_B}{M_K} (\Delta\mathcal{J}_B(t) - \Delta\mathcal{J}_K(t)) - \frac{L_K}{M_K} \cdot \Delta\mathcal{J}_K(t) \quad (31)$$

$$\mathcal{J}_k(t) = \alpha_{BD} \cdot \Delta\mathcal{J}_B(t) + \alpha_K \cdot \Delta\mathcal{J}_K(t) \quad (32)$$



Wegen der Vernachlässigung der verzögerten Neutronen läßt sich das gesamte System in einen linearen und einen nichtlinearen Teil aufspalten, wobei der nichtlineare Teil keine zeitlichen Ableitungen enthält. Unter dieser Voraussetzung läßt sich die leicht zu handhabende Methode von Popow anwenden. Es ist dabei möglich, mit Hilfe der Übertragungsfunktion des linearen Teils die absolute Stabilität zu untersuchen [18]. Eine Aufspaltung in einen linearen und einen nichtlinearen Teil zeigt das Blockschaltbild (Bild 9).

Die Gleichungen 29-32 lassen sich mit dem Ansatz  $P = P_0 \cdot e^{\sigma}$  in eine Form bringen, die eine Lösung nach der Popow-Methode erlaubt.

$$P = P_0 \cdot e^{\sigma}$$

$$\frac{dP}{dt} = P_0 \frac{d\sigma}{dt} \cdot e^{\sigma} \quad \sigma = \ln \frac{P}{P_0}$$

$$\Delta P = P - P_0 = P_0 (e^{\sigma} - 1) \quad (33)$$

$$\frac{d \frac{P}{P_0}}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} e^{\sigma} = \frac{1}{l} \cdot \mathcal{J}_k \frac{P}{P_0}$$

$$\frac{\mathcal{J}_k}{l} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (34)$$

$$\frac{d\Delta v_B}{dt} = \frac{1}{M_B} P_0 (e^{\sigma} - 1) - \frac{L_B}{M_B} (\Delta v_B - \Delta v_K) \quad (35)$$

$$\frac{d\Delta v_K}{dt} = \frac{L_B}{M_K} (\Delta v_B - \Delta v_K) - \frac{L_K}{M_K} (\Delta v_K) \quad (36)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\alpha_{BD}}{l} \Delta v_B + \frac{\alpha_K}{l} \Delta v_K \quad (37)$$

Um die Übertragungsfunktion  $W = \frac{\tilde{\sigma}}{f(\tilde{\sigma})}$  zu erhalten, wird  $f(\tilde{\sigma}) = e^{\tilde{\sigma}} - 1$  gesetzt und die Laplace-Transformation angewendet. Auflösung nach

$W(p) = \frac{\tilde{\sigma}}{f(\tilde{\sigma})}$  liefert

$$W(p) = \frac{K}{p} \frac{(1 + \tilde{\tau}_3 p)}{1 + \tilde{\tau}_4 p + \tilde{\tau}_5^2 p^2} \quad (38)$$

$$\text{mit } K = K_1 K_2 = \frac{P_0}{1} \cdot \left[ \alpha_{BD} \left( \frac{1}{L_B} + \frac{1}{L_K} \right) + \alpha_K \frac{1}{L_K} \right]$$

$$\tilde{\tau}_3 = \frac{\alpha_{BD}}{\alpha_{BD} \left( \frac{L_K + L_B}{M_K} \right) + \alpha_K \cdot \frac{L_B}{M_K}}$$

$$\tilde{\tau}_4 = \frac{M_B + M_K}{L_K} + \frac{M_B}{L_B}$$

$$\tilde{\tau}_5^2 = \frac{M_B M_K}{L_B L_K}$$

Diese Beziehung ist identisch mit  $F_0 = F_1 \cdot F_2$  des linearen Systems ohne verzögerte Neutronen (Gl. 11 und 20).

Nach Popow [18] ist das in Gleichung 29-32 beschriebene System asymptotisch stabil im Winkel  $[\varepsilon, k]$  der Funktion  $f(\tilde{\sigma})$ , wenn

1. eine endliche reelle Zahl  $q$  existiert, so daß für alle  $\omega > 0$  die Ungleichung

$$\text{Re} \left( 1 + jq\omega \right) \cdot (-W(j\omega)) + \frac{1}{k} > 0 \quad (39)$$

erfüllt ist und

2. Grenzstabilität vorliegt.

Die Frage nach der Grenzstabilität ist ein rein lineares Problem. Es ist identisch mit dem Problem der monotonen Instabilität eines Regelkreises, der im offenen Zustand integrierendes Verhalten hat. Der hier betrachtete Kreis Neutronenkinetik-Reaktivitätsrückwirkung hat im "offenen" Zustand ein solches integrierendes Verhalten, denn die Leistung und damit auch die rückwirkende Reaktivität würden nach einer sprungförmigen positiven Reaktivitätsstörung kontinuierlich ansteigen, wenn die rückwirkende Reaktivität nicht zur Wirkung kommen könnte (offener Kreis). Der geschlos-

sene Kreis besitzt dann Grenzstabilität, wenn die gesamte Verstärkung des Kreises negativ ist, d.h. wenn die Reaktivitätsrückwirkung negativ ist. Die exakte Bedingung für Grenzstabilität lautet im einfachen singulären Fall:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Im} W(j\omega) = +\infty$$

Ein einfacher singulärer Fall liegt vor, wenn die Übertragungsfunktion des offenen Kreises nur einen Pol im Ursprung (einen verschwindenden Pol) hat, d.h. wenn nur ein integrierender Term vorhanden ist. Das trifft für das hier betrachtete System zu, denn nur die Neutronenkinetik hat integrierendes Verhalten, während die Reaktivitätsrückwirkung den Charakter eines Verzögerungsgliedes hat.

Durch Einsetzen von Gl. 38 erhält man

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} -\frac{K_1 K_2}{\omega} = +\infty$$

Diese Bedingung ist nur erfüllt für

$$K_2 < 0.$$

Gl. 22 der linearen Analyse macht die gleiche Aussage. Damit ist gezeigt, daß die Grenze für monotone Instabilität unabhängig davon ist, ob die Neutronenkinetik linearisiert oder nichtlinear betrachtet wird.

Im Bild 10 ist der Winkel, für den die Stabilitätsbedingung gilt, schraffiert.  $\epsilon$  muß positiv, darf aber beliebig klein sein. Im speziellen Fall  $f(\sigma) = e^{\sigma} - 1$  geht für globale asymptotische Stabilität ( $0 < P < +\infty$ )  $k \rightarrow \infty$ . Dann reduziert sich Gl. 39 zu

$$\operatorname{Re}(1 + jq\omega)(-W(j\omega)) > 0 \quad \text{oder}$$

$$\operatorname{Re}(1 + jq\omega)(W(j\omega)) < 0 \quad (40)$$

$$\operatorname{Re}W = K \frac{\tau_3(1 - \omega^2 \tau_5^2) - \tau_4}{(1 - \omega^2 \tau_5^2)^2 + \tau_4^2 \omega^2}$$

$$\omega \cdot \text{Im}W = -K \frac{1 + \omega^2 (\tau_3 \tau_4 - \tau_5^2)}{(1 - \omega^2 \tau_5^2)^2 + \tau_4^2 \omega^2}$$

Da beide Nenner immer positiv sind, lautet Gleichung 40 jetzt:

$$K \cdot [\tau_3 (1 - \omega^2 \tau_5^2) - \tau_4] + qK \cdot [1 + \omega^2 (\tau_3 \tau_4 - \tau_5^2)] < 0 \quad (41)$$

Wenn die Bedingung für Grenzstabilität erfüllt ist ( $K < 0$ ), dann ist, weil  $q$  beliebig groß gewählt werden kann, die Bedingung 40 sicher erfüllt, wenn

$$\tau_3 \tau_4 - \tau_5^2 > 0 \quad (42)$$

Durch Einsetzen der im Anschluß an Gl. 38 angegebenen Beziehungen erhält man

$$\alpha_{\text{BDM}_B} \frac{M_K}{M_B} - \alpha_K < 0 \quad (43)$$

Gl. 43 ist identisch mit der Bedingung 24, die die Stabilitätsgrenze für alle Leistungsniveaus gegenüber kleinen Störungen angibt. Damit ist nachgewiesen, daß unter Vernachlässigung der verzögerten Neutronen die Stabilitätsgrenzen der linearen Analyse identisch sind mit denen einer nichtlinearen Analyse, bei der die Neutronenmultiplikation als Nichtlinearität berücksichtigt ist. Die Stabilitätsbedingungen 22 und 24 sind also notwendige und hinreichende Bedingungen für globale asymptotische Stabilität, wenn keine verzögerten Neutronen vorhanden wären. Da die verzögerten Neutronen das Stabilitätsgebiet vergrößern, sind die Bedingungen 22 und 24 hinreichende Stabilitätsbedingungen für das System mit verzögerten Neutronen. Wie man die Vergrößerung des stabilen Bereiches durch die verzögerten Neutronen mit nichtlinearen Methoden nachweisen kann, wird im folgenden Abschnitt gezeigt.

### 2.3.2 Nichtlineare Methoden mit Berücksichtigung der verzögerten Neutronen

Werden die verzögerten Neutronen berücksichtigt, so läßt sich die im vorigen Abschnitt beschriebene Methode von Popow nicht anwenden, weil eine Aufspaltung in einen linearen Teil und einen nichtlinearen Teil ohne

zeitliche Ableitungen nicht mehr möglich ist.

Die Methode von Ljapunow ist jedoch hier anwendbar. Je nach Wahl der Ljapunow-Funktion  $V$  kann man für einen kleineren oder größeren Teil des gesamten stabilen Gebietes Stabilität nachweisen. Eine relativ komplizierte Ljapunow-Funktion  $V$ , die aber für einen sehr großen Bereich Stabilität nachweist, wurde von Gyftopoulos [19] aufgestellt. Mit Hilfe dieser Funktion kommt Gyftopoulos auf eine Stabilitätsbedingung, die, auf das hier betrachtete System umgeschrieben, lautet:

Das System ist asymptotisch stabil für alle  $P < d \cdot P_0$ , wenn die Stabilitätsbedingung VI

$$\operatorname{Re}(1 - a \cdot F_1 F_2) > 0 \quad (44)$$

mit  $d^2 = a$  erfüllt ist und außerdem das linearisierte System stabil ist. Die Bedingung  $P < dP_0$  sagt aus, daß dieses Kriterium eine Bedingung für asymptotische, nicht aber für global asymptotische Stabilität ist. Dies schränkt jedoch den Nutzen der Aussagen nicht ein. Praktisch sind keine Leistungen  $P > 2P_0$  von Bedeutung, weil es sonst zu Beschädigungen des Reaktorkernes kommt und damit das hier benutzte Gleichungssystem seine Gültigkeit verliert.

Alle mit Hilfe der nichtlinearen Methoden gefundenen Stabilitätsgrenzen sind in Bild 12 dargestellt. Die beiden Geraden liefert die Methode von Popow unter Vernachlässigung der verzögerten Neutronen als Grenzbedingung für globale asymptotische Stabilität. Nach Gl. 44 wurden die Grenzen für  $P = dP_0$  mit  $d = 2; 3; 4; 5; 7,5; 10$  berechnet. Von praktischer Bedeutung ist die Grenzkurve für  $P = 2P_0$ . Die Grenzkurven haben nur Gültigkeit bis zum Schnittpunkt mit der Grenzkurve für globale asymptotische Stabilität ohne verzögerte Neutronen, weil ja jenseits dieser Kurven die Stabilität bereits nachgewiesen ist. Im Bild 12 schneidet die Kurve für  $d = 10$  diese Grenze.

Mit der letzten Stabilitätsbedingung ist nachgewiesen, daß das betrachtete System mindestens in dem durch Schraffierung begrenzten Gebiet der  $\alpha_{BD}$ - $\alpha_K$ -Ebene asymptotisch stabil im Leistungsbereich  $P < 2P_0$  ist.

### 2.3.3 Folgerungen aus den bisher gefundenen Stabilitätsgrenzen

Den in Bild 12 dargestellten Stabilitätsgrenzen liegen numerische Werte des D 1-Reaktors zugrunde. Dampfstoffgrößen und Geometriedaten bestimmen diese. Da diese Daten technisch und physikalisch in engen Grenzen gegeben sind, werden auch für andere Konzepte ähnliche Kurven entstehen. Die beiden Geraden können ihre Steigung ändern, jedoch nicht die Quadranten wechseln; bei den Grenzkurven aus Gl. 44 können ebenfalls geringe Verschiebungen auftreten. Der grundsätzliche Verlauf der Grenzkurven ist charakteristisch für alle Reaktorkerne, die durch das Gleichungssystem 1-9 dargestellt werden können.

Um Aussagen über die praktische Bedeutung dieser Grenzkurven machen zu können, muß noch das Gebiet der  $\alpha_{BD}-\alpha_K$ -Ebene abgesteckt werden, in dem sich technisch sinnvolle schnelle Reaktoren mit Dampfkühlung bewegen werden. Aus sicherheitstechnischen Gründen wird man keinen Reaktor mit einem positiven Brennstoff-Temperaturkoeffizienten zulassen, deshalb ist nur die Halbebene  $\alpha_{BD} < 0$  von Bedeutung. Aus physikalischen Gründen ist nicht zu erwarten, daß man negative Brennstoff-Temperaturkoeffizienten erzielen kann, die um Größenordnungen größer als die des D 1-Entwurfes sind.

Mit einem dem Betrage nach um den Faktor 3 größeren Koeffizienten als bei D 1 wird hier eine obere Grenze gesetzt, die jedoch für die anschließenden Überlegungen keine Bedeutung hat, weil eine weitere Vergrößerung die Stabilität verbessert. Für den Kühlmittel-Temperaturkoeffizienten  $\alpha_K$ , der in der Hauptsache vom Kühlmitteldichtekoeffizienten  $\alpha_\rho$  bestimmt wird, können ähnliche Grenzen angegeben werden. Als obere Grenze wurde ein um den Faktor 3 größerer Wert angenommen. Im allgemeinen ist ein positiver Wert von  $\alpha_K$  zu erwarten. Negative Werte sind jedoch nicht ausgeschlossen. So ergaben z.B. die Berechnungen für D 1 für einen frischen Kern einen kleinen negativen Wert. Als untere Grenze wurde hier ein negativer, dem Betrage nach gleichgroßer Wert wie bei D 1 angenommen. Danach wird als sinnvoller Bereich der Koeffizienten angenommen:

$$- 5 \cdot 10^{-5} \frac{1}{^\circ\text{C}} < \alpha_{BD} < 0$$

$$- 10^{-4} \frac{1}{^\circ\text{C}} < \alpha_K < + 3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ\text{C}}$$

Dieser Bereich ist in Bild 12 schraffiert eingezeichnet.

Die hinreichende Stabilitätsbedingung für die technisch sinnvolle asymptotische Stabilität im Bereich  $P < 2P_0$  ist um mehr als eine Größenordnung (bezogen auf  $\alpha_K$ ) von dem o.a. Bereich entfernt. Damit ist ein genügend großer Sicherheitsabstand gewährleistet, um für weitere Untersuchungen, in denen die Nichtlinearitäten der Reaktivitätsrückwirkung berücksichtigt werden, diese Grenze nicht mehr zu betrachten. Die Ergebnisse zeigen, daß der Reaktorkern eines dampfgekühlten schnellen Reaktors aufgrund der hier berücksichtigten Reaktivitätsrückwirkungen nicht durch Dauerschwingungen oder aufklingende Schwingungen gefährdet ist.

Die Grenze zur monotonen Instabilität läuft durch das schraffierte Gebiet. Diese Grenze ist also von großer Bedeutung für die Stabilität dampfgekühlter schneller Reaktoren. Bisher wurde sie unter starken Vereinfachungen (Linearisierung, axiale Mittelung) dargestellt. Um genauere Aussagen über das Stabilitätsverhalten zu machen, wird in den folgenden Abschnitten diese Grenze ausführlich untersucht. Es geht dabei um die Feststellung, ob bei Leistungserhöhung die gesamte rückwirkende Reaktivität positiv oder negativ ist.

#### 2.3.4 Berücksichtigung der Nichtlinearitäten der Rückführung (Thermodynamik und Reaktivitätskoeffizienten)

Bei den bisherigen Untersuchungen war von der Annahme ausgegangen worden, daß die Reaktivitätsrückwirkung eine lineare Funktion der Leistung ist. Im folgenden Schritt wird diese Einschränkung aufgehoben. Unter Einbeziehung der nichtlinearen Zusammenhänge werden aber nicht alle Stabilitätsgrenzen weiter untersucht. In Kap. 2.3.3 wurde festgestellt, daß nur die Grenze gegenüber monotoner Instabilität (identisch mit Grenzstabilität) für realistische Konzepte dampfgekühlter schneller Reaktoren Bedeutung hat. Deshalb wird im weiteren Verlauf auch nur diese Grenze untersucht.

In Kap. 2.2.1 wurde festgestellt, daß die Grenzkurve zur monotonen Instabilität unabhängig von der Neutronenkinetik ist, sie hängt nur von der Thermodynamik und den Reaktivitätskoeffizienten ab. In der linearisierten Form lautet die Stabilitätsbedingung I:

$$K_2 = \alpha_{BD} \left( \frac{1}{L_K} + \frac{1}{L_B} \right) + \alpha_K \frac{1}{L_K} < 0 \quad (22)$$

Die Größen  $L_K$  und  $L_B$  enthalten Stoffwerte und Wärmeübergangszahlen des Dampfes, die u.a. von der Temperatur und damit auch von der Leistung abhängen.  $K_2$  ist also selbst von der Leistung abhängig.  $\alpha_{BD}$  und  $\alpha_K$  sind ebenfalls von der Leistung abhängig. Deshalb ist es nicht zweckmäßig, die Darstellung in der  $\alpha_{BD}$ - $\alpha_K$ -Ebene beizubehalten.

Die Dopplerkonstante  $A_D$  und der Dampfdichtekoeffizient  $\alpha_\rho$  sind Größen, die man für ein und denselben Reaktor bei Veränderung verschiedener Variablen (Leistung, Durchsatz, Kühlmitteltemperatur, Druck) in erster Näherung als konstant annehmen kann. Deshalb wird die Darstellung in der  $\alpha_{BD}$ - $\alpha_K$ -Ebene durch eine Darstellung in der  $A_D$ - $\alpha_\rho$ -Ebene ersetzt. Eine grundsätzlich andere Darstellungsweise erlaubt es, den mit großen Unsicherheiten behafteten Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_\rho$  aus der Rechnung zu eliminieren und einen Grenzwert  $\alpha_{\rho \text{grenz}}$  zu berechnen, bis zu dem Stabilität herrscht. Ist der Dampfdichtekoeffizient  $\alpha_\rho$  negativ, so tritt bei einer Leistungserhöhung ein positiver Reaktivitätsanteil der Kühlmitteldichte auf, weil mit zunehmender Temperatur die Dichte abnimmt.  $\alpha_{\rho \text{grenz}}$  gibt den Wert von  $\alpha_\rho$  an, bei dem die Kühlmitteldichtereaktivität gerade alle anderen Reaktivitätsanteile aufhebt, so daß die gesamte Rückwirkung null ist. Bei negativen Werten von  $\alpha_\rho$ , die dem Betrage nach größer sind als  $\alpha_{\rho \text{grenz}}$ , ist dann die gesamte rückwirkende Reaktivität bei einer Leistungserhöhung positiv, was gleichbedeutend ist mit monotoner Instabilität.

Als dritte Möglichkeit bietet sich an,  $K_2$ , den Verstärkungsfaktor der Rückführung, selbst darzustellen. Da in der Größe  $K_2$  in normierter Form alle Reaktivitätsanteile zusammengefaßt sind, ist sie ein direktes Maß für die gesamte rückwirkende Reaktivität. Ist  $K_2$  positiv, so herrscht monotone Instabilität, ist  $K_2$  negativ, so ist die rückwirkende Reaktivität umso stärker und damit der Abstand von der Stabilitätsgrenze umso größer, je größer  $|K_2|$  ist.

Gegenüber Gl. 22 werden jetzt bei der Berechnung der rückwirkenden Reaktivität, bezogen auf eine Leistungsänderung  $\Delta P$

$$K_2 = \frac{\delta k_r}{\Delta P}$$



folgende Erweiterungen gemacht:

1. Berücksichtigung nichtlinearer Zusammenhänge
2. Berücksichtigung der Ortsabhängigkeit in axialer Richtung
3. Berücksichtigung aller erfaßbaren Reaktivitätsanteile

Die wichtigsten nichtlinearen Zusammenhänge sind:

$$\begin{aligned}\alpha_D &= f(\mathcal{J}_B) \\ h_{HK} &= f(\mathcal{J}_K, p_K, \dot{m}, P) \\ \xi_K &= f(\mathcal{J}_K, p_K) \\ c_K &= f(\mathcal{J}_K, p_K)\end{aligned}$$

Da sich die Dampfzustände im Kühlkanal in Abhängigkeit von der Kernhöhe stark ändern (z.B.  $c_{KE} \approx 2,5 c_{KA}$ ;  $\xi_{KE} \approx 2 \xi_{KA}$ ) und der Dampfdichtekoeffizient  $\alpha_\rho$ , der über den Kern gemittelt ist, eine axiale Wichtungsfunktion besitzt, können bei einer axialen Mittelung erhebliche Fehler auftreten, so daß man gezwungen ist, die Ortsabhängigkeit der Reaktivitätseffekte zu berücksichtigen.

An der Stabilitätsgrenze heben sich bei der bisherigen Berücksichtigung von  $\alpha_{BD}$  und  $\alpha_K$  die beiden Reaktivitätsanteile gerade auf. Sind weitere Reaktivitätsanteile vorhanden, so wirken diese sich gerade dann stark auf das Stabilitätsverhalten aus. Deshalb werden alle erfaßbaren Reaktivitätsanteile mit berücksichtigt.

Bei der Dopplerreaktivität wird die Temperaturabhängigkeit durch den Ausdruck  $A_D \cdot \ln \frac{\mathcal{J}_B^*}{\mathcal{J}_{BD}^*}$  dargestellt, wobei die Temperaturen in °K eingesetzt werden müssen. Die Temperaturkoeffizienten  $\alpha_B$ ,  $\alpha_H$  und  $\alpha_S$  werden mit der in Kap. 1.1 beschriebenen Bedeutung benutzt. Die Kühlmittelreaktivität wird nicht durch den Kühlmitteltemperaturkoeffizienten  $\alpha_K$ , sondern durch den Dichtekoeffizienten  $\alpha_\rho$  dargestellt, weil auf diese Weise auch die Reaktivitätsanteile, die durch Druckänderung im Kühlmittel zustande kommen, berücksichtigt werden.

Mit diesen Erweiterungen erhält man in allgemeiner Form die Stabilitätsbedingung VII:

$$\begin{aligned}
 K_2 = \frac{\delta k_r}{\Delta P} = \frac{1}{H \cdot \Delta P} \int_0^H \left[ W_D(z) \cdot A_D \cdot \ln \frac{\mathcal{V}_B^*(P, z)}{\mathcal{V}_{Bo}^*(z)} \right. \\
 + W_B(z) \cdot \alpha_B (\mathcal{V}_B(P, z) - \mathcal{V}_{Bo}(z)) \\
 + W_H(z) \cdot \alpha_H (\mathcal{V}_H(P, z) - \mathcal{V}_{Ho}(z)) \\
 + W_S(z) \cdot \alpha_S (\mathcal{V}_K(P, z) - \mathcal{V}_{Ko}(z)) \\
 \left. + W_\varrho(z) \cdot \alpha_\varrho (\varrho_K(P, z) - \varrho_{Ko}(z)) \right] dz < 0
 \end{aligned} \tag{45}$$

Die axialen Wichtungsfunktionen  $W$  gewinnt man aus neutronenphysikalischen Störungsrechnungen. Die Temperaturen sind in einem Brennstab mittlerer Leistung radial gemittelt und von der Kernhöhe abhängig zu berechnen. Eine analytische Berechnung der Temperaturprofile ist nicht möglich, weil die Dampfstoffgrößen nicht in analytisch geschlossener Form vorliegen.

Zur Berechnung von  $K_2$  wurde ein Digitalprogramm entwickelt. In einem Unterprogramm werden für einen Brennstab mittlerer Leistung bei konstanten Einflußgrößen des Kreislaufs ( $\dot{m}, p_A, \mathcal{V}_E$ ) die axialen Temperaturprofile und der Verlauf der Kühlmitteldichte in Abhängigkeit von der Kernhöhe bei konstanter Leistung berechnet. Das Programm arbeitet mit einer axialen Zonenaufteilung (hier wurde mit 30 Zonen gerechnet).\*)

Die Profile  $\mathcal{V}_o(z), \varrho_{Ko}(z)$  werden für die stationäre Leistung  $P_o$  berechnet, die Profile  $\mathcal{V}(z), \varrho_K(z)$  für die Abweichung vom stationären Zustand  $P = P_o + \Delta P$ . Dann wird die Multiplikation der Differenzen mit den Wichtungsfunktionen und den Reaktivitätskoeffizienten in den einzelnen Zonen durchgeführt. Die Addition der Produkte über alle axialen Zonen liefert  $\delta k_r$ . Eine Normierung mit  $\Delta P$  führt zu  $K_2$ . Um  $\alpha_{\varrho_{\text{grenz}}}$  zu erhalten, wird Gl. 22 gleich Null gesetzt und nach  $\alpha_{\varrho}$  aufgelöst. Alle folgenden numerischen Untersuchungen wurden mit diesem Rechenmodell durchgeführt.

---

\*) Dieses Programm, das von Herrn Doetschmann, IRE, für die thermodynamische Auslegung eines Reaktorkernes erstellt wurde, eignet sich für die hier durchzuführenden Berechnungen, deshalb wurde es übernommen.

### 3. Nichtlineare Untersuchungen des D 1-Kernes auf monotone Instabilität

Die Anwendung der in Kap. 2 dargestellten Theorie wird in diesem Kapitel am Beispiel des D 1-Kernes gezeigt. Mit geeigneten Stabilitätskenngrößen wird die Stabilität des Kernes im Auslegungszustand und bei Variation der wichtigsten Parameter untersucht. Zweck dieser Untersuchungen ist es einerseits festzustellen, wie sich die Stabilität des D 1-Reaktors bei gewollten oder ungewollten Parameteränderungen verhält, und andererseits von D 1 ausgehend für weitere Entwürfe Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität anzugeben.

In Kap. 3.4 wird der Einfluß der einzelnen Systemparameter auf die Stabilität berechnet und physikalisch erklärt, ohne im einzelnen darauf einzugehen, wie die Parametervariationen technisch verwirklicht werden können. Auf die technischen Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität wird in Kap. 5 näher eingegangen.

Nachdem sichergestellt ist, daß der Kern eines dampfgekühlten schnellen Reaktors nicht durch oszillatorische Instabilität gefährdet ist (Kap. 2.3.3), hat nur die monotone Instabilität eine Bedeutung. Nach der Stabilitätsbedingung VII (Gl. 45) ist der Reaktorkern stabil, wenn nach einer sprungförmigen Erhöhung der Leistung die rückwirkende Reaktivität negativ ist. Es spielt dabei keine Rolle, mit welcher Verzögerung die einzelnen Reaktivitätsanteile wirksam werden. Das geht schon aus der vereinfachten, linearen Stabilitätsbedingung I (Gl. 22) hervor, die nur statische Größen (Reaktivitätskoeffizienten, Wärmewiderstände), nicht aber dynamische Größen (Wärmekapazitäten, Neutronenlebensdauer usw.) enthält.

Die wichtigsten Anteile der rückwirkenden Reaktivität sind die stabilitätsfördernde Dopplerreaktivität  $\delta k_D$  und die ihr entgegenwirkende Kühlmitteldichtereaktivität  $\delta k_g$  (s. Näherungsgleichung 14a).

#### 3.1 Stabilitätskenngrößen

Ist die Stabilitätsbedingung gegenüber monotoner Instabilität (Gl. 45) auch eindeutig definiert, so gibt es doch viele Möglichkeiten, die Stabilitätsgebiete darzustellen. Allgemein ist es üblich, die Stabilitätsgrenze in der Ebene zweier Parameter darzustellen und die Lage des zu untersuchenden Systems einzutragen. Für den D 1-Kern wurden die Dopp-

lerkonstante  $A_D$  und der Kühlmitteldichtekoeffizient  $\alpha_\varrho$  gewählt.  
(S. Kap. 2.3.4) Für die Parametervariationen eignen sich jedoch numerische Kenngrößen, die jeweils in Abhängigkeit von einem Parameter dargestellt werden, besser.

Ein Maß für den Abstand von der Stabilitätsgrenze ist die rückwirkende Reaktivität nach einer Leistungsänderung, bezogen auf eine relative Leistungsänderung. Diese in  $\%$  normierte Größe wird hier als relativer Leistungskoeffizient  $A$  bezeichnet

$$A = \frac{\delta k_r}{\Delta P/P} \cdot \frac{1}{\beta} = P \cdot \frac{K_2}{\beta} \quad (46)$$

$P$  = stationäre Leistung; Sonderfall:  $P_0$  = Nennleistung des Reaktors

$\Delta P$  = Leistungsstörung

$K_2 = \frac{\delta k_r}{\Delta P}$  (s. Gl. 45)

$A = -1 \%$  bedeutet z.B., daß bei einer Leistungsänderung von  $\frac{\Delta P}{P} = 0,01$  eine rückwirkende Reaktivität von  $-0,01 \%$  frei wird. Stabilität herrscht für

$$A < 0$$

Je größer die negativen Werte von  $A$  sind, desto größer ist der Abstand von der Stabilitätsgrenze, d.h. umso "besser" ist die Stabilität. Durch die Normierung auf eine relative Leistungsstörung ist diese Kenngröße auch beim Vergleich von Reaktoren verschiedener Nennleistung direkt anwendbar.

Da beim dampfgekühlten schnellen Reaktor der Kühlmitteldichtekoeffizient  $\alpha_\varrho$  nicht sehr genau berechnet werden kann, wurde eine weitere Darstellungsweise für die Stabilität gewählt, bei der dieser unsichere Koeffizient zunächst aus der Rechnung eliminiert wird. Die Gleichung für die rückwirkende Reaktivität (45) wird unter Freigabe von  $\alpha_\varrho$  gleich null gesetzt (Stabilitätsgrenze) und nach  $\alpha_\varrho$  aufgelöst. Dann erhält man  $\alpha_{\varrho_{gr}}$ , den Grenzwert von  $\alpha_\varrho$  an der Stabilitätsgrenze.  $\alpha_{\varrho_{gr}}$  wird in Abhängigkeit von den einzelnen Parametern dargestellt. Stabilität herrscht für  $\alpha_\varrho > \alpha_{\varrho_{gr}}$ . Sind sowohl  $\alpha_\varrho$  als auch  $\alpha_{\varrho_{gr}}$  negativ, was in den meisten Fällen zutrifft, dann gilt ebenfalls die Stabilitätsbedingung  $|\alpha_\varrho| < |\alpha_{\varrho_{gr}}|$ . Je größer die Differenz zwischen  $\alpha_\varrho$  und  $\alpha_{\varrho_{gr}}$  ist, desto besser ist das Stabilitätsverhalten.

### 3.2 Stabilität im Auslegungspunkt

Für die technischen Daten des D 1-Entwurfs [1] wurde die Stabilität des Kernes im Auslegungspunkt untersucht. Folgende Reaktivitätskoeffizienten gingen in die Rechnung ein:

Dopplerkonstante	$A_D = -1,46 \cdot 10^{-2}$	
Brennstofftemperaturkoeff.	$\alpha_B = -2,4 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{^{\circ}\text{C}}$
Hüllrohrtemperaturkoeff.	$\alpha_H = +1,8 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{^{\circ}\text{C}}$
Strukturmaterialtemperaturkoeff.	$\alpha_S = -5,3 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{^{\circ}\text{C}}$
Kühlmitteldichtekoeff.	$\alpha_{\rho} = -0,37 \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{g}}$	

Für eine Leistungsstörung von  $\frac{\Delta P}{P} = +1\%$  wurde die Stabilitätsgrenze in der  $A_D - \alpha_{\rho}$ -Ebene berechnet (durchgezogene Linie in Bild 13) und die Lage des D 1-Kernes (x) eingetragen. Links von der Geraden herrscht Stabilität, rechts Instabilität. Die Grenzkurve geht nicht wie bei dem vereinfachten Modell mit nur 2 Reaktivitätskoeffizienten (Bild 7) durch den Koordinatenursprung. Die zusätzlich berücksichtigten Reaktivitätseffekte liefern insgesamt einen kleinen negativen Reaktivitätsbeitrag, so daß die Stabilitätsgrenze nach rechts verschoben wird und das stabile Gebiet etwas vergrößert wird. Der D 1-Kern liegt im stabilen Bereich. Der Abstand des Auslegungspunktes von der Stabilitätsgrenze für eine Störung  $\Delta P/P_0 = 1\%$  beträgt ca. 45 % bezogen auf  $A_D$  und ca. 50 % bezogen auf  $\alpha_{\rho}$ . Dies läßt zunächst auf ein gutes Stabilitätsverhalten schließen. Berücksichtigt man jedoch, daß die Berechnung der Reaktivitätskoeffizienten große Unsicherheiten enthält, so ändert sich das Bild. Nimmt man für  $A_D$  einen Fehler von  $\pm 25\%$  und für  $\alpha_{\rho}$  von  $\pm 50\%$  an, so kann es ungünstige Kombinationen von  $A_D$  und  $\alpha_{\rho}$  geben, die auf ein instabiles Core führen. In Bild 13 kann der D 1-Reaktor unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten von  $A_D$  und  $\alpha_{\rho}$  in dem schraffierten Gebiet liegen. Ein Teil davon liegt im instabilen Bereich. Es ist also nicht sichergestellt, daß der D 1-Kern stabil ist.

Der relative Leistungskoeffizient hat für die gleiche Störung  $\frac{\Delta P}{P} = 1\%$  einen Wert von  $A = -1,01\%$ , d.h. bei einer Erhöhung der Leistung  $P_0$  um 1 %, ausgehend von der Nennleistung, wird eine rückwirkende Reaktivität von

-0,0101  $\%$  frei. Daß bei einer positiven Leistungsstörung negative rückwirkende Reaktivität entsteht, ist gleichbedeutend mit Stabilität ( $A < 0$ ).

Der Grenzwert von  $\alpha_{\varrho}$ , bei dem der D 1-Kern vom stabilen Gebiet ins instabile Gebiet übergeht, ist  $\alpha_{\varrho_{gr}} = -0,55 \text{ cm}^3/\text{g}$ . Der im Auslegungspunkt für D 1 errechnete Wert ist  $\alpha_{\varrho} = -0,37 \text{ cm}^3/\text{g}$ . Da für Stabilität  $\alpha_{\varrho_{gr}} < \alpha_{\varrho}$  gilt, ist auch über dieses Kriterium Stabilität nachgewiesen. Eine Erhöhung von  $|\alpha_{\varrho}|$  um ca. 50 % (alle anderen Parameter konstant) führt den D 1-Kern an die Stabilitätsgrenze. Auch dieses Stabilitätskriterium zeigt, wie die Darstellung in der  $A_D - \alpha_{\varrho}$ -Ebene, daß bei Berücksichtigung der Ungenauigkeit von  $\alpha_{\varrho}$  die Stabilität des D 1-Kernes gefährdet ist.

### 3.3 Variation der Störampplitude

Bevor die eigentlichen Parametervariationen durchgeführt werden, muß noch geklärt werden, wie sich das Stabilitätsverhalten ändert, wenn die angenommene Störung in Betrag und Vorzeichen variiert wird. Gegenüber linearen Rechenmodellen ist ja das in Kap. 2.3.4 beschriebene Rechenmodell wegen der Berücksichtigung aller wesentlichen Nichtlinearitäten gerade für genaue Stabilitätsberechnungen bei großen Leistungsstörungen geeignet.

Wegen der starken Nichtlinearitäten, besonders wegen der stark nichtlinearen Abhängigkeit der Dampfdichte von der Temperatur in der Nähe der Satttdampflinie, ist zu erwarten, daß sich die Stabilitätskenngrößen mit der Amplitude der Leistungsstörung ändern. Diese Änderungen sind jedoch von Interesse, weil man neben der Stabilität für kleine Störungen (z.B.  $\frac{\Delta P}{P} = 1 \%$ ), die für die Regelung von Bedeutung ist, Aussagen darüber machen kann, wie sich das Stabilitätsverhalten ändert, wenn infolge irgendeiner Störung (z.B. im Kreislauf oder im Regelsystem) größere Leistungsänderungen (z.B. 10 - 50 %) auftreten.

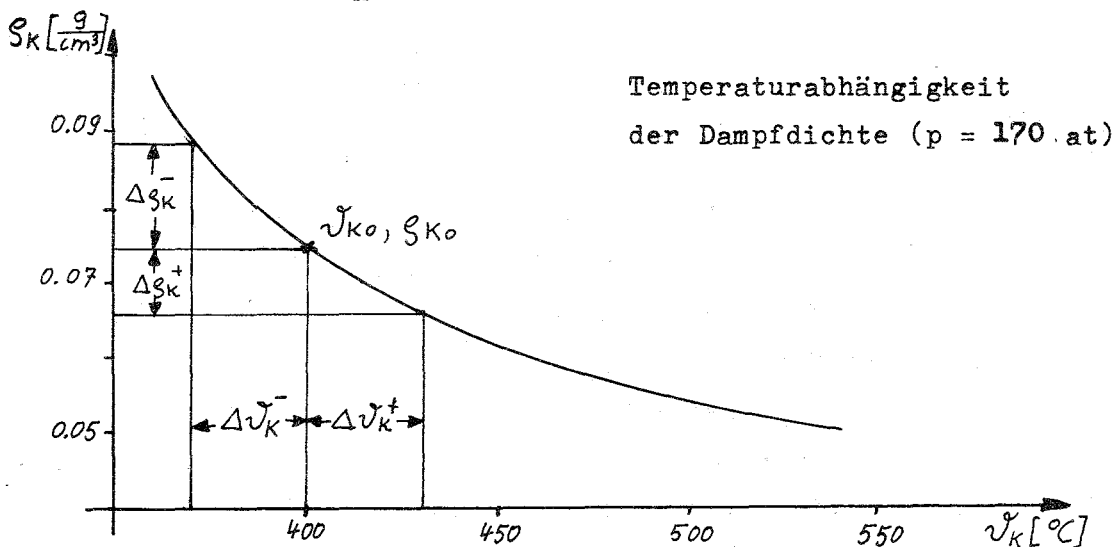
Deshalb wurden für den Auslegungspunkt des D 1-Kernes die Stabilitätsgrenzen in der  $A_D - \alpha_{\varrho}$ -Ebene und die Stabilitätskenngrößen  $A$  und  $\alpha_{\varrho_{gr}}$  für verschieden große positive und negative Leistungsstörungen  $\frac{\Delta P}{P_0}$  bestimmt.

In der  $A_D - \alpha_{\rho}$  -Ebene von Bild 13 sind neben der Stabilitätsgrenze für kleine Leistungsstörungen ( $\frac{\Delta P}{P} = 1\%$ ) die Stabilitätsgrenzen für eine große positive ( $\frac{\Delta P}{P} = +75\%$ ) und eine große negative ( $\frac{\Delta P}{P} = -75\%$ ) Leistungsstörung eingetragen. Für die positive Störung wird das stabile Gebiet vergrößert, für die negative Störung verkleinert, d.h. je größer die positive Leistungsstörung ist, umso besser ist die Stabilität. Bei negativen Leistungsstörungen wird die Stabilität schlechter.

Die Stabilitätskenngrößen  $A$  und  $\alpha_{\rho_{gr}}$  sind in Bild 16 dargestellt. Der Stabilitätsgrenze entspricht für  $A$  die Abszisse ( $A = 0$ ). Je größer  $|A|$  ist, desto besser ist das Stabilitätsverhalten. Auch hier ist deutlich zu erkennen, daß die Stabilität mit größer werdender positiver Leistungsstörung besser wird, während negative Leistungsstörungen zu einer Verschlechterung führen.

Dieses Verhalten wird im wesentlichen durch die nichtlineare Temperaturabhängigkeit der Kühlmitteldichte bestimmt. Bei einer Leistungserhöhung nimmt die Kühlmitteldichte ab. Ist der Kühlmitteldichtekoeffizient negativ, so entsteht dann eine positive Kühlmitteldichtereaktivität. Das bedeutet, daß die Kühlmitteldichtereaktivität die Stabilität verschlechtert (sie wirkt der stabilitätsfördernden Dopplerreaktivität entgegen). Die Stabilität ist also umso besser, je geringer der Einfluß der Kühlmitteldichtereaktivität ist, d.h. je geringer die Dichteänderungen mit der Temperatur sind, wenn  $\alpha_{\rho}$  konstant ist.

Wie diese Kühlmitteldichteänderungen von der Leistungsstörung abhängen, läßt sich an einer Skizze zeigen, die die Temperaturabhängigkeit der Kühlmitteldichte  $\rho_K$  wiedergibt.



Von einem stationären Zustand  $\nu_{K0}$ ,  $\rho_{K0}$  ausgehend werden Leistungsänderungen angenommen, die eine Temperaturänderung um  $\Delta\nu_K^+$  und  $\Delta\nu_K^-$  bewirken. Die zugehörigen Dichteänderungen sind dann  $\Delta\rho_K^-$  und  $\Delta\rho_K^+$ . Eine positive Leistungsstörung, die die Temperaturerhöhung  $\Delta\nu_K^+$  zur Folge hat, verursacht eine wesentlich geringere Dichteänderung als eine negative Leistungsstörung. Die Kühlmitteldichtereaktivität ist aber proportional der Dichteänderung, so daß bei einer positiven Leistungsstörung der Einfluß der Kühlmitteldichtereaktivität geringer ist als bei einer negativen Störung. Die Unterschiede werden umso größer, je größer die Störungen sind. Diesem starken Effekt wirkt ein anderer Effekt von der Dopplereaktivität her entgegen. Da der Dopplerkoeffizient mit steigender Temperatur abnimmt, ist die stabilitätsfördernde rückwirkende Dopplereaktivität bei einer positiven Leistungsstörung geringer als bei einer negativen. Dieser Effekt ist jedoch schwächer als der der Kühlmitteldichteänderungen, so daß der zuerst beschriebene Einfluß überwiegt.

Die Stärke des Einflusses beider Effekte läßt sich zeigen, wenn man die Dopplereaktivität und die Kühlmitteldichtereaktivität einer positiven und einer negativen Leistungsstörung gegenüberstellt. Aus den Berechnungen der gesamten rückwirkenden Reaktivität sind diese beiden Anteile herausgezogen und für eine Leistungsstörung von  $\pm 40\%$  gegenübergestellt:

$\frac{\Delta P}{P_0}$	Dopplereaktivität $\delta k_D [\%]$	Kühlmitteldichtereaktivität $\delta k_\rho [\%]$
+ 40 %	- 0,905	+ 0,735
- 40 %	+ 1,090	- 0,967

Wegen des mit steigender Temperatur abnehmenden Dopplerkoeffizienten wird bei positiver Leistungsstörung dem Betrage nach weniger Reaktivität freigesetzt als bei der negativen Leistungsstörung, und zwar beträgt die Differenz der Beträge 0,145 %. Bei der Kühlmitteldichtereaktivität, die der Dopplereaktivität entgegenwirkt, ist wegen der oben beschriebenen Nichtlinearität der Dampfdichte ebenfalls der Betrag der Reaktivität bei einer positiven Leistungsstörung geringer



als bei einer negativen, die Differenz beträgt jedoch hier 0,232 ‰. Damit ist gezeigt, daß die nichtlineare Kühlmitteldichteänderung mit der Temperatur die Stabilität stärker beeinflusst als die Nichtlinearität des Dopplerkoeffizienten.

Die Tatsache, daß mit zunehmenden positiven Leistungsstörungen die Stabilität besser wird, während sie mit wachsenden negativen Störungen schlechter wird (die Abhängigkeit ist am deutlichsten am relativen Leistungskoeffizienten A in Bild 16 zu erkennen), ist für den Reaktor sehr vorteilhaft, denn es besteht niemals die Gefahr, daß bei einer Leistungssteigerung infolge einer Störung der Reaktorkern monoton instabil wird. Bei negativen Leistungsstörungen wird die Stabilität schlechter, das birgt aber keine Gefahren für den Reaktor in sich, denn wenn eine negative Störung über die Reaktivitätsrückwirkung im Falle der monotonen Instabilität unterstützt wird, bedeutet das eine noch stärkere Leistungsabsenkung bzw. ein Abschalten des Reaktors.

Da negative Leistungsstörungen für den Reaktor ungefährlich sind und bei positiven Leistungsstörungen die Stabilität mit wachsender Amplitude der Störung besser wird, wurden die Parametervariationen zum D 1-Kern mit einer kleinen positiven Leistungsstörung  $\frac{\Delta P}{P} = + 1 \%$  durchgeführt. Grundsätzlich ist es jedoch möglich, mit Hilfe des Rechenmodells alle Parametervariationen für jede beliebige positive oder negative Leistungsstörung zu berechnen.

### 3.4 Variation der Parameter und Randbedingungen

Die wichtigsten Parameter, die einen Einfluß auf die Stabilität haben, sind die stationäre Leistung, die Reaktivitätskoeffizienten, die Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffs und der Wärmeübergangswiderstand zwischen Brennstoff und Hülle. Randbedingungen sind die vom Kreislauf her gegebenen Größen Systemdruck, Kühlmittelstrom und Kühlmittelintrittstemperatur. Im Falle der Corestabilität können die Randbedingungen jedoch wie die Parameter behandelt werden, weil sie als zeitlich konstant angenommen werden.

Die zu variierenden Parameter werden in 4 Gruppen eingeteilt:

1. Leistungsdichte (Teillast, Stableistung)
2. Reaktivitätskoeffizienten
3. Brennstab
4. Kühlmittel

Bei allen Variationen wird nur ein Parameter (bzw. eine Randbedingung) variiert. Eine Ausnahme bildet der Kühlmitteldurchsatz je Kanal, der z.B. bei Änderungen der Leistungsdichte mit variiert werden muß, um die Kühlmittelaustrittstemperatur konstant zu halten. Die Änderung nur eines Parameters entspricht nicht immer den physikalischen Realitäten, die Aussagen über das Stabilitätsverhalten werden jedoch deutlicher, wenn man diese scharfe Trennung vornimmt.

Bei allen Variationen sind die beiden Kenngrößen  $A$  und  $\alpha_{gr}$  in Abhängigkeit von dem jeweils variierten Parameter dargestellt. Außerdem sind in Tabelle 1 die Änderungen der Stabilität bei Variation der Parameter um gleiche Beträge, nämlich um  $\pm 20\%$  zusammengestellt, um zu zeigen, wie stark die einzelnen Parameter die Stabilität beeinflussen.

### 3.4.1 Leistungsdichte (Teillast, Stableistung)

Ein für den Reaktorbetrieb wichtiges Problem ist das Stabilitätsverhalten bei Teillast. Zur Untersuchung dieses Problems wird die stationäre Leistung verändert. Bei konstantem Systemdruck wird dabei der stationäre Kühlmitteldurchsatz so variiert, daß die Kühlmittelaustrittstemperatur sich stationär nicht ändert. Das entspricht genau dem Teillastbetrieb, zumindest im mittleren und höheren Leistungsbereich (über 25 %). Niedrigere Leistungsniveaus sind ohnehin nicht von Interesse, weil sie im Normalbetrieb nicht auftreten und nur beim Anfahren und Abschalten kurzzeitig durchlaufen werden.

Die Stabilitätsgrenzen für verschiedene Teillast- und Überlaststufen sind in Bild 14 in der  $A_D - \alpha_g$  -Ebene dargestellt. Die Stabilität verschlechtert sich erheblich mit abnehmender Last. Die Kurvenschar zeigt, daß der D 1-Kern bei ca. 40 % Leistung instabil wird. Diese Tendenz ist zunächst nicht zu erwarten, weil bei niedrigerer Leistung und folglich niedrigeren Brennstofftemperaturen der Dopplerkoeffizient  $\alpha_D$  größer wird.

Ausschlaggebend für die Verschlechterung der Stabilität mit sinkender Leistung ist die Tatsache, daß auf einem niedrigeren Leistungsniveau bei einer relativen Leistungsstörung (z.B. 1 %) die Brennstofftemperaturänderungen geringer sind, während die Kühlmitteltemperaturänderungen nahezu gleich sind. Dadurch wird die Wirkung des stabilitätsfördernden Dopplerkoeffizienten abgeschwächt. Der Einfluß wird deutlich sichtbar, wenn man die jeweiligen Temperaturänderungen betrachtet. In der folgenden Tabelle sind die mittleren Temperaturen in Brennstoff und Kühlmittel sowie die mittlere Kühlmitteldichte für den stationären Zustand und für 50 % Teillast sowohl im ungestörten Fall als auch bei einer Leistungsstörung von + 1 % zusammengestellt. In der 2. Tabelle sind die Änderungen von  $\bar{T}_B$  und  $\bar{\rho}_K$  vor und nach der Störung für 100 % und 50 % Leistung einander gegenübergestellt.

Stationäre Leistung $P/P_0$	Leistungsstörung $\Delta P/P$	$\bar{T}_B$ °C	$\bar{T}_K$ °C	$\bar{\rho}_K$ g/cm <sup>3</sup>
100 %	0	1307,0	447,2	$6,914 \cdot 10^{-2}$
	+ 1 %	1317,4	448,3	$6,898 \cdot 10^{-2}$
50 %	0	901,5	443,0	$6,679 \cdot 10^{-2}$
	+ 1 %	907,2	444,0	$6,663 \cdot 10^{-2}$

Stationäre Leistung $P/P_0$	$\Delta \bar{T}_B$ °C	$\Delta \bar{\rho}_K$ g/cm <sup>3</sup>	$\alpha_D$ °C <sup>-1</sup>	$\alpha_\rho$ cm <sup>3</sup> /g	$\delta_{kD}$ ß	$\delta_{k\rho}$ ß
100 %	+ 10,4	$-0,016 \cdot 10^{-2}$	$-1,12 \cdot 10^{-5}$	-0,37	-0,0362	+0,0183
50 %	+ 5,1	$-0,016 \cdot 10^{-2}$	$-1,41 \cdot 10^{-5}$	-0,37	-0,0224	+0,0183

Temperaturen, Dichten und rückwirkende Reaktivität bei Teillast.

Die Kühlmitteländerungen bei einer relativen Leistungsstörung sind bei beiden Leistungsniveaus gleich, weil bei niedrigerem Leistungsniveau auch der Kühlmitteldurchsatz so verringert wird, daß die Kühlmittelaustrittstemperatur die gleiche bleibt wie bei 100 % Leistung. Deshalb erhöht sich die Aufheizspanne in erster Näherung immer um 1 %, wenn die Leistungsstörung 1 % beträgt, gleichgültig auf welchem Leistungsniveau sich der Reaktor befindet. Die Temperatur- und Dichteänderungen im Kühlmittel sind also in erster Näherung proportional zu einer relativen Leistungsänderung.

Die Brennstofftemperaturänderung sinkt bei 50 % Leistung bei gleicher relativer Leistungsstörung gegenüber 100 % Leistung auf nahezu die Hälfte ab, weil die Brennstofftemperaturänderungen ja proportional zum Absolutwert der Leistungsstörung sind und bei gleicher relativer Leistungsstörung dieser Absolutwert bei 50 % Teillast nur noch halb so groß ist. Der Dopplerkoeffizient steigt bei 50 % Leistung gegenüber 100 % Leistung um ca. 25 %. Er kann also den zuerst beschriebenen Einfluß nicht aufheben, sondern ihm nur entgegenwirken.

Für die Stabilität ist das Produkt aus Temperatur- bzw. Dichteänderung und den zugehörigen Reaktivitätskoeffizienten von Bedeutung. Es liefert die entsprechenden Reaktivitätsanteile. In den beiden letzten Spalten sind die Reaktivitätsanteile einander gegenübergestellt. Die Kühlmitteldichtereaktivität ist in beiden Fällen gleich, während die Dopplerreaktivität bei 50 % Leistung gegenüber 100 % Leistung um ca. 40 % gesunken ist.

In Bild 17 ist  $A$  und  $\alpha_{Sgr}$  in Abhängigkeit von der stationären Leistung  $P$  dargestellt. Beide Kurven zeigen, daß der D 1-Kern bei  $P/P_0 = 37\%$  instabil wird (Schnittpunkt der Kurve  $A = f(P/P_0)$  mit der Abszisse bzw. Schnittpunkt der Kurve  $\alpha_{Sgr} = f(P/P_0)$  mit der Geraden  $\alpha_{\beta}(D 1) = -0,37 = \text{const}$ ). Das hat zur Folge, daß in diesem Leistungsbereich Störungen mit Hilfe eines Regelsystemes, d.h. durch Regelstabbewegungen ausgeglichen werden müssen. Instabilität bei sehr niedriger Leistung kann wegen des fast verschwindenden stabilisierenden Dopplereinflusses kaum vermieden werden. Diese Tatsache wirkt sich im Betrieb jedoch nicht störend aus, weil diese Leistungsbereiche nur kurzzeitig beim An- und Abfahren durchlaufen werden.

Da das Rechenmodell auf ein Brennelement der Leistung  $P$  aufbaut und nicht berücksichtigt, wie viele Brennelemente im Kern vorhanden sind, können die im vorigen Abschnitt berechneten Variationen der stationären Leistung auch als Variation der Stableistung aufgefaßt werden. Sowohl die numerischen Ergebnisse als auch die physikalische Erklärung können direkt für die Variation der Stableistung übernommen werden.

Daß bei einer Erhöhung der Stableistung infolge der Verkleinerung des Corevolumens die Reaktivitätskoeffizienten auch etwas verändern, ist an dieser Stelle nicht berücksichtigt, um den reinen Einfluß der Stableistung über die Temperaturen auf die Stabilität zu zeigen. In Kap. 5 wird an einem Beispiel aus der Systemanalyse zu D 1 [20] auf die Veränderungen der Reaktivitätskoeffizienten eingegangen.

Aus den Ergebnissen zur Variation der stationären Leistung (Bild 17), gedeutet als Variation der Stableistung, geht hervor, daß mit steigender Stableistung die Stabilität verbessert wird. Eine Erhöhung der Stableistung um 20 % führt zu einer Vergrößerung von  $|A|$  um 22,3 %, der Abstand von der Stabilitätsgrenze  $\alpha_{\text{gr}} - \alpha_{\text{g}}$  steigt um 22,8 % (s. Tab. 1). Die Erhöhung der Stableistung ist also ein wirksames Mittel zur Verbesserung der Stabilität. Da die Auslegungsstableistung für den D 1-Entwurf mit 310 W/cm relativ niedrig liegt, kann eine Erhöhung der Stableistung um 40 %, d.h. auf ca. 440 W/cm als realistische Möglichkeit angesehen werden. Mit einer Erhöhung um 40 % ist aber eine Erhöhung von  $|A|$  und  $\alpha_{\text{gr}} - \alpha_{\text{g}}$  um ca. 45 % erreichbar.

### 3.4.2 Reaktivitätskoeffizienten

Grundsätzlich bringt eine Vergrößerung der negativen und/oder eine Verkleinerung der positiven Temperaturkoeffizienten immer eine Verbesserung des Stabilitätsverhaltens gegenüber monotoner Instabilität. Ebenso führt eine Verkleinerung des negativen Kühlmitteldichtekoeffizienten  $\alpha_{\text{g}}$  zu einer Stabilitätsverbesserung.

An dieser Stelle soll nun gezeigt werden, wie stark die Stabilität von den einzelnen Reaktivitätskoeffizienten beeinflußt wird. Dazu wird zunächst für den Auslegungspunkt des D 1-Kernes der relative Leistungskoeffizient  $A$ , der ein Maß für die gesamte rückwirkende Reaktivität

nach einer Leistungsstörung ist, in seine Anteile, die durch die einzelnen Reaktivitätskoeffizienten bestimmt sind, zerlegt:

Koeff.	Anteil an A $\left[ \frac{\%}{\%} \right]$
$A_D$	-2,46
$\alpha_S$	+2,055
$\alpha_B$	-0,55
$\alpha_H$	+0,115
$\alpha_S$	-0,17
	<hr/>
	A = -1,01 %

Neben den dominierenden Koeffizienten  $A_D$  und  $\alpha_S$  hat nur noch der Brennstofftemperaturkoeffizient  $\alpha_B$ , dessen Reaktivitätsanteil ca. 20 % des Doppleranteils ausmacht, einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß. Die Temperaturkoeffizienten des Hüllmaterials  $\alpha_H$  und des Strukturmaterials  $\alpha_S$  haben nur einen sehr geringen Anteil an der gesamten Reaktivität, verglichen mit  $A_D$  und  $\alpha_S$ . Bei der Parametervariation werden deshalb nur diese beiden dominierenden Koeffizienten  $A_D$  und  $\alpha_S$  verändert.

Da der Brennstofftemperaturkoeffizient  $\alpha_B$  genauso wie die Dopplerkonstante mit der Brennstofftemperatur verknüpft ist, sein Reaktivitätsanteil aber ca. 20 % des Doppleranteils beträgt, kann man in erster Näherung annehmen, daß eine Variation von  $\alpha_B$  die Stabilitätskenngößen nur 0,2 mal so stark beeinflusst wie die gleiche relative Variation von  $A_D$ . Deshalb wurden Variationen von  $\alpha_B$  hier nicht gesondert berechnet.

Eine spezielle Variation von  $A_D$  und  $\alpha_S$  wurde bereits in Kap. 3.2 (Stabilität im Auslegungspunkt) durchgeführt. Unter der Annahme von ungenauen Werten für die Reaktivitätskoeffizienten wurde  $A_D$  um  $\pm 25\%$  und  $\alpha_S$  um  $\pm 50\%$  variiert. Das Variationsgebiet ist im Bild 13 in der  $A_D$ - $\alpha_S$  -Ebene schraffiert gezeichnet.

Durch senkrechte und waagerechte Verschiebung des Referenzpunktes D 1 kann jede beliebige Variation der Koeffizienten dargestellt werden; der Abstand von der Stabilitätsgrenze ist dabei ein Maß für die Stabilität.

Um den Einfluß der Variation von  $A_D$  und  $\alpha_g$  auf die Stabilität zahlenmäßig besser zu erfassen, ist in Bild 15 der relative Leistungskoeffizient  $A$  in Abhängigkeit vom Kühlmittelkoeffizienten  $\alpha_g$  und der Dopplerkonstanten  $A_D$  dargestellt.

Der Einfluß der beiden Koeffizienten auf die Stabilität ist sehr stark, eine Vergrößerung der Dopplerkonstanten um 20 % vergrößert  $|A|$  um fast 50 % und eine Verringerung von  $\alpha_g$  um 20 % führt zu einer Stabilitätsverbesserung von ca. 40 % (s. auch Tab. 1).

Die Veränderung von  $A_D$  und  $\alpha_g$  ist also ein wirksames Mittel zur Verbesserung der Stabilität. Beim dampfgekühlten schnellen Reaktor lassen sich diese Koeffizienten nicht in weiten Grenzen frei wählen, so wie man z.B. den Blasenoeffizienten beim Siedewasserreaktor durch das Brennstoff-Moderator-Verhältnis stark beeinflussen kann. Es gibt jedoch einige Möglichkeiten zur Veränderung der Koeffizienten, z.B. über die Kerengeometrie oder das Strukturmaterial. Ausführliche Untersuchungen und Berechnungen über die Abhängigkeit der Reaktivitätskoeffizienten von den Auslegungsparametern wurden von Kiefhaber [2, 22] durchgeführt.

In Kap. 5 (Folgerungen für die Auslegung) werden von D 1 ausgehend einige Möglichkeiten zur Verbesserung der Reaktivitätskoeffizienten nach Art und Stärke diskutiert.

### 3.4.3 Brennstab

Vom Brennstab her wird die Stabilität durch den Stabdurchmesser, die Wärmeleitung in Brennstoff und Hülle und die Wärmeübergangszahl zwischen Brennstoff und Hülle  $h_{BH}$  beeinflusst.

Der Einfluß des Brennstabradius braucht nicht untersucht zu werden. Bei konstanter Leistungsdichte ändert sich die Stabileistung in Abhängigkeit vom Radius ( $P \sim r^2$ ). Der Einfluß kann direkt aus den Kurven für die Variation von  $P$  hergeleitet werden. Die Änderung der Wärmeleitfähigkeit in der Hülle hat einen vernachlässigbar geringen Einfluß auf Stabilität. Als bedeutsame Größen bleiben nur die Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes  $\lambda_B$  und die Wärmeübergangszahl zwischen Brennstoff und Hülle  $h_{BH}$ .

Die Variationen von  $\lambda_B$  und  $h_{BH}$  zeigen, daß mit Verschlechterung (Verkleinerung) der Wärmeübertragungswerte die Stabilität zunimmt. Bei Verschlechterung dieser Werte steigen die Brennstofftemperaturen an, während die Zustände des Kühlmittels unverändert bleiben. Dieser Anstieg der Brennstofftemperaturen bringt, wie bei der Erhöhung der stationären Leistung, eine Verstärkung der Dopplerreaktivität, während die Kühlmitteldichtereaktivität unverändert bleibt. Deshalb führt eine Verringerung von  $\lambda_B$  und  $h_{BH}$  zu einer Stabilitätsverbesserung.

In Bild 18 sind  $A$  und  $\alpha_{gr}$  in Abhängigkeit von  $\lambda_B$  und  $h_{BH}$  dargestellt. Eine Verringerung von  $\lambda_B$  um 20 % verbessert die Stabilität, bezogen auf  $A$ , um ca. 20 %. Der Einfluß von  $h_{BH}$  ist geringer, bei einer Verringerung um 20 % verbessert sich die Stabilität um ca. 6 % .  
(s. Tab. 1)

Dieser Weg zur Verbesserung der Stabilität erscheint ganz abgesehen von seiner technischen Ausführbarkeit nicht sinnvoll, weil eine Verschlechterung der Wärmeleiteigenschaften außer den für die Stabilität günstigen höheren Brennstofftemperaturen keine zusätzlichen Vorteile bringt, während eine Erhöhung der Stabileistung die gewünschte Erhöhung der Brennstofftemperatur bringt und außerdem Kostenvorteile verschafft, denn eine Erhöhung der Stabileistung führt zu einer Verringerung der kritischen Masse und Verdopplungszeit und damit zu einer Reduzierung der Brennstoffkreislaufkosten [20].

In diesem Falle dient also die Parametervariation weniger zum Aufzeigen von Wegen zur Stabilitätsverbesserung. Es ist jedoch vorteilhaft zu wissen, in welcher Richtung und wie stark diese beiden Parameter  $\lambda_B$  und  $h_{BH}$  die Stabilität beeinflussen, denn diese Größen sind nicht sehr genau bekannt, und sie können sich auch während des Betriebes noch ändern (vor allem  $h_{BH}$ ).

#### 3.4.4 Kühlmittel

Die Beeinflussung der Stabilität durch die Kühlmittelzustände ist einerseits wegen des großen Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_g$  und den starken Änderungen der Kühlmittelzustände sehr groß, andererseits sind die Einflüsse wegen der Nichtlinearitäten und der Gegenläufigkeit verschiedener Effekte nicht sofort übersehbar. Die Stabilität wird unmittelbar



beeinflusst durch die Dichte und die spez. Wärme des Dampfes und durch den Wärmeübergang zwischen Hülle und Kühlmittel. Diese Größen werden bei gegebener Leistung von außen über die Kühlmittelintrittstemperatur  $\mathcal{V}_E$ , den Druck  $p$  und den Massenstrom  $\dot{m}$  bestimmt.

Die Veränderung der Eintrittstemperatur  $\mathcal{V}_E$  hat einen relativ großen Einfluß auf die Stabilität. Eine Erhöhung von  $\mathcal{V}_E$  bei konstantem Austrittsdruck  $p_A$  und Massendurchsatz  $\dot{m}$  hat zur Folge, daß für den Kühldampf der Abstand von der Sattdampflinie vergrößert wird und so die Änderungen der Zustandsgrößen mit der Temperatur abnehmen. Entscheidend ist hier, daß mit steigenden Kühlmitteltemperaturen die Dichteänderung infolge Temperaturänderung ( $\frac{\partial \rho}{\partial T_K}$ ) abnimmt. Bei einer schwächeren Temperaturabhängigkeit der Kühlmitteldichte wird aber nach einer Leistungsstörung weniger Kühlmitteldichtereaktivität, die destabilisierend wirkt, frei, so daß bei höherer Eintrittstemperatur ein besseres Stabilitätsverhalten vorhanden ist.

In Bild 19 sind die Stabilitätskenngrößen in Abhängigkeit von  $\mathcal{V}_E$  dargestellt. Eine Erhöhung von  $\mathcal{V}_E$  um 20 °C läßt  $|A|$  um 35 % ansteigen (s. auch Tab. 1). Damit ist nachgewiesen, daß die Stabilität des Reaktorkernes nicht gefährdet ist, wenn durch eine Störung (z.B. Störung an einem Dampferzeuger) die Kühlmittelintrittstemperatur über den Auslegungswert ansteigt.

Die Variation des Massendurchsatzes  $\dot{m}$  führt zu einer Veränderung der Aufheizspanne bzw. zu einer Veränderung der Kühlmittelaustrittstemperatur  $\mathcal{V}_A$  ( $\mathcal{V}_E = \text{const}$ ). Dadurch wird auch die Kühlmitteldichtereaktivität beeinflusst, und zwar auf zweierlei Art. Wird der Reaktor mit einem höheren Massendurchsatz betrieben, so sinkt die Austrittstemperatur  $\mathcal{V}_A$  und damit die Aufheizspanne  $\Delta \mathcal{V}$  ab ( $\mathcal{V}_E = \text{const}$ ). Bei einer niedrigeren Aufheizspanne ist aber auch bei einer Leistungsstörung die Temperaturänderung im Kühlmittel geringer, dadurch wird die Kühlmitteldichtereaktivität geringer, deshalb führt die Verringerung der Aufheizspanne zu einer Verbesserung der Stabilität. Diese Stabilitätsverbesserung käme voll zur Wirkung, wenn die Temperaturabhängigkeit der Kühlmitteldichte ( $\frac{\partial \rho}{\partial T_K}$ ) linear wäre. Da  $\frac{\partial \rho}{\partial T_K}$  aber bei niedrigeren Temperaturen (geringer Abstand von der Sattdampflinie) größer ist (s. Skizze in Kap. 3.3), werden auch die Änderungen der Kühlmitteldichte und der

Kühlmitteldichtereaktivität bei einer Leistungsstörung größer, wenn das gesamte Temperaturniveau bzw. die mittlere Kühlmitteltemperatur niedriger ist. Das bedeutet aber eine Verschlechterung der Stabilität.

Den Einfluß der Kühlmitteltemperaturen auf die Stabilität kann man also folgendermaßen kurz beschreiben:

Eine Verringerung der Aufheizspanne führt wegen der geringeren Temperaturänderungen im Kühlmittel zu einer Verbesserung der Stabilität, eine Absenkung des Temperaturniveaus bzw. der mittleren Kühlmitteltemperatur führt wegen der bei niedrigen Temperaturen stärkeren Temperaturabhängigkeit der Kühlmitteldichte zu einer Verschlechterung der Stabilität.

Da eine Erhöhung des Massendurchsatzes sowohl zu einer Verringerung der Aufheizspanne als auch zu einer Absenkung der mittleren Kühlmitteltemperatur führt, wirken die beiden oben beschriebenen Einflüsse gegeneinander. In der Nähe des Auslegungspunktes heben sie sich gegenseitig nahezu auf, so daß Änderungen des Massenstromes die Stabilität kaum beeinflussen, wie der Verlauf der Stabilitätskenngrößen in Abhängigkeit von  $\dot{m}$  erkennen läßt (Bild 20). Um zu zeigen, daß diese schwache Abhängigkeit von  $\dot{m}$  nicht wesentlich stärker wird, wenn sich die wichtigsten Parameter ändern, wurde der relative Leistungskoeffizient  $A$  in Abhängigkeit von  $\dot{m}$  für verschiedene Doppler- und Dampfdichtekoeffizienten berechnet und ebenfalls in Bild 20 dargestellt.

Wie gering der Einfluß von  $\dot{m}$  auf die Stabilität ist, wird an einem Zahlenbeispiel noch deutlicher: Eine Erniedrigung des Kühlmittelstroms um 20 % bewirkt eine Verbesserung der Stabilität, bezogen auf  $A$ , um 6,4 % (Tab. 1).

Die Änderung des Systemdruckes  $p$  beeinflusst die Stabilität ebenfalls. Bei den durchgeführten Druckvariationen wurde  $\check{V}_E$  gleichzeitig so variiert, daß die Differenz zwischen Sättigungstemperatur und  $\check{V}_E$  konstant blieb. Diese zusätzliche Variation ist sinnvoll, weil gleichzeitig mit einer gewollten oder ungewollten Druckabsenkung immer eine Absenkung von  $\check{V}_E$  eintritt.

Eine Absenkung des Druckes bringt unter der Annahme unveränderter Reaktivitätskoeffizienten eine Verbesserung der Stabilität, weil bei niedrigeren Drücken  $\frac{\partial \xi}{\partial \check{V}_K}$  kleiner ist. Diese Aussage ist wichtig für den Fall,

daß ein Reaktor in niedrigeren Laststufen mit niedrigerem Druck betrieben wird. Bei einer Absenkung des Druckes von 170 at auf 120 at verdoppeln sich  $|A|$  und  $|\alpha_{gr}|$  nahezu (Bild 21). Schon eine Absenkung von 170 at auf 150 at läßt  $|A|$  um ca. 32 % ansteigen.

Für die Auslegung eines Reaktors läßt sich dieser Gewinn an Stabilität durch eine Druckabsenkung jedoch nicht voll ausnutzen.

Ausführliche Untersuchungen in der Systemanalyse zur D 1-Studie [20] haben gezeigt, daß sich infolge der bei Druckreduzierung nötigen Änderung der Kerngeometrie sowohl die Dopplerkonstante  $A_D$  als auch der Dampfdichtekoeffizient  $\alpha_g$  zur ungünstigen Seite hin ändern, so daß der hier für konstante Reaktivitätskoeffizienten gefundene Gewinn durch die Verschlechterung der Reaktivitätskoeffizienten wieder verlorenggeht. Eine Druckreduzierung hat also nur dann Vorteile, wenn sich dabei die Reaktivitätskoeffizienten nicht oder nur wenig verschlechtern. Ob bei einer Druckabsenkung die Stabilitätsverbesserung infolge des kleineren  $\frac{\partial \beta}{\partial v_k}$  oder die Verschlechterung infolge ungünstigerer Reaktivitätskoeffizienten überwiegt, hängt vom einzelnen Entwurf ab. Bei den Druckvariationen in der Systemanalyse zum D 1-Reaktor zeigt sich z.B., daß sich beide Einflüsse fast aufheben und deshalb nahezu keine Druckabhängigkeit der Stabilitätskenngrößen vorhanden ist [20].

Durch eine kombinierte Variation der Kühlmiteleintrittstemperatur  $v_E$  und des Kühlmitteldurchsatzes  $\dot{m}$  lassen sich noch die beiden folgenden für die Coreauslegung interessanten Parametervariationen durchführen: Verschiebung der Aufheizspanne  $\Delta v$  zu höheren Temperaturen, wobei  $\Delta v$  selbst konstant bleibt, und Veränderung von  $\Delta v$ , wobei entweder die Kühlmiteleintrittstemperatur  $v_E$  oder die Austrittstemperatur  $v_A$  konstant gehalten wird. Eine Verschiebung der Aufheizspanne  $\Delta v$  zu höheren Temperaturen führt, wie schon bei der Variation von  $\dot{m}$  beschrieben, zu einer Verbesserung der Stabilität, weil mit Vergrößerung des Abstandes von der Sattdampflinie die Änderungen der Dampfdichte mit der Temperatur geringer werden. Wie groß die Stabilitätsverbesserung ist, kann aus Bild 22, das die Stabilitätskenngrößen  $A$  und  $\alpha_{gr}$  in Abhängigkeit von  $v_E$  enthält, abgelesen werden. Neben  $v_E$  wurde der Kühlmitteldurchsatz  $\dot{m}$  so variiert, daß  $\Delta v = v_A - v_E$  immer konstant blieb.

Diese Maßnahme zur Verbesserung der Stabilität ist nur bei Einspritzverdampfern möglich, weil bei Löfflerverdampfern die Kühlmiteleintritts-

zustände festliegen. Ein weiterer Nachteil ist die Verringerung des Gesamtwirkungsgrades wegen des erhöhten Druckabfalls im Kern. Eingeschränkt wird diese Variation außerdem durch die kritischen Temperaturen der Hülle und durch die obere Grenze der Reaktoraustrittstemperatur.

Die Verringerung der Aufheizspanne  $\Delta \mathcal{V}$  kann entweder durch Erhöhung von  $\mathcal{V}_E$  oder durch Absenken von  $\mathcal{V}_A$  erreicht werden.

Die Beeinflussung der Stabilität erfolgt über die beiden in dem Abschnitt "Variation des Massendurchsatzes  $\dot{m}$ " beschriebenen Effekte: Eine Verringerung der Aufheizspanne führt wegen der geringeren Temperaturänderungen im Kühlmittel zu einer Verbesserung der Stabilität, ein Absenken des Temperaturniveaus (z.B. repräsentiert durch die mittlere Kühlmitteltemperatur  $\mathcal{V}_m = \frac{1}{2} (\mathcal{V}_A + \mathcal{V}_E)$ ) führt wegen der bei niedrigeren Temperaturen stärkeren Temperaturabhängigkeit der Kühlmitteldichte zu einer Verschlechterung der Stabilität.

Verringert man die Aufheizspanne durch Anheben von  $\mathcal{V}_E$ , so steigt auch  $\mathcal{V}_m$  an; beide Effekte (Verringerung von  $\Delta \mathcal{V}$  und Erhöhung von  $\mathcal{V}_m$ ) wirken also stabilitätsfördernd. Erreicht man eine Reduzierung von  $\Delta \mathcal{V}$  jedoch durch Absenken von  $\mathcal{V}_A$ , so sinkt auch  $\mathcal{V}_m$ , dann wirkt die Verringerung von  $\Delta \mathcal{V}$  zwar stabilitätsfördernd, die Absenkung von  $\mathcal{V}_m$  verschlechtert aber die Stabilität.

Eine Erhöhung von  $\mathcal{V}_E$  muß also die Stabilität wirksamer verbessern als eine Absenkung von  $\mathcal{V}_A$ . Diese Tendenzen treten in Bild 23 deutlich hervor.  $A$  und  $\alpha_{\text{gr}}$  sind in Abhängigkeit von  $\Delta \mathcal{V}$  dargestellt.

Die beiden Kurven gelten für  $\mathcal{V}_A = \text{const}$  (Variation von  $\mathcal{V}_E$ ) und  $\mathcal{V}_E = \text{const}$  (Variation von  $\mathcal{V}_A$ ). Wie stark der Einfluß der Aufheizspanne auf die Stabilität ist, zeigt ein Zahlenbeispiel: Eine Verringerung der Aufheizspanne  $\Delta \mathcal{V}$  von 170 °C auf 150 °C durch Erhöhung von  $\mathcal{V}_E$  um 20 °C führt zu einer Verbesserung der Stabilität um ca. 36 %. Führt man die Reduzierung von  $\Delta \mathcal{V}$  durch Absenken von  $\mathcal{V}_A$  um 20 °C herbei, so bleibt die Stabilität nahezu unverändert.

Wenn man eine Verbesserung der Stabilität durch die Verringerung von  $\Delta \mathcal{V}$  erreichen will, so muß man also die Eintrittstemperatur  $\mathcal{V}_E$  anheben. Nachteilig ist dabei, wie schon oben erwähnt, daß die Anhebung

von  $v_E$  nur bei Einspritzdampferzeugern möglich ist, und daß bei der Anhebung der Eintrittstemperatur der Kühlmitteldurchsatz wesentlich mehr erhöht werden muß als bei Absenkung von  $v_A$ , weil in der Nähe der Satt dampflinie die spez. Wärme des Dampfes sehr groß ist. Um eine Reduzierung von  $\Delta v$  um 25 °C zu erreichen, muß  $\dot{m}$  für  $v_E = \text{const}$  um 10 % und für  $v_A = \text{const}$  um 28 % erhöht werden.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, in welcher Richtung und wie stark die wichtigsten Parameter die Stabilität beeinflussen. Dadurch ist es möglich, für einen gegebenen Reaktorentwurf Aussagen über das Stabilitätsverhalten zu machen, wenn bestimmte Parameter gewollt (z.B. bei Leistungsänderungen) oder ungewollt (z.B. bei Ausfall eines Verdichters oder Dampferzeugers) geändert werden. Auch kann der Einfluß von Unsicherheiten bei der Berechnung der Parameter, besonders der Wärmeleit-eigenschaften und der Reaktivitätskoeffizienten, berücksichtigt werden.

Neben diesen Aussagen über die Stabilität eines gegebenen Reaktorentwurfs ist es außerdem möglich, stabilitätsfördernde Änderungen am gegebenen Entwurf vorzuschlagen, falls das Stabilitätsverhalten nicht gut genug ist. Selbstverständlich ist es auch möglich, schon während eines neuen Entwurfs diese stabilitätsfördernden Maßnahmen zu berücksichtigen.

Zunächst sollen an dieser Stelle qualitative Aussagen über die Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität gemacht werden. Grundsätzlich wird eine Verbesserung der Stabilität immer dann erzielt, wenn man die negativen Anteile der Reaktivitätsrückwirkung verstärken oder die positiven verringern kann. Aus den dargestellten physikalischen Zusammenhängen gibt es 4 Wege, dies zu erreichen:

1. Vergrößerung der negativen und Verkleinerung der positiven Temperaturkoeffizienten.
2. Verkleinerung des negativen Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_\rho$
3. Erhöhung des Temperaturniveaus im Brennstoff bei gleichen Kühlmitteltemperaturen, um den Einfluß der stabilisierenden Dopplerreaktivität zu verstärken.
4. Verschiebung der Aufheizspanne  $\Delta v$  in Richtung geringerer Temperaturabhängigkeit der Dichte (zu höheren Temperaturen), um die Kühlmitteldichteänderungen und damit die Kühlmitteldichtereaktivität zu verringern.

Für quantitative Aussagen über die Möglichkeit zur Verbesserung der Stabilität reichen die Ergebnisse dieses Kapitels nicht aus. Es ist zwar jetzt bekannt, wie stark die Stabilität von den einzelnen Parametern abhängt, es wurde jedoch meistens keine Aussage darüber gemacht, in welchen Grenzen eine gezielte Änderung der Entwurfparameter technisch möglich oder wirtschaftlich sinnvoll ist.

Eine umfassende Untersuchung aller Möglichkeiten unter Berücksichtigung der technischen Durchführbarkeit und der Wirtschaftlichkeit würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten. Bezüglich der Reaktivitätskoeffizienten wurden von Kiefhaber [2, 22] von D 1 ausgehend umfangreiche Untersuchungen durchgeführt.

Um in diesem wichtigen Punkt der Stabilitätsanalyse nicht bei allgemeinen qualitativen Aussagen zu bleiben, sind in Kap. 5 (Folgerungen für die Auslegung) die wichtigsten Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität auch quantitativ angegeben, z.T. unter Zuhilfenahme bereits vorhandener Literatur.

### 3.5 Numerische Ergebnisse und Faustformel

Bei der Diskussion der Ergebnisse dieses Kapitels wurde der Schwerpunkt auf die physikalische Erklärung der Abhängigkeiten gelegt. Die numerischen Ergebnisse sind in den Bildern 14 - 23 graphisch dargestellt. Nur die wichtigsten davon wurden im Text bisher hervorgehoben.

Um noch einmal einen Überblick darüber zu geben, wie stark das Stabilitätsverhalten beim D 1-Kern von den wichtigsten Parametern und von den Randbedingungen, die durch den Kreislauf bestimmt werden, abhängt, sind charakteristische Ergebnisse in Tab. 1 zusammengestellt.

Für eine relative Änderung der wichtigsten Parameter des Kernes um  $\pm 20\%$  sind die Stabilitätskenngrößen  $-A$ ,  $-\alpha_{\zeta gr}$  und  $\alpha_{\zeta} - \alpha_{\zeta gr}$  dargestellt.

Die relativen Änderungen, bezogen auf den D 1-Kern, in den beiden letzten Spalten lassen die Einflüsse am besten erkennen. Daß die Prozentzahlen bei gleicher Variation für die verschiedenen Stabilitätskriterien sich oft stark unterscheiden, liegt an der grundsätz-

Variation		- A	$-\alpha_{sgr}$	$\alpha_s$	$-\alpha_{sgr}$	Verbess.d.Stabi- lität gegenüber D 1 in % bezogen auf:	
		[ $\%$ ]	[ $\frac{cm^3}{g}$ ]		[ $\frac{cm^3}{g}$ ]	A	$\alpha_s$ - $\alpha_{sgr}$
=====							
Referenzwert D 1, verschied.Störäm- plituden $\Delta P/P$ :							
+ 1%		1,010	0,550	0,180	-	-	
-20%		0,947	0,526	0,156	- 7,2	-13,3	
+20%		1,020	0,562	0,192	+ 1,0	+ 6,7	
=====							
Parameter:							
stat.Leistung P	-20%	0,721	0,498	0,128	-28,6	-28,9	
( $\dot{V}_A = \text{const} = 540^\circ\text{C}$ )	+20%	1,240	0,591	0,221	+22,8	+22,8	
Dopplerkonstante $A_D$	-20%	0,513	0,462	0,092	-49,2	-48,8	
	+20%	1,500	0,638	0,268	+48,5	+48,8	
Kühlmitteldichte- koeffizient $\alpha_s$	-20%	1,420	0,550	0,106	+40,5	+41,1	
	+20%	0,593	0,550	0,254	-41,3	-41,1	
Wärmeübergang Brennst.-Hülle $h_{BH}$	-20%	1,091	0,565	0,195	+ 6,4	+ 2,8	
	+20%	0,949	0,540	0,190	- 2,0	- 5,6	
Wärmeleitfähigk. d.Brennstoffs $\lambda_B$	-20%	1,207	0,586	0,216	+19,4	+20,0	
	+20%	0,863	0,524	0,154	-14,6	-14,5	
=====							
Randbedingungen:							
Kühlmittelstrom $\dot{m}$	-20%	1,075	0,558	0,188	+ 6,4	+ 4,4	
	+20%	0,996	0,560	0,190	- 2,0	+ 5,6	
Kühlmittelein- trittstemp. $\dot{V}_E$ ( $\dot{V}_{E0} = 370^\circ\text{C}$ )	- 5 $^\circ\text{C}$	0,841	0,510	0,140	-16,8	-22,3	
	+20 $^\circ\text{C}$	1,371	0,668	0,298	+35,7	+65,6	
Verringerung der Aufheizspanne $\dot{V}_A - \dot{V}_E$ um 20 $^\circ\text{C}$							
$\dot{m} \neq \text{const}$ $\Delta \dot{V}_E =$	+20 $^\circ\text{C}$	1,376	0,696	0,326	+36,2	+81,1	
$\Delta \dot{V}_A =$	-20 $^\circ\text{C}$	1,010	0,557	0,187	0,0	+ 3,9	
Systemdruck $p_0$							
$p_0 = 170 \text{ at}$ $\Delta p_0 =$	-20at	1,335	0,646	0,276	+32,2	+53,3	
$\Delta p_0 =$	+20at	0,600	0,461	0,091	-20,7	-49,5	
=====							

Tabelle 1 Einfluß der wichtigsten Parameter und Randbedingungen auf die Stabilität

lichen Verschiedenheit der beiden Kriterien. A ist ein Maß für die gesamte rückwirkende Reaktivität und damit charakteristisch für das dynamische Verhalten. In  $\alpha_{\mathcal{G}} - \alpha_{\mathcal{G}gr}$  wird durch Vergleich einzelner Reaktivitätsanteile festgestellt, wie groß  $\alpha_{\mathcal{G}}$  maximal werden darf. Da dieses Kriterium auf einer Differenzbildung beruht, sind besonders bei starken Änderungen die prozentualen Änderungen größer als bei dem ersten Kriterium.

In den drei obersten Zeilen der Tab. 1 ist gezeigt, wie stark die Stabilitätskenngrößen von der Amplitude der Störung abhängen. Bei allen Parametervariationen wurden A und  $\alpha_{\mathcal{G}gr}$  mit einer Leistungsstörung von  $\Delta P/P = 1\%$  bestimmt.

Die Zahlenwerte für die Variation der stationären Leistung P gelten auch für die Variation der Stabileistung. Bei jeder Variation wurden alle anderen Parameter und Randbedingungen festgehalten, mit Ausnahme des Massendurchsatzes, der bei der Variation von P und  $\Delta v = v_A - v_E$  geändert werden muß, um die Temperatur-Randbedingungen zu erfüllen.

Da im Anfangsstadium der Entwurfsarbeiten oft noch nicht alle Daten vorliegen (z.B. Wichtungsfunktionen), die zur Stabilitätsberechnung nach Stabilitätsbedingung VII erforderlich sind, und außerdem die ersten Ergebnisse nur richtungsweisend sein sollen, ohne daß hohe Anforderungen an die Genauigkeit gestellt werden, ist es zweckmäßig, die ersten Untersuchungen mit einer bequem zu handhabenden Näherungsgleichung zu ermitteln. Aus den Gleichungen 22 und 45 läßt sich leicht eine Näherung für die Stabilitätsbedingung VII finden:

Stabilitätsbedingung VIII (Näherung)

$$A = \frac{\delta k_r}{\beta \cdot \Delta P/P} = \frac{P}{\beta} \cdot \left[ \alpha_{BD} \left( \frac{1}{L_{BH}} + \frac{1}{L_{HK}} + \frac{1}{2c_K \cdot \dot{m}} \right) + \alpha_H \left( \frac{1}{L_{HK}} + \frac{1}{2c_K \cdot \dot{m}} \right) + (\alpha_S + \alpha_{\mathcal{G}} \cdot \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial v_K}) \left( \frac{1}{2c_K \cdot \dot{m}} \right) \right] < 0 \quad (47)$$



Will man in einer ersten Untersuchung nur die wichtigsten Reaktivitätskoeffizienten berücksichtigen, so reduziert sich Gleichung 47 weiter zur

Stabilitätsbedingung IX (Näherung)

$$A = \frac{\delta k_r}{\beta \cdot \Delta P / P} = \frac{P}{\beta} \cdot \left[ \alpha_D \left( \frac{1}{L_{BH}} + \frac{1}{L_{HK}} + \frac{1}{2c_k \cdot \dot{m}} \right) + \alpha_S \cdot \frac{\partial \beta}{\partial v_K} \cdot \frac{1}{2c_k \cdot \dot{m}} \right] < 0 \quad (48)$$

Für  $c_K$  wird  $c_P$  ( $v_M$ ) mit  $v_M = \frac{v_A + v_E}{2}$  eingesetzt. Bei der Bildung von  $\frac{\partial \beta}{\partial v_K}$  würde man einen zu großen Fehler machen, wenn man  $\frac{\partial \beta}{\partial v_K}$  ebenfalls für den arithmetischen Mittelwert  $v_M$  berechnen würde. Da eine Leistungsänderung die Temperaturen in der Nähe des Kühlmittelaustritts stärker beeinflusst als in der Nähe des Kühlmiteleintritts, muß bei der Mittelwertbildung die Austrittstemperatur stärker bewertet werden als die Eintrittstemperatur. Durch Vergleiche mit dem genauen Modell hat sich gezeigt, daß gute Ergebnisse erzielt werden, wenn man  $\frac{\partial \beta}{\partial v_K}$  an der Stelle  $v_M^* = 0,6 \cdot v_A + 0,4 \cdot v_E$  bildet. Die Vergleiche zeigen ebenfalls, daß die einzelnen Reaktivitätsanteile gegenüber dem genaueren Modell mit Fehlern  $f < 15\%$  bestimmt werden können. In der Nähe der Stabilitätsgrenze, wo sich die einzelnen Reaktivitätsanteile gegenseitig aufheben, können dabei jedoch große relative Fehler bei der Berechnung von A auftreten. Einige Ergebnisse aus Kap. 2.5 wurden mit der Näherungsformel VIII nachgerechnet; sie sind in den Bildern 17, 19, 21 gestrichelt eingetragen.

Mit der nichtlinearen Untersuchung des Kernes an der Grenze zur monotonen Instabilität ist der wichtigste Teil der Stabilitätsanalyse abgeschlossen. Der Einfluß des Kreislaufs auf die Stabilität läßt sich mit Hilfe linearer Methoden qualitativ bestimmen. Eine nichtlineare Stabilitätsanalyse mit vertretbarem mathematischen Aufwand ist nicht möglich, weil das System zu kompliziert ist und sehr viele nichtlineare Einflüsse gleich stark sind, so daß man nicht wie bei der Untersuchung des Kernes schrittweise vorgehen kann. Die lineare Methode reicht jedoch völlig aus, um klar herauszustellen, wie die Stabilität durch den Kreislauf beeinflusst wird. Der einfachste Weg ist deshalb eine linearisierte Vorausberechnung und eine anschließende detaillierte dynamische Untersuchung mit einem Simulator des gesamten Kreislaufs, bei dem dann

die wichtigsten Nichtlinearitäten berücksichtigt sind [10]. Dieses Vorgehen ist schon deshalb zweckmäßig, weil auf eine Simulation des dynamischen Verhalten ohnehin nicht verzichtet werden kann. Die Stabilitätsuntersuchungen liefern zwar wichtige Aussagen über das dynamische Verhalten, genaue Angaben über den zeitlichen Ablauf bestimmter Störungen und Laständerungen sind jedoch nicht möglich. So können z.B. Fragen nach den maximal möglichen Laständerungsgeschwindigkeiten, nach Temperaturänderungsgeschwindigkeiten an besonders gefährdeten Stellen des Kreislaufs (Stützen), oder nach Zeitpunkten, an denen bestimmte Grenzwerte von Druck und Temperatur überschritten werden, mit Hilfe der Stabilitätsanalyse nicht beantwortet werden. Dazu ist ein dynamisches Rechenmodell (z.B. ein Analogrechenmodell) unbedingt erforderlich.

#### 4. Einfluß des Kreislaufes

Die Stabilität der gesamten Reaktoranlage wird im wesentlichen durch die Stabilität des Kernes bestimmt. Deshalb stehen die ausführlichen Untersuchungen in Kap. 2 im Vordergrund. Wegen der Rückkopplung über den Kühlkreislauf muß jedoch untersucht werden, wie die Stabilität durch den Kreislauf beeinflußt wird. Diese prinzipiellen Untersuchungen werden mit Hilfe linearer Methoden durchgeführt. Eine Nachprüfung mit gleichzeitiger Darstellung des Zeitablaufes von Störungen mit dem Analogrechenmodell des gesamten Kreislaufes schließt sich an.

##### 4.1 Beschreibung des Kreislaufes

Der im Reaktorkern erzeugte Heißdampf strömt in das Austrittsplenum (Heißdampfsammelraum). Dort tritt eine Verzweigung auf. Ein Teil des Heißdampfes (ca. 35 %) strömt zu den Hauptturbinen, der größere Teil (ca. 65 %) wird zum Dampferzeuger geführt, wobei evtl. vorher ein Zwischenüberhitzer durchströmt werden muß. Das Aufteilungsverhältnis ergibt sich aus einer Durchsatz- und Enthalpiebilanz im Dampferzeuger. Heißdampf und Speisewasser werden so vermischt, daß am Ausgang des Dampferzeugers Sattedampf entsteht. Durch den Verdichter und das Reaktoreintrittsplenum gelangt der Sattedampf wieder in den Kern. Der gesamte Kreislauf kann mehrfach ausgelegt sein (D 1: sechs parallele Kreisläufe).

Zur Erklärung der physikalischen Zusammenhänge und mathematischen Behandlung wird der Kreis in 6 Teile aufgeteilt, die miteinander durch verschiedene Größen verkoppelt sind (Bild 24). Die im gesamten Kreis vorhandenen Dampfräume werden an 3 Stellen zusammengefaßt: Ein- und Austrittsplenum und Dampferzeuger. Rohrleitungen, Zwischenüberhitzer, Verdichter und Reaktorkern bilden die Verbindungen zwischen den einzelnen Dampfräumen. Das Signalflußdiagramm gibt alle im Kreis vorkommenden Verkopplungen an (Bild 24). Man kann den gesamten Signalfluß in 3 Hauptkreise **einteilen**: den Temperaturkreis, den Mengenstromkreis und den Druckkreis. In jedem Block sind alle 3 Kreise miteinander verknüpft.

Eine Leistungsänderung bewirkt eine Änderung der Kernaustrittstemperatur  $\dot{V}_{AK}$ . Diese Änderung pflanzt sich durch Austrittsplenum, Leitungen

und Zwischenüberhitzer bis zum Dampferzeuger fort, wobei Mengenströme und Drücke bzw. Druckabfälle beeinflusst werden. Nach einer Verzögerungszeit macht sich die Temperaturstörung auch am Dampferzeugeraustritt bemerkbar, sie erreicht über den Verdichter und das Eintrittsplenum wieder den Kern. Der Mengenstrom zwischen zwei Dampfäumen wird durch deren Drücke bestimmt, die Drücke selbst hängen von den Mengenbilanzen in den einzelnen Dampfäumen ab. Es ist nicht Aufgabe dieser Arbeit, die zahlreichen, teilweise recht einfachen Gleichungen der einzelnen Blöcke des Kreislaufes aufzustellen und damit ein umfangreiches Modell aufzubauen, dies geschah bereits in [10]. Hier geht es darum, das charakteristische Verhalten des Kreislaufes und den Einfluß auf die Stabilität herauszuarbeiten.

Um Voraussagen über das dynamische Verhalten des gesamten Kreislaufes machen zu können, muß man aus den vielfachen Verkopplungen den Rückführungsweg herausstellen, der den stärksten Einfluß hat. Dieser Weg ist im Signalflußdiagramm (Bild 24) durch eine dickere Strichstärke hervorgehoben. Ausgehend von einer Leistungserhöhung, die z.B. durch eine Regelstabbewegung verursacht werden kann, erhöht sich die Kernaustrittstemperatur  $\overset{\vee}{v}_{AK}$ . Unter der Annahme idealer Durchmischung erhöht sich die Austrittstemperatur des Austrittsplenums  $\overset{\vee}{v}_{AA}$  nach einer Zeitverzögerung 1. Ordnung. In den Leitungen und im Zwischenüberhitzer treten Transporttotzeiten und Zeitverzögerungen infolge Aufheizung der Leitungen und Wärmeübertragung im Zwischenüberhitzer auf. Nach diesen Verzögerungen erreicht die positive Temperaturstörung den Dampferzeuger.

Da am Dampferzeugeraustritt immer Sattedampfbedingungen herrschen (Löffler-Verdampfer oder Einspritzverdampfer mit entsprechender Regelung), steigen Druck und Temperatur im Verdampfer wegen der Enthalpieerhöhung des Heißdampfes an, und zwar führt eine sprunghafte Erhöhung des Eintrittsenthalpie zu kontinuierlich ansteigendem Druck (integrierendes Verhalten). Die Druckerhöhung im Dampferzeuger erzwingt schnell - über Mengenstromänderungen zwischen Verdampfer und Ein- und Austrittsplenum - eine Erhöhung des Druckes im gesamten System und damit gleichzeitig auch der Dampfdichte im Kern. Bei normalerweise negativem Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_g$  führt dies zu einer Verringerung der Reaktivität, so daß die Leistung wieder reduziert wird. Bei negativem Dampfdichtekoeffizienten ist also eine negative Reaktivitätsrückwirkung vorhanden.

#### 4.2 Stabilitätsanalyse des Kreislaufes

Die in 3.1 beschriebenen Vorgänge werden so dargestellt, daß eine einfache Stabilitätsuntersuchung möglich ist. Dazu wird der Kreis in 3 Blöcke geteilt, in denen die wichtigsten Elemente, die das Übertragungsverhalten bestimmen, zusammengefaßt sind:

Block	Inhalt
K	Reaktorkern: Neutronenkinetik und Reaktivitätsrückwirkung
V	Alle Zeitverzögerungen: Durchmischung im Austrittsplenum, Wärmeübertragung an Rohrleitungen und zur Sekundärseite des Zwischenüberhitzers.  Transporttotzeiten in Leitungen und Zwischenüberhitzer
D	Energiebilanz im Dampferzeuger; besonders das Verhalten des Systemdruckes bei Veränderung der Heißdampfenthalpie

In Bild 25 ist das Blockschaltbild für Abweichungen vom stationären Zustand dargestellt. Zur Veranschaulichung sind in den Blöcken die Übergangsfunktionen eingetragen. Für die einzelnen Blöcke werden nun die Übertragungsfunktionen aufgestellt.

##### Reaktorkern

Für den Kern benötigt man die Übertragungsfunktion  $F_K = \frac{\Delta \mathcal{J}_{AK}}{\Delta p}$ , die das Verhalten der Kühlmittelaustrittstemperatur  $\Delta \mathcal{J}_{AK}$  bei einer Störung des Systemdruckes  $\Delta p$  beschreibt. Die mit dem Analogrechenprogramm ermittelte Übergangsfunktion für eine sprunghörmige Absenkung des Druckes um 1 at ist in Bild 26 dargestellt. Die durchgezogene Kurve gilt für D 1, die gestrichelte für einen Reaktor mit positivem Dampfdichtekoeffizienten, die strichpunktierte Kurve für einen Reaktor mit monoton instabilem Kern. Die Druckabsenkung bewirkt eine Dichtereduzierung, die

bei negativem  $\alpha_g$  einen positiven Reaktivitätsbeitrag liefert. Dadurch steigt die Leistung des Kernes und mit einer Zeitverzögerung auch die Austrittstemperatur  $\mathcal{J}_{AK}$  an. Ist der Kern infolge positiver Reaktivitätsrückwirkung monoton instabil, so steigen Leistung und Temperatur weiter stetig an (strichpunktierte Linie in Bild 26). Ist die rückwirkende Reaktivität negativ, so steigen Leistung und Austrittstemperatur solange an, bis die rückwirkende Reaktivität die durch die Druckreduzierung aufgetretene Reaktivität ausgeglichen hat (durchgezogene Kurve). Bei positivem  $\alpha_g$  führt die Druckabsenkung zu einer negativen Reaktivitätsstörung, die eine Leistungs- und Temperaturerniedrigung hervorruft (gestrichelte Kurve). Für einen stabilen Kern läßt sich das Übertragungsverhalten näherungsweise darstellen durch

$$F_K = \frac{\Delta \mathcal{J}_{AK}}{\Delta p} = K_K \cdot \frac{1}{1 + \tau_K p} \quad (49)$$

$\tau_K$  wird im wesentlichen durch die Zeitverzögerung der Wärmeübertragung vom Brennstoff zum Kühlmittel bestimmt. Da die Geometrie und die Stoffwerte des Brennstoffes nicht in weiten Grenzen variiert werden können, wird sich auch  $\tau_K$  bei verschiedenen Entwürfen kaum ändern. Es soll hier als konstant angenommen werden zu  $\tau_K = 3,5 \text{ sec}$  (nach D 1). Der Verstärkungsfaktor  $K_K$ , bezogen auf die Temperaturänderung  $\Delta \mathcal{J}_{AK}$ , läßt sich entweder mit dem Analogrechenmodell bestimmen (für D 1:  $K_K \approx -12 \text{ }^\circ\text{C/at}$ ) oder, da es sich um eine stationäre Rechnung handelt, mit dem in Kap. 2.3.4 beschriebenen Digitalprogramm.

Faßt man die Druckstörung als eine Reaktivitätsstörung mit  $\delta k_p = \Delta p \cdot \alpha_g \cdot \left[ \frac{\partial \alpha_g}{\partial \mathcal{J}} \right]_{\mathcal{J}_k}$  auf, so läßt sich  $K_K$  über die Reaktivitätsbilanz des eingeschwungenen Zustandes bestimmen.

$$\delta k_g = \delta k_p + \delta k_r = 0 \quad (50)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 46 und Auflösen nach  $K_K = \frac{\Delta \mathcal{J}_{AK}}{\Delta p}$  erhält man:

$$K_K = - \frac{P_o}{B} \cdot \frac{\partial \alpha_g}{\partial p} \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{1}{c_p (\mathcal{J}_{AK}) \cdot \dot{m}} \quad (51)$$

$$\text{mit } \Delta \mathcal{J}_{AK} = \frac{\Delta P}{c_p (\mathcal{J}_{AK}) \cdot \dot{m}} \quad (52)$$

Eingesetzt in die einfachste Näherungsgleichung für A (Gl. 48) läßt sich  $K_K$  überschlagsmäßig bestimmen:

$$K_K = - \frac{\frac{\partial \xi}{\partial p} \cdot \alpha_\xi \cdot \frac{1}{c_p(\sqrt{AK}) \cdot \dot{m}}}{\alpha_D \left( \frac{1}{L_{BH}} + \frac{1}{L_{HK}} + \frac{1}{2c_K \cdot \dot{m}} \right) + \alpha_\xi \cdot \frac{\partial \xi}{\partial u_K} \cdot \frac{1}{2c_K \cdot \dot{m}}} \quad (53)$$

Die Gleichungen 51 - 53 gelten nur für  $A < 0$ , d.h. für einen stabilen Kern. Für  $A > 0$  kann Gleichung 50 nicht erfüllt sein, denn für einen Kern mit positiver Reaktivitätsrückwirkung wird nach einer positiven Reaktivitätsstörung  $\delta k$  nicht mehr null;  $\delta k_g$  steigt stetig an. Für  $A > 0$  hat auch  $F_K$  eine andere Form, denn nach einer Störung gibt es keinen neuen stationären Zustand mehr, das System hat ein integrierendes Verhalten.

$$F_K (A > 0) = K_I \cdot \frac{1}{p} \quad (54)$$

Aus Gleichung 51 ist zu erkennen, daß  $K_K$  umgekehrt proportional zu  $A$  ist. Eine Vergrößerung von  $|A|$ , d.h. eine Verbesserung der Stabilität des Kernes (s.Kap. 2.4-2.6) führt also zu einer Verkleinerung von  $K_K$ .

### Verzögerungsglieder

Das Übertragungsverhalten aller Verzögerungsglieder wird für die hier anzustellenden grundsätzlichen Stabilitätsbetrachtungen vereinfacht dargestellt durch

$$F_V = \frac{\Delta \mathcal{J}_{AZ}}{\Delta \mathcal{J}_{AK}} = \frac{K_V}{(1 + \tau_0 \cdot p)(1 + \tau_1 \cdot p)} \quad (55)$$

wobei  $K_V = 1$  ist.

Wenn jedoch ein Zwischenüberhitzer vorhanden ist, in dem eine Temperaturabsenkung stattfindet, dann ist  $K_V < 1$ .

Die Zeitkonstanten  $\tau_0$  und  $\tau_1$  müssen abgeschätzt oder mit Hilfe des Analogmodells bestimmt werden. Sie stellen alle Zeitverzögerungen zwischen Kernaustritt und Dampferzeugereintritt (= Zwischenüberhitzeraustritt) näherungsweise dar.

### Dampferzeuger

Das Verhalten des Dampferzeugers wird vereinfacht dargestellt durch

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \frac{\Delta P_{AZ}}{C} \cdot a \quad (56)$$

$$C = \Sigma V \cdot \frac{\partial(\xi \cdot i)}{\partial p} \quad (57)$$

V = Volumen

i = Enthalpie

C = Energiekapazität des Systems bei Druckänderung

Die Summation erfolgt über die einzelnen Volumina des Wassers, Satt-  
dampfes und Heißdampfes im Kreislauf.

In dieser Gleichung kommt in vereinfachter Form zum Ausdruck, daß die im Kern mehr erzeugte Energie, wenn sie nicht oder nur zum Teil von der Turbine abgenommen wird, in Form einer Enthalpieerhöhung des Wassers und Dampfes im Kühlkreislauf gespeichert wird. Der Faktor a gibt dabei an, welcher Anteil der Enthalpieerhöhung eine Druckerhöhung bewirkt. Solange ein Überschuß an Energie im Kern entsteht, der nicht über die Turbine abgeführt wird, steigt der Systemdruck stetig an (integrierendes Verhalten).

Die Übertragungsfunktion zu Gleichung 56 lautet:

$$F_D = \frac{\Delta p}{\Delta \mathcal{J}_{AZ}} = \frac{K_D}{P} = a \cdot \frac{c_p (\mathcal{J}_{AZ}) \cdot \dot{m}_{\text{Kreislauf}}}{C} \cdot \frac{1}{P} \quad (58)$$

Zusammenfassend erhält man für die Übertragungsfunktion des offenen Kreises:

$$F_o = F_K \cdot F_V \cdot F_D \quad (59)$$

$$= \frac{K}{P(1+\tau_K P)(1+\tau_o P)(1+\tau_1 P)} \quad (60)$$

mit der Gesamtverstärkung

$$K = K_K \cdot K_V \cdot K_D \quad (61)$$

Im Sonderfall des monoton instabilen Kernes (Gl. 54) erhält man:

$$F_o = \frac{K}{P^2(1+\tau_o P)(1+\tau_1 P)} \quad (62)$$



Die Übertragungsfunktion des offenen Kreises besitzt einen Doppelpol im Ursprung. Ein solches System bezeichnet man als strukturinstabil, weil man ohne Änderung der Struktur der Übertragungsfunktion, d.h. nur durch Variation von  $K$ ,  $\tau_0$  und  $\tau_1$ , keine Stabilität erreichen kann.

Der Doppelpol im Ursprung wird dadurch verursacht, daß sowohl der Reaktorkern als auch der Verdampfer ein integrierendes Verhalten haben. Die charakteristische Gleichung dieses Systemes lautet:

$$-K + p^2 + (\tau_0 + \tau_1)p^3 + \tau_0 \tau_1 p^4 = 0 \quad (63)$$

In dieser Gleichung fehlt der Koeffizient  $a_1$  bei  $p$ . Ein System kann aber nur stabil sein, wenn alle  $a_i$  vorhanden sind (s. Seite 18). Daraus läßt sich ein wichtiger Schluß ziehen:

Mit einem monoton instabilen Kern kann niemals ein stabiler Kreislauf erzielt werden. Stabilität des Kernes ist also immer notwendig (nicht hinreichend!) für die Stabilität des Kreislaufes.

(Stabilitätsbedingung X)

Durch den Einfluß des Kreislaufs kann die Stabilität des Reaktorkernes niemals verbessert werden, es tritt immer eine Verschlechterung auf.

Für einen stabilen Kern (Gl. 61) lautet die charakteristische Gleichung

$$-K + p(1+\tau_K p)(1+\tau_0 p)(1+\tau_1 p) = 0 \quad \text{oder} \quad (64)$$

$$a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3 + a_4 p^4 = 0 \quad (65)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } a_0 &= -K & a_2 &= \tau_0 + \tau_K + \tau_1 \\ a_1 &= 1 & a_3 &= \tau_0 \tau_1 + \tau_K \tau_1 + \tau_0 \tau_K \\ & & a_4 &= \tau_0 \tau_K \tau_1 \end{aligned}$$

Für Stabilität müssen alle Koeffizienten gleiches Vorzeichen haben.

Daraus folgt:  $K < 0$

Da  $K_V$  und  $K_D$  immer positiv sind, kann diese Bedingung nur über  $K_K$  (Gl. 51) erfüllt werden. Weil für ein stabiles Core A in Gleichung 51 negativ sein muß, ist die Bedingung  $K_K < 0$  nur erfüllt, wenn gilt:

$$\alpha_g < 0 \quad (66)$$

### Stabilitätsbedingung XI

Wenn Stabilitätsbedingung XI erfüllt ist, hat der gesamte Kreis eine negative Rückführung. Für  $\alpha_g > 0$  ist die Rückführung positiv, so daß monotone Instabilität des Kreislaufs auftritt. Die Wirkung ist ähnlich wie bei der positiven Reaktivitätsrückwirkung im Kern. Eine positive Reaktivitätsstörung erhöht die Leistung, daraufhin erhöht sich der Druck im System und mit ihm die Dampfdichte im Kern. Bei positivem  $\alpha_g$  entsteht dann aber eine positive Dichtereaktivität, die die ursprüngliche positive Störreaktivität unterstützt und die Leistung zu weiterem Steigen bringt.

Die zweite Stabilitätsbedingung für Gleichung 65 lautet nach Hurwitz [12]:

$$a_4 a_1^2 + a_0 a_3^2 - a_1 a_2 a_3 < 0$$

Durch Einsetzen erhält man Stabilitätsbedingung XII:

$$\begin{aligned} -\tau_1^2 [1 + K(\tau_o + \tau_K)] - \tau_1 [2 K \tau_o \tau_K + \tau_K + \tau_o] \\ -K \cdot \frac{\tau_o^2 \tau_K^2}{\tau_o + \tau_K} - \tau_o \tau_K < 0 \end{aligned} \quad (67)$$

Diese Stabilitätsbedingung gibt die Grenzen gegenüber oszillatorischer Instabilität des Kreislaufs an. Sie steht nicht in Zusammenhang mit der oszillatorischen Instabilität des Kernes allein, die in Kap. 2. behandelt wurde.

Stabilitätsbedingung XII ist dazu geeignet, um in erster Näherung den Einfluß der Kreislaufkomponenten auf die Stabilität des Kreises zu zeigen. Eine exakte numerische Bestimmung der wirklichen Stabilitätsgrenze

ist wegen der relativ zahlreichen Vereinfachungen, Vernachlässigungen und Linearisierungen nicht möglich. Diese Beziehung ist jedoch gut dazu geeignet, Entwurfstendenzen zur Verbesserung der Stabilität herauszustellen.

Für  $\tau_k = 3$  sec sind die Stabilitätsgrenzen für Stabilitätsbedingung XII in Abhängigkeit von  $K$ ,  $\tau_0$  und  $\tau_1$  in Bild 27 dargestellt. Aus den Kurven geht hervor, daß eine Verkleinerung von  $|K|$  oder  $\tau_1$  oder  $\tau_0$  eine Verbesserung der Stabilität bringt. Je kleiner  $|K|$  ist, desto größer dürfen die Verzögerungszeiten sein.

Physikalisch ist hier die Reaktivitätsrückwirkung über den Systemdruck für das instabile Verhalten verantwortlich. Nach einer angenommenen positiven Reaktivitätsstörung steigen  $P$  und  $J_{AK}$  an. Nach einer Zeitverzögerung, die bei Vorhandensein eines Zwischenüberhitzers im Bereich von 20 sec liegen kann, steigt dann auch der Druck stetig an. Dadurch entsteht über die Dichteerhöhung negative Reaktivität. Ist die Rückwirkung sehr stark, d.h. ist  $|K|$  sehr groß, so kann es zu einer Vorzeichenumkehr von  $\int_k$  kommen. Wegen der Zeitverzögerung steigt dann die negative Reaktivität noch weiter an, obwohl die Leistung schon wieder absinkt. Dadurch kann es zu einer aufklingenden Schwingung kommen. Je später die Rückwirkung eintrifft, d.h. je größer die Zeitverzögerungen  $\tau_0$  und  $\tau_1$  sind, desto stärker wird die Schwingung, weil die Leistung länger ansteigt, wenn die rückwirkende Reaktivität erst später eintrifft. Das erklärt auch, warum mit größer werdenden Zeitverzögerungen und Verstärkungsfaktoren die Stabilität schlechter wird.

Aus diesen Betrachtungen lassen sich eindeutig Richtlinien für den Entwurf des gesamten Kreislaufes aufstellen:

1) K soll möglichst klein sein:

Das erreicht man einmal durch eine große Energiekapazität ( $K_D \sim \frac{1}{C}$ ), d.h. durch möglichst große Dampf- und Wassermengen (Gl. 56-58). Je größer die Wasser- und Wassermengen im Kreislauf sind, desto schwächer ist der Druckanstieg bei einem Leistungsüberschuß im Kern, der nicht von der Turbine übernommen wird. Die Erhöhung der Energiekapazität ist jedoch nicht so wirksam wie man zunächst erwartet, denn eine Mengenvergrößerung, besonders eine Vergrößerung der Dampfmenge, führt zu einer Vergrößerung der Zeitverzögerungen in  $F_v$ , was sich

wiederum negativ auf die Stabilität auswirkt. Der Verstärkungsfaktor  $K_V$  des Blockes V kann nicht wesentlich verändert werden. Den größten Einfluß erreicht man über den Verstärkungsfaktor des Kernes  $K_K$ . Aus Gleichung 51 geht hervor, daß  $|\alpha_g|$  möglichst klein und  $|A|$  möglichst groß sein soll. Das ist gleichbedeutend mit einer Verbesserung der Stabilität des Kernes gegenüber monotoner Instabilität mit den in 3.4 aufgezeigten Verbesserungsmöglichkeiten. Eine Verbesserung der Stabilität des Kernes gegenüber monotoner Instabilität führt also zu einer Verbesserung der Stabilität des Kreislaufs gegenüber oszillatorischer Instabilität.

## 2) Verringerung von $\tau_0$ und $\tau_1$

-----

$\tau_0$  u.  $\tau_1$  enthalten alle im Kreislauf vorkommenden Verzögerungen. Die größte Zeitverzögerung in der D 1-Anlage stammt vom Zwischenüberhitzer her. Er hat angenähert ein Übertragungsverhalten 2. Ordnung mit zwei Zeitkonstanten zwischen 10 sec und 20 sec. Die Stabilität wird also ganz erheblich verbessert, wenn auf Zwischenüberhitzung an dieser Stelle verzichtet werden kann. Außerdem wird die Zeitverzögerung der Rückwirkung geringer, wenn man die Rohrleitungen verkürzt. Eine Teil- oder Vollintegration mit sehr kurzen Rohrleitungen wirkt sich günstig auf die Stabilität aus.

## 4.3 Nachweis der Stabilität mit dem Analogrechenmodell

Die in Kap. 4.2 hergeleitete Stabilitätsbedingung XI wurde unter der Voraussetzung gewonnen, daß nur eine Rückwirkung über den Druck, nicht aber über Temperatur und Massenstrom vorhanden ist. Unter Berücksichtigung aller Rückwirkungen kann es zu geringfügigen Verschiebungen kommen, so daß z.B. sehr kleine positive Werte von  $\alpha_g$  noch nicht zu einer Instabilität führen. Stabilitätsbedingung XII hat nur Bedeutung für qualitative Betrachtungen. Für quantitative Untersuchungen muß folgendes beachtet werden:

1. Zeitverzögerungen und Totzeiten müssen getrennt dargestellt werden.
2. Für größere Abweichungen müssen die wichtigsten Nicht-linearitäten mit in die Berechnungen einbezogen werden.

3. Alle Rückführungszweige und ihre Verkopplung in den einzelnen Komponenten (Bild 24) müssen berücksichtigt werden.

Um alle 3 Forderungen zu erfüllen, kommt man zu Gleichungssystemen, die einer Stabilitätsanalyse kaum noch zugänglich sind. In diesem Falle führt der Weg über ein dynamisches Rechenmodell, das für andere Untersuchungen (Unfälle, Lastfolgeverhalten usw.) ohnehin notwendig ist, schneller zum Ziel.

Durch Variation interessierender Parameter und Aufschalten von Störungen kann man die jeweiligen Stabilitätsgrenzen ermitteln. Dieses Vorgehen ist bei vorhandenem Rechenmodell mit keinen prinzipiellen Schwierigkeiten verbunden und soll deshalb auch in diesem Rahmen nicht weiter betrachtet werden.

Aus den in [21] beschriebenen dynamischen Untersuchungen mit dem Analogrechenmodell [10] werden jedoch im folgenden einige Kurven dargestellt, um die in 4.2 beschriebenen Zusammenhänge zu belegen. Bild 28 zeigt den Leistungsverlauf im Kern nach einer sprunghaften Erhöhung der an der Turbine geforderten Leistung von 85 % auf 100 %. Die gestrichelten Kurven gelten für die D 1-Anlage mit Zwischenüberhitzer, und zwar für  $\alpha_{s_0}$  (für max. Abbrand) und  $0,75 \alpha_{s_0}$ . Die durchgezogenen Linien gelten für die gleiche Anlage ohne Zwischenüberhitzung.

Der D 1-Kreislauf ist für max. Abbrand ( $\alpha_{s_0}$ ) und Zwischenüberhitzung instabil, obwohl der Kern stabil ist. Wird die Stabilität des Kernes verbessert durch Reduzierung von  $\alpha_s$  und damit auch von  $K$  (Gl. 51), so wird der Kreislauf stabil. Weglassen des Zwischenüberhitzers, gleichbedeutend mit einer starken Verkleinerung von  $\tau_0$  und  $\tau_1$  (Gl. 67), bringt eine erhebliche Verbesserung der Stabilität. Auch für  $\alpha_{s_0}$  ist in diesem Falle der Kreislauf stabil.

Für die gewählten Beispiele haben die Größen  $K$ ,  $\tau_0$  und  $\tau_1$  näherungsweise folgende Werte:

Fall	$\alpha_{\xi}$	Zwischen- überhitzung	K [ $\frac{1}{s}$ ]	$\tau_0$ [s]	$\tau_1$ [s]
I	$\alpha_{\xi 0}$	mit	0,14	10	13
II	0,75 $\alpha_{\xi 0}$	mit	0,07	10	13
III	$\alpha_{\xi 0}$	ohne	0,15	5	3
IV	0,75 $\alpha_{\xi 0}$	ohne	0,075	5	3

Die 4 Fälle sind in Bild 27 eingetragen. Übereinstimmend mit den in Bild 28 dargestellten Kurven, die mit dem Analogrechenmodell ermittelt wurden, herrscht für den Fall I Instabilität, während die Punkte II-IV im stabilen Bereich liegen.

Fall	$\tau_1$ [s]	$\alpha_{\xi}$ [ $\frac{cm^3}{g}$ ]	$\alpha_{\xi gr}$ [ $\frac{cm^3}{g}$ ]	$\alpha_{\xi} - \alpha_{\xi gr}$ [ $\frac{cm^3}{gr}$ ]	Relat. Abstand v.d.Stab.-Grenze in % bezog.auf $ \alpha_{\xi} $	Verbess. d. Stabilität in % bezog. auf $\alpha_{\xi} - \alpha_{\xi gr}$
I	13	-0,370	-0,356	-0,014	- 3,8	
	12		-0,359	-0,011	- 3,0	+21,4
	14		-0,353	-0,017	- 4,6	-21,4
II	13	-0,278	-0,356	+0,078	+28,1	
	12		-0,359	+0,081	+29,1	+ 3,8
	14		-0,353	+0,075	+27,0	- 3,8
III	3	-0,370	-0,429	+0,059	+15,9	
	2		-0,439	+0,069	+18,6	+16,9
	4		-0,419	+0,049	+13,2	-16,9
IV	3	-0,278	-0,429	+0,151	+54,3	
	2		-0,439	+0,161	+57,9	+ 6,6
	4		-0,419	+0,141	+50,7	- 6,6

Tabelle 2 Einfluß der Zeitverzögerung auf die Stabilität des Kreislaufs

Wie groß jeweils der Abstand von der Stabilitätsgrenze ist, zeigt Tab. 2. In der zweitletzten Spalte ist dieser Abstand, bezogen auf  $\alpha_{\xi}$  angegeben. Negative Werte bedeuten dabei Instabilität. Der Vergleich zeigt,

daß Fall I (Instabilität) sehr dicht an der Stabilitätsgrenze liegt. Eine Verringerung von  $|\alpha_g|$  um mehr als  $0,014 \text{ cm}^3/\text{gr}$  (3,8 %) würde genügen, um Stabilität zu erreichen. Wie stark die Stabilität von den Zeitverzögerungen abhängt, läßt sich aus den Ergebnissen der Variation von  $\tau_1$  um  $\pm 1 \text{ sec}$  ablesen. Grundsätzlich zeigt sich, daß das System umso unempfindlicher gegen Änderungen von  $\tau_1$  (und auch von  $\tau_0$ ) ist, je weiter es von der Stabilitätsgrenze entfernt ist.

## 5. Folgerungen für die Auslegung

Die Aufgabenstellung zu der vorliegenden Arbeit entstand während der Entwicklung des dampfgekühlten schnellen Brutreaktors. Der erste Entwurf hatte gezeigt, daß das dynamische Verhalten und die Frage der inhärenten Stabilität sich grundsätzlich von den bisher entwickelten thermischen und schnellen Reaktoren unterscheiden. Wenn auch die physikalischen Zusammenhänge relativ umfangreiche Modelle zur Simulation des dynamischen Verhaltens des Reaktors erforderten, so bestand das Hauptproblem nicht in der Entwicklung dieser Modelle. Entscheidend war die Tatsache, daß bei einem dampfgekühlten schnellen Reaktor inhärente Stabilität nicht grundsätzlich gewährleistet ist. Sie hängt vom einzelnen Entwurf ab.

Damit ist die gesamte Entwurfsarbeit durch eine innere Rückkopplung erschwert, denn die sich üblicherweise an die stationäre Auslegung anschließende Stabilitätsuntersuchungen liefern ihrerseits wieder Anforderungen an die stationäre Auslegung, wenn inhärente Stabilität nicht gewährleistet ist. Wie die Stabilität durch die stationäre Auslegung beeinflußt werden kann, war im einzelnen zur Zeit des D 1-Entwurf nicht bekannt. Deshalb wurden die physikalischen Zusammenhänge, die das dynamische Verhalten bestimmen, ausführlich untersucht und dargestellt. Der Einfluß der einzelnen Systemparameter auf die Stabilität wurde in Kap. 3 und 4 nach Art und Stärke bestimmt. Aus den Bildern 15 - 23 und aus Tabelle 1 kann die Abhängigkeit der Stabilität von den wichtigsten Parametern entnommen werden.

Mit diesen Untersuchungen ist eine umfangreiche Kenntnis über die Stabilität des dampfgekühlten schnellen Reaktors gewonnen worden. Neben den quantitativen Aussagen über das Stabilitätsverhalten bei gewollten oder ungewollten Parameteränderungen oder bei Berücksichtigung der Ungenauigkeiten der Parameter eines vorgegebenen Entwurfs lassen sich Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität zunächst qualitativ angeben (Kap. 3.4).

Um zu quantitativen Aussagen über die Stabilitätsverbesserung zu kommen, muß zusätzlich untersucht werden, in welchen Grenzen eine gezielte Parametervariation technisch durchführbar und wirtschaftlich sinnvoll ist. Ein genaues und umfassendes Aufzeigen aller dieser Grenzen würde



den Rahmen dieser Arbeit weit überschreiten. Außerdem hängen diese Grenzen stark vom einzelnen Grundentwurf und vom augenblicklichen Stand der Technik ab.

Um aber nicht nur bei den qualitativen Aussagen über die Stabilitätsverbesserung zu bleiben, sollen in diesem abschließenden Kapitel vom D 1-Entwurf ausgehend einige konkrete Möglichkeiten zur Stabilitätsverbesserung zahlenmäßig dargestellt werden. Dabei wird so vorgegangen, daß die möglichen Änderungen der Parameter zu einem großen Teil aus vorhandener Literatur [2, 10, 22, 23] entnommen werden und mit Hilfe des in dieser Arbeit beschriebenen und angewendeten Rechenverfahrens die Stabilitätsverbesserung aufgrund der geänderten Parameter berechnet wird.

Zunächst werden die grundsätzlichen Möglichkeiten zur Verbesserung der Stabilität noch einmal kurz zusammengefaßt, um daran anschließend die Beispiele zu bringen:

- a) Verkleinerung aller positiven und Vergrößerung aller negativen Temperaturkoeffizienten
- b) Verringerung des negativen Dampfdichtekoeffizienten
- c) Erhöhung der Brennstofftemperaturen bei gleichbleibenden Kühlmitteltemperaturen
- d) Erhöhung des Kühlmitteltemperaturniveaus bei gleichem Druck
- e) Verkürzung der Verzögerungszeiten im Kreislauf, z.B. Vermeiden eines Zwischenüberhitzers zwischen Kern und Dampferzeuger

Zu a)

Von den Temperaturkoeffizienten hat, wie die Tabelle auf S.48 zeigt, für den D 1-Entwurf nur der Dopplerkoeffizient  $\alpha_D$  (bzw. die Dopplerkonstante  $A_D$ ) einen entscheidenden Einfluß auf die Stabilität. Wie stark sich der Dopplerkoeffizient von D 1 ausgehend bei Variation wichtiger Entwurfs-Parameter (Strukturmaterial, Kühlmittelanteil, Kühlmittel ( $H_2O-D_2O$ ) usw.) ändert, wurde von Kiefhaber in [2] und [22] berechnet. Die wirksamste Maßnahme zur Vergrößerung des Dopplerkoeffizienten, die dort gefunden wurde, soll hier näher erläutert werden.

Allgemein ist eine Vergrößerung des negativen Dopplerkoeffizienten zu erwarten, wenn die Anreicherung von Pu 239 im Brennstoff verkleinert wird, d.h. wenn das Verhältnis U 238/Pu 239 vergrößert wird. Dieser Effekt beruht darauf, daß sich der gesamte negative Dopplerkoeffizient aus einem negativen Anteil, herrührend vom U 238, und einem positiven vom Pu 239 zusammensetzt. Verringert man die Anreicherung von Pu 239 im Brennstoff, so verschieben sich der positive Beitrag vom Pu 239 und der negative vom U 238 zugunsten eines insgesamt stärker negativen Dopplerkoeffizienten.

Verwendet man anstelle von Inconel 625, das die stark Neutronen absorbierenden Legierungselemente Molybdän und Niob enthält, als Strukturmaterial Incoloy 800, das diese beiden Legierungselemente nicht enthält, so ist bei Konstanthalten aller anderen Auslegungsparameter eine geringere Anreicherung des Brennstoffs erforderlich. Diese geringere Anreicherung führt zu einer Vergrößerung des negativen Dopplerkoeffizienten. Für den D 1-Entwurf wird dabei der Dopplerkoeffizient nach [22] um 23 % größer. Nach Bild 15 führt das zu einer Stabilitätsverbesserung um mehr als 50 %, bezogen auf den relativen Leistungskoeffizienten A. Dabei ist noch nicht berücksichtigt, daß sich bei Incoloy 800 auch der Kühlmitteldichtekoeffizient zur günstigen Seite hin ändert (s.u.).

Eine weitere Möglichkeit zur Stabilitätsverbesserung über die Temperaturkoeffizienten liegt in der Ausnutzung der Verbiegung der Brennelementkästen infolge radialer Temperaturgradienten. Dieser Effekt kann durch den Strukturmaterialtemperaturkoeffizienten  $\alpha_s$  berücksichtigt werden. Ob dieser Effekt die Stabilität fördert oder nicht, hängt entscheidend davon ab, wie die Brennelementkästen eingespannt und untereinander abgestützt sind. Umfangreiche Untersuchungen dazu laufen noch. In der Na 2-Studie [23] ist der Einfluß dieses Effektes auf die Stabilität eines natriumgekühlten Reaktors anhand erster Ergebnisse gezeigt. Für einen dampfgekühlten schnellen Reaktor liegen darüber noch keine Ergebnisse vor.

Zu b)

Zwei Effekte, die den negativen Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_g$  beeinflussen, sind dazu geeignet, diesen Koeffizienten dem Betrage nach zu

verkleinern und damit die Stabilität zu verbessern: Der Einfluß der Leckverluste und der Absorptionsquerschnitte des Strukturmaterials.

1. Mit zunehmender Dampfdichte werden die Ausflußverluste geringer, das liefert einen positiven Reaktivitätsbeitrag und damit einen positiven Beitrag zum Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_g$ . Zur Verbesserung der Stabilität müssen also die Ausflußverluste vergrößert werden.
2. Mit zunehmender Dampfdichte verschiebt sich das Neutronenspektrum infolge der stärkeren Moderation in Gebiete niedrigerer Energie mit größeren Absorptionsquerschnitten der Strukturmaterialien. Das liefert einen negativen Reaktivitätsbeitrag und damit einen negativen Beitrag zum Dampfdichtekoeffizienten  $\alpha_g$ . Eine Verbesserung der Stabilität, d.h. eine Verkleinerung von  $\alpha_g$ , kann man also erreichen, wenn man das in D 1 eingesetzte Strukturmaterial durch ein anderes ersetzt, dessen Absorptionsquerschnitte, bzw. deren Änderung mit der Energie, geringer sind.

Wie unter Punkt 1. gezeigt, verringert sich der Kühlmitteldichtekoeffizient, wenn die Leckage vergrößert wird. Deshalb werden kleinere Reaktoren aufgrund der größeren Leckage auch einen kleineren Kühlmitteldichtekoeffizienten  $\alpha_g$  besitzen,  $\alpha_g$  kann sogar positiv werden. Behält man jedoch eine Leistung von 1000 MW<sub>e</sub> bei, so kann die Neutronenleckage durch Verringerung des Verhältnisses H/D vergrößert werden, damit wird  $\alpha_g$  kleiner. Eine Verringerung von H/D ergibt sich aber aus thermodynamischen Gründen, wenn man aufgerauhte Hüllrohre einsetzt. So bringt die zur Verbesserung des Wärmeübergangs eingeführte Aufrauung zusätzlich indirekt über die Verringerung von H/D eine Verbesserung der Stabilität.

Wesentlich bedeutsamer ist jedoch der in Punkt 2. beschriebene Einfluß der Absorptionsquerschnitte des Strukturmaterials. Ersetzt man das Strukturmaterial Inconel 625 des D 1-Entwurfs durch Incoloy 800, so erzielt man nicht nur, wie unter a) beschrieben, eine Vergrößerung des Dopplerkoeffizienten, sondern auch eine erhebliche Verringerung von  $\alpha_g$ .

Die Legierungskomponenten des Inconel 625 Molybdän und Niob haben Absorptionsquerschnitte, die mit abnehmender Energie stark ansteigen;

damit liefern sie, wie unter Punkt 2. beschrieben, einen negativen Anteil zum Dampfdichtekoeffizienten. Im Incoloy 800 fehlen diese "Neutronengifte", deshalb ist bei diesem Strukturmaterial der negative Dampfdichtekoeffizient kleiner. Nach [22] sinkt  $\alpha_g$  um 40 %, wenn Inconel 625 durch Incoloy 800 ersetzt wird. Das entspricht nach den Kurven in Bild 15 einer Erhöhung von A um ca. 80 %. Berücksichtigt man beim Ersetzen von Inconel 625 durch Incoloy 800 auch die Vergrößerung des Dopplerkoeffizienten um ca. 23 %, so erhöht sich A insgesamt von -1,01  $\%$  bei Inconel 625 auf  $\approx -2,3 \%$  bei Incoloy 800, also um ca. 130 %.

Zu c)

Wie in Kap. 3.4.1 beschrieben, führt eine Erhöhung der Brennstofftemperaturen bei gleichen Kühlmitteltemperaturen zu einer Verbesserung der Stabilität. Das wirksamste Mittel zur Verbesserung der Stabilität durch Erhöhung der Brennstofftemperaturen ist die Erhöhung der Stableistung. Gerade beim D 1-Entwurf ist diese Maßnahme besonders wirksam, weil die Auslegungsstableistung mit 310 W/cm relativ niedrig liegt.

Nach der Systemanalyse zu D 1 [10] ist eine Stableistung von 420 W/cm durchaus realisierbar, das bedeutet gegenüber D 1 eine Erhöhung um 110 W/cm oder 35 %. Diese Erhöhung führt nach Bild 15 auf einen relativen Leistungskoeffizienten von -1,43  $\%$ , d.h. die Stabilität wird um 43 % verbessert.

Zu d)

Eine Erhöhung der Kühlmiteleintrittstemperatur bei gleichem Druck bringt zwar eine erhebliche Verbesserung der Stabilität (s. Bild 19), sie läßt sich jedoch nur mit einem Einspritzdampferzeuger erreichen; bei einem Löfflerkessel ist die Eintrittstemperatur durch den Sattedampfzustand gegeben. Der entscheidende Nachteil ist jedoch der bei höherer Eintrittstemperatur notwendige höhere Kühlmitteldurchsatz. So müßte beim D 1-Core bei einer um 25 °C höheren Kühlmiteleintrittstemperatur und gleichbleibender Austrittstemperatur der Kühlmittelmassenstrom um 28 % erhöht werden. Das wird zu unerträglich hohen Druckabfällen führen. Deshalb ist diese Variation, wenn überhaupt, nur in ganz engen Grenzen praktisch durchführbar.

Zu e)

Ein gutes Stabilitätsverhalten des Kreislaufs erfordert eine schnelle Rückwirkung über den Kühlkreislauf. Weglassen der Zwischenüberhitzung trägt ganz erheblich zur Stabilitätsverbesserung bei. In erster Näherung werden die beiden Zeitkonstanten  $\tau_0$  und  $\tau_1$  von 10 auf 5 sec und von 13 auf 3 sec reduziert. So ist der D 1-Kreislauf mit Zwischenüberhitzung instabil, ohne aber stabil (s. Bild 27 und 29). Da der Verzicht auf Zwischenüberhitzung auch aus anderen Gründen (Kompaktbauweise) angestrebt wird, ist hier eine gute und wirksame Möglichkeit zur Verbesserung der Stabilität vorhanden.

Eine weitere Möglichkeit zur Verkürzung der Verzögerungszeiten des Kreislaufs ist das Verkürzen der Rohrleitungen. Bei integrierter Bauweise können die Leitungen gegenüber dem D 1-Entwurf auf  $1/3$  bis  $1/4$  reduziert werden, das entspricht näherungsweise einer Verringerung der Verzögerungszeit um 1,5 - 2 sec, was jedoch sehr gering ist im Vergleich zum Weglassen des Zwischenüberhitzers.

Wie stark diese Verringerung der Verzögerung um 1,5 - 2 sec die Stabilität beeinflusst, hängt wesentlich davon ab, wie gut das Stabilitätsverhalten des Kernes ist.

Je besser die Stabilität des Kernes ist, desto geringer ist der Einfluß der Kreislaufzeitverzögerungen auf die Stabilität. Bei einem guten Stabilitätsverhalten des Kernes (relativer Leistungskoeffizient  $A$  des Kernes z.B. mehr als doppelt so groß wie bei D 1) ist es deshalb nicht mehr erforderlich, die Stabilität zusätzlich durch Verkürzung der Rohrleitungen zu verbessern.

Es sei hier ein Zahlenbeispiel angegeben, das aus dem vorher gesagten jedoch nicht repräsentativ sein kann. Beim D 1-Reaktor mit Zwischenüberhitzer und mit reduziertem Dampfdichtekoeffizienten (entspricht mittlerem Abbrand) wird der Abstand von der Stabilitätsgrenze um ca. 20 % erhöht, wenn die Verzögerungszeit der Rohrleitungen um 2 sec reduziert wird. (In Bild 27 wird dann die Grenzkurve für  $\tau_0 = 8$  sec anstelle der Kurve für  $\tau_0 = 10$  sec zur Stabilitätsgrenze).

Zusammenfassend wird festgestellt, daß die Stabilität des D 1-Reaktors wesentlich verbessert werden kann, und zwar hauptsächlich durch Ersetzen des Hüllmaterials Inconel 625 durch Incoloy 800, durch Erhöhung der Stableistung und durch Weglassen des Zwischenüberhitzers. Allein die beiden ersten Variationen ergeben eine Verbesserung der Stabilität des Kernes um mehr als den Faktor 2, bezogen auf den relativen Leistungskoeffizienten A. Nur das Ersetzen von Inconel 625 durch Incoloy 800 (Erhöhung der Dopplerkonstanten um 23 %, Verringerung des Dampfdichtekoeffizienten um 40 %) gewährleistet schon, daß der Kern auch unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Reaktivitätskoeffizienten nicht instabil werden kann (s. Bild 13).

Da alle Untersuchungen unter dem Blickwinkel der praktischen Bedeutung für einen Reaktorentwurf durchgeführt wurden, kam es zu einer Beschränkung auf die für die Anwendung wichtigen Probleme. Mit Absicht wurden die Fälle, die nachweislich keine praktische Bedeutung haben, wie z.B. die Berücksichtigung der Nichtlinearitäten in der Rückführung bei der nichtlinearen Untersuchung des Kernes gegenüber oszillatorischer Instabilität, oder die globale asymptotische Stabilität (Stabilität bei allen Leistungsniveaus bis  $P_0 \rightarrow \infty$ ) nicht so ausführlich untersucht wie das Hauptproblem der monotonen Instabilität des Kernes.

Liste der Abbildungen

Bild

- 1 Schematische Darstellung des Kühlkreislaufs
- 2 Übertragungsverhalten von Neutronenkinetik und Reaktivitätsrückwirkung
- 3 Verschiedenes Stabilitätsverhalten des Reaktorkerns
- 4 Vereinfachtes Blockschaltbild des Kernes
- 5 Stabilitätsgrenzen (linear) ohne verz. Neutronen
- 6 Stabilitätsgrenzen (linear) mit verz. Neutronen
- 7 Stabilitätsgrenzen (linear) ohne verz. Neutronen (D 1)
- 8 Stabilitätsgrenzen (linear) mit verz. Neutronen (D 1)
- 9 Blockschaltbild des nichtlinearen Systems
- 10 Winkelraum der nichtlinearen Funktion
- 11 Verlauf der nichtlinearen Funktion  $f(\sigma)$
- 12 Stabilitätsgrenzen (nichtlinear)
- 13 Stabilitätsgrenzen (nichtlinear), Variation der Störamplitude
- 14 Stabilitätsgrenzen (nichtlinear) für verschiedene Lastzustände
- 15 Variation der wichtigsten Reaktivitätskoeffizienten
- 16  $-A$  und  $-\alpha_{gr}$  in Abhängigkeit von der Störamplitude  $\Delta P$
- 17 " " für Teillast und Überlast
- 18 Variation der Wärmeleitzahl  $\lambda_B$  und der Wärmeübergangszahl  $h_{BH}$
- 19 Variation von  $\mathcal{J}_E$
- 20 Variation des Kühlmitteldurchsatzes
- 21 Variation des Systemdrucks
- 22 Variation des Temperaturniveaus ( $\Delta \mathcal{J} = \text{const}$ )
- 23 Variation der Aufheizspanne
- 24 Signalflußdiagramm des Kreislaufs
- 25 Blockschaltbild des Kreislaufs
- 26 Übergangsfunktion  $\Delta \mathcal{V}_{AK}(t)$  bei Druckstörung  $-1 \text{ at}$
- 27 Stabilitätsgrenzen gegenüber oszillatorischer Instabilität des Kreislaufs
- 28 Übertragungsverhalten des Kreislaufs (bei Lastwechsel von 85 auf 100%)

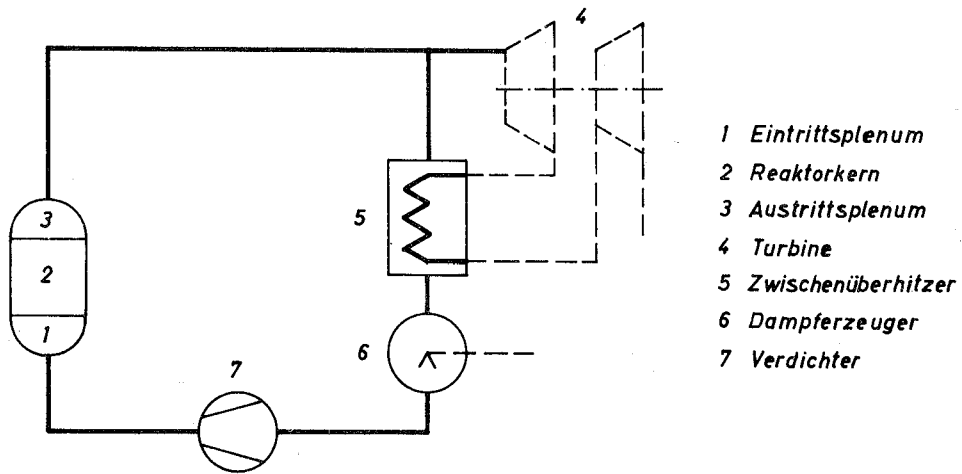


Bild 1 Prinzipschaltbild des Kreislaufes

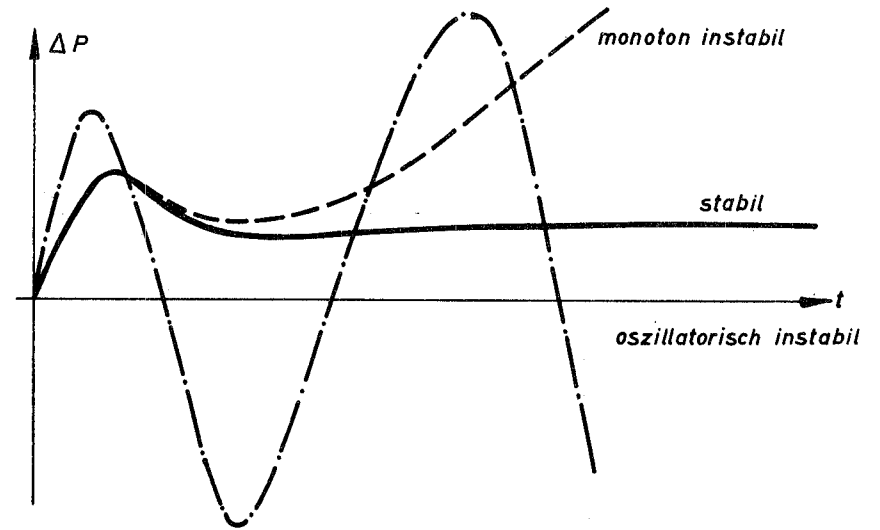


Bild 3 Verschiedenes Stabilitätsverhalten des Reaktorkerns

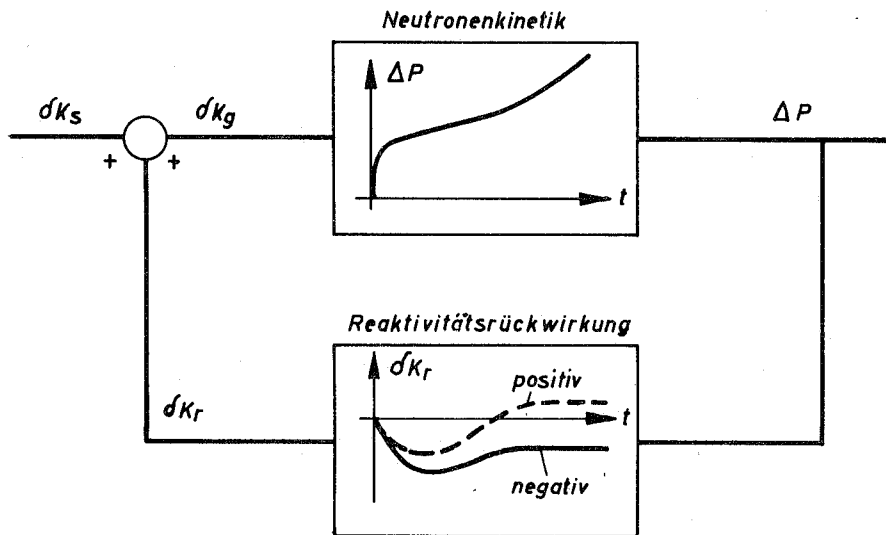


Bild 2 Übertragungsverhalten von Neutronenkinetik und Reaktivitätsrückwirkung

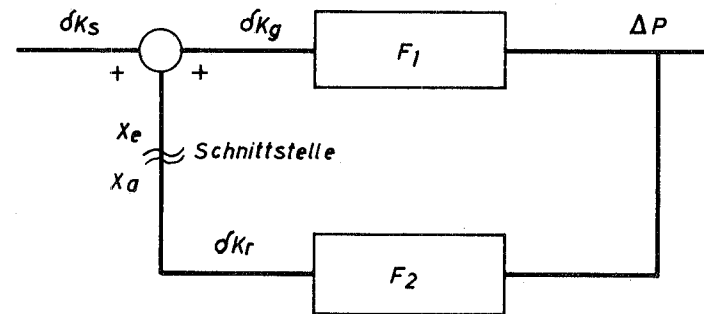


Bild 4 Vereinfachtes Blockschaltbild des Kernes für lineare Analyse



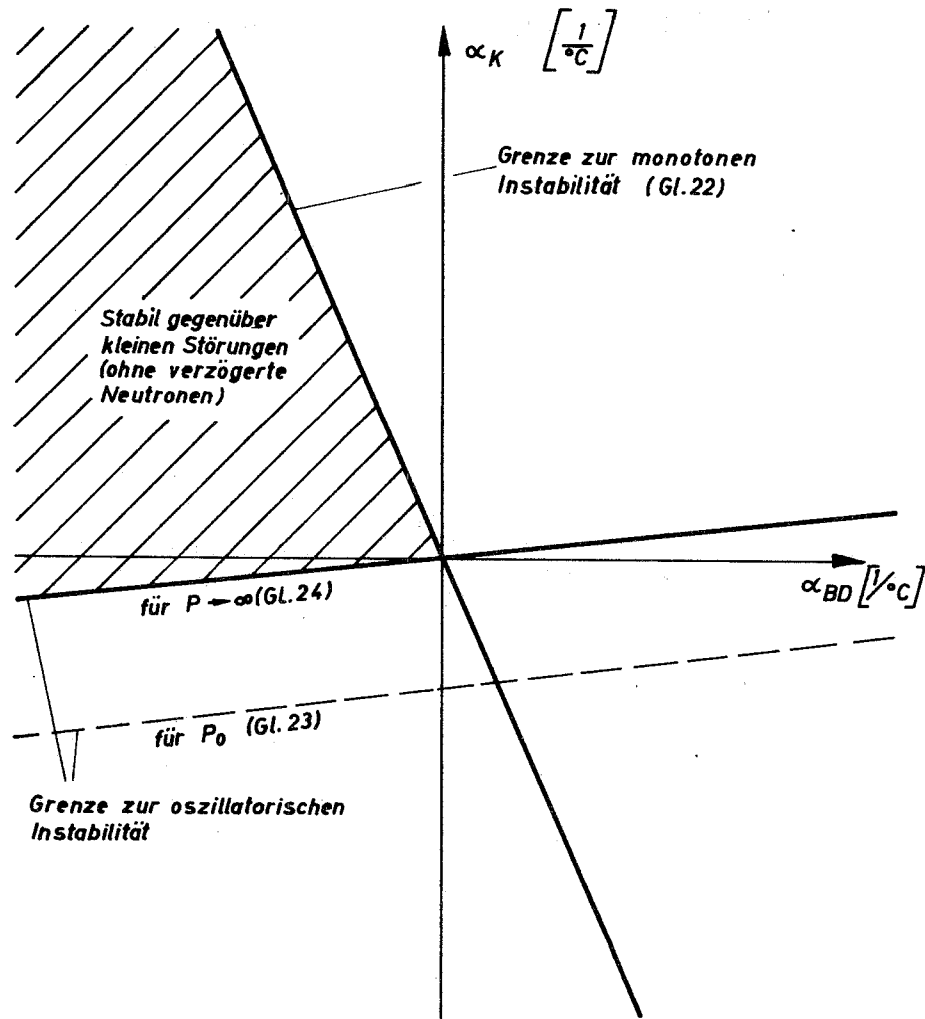


Bild 5 Stabilitätsgrenzen (linear) ohne verzögerte Neutronen

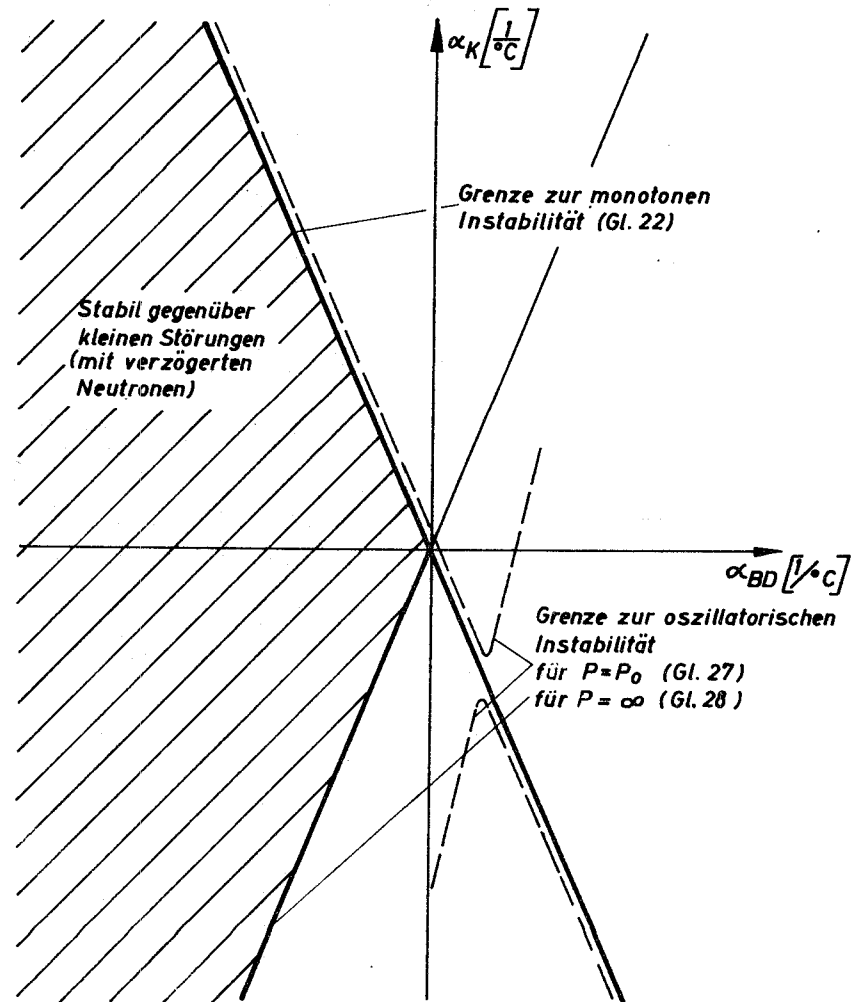


Bild 6 Stabilitätsgrenzen (linear) mit verzögerten Neutronen

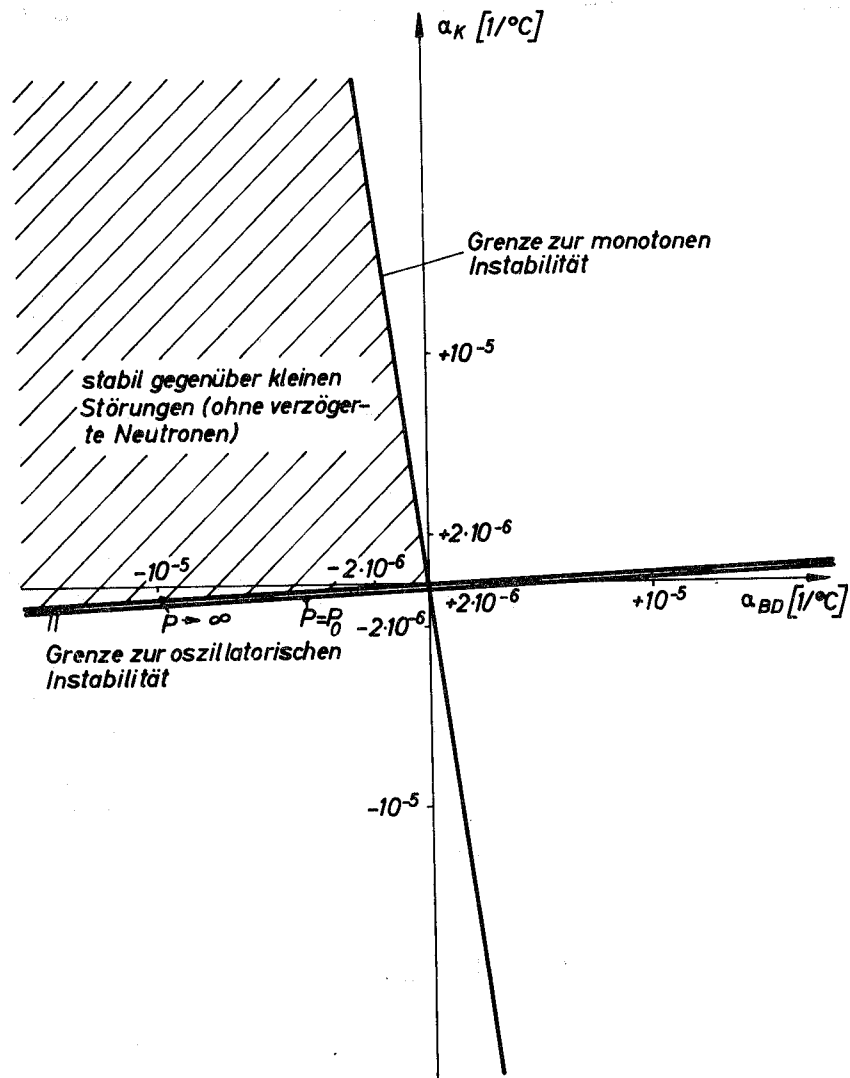


Bild 7 Stabilitätsgrenzen (linear) ohne verzögerte Neutronen für D1-Kern

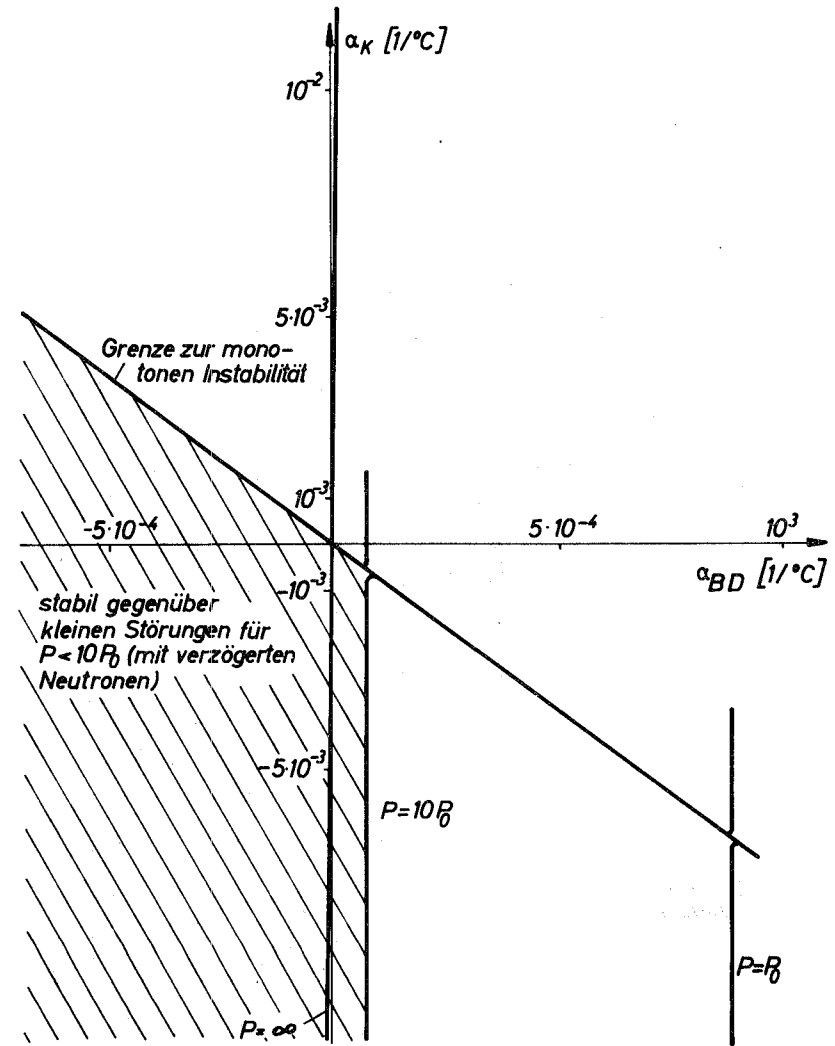


Bild 8 Stabilitätsgrenzen (linear) mit verzögerten Neutronen (D1)

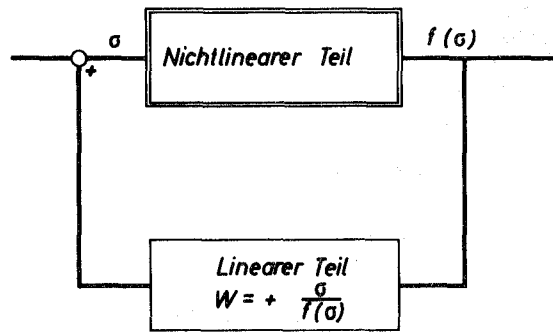


Bild 9 Blockschaltbild des Kernes für nichtlineare Analyse

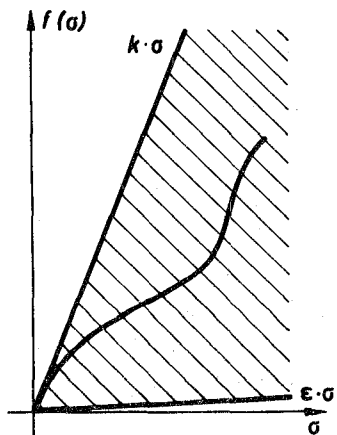


Bild 10 Winkelraum der nichtlinearen Funktion

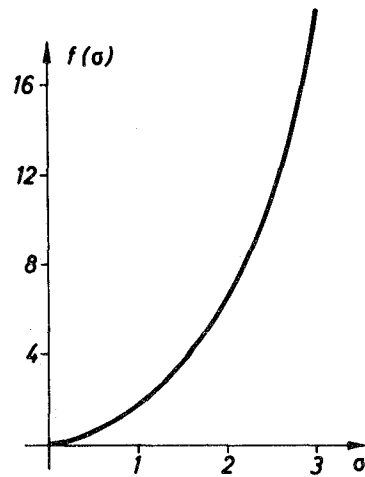


Bild 11 Verlauf der nichtlinearen Funktion  $f(\sigma)$

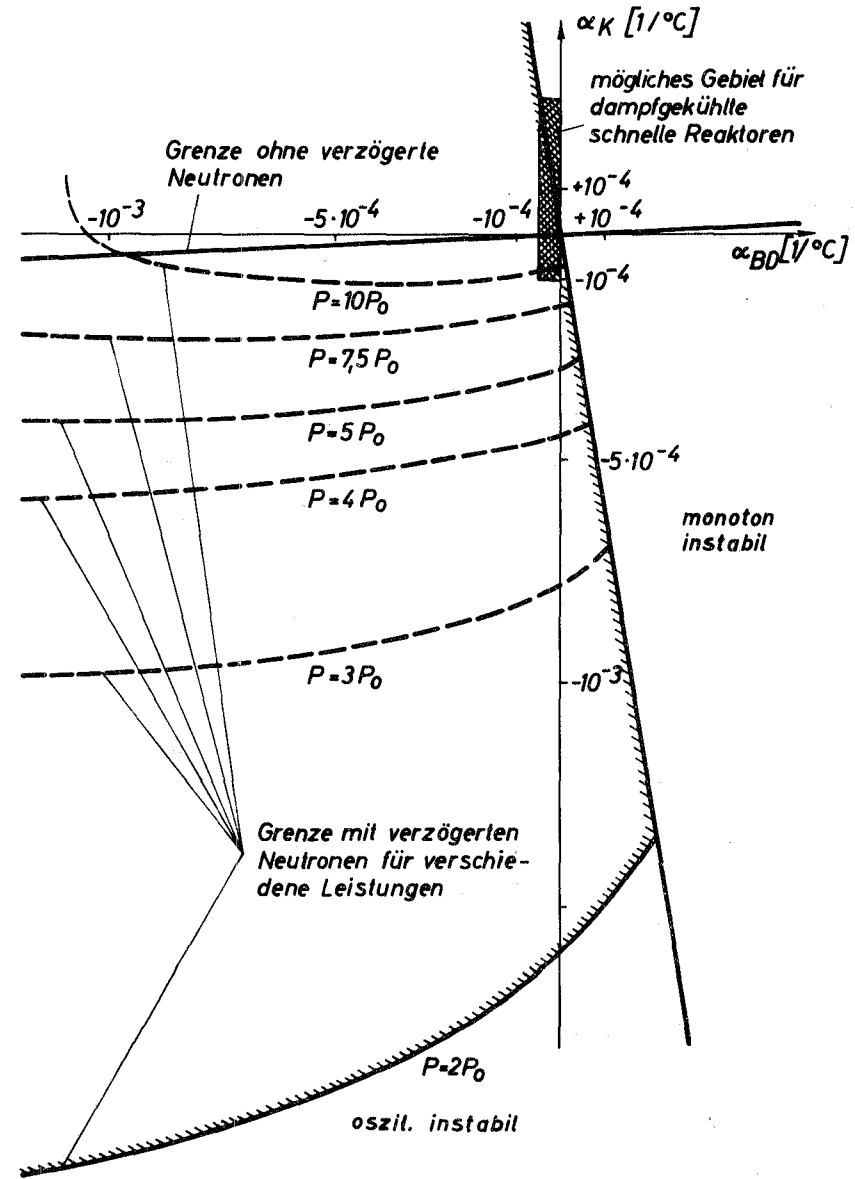


Bild 12 Stabilitätsgrenzen (nichtlinear)

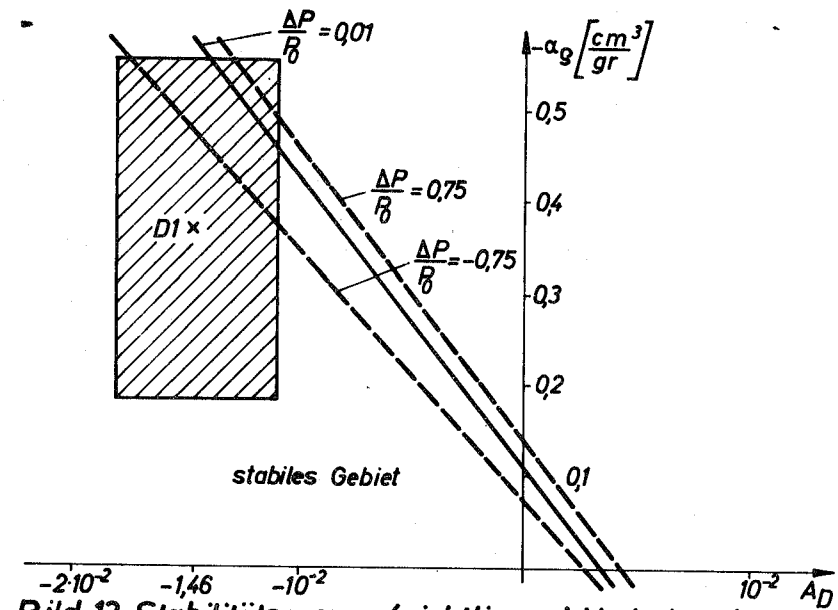


Bild 13 Stabilitätsgrenze (nichtlinear), Variation der Störampplitude  $\Delta P$

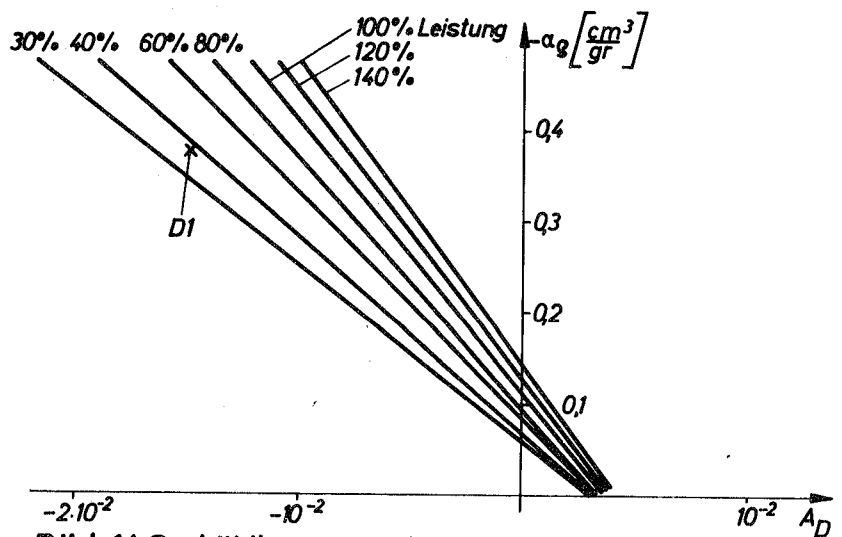


Bild 14 Stabilitätsgrenze (nichtlinear) für verschiedene Lastzustände

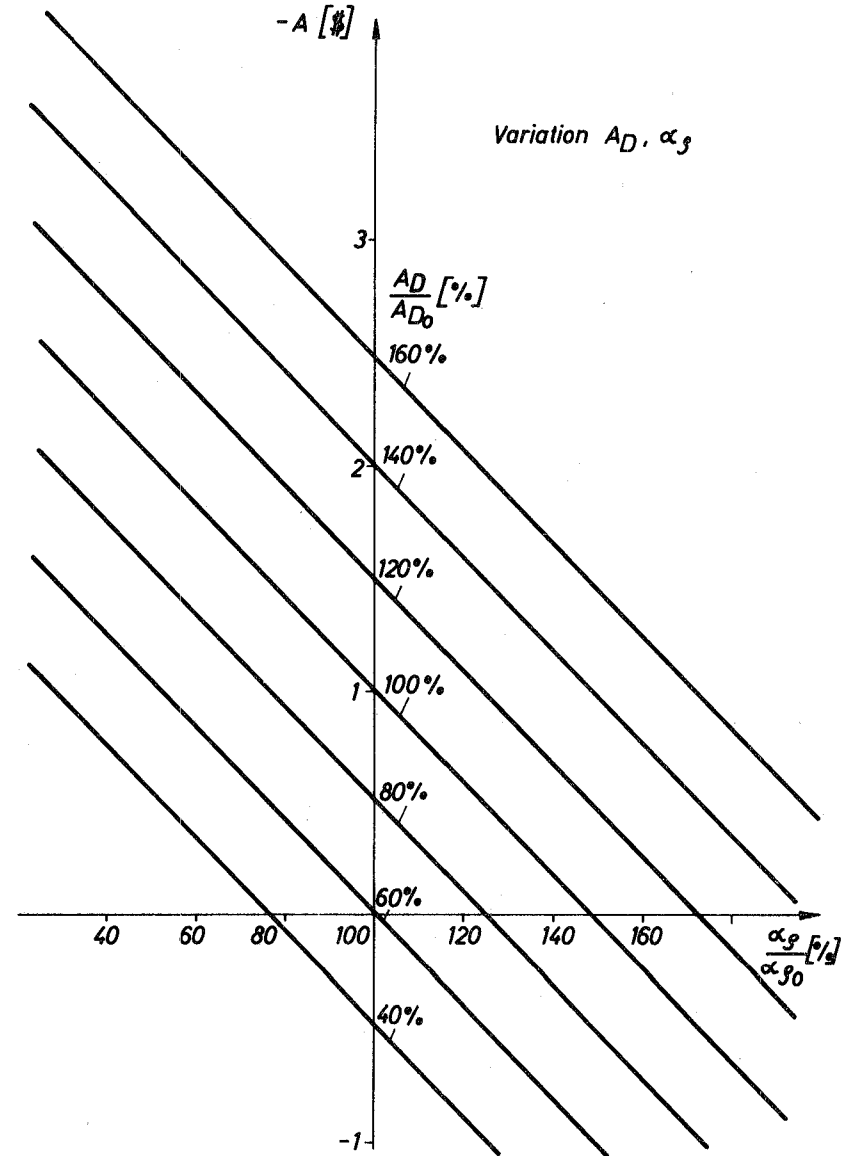


Bild 15 Variation der wichtigsten Reaktivitätskoeffizienten

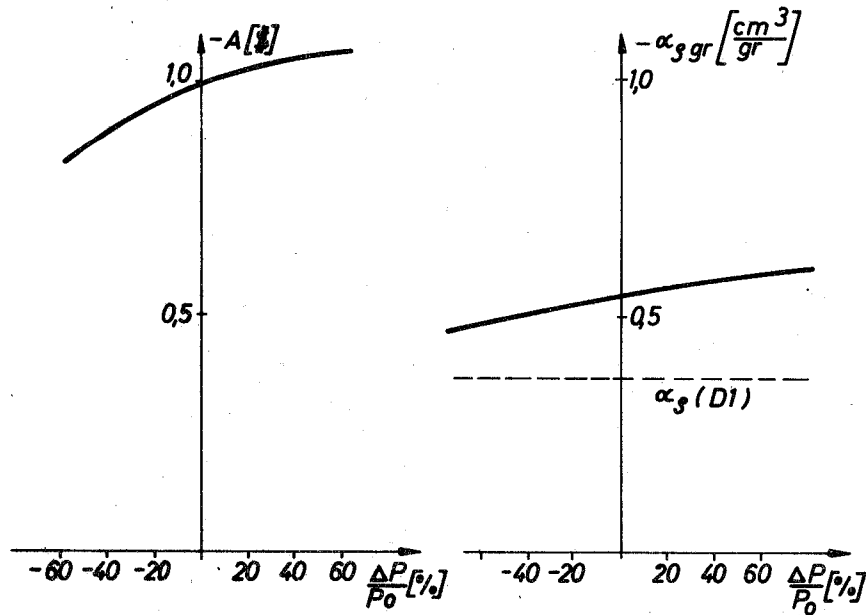


Bild 16  $-A$  und  $-\alpha_{sgr}$  in Abhängigkeit von der Stör-Amplitude  $\Delta P$

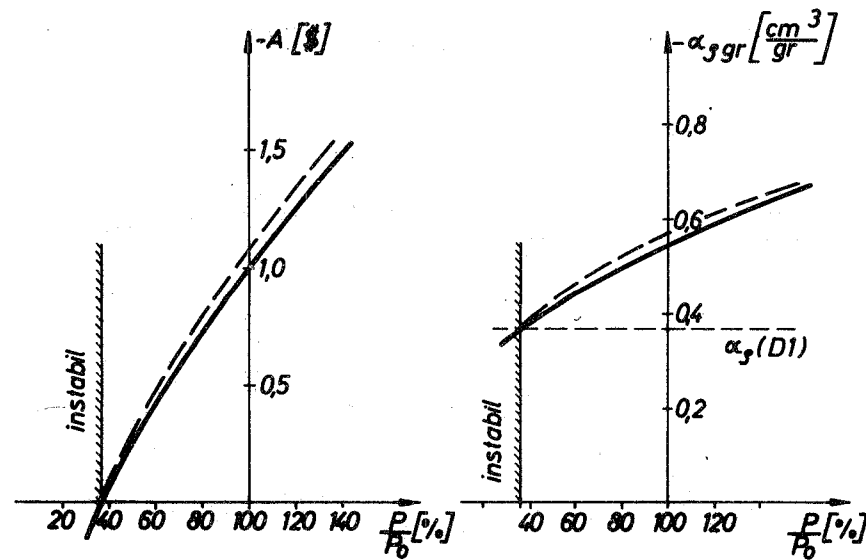


Bild 17  $-A$  und  $-\alpha_{sgr}$  für Teillast u. Überlast

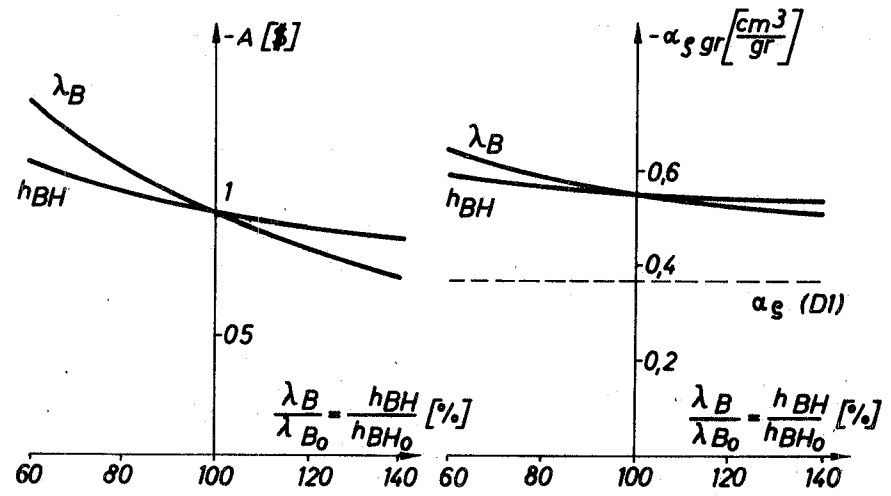


Bild 18 Variation der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_B$  und der Wärmeübergangszahl  $h_{BH}$

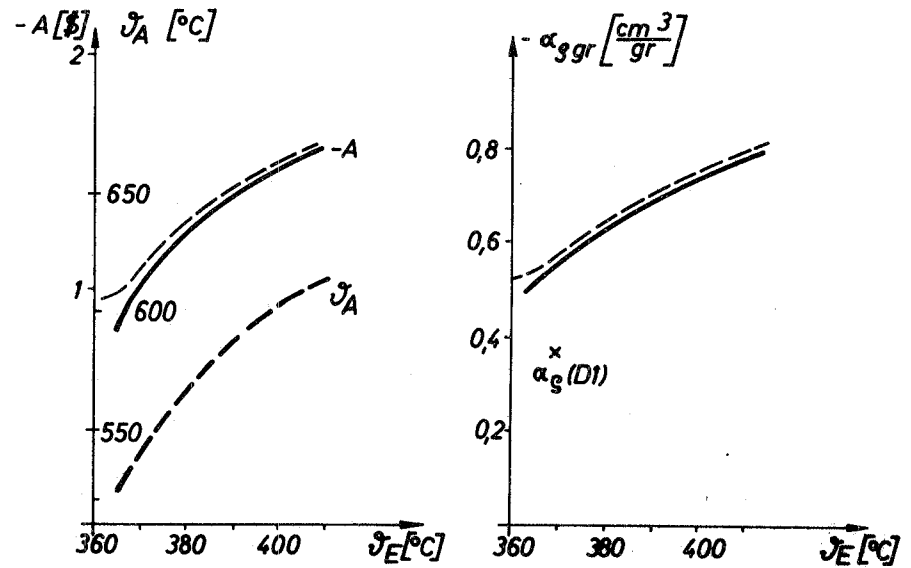


Bild 19 Variation von  $J_E$

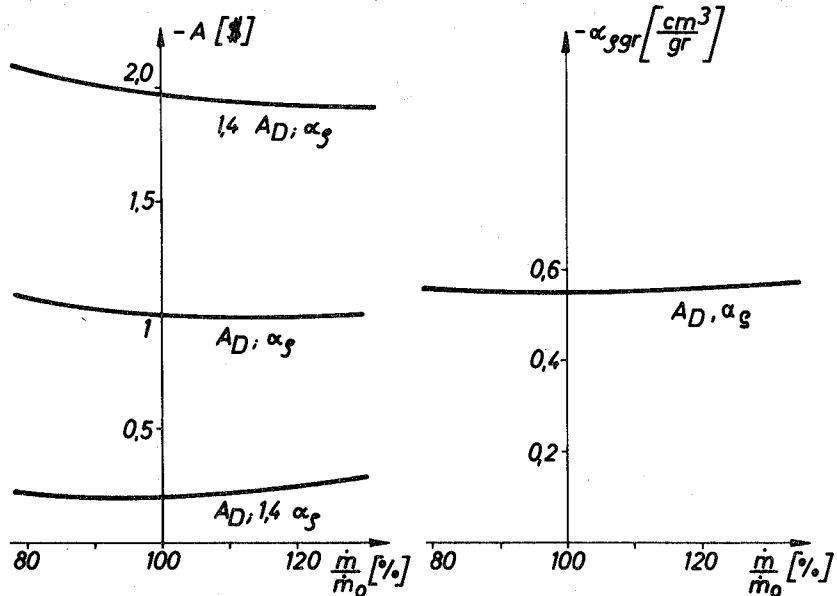


Bild 20 Variation des Kühlmitteldurchsatzes  $\dot{m}$

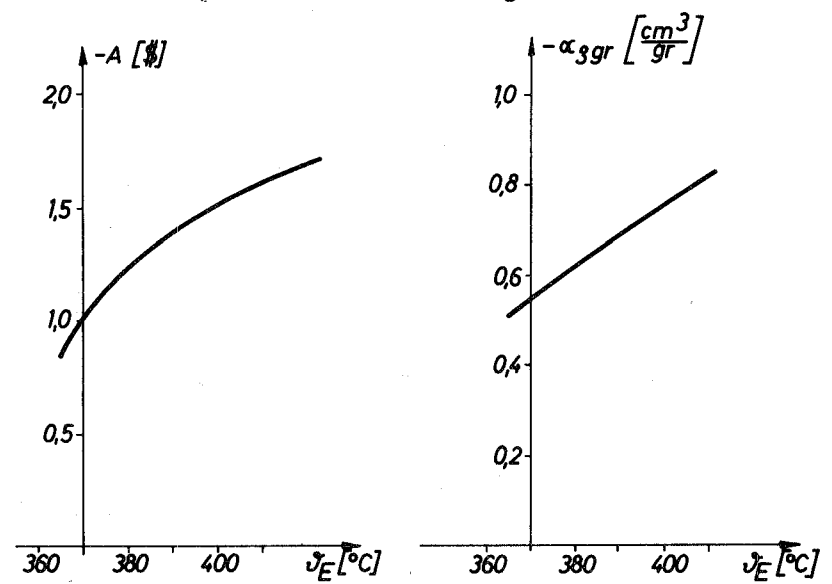


Bild 22 Variation des Temperaturniveaus ( $\Delta J = \text{const.}$ )

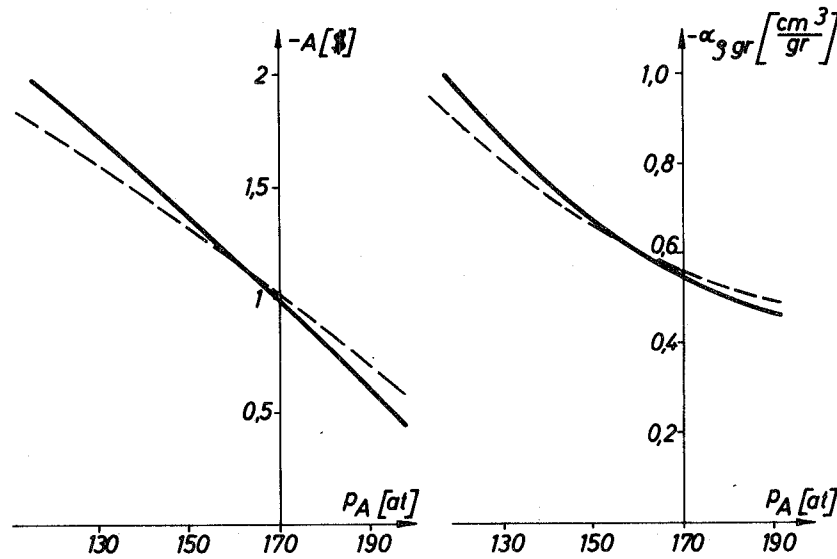


Bild 21 Variation des Systemdruckes  $p$

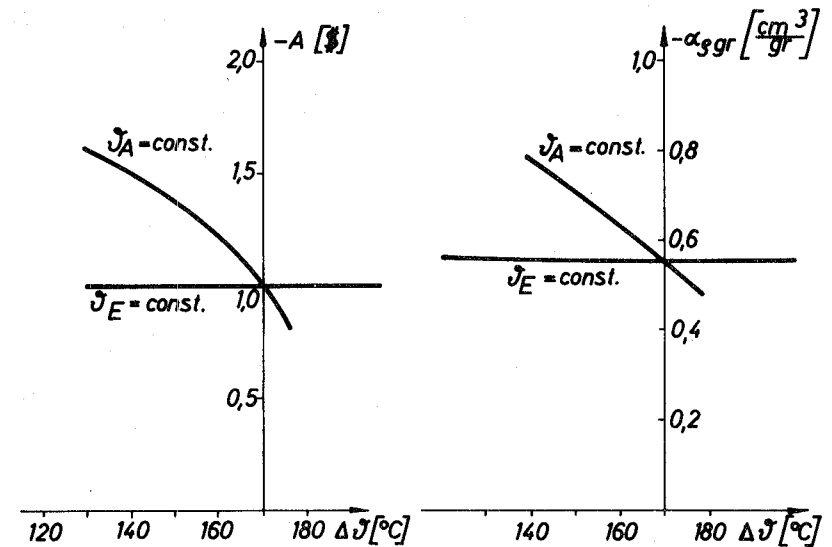
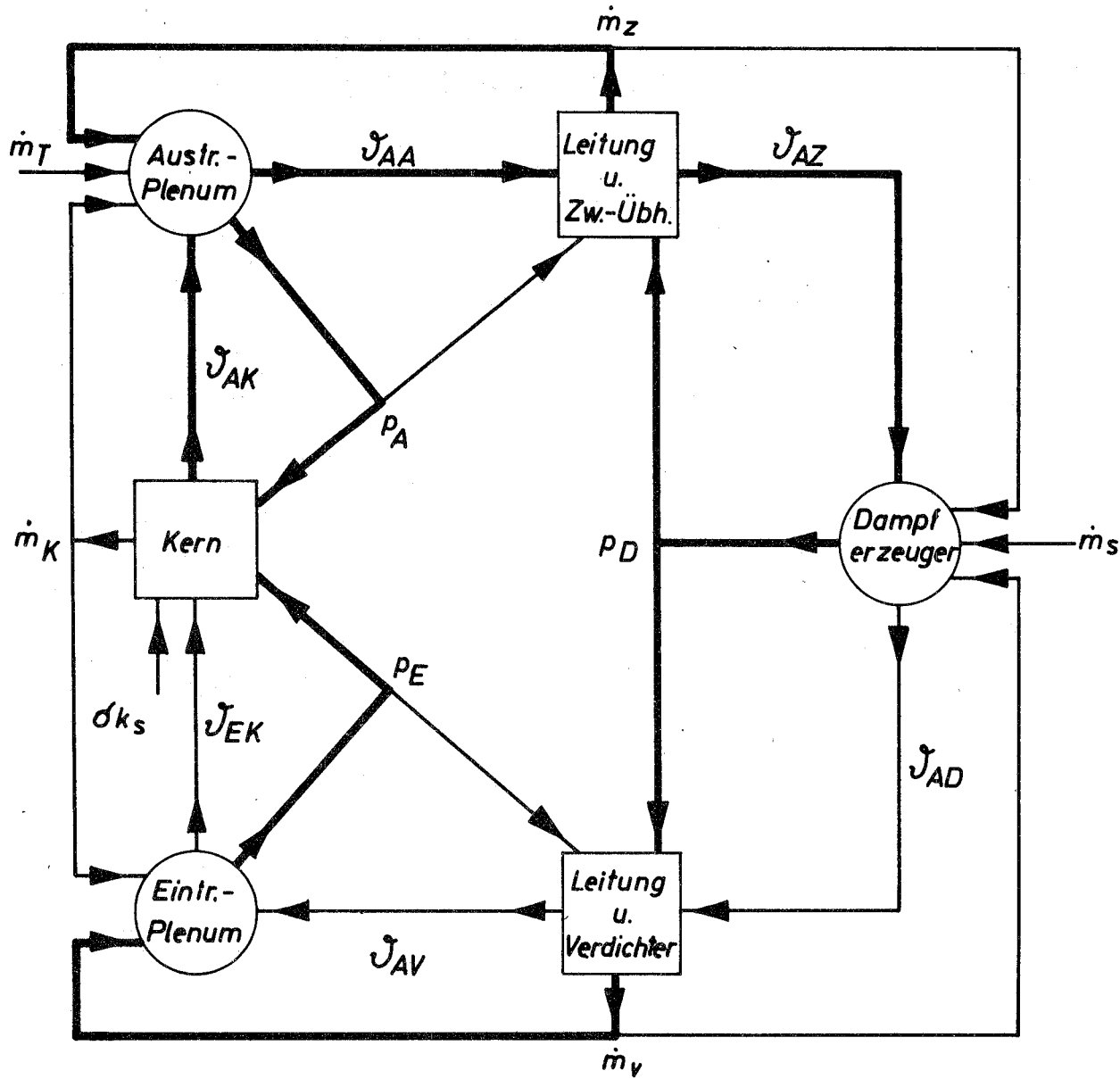


Bild 23 Variation der Aufheizspanne  $\Delta J$



Temperaturen

$J_{EK}, J_{AK}$  Kern

$J_{AA}$  Austrittsplenum

$J_{AZ}$  Zwischenüberhitzer

$J_{AD}$  Dampferzeuger

$J_{AV}$  Verdichter

Drücke

$P_E$  Eintrittsplenum

$P_A$  Austrittsplenum

$P_D$  Dampferzeuger

Massenströme

$\dot{m}_K$  Kern

$\dot{m}_T$  Turbine

$\dot{m}_Z$  Zwischenüberhitzer

$\dot{m}_S$  Speisewasser

$\dot{m}_V$  Verdichter

$\delta k_s$  Störreaktivität

Bild 24 Signalfußdiagramm des Kreislaufes

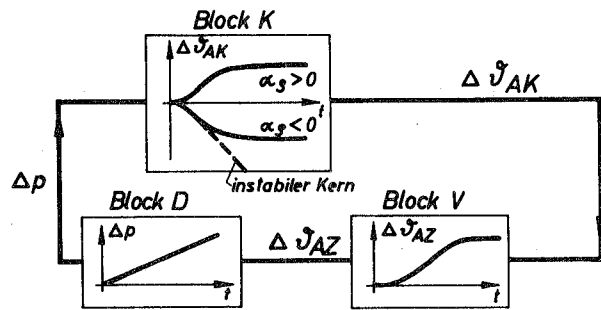


Bild 25 Blockschaltbild des Kreislafs

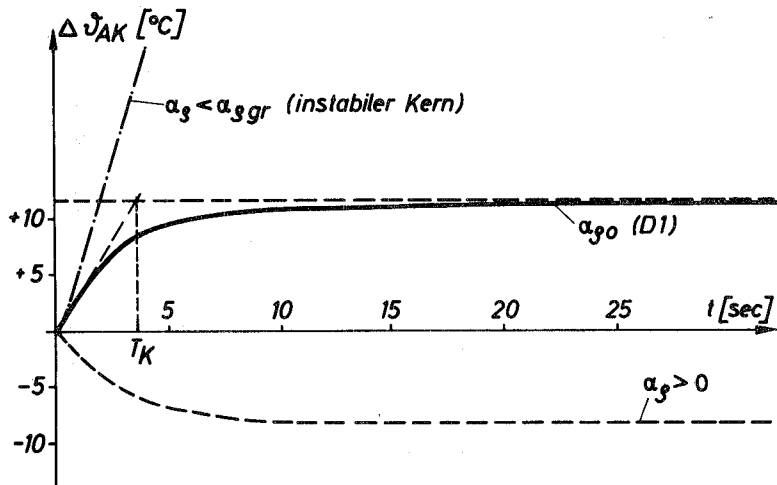


Bild 26 Übergangsfunktion  $\Delta \dot{v}_{AK}(t)$  bei Druckstörung - 1at

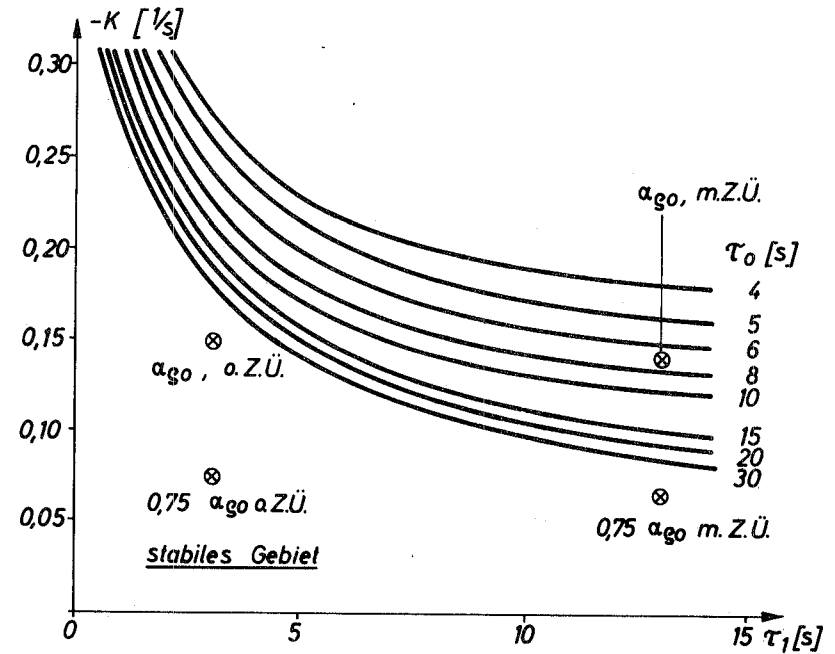


Bild 27 Stabilitätsgrenzen gegenüber oszillatorischer Instabilität des Kreislafs

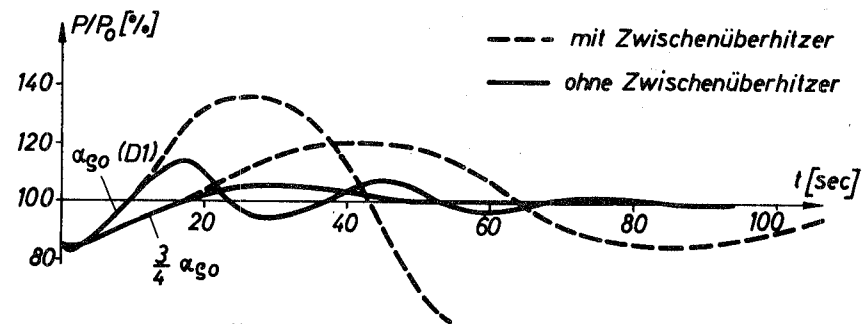


Bild 28 Übertragungsverhalten des Kreislafs bei Lastwechsel von 85 auf 100%.



## Symbole

### 1. Indices

o = Stationärer Zustand

Kern:

B = Brennstoff

H = Hülle

K = Kühlmittel

A = Austritt

E = Eintritt

Kreislauf:

1. Index:

A = Austritt

E = Eintritt

2. Index:

A = Austrittsplenum

D = Dampferzeuger

E = Eintrittsplenum

K = Kern (Kühlmittel)

S = Speisewasser

T = Turbine

V = Verdichter

Z = Zwischenüberhitzer

### 2. Allgemeine Symbole

$\Delta$  = kleine Abweichung vom stationären Zustand

F = Übertragungsfunktion

K = Verstärkungsfaktor einer Übertragungsfunktion

p = Laplace-Operator

r,  $\varphi$ , z = Zylinderkoordinaten für die Berechnung des Brennstabes

t = Zeit

W = Wichtungsfunktionen

$\tau$  = Zeitkonstanten

### 3. Spezielle Größen

A	= Relativer Leistungskoeffizient der Reaktivität	[ $\%$ ]
A <sub>D</sub>	= Dopplerkonstante	[1]
C <sub>i</sub>	= Konzentration der Mutterkerne der verzögerten Neutronen der i-ten Gruppe	[cm <sup>-3</sup> ]
C	= Energiekapazität des Kühlmittels, bezogen auf Druckänderungen	[Ws/at]
c	= spez. Wärme	[Ws/gr °C]
h	= Wärmeübergangszahl	[W/cm <sup>2</sup> °C]
H	= Kernhöhe	[cm]
i	= Enthalpie	[Ws/gr]
k	= k <sub>eff</sub> = Vermehrungsfaktor	[1]
δk <sub>s</sub>	= Störreaktivität	[1]
δk <sub>r</sub>	= rückwirkende Reaktivität	[1]
δk <sub>g</sub>	= gesamte Reaktivität	[1]
l	= Lebensdauer der prompten Neutronen	[s]
L	= Wärmeleitwert	[W/°C]
m	= Masse (einer Zone)	[gr]
ḡ	= Massendurchsatz je Kühlkanal	[gr/sec]
M	= m·c = Wärmekapazität	[Ws/°C]
n	= Neutronendichte	[cm <sup>-3</sup> ]
P	= Leistung eines Brennstabes	[W]
P <sub>o</sub> <sup>*</sup>	= Nennleistung (thermische Ausleistungsleistung)	[W]
p	= Druck	[at]
S	= Leistungsdichte	[W/cm <sup>3</sup> ]
V	= Volumen	[cm <sup>3</sup> ]
α	= Reaktivitätskoeffizienten bezogen auf Temperaturänderungen	[°C <sup>-1</sup> ]
α <sub>D</sub>	= Dopplerkoeffizient	[°C <sup>-1</sup> ]

$\alpha_g$	= Brennstoffdichtekoeffizient	$[cm^3/gr]$
$\beta_i$	= Anteil der verzögerten Neutronen	$[1]$
$\mathcal{T}$	= Temperatur	$[^\circ C]$
$\lambda_i$	= Zerfallskonstante der verzögerten Neutronen	$[s^{-1}]$
$\lambda$	= Wärmeleitfähigkeit	$[W/cm^\circ C]$
$\rho$	= Dichte	$[gr/cm^3]$

Literatur

- [1] A. Müller et.al.:  
Referenzstudie für den dampfgekühlten schnellen  
Brutreaktor (D 1); KFK 392, August 1966
- [2] E. Kiefhaber:  
Konfiguration und nukleare Kenngrößen eines dampf-  
gekühlten schnellen Brutreaktors  
Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Externer Bericht INR-4/67-13; 1967
- [3] L. Merz:  
Regelung und Instrumentierung von Kernreaktoren Bd. 1  
Oldenbourg Verlag, München, 1961
- [4] M.A. Schultz:  
Steuerung und Regelung von Kernreaktoren und Kernkraftwerken  
Verlag Berliner Union, Stuttgart, 1965
- [5] L.G. Neal, S.M. Zivi:  
The Stability of Boiling-Water Reactors and Loops  
Nuclear Science and Engineering 30/1967
- [6] D. Smidt et.al.:  
Systemanalyse eines 1000 MWe natriumgekühlten schnellen  
Leistungsreaktors  
Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Externer Bericht 8/66-6, Dez. 1966
- [7] H.B. Smets:  
Problems in nuclear power reactor stability,  
presses universitaires de bruxelles 1962
- [8] J. Devooght, H.B. Smets:  
Determination of Stability  
Domains in Point Reactor  
Dynamics  
Nuclear Science and Engineering  
28/1967

- [9\_] S. Glasstone, M. Edlund:  
Kernreaktortheorie  
Springer-Verlag 1961
- [10\_] W. Frisch, G. Woite:  
Analogrechenmodell für dampfgekühlte schnelle  
Reaktoren mit Direktkreislauf  
KFK 657, Dez. 1967
- [11\_] W. Frisch, E. Schönfeld:  
Rechenprogramme für Dynamik und Stabilität eines  
schnellen Leistungsreaktors  
KFK 465, Juni 1966
- [12\_] W. Oppelt:  
Kleines Handbuch technischer Regelvorgänge  
Verlag Chemie, Weinheim, 1964
- [13\_] J.B. Nims:  
Fast Reactor Stability and Safety  
Paper of the Atomic Power Associates, Detroit, 1966
- [14\_] W. Baran, K. Meyer:  
Effect of Delayed Neutrons on the Stability of a  
Nuclear Power Reactor  
Nucl. Science and Eng. 24, 1966
- [15\_] H.B. Smets:  
On the Effect of Delayed Neutrons in Reactor Dynamics  
Nucl. Science and Eng. 25, 1966
- [16\_] H.J. Lipkin, R. Thieberger:  
Stability Conditions in the Nonlinear Dynamics  
of Heterogeneous Reactors  
Proc. 1. Conf. o. Peaceful Uses of Atomic  
Energy, Genf Vol. 5, 1956
- [17\_] W. Hahn:  
Theorie und Anwendung der direkten Methode von Ljapunow  
Springer-Verlag, Berlin 1959

- [18] M.A. Aisermann, F.R. Gantmacher:  
Die absolute Stabilität von Regelsystemen  
Beiheft zur Zeitschrift "Regelungstechnik",  
Oldenbourg Verlag, München, 1965
- [19] E.P. Gyftopoulos:  
Theoretical and Experimental Criteria for  
Nonlinear Reactor Stability  
Nucl. Science and Eng. 26, 1966
- [20] W. Frisch, F. Hofmann et.al.:  
System Analysis of a Fast Steam-Cooled Reactor of 1000 MWe  
KFK 636, Okt. 1967
- [21] W. Frisch, F. Heller et.al.:  
Safety Aspects of Steam Cooled Fast Breeder Reactors  
KFK 613, Juni 1967
- [22] E. Kiefhaber:  
Reactivity Coefficients of Steam-Cooled  
Fast Breeders  
KFK 629, Okt. 1967
- [23] K. Gast, E.G. Schlechtendahl:  
Schneller Natriumgekühlter Reaktor Na 2  
KFK 660, Okt. 1967