

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

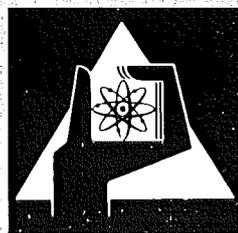
November 1974

KFK 2075

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

**Theoretische und experimentelle Untersuchungen  
von Rückkopplungseffekten am Ein-Zonen-Reaktor  
und am gekoppelten Zwei-Zonen-Reaktor**

W. Väth



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2075

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Theoretische und experimentelle Untersuchungen  
von Rückkopplungseffekten am Ein-Zonen-Reaktor  
und am gekoppelten Zwei-Zonen-Reaktor

---

von

W. Väth

Dissertation genehmigt von der Fakultät für  
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



## Kurzfassung

Das Rauschen der Neutronendichte in Leistungsreaktoren wird durch mehrere Anregungsquellen, verschiedene Rückkopplungspfade und von Kopplungseffekten zwischen Teilzonen des Reaktors beeinflusst. Durch die gleichzeitige Anwesenheit aller Effekte ist die Untersuchung des Einflusses einzelner Effekte kaum möglich und dadurch die Interpretation der Rauschspektren äußerst schwierig. Am Nulleistungsreaktor dagegen können einzelne Effekte simuliert und ohne Störung durch die übrigen Effekte untersucht werden.

Dieser Bericht behandelt den Einfluß einer bekannten Rückwirkung, nämlich eines Regelkreises mit bekannter Übertragungsfunktion auf die Rauschspektren. Am Punktreaktormodell werden Formeln für die spektrale Leistungsdichte der Neutronendetektorströme abgeleitet und durch Messungen an einem Nulleistungsreaktor bestätigt. Im besonderen wurde die Auswirkung von Rauschen, das in der Rückführungsstrecke erzeugt wird, untersucht.

Zur Beschreibung des Neutronenrauschens großer Reaktoren, in denen Entkopplung einzelner Zonen auftritt, müssen ortsabhängige Übertragungsfunktionen verwendet werden. Die oben erwähnten Untersuchungen wurden auf das Zwei-Punkt-Reaktor-Modell ausgedehnt. Entsprechende Rauschmessungen an der symmetrischen Zwei-Zonen-Ladung des Argonaut Reaktors Karlsruhe (ARK) bestätigen die abgeleiteten Formeln.

Siedendes Kühlmittel eines Reaktors ist sowohl ein Rückkopplungseffekt als auch eine externe Reaktivitätsstörung. Zur Simulation des Dampfblasengehaltes wurde Stickstoff in das Moderatorwasser des ARK eingeleitet. Da der momentane Gasdurchfluß durch die Leistungsschwankungen gesteuert war, ist dieses "Sieden" auch als Rückkopplung zu betrachten. Der Gasstrom erzeugte ein weißes Reaktivitätsrauschen mit einer oberen Grenzfrequenz, mit der die Aufenthaltsdauer der Gasblasen im Reaktor abgeschätzt werden kann.

# Theoretical and Experimental Investigations of the Influence of Feedback Effects for the Point and Two-Point Reactor Model

---

## Abstract

The neutron power spectral density of power reactors is influenced by many parameters. These can be summarized into two groups. The first being reactivity perturbations whose statistical characteristics are unknown in most cases, and the second being various feedback and spatially dependent transfer functions. In the case of all effects being simultaneously present, which is the case for power reactors, it is extremely difficult to understand the spectra in detail. However some of the reactivity perturbations and their influence on the neutron noise in large power reactors can be simulated in a zero power reactor. In this way the effects can be studied more flexibly without the interference of other effects.

This paper describes investigations of the influence of a known feedback - namely a control loop with known transfer function - on the spectra of neutron chamber signals. Theoretical formulas for the spectra are derived using the point reactor model. These formulas were verified by noise measurements in a zero power reactor. In addition special attention is given to the noise generated by the control loop. The influence of this feedback noise on the spectra is verified experimentally.

In large reactors space dependent transfer functions must be taken into account. As a first approximation to handle the spatial dependence, the afore-mentioned investigations were extended to the two-point reactor model. Corresponding experimental work was done for the Argonaut Reactor Karlsruhe (ARK) with a symmetrical two-slab core loading.

As an application to a more realistic situation coolant boiling in a BWR has been investigated. The boiling must be considered as a feedback mechanism as well as an external reactivity perturbation. In order to simulate the steam bubble content, nitrogen gas was injected into the watermoderator of the ARK. By modulating the total gas flow rate according to the momentary reactor power the feedback effect was simulated. The gas flow produced a band limited white reactivity noise. The upper breakfrequency could be used to determine the travelling time of the bubbles through the core.

# I N H A L T

	Seite
1. Einleitung	1
2. Zweck und Aufbau der Arbeit	2
3. Kurze Beschreibung der Reaktoren, der Regler und der Meßapparatur	5
4. Übertragungsfunktion des Nulleistungsreaktors; Grundlagen zur Ableitung im Frequenzbereich	20
5. Ableitung und Messung der Spektren für den geregelten Reaktor (Punktmodell)	28
6. Ableitung und Messung der Spektren für den geregelten Zwei-Punkt-Reaktor	48
7. Zusammenfassung	72
Literatur	74

## 1. Einleitung

Durch eine detaillierte Analyse (Rauschanalyse) der Schwankungen des Ausgangssignals eines stationär betriebenen Übertragungssystems kann unter bestimmten Voraussetzungen Information über das System erhalten werden, ohne dieses von außen anzuregen. Dieser Vorteil der Rauschmethoden prädestiniert dieselben als zusätzliches Hilfsmittel zur Überwachung von Kernreaktoren: Veränderungen der Eingangsgrößen oder der Übertragungseigenschaften führen direkt zu Veränderungen des Rauschspektrums der Neutronendichte im Reaktor.

Die Schwankungen der Neutronendichte in einem mit konstanter mittlerer Leistung betriebenen Kernreaktor hängen stark vom jeweiligen Betriebszustand des Reaktors ab. Im sog. Nullleistungsbereich, in dem alle inneren und äußeren Rückkopplungseffekte und Anregungen ausgeschlossen sind, werden die auftretenden Schwankungen der Neutronendichte allein durch die stochastisch ablaufenden Kernreaktionen bedingt. Die Frequenzanalyse dieses Neutronen- oder Nulleistungsrauschens ist ein bewährtes Verfahren zur Bestimmung der Übertragungsfunktion des Nulleistungsreaktors /1-4/.

Mit Leistungsrauschen bezeichnet man die in einem mit großer Leistung betriebenen Reaktor zusätzlich auftretenden Schwankungen der Neutronendichte, die direkt oder indirekt durch die erforderliche Kühlung des Reaktorsystems verursacht werden. So erzeugen Durchfluß- und Temperaturschwankungen des Kühlmittels Reaktivitätsmodulationen, auf die das Reaktorsystem mit Fluktuationen der Neutronendichte und damit Leistungsschwankungen antwortet. Andererseits führen Leistungsschwankungen zu Temperaturschwankungen von Brennstoff und Kühlmittel und diese über den jeweiligen Reaktivitätskoeffizienten wiederum zu Modulationen der Reaktivität. Durch diese und andere Rückkopplungseffekte werden aber die Übertragungseigenschaften des Reaktorsystems gegenüber

denen des Nulleistungsreaktors verändert. Die Übertragungsfunktionen der Rückkopplungen und damit die des gesamten Reaktorsystems werden von vielen Parametern beeinflusst: Wärmeübergangskoeffizient Brennstoff-Kühlmittel, Reaktivitätskoeffizient der Kühlmittel- bzw. Brennstofftemperatur (Dopplerkoeffizient) etc. Durch die große räumliche Ausdehnung eines Leistungsreaktors tritt eine Entkopplung von Teilbereichen auf, so daß unterschiedliches Zeitverhalten des Neutronenflusses in verschiedenen Teilbereichen (Zonen) zu beobachten ist. Diese Tatsache führt zu Ortsabhängigkeiten in der Übertragungsfunktion.

Die Neutronendichte- oder Leistungsschwankungen eines Leistungsreaktors sind also die Antwort des Reaktorsystems mit allen seinen Rückkopplungen auf die Summe aller übrigen im System auftretenden Schwankungen, die zu einem Reaktivitätseffekt führen. Damit sind die durch die Analyse des Reaktorrauschens gemessenen Spektren die Summe vieler unbekannter Einzeleffekte, so daß nur Aussagen über sehr prägnante Charakteristika gemacht werden können /5,6/. Die Messung der Kreuzkorrelation zwischen verschiedenen Systemkenngrößen (Neutronendichte, Temperatur, Druck, etc.) liefert zwar weitergehende Information über das Reaktorsystem, ist aber nicht immer möglich, da die erforderlichen Signale meist nicht zur Verfügung stehen.

## 2. Zweck und Aufbau der Arbeit

Die Interpretation des Rauschens in Leistungsreaktoren wird durch die gleichzeitige Anwesenheit mehrerer Anregungsquellen, verschiedener Rückkopplungspfade und von Kopplungseffekten zwischen Teilzonen des Reaktors erschwert. Ein Überblick /7/ über bisherige Arbeiten zeigt die Komplexität und die noch nicht restlos verstandenen Zusammenhänge der Rauschanalyse an Leistungsreaktoren. Der Einfluß einzelner Effekte

auf die Rauschspektren kann am Leistungsreaktor nicht isoliert betrachtet werden. Der Nulleistungsreaktor dagegen bietet die Möglichkeit, einzelne Effekte zu simulieren und damit getrennt zu untersuchen. Die Ergebnisse können dann auf die Verhältnisse in Leistungsreaktoren umgerechnet werden. In dieser Arbeit wird der Einfluß einer bekannten Rückführung (der Leistungsregelung des Reaktors) auf das Ausgangssignal eines Neutronendetektors, der sich im Neutronenfeld eines Nulleistungsreaktors befindet, theoretisch und auch experimentell untersucht. Im besonderen wird hier der Einfluß eines in der Rückführungsstrecke erzeugten Rauschsignals beschrieben und durch Messungen der spektralen Leistungsdichten der Detektorströme (Frequenzanalyse) erstmals bestätigt. Diese Untersuchungen werden zunächst am Einzonen-Reaktor durchgeführt. Zur Untersuchung von Kopplungseffekten zwischen Reaktorzonen, wie sie an Leistungsreaktoren auftreten, wird das Punkt-Reaktor-Modell zum Zwei-Punkt-Reaktor-Modell erweitert. Der durch dieses Modell beschriebene Einfluß einer Rückkopplung (Leistungsregelung) und der Kopplung zwischen den Zonen wird durch Messungen an einem Zwei-Zonen-Reaktorsystem bestätigt.

Zur Messung des Einflusses von Rückkopplungseffekten wurde als Rückkopplung eine Regelung des STARK bzw. einer Zone des Zwei-Zonen-Argonaut-Reaktors auf konstante Leistung verwendet. Zur Simulation des Siedens von Kühlmittel in einem Teilbereich eines Leistungsreaktors wurde ein Gasstrom durch eine Zone des gekoppelten Zwei-Zonen-Reaktors geleitet. Da der Gasdurchfluß aus den Leistungsschwankungen dieser Zone abgeleitet war, ist auch dieses "Sieden" als Rückkopplung zu betrachten.

Um die Auswirkungen von Rückkopplungen in der Frequenzanalyse deutlich zu sehen, muß die Übertragungsfunktion der Rückkopplung dem Betrage nach groß und breitbandig ( $\sim 1$  Hz) sein. In Kapitel 3 ist der speziell gebaute

schnelle Regler sowie eine Anordnung, die es ermöglichte, den Gasdurchfluß schnell und definiert zu variieren, beschrieben. Eine kurze Beschreibung der Reaktoren, an denen die Messungen durchgeführt wurden, sowie der Meßkanäle und des Frequenzanalysators ist ebenfalls in Kapitel 3 zu finden. Einige Bemerkungen zum statistischen Fehler von Rauschmessungen beschließen dieses Kapitel.

In Kapitel 4 wird gezeigt, wie auch das Nulleistungs- oder Neutronenrauschen als externes Anregungssignal des Reaktors betrachtet werden kann. Im selben Kapitel werden einige Anmerkungen zum Konvergenzproblem bei der Berechnung der (zur Beschreibung im Frequenzbereich benötigten) Fouriertransformierten der Zeitsignale gemacht.

In Kapitel 5 wird der auf konstante Leistung geregelte Reaktor behandelt. Einzige in der Rückkopplung, dem Regelkreis, auftretende Rauschquelle ist das Nachweisrauschen des die Regelung bedienenden Detektors. Die Formeln für die spektrale Leistungsdichte des Regeldetektor-signals und für die von Detektoren, die vom Regelkreis unabhängig sind, sowie für die diversen spektralen Kreuzleistungsdichten werden im Frequenzbereich abgeleitet. Die im Zeitbereich wesentlich kompliziertere Ableitung, die in /8/ nur für unabhängige Detektoren erfolgt, führt für deren Spektren zum selben Ergebnis. Die Abhängigkeit der einzelnen Rauschbeiträge von der Reaktorleistung und der Empfindlichkeit des Regeldetektors wird in Kapitel 5 durch Messungen bestätigt. Der Einfluß des Rauschens des Regelkreises auf die Signale der unabhängigen Detektoren wird dabei erstmals experimentell verifiziert.

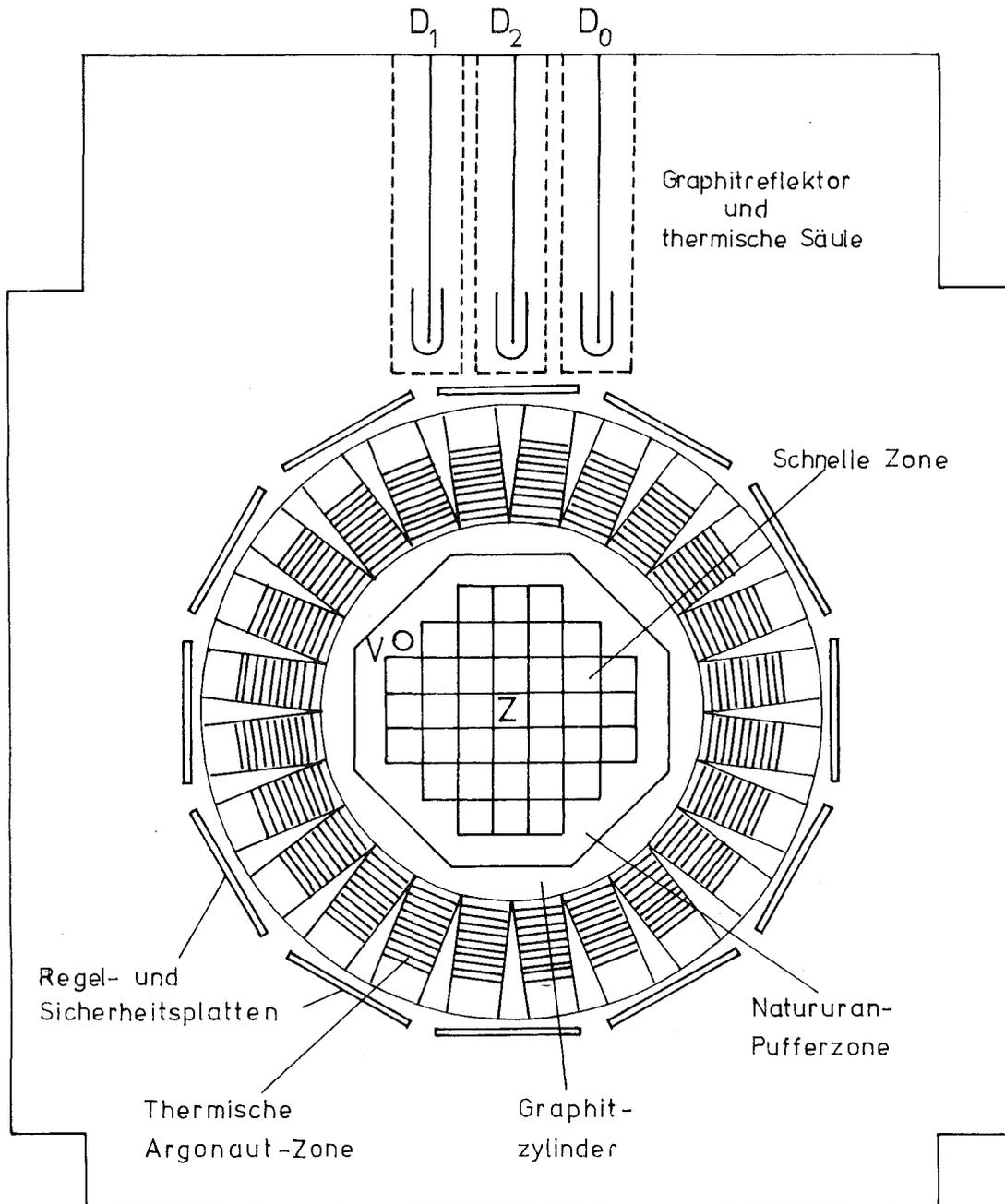
Theoretische Arbeiten über Rückkopplungseffekte an gekoppelten Reaktoren finden sich zahlreich in /9/. Bisherige Messungen des durch eine Rückkopplung oder Regelung veränderten Verhaltens gekoppelter Reaktorsysteme erfolgten durch äußere Anregung und Beobachtung der Antwort des Systems auf diese Anregung /9,10/. Mit Rauschmethoden wurde nur das prompte

kinetische Verhalten an rückkopplungsfreien Zwei-Zonen-Reaktoren untersucht /11,12/. In Kapitel 6 dieser Arbeit werden für den rückgekoppelten Zwei-Zonen-Reaktor (Zwei-Punkt-Modell) Formeln für die spektralen Leistungsdichten der Ionisationsströme der Detektoren abgeleitet. Am Beispiel des symmetrischen Zwei-Zonen-Reaktors, bei dem eine Zone auf konstante Leistung geregelt ist, werden die Formeln durch die Frequenzanalyse der Detektorströme bestätigt. Der Einfluß der Regelung und der des Rauschens im Regelkreis wird durch die Messungen gezeigt.

### 3. Kurze Beschreibung der Reaktoren, der Regler und der Meßapparatur

#### a) Reaktoren

Die Messungen von Rauschspektren zur Prüfung und Bestätigung der für den Punktreaktor mit externer Rückführung abgeleiteten Formeln wurden am STARK (Schnell-Thermischer Argonaut Reaktor Karlsruhe) durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung dieses Reaktors ist in /13/ und /14/ zu finden. Obwohl es sich dabei um ein schnell-thermisch-gekoppeltes Reaktorsystem handelt, kann der STARK unter bestimmten Voraussetzungen wie ein Punktreaktor behandelt werden. Da der größte Teil ( $\sim 80\%$ ) der Spaltleistung in der thermischen Ringzone erzeugt wird und alle Detektoren in der thermischen Säule untergebracht waren (siehe Abb.3.1), kann angenommen werden /25/, daß das zeitliche Verhalten der Neutronendichte dem eines rein-thermischen Reaktors gleicht und durch das Punktreaktormodell beschrieben werden kann. Dies gilt um so mehr, da in dieser Arbeit hauptsächlich das niederfrequente Verhalten interessiert und somit die Dynamik des Reaktors im Bereich der Zeitkonstanten der verzögerten Neutronen, d.h. großer Zeitkonstanten, untersucht wird. Bei der maximal erlaubten Spaltleistung von 10 Watt ist zu erwarten, daß der Reaktor frei von internen Rückkopplungseffekten ist. Um den Reaktor



Z: Zentralposition: Regelstab

V: Vertikalkanal: Störstab

$D_0, D_1, D_2$ : Detektoren in der thermischen Säule

Abb. 3.1 Schematischer Querschnitt des STARK

als Nulleistungsreaktor betrachten zu können, dürfen außerdem externe Reaktivitätsstörungen nicht vorhanden oder müssen zumindest vernachlässigbar sein. Aus Gründen der Sicherheit muß das Moderatorwasser auf einer Temperatur von  $80^{\circ}\text{C}$  gehalten werden. Schwankungen dieser Temperatur verursachen wegen des nicht verschwindenden Reaktivitätskoeffizienten der Moderatorwassertemperatur ( $\frac{\Delta\rho}{\Delta T} \approx -2,1 \cdot 10^{-4}/^{\circ}\text{C} \approx -0,028 \cdot \beta/^{\circ}\text{C}$ ) Reaktivitätsstörungen. Damit die dadurch erzeugten Neutronendichteschwankungen gegen das Neutronenrauschen vernachlässigbar sind, müssen die Temperaturschwankungen des Moderatorwassers kleiner als  $10^{-2}^{\circ}\text{C}$  bleiben. Derartige (kleine) Schwankungen ließen sich nur dadurch vermeiden, daß die Regelung für die Moderatorwassertemperatur abgeschaltet wurde. Die Wärmeverluste wurden mit einer konstanten Heizleistung ausgeglichen. Der Erfahrungswert für diese Heizleistung war so gut, daß die Drift der Temperatur über die gesamte Meßzeit von 6h kleiner als  $1^{\circ}\text{C}$  war. Die verbleibende Drift der Reaktivität wurde automatisch durch den verwendeten Regler, für den eine Integralcharakteristik gewählt wurde, ausgeglichen, so daß die Regelung der Betriebsinstrumentierung nicht eingreifen mußte und damit keine ungewollte und unbekannte Rückführung vorhanden war.

Die Messungen zur Bestätigung der Gleichungen für den gekoppelten Zwei-Zonen-Reaktor wurden am Argonaut Reaktor Karlsruhe (ARK) durchgeführt. Bei diesem Reaktor ist die zentrale schnelle Zone des STARK entsprechend dem Argonaut-Konzept durch einen Graphitzylinder ersetzt. Das normalerweise ringförmige Argonautcore wurde - wie in Abb.(3.2) zu erkennen - zu einem symmetrischen Zwei-Zonen-Reaktor umgebaut. In früheren Arbeiten /11 und 15/ wurden bereits die Kopplungseigenschaften dieses Zwei-Zonen-Reaktors bestimmt. Der in diesen Arbeiten ermittelte Wert für die Kopplungskonstante  $K = 3\beta \approx 22,5 \cdot 10^{-3}$  besagt, daß dieser Bruchteil der in einem Core verschwindenden (durch Absorption und Ausfluß) Neutronen in das andere Core gelangt. Für ein als ganzes gesehen kritisches System ist damit die Unterkritikalität jeder Zone  $3\beta$ . Die durch die kleine Laufzeit



( $\tau \sim 0,3$  msec) der Neutronen bewirkte Verzögerung kann bei Untersuchungen im niederfrequenten Bereich ( $\omega \ll \alpha \approx 50/\text{sec}$ ,  $\alpha$  = Zerfallskonstante des prompten Neutronenflusses) vernachlässigt werden. Bei den gewählten Positionen der Detektoren in den "Ost" und "West" Kanälen (Abb.3.2) konnte erwartet werden, daß jeder Detektor nur Neutronen "seiner", d.h. der ihm benachbarten Zone sah. Obwohl das Moderatorwasser im ARK auf Raumtemperatur bleibt, war eine kleine Reaktivitätsdrift während der Meßzeit zu beobachten, die jedoch keinen störenden Einfluß hatte.

#### b) Regler

Zur Regelung der Leistung eines Reaktors auf einen Sollwert genügt ein relativ langsamer Regler. Soll jedoch der Einfluß des Regelkreises durch Rauschmethoden untersucht werden, so muß die Meßzeit ein Vielfaches der Zeitkonstanten des Reglelementes betragen, um den statistischen Fehler in Grenzen zu halten (siehe dazu Abschnitt e) statistischer Meßfehler). Da die Meßzeit sinnvollerweise höchstens Stunden betragen sollte, war der Bau eines speziellen Regelelementes erforderlich. Dieser Regler sollte, um möglichst deutlich die Wirkung einer Rückkopplung zu zeigen, nicht nur einen großen Reaktivitätshub besitzen, sondern auch "schnell" sein. Außerdem sollte seine Übertragungsfunktion bekannt und leicht veränderlich sein.

Am Blockschaltbild des Reglers in Abb.3.3 kann seine Funktionsweise abgelesen werden. Aus der Abweichung des Signals des Regeldetektors (Istwert der Reaktorleistung) von einem vorgegebenen konstanten Sollwert wurde mit Analogrechnerbausteinen das Sollsignal für die Reaktivität abgeleitet. Die Stellung des Regelstabes, das ist der Istwert der Reaktivität, wurde mit der Sollreaktivität verglichen und lieferte nach Verstärkung die Spannung für den Antriebsmotor des Regelstabes. Die Eigenschaften des Motors hatten dadurch keinen Einfluß auf die Übertragungsfunktion des Reglers, abgesehen davon, daß die Geschwindigkeit des Motors und der

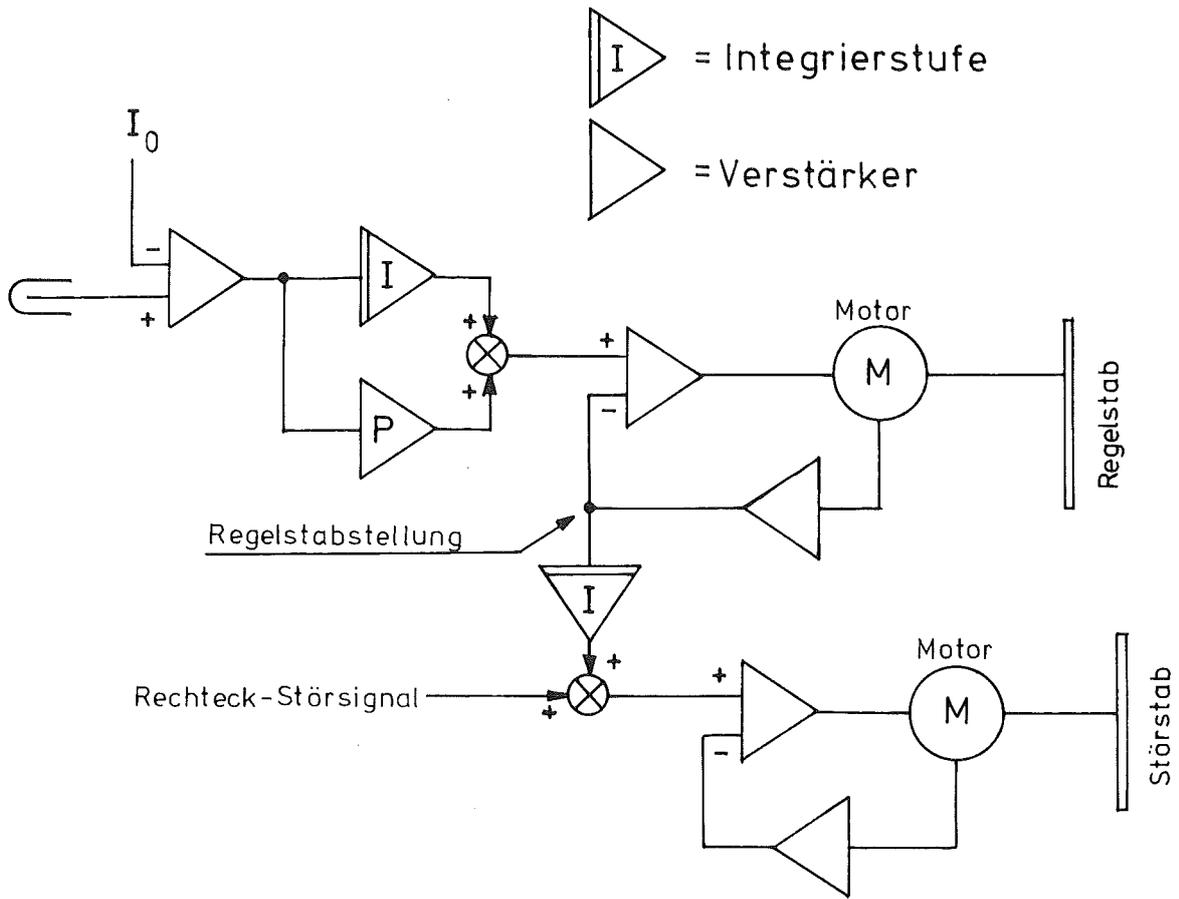


Abb. 3.3 Blockschaltbild der Regler

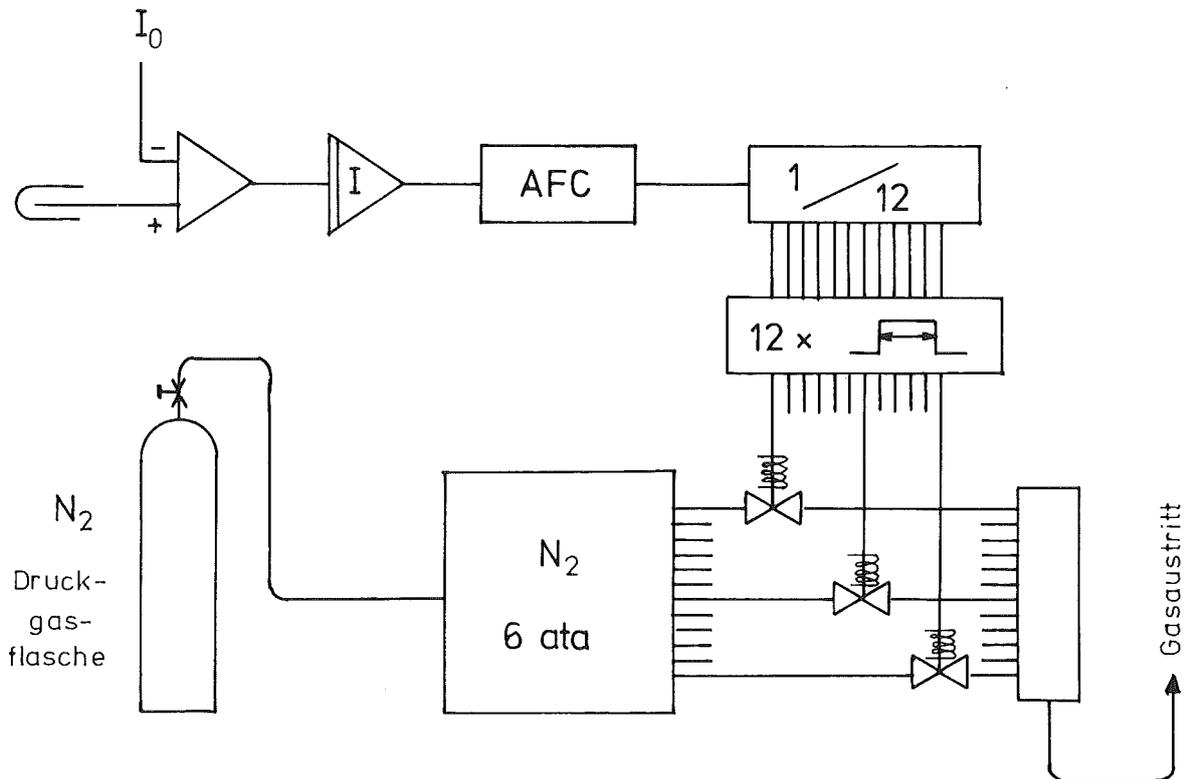


Abb. 3.4 Blockschaltbild des "Siedesimulators"

Hub die obere Grenzfrequenz des Regelstabes definierten.

Dieses System arbeitet nur solange richtig, wie ein linearer Zusammenhang zwischen der Stellung des Regelstabes und der Reaktivität gewährleistet ist. Fährt der Regelstab mit punktförmigem Absorber, wobei der Ort des Absorbermaterials maßgebend ist, in einen Bereich, in dem sich der Reaktivitätseffekt linear mit dem Ort ändert, und werden außerdem nur kleine Amplituden verwendet, so brauchen in die Gesamt-Übertragungsfunktion des Reglers keine nichtlinearen Effekte eingeführt zu werden. Bei dem in vertikaler Richtung sinusähnlichen Verlauf des Neutronenflusses im STARK bzw. ARK kann im oberen und unteren Drittel des Cores jeweils ein Bereich von ca. 10 cm gefunden werden, in dem die Abweichung des Reaktivitätseffektes vom linearen Verlauf vernachlässigt werden kann. Typische Fahrwege des Regelstabes waren 3-5 cm, so daß ein linearer Zusammenhang angenommen werden kann.

Um einen räumlich wenig ausgedehnten Absorber zu erhalten, wurde das die thermischen Neutronen stark absorbierende Isotop  $B^{10}$  in Form von Bor-Karbid am Ende des Regelstabes auf einer Länge von 4 cm eingesetzt. Die Achse eines Motors mit extrem kleinem Trägheitsmoment (sog. Scheibenläufermotor mit einer Zeitkonstanten von ca. 7 msec) drehte eine Spindel, deren Umdrehungen eine Planetenradmutter in longitudinale Bewegung des Regelstabes übersetzte. Die Umdrehungen der Achse und damit die Stellung des Regelstabes wurden mit einem Mehrgangpotentiometer in eine elektrische Spannung, den Istwert der Reaktivität, umgesetzt. Die Motorspannung und damit in weiten Grenzen die Drehzahl waren proportional zur Abweichung des Istwertes vom Sollwert der Reaktivität. Damit hatten die Übertragungseigenschaften des Motors keinen Einfluß auf die Übertragungsfunktion des Reglelementes, der Rückführungsstrecke.

Der Einfluß der Drift der Moderatorwassertemperatur des STARK hätte zwar mit diesem Regler kompensiert werden

können, jedoch wäre dann der Fahrweg wesentlich größer geworden und damit die geforderte Linearität nicht mehr gewährleistet gewesen. Von einer Erhöhung der Effektivität (Reaktivitätsänderung pro Wegeinheit) wurde abgesehen, da sonst die Fahrwege im interessierenden Frequenzbereich (0,01 Hz - 1 Hz) so klein geworden wären, daß durch den Totgang von Motor, Getriebe und Rückmeldepotentiometer Nichtlinearitäten in der Übertragungsfunktion des Reglers entstanden wären. Die verbleibende Reaktivitätsdrift wurde mit einem zweiten langsamen Regler größerer Effektivität derart kompensiert, daß die mittlere Position des schnellen Reglers während der Meßzeit erhalten blieb und kein merklicher Einfluß auf die gemessenen Spektren entstand. Dazu wurde die Regelstabbestellung des schnellen Reglers (Istwert der Reaktivität) mit großer Zeitkonstante (425 s) integriert. Die Summe dieses Signals und eines Rechtecksignals mit der festen Frequenz  $\omega_0 = 1 \text{ sec}^{-1}$ , das der Erzeugung einer definierten externen Reaktivitätsmodulation diente, war der Sollwert der Reaktivität des langsamen Reglers. Die Differenz vom Istwert - über Potentiometer gemessene Stabstellung - lieferte, abgesehen von einem toten Bereich, das Signal für die Drehrichtung des Motors. Dieser zweite langsame Regler war wirksamer als der schnelle Regler, so daß er, um die Temperaturdrift des Moderatorwassers auszugleichen, einen kleineren Weg zu fahren hatte und dadurch im linearen Bereich des Neutronenflußprofils blieb.

Die Wahl und Veränderung der Charakteristik des schnellen Reglers war durch die Verwendung von Analogrechnerbausteinen zur Erzeugung des Sollwertes der Reaktivität leicht möglich. Der Austausch bzw. die Veränderung passiver Bauelemente (Kondensatoren, Widerstände) im Eingangs- bzw. Rückkopplungszweig von Operationsverstärkern erlaubte die Einstellung der Charakteristik eines Proportionalreglers, Integralreglers sowie der Kombination der beiden als P-I-Regler. Beim Proportionalregler ist das rückgekoppelte Signal (in unserem Falle die Reaktivität) proportional zur Differenz von Soll-

und Istwert der Neutronendichte und damit der Reaktorleistung. Der Integralregler erzeugt eine Rückkopplungsreaktivität proportional zum Integral der Differenz, d.h. hier ist die Geschwindigkeit der Reaktivitätseingabe (Fahrgeschwindigkeit des Regelstabes) proportional zur Soll-Ist-Differenz.

Zur Beobachtung des Einflusses von siedendem Kühlmittel auf die Rauschspektren der Ionisationsströme von Neutronendetektoren wurde eine spezielle Rückführungsstrecke gebaut, mit der der Siedevorgang simuliert wurde. Auch hier galt, um den Effekt leichter messen zu können, für den "Siedesimulator" eine möglichst große obere Grenzfrequenz zu erreichen. Unter der Annahme, daß die durch das Kühlmittel abgeführte Wärmemenge konstant ist, variiert die Temperatur mit dem Integral der Leistungsschwankungen, wobei die Integrationskonstante durch die Wärmekapazität des Reaktors gegeben ist. Mit der Temperatur variiert aber auch der Dampfblasengehalt. Setzt man dabei Linearität voraus, so kann der Dampfblasengehalt leicht auf elektronischem Wege (Analogrechnerbausteine, Integrator) aus den Leistungsschwankungen, d.h. dem Signal eines Neutronendetektors abgeleitet werden. Um den variierenden Siedezustand zu simulieren, wurde Stickstoff mit einem dem ermittelten Sollwert des Dampfblasengehaltes proportionalen Durchsatz in das Moderatorwasser des ARK eingeleitet. Die Gaszuführung endet unter den beiden mittleren Brennelementen der Zone "West" (siehe Abb.3.2). Da die Durchlaufzeit der Gasblasen durch das Wasser als konstant angenommen werden kann, ergibt sich ein Gasvolumen (Void) im Moderatorwasser proportional zum abgeleiteten Dampfblasengehalt. Die entstehende Verzögerung der Reaktivitätsmodulationen gegenüber dem abgeleiteten Sollwert der Reaktivität auf Grund der Aufenthaltsdauer der Blasen im Moderatorwasser beeinflusst die Gesamtübertragungsfunktion der Rückkopplungsstrecke im niederfrequenten Bereich - nur dieser ist wegen der Integralcharakteristik von Bedeutung - nicht. Wegen des negativen Voidkoeffizienten ( $\frac{\Delta\rho}{\Delta V} \approx -2,5 \cdot 10^{-4} \beta/\text{cm}^3$ ) hat diese Rückführung, deren Blockschaltbild in Abb.3.4 skizziert ist, eine ähnliche Wirkung wie ein Integralregler.

Die schnelle ( $\sim 1$ Hz) und definierte Variation des  $N_2$ -Durchsatzes konnte durch die Verwendung von elektromagnetisch betätigten (gepulsten) Ventilen erreicht werden. Werden die Ventile für kurze, konstante Zeiten eingeschaltet (gepulst), so wird bei jedem Impuls die gleiche Gasmenge freigegeben, und der Gasdurchsatz ist proportional zur Wiederholfrequenz. Damit die pro Impuls freigegebene Gasmenge unabhängig von der Wiederholfrequenz ist, muß der Differenzdruck über den Ventilen konstant sein. Die Variation des Druckverlustes mit dem Gasdurchsatz, d.h. des Gegendruckes auf der Ausgangsseite der Ventile, war mit ca. 0,4 m WS (hinzu kommt noch konst. 1 m WS des Moderatorwassers) klein gegen den Vordruck des Vorratsbehälters von 5 atü.

Um die Wiederholfrequenz größer machen zu können als durch die Einschaltdauer maximal vorgegeben, wurden 12 Ventile verwendet, die durch einen zyklischen 12fach Verteiler reihum gepulst wurden. Die unterschiedlichen Schaltcharakteristika der Ventile wurden durch die für jedes Ventil getrennt einstellbare Öffnungszeit kompensiert, so daß der Durchsatz bei einer festen Wiederholfrequenz für alle Ventile der gleiche war. Dazu wurde der Reaktor als Meßinstrument benutzt: Für das erste (Referenz-)Ventil wurde der Reaktor mit der Betriebsinstrumentierung in den kritischen Zustand gebracht. Nach Umschalten auf ein anderes Ventil wurde die Öffnungszeit so eingestellt, daß der kritische Zustand erhalten blieb, wodurch gewährleistet war, daß der Durchsatz für alle Ventile identisch war.

Die aus den Leistungsschwankungen abgeleiteten Variationen des Dampfblasengehaltes wurden in einem kommerziellen Analogspannung-zu-Frequenz-Konverter (AFC) in zu diesen Variationen proportionale Frequenzänderungen gewandelt. Um den Gasdurchfluß mit  $\sim 1$ Hz variieren zu können, wurden mittlere Wiederholfrequenzen von 2-13 Hz gewählt. Typische Amplituden, d.h. Änderungen der Wiederholfrequenz lagen bei 0,2 Hz.

Die Effektivität der Rückkopplungsstrecken, d.i. die Reaktivitätsänderung pro Wegeinheit im Falle der mechanischen Regelstäbe bzw. die Reaktivitätsänderung pro Einheit der Wiederholfrequenz des Siedesimulators wurde durch Messung der stabilen Periode /15/ bestimmt. Bei diesem Verfahren wird die Reaktivität des kritischen Reaktors sprunghaft geändert (verkleinert) und die stabile Periode, mit der der Neutronenfluß abklingt, gemessen. Die stabile Periode ist die größte (dem Betrage nach kleinste) Polstelle der Reaktorübertragungsfunktion. Nach einer Übergangszeit, in der die höheren (Zeit-)Modes verschwinden, klingt der Neutronenfluß mit der Zeitkonstanten der stabilen Periode exponentiell ab. Mit Hilfe der Inhour-Gleichung kann dann der Wert des Reaktivitätssprunges ermittelt werden. Durch die Messung der Reaktivitätswerte der Rückkopplungsstrecken waren ihre Übertragungsfunktionen nicht nur ihrem Verlaufe nach, sondern auch ihrem Werte nach bekannt.

### c) Meßapparatur

Zur Messung der Neutronendichte wurden Neutronendetektoren, die sich in ihrer Empfindlichkeit stark unterschieden, verwendet. Zwei empfindliche Kanäle bestanden aus je zwei parallelgeschalteten, im Ionisationsbereich betriebenen  $\text{He}^3$ -Zählrohren. Der weniger empfindliche Kanal benutzte eine borbelegte (Isotop  $\text{B}^{10}$ ) Ionisationskammer oder eine mit dem spaltbaren Uran-Isotop  $\text{U}^{235}$  belegte Spaltkammer (Typ FC 165). So konnten Detektoren unterschiedlicher Empfindlichkeit für den Regelkreis ausgewählt werden, und mit den beiden anderen unabhängigen Detektoren war eine Kreuzkorrelationsmessung möglich.

In breitbandigen Gleichstromverstärkern wurde der Strommittelwert gemessen, kompensiert und die verbleibenden Schwankungen des Ionisationsstromes verstärkt. Typische Verhältnisse bei 10 Watt Reaktorleistung waren: Gleichstromanteil ca.  $10^{-6}$  A, überlagert von statistischen Schwankungen mit ca.  $10^{-9}$  A<sub>eff</sub>. Die Schwankungen der Ioni-

sationsströme der 3 Detektoren sowie die Stellung des Regelstabes wurden mit einem Vielkanal-Magnetbandgerät aufgezeichnet. Die Registrierung der Signale erfolgte im FM (Frequenz-Modulation)-Verfahren bei einer Bandgeschwindigkeit von  $1 \frac{7}{8}$  inch/sec. Hierbei können Signale im Frequenzbereich 0 Hz - 625 Hz mit 40 dB Rauschabstand aufgenommen werden. Schwankungen der Bandgeschwindigkeit führen bei der Wiedergabe (Demodulation) der in FM-Technik registrierten Signale zu Amplitudenschwankungen. Dieses allen Signalen gemeinsame synchrone Rauschen täuscht eine Korrelation zwischen den Signalen vor. Dieser Effekt kann in erster Näherung vermieden werden, wenn auf einer weiteren Spur des Magnetbandes kein Signal, d.h. 0 Volt, ebenfalls in FM-Technik aufgezeichnet wird. Bei der Wiedergabe wird dieses Signal, das Bandflattern, von den eigentlichen Signalen subtrahiert, und somit werden die Geschwindigkeitsschwankungen kompensiert und der Rauschabstand vergrößert.

Bei der Wiedergabe der Signale zur Analyse, die im Labor erfolgte, wurde die um den Faktor 32 größere Geschwindigkeit 60 inch/sec verwendet. Durch diese Technik wurde die für die Bestimmung der spektralen Leistungsdichten der Signale notwendige Zeit um eben diesen Faktor reduziert und damit in erträglichem Rahmen gehalten.

#### d) Frequenzanalysator

Die in einer Frequenzanalyse gemessene spektrale Auto-Leistungsdichte (SALD) eines Signals ist der zeitliche Mittelwert der Leistung (Quadrat) des Signalanteils in einem schmalen Frequenzband, dividiert durch die Breite dieses Bandes, die durch

$$BB(\omega) = \int_0^{\infty} \frac{d\omega'}{\pi} |B(\omega')|^2$$

definiert ist, wobei  $B(\omega)$  die Durchflußkurve (=Übertragungsfunktion) des Bandfilters bzw. der gesamten Apparatur

ist. Die so definierte Bandbreite

$$BB(\omega) = 2 \cdot \Delta f,$$

wenn  $\Delta f$  der Abstand zwischen den Grenzfrequenzen eines idealen Rechteckfilters ist. Sinnentsprechend ist der Realteil der spektralen Kreuz-Leistungsdichte (SKLD) von zwei Signalen der Mittelwert des Produktes (Kreuzleistung) der zwei Signalanteile in einem Frequenzband, dividiert durch die Bandbreite. Der Imaginärteil ist das gemittelte Produkt zweier gefilterter Signalanteile, wobei ein Signal um  $90^\circ$  phasenverschoben worden ist.

Diese Definition der spektralen Leistungsdichte (SLD) ist zugleich die Meßvorschrift für eine Frequenzanalyse, bei der für jede gewünschte Frequenz, nämlich die Mittenfrequenz des Bandfilters, die SLD bestimmt wird. Das Herausfiltern eines Frequenzbandes aus dem Rauschsignal erfolgt bei dem verwendeten Frequenzanalysator "Weston-Boonshaft and Fuchs" (Modell 711 CL) nach dem Überlagerungsprinzip. Sein mathematisches Konzept ist in /16/ ausführlich beschrieben. Dieses Prinzip hat gegenüber der Verwendung normaler Bandpassfilter den Vorteil, daß die Bandbreite unabhängig von der Mittenfrequenz des Bandes gewählt werden kann. Der Analysator erlaubt, die SALD von zwei Rauschsignalen sowie die SKLD der beiden Signale nach Real- und Imaginärteil getrennt gleichzeitig zu messen. Nachteilig bei diesem Analysator ist, daß die SLD in einem Arbeitsgang nur für eine Frequenz bestimmt werden kann, so daß der Zeitaufwand für eine ganze Kurve proportional zu Anzahl der Frequenzpunkte ist. Hier zeigte sich ein weiterer Vorteil der Magnetbandaufzeichnung: Für jeden Frequenzpunkt wurde dasselbe Stück Reaktorgeschichte verwendet.

#### e) Statistischer Fehler

Die Genauigkeit einer Analyse, d.h. die Genauigkeit, mit der die SLD gemessen wird, ist sowohl von apparativen Fehlern

als auch vom statistischen Fehler, der allen Rauschmethoden anhaftet, beeinflusst. Der von der Apparatur (Verstärker, Magnetbandgerät, Analysator) bedingte relative Fehler der SLD ist 1-2%. Vor allem bei kleinen Frequenzen ist die Genauigkeit im wesentlichen durch den statistischen Fehler gegeben. Der relative Fehler  $\epsilon_A$  für eine SALD ist nach /17/

$$\epsilon_A^2 = \frac{\kappa}{\pi \cdot \Delta f \cdot T} = \frac{2 \cdot \kappa}{\Delta \omega \cdot T} \quad (3.1)$$

wobei  $1 \leq \kappa \leq 2$  eine Konstante, T die Meßzeit und  $\Delta f$  die Bandbreite des Frequenzbandes ist, für das der Leistungsanteil des Rauschsignals gemessen wurde. Bei einer Kreuzkorrelation enthält die SKLD nur Beiträge der korrelierten Signalanteile. Nicht korrelierte Signalanteile liefern keinen Beitrag zum Erwartungswert der SKLD, können jedoch die Varianz der Meßwerte wesentlich größer machen als in Gl.(3.1) angegeben ist. Ist K die SLD des in zwei Rauschsignalen vorhandenen korrelierten Signalanteils und sind  $N_1$  bzw.  $N_2$  die SLD der nicht korrelierten Anteile, so ist der relative Fehler  $\epsilon_K$  der SKLD der beiden Rauschsignale gemäß /17/

$$\epsilon_K^2 = \frac{1}{\pi \Delta f \cdot T} \left( \kappa + \frac{N_1}{K} + \frac{N_2}{K} + \frac{N_1 N_2}{K^2} \right) \quad (3.2)$$

Bei der Verwendung einer zur Mittenfrequenz  $\omega$  proportionalen Bandbreite, d.h. konstanter relativer Frequenzauflösung, ist vor allem bei kleinen Frequenzen mit großen statistischen Schwankungen der SLD um ihren Erwartungswert zu rechnen. Eine Verbesserung der Genauigkeit ist nur durch eine größere Bandbreite, d.h. aber schlechtere Frequenzauflösung, oder durch Verlängerung der Meßzeit möglich. Der Fehler einer Kreuzkorrelationsmessung ist dem Verhältnis von korreliertem zu nicht korreliertem Rauschen entsprechend größer als der einer Autokorrelationsmessung. Man wird daher versuchen, dieses Verhältnis möglichst groß zu machen. Für eine Kreuzkorrelation mit zwei für Neutronen empfindlichen Detektoren,

die die Neutronendichte in einem Kernreaktor beobachten, bedeutet das: möglichst große Empfindlichkeit. Experimentelle Bestimmung des statistischen Fehlers, insbesondere bei einer Kreuzkorrelationsmessung ist in /18/ zu finden.

Zur Untersuchung niederfrequenter Vorgänge sind, um den statistischen Fehler der gemessenen SLD in vernünftigen Grenzen zu halten, lange Meßzeiten erforderlich, während derer das System (Reaktor) stationär sein muß, d.h. mit konstanten Parametern (Leistung, Temperatur etc.) betrieben werden muß. Daher wurde die maximale Aufnahmezeit des Magnetbandgerätes von 6h verwendet. Durch 32fach schnellere Wiedergabe konnte die Analysierzeit - bei kleinen Frequenzen muß für jeden Punkt der SLD-Kurve die gesamte Aufnahme zur Mittelung verwendet werden - gegenüber einer on-line Analyse stark reduziert werden. Die Mittelung erfolgte durch Integration der quadrierten bzw. miteinander multiplizierten bandgefilterten Signale und Division durch die Integrationszeit. Diese war kleiner als die Gesamtmeßzeit, so daß bei jedem Frequenzpunkt - nach einer durch die gewählte Bandbreite bestimmten Einschwingzeit der Filter - für mehrere aufeinanderfolgende Zeitintervalle die SLD gemessen wurde.

Die vom Analysator gelieferten Rohdaten, nämlich die integrierten Autoleistungen sowie Real- und Imaginärteil der Kreuzleistung zweier Signale wurden automatisch auf Lochstreifen gestanzt. Ergänzt durch die Werte für die Verstärkungsfaktoren, Integrationszeit, gewählte Bandbreite und Mittenfrequenz wurden daraus mit einem speziellen Auswerteprogramm auf einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage (IBM) die spektralen Leistungsdichten berechnet. Der Mittelwert mehrerer für eine Frequenz gefundener SLD wurde als Funktion der Frequenz im doppelt-logarithmischen Maßstab (Bode-Diagramm) dargestellt. Die Varianz gab Auskunft über den statistischen Fehler der gemessenen SLD. Der verwertbare Frequenzbereich (in Originalzeit) hatte

seine untere Grenze bei  $f \approx 3 \cdot 10^{-3}$  Hz bei einer Bandbreite  $\Delta f \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Hz; dies entspricht (gemäß Gl.(3.1)) einem statistischen Fehler von 10%-20%, da bei diesen kleinen Bandbreiten fast die halbe Aufnahmezeit für den Einschwingvorgang der Filter gewartet werden muß. Die gemessenen Spektren werden daher vor allem bei kleinen Frequenzen große Varianzen zeigen.

#### 4. Übertragungsfunktion des Nulleistungsreaktors; Grundlagen zur Ableitung im Frequenzbereich

Der Zusammenhang zwischen Reaktorparametern und durch Rauschanalysen gemessenen Größen ist für das Punktreaktormodell besonders einfach und an mehreren Stellen beschrieben /z.B. 1-3/. Betrachtet man einen für Neutronen empfindlichen Detektor (Spaltkammer,  $\text{BF}_3$ -gefüllte Ionisationskammer etc.) als integralen Bestandteil eines Reaktors, so findet man für die spektrale Auto-Leistungsdichte (SALD) des Ionisationsstromes des Detektors

$$\text{SALD}(\omega) = W \cdot q^2 \cdot R \cdot F + W^2 \cdot q^2 \cdot F \cdot D \cdot |H_0(\omega)|^2 \quad (4.1)$$

Darin ist

W die Empfindlichkeit des Detektors, definiert in Nachweisen pro Spaltung im gesamten Reaktor

q die beim Nachweis eines Neutrons erzeugte mittlere Ladung. Der von Bennett /19/ eingeführte Faktor  $R = \frac{\bar{\xi}^2}{\bar{\xi}^2} \geq 1$  ( $\xi$  ist die bei einem Nachweis erzeugte Ladung) wurde in /4/ für eine Spaltkammer gemessen. Der gefundene Wert  $R=1,2$  wird für alle in dieser Arbeit verwendeten Ionisationskammern verwendet.

F die mittlere Gesamtspaltrate im Reaktor

$D = \frac{\nu(\nu-1)}{\nu^2} \approx 0,8$  der Diven-Faktor /20/.  $\nu$  ist die Anzahl der bei einer Spaltung freigesetzten Neutronen

$H_0(\omega)$  die Nulleistungsreaktor-Übertragungsfunktion

$\omega = 2\pi f$  die Kreisfrequenz

Der erste Term dieser Gleichung (4.1) rührt allein vom Nachweisprozeß der Neutronen im Detektor her (entsprechend dem Schrotrauschen bei Elektronenröhren). Dieses weiße, d.h. frequenzunabhängige Nachweisrauschen tritt im Ausdruck für die spektrale Kreuzleistungsdichte (SKLD) der Ionisationsströme zweier Detektoren nicht auf. Hier gilt

$$SKLD(\omega) = W_1 W_2 q_1 q_2 \cdot F \cdot D \cdot |H_0(\omega)|^2 \quad (4.2)$$

wobei die für die Detektoren spezifischen Größen  $W_j$  und  $q_j$  wie oben definiert sind. Für die Ableitung der Gleichungen (4.1) und (4.2) wurde die Gültigkeit des Punktreaktormodells vorausgesetzt, d.h. es wurde ein stationärer, unterkritischer Reaktor mit zeitlich konstanten Parametern angenommen sowie Orts- und Energieabhängigkeiten vernachlässigt. Die Korrelation zwischen den Detektorströmen, das ist der korrelierte Anteil (zweiter Term) der SALD bzw. die SKLD, hat ihre Ursache in den im Reaktor stattfindenden Verzweigungsprozessen. In der Ableitung wurde angenommen, daß nur die Spaltprozesse verzweigte Neutronenkette produzieren;  $(n, 2n)$ ,  $(n, \gamma n)$  und ähnliche Prozesse seien vernachlässigbar selten.

Die Nulleistungsübertragungsfunktion  $H_0(\omega)$  erhält man als Laplace-Transformierte ( $p=i\omega$ ) der Antwortfunktion  $h(t)$ , die durch die kinetischen Gleichungen

$$\frac{dh(t)}{dt} = \frac{-\beta + \rho}{\Lambda} h(t) + \sum_{m=1}^6 \lambda_m C_m(t) + \delta(t) \quad (4.3)$$

$$\frac{dC_m(t)}{dt} = \frac{\beta_m}{\Lambda} h(t) - \lambda_m C_m(t)$$

des unterkritischen Reaktors (Punktmodell) definiert ist.  
Darin ist

$h(t)$	die Antwort der Neutronendichte des Reaktors auf die Injektion eines Neutrons zur Zeit $t=0$
$\beta = \sum_{m=1}^6 \beta_m$	der Bruchteil verzögerter Neutronen (der Gruppe $m$ , $m=1\dots 6$ )
$\rho = \frac{k-1}{k}$	die Reaktivität
$k$	die effektive Multiplikationskonstante
$\Lambda = \frac{\ell}{k}$	die mittlere Generationsdauer
$\ell$	die mittlere Lebensdauer der prompten Neutronen
$\lambda_m$	die Zerfallskonstante der Vorläuferkerne der Gruppe $m$
$C_m$	die Konzentration der Vorläuferkerne der Gruppe $m$
$\delta(t)$	der Quellterm (Dirac-Funktion): Einschuß eines Neutrons zur Zeit $t=0$

Aus den kinetischen Gleichungen (4.3) erhält man die bekannte Form der Reaktorübertragungsfunktion, definiert als Quotient der Fouriertransformierten  $n(\omega)$  der Neutronendichte  $n(t)$  (Systemausgang) und der Fouriertransformierten  $d(\omega)$  der Neutronenquellstärke  $d(t)$  (Systemeingang) zu

$$H_d(\omega) = \frac{n(\omega)}{d(\omega)} = \Lambda \cdot H_0(\omega) \quad (4.4)$$

mit

$$H_0(\omega) = \frac{1}{i\omega \cdot I(\omega) - \rho} \quad (4.5)$$

und

$$I(\omega) = \Lambda + \sum_{m=1}^6 \frac{\beta_m}{\lambda_m + i\omega} \quad (4.6)$$

Die charakteristische Gleichung ( $p = \text{Laplace-Variable}$ )

$$p \cdot I(p) - \rho = 0 \quad \text{mit} \quad I(p) = \Lambda + \sum_{m=1}^6 \frac{\beta_m}{p + \lambda_m} \quad (4.7)$$

definiert die Polstellen der Reaktorübertragungsfunktion und damit die Zeitkonstanten, die das Zeitverhalten des Reaktors bestimmen. Diese Gleichung (4.7) ist als Inhour-Gleichung in der Literatur bekannt /z.B. 21/.

Berechnet man die Reaktorübertragungsfunktion als Antwort der Neutronendichte des Reaktors auf eine Reaktivitätsänderung  $\rho(t)$  (diese sei klein und die Quellstärke Null, so daß die kinetischen Gleichungen linearisiert werden können), so erhält man mit der mittleren Neutronendichte  $n_0$

$$H_\rho(\omega) = \frac{n(\omega)}{\rho(\omega)} = n_0 \cdot H_0(\omega) \quad (4.8)$$

Dabei ist die Eingangsgröße  $\rho(\omega)$  des Reaktors die Fourier-transformierte der Reaktivität  $\rho(t)$  mit dem Mittelwert  $\rho$ .

Die beiden Reaktorübertragungsfunktionen (Gl.4.4 und Gl.4.8) unterscheiden sich nur durch einen konstanten Faktor. Daher gilt, solange der Reaktor als lineares Übertragungssystem betrachtet werden kann, für die Schwankungen der Neutronendichte bei Modulation von Reaktivität und Neutronenquellstärke (Superposition)

$$n(\omega) = H_0(\omega) \sqrt{\Lambda \cdot d(\omega) + n_0 \cdot \rho(\omega)} \quad (4.9)$$

Der einfache Zusammenhang (Multiplikation) zwischen Eingangssignal, Ausgangssignal und Übertragungsfunktion des Systems ist nur bei der Beschreibung im Frequenzbereich gegeben. Im Zeitbereich ergibt sich der zeitliche Verlauf des Ausgangssignals durch Faltung der Zeitfunktion des Eingangssignals mit der Antwortfunktion des Systems. Besonders bei der Behandlung mehrerer miteinander verknüpfter Übertragungssysteme empfiehlt es sich, die Ausgangsgrößen im Frequenzbereich abzuleiten.

Über die Existenz des Fourierintegrals zur Berechnung der Fouriertransformierten  $x(\omega)$  des Zeitsignals  $x(t)$  siehe z.B. /22/. Konvergenzprobleme werden umgangen, wenn das Zeitsignal  $x(t)$  in endliche Stücke der Länge  $T$  aufgeteilt wird und für jedes Zeitstück (Ensemble)  $x(t)_T$  die Fourierkoeffizienten  $x(\omega)_T$  berechnet werden. Die spektrale Autoleistungsdichte dieses Signals ist dann definiert durch

$$\text{SALD}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{x(\omega)_T \cdot x^*(\omega)_T}{T} \right\rangle \quad (4.10)$$

\* bezeichnet die jeweilige konjugiert komplexe Funktion; die Mittelung  $\langle \rangle$  erfolgt über mehrere voneinander unabhängige Ensemble der Länge  $T$ . Entsprechend gilt für die Kreuzkorrelation von zwei Signalen  $x_1$  und  $x_2$

$$\text{SKLD}_{1,2}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{x_1(\omega)_T \cdot x_2^*(\omega)_T}{T} \right\rangle \quad (4.11)$$

bzw. bei Vertauschung der beiden Signale

$$\text{SKLD}_{2,1}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{x_1^*(\omega)_T \cdot x_2(\omega)_T}{T} \right\rangle = \text{SKLD}_{1,2}^*(\omega) \quad (4.12)$$

Sind die beiden Signale nicht korreliert, d.h. sind sie voneinander statistisch unabhängig, so ist ihre SKLD  $\equiv 0$ .

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der Index T der Übersichtlichkeit wegen weggelassen.

Die Beobachtung der Schwankungen der Neutronendichte mit einem Detektor der Empfindlichkeit W liefert einen zeitabhängigen Ionisationsstrom  $s(t)$  und dessen Fouriertransformierte

$$s(\omega) = W \cdot q \cdot \frac{1}{\Lambda V} \cdot n(\omega) + r(\omega) \quad (4.13)$$

Das zusätzliche Rauschen  $r(\omega)$  des Ionisationsstromes wird durch die in statistischer Folge nachgewiesenen Neutronen und die dabei erzeugten Ladungsimpulse verursacht. Für einen solchen aus Einzelimpulsen aufgebauten Strom kann die SLD der Schwankungen dieses Stromes angegeben werden (Schottky-Formel): Für einen Strom mit dem Mittelwert  $\overline{s(t)} = W \cdot q \cdot \frac{n_0}{V \cdot \Lambda} = q \cdot W \cdot F$  ist die spektrale Leistungsdichte des weißen, frequenzunabhängigen Nachweisrauschens

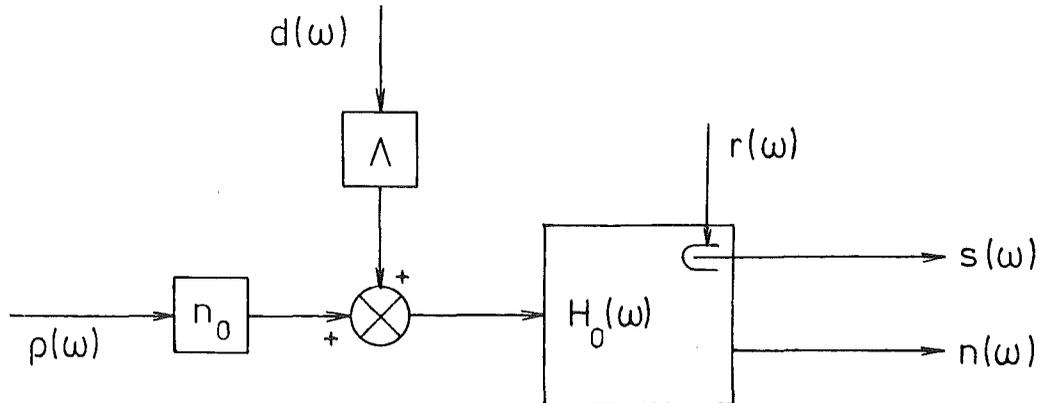
$$SLD_N(\omega) = q^2 \cdot R \cdot W \cdot F \quad (4.14)$$

Um auch das Nulleistungsrauschen oder Neutronenrauschen im systemtheoretischen Sinn als externes Eingangssignal des Reaktors betrachten zu können, wird eine Pseudoquelle eingeführt. Der zeitliche Verlauf der Intensität dieser "Quelle" ist unbekannt und kann auch nicht gemessen werden: dazu müßte jede einzelne Spaltung und die Zahl der dabei freigesetzten Neutronen registriert werden. Jedoch kann die SLD dieser Pseudoquelle als Eingangssignal angegeben werden. Diese erhält man aus Gl.(4.13) und (4.9) für einen Reaktor ohne externe Reaktivitätsmodulationen, d.h.  $\rho(\omega)=0$ , nach dem Übergang zur SLD des Ionisationskammerstromes durch Vergleich mit Gl.(4.1). Sie ist gleich der mittleren Zahl

der durch Spaltprozesse freigesetzten Neutronenpaare (mit Berücksichtigung der Reihenfolge)

$$SLD_D(\omega) = \overline{\nu(\nu-1)} \cdot F \quad (4.15)$$

Bei Anwesenheit von externen Reaktivitätsstörungen kann also das folgende Blockschaltbild verwendet werden



Dabei ist  $d(\omega)$  die Summe aller externen Quellstärkemedulationen einschließlich der Pseudoquelle, die immer vorhanden ist, und  $\rho(\omega)$  die Summe aller Reaktivitätsstörungen. Ist  $P(\omega)$  die SLD der externen Reaktivität und sind keine externen Quellen vorhanden, so erhält man für die SLD des Detektorstromes aus Gl. (4.9) und (4.13) mit der berechtigten Annahme, daß Reaktivität und Neutronenrauschen (Pseudoquelle) voneinander statistisch unabhängig sind,

$$SALD(\omega) = W_q^2 |H_0(\omega)|^2 (D \cdot F + F^2 \cdot P(\omega)) + W_q^2 RF \quad (4.16)$$

Beobachtet man die Schwankungen der Neutronendichte mit zwei unabhängigen Detektoren, deren fouriertransformierte Ionisationsströme dann

$$s_j(\omega) = W_j q_j \frac{1}{\Lambda V} n(\omega) + r_j(\omega) \quad j=1,2 \quad (4.17)$$

sind, so liefert eine Kreuzkorrelation der beiden Ströme die

$$SKLD_{1,2}(\omega) = W_1 W_2 q_1 q_2 |H_0(\omega)|^2 (D \cdot F + F^2 \cdot P(\omega)) \quad (4.18)$$

Da die in den Detektoren erzeugten Rauschanteile  $r_j(\omega)$  (Nachweisrauschen) sowohl untereinander als auch von den Schwankungen der Neutronendichte  $n(\omega)$  statistisch unabhängig sind, liefern sie keinen Beitrag zur SKLD.

Zur sinnvollen Durchführung einer Rauschanalyse, d.h. um Aussagen über die Reaktorübertragungsfunktion  $H_0(\omega)$  oder die Reaktivitätsstörungen  $P(\omega)$  machen zu können, ist, wie man an Gl.(4.16) sieht, eine genügend große Empfindlichkeit erforderlich, da man sonst nur das weiße Nachweisrauschen mißt. Bei der Verwendung von zwei Detektoren liefert das Nachweisrauschen zwar keinen Beitrag zum Erwartungswert der SKLD (Gl.4.18), beeinflusst jedoch den statistischen Fehler der gemessenen SKLD (siehe dazu Kapitel 3,e).

Sowohl das Nachweisrauschen wie das Nulleistungs- oder Neutronenrauschen ist linear von der Reaktorleistung (Spaltrate  $F$ ) abhängig. Bei großer Spaltrate, wie sie in Leistungsreaktoren gegeben ist, und hinreichend großer Detektorempfindlichkeit dominiert das durch Reaktivitätsschwankungen verursachte Rauschen. Durch die für einen Leistungsreaktor notwendige Kühlung sind stets Reaktivitätsstörungen  $P(\omega)$  vorhanden (z.B. Kühlmitteltemperaturschwankungen); der zweite Term in Gl.(4.16) bzw. (4.18) wird daher auch Leistungsrauschen genannt.

Die meist unbekanntesten Detektorparameter  $W$  und  $q$  können durch Normierung der SLD auf die mittleren Ionisationsströme

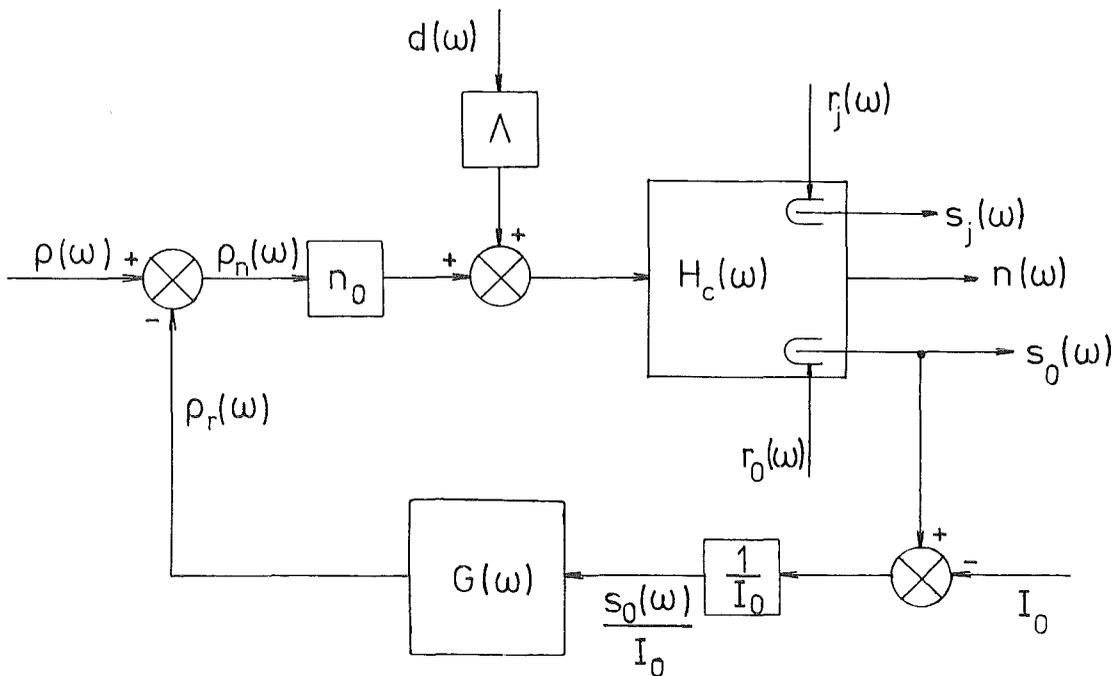
$$I_j = s_j(\omega=0) = \overline{s_j(t)} = W_j q_j F \quad (4.19)$$

eliminiert werden. Dadurch kann, wenn Reaktivitätsstörungen zu vernachlässigen sind ( $D \gg F \cdot P(\omega)$ ) und die Reaktorleistung

bekannt ist, die Übertragungsfunktion und damit der effektive Anteil verzögerter Neutronen absolut bestimmt werden /23/. Umgekehrt kann bei vorgegebenem  $\beta_{\text{eff}}$ -Wert die Reaktorleistung absolut angegeben werden. Mit dem Wert  $3,1 \cdot 10^{10}$  Spaltungen/Watt·sec /21/ kann dann die Reaktorleistung in Watt umgerechnet werden.

5. Ableitung und Messung der Spektren für den geregelten Reaktor (Punktmodell)

Mit der aus der Systemtheorie bekannten Technik soll nun die spektrale Leistungsdichte des Ausgangssignals eines rückgekoppelten Reaktor abgeleitet werden. Insbesondere soll der Einfluß einer in der Rückführungsstrecke erzeugten Störung (das Eigenrauschen eines Regelkreises) auf die SLD der Ionisationsströme der Detektoren untersucht werden. Als Rückkopplung wird ein Regelkreis zur Regelung der Reaktorleistung eines kritischen Reaktors mit der nach Gl.(4.5) für  $\rho=0$  definierten Übertragungsfunktion  $H_c(\omega) = H_o(\omega)_{\rho=0}$  verwendet.



Ein für Neutronen empfindlicher Detektor (Regeldetektor) mißt die zur Leistung proportionale Neutronendichte. Die Abweichung seines Ionisationsstromes  $s_0(t)$  vom Sollwert  $I_0 = \overline{s_0(t)}$  erzeugt eine durch die Übertragungsfunktion  $G(\omega)$  des Regelkreises definierte Rückkopplungsreaktivität  $\rho_r(t)$ . Die Übertragungsfunktion des Reglers ist durch

$$G(\omega) = \frac{\rho_r(\omega)}{s_0(\omega)/I_0} = \frac{\text{Reaktivitätsänderung}}{\text{Nennleistungsänderung}} \quad (5.1)$$

definiert, d.h. die rückgeführte Reaktivität ist eine Funktion der relativen Leistungsschwankungen. Dies ist aber genau die inverse Definition der Nulleistungsreaktor-Übertragungsfunktion  $H_0(\omega)$  (Gl.4.8). Die Einheit der Übertragungsfunktion des Reglers ist 1. Die im weiteren angegebenen Werte für die Regelparameter haben immer die der Definition (5.1) entsprechende Dimension.

Die Rückkopplungsreaktivität wird, um den Charakter einer Regelung deutlich zu machen, von den externen Reaktivitätsstörungen subtrahiert, so daß für eine positive Differenz  $s_0(t) - I_0$  eine negative Rückkopplungsreaktivität eingegeben wird (sog. Gegenkopplung). Das externe Reaktivitätssignal  $\rho(\omega)$  ist die Summe aller Modulationen der Reaktivität, die nicht direkt oder indirekt von den Schwankungen der Neutronendichte (Reaktorleistung) verursacht werden. So ist der Erwartungswert des Dampfblasengehaltes im Kühlmittel eines Siedewasserreaktors eine Funktion der Reaktorleistung und damit als Rückkopplungseffekt zu behandeln. Der tatsächliche Momentanwert ist aber z.B. von der Zahl der Siedekeime abhängig, so daß dieser Anteil der Schwankungen als externes Rauschsignal zu betrachten ist.

In diesem Kapitel wird die SALD sowohl der vom Regelkreis unabhängigen Detektoren  $s_j$  ( $j=1,2$ ) als auch die des Regeldetektors  $s_0$  sowie deren SKLD im Frequenzbereich abgeleitet. Dabei sei der Regler  $G(\omega)$  die einzige Rückkopplung und seine Komponenten rauschfrei, so daß die einzige in der Rückführungs-

strecke erzeugte Störung das weiße Nachweisrauschen  $r_0(\omega)$  (Gl.4.14) des Regeldetektors ist. Existieren am Reaktorsystem noch weitere interne oder externe Rückkopplungspfade (unabhängig vom Regelkreis  $G(\omega)$ ), so ist nur die Nulleistungsübertragungsfunktion  $H_C(\omega)$  durch  $\frac{H_C(\omega)}{1+B(\omega)H_C(\omega)}$  zu ersetzen, wobei  $B(\omega)$  die Summe (phasenrichtig) der Übertragungsfunktionen aller Gegenkopplungen außer  $G(\omega)$  ist.

Am Blockschaltbild auf Seite 28 lassen sich folgende Zusammenhänge zwischen den Fouriertransformierten der einzelnen Signale ablesen:

$$s_j(\omega) = W_j q_j \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} n(\omega) + r_j(\omega) \quad j=0,1,2$$

$$n(\omega) = H_C(\omega) [n_0 \cdot \rho_n(\omega) + \Lambda d(\omega)]$$

$$\rho_n(\omega) = \rho(\omega) - \rho_r(\omega) \quad (5.2)$$

$$\rho_r(\omega) = G(\omega) \cdot \frac{s_0(\omega)}{I_0}$$

$$I_0 = s_0(\omega=0) = W_0 q_0 \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} n_0 = W_0 q_0 F$$

Hieraus können gemäß Gl.(4.10) und (4.11) die SLD der Detektorströme berechnet werden. Wegen der statistischen Unabhängigkeit der Eingangssignale  $\rho(\omega)$ ,  $d(\omega)$  und  $r_j(\omega)$  verschwinden ihre Kreuzprodukte (im Mittel). Bei der Berechnung der SALD der Eingangssignale wird

$$\begin{array}{lll} \rho(\omega) & \longrightarrow & P(\omega) \\ r_j(\omega) & \longrightarrow & q_j^2 RW_j F \end{array} \quad \text{Gl. (4.14)}$$

$$\text{und} \quad d(\omega) \longrightarrow \sqrt{v(v-1)} F \quad \text{Gl. (4.15)}$$

Für den letzten Term (Neutronenrauschen) wurde vorausgesetzt, daß eine externe Neutronenquelle nicht existiert oder aber zumindest gegen das Neutronenrauschen vernachlässigbar ist. Der Bennett-Faktor R wird für alle Detektoren identisch angenommen.

Mit

$$H(\omega) = \frac{H_c(\omega)}{1+G(\omega)H_c(\omega)} \quad (5.3)$$

der Übertragungsfunktion des Gesamtsystems (Reaktor mit Regler) erhält man dann

$$SALD_o(\omega) = W_o^2 q_o^2 |H(\omega)|^2 \cdot F \left\{ D+F \cdot P(\omega) + \frac{R}{W_o} \cdot \frac{1}{|H_c(\omega)|^2} \right\} \quad (5.4)$$

$$SALD_j(\omega) = W_j^2 q_j^2 |H(\omega)|^2 F \left\{ D+F \cdot P(\omega) + \frac{R}{W_o} |G(\omega)|^2 \right\} + W_j q_j^2 R \cdot F \quad (5.5)$$

j=1,2

sowie die Kreuzleistungsdichten

$$SKLD_{1,2}(\omega) = W_1 W_2 q_1 q_2 |H(\omega)|^2 \cdot F \left\{ D+FP(\omega) + \frac{R}{W_o} |G(\omega)|^2 \right\} \quad (5.6)$$

$$SKLD_{j,o}(\omega) = W_j W_o q_j q_o |H(\omega)|^2 \cdot F \left\{ D+FP(\omega) - \frac{R}{W_o} \frac{G(\omega)}{H_c^*(\omega)} \right\} \quad (5.7)$$

j=1,2

$H_c(\omega)^*$  ist die zur Nulleistungsübertragungsfunktion  $H_c(\omega)$  konjugiert komplexe Funktion. Die  $SKLD_{1,2}$  der beiden unabhängigen Detektoren ist eine reelle Funktion; dies ist bei Voraussetzung der Gültigkeit des Punktreaktormodells, d.h. Ortsunabhängigkeit der Übertragungsfunktion des Reaktors, auch zu erwarten. Die Korrelation des Regeldetektors mit einem unabhängigen Detektor führt i.a. zu einer komplexen

SKLD, wobei nur der letzte Term in Gl.(5.7) einen Imaginärteil besitzen kann. In der rein theoretischen Arbeit /8/ ist die Antwortfunktion der unabhängigen Detektoren  $s_j$  im Zeitbereich abgeleitet und daraus die  $SALD_j$  bzw.  $SKLD_{1,2}$  durch Fouriertransformation gewonnen. Das Ergebnis ist identisch mit den entsprechenden Formeln (5.5) und (5.6).

Für ein rückkopplungsfreies System, d.h.  $G(\omega)=0$ , nehmen die obigen Formeln die aus Kapitel 4 bekannte Gestalt an. Eine Rückkopplung  $G(\omega)$  wirkt also in zweifacher Weise auf die gemessenen spektralen Leistungsdichten:

- a) Die Übertragungseigenschaft des Gesamtsystems für externe Eingangssignale -incl. Neutronenrauschen- wird verändert: Die Nulleistungsübertragungsfunktion  $H_c(\omega)$  geht über in die Gesamtübertragungsfunktion  $H(\omega)$  (Gl.5.3).
- b) Außerdem erscheint ein weiterer Rauschbeitrag, der durch den dritten Term der Gleichungen (5.4) bis (5.7) gegeben ist. Dieser Beitrag ist durch Eigenrauschen des Rückkopplungskreises verursacht, das in Signalflußrichtung gesehen vor dem Übertragungselement  $G(\omega)$  entsteht. (Rauschen der Rückführungsstrecke, das nach  $G(\omega)$  entsteht, ist wie ein externes Signal zu behandeln.)

Bei Anwesenheit einer Rückkopplung werden die Übertragungseigenschaften des Gesamtsystems durch Gl.(5.3) definiert. Damit das Gesamtsystem ein (asymptotisch) stabiles Verhalten zeigt, müssen alle Polstellen der Gesamtübertragungsfunktion, d.h. alle Lösungen der charakteristischen Gleichung

$$\frac{1}{H_c(p)} + G(p) = 0 \quad (5.8)$$

oder

$$p(\Lambda + \sum_{m=1}^6 \frac{\beta_m}{\lambda_m + p}) + G(p) = 0$$

in der linken Hälfte der komplexen Ebene liegen. Dies muß bei der Auswahl der Parameter des Reglers beachtet bzw. als Kriterium verwendet werden. Für einen P-I-Regler  $G(p) = \frac{a}{p} + b$ , dessen Integralteil  $a > 0$  und dessen Proportionalteil  $b \geq 0$  ist, läßt sich zeigen, daß keine Lösungen  $p = r + i\omega$  mit  $r \geq 0$  existieren. Betrachtet man 3 Fälle, so ist das leicht zu verifizieren,

$r > 0, \omega = \text{beliebig}$	$\operatorname{Re}\left(\frac{1}{H_c(p)}\right) > 0$	$\operatorname{Re}(G(p)) > 0$
$r = 0, \omega \neq 0$	$\operatorname{Re}\left(\frac{1}{H_c(p)}\right) > 0$	$\operatorname{Re}(G(p)) > 0$
$r = 0, \omega = 0$	$\operatorname{Im}\left(\frac{1}{H_c(p)}\right) = 0$	$\operatorname{Im}(G(p)) \neq 0$

so daß für  $r \geq 0$  Gl. (5.8) nicht befriedigt wird. Wird ein kritischer Reaktor mit der Übertragungsfunktion

$$H_c(\omega) = H_o(\omega)_{\rho=0} = \frac{1}{i\omega(\Lambda + \sum_{m=1}^6 \frac{\beta_m}{\lambda_m + i\omega})} \quad (5.9)$$

mit einem Integralregler ( $G(\omega) = \frac{a}{i\omega}$ ,  $a > 0$ ) auf konstante Leistung geregelt, so ist das Gesamtsystem zwar asymptotisch stabil, jedoch treten sowohl bei zu großen als auch bei zu kleinen Verstärkungen  $a$  des Regelkreises gedämpfte Schwingungen auf. Dies kann leicht am Nyquist-Diagramm abgelesen werden /24/. In Abb.5.1 sind die Ortskurven des aufgeschnittenen Kreises  $G(\omega) \cdot H_c(\omega)$  für verschiedene Verstärkungen  $a$  dargestellt. Zur Berechnung von  $H_c$  wurden für  $\Lambda$ ,  $\beta_m$  und  $\lambda_m$  die Daten des STARK aus /25/ verwendet. Jeweils die mit "I" bezeichnete Ortskurve gilt für den Integralregler  $G(\omega) = \frac{a}{i\omega}$ . Je weniger eine Ortskurve in den Nyquistkreis eindringt, desto weniger neigt das Gesamtsystem zu Oszillationen. Für  $a = 10^{-2}/\text{sec}$  ist der minimale Abstand der Ortskurve vom Punkt  $(-1, 0)$  ungefähr 1, d.h. für diese Verstärkung

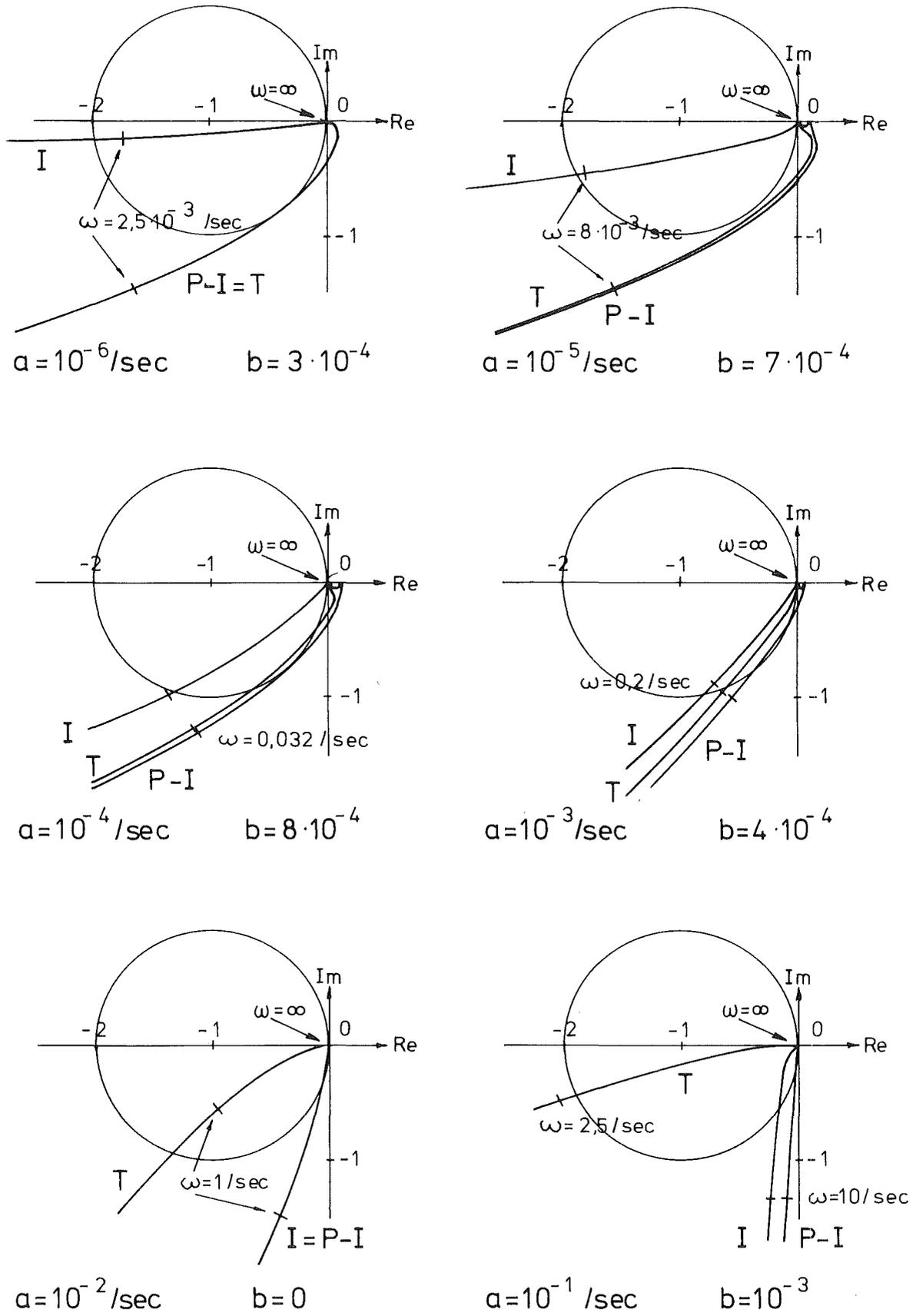


Abb. 5.1 Nyquistdiagramme am geregelten Reaktor für verschiedene Regelparameter

ist der reine Integralregler dem Reaktor am besten angepaßt. Oszillationen des Gesamtsystems können durch die Hinzunahme eines Proportionalteils  $b > 0$  vermieden werden. Auch für den P-I-Regler  $G(\omega) = \frac{a}{i\omega} + b$  ist das System für alle  $a, b > 0$  asymptotisch stabil. Durch einen genügend großen Proportionalteil  $b$  kann für jeden Integralteil erreicht werden, daß die Ortskurve außerhalb des Nyquistkreises verläuft. Bei den mit "P-I" bezeichneten Ortskurven (ebenfalls Abb.5.1) ist zu jedem Integralteil  $a$  der kleinste Proportionalteil  $b$  gewählt worden, der für den Abstand zum Nyquistpunkt  $(-1,0)$

$$|1 + G(\omega)H_c(\omega)| \gtrsim 1 \quad (5.10)$$

bewirkt; dieser Proportionalteil ist, zum jeweiligen Integralteil, mindestens notwendig, um (gedämpfte) Schwingungen des Gesamtsystems zu verhindern. Dann ist aber für alle Frequenzen

$$|H(\omega)| \lesssim |H_c(\omega)| \quad (5.11)$$

d.h. die Verstärkung des geregelten Reaktors für externe Signale ist kleiner als die des ungeregelten. Zwar wird für größere Parameter  $a$  und  $b$  der Frequenzbereich, in dem der Regler wirksam ist, entsprechend größer, es ist jedoch zu beachten, daß damit auch die Regelstabbewegungen größer werden und ihr Frequenzbereich nach oben ausgedehnt wird. Für die SLD der Regelstabbewegungen erhält man aus der 4. Zeile von Gl.(5.2)

$$\text{SALD}_G(\omega) = |G(\omega)|^2 \cdot \frac{\text{SALD}_O(\omega)}{I_O^2} \quad (5.12)$$

und daraus mit Gl.(5.4) und (4.19)

$$\text{SALD}_G(\omega) = |G(\omega)|^2 \cdot |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{D}{F} + P(\omega) + \frac{R}{W_O F} \frac{1}{|H_c(\omega)|^2} \right\} \quad (5.12a)$$

Da für  $\omega \rightarrow 0$

$$|G(\omega)|^2 |H(\omega)|^2 = \left| \frac{H_c(\omega)G(\omega)}{1+G(\omega)H_c(\omega)} \right|^2 + 1$$

geht, sind die Regelstabbewegungen bei kleinen Frequenzen für alle Regler gleich groß. Die (mechanische) Trägheit eines Regelstabes wird sich vor allem bei großen Parametern  $a$  und  $b$  bemerkbar machen. Die bei und oberhalb der Grenzfrequenz des Regelstabes auftretende Dämpfung und Verzögerung (Phasendrehung) kann ein Eindringen der Ortskurve  $G(\omega) \cdot H_c(\omega)$  in den Nyquistkreis oder gar eine Umschlingung des Punktes  $(-1,0)$  bewirken, wodurch Oszillationen bzw. Instabilität des Gesamtsystems auftreten. Zur Berücksichtigung der Trägheit des Regelstabes wurde eine Tiefpaßcharakteristik (1. Ordnung) mit der Grenzfrequenz  $\omega_1 = 1/\text{sec}$  angenommen. Die mit  $G(\omega) = \left(\frac{a}{i\omega} + b\right) \cdot \left(\frac{\omega_1}{\omega_1 + i\omega}\right)$  berechneten Ortskurven sind ebenfalls in Abb. 5.1 (Bezeichnung "T") zu sehen, wobei für die Parameter  $a$  und  $b$  die Werte der "P-I" Kurven verwendet wurden. Ein einfaches Kriterium für die Maximalwerte der Regelparameter  $a$  und  $b$  ist daher folgendes: Bei der Grenzfrequenz  $\omega_1$  des Regelstabes muß

$$|G(\omega_1) \cdot H_c(\omega_1)| \ll 1$$

sein; hierbei kann  $G(\omega) = \frac{a}{i\omega} + b$ , die Übertragungsfunktion des idealen Reglers, eingesetzt werden. Dann können beliebig große Phasendrehungen keine starken Oszillationen und keine Instabilität verursachen. Die Grenzfrequenz des verwendeten Regelstabes lag bei  $\omega_1 \approx 2/\text{sec}$ , so daß Regelparameter  $a \lesssim 10^{-3}/\text{sec}$  und  $b \lesssim 10^{-3}$  benutzt werden konnten.

Neben den spektralen Leistungsdichten der Detektorströme läßt sich auch die Übertragungsfunktion des Regelelementes messen, wenn die Rückkopplungsreaktivität, d.h. die Regelstabbewegung mitgemessen wird, deren SLD durch Gl. (5.12) gegeben ist. Der Betrag der Übertragungsfunktion des Reg-

lers ist dann durch

$$|G(\omega)|^2 = \frac{\text{SALD}_G(\omega)}{\text{SALD}_O(\omega)/I_O^2}$$

zu bestimmen. Betrag und Phase der Übertragungsfunktion erhält man durch die Messung der SKLD von Regelstabbestellung und relativen Stromschwankungen des Regeldetektors bezogen auf deren spektrale Leistungsdichte  $\text{NS}_O(\omega) = \text{SALD}_O(\omega)/I_O^2$ .

Zum Nachweis der theoretisch abgeleiteten Abhängigkeit der einzelnen Rauschterme in den Spektren der Detektorströme von der Reaktorleistung  $F$  und der Empfindlichkeit  $W_O$  des Regeldetektors wurden die Parameterwerte  $a=5,6 \cdot 10^{-5}/\text{sec}$  und  $b=1,12 \cdot 10^{-4}$  verwendet. Die tatsächliche gemessene Übertragungsfunktion ist in Abb.5.2 zu sehen. Die Trägheit des Reglers wurde durch 3 Verzögerungsglieder 1. Ordnung berücksichtigt: Durch Anpassung der Funktion

$$G(\omega) = \left(\frac{a}{i\omega} + b\right) \cdot \left(\prod_{m=1}^3 \frac{\omega_m}{\omega_m + i\omega}\right) \cdot \left(1 + \frac{0,00234}{i\omega}\right) \quad (5.13)$$

an die Meßwerte wurden die Grenzfrequenzen  $\omega_1 = 2,2/\text{sec}$ ,  $\omega_2 = 15/\text{sec}$  und  $\omega_3 = 90/\text{sec}$  gefunden. Der letzte Faktor in (5.13) berücksichtigt den Einfluß des zweiten, langsamen Regelstabes, der zur Kompensation der Temperaturdrift des Moderatorwassers eingesetzt wurde. Seine Auswirkung auf die Gesamtübertragungsfunktion und die Spektren ist nur für Frequenzen  $\omega < 10^{-2}/\text{sec}$  und damit nur in den berechneten Kurven zu erkennen.

Mit der Übertragungsfunktion (5.13) und den Daten für den STARK sind die Übertragungsfunktionen  $H_C(\omega)$  und  $H(\omega)$  sowie das Nyquistdiagramm in Abb.5.2 berechnet. Um den Effekt der Rückkopplung deutlich zu machen, waren die Parameter nicht optimal im Sinne von Gl.(5.11) gewählt, sondern es wurde auch  $|H(\omega)| > |H_C(\omega)|$  zugelassen.

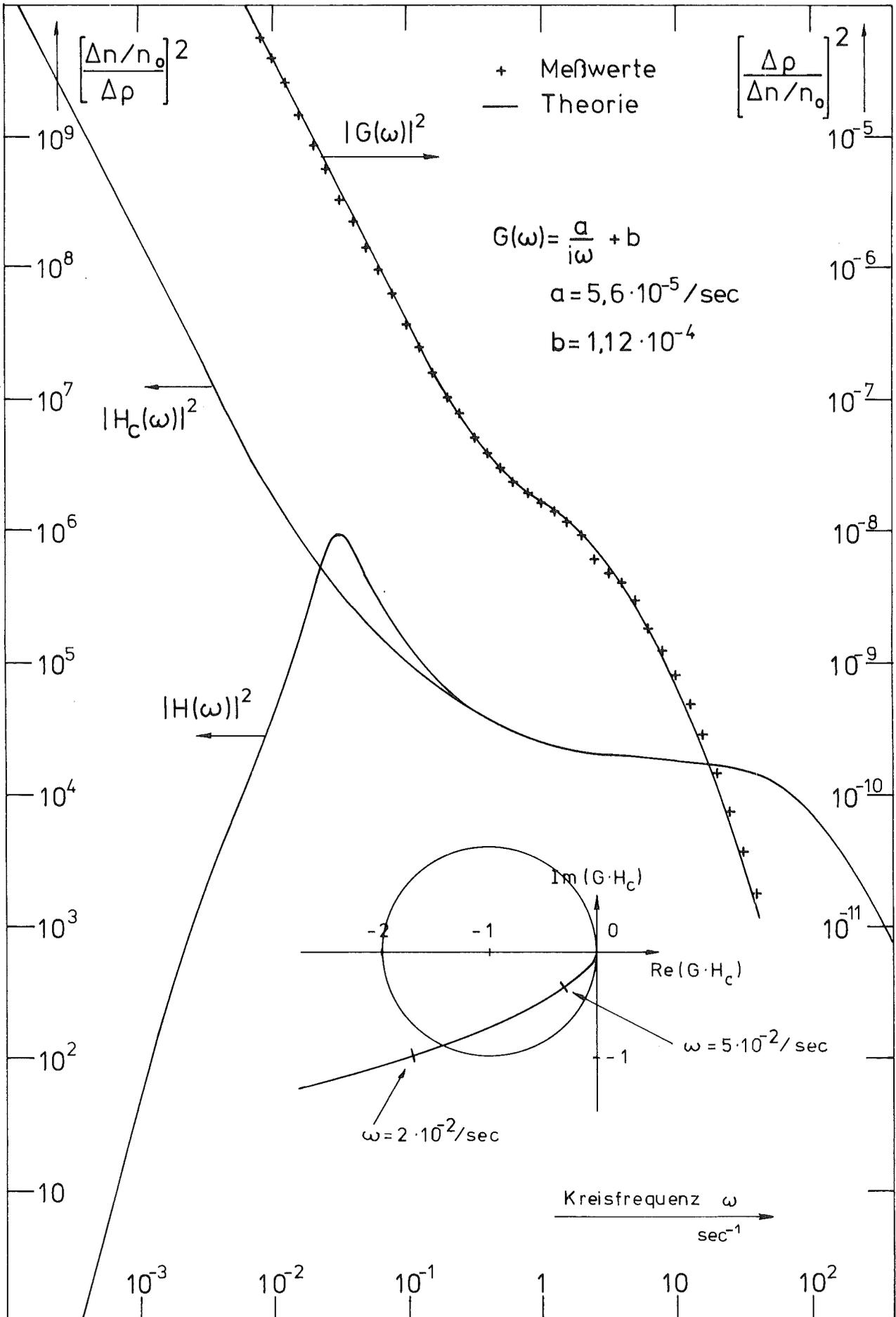


Abb. 5.2 Nyquistdiagramm und Übertragungsfunktionen am geregelten und kritischen Reaktor

Auch wenn die Regelparameter so gewählt sind, daß bei allen Frequenzen die Verstärkung des geregelten Reaktors kleiner als die des unregulierten ist (Ungleichung 5.11), können die Schwankungen der Neutronendichte bzw. der Detektorströme am geregelten Reaktor größer sein als am unregulierten System; nämlich dann, wenn das Eigenrauschen des Regelkreises einen genügend großen Beitrag in den SLD der Detektorströme verursacht. Dieses "Rückkopplungsrauschen", durch den letzten Term in den Gleichungen (5.4) bis (5.7) gegeben, ist in unserem Falle durch das Nachweisrauschen des Regeldetektors hervorgerufen. Die spektrale Leistungsdichte des Regeldetektors (Gl.5.4) enthält keinen von der Frequenz unabhängigen Term. Da die Übertragungsfunktionen sowohl des Reaktors als auch typischer Rückkopplungen für große Frequenzen verschwinden (z.B. mechanische Trägheit eines Regelstabes, Dämpfung von Temperatureffekten durch die Wärmekapazität) nimmt der dritte Term in Gl.(5.4) erst für hohe Frequenzen die bekannte Form des weißen Nachweisrauschens (Gl.4.14) an. Bei niedrigen Frequenzen, bei denen der Regler wirksam ist, werden auch die durch das Nachweisrauschen verursachten Stromschwankungen des Regeldetektors "weggeregelt". Zugleich erzeugt dieses Nachweisrauschen "falsche", d.h. nicht durch Leistungsänderungen bedingte Modulationen der Rückkopplungsreaktivität, die, vom Reaktor übertragen, mit den unabhängigen Detektoren beobachtet werden. Dieser Rauschanteil, der dritte Term in Gl.(5.5) bis (5.7), ist um so größer, je größer das Nachweisrauschen des Regeldetektors (Eigenrauschen der Rückführungsstrecke) ist. Wegen der Normierung der Stromschwankungen des Regeldetektors auf den Mittelwert ist dieser Rauschanteil umgekehrt proportional zur Empfindlichkeit  $W_0$  des Regeldetektors. Für einen Regler mit Integralcharakteristik ( $G(\omega) \sim \frac{1}{i\omega}$ ) wird bei kleinen Frequenzen ( $\omega \rightarrow 0$ ) das Rückkopplungsrauschen, der dritte Term in Gl.(5.5) und (5.6) dominieren.

Werden die SLD der Detektorströme auf die Quadrate bzw. Produkte der Strommittelwerte (Gl.4.19) normiert, so verändern sich die Gleichungen (5.4) bis (5.7) in die SLD der relativen Stromschwankungen ( $j=1,2$ ).

$$NS_o(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{D}{F} + P(\omega) + \frac{R}{W_o F} \frac{1}{|H_c(\omega)|^2} \right\} \quad (5.14)$$

$$NS_j(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{D}{F} + P(\omega) + \frac{R}{W_o F} |G(\omega)|^2 \right\} + \frac{R}{W_j F} \quad (5.15)$$

$$NS_{1,2}(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{D}{F} + P(\omega) + \frac{R}{W_o F} |G(\omega)|^2 \right\} \quad (5.16)$$

$$NS_{j,o}(\omega) = |H(\omega)|^2 \left\{ \frac{D}{F} + P(\omega) - \frac{R}{W_o F} \frac{G(\omega)}{H_c^*(\omega)} \right\} \quad (5.17)$$

Der Einfluß der Empfindlichkeit  $W_o$  des Regeldetektors auf die SKLD der relativen Stromschwankungen der beiden unabhängigen Detektoren (Gl.5.16) ist in Abb.5.3 gezeigt. Zur Berechnung dieser Spektren wurde wieder der P-I-Regler nach Gl.(5.13) verwendet. Externe Reaktivitätsstörungen wurden vernachlässigt ( $P(\omega)=0$ ) und die Reaktorleistung  $F = 1$  Spaltung/sec gewählt. Man sieht, daß nur für den rauschfreien Regler ( $W_o \rightarrow \infty$ ) die gemessenen Spektren proportional zur Übertragungsfunktion des geregelten Reaktors sind. Je kleiner die Empfindlichkeit  $W_o$  des Regeldetektors, desto größer ist der Frequenzbereich, in dem das Rückkopplungsrauschen einen merkbaren Einfluß verursacht.

Bei Frequenzen, bei denen der letzte Term in Gl.(5.14) dominiert, ist die normierte SLD des Regeldetektors umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes der Ortskurve des aufgeschnittenen Kreises vom Nyquistpunkt  $(-1,0)$ . Der Proportionalitätsfaktor ist das auf das Quadrat des Strommittlerwertes normierte Nachweisrauschen des Regeldetektors. Dies erlaubt unter der obigen Voraussetzung und der Annahme, daß ein Phasenminimumsystem vorliegt, die Übertragungsfunktion des aufgeschnittenen Kreises  $G(\omega) \cdot H_c(\omega)$  zu messen, ohne den Kreis aufzuschneiden.

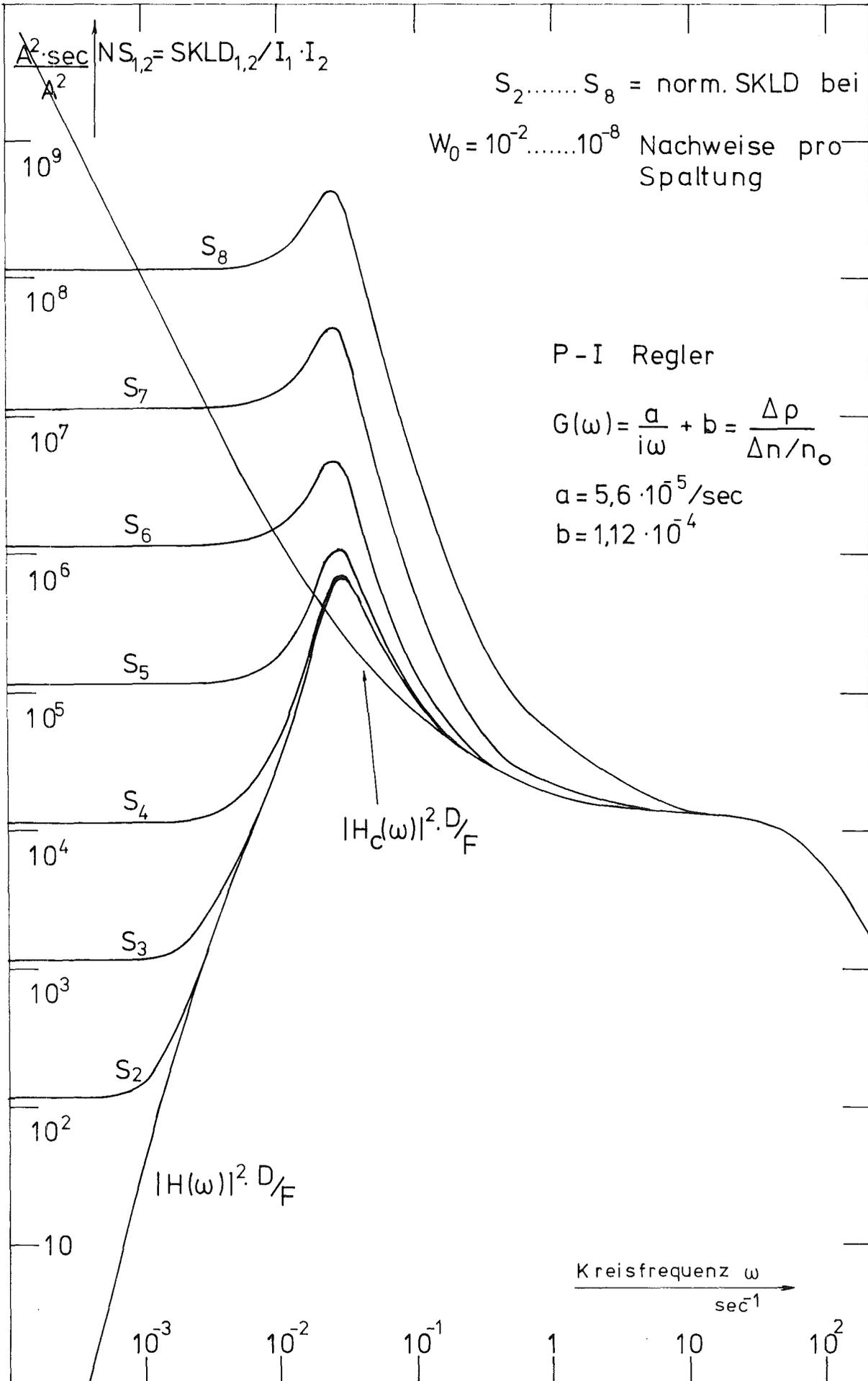


Abb. 5.3 Einfluß der Empfindlichkeit des Regeldetektors

Da für  $\omega \rightarrow 0$   $|H(\omega)|^2 \cdot |G(\omega)|^2 \rightarrow 1$  geht, mißt man mit einer Kreuzkorrelation der unabhängigen Detektoren (5.16) bei kleinen Frequenzen genau das normierte Nachweisrauschen des Regeldetektors. Bei einer Autokorrelationsmessung (5.15) kommt noch das Nachweisrauschen (normiert) des unabhängigen Detektors hinzu. In Abb.5.4 sind die gemessenen normierten Spektren zusammen mit den nach Gl.(5.14), (5.16) und (5.17) für den verwendeten Regler Gl.(5.13) berechneten Kurven zu sehen. Der zur Berechnung notwendige Wert für die Reaktorleistung  $F$  wurde durch Anpassung der SKLD der beiden unabhängigen Detektoren an die Reaktorübertragungsfunktion bei großen Frequenzen gewonnen. Bei großen Frequenzen sind der Einfluß der Rückkopplung auf die Übertragungsfunktion und der Anteil des Rückkopplungsrauschens am Spektrum vernachlässigbar. Da außerdem keine externen Reaktivitätsstörungen (außer bei der Störfrequenz  $\omega_0=1/\text{sec}$  und einigen Oberwellen) vorhanden waren, konnte die Reaktorleistung aus der Nulleistungs-Reaktorübertragungsfunktion bestimmt werden (siehe: Schluß von Kapitel 4). Aus der Definition des Strommittelwertes Gl.(4.19)  $I_0=q_0 \cdot W_0 \cdot F$  ergibt sich mit dem für die benutzte Spaltkammer gemessenen Wert  $q_0 = 2,2 \cdot 10^{-13}$  Asec/Nachweis/4/ die Empfindlichkeit des Regeldetektors zu  $W_0 = 2 \cdot 10^{-7}$  Nachweise/Spaltung. Mit diesem Wert sind die Kurven in Abb.5.4 berechnet. Man sieht deutlich, daß die normierte SKLD der unabhängigen Detektoren für kleine Frequenzen den Wert des Nachweisrauschens (normiert) des Regeldetektors annimmt. Diese Tatsache und die Übereinstimmung der gemessenen Werte mit den berechneten Kurven zeigt, daß auch das Rückkopplungsrauschen in den Formeln richtig dargestellt wird.

Die Abhängigkeit des Neutronenrauschens und des Leistungsrauschens von der Reaktorleistung wird durch eine Rückkopplung  $G(\omega)$  nicht beeinflusst. Das Rückkopplungsrauschen zeigt dieselbe Leistungsabhängigkeit wie das Nulleistungsrauschen. In Reaktoren mit großer Leistung wird daher der durch externe Reaktivitätsmodulationen verursachte Rauschanteil überwiegen.



Andererseits ist die maximale Detektorempfindlichkeit in einem großen Reaktor geringer, so daß das Rückkopplungsrauschen wieder Bedeutung gewinnen kann. Um auch die quadratische Abhängigkeit des Leistungsrauschens von der Reaktorleistung experimentell zu verifizieren, wurde der Reaktor mit einer Reaktivitätsmodulation bekannter Amplitude gestört. Bei 3 verschiedenen Reaktorleistungen, jedoch identischer Charakteristik des Reglers, wurden die SALD eines unabhängigen Detektors gemessen. Die Meßwerte und die nach Gl.(5.5) berechneten Kurven werden in Abb.5.5 verglichen. Da dieser Detektor sehr empfindlich war ( $W_1=1,5 \cdot 10^{-3}$  Nachweise/Spaltung), kann sein Nachweisrauschen praktisch vernachlässigt werden. Die Kurven sind für Frequenzen  $10^{-2}/\text{sec} \leq \omega \leq 10^2/\text{sec}$  im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch mit den entsprechenden Kreuzkorrelationsmessungen (Gl.5.6).

Die Tabelle in Abb.5.5 zeigt die Nennleistung der Betriebsinstrumentierung und die durch Anpassung der Meßwerte an die Nulleistungsübertragungsfunktion bei hohen Frequenzen experimentell ermittelte Leistung sowie den Mittelwert  $I_1$  des Detektorstromes. Der zur Berechnung der Kurven nach Gl.(5.5) benötigte Faktor  $W_1^2 q_1^2 F$  kann aus dem Strommittelwert und der gefundenen Leistung gewonnen werden. Da die Regelstabbewegungen (Gl.5.12a) mit kleiner werdender Leistung anwachsen (solange  $P(\omega)$  keinen allzu großen Beitrag liefert), mußte bei der kleinsten Leistung (0,1 W) mit einem empfindlicheren Detektor geregelt werden. Mit  $q = 2,1 \cdot 10^{-15}$  Asec/Nachweis für die verwendeten  $\text{He}^3$ -Detektoren erhält man aus dem Strommittelwert und der Reaktorleistung den Wert  $W_0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$  Nachweise/Spaltung. Bei dieser Empfindlichkeit ist das Rückkopplungsrauschen für Frequenzen  $\omega \gtrsim 10^{-2}/\text{sec}$  praktisch zu vernachlässigen (Kurve 3). In diesem Fall ist dann das Spektrum des Regel-detektors identisch mit dem eines gleichempfindlichen unabhängigen Detektors. Erst bei sehr kleinen Frequenzen, außerhalb des Meßbereiches einer Rauschmessung, liefert das Rückkopplungsrauschen einen merklichen Beitrag.

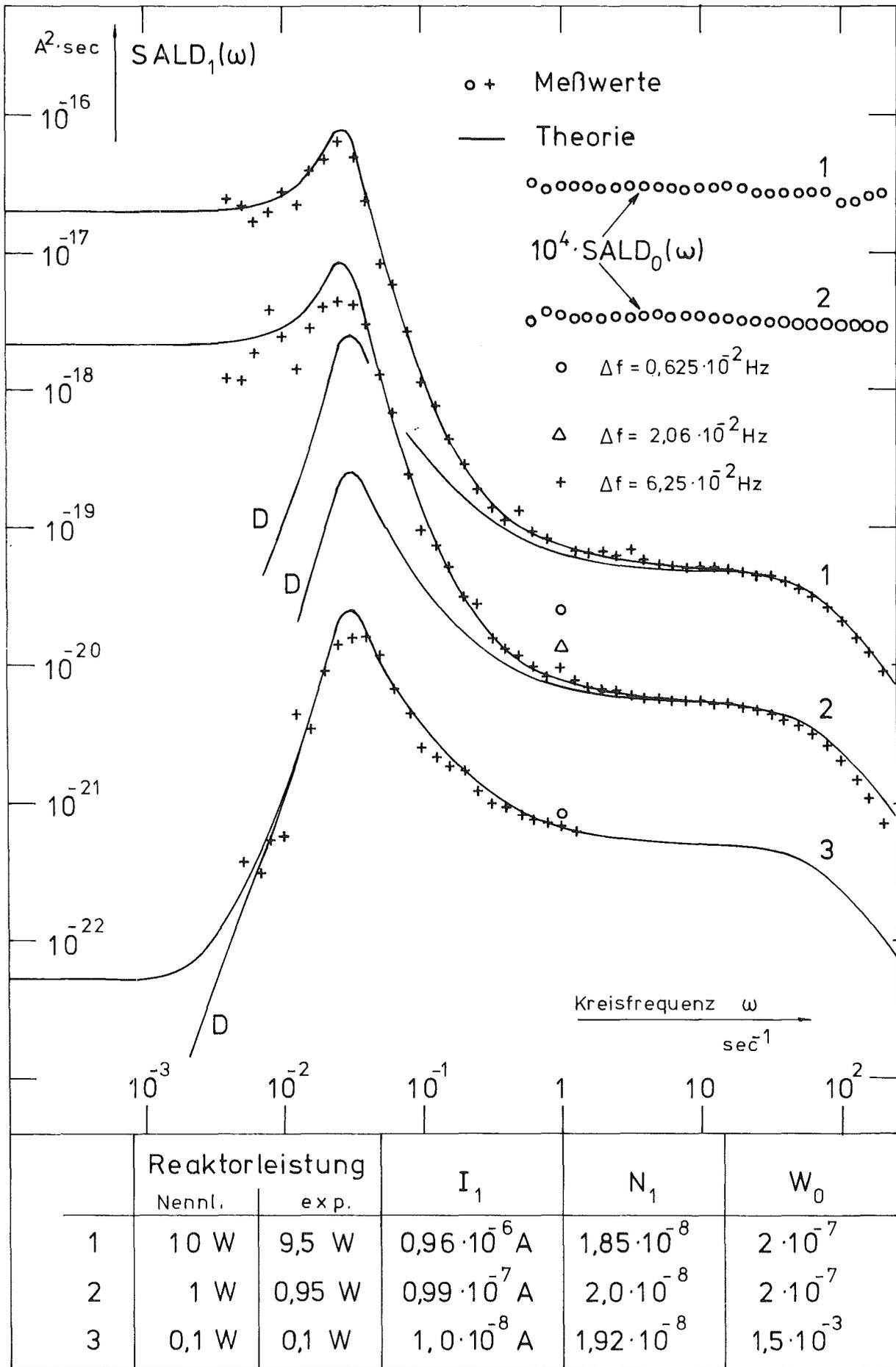


Abb. 5.5 Abhängigkeit der spektralen Leistungsdichte von der Reaktorleistung

Zur Verdeutlichung ist bei allen Kurven in Abb.5.5 auch das berechnete Spektrum bei fehlendem Rückkopplungsrauschen gezeigt, d.h. der allein durch das Neutronenrauschen verursachte Rauschanteil (Bezeichnung "D").

Die externe Reaktivitätsstörung war eine rechteckförmige Modulation bei der Frequenz  $\omega_0 = 1/\text{sec}$  mit der Reaktivitätsamplitude  $\rho_m = 10^{-6}$ , die durch den zweiten Regelstab eingegeben wurde. (Sein Reaktivitätswert war durch Rod-drop-Messungen bestimmt worden.) Der Vorteil dieser Art von Störung war, daß, außer bei der Grundwelle und einigen Oberwellen, das Spektrum der Neutronenflußschwankungen nicht beeinflusst wurde. Der Leistungsanteil dieser Störung in der Grundwelle  $\omega_0$  ist dann  $P_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{4}{\pi} \rho_m \right)^2 = 0,81 \cdot 10^{-12}$ . Bei  $\omega_0 = 1/\text{sec}$  ist die Wirksamkeit des Reglers so klein (vergleiche  $H_c(\omega)$  und  $H(\omega)$  in Abb.5.2), daß

$$|H(\omega_0)|^2 = |H_c(\omega_0)|^2 = 2,44 \cdot 10^4$$

angenommen werden kann. Die Leistung der daraus resultierenden relativen (auf den Mittelwert bezogenen) Schwankungen der Detektorströme ist dann

$$N_0 = |H_c(\omega_0)|^2 \cdot P_0 = 1,98 \cdot 10^{-8}$$

Diese Schwankungen waren so klein, daß sie nur  $2 \cdot 10^{-4}$  des Mittelwertes bzw.  $10^{-2}$  des gesamten Rauschens des Detektorsignals betragen. Der Anteil eines periodischen Signals an einer SLD ist bekanntlich von der Bandbreite, mit der die SLD gemessen wird, abhängig. Dies macht man sich zunutze, indem man mit verschiedenen Bandbreiten, wobei das periodische Signal jeweils innerhalb des Frequenzbandes liegen muß, die SLD mißt. Aus der Definition der SLD

$$SLD(\omega_0)_{\Delta f_j} = SLD_R(\omega_0) + \frac{N}{2 \cdot \Delta f_j} \quad j=1,2$$

wobei  $SLD_R(\omega_0)$  der nicht periodische Rauschanteil ist, ergibt sich für die Leistung des periodischen Signals

$$N = \frac{SLD(\omega_0)_{\Delta f_1} - SLD(\omega_0)_{\Delta f_2}}{\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\Delta f_1} - \frac{1}{\Delta f_2} \right)}$$

Aus den mit verschiedenen Bandbreiten gemessenen SALD (Abb.5.5) erhält man damit nach Division durch  $I_1^2$  die Leistung der relativen Schwankungen  $N_1$ . Diese in der Tabelle in Abb.5.5 gelisteten Werte zeigen recht gute Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert  $N_0 = 1,98 \cdot 10^{-8}$ , wodurch die quadratische Abhängigkeit des Leistungsrauschens von der Reaktorleistung bestätigt ist.

Die lineare Abhängigkeit des Neutronen- und Rückkopplungsrauschens ist aus den gemessenen Spektren ("1" und "2") in Abb.5.5 direkt abzulesen. Bei großen Frequenzen dominiert das Neutronenrauschen, bei kleinen Frequenzen dagegen das Rückkopplungsrauschen, so daß für beide Rauschanteile die Proportionalität zur Reaktorleistung gezeigt ist. Diese Proportionalität gilt auch, wie die gemessenen Spektren des Regeldetektors ( $SALD_0(\omega)$ ) in Abb.5.5 zeigen, für das Nachweisrauschen.

Damit ist die theoretisch abgeleitete Abhängigkeit der einzelnen Rauschbeiträge von der Reaktorleistung auch experimentell verifiziert. Die gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment bestätigt die Gültigkeit des Punktreaktormodells für diese Messungen am STARK sowie die richtige Darstellung der 4 verschiedenen Rauschbeiträge in den Formeln für die spektralen Leistungsdichten der Detektorströme an einem geregelten Reaktor:

1. Das weiße Nachweisrauschen, das nur in den spektralen Auto-Leistungsdichten der Detektorströme auftritt, bei Kreuzkorrelation zweier Signale jedoch im Mittel verschwindet.

2. Das in jedem Kernreaktor vorhandene Neutronen- oder Nulleistungsrauschen, verursacht durch die beim Spaltprozeß erzeugten Verzweigungen.
3. Das Leistungsrauschen wird durch externe Anregungsquellen, die einen Reaktivitätseffekt haben, hervorgerufen.
4. Das Rückkopplungsrauschen ist der durch das Eigenrauschen des Regelkreises verursachte Anteil der Schwankungen der Reaktorleistung.

#### 6. Ableitung und Messung der Spektren für den geregelten Zwei-Punkt-Reaktor

Mit der im vorigen Kapitel benutzten Technik sollen in diesem Kapitel Formeln für die spektralen Leistungsdichten von Detektoren abgeleitet werden, die sich im Neutronenfeld eines (räumlich) gekoppelten Zwei-Zonen-Reaktors mit externer Rückführung befinden. Die Aufspaltung eines Reaktors in beliebig viele gekoppelte Zonen erlaubt dann die Behandlung des Gesamtsystems in derselben Art und Weise wie es hier für einen Zwei-Zonen-Reaktor gezeigt wird. Spaltet man z.B. einen Reaktor mit ortsabhängigen Blasen- oder Temperaturkoeffizienten in gekoppelte Zonen mit in jeder Zone konstanten Koeffizienten auf, so kann das dynamische Verhalten mit den bekannten Methoden der Regelungstechnik genauer untersucht werden. Bei Siedewasserreaktoren liegt es nahe, in eine Zone mit Sieden und eine Zone ohne Sieden aufzuspalten. Das Zwei-Punkt-Modell ist gut für schwach gekoppelte Reaktorzonen /15,26/, d.h. für ein Reaktorsystem, bei dem jede Zone für sich allein nur schwach unterkritisch ist, so daß nur eine kleine "Kopplungsreaktivität" notwendig ist, um ein als Ganzes gesehen kritisches System zu erhalten. Da die Übertragungsfunktionen typischer Rückkopplungseffekte für große Frequenzen verschwinden, werden in dieser Arbeit die Übertragungseigenschaften

im Bereich kleiner Frequenzen untersucht. Bei kleinen Frequenzen aber kann die Flugzeit der Neutronen von einer Zone in die andere vernachlässigt werden, so daß die Kopplung der beiden Zonen durch konstante Faktoren  $K_1$  und  $K_2$  beschrieben werden kann. Für den Argonaut-Reaktor mit Zwei-Zonen-Ladung wurden Verzögerungszeiten von  $\tau \approx 0,3$  msec gemessen /11/, so daß für Frequenzen  $\omega \lesssim 100/\text{sec}$  das Zwei-Punkt-Modell mit verzögerungsfreier Kopplung verwendet werden kann. Die Kopplungskonstanten  $K_1$  und  $K_2$  definieren den Anteil der Neutronen einer Zone, der als Neutronenquelle mit dem Erwartungswert der Quellstärke  $K \cdot n(t)/\Lambda$  die andere Zone moduliert; siehe dazu das Blockschaltbild des gekoppelten Reaktors in Abb.6.1. Die tatsächliche momentane Quellstärke wird wegen der stochastischen Natur der Prozesse, denen die Neutronen gehorchen, um den Erwartungswert schwanken. Dieses zusätzliche Rauschen  $z(\omega)$  ist ein Analogon zum Nachweisrauschen von Detektoren, die die Neutronendichte im Reaktor beobachten.

Die in einer Zone untergebrachten Detektoren seien nur für Neutronen aus "ihrer" Zone empfindlich, so daß das Detektorsignal direkt ein Maß für die Neutronendichte der entsprechenden Zone ist. Zwei mit "0" bezeichnete Detektoren liefern nach Normierung auf ihre Strommittelwerte  $I_j^0$  ( $j=1,2$ ) die Signale für die Rückführungen  $G_j(\omega)$ , deren Reaktivitätsmodulation von der externen Störung subtrahiert das Nettoeingangssignal der Reaktivität darstellt.

Für die einzelnen Zonen gelte das Punkt-Reaktor-Modell mit der Übertragungsfunktion (Gl.4.5)

$$H_j(\omega) = \frac{1}{i\omega \cdot \Lambda - \rho_j} = \frac{1}{\frac{1}{H_C(\omega)} - \rho_j} \quad (6.1)$$

wobei  $\rho_j$  den Reaktivitätszustand (Unterkritikalität) der Zone  $j$  definiert. Die Generationsdauer  $\Lambda$  und die mittlere Zahl der bei einer Spaltung freigesetzten Neutronen,  $\bar{\nu}$ , sei in beiden Zonen identisch (der Übersichtlichkeit wegen).

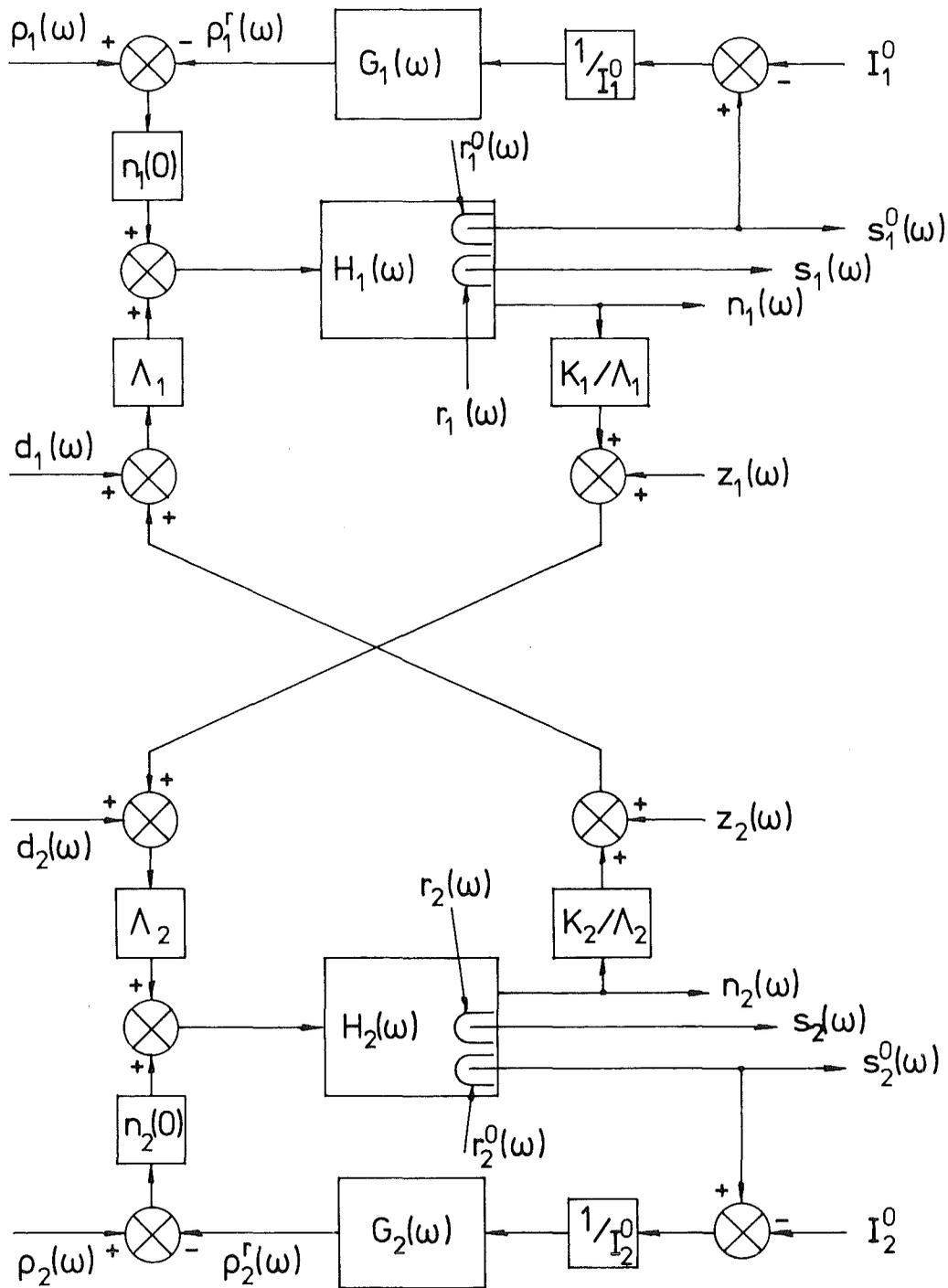


Abb. 6.1 Blockschaltbild des rückgekoppelten Zwei - Punkt - Reaktors

Am Blockschaltbild (Abb.6.1) lassen sich die folgenden Zusammenhänge der Fouriertransformierten der Eingangs-, Ausgangs- und Kopplungssignale ablesen:

$$(j, \ell = 1, 2; j \neq \ell)$$

$$n_j(\omega) = H_j(\omega) \cdot \left\{ \Lambda \sqrt{\bar{d}_j}(\omega) + z_\ell(\omega) + \frac{K_\ell}{\Lambda} \cdot n_\ell(\omega) \right\} + n_j^0 \left[ \sqrt{\rho_j}(\omega) - \rho_j^r(\omega) \right]$$

$$\rho_j^r(\omega) = G_j(\omega) \cdot s_j^0(\omega) / I_j^0$$

$$s_j^0(\omega) = W_j^0 \alpha_j^0 \frac{1}{\Lambda \bar{v}} \cdot n_j(\omega) + r_j^0(\omega) \quad (6.2)$$

$$s_j(\omega) = W_j \alpha_j \frac{1}{\Lambda \bar{v}} \cdot n_j(\omega) + r_j(\omega)$$

mit

$$I_j^0 = W_j^0 \alpha_j^0 \frac{1}{\Lambda \bar{v}} \cdot n_j^0 = W_j^0 \alpha_j^0 F_j$$

Daraus lassen sich leicht die 4 verschiedenen Übertragungsfunktionen eines gekoppelten Zwei-Punkt-Reaktors ableiten, definiert als Quotient der Fouriertransformierten der Neutronendichte einer Zone und eines Eingangssignals, wobei alle anderen Eingangsgrößen Null gesetzt werden. Der Übersichtlichkeit wegen wird das Argument  $\omega$  weggelassen.

$$(j, \ell = 1, 2; \text{jedoch } j \neq \ell)$$

$$H_{jj} = \frac{n_j}{\rho_j \cdot n_j^0} = \frac{1}{A} H_j (1 + G_\ell H_\ell) \quad (6.3)$$

$$H_{j\ell} = \frac{n_j}{\rho_\ell \cdot n_\ell^0} = \frac{1}{A} H_j K_\ell H_\ell$$

mit

$$A = (1 + G_1 H_1) (1 + G_2 H_2) - K_1 K_2 H_1 H_2$$

Man sieht, daß der Nenner aller Übertragungsfunktionen identisch ist, der - wie aus der Regelungstechnik bekannt - die Stabilität des Systems bestimmt. Über die Stabilität von gekoppelten Systemen mit Rückführung siehe z.B. /9,10,27,28/.

Die Kopplungskonstanten  $K_1$  und  $K_2$  ergeben sich aus der Bedingung, daß der Zwei-Zonen-Reaktor als Ganzes gesehen kritisch sein soll; d.h. der größte (Zeit-)Eigenwert des rückkopplungsfreien Systems muß  $p_0=0$  sein. Die charakteristische Gleichung für den rückkopplungsfreien Zwei-Zonen-Reaktor ist aber

$$\frac{1}{H_1(p)} \cdot \frac{1}{H_2(p)} - K_1 K_2 = 0 \quad (6.4)$$

oder mit Gl. (6.1)

$$\frac{1}{H_c(p)} \left( \frac{1}{H_c(p)} - (\rho_1 + \rho_2) \right) = K_1 K_2 - \rho_1 \rho_2 \quad (6.5)$$

Diese "Inhour"-Gleichung des gekoppelten Reaktors läßt sich, als quadratische Gleichung für  $\frac{1}{H_c(p)}$  aufgefaßt, als Produkt zweier Inhour-Gleichungen für den Punktreaktor schreiben

$$\left( \frac{1}{H_c(p)} - \rho_1' \right) \cdot \left( \frac{1}{H_c(p)} - \rho_2' \right) = 0$$

wobei

$$\rho_{1,2}' = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \pm \sqrt{\left( \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \right)^2 + K_1 K_2 - \rho_1 \rho_2}$$

Daraus läßt sich mit Anwendung der Inhour-Gleichung des Punkt-Reaktors /21/ ablesen, daß die "Inhour"-Gleichung des gekoppelten Reaktors für

$K_1 K_2 > \rho_1 \rho_2$	positive und negative Wurzeln
$K_1 K_2 = \rho_1 \rho_2$	eine Wurzel = Null, die anderen negativ
$K_1 K_2 < \rho_1 \rho_2$	nur negative Wurzeln

liefert, so daß

$$K_1 K_2 = \rho_1 \rho_2 \quad (6.6)$$

die Kritikalitätsbedingung des gekoppelten Zwei-Zonen-Systems ist. Das Verhalten des als Ganzes gesehen kritischen Zwei-Punkt-Reaktors wird also durch zwei Sätze von Zeitkonstanten definiert. Die Gleichung

$$\frac{1}{H_c(p)} \left( \frac{1}{H_c(p)} - (\rho_1 + \rho_2) \right) = 0 \quad (6.7)$$

wird durch die Wurzeln des kritischen und des  $(\rho_1 + \rho_2)$  unterkritischen Punktreaktors befriedigt. Das Verhalten des gekoppelten Systems wird also vor allem bei kleinen Frequenzen dem des Punktreaktors gleichen. In Abb.6.2 ist der asymptotische Verlauf ( $\omega \ll \lambda_m$ ,  $\lambda_m \ll \omega \ll \alpha$  und  $\omega \gg \alpha$ ) der Übertragungsfunktionen des gekoppelten Reaktors (Gl.6.3) für den rückkopplungsfreien und symmetrischen Fall skizziert

$$G_1(\omega) = G_2(\omega) = 0; \quad \rho_1 = \rho_2 = \rho; \quad K_1 = K_2 = K = -\rho,$$

wobei die in /11/ für die Argonaut Zwei-Zonen-Ladung ermittelte Kopplungskonstante  $K = -\rho = 3\beta$  verwendet wurde. Zum Vergleich wurde außerdem die Übertragungsfunktion des kritischen Punktreaktors sowie die einer ( $3\beta$ -unterkritischen) isolierten Zone dargestellt. Im Frequenzbereich der Zerfallskonstanten  $\alpha$  des prompten Neutronenflusses werden die Übertragungsfunktionen des gekoppelten Systems durch zwei Zerfallskonstanten  $\alpha_c$  und  $\alpha_c \cdot (1 - \frac{2\rho}{\beta})$  beschrieben, die sich als kleinste Eigenwerte der Gl.(6.7) ergeben, nämlich die prompte Zerfallskonstante des kritischen und die des  $2\rho$  unterkritischen Punktreaktors.

Für zwei individuell rückgekoppelte Zonen eines Zwei-Punkt-Reaktors ist die charakteristische Gleichung

$$\left( \frac{1}{H_c(p)} - \rho_1 + G_1(p) \right) \left( \frac{1}{H_c(p)} - \rho_2 + G_2(p) \right) - K_1 K_2 = 0 \quad (6.8)$$

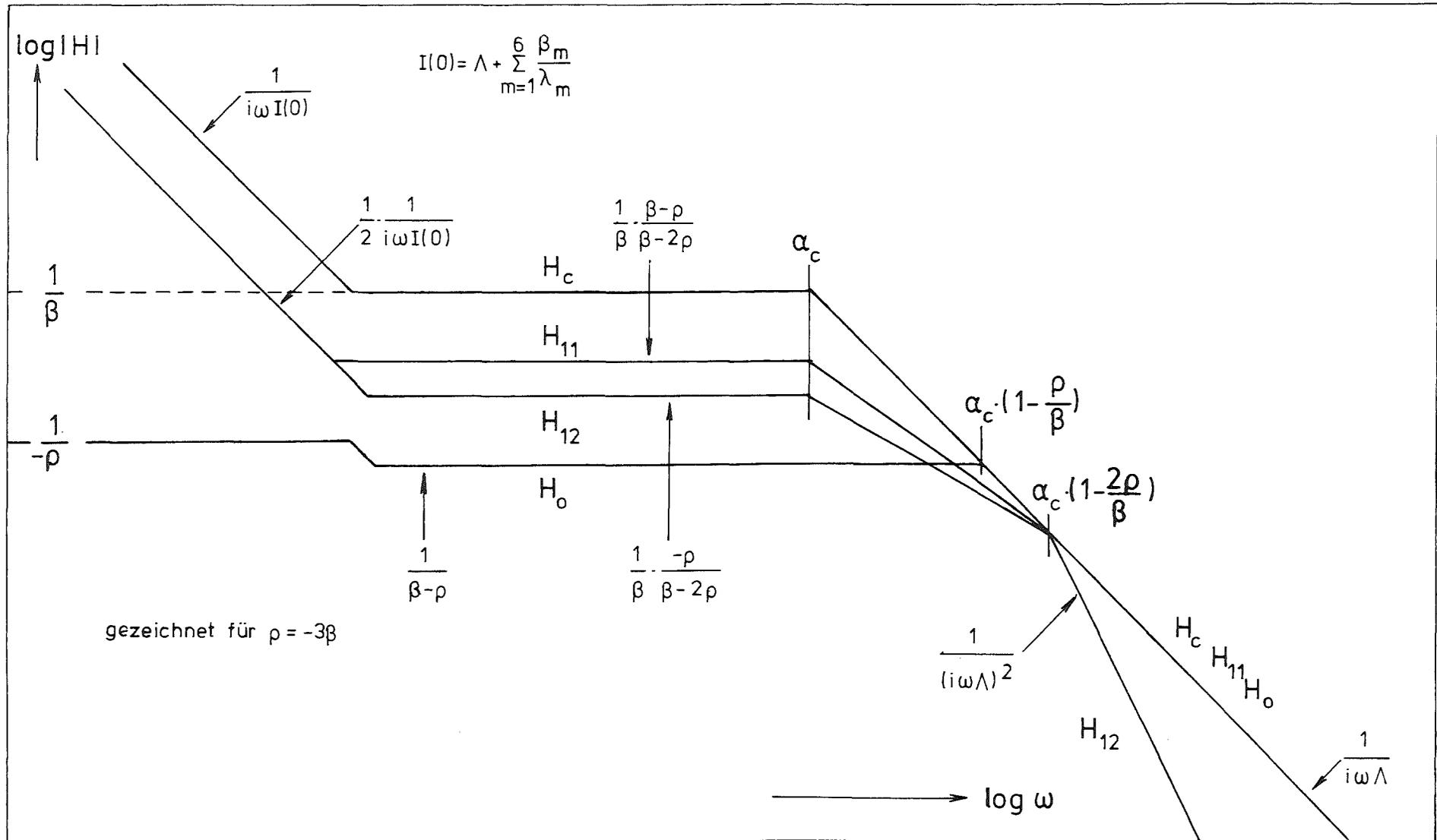


Abb. 6.2 Asymptotisches Verhalten der Übertragungsfunktionen am gekoppelten Reaktor

oder mit der Kritikalitätsbedingung (6.6) und der Annahme symmetrischer Kopplung und identischer Unterkritikalität der beiden Zonen

$$\left(\frac{1}{H_c(p)}\right)^2 + \frac{1}{H_c(p)} \cdot (-2\rho + G_1(p) + G_2(p)) - \rho(G_1(p) + G_2(p)) + G_1(p)G_2(p) = 0 \quad (6.9)$$

Für Rückführungen vom Typ des P-I-Reglers  $G(p) = \frac{a}{p} + b$  ( $a > 0, b \geq 0$ ) ist das System stabil, d.h. es existieren keine Lösungen  $p = r + i\omega$  dieser Gleichung mit einem Realteil  $r \geq 0$ . Um dies zu zeigen, betrachte man Gl.(6.9) als quadratische Gleichung für  $\frac{1}{H_c(p)}$

$$\left(\frac{1}{H_c(p)} - L_1\right) \cdot \left(\frac{1}{H_c(p)} - L_2\right) = 0 \quad (6.9a)$$

mit den Lösungen

$$L_{1,2} = \rho - \frac{G_1(p) + G_2(p)}{2} \pm \sqrt{\rho^2 + \frac{1}{4}(G_1(p) - G_2(p))^2}$$

Gl.(6.9a) wird nicht erfüllt, wenn

$$\left|\frac{1}{H_c(p)} - L_1\right|^2 \left|\frac{1}{H_c(p)} - L_2\right|^2 > 0$$

d.h. wenn die (hinreichende, jedoch nicht notwendige) Bedingung gilt, daß

$$\operatorname{Re}\left(\frac{1}{H_c(p)} - L_1\right) > 0 \quad \text{und} \quad \operatorname{Re}\left(\frac{1}{H_c(p)} - L_2\right) > 0$$

ist. Da für  $r \geq 0$  der  $\operatorname{Re}\left(\frac{1}{H_c(p)}\right) \geq 0$  (= für  $p=0$ ) ist, werden diese beiden Bedingungen mit

$$\operatorname{Re}(L_1) < 0 \quad \text{und} \quad \operatorname{Re}(L_2) < 0$$

sicher erfüllt. Andererseits ist für  $r \geq 0$   $\operatorname{Re}(\rho - \frac{G_1(p) + G_2(p)}{2}) < 0$ ,  
so daß sich die Bedingung

$$|\operatorname{Re}(\sqrt{\rho^2 + \frac{1}{4}(G_1(p) - G_2(p))^2})| < |\operatorname{Re}(\rho - \frac{1}{2}(\overline{G_1(p)} + G_2(p)))|$$

ergibt. Dies läßt sich unter Verwendung der Tatsache, daß  $\operatorname{Re}(G_1(p)) \geq 0$  und  $\operatorname{Re}(G_2(p)) \geq 0$  ist, verifizieren. In diesem Beweisgang ist nur der Fall  $p=0$ ;  $\operatorname{Re}(G_1(p)) = \operatorname{Re}(G_2(p)) = 0$ ;  $\operatorname{Im}(G_1(p)) = \operatorname{Im}(G_2(p))$  nicht eingeschlossen. Unter diesen Bedingungen reduziert sich aber die linke Seite der Gl.(6.9a) zu

$$(-2\rho + \operatorname{Im}(G_1(p))) \cdot (\operatorname{Im}(G_1(p))) \neq 0$$

da der Imaginärteil des Integralreglers für Frequenzen gegen Null über alle Grenzen wächst. Damit ist gezeigt, daß keine Lösungen mit positivem Realteil  $r \geq 0$  existieren und damit das System für Rückkopplungen vom Typ des P-I-Reglers stabil ist. Analog zum Punktreaktor können zusätzliche Verzögerungen in den Rückkopplungsfunktionen (mechanische Trägheit eines Regelstabes) zu Instabilität führen /10/.

Aus dem Gleichungssatz (6.2) lassen sich die Ausdrücke für die spektralen Auto-Leistungsdichten der Ionisationsströme der Detektoren sowie die verschiedenen spektralen Kreuzleistungsdichten ableiten. Da die Eingangsgrößen  $d(\omega)$ ,  $r(\omega)$  und  $z(\omega)$  sowohl untereinander als auch von den externen Störungen  $\rho(\omega)$  statistisch unabhängig sind, verschwinden im zeitlichen Mittel die entsprechenden Kreuzleistungsdichten. Die SALD der Eingangsgrößen

$$r_j(\omega) \quad \text{ist} \quad q_j^2 R W_j F_j \quad (\text{Gl.4.14})$$

und die von

$$d_j(\omega) \quad \text{ist} \quad \overline{v(v-1)} F_j \quad (\text{Gl.4.15})$$

Sind die Schwankungen der Neutronendichte klein gegen ihren Mittelwert (typische Verhältnisse sind  $10^{-2}$ ), so kann für die zusätzliche Fluktuation  $z(\omega)$  der Quellstärke der Neutronen, die von einer Zone in die andere wechseln, eine Poisson-Verteilung mit konstantem Mittelwert angenommen werden. Die spektrale Leistungsdichte dieser Schwankungen ist dann gleich dem Mittelwert der Quellstärke (Schottky-Formel)

$$\text{SALD}_{z_j}(\omega) = \frac{K_j \overline{n_j(t)}}{\Lambda} = K_j \cdot \bar{v} \cdot F_j \quad (6.10)$$

Auf dem in Kapitel 4 skizzierten Weg lassen sich aus den Fouriertransformierten der Signale (Gleichungssatz 6.2) die SALD und SKLD der Detektorströme angeben. Da die Formeln in allgemeiner Form sehr unübersichtlich sind, sollen einige vereinfachende Annahmen gemacht werden:

- a) Symmetrische Kopplung  $K_1=K_2=K$
- b) die externen Reaktivitätsstörungen seien unkorreliert,
- c) der Diven-Faktor sei in beiden Zonen identisch.

Ist  $P_j(\omega)$  die SALD der externen Störungen der Zone  $j$ , so erhält man für die SALD eines unabhängigen Detektors mit Verwendung der Übertragungsfunktionen (Gl.6.3) des gekoppelten Systems

$$\begin{aligned} \text{SALD}_j(\omega) &= W_j^2 q_j^2 \left\{ |H_{jj}(\omega)|^2 \cdot B_j + |H_{j\ell}(\omega)|^2 \cdot B_\ell \right\} \\ &+ W_j R \cdot q_j^2 F_j \end{aligned} \quad (6.11)$$

mit

$$B_j = DF_j + \frac{K \cdot F_\ell}{\bar{v}} + F_j^2 P_j(\omega) + |G_j(\omega)|^2 \cdot \frac{R}{\bar{v} Q_j} F_j$$

Bei Kreuzkorrelation von zwei in derselben Zone  $j$  untergebrachten Detektoren (beide unabhängig) erhält man die ent-

sprechende Form von Gl. (6.11), wobei der letzte Term  $W_j R q_j^2 F$  fehlt und  $W_j^2 q_j^2$  durch  $W_{j1} W_{j2} q_{j1} q_{j2}$  zu ersetzen ist.

Für einen Regeldetektor ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{SALD}_j^0(\omega) = & (W_j^0)^2 (q_j^0)^2 \left\{ |H_{jj}(\omega)|^2 \left[ \sqrt{DF_j} + \frac{KF_\ell}{V} + F_j^2 P_j(\omega) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{|1+H_{jj}(\omega) \cdot G_j(\omega)|^2}{|H_{jj}(\omega)|^2} \cdot \frac{R}{W_j^0} F_j \right] \right. \\ & \left. + |H_{j\ell}(\omega)|^2 \cdot B_\ell \right\} \end{aligned} \quad (6.12)$$

Für die Kreuzkorrelation zwischen zwei unabhängigen Detektoren, von denen jeder die Neutronendichte einer Zone beobachtet, ist die

$$\text{SKLD}_{1,2}(\omega) = W_1 W_2 q_1 q_2 |H_{12}(\omega)|^2 \left\{ \frac{B_1}{K \cdot H_2^*(\omega)} + \frac{B_2}{K \cdot (H_2^*(\omega))^*} \right\} \quad (6.13)$$

Dabei ist

$$H_j^*(\omega) = \frac{H_j(\omega)}{1+G_j(\omega)H_j(\omega)}$$

die Übertragungsfunktion einer isolierten Zone "einschließlich ihrer Rückkopplung".  $(H_1^*(\omega))^*$  ist die zu  $H_1^*(\omega)$  konjugiert komplexe Funktion.

Schließlich findet man für die beiden Regeldetektoren:

$$\text{SKLD}_{1,2}^0(\omega) = W_1^0 W_2^0 q_1^0 q_2^0 \cdot |H_{12}(\omega)|^2 \cdot \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{1}{K \cdot H_2^*(\omega)} \left[ \sqrt{DF_1} + \frac{KF_2}{V} + F_1^2 P_1(\omega) \right] \right. \\ & \left. + \frac{1}{K (H_1^*(\omega))^*} \left[ \sqrt{DF_2} + \frac{KF_1}{V} + F_2^2 P_2(\omega) \right] \right\} \\ & + W_1^0 W_2^0 q_1^0 q_2^0 \cdot \left\{ \frac{RF_1}{W_1^0} H_{21}^*(\omega) G_1^*(\omega) \left[ \sqrt{1+H_{11}(\omega)G_1(\omega)} \right] \right. \\ & \left. + \frac{RF_2}{W_2^0} H_{12}(\omega) \cdot G_2(\omega) \left[ \sqrt{1+H_{22}^*(\omega)G_2^*(\omega)} \right] \right\} \end{aligned}$$

Die Spektren (6.11) bis (6.14) enthalten jeweils 2x4 Rauschbeiträge, vom Nachweisrauschen in (6.11) abgesehen. Jede Zone des Reaktors liefert 4 Beiträge zur SLD der Detektorströme:

1. das Neutronenrauschen (Nulleistungsrauschen)
2. das Kopplungsrauschen
3. das Leistungsrauschen
4. das Rückkopplungsrauschen

Das Kopplungsrauschen einer Zone steht in Konkurrenz mit dem Neutronenrauschen der anderen Zone:

$$DF_j + \frac{KF_\ell}{\bar{v}}$$

Für den symmetrischen ( $F_1 = F_2 = F$ ) Zwei-Zonen-Argonaut-Reaktor war die Kopplungskonstante  $K = 3\beta \approx 22,5 \cdot 10^{-3}$ . Mit  $\bar{v} \approx 2,5 / 20$  ist dann

$$(D + \frac{K}{\bar{v}})F = (0,8 + 9 \cdot 10^{-3})F$$

d.h. für diesen Reaktor ist das Kopplungsrauschen gegen das Neutronenrauschen zu vernachlässigen. Bei stark unterschiedlicher Leistungsverteilung  $F_j \gg F_\ell$  kann es jedoch wieder Bedeutung gewinnen.

Von den externen Reaktivitätsstörungen wurde vorausgesetzt, daß sie voneinander unabhängig sind. Ist dies nicht der Fall, so erscheint in allen Spektren noch ein Beitrag, der die Korrelation dieses Leistungsrauschens berücksichtigt.

Dadurch daß zwei Rückkopplungszweige existieren, ergeben sich auch zwei Beiträge, deren Ursache das Eigenrauschen dieser Rückkopplungsstrecken ist. Für die Abhängigkeit der einzelnen Terme von der Reaktorleistung ergibt sich dasselbe Bild wie beim Punktreaktor: Nur das Leistungsrauschen ist proportional zum Quadrat der Reaktorleistung; alle anderen Rauschterme gehen linear mit der Leistung. Das Rückkopplungsrauschen ist proportional zum Eigenrauschen der Rückführung, d.h. wegen der Normierung der Stromschwän-

kungen der Regeldetektoren auf die Mittelwerte umgekehrt proportional zur Empfindlichkeit der Regeldetektoren.

Die Kreuzkorrelationen (6.13) und (6.14) werden i.a. komplexe Spektren liefern. Bei vollständiger Symmetrie sind jedoch auch diese Funktionen reell.

Vereinfachung für nur eine geregelte Zone:

Aus den obigen Gl.(6.11) bis (6.14) können die entsprechenden Gleichungen für einen symmetrischen Zwei-Zonen-Reaktor, bei dem nur eine Zone geregelt ist, abgelesen werden. Mit

$$\begin{aligned} G_1(\omega) &= G(\omega) \\ G_2(\omega) &= 0 \\ H_1(\omega) &= H_2(\omega) = H_0(\omega) \\ F_1 &= F_2 = F \end{aligned}$$

sowie der Annahme, daß keine Reaktivitätsstörungen existieren, und der Vernachlässigung des Kopplungsrauschens werden die Gleichungen für die SLD wesentlich einfacher. Mit

$$N = 1 + G(\omega)H_0(\omega) - K^2H_0^2(\omega) \quad (6.15)$$

gilt, wenn der Regeldetektor (Index "0") in Zone 1 installiert ist, für die auf die Mittelwerte normierten Spektren  $NS = SLD/I^2$

$$\begin{aligned} NS_1 &= \frac{1}{F} \cdot \left| \frac{H_0(\omega)}{N} \right|^2 \left\{ D(1 + K^2 |H_0(\omega)|^2) + \frac{R}{W_0} |G(\omega)|^2 \right\} \\ &+ \frac{R}{W_1 F} \end{aligned} \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned} NS_2 &= \frac{1}{F} \left| \frac{H_0(\omega)}{N} \right|^2 \left\{ D \sqrt{|1 + G(\omega)H_0(\omega)|^2 + K^2 |H_0(\omega)|^2} \right. \\ &\left. + \frac{R}{W_0} \cdot |G(\omega)|^2 K^2 |H_0(\omega)|^2 \right\} + \frac{R}{W_2 F} \end{aligned} \quad (6.17)$$

$$NS_{\circ} = \frac{1}{F} \left| \frac{H_{\circ}(\omega)}{N} \right|^2 \cdot D(1+K^2 |H_{\circ}(\omega)|^2) + \frac{R}{W_{\circ} F} \frac{|1-K^2 H_{\circ}^2(\omega)|^2}{|N|^2} \quad (6.18)$$

sowie die Kreuzleistungsdichte der zwei unabhängigen Detektoren

$$NS_{1,2} = \frac{1}{F} \left| \frac{H_{\circ}(\omega)}{N} \right|^2 \cdot K \left\{ D \left[ \overline{H_{\circ}^*}(\omega) + H_{\circ}(\omega) + G^*(\omega) |H_{\circ}(\omega)|^2 \right] + \frac{R}{W_{\circ}} |G(\omega)|^2 \cdot H_{\circ}^*(\omega) \right\} \quad (6.19)$$

Die SKLD von zwei Detektoren, die beide die Neutronendichte derselben Zone beobachten, entspricht der Gl.(6.16) bzw. (6.17), wobei das Nachweisrauschen, der letzte Term, entfällt.

Genau wie beim Punktreaktor (Kapitel 5) sind bei Verwendung eines Reglers mit Integralcharakteristik für kleine Frequenzen alle Rauschterme gegen das Rückkopplungsrauschen zu vernachlässigen.

Da für  $\omega \rightarrow 0$

$$\left| \frac{H_{\circ}(\omega)}{N} \right|^2 |G(\omega)|^2 = \left| \frac{H_{\circ}(\omega) G(\omega)}{1 - K^2 H_{\circ}^2(\omega) + H_{\circ}(\omega) G(\omega)} \right|^2 \rightarrow 1$$

und auch  $K \cdot H_{\circ}(\omega) \rightarrow 1$  (Kritikalitätsbedingung) gehen, ist das mit den unabhängigen Detektoren bei kleinen Frequenzen gemessene Rauschen nach Normierung auf die Strommittelwerte genau das Nachweisrauschen (ebenfalls normiert) des Regel-detektors.

Dies konnte durch Messungen an der Argonaut Zwei-Zonen-Ladung bestätigt werden. In Abb.6.3 ist der Betrag der

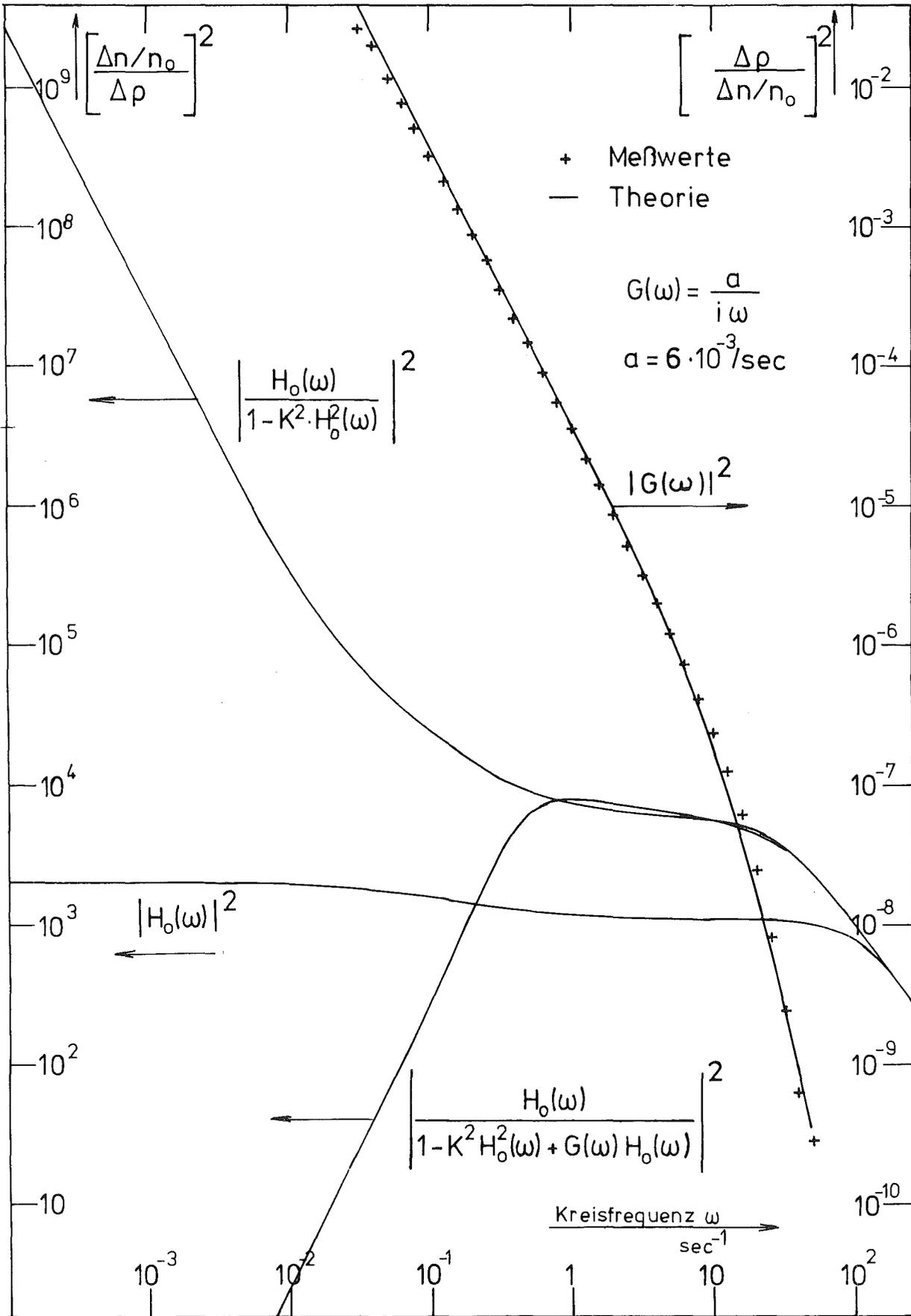


Abb. 6.3 Übertragungsfunktionen am geregelten Zwei-Punkt-Reaktor

Übertragungsfunktion

$$\frac{H_0(\omega)}{1 - K^2 H_0^2(\omega) + G(\omega) H_0(\omega)}$$

mit den Daten des Argonaut /15/ und der Kopplungskonstanten  $K=3\beta \approx 2,25 \cdot 10^{-2}$  für den Integralregler  $G(\omega) = \frac{a}{i\omega}$  mit  $a=6 \cdot 10^{-3}/\text{sec}$  berechnet dargestellt. Zum Vergleich ist die Übertragungsfunktion des rückkopplungsfreien Systems mit eingezeichnet. Die gemessene Übertragungsfunktion des Reglers weicht auf Grund der Trägheit des Reglers für Frequenzen  $\omega \geq 1/\text{sec}$  vom idealen Verlauf  $\frac{a}{i\omega}$  ab. Dies wurde durch zwei Verzögerungsglieder 1. Ordnung mit  $\omega_1 = 10/\text{sec}$  und  $\omega_2 = 50/\text{sec}$  berücksichtigt. Der Reaktivitätswert des Regelstabes wurde durch eine Messung bestimmt. Dazu wurde der kritische Reaktor mit dem Regelstab sprunghörmig unterkritisch gemacht. Nach Abklingen der höheren Modes kann die stabile Periode gemessen werden, die mittels der Inhour-Gleichung des Zwei-Punkt-Reaktors (Gl.6.5) die eingegebene Reaktivität liefert.

Wie man an Abb.6.3 sieht, war der Regelparameter  $a=6,0 \cdot 10^{-3}/\text{sec}$  in dem Sinne günstig gewählt, daß die Verstärkung (Betrag der Übertragungsfunktion) des geregelten Systems  $\leq$  der Verstärkung des rückkopplungsfreien Systems ist.

In Abb.6.4 sind die auf die Strommittelwerte normierten gemessenen mit den nach Gl.(6.16) bis (6.19) berechneten Spektren gezeigt. Die SLD der unabhängigen Detektoren zeigen für kleine Frequenzen im Rahmen der Meßgenauigkeit den Wert, der dem Nachweisrauschen des Regeldetektors entspricht. Da die beiden unabhängigen Detektoren sehr empfindlich waren, kann ihr Nachweisrauschen vernachlässigt werden: Der Einfluß ist erst für Frequenzen  $\omega \geq 10^2/\text{sec}$  zu berücksichtigen, wo die Meßwerte höher liegen als die nach Gl.(6.16) bzw. (6.17) berechneten Kurven, wobei der Nachweisrauschterm vernachlässigt wurde. Die obere Grenzfrequenz  $\omega_0 = 12,5/\text{sec}$  des Regeldetektorspektrums ist durch die R-C-Kombination, gebildet aus dem effektiven Eingangswiderstand des Verstärkers

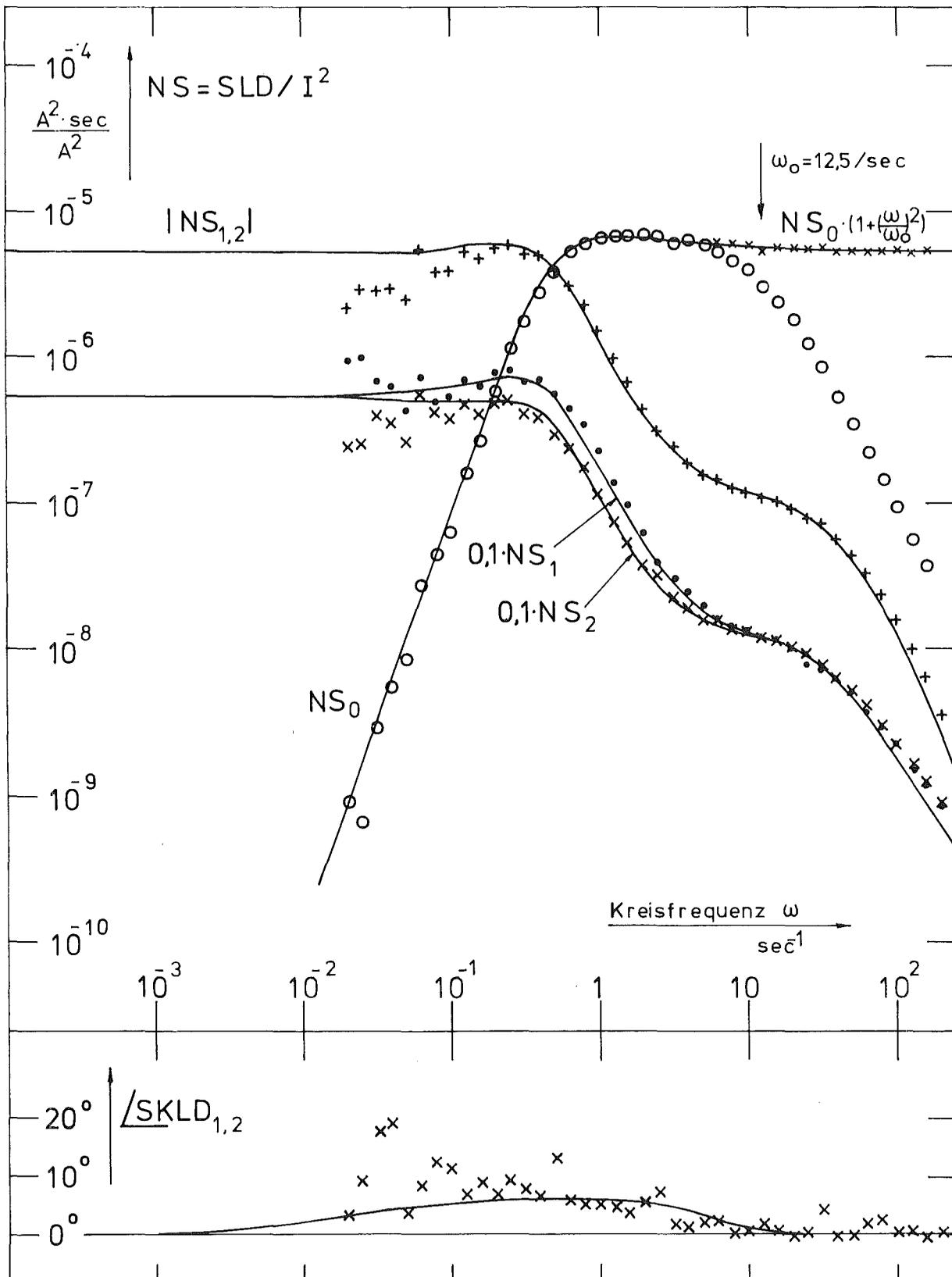


Abb. 6.4 Gemessene und berechnete Spektren am gekoppelten Reaktor, Zone 1 ist geregelt  
 x + o • Exp. — Theorie

und der Kapazität der Ionisationskammer, begründet. Daß die Spektren nicht durch die Punktreaktortheorie beschrieben werden können, dokumentiert die nicht verschwindende Phase der Kreuzkorrelation der zwei Detektoren "1" und "2", von denen jeder die Neutronendichte "seiner" Zone beobachtet (zu sehen in Abb.6.4). Die "Kopplung" zeigt sich auch im Unterschied der SALD der beiden Detektoren: Für Frequenzen, bei denen das Rückkopplungsrauschen dominiert, ist der Quotient der beiden auf die Mittelwerte normierten SLD  $\frac{NS_2}{NS_1} = K^2 \cdot |H_0(\omega)|^2$ . Ist das Plateau ( $\lambda_m \ll \omega \ll \alpha$ ) der Übertragungsfunktion  $H_0(\omega)$  einer isolierten Zone deutlich ausgebildet, so ist in diesem Frequenzbereich (vgl. Abb.6.2)

$$H_0(\omega) = \frac{1}{\beta - \rho}$$

Da überdies  $K = -\rho$  (Kritikalitätsbedingung) gilt, kann somit aus dem Quotienten  $NS_2/NS_1$  die Kopplungskonstante bestimmt werden. Der gefundene Wert  $K=2,8\beta$  ist kleiner als der in /11/ gemessene Wert  $K=3\beta$ . Dieses Ergebnis ist insofern befriedigend als es durch diese Methode wegen der notwendigen Korrekturen mit einem großen Fehler behaftet ist. Die Korrekturen sind erforderlich, da das Plateau schlecht ausgebildet ist ( $1/\text{sec} \lesssim \omega \lesssim 10/\text{sec}$ ; siehe Kurve  $|H_0(\omega)|^2$  in Abb.6.4) und in diesem Frequenzbereich das Nulleistungsrauschen gegen das Rückkopplungsrauschen nicht zu vernachlässigen ist.

Die zur Berechnung der Spektren benötigte Spaltleistung  $F$  einer Zone wurde wieder durch Anpassung der SKLD<sub>1,2</sub> an den theoretischen Verlauf für Frequenzen  $\omega \approx 10/\text{sec}$  gewonnen. Der Wert  $F = 6 \cdot 10^{10}$  Spaltungen/sec (=1,9W), die Empfindlichkeit des Regeldetektors  $W_0 = 4 \cdot 10^{-6}$  und die Übertragungsfunktion der Regler  $G(\omega) = \frac{a}{i\omega} \left( \frac{\omega_1}{\omega_1 + i\omega} \right) \left( \frac{\omega_2}{\omega_2 + i\omega} \right)$  mit  $a = 6 \cdot 10^{-3}/\text{sec}$ ,  $\omega_1 = 10/\text{sec}$  und  $\omega_2 = 50/\text{sec}$  wurden zur Berechnung der Spektren verwendet. Die Übereinstimmung von experimentellen Werten mit den theoretischen zeigt, daß der Argonaut-Zwei-Zonen-Reaktor im niederfrequenten Bereich ( $\omega < 10^2/\text{sec}$ ) gut durch das Zwei-Punkt-Reaktor-Modell beschrieben werden kann. Außerdem ist gezeigt, daß eine

Rückführung (Regler) mit dem in Abb.6.1 skizzierten Modell richtig behandelt wird.

Bei dem Versuch, Sieden zu simulieren, wurde - wie in Kapitel 3 beschrieben - Stickstoff mit in Reaktivitätswert geeichtem Durchfluß in das Moderatorwasser des Argonaut-Zwei-Zonen-Reaktors eingeleitet. Diese Rückführungsstrecke enthält jedoch zwei Rauschquellen, a) das Nachweisrauschen des Regeldetektors, b) einen weiteren Rauschanteil, bedingt durch den Aufbau des Gasstromes aus Einzelimpulsen mit konstantem Volumen sowie dem ortsabhängigen Reaktivitätswert einer Gasblase beim Durchwandern des Moderatorwassers (sinusförmiger Verlauf des Neutronenflusses). Dieses zusätzliche Rauschen wird aber (in Signalflußrichtung gesehen "hinter" der Übertragungsfunktion der Rückkopplung) dem Sollwert der Rückführungsreaktivität hinzuaddiert, so daß dieses Rauschen als externes Reaktivitätsrauschen aufgefaßt werden kann. In den vereinfachten Gleichungen (6.16) bis (6.19) für den symmetrischen Reaktor erscheint dann noch ein weiterer Term dadurch, daß die spektrale Leistungsdichte der geregelten Zone  $P_1(\omega) = P(\omega) \neq 0$  ist. Die andere Zone sei weiterhin rückkopplungsfrei.

$$NS_1(\omega)_P = NS_1(\omega) + \left| \frac{H_O(\omega)}{N} \right|^2 \cdot P(\omega) \quad (6.16a)$$

$$NS_2(\omega)_P = NS_2(\omega) + \left| \frac{H_O(\omega)}{N} \right|^2 \cdot K^2 \cdot |H_O(\omega)|^2 \cdot P(\omega) \quad (6.17a)$$

$$NS_O(\omega)_P = NS_O(\omega) + \left| \frac{H_O(\omega)}{N} \right|^2 \cdot P(\omega) \quad (6.18a)$$

$$NS_{1,2}(\omega)_P = NS_{1,2}(\omega) + \left| \frac{H_O(\omega)}{N} \right|^2 \cdot K \cdot H_O^*(\omega) \cdot P(\omega) \quad (6.19a)$$

In Abb.6.5 sind die auf die Strommittelwerte normierten gemessenen Spektren und die ohne das externe Rauschen  $P(\omega)$  berechneten Werte dargestellt.

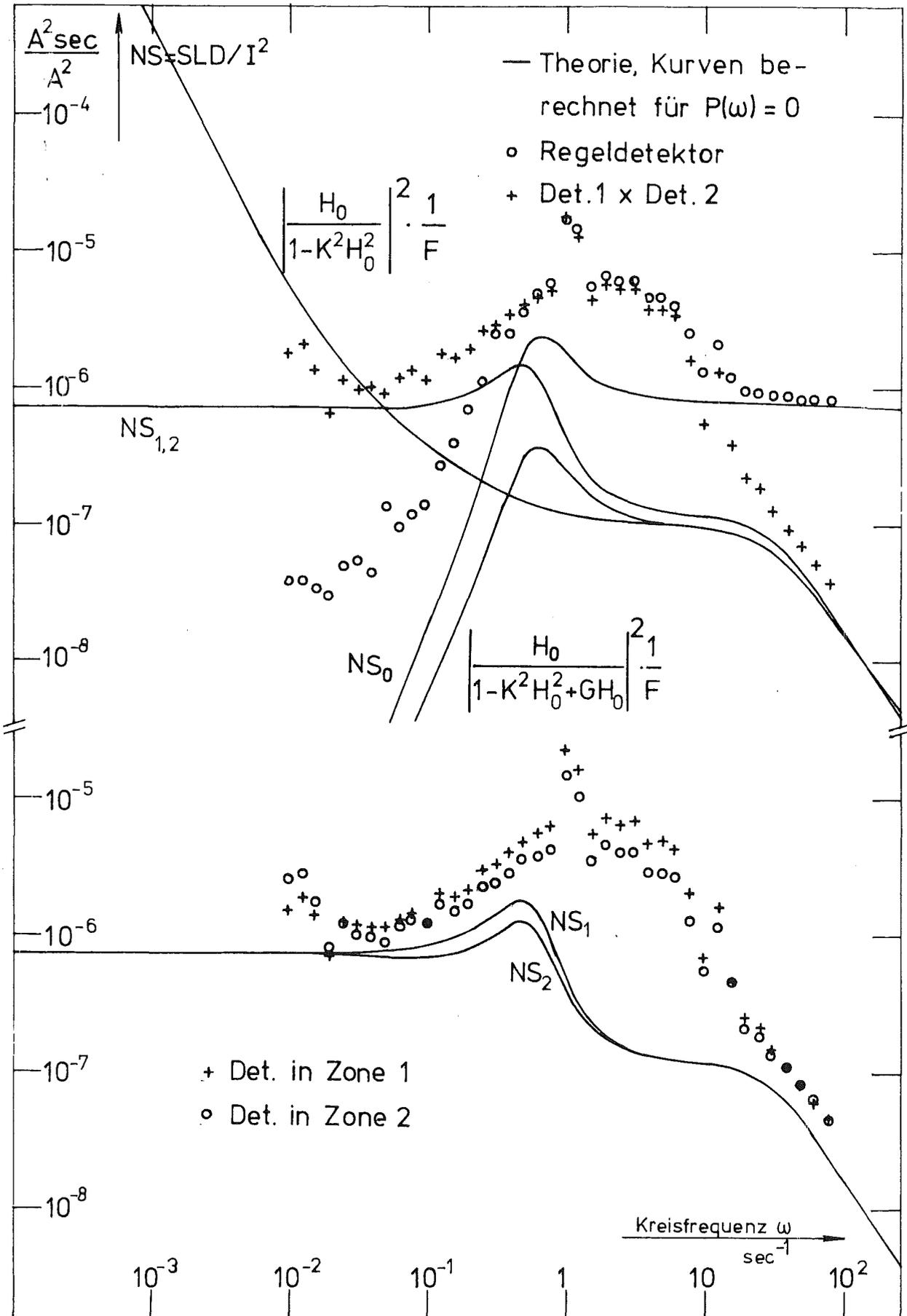


Abb. 6.5 Spektrale Leistungsdichten der relativen Stromschwankungen am Zwei-Zonen-Reaktor. Zone 1 ist mit einem Gasstrom geregelt.

Die Messung wurde durchgeführt mit einer Integralregler-Charakteristik  $G(\omega) = \frac{a}{i\omega} \left( \frac{\omega_0}{1\omega + \omega_0} \right)$ ,  $a = 6,2 \cdot 10^{-3} / \text{sec}$ ,  $\omega_0 = 1 / \text{sec}$  und der mittleren Wiederholfrequenz der gepulsten Magnetventile  $\nu = 2,0 \text{ Hz}$ . Typische Variationen (entsprechend den Regelstabbewegungen) waren  $0,2 \text{ Hz}$ . Die starke Resonanz bei  $\omega_1 = 1 / \text{sec}$  ergibt sich dadurch, daß 12 Magnetventile reihum geschaltet werden:  $\omega_1 = \frac{2\pi \cdot \nu}{12} \approx 1 / \text{sec}$ . Die Leistung einer Zone des Reaktors war  $F = 6 \cdot 10^{10} \text{ Spaltungen/sec} \triangleq 1,9 \text{ W}$ . Dieser Wert wurde von der in Abb.6.4 dargestellten Messung übernommen, da das gleiche Reaktorsystem mit identischen Strommittelwerten der Detektoren verwendet wurde. Nur der Regel-detektor war dadurch, daß er näher an das Core herangeschoben wurde, um einen Faktor 7,5 empfindlicher:

$$W_0 = 7,5 \cdot 4 \cdot 10^{-6} = 3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Nachweise}}{\text{Spaltung}}$$

Das typische Verhalten der Spektren ist zu erkennen, wird jedoch im mittleren Frequenzbereich vom Leistungsrauschen  $P(\omega)$  gestört. Die  $\text{SALD}_1$  und  $\text{SALD}_2$  unterscheiden sich im Frequenzbereich, in dem das Leistungsrauschen dominiert, erwartungsgemäß um den Faktor  $K^2 \cdot |H_0(\omega)|^2$  (Gl.6.16a und 6.17a), aus dem die Kopplungskonstante - wie oben beschrieben - bestimmt werden kann: Mit dem aus dieser Messung gefundenen Wert  $K^2 \cdot |H_0(\omega)|^2 = 0,585$  erhält man  $K = 3,2 \beta$ .

Die Abweichung der Meßwerte von der Theorie (ohne Leistungsrauschen berechnet) ist wegen der Normierung auf die Strommittelwerte frei von den Detektorparametern  $W$  und  $q$  sowie der Spaltleistung  $F$  einer Zone. Nach Division dieser Abweichung durch die Reaktorübertragungsfunktion (Betragsquadrat) erhält man somit  $P(\omega)$  absolut. Die Bestimmung sowohl der Kopplungskonstanten als auch der externen Störungen  $P(\omega)$  wird um so genauer, je kleiner die übrigen Rauschbeiträge (Neutronen-, Rückkopplungs- und Nachweisrauschen) sind. Wie man in Abb.6.5 sehen kann, liefert das Rückkopplungsrauschen vor allem bei kleinen Frequenzen einen mit dem Leistungsrauschen vergleichbaren Anteil.

Dies läßt sich vermeiden, wenn der Reaktor sehr "sanft" geregelt wird ( $G(\omega) = \frac{a}{i\omega}$ ,  $a = 7,7 \cdot 10^{-6}/\text{sec}$ ), so daß im interessierenden Frequenzbereich das externe Rauschen dominiert. In Abb.6.6 sind gemessene und ohne externes Rauschen berechnete spektrale Leistungsdichten (auf die Mittelwerte normiert) dargestellt. Bei dieser Messung sind für Frequenzen  $\omega \lesssim 10/\text{sec}$  die übrigen Rauschanteile gegen das Leistungsrauschen  $P(\omega)$  zu vernachlässigen. Für die Kopplungskonstante wurde ebenfalls der Wert  $K = 3,2 \beta$  mit einem abgeschätzten Fehler von 12% gefunden. Dieser Fehler ergibt sich, wenn man für das Verhältnis der beiden normierten Spektren einen Fehler von 5% annimmt. Für  $\omega \rightarrow 0$  geht der Faktor  $K^2 |H_0(\omega)|^2 \rightarrow 1$ , so daß die beiden normierten Spektren  $NS_1$  und  $NS_2$  identisch werden. Dieser Effekt ist in Abb.6.6 deutlich zu erkennen.

Die nach dem oben beschriebenen Verfahren erhaltene SLD der Reaktivitätsstörungen  $P(\omega)$  ist im unteren Teil der Abb.6.6 gezeigt. Der Einfluß der mittleren Wiederholungsfrequenz  $\nu = 7,4 \text{ Hz}$  ist deutlich zu sehen, nicht so sehr bei der Frequenz  $\omega = 2\pi \cdot \nu = 46,5/\text{sec}$  selbst, als bei den durch das Reihumschalten erzeugten subharmonischen Frequenzen, bedingt durch unterschiedliche pro Impuls freigegebene Gasmenge der einzelnen Ventile. Der mittlere Reaktivitätswert des Gasstromes wurde zu  $\rho = 1,5 \cdot 10^{-3}$  gemessen. Im Frequenzbereich  $4 \cdot 10^{-2}/\text{sec} \leq \omega \leq 3,2/\text{sec}$  kann  $P(\omega)$  als nahezu weiße Reaktivitätsstörung mit der spektralen Leistungsdichte  $P(\omega) = 1,6 \cdot 10^{-9} (\Delta\rho)^2 \cdot \text{sec}$  betrachtet werden. Nimmt man an, daß der Gasstrom aus einzelnen voneinander unabhängigen Gasblasen aufgebaut ist, die sich mit konstanter Geschwindigkeit  $\nu$  durch das Moderatorwasser bewegen, so läßt sich aus der oberen Grenzfrequenz dieses Spektrums die Aufenthaltsdauer  $T$  der Blasen im Corebereich ermitteln. Mit der Annahme, daß der Reaktivitätseffekt einer Blase proportional zum Produkt des Neutronenflusses und seiner Adjungierten ist, und beide in vertikaler Richtung durch einen sinusförmigen Verlauf dargestellt werden können, erhält man für den zeitlichen Verlauf der Reaktivität einer Blase:

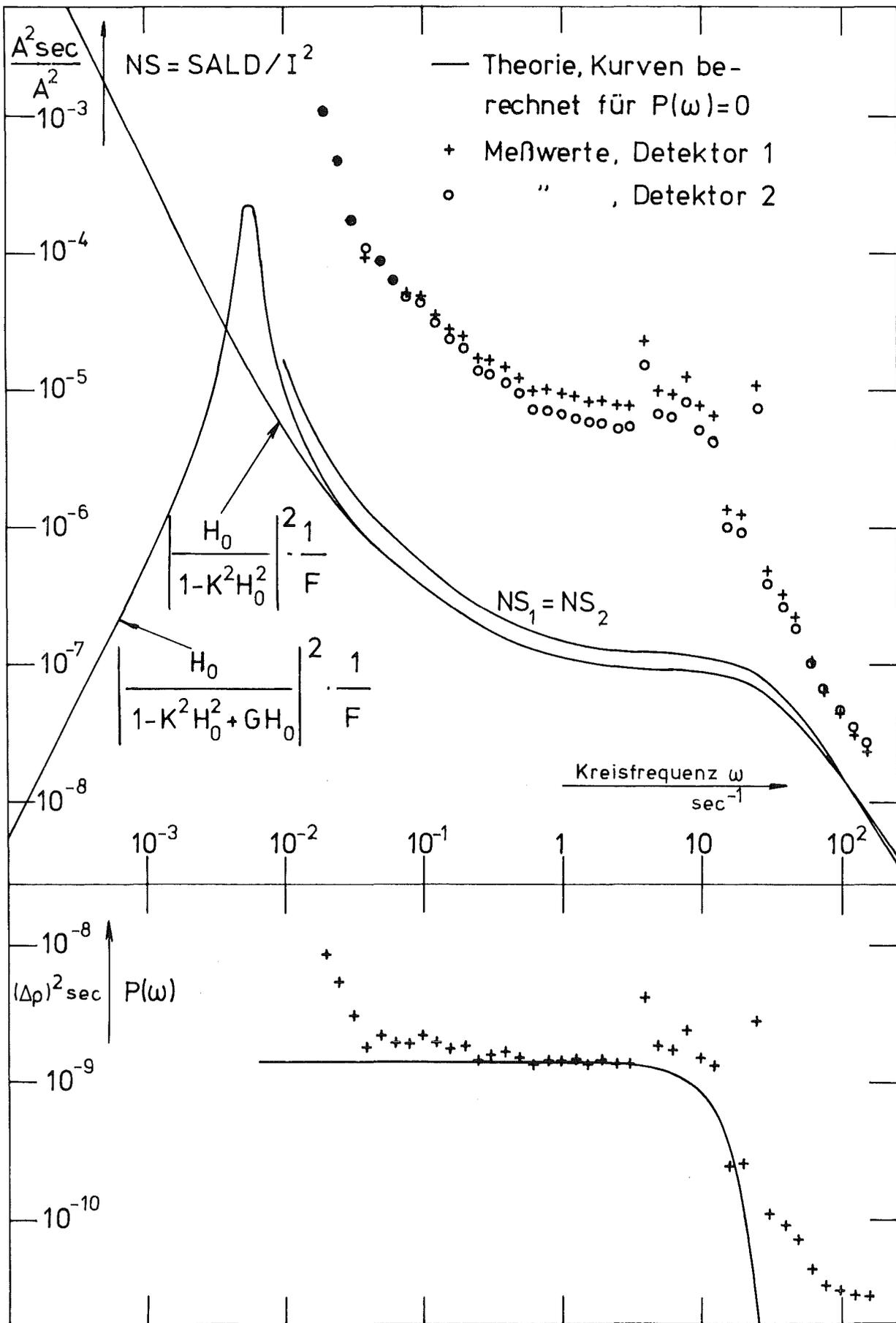


Abb. 6.6 Normierte Spektren am "sanft" geregelten Zwei-Zonen-Reaktor.  
 Spektrum der Reaktivitätsmodulation durch den Gasstrom.

$$\rho(t) = A \cdot \sin^2\left(\frac{t}{T} \pi\right) \quad 0 \leq t \leq T = \frac{h}{v}$$

wobei  $h$  die effektive Corehöhe und  $A$  ein die Blasengröße charakterisierender Wert, nämlich der Reaktivitätswert der Blase in Coremitte, ist. Die SLD der Reaktivitätsstörung ist dann mit  $N$ , der mittleren Zahl der Blasen, die pro Zeiteinheit ins Core eintreten:

$$P(\omega) = N \langle |\Phi(\omega)|^2 \rangle$$

wobei

$$\Phi(\omega) = A \int_0^T \rho(t) e^{-i\omega t} dt$$

und  $\langle \rangle$  Mittelung über alle Blasen bedeutet.

Damit ist

$$P(\omega) = N \cdot \langle A^2 \rangle T^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\omega T}{2}\right)}{\omega^2 T^2 \left(1 - \left(\frac{\omega T}{2\pi}\right)^2\right)^2} \quad (6.20)$$

Die Anpassung dieser Funktion an die Meßwerte (Abb.6.6) liefert  $T = 0,4$  sec. Mit der effektiven Corehöhe  $h = 60$  cm /15/ erhält man die Aufsteiggeschwindigkeit der Blasen

$$v = \frac{h}{T} = 1,5 \text{ m/sec}$$

Die Anpassung der berechneten Kurve an die Meßwerte wird durch den Einfluß der Wiederholfrequenz im Bereich der oberen Grenzfrequenz sehr ungenau. Der gefundene Wert kann daher nur als Abschätzung dienen.

Die Messungen am Zwei-Zonen-Argonaut-Reaktor, an dem eine Zone auf konstante Leistung geregelt wurde, zeigen die Anwendbarkeit des Zwei-Punkt-Modells mit verzögerungsfreier Kopplung zwischen den Zonen zur Beschreibung niederfrequenter Vorgänge. Der Einfluß der Regelung und des im Regel-

kreis erzeugten Rauschens wird durch die Theorie richtig wiedergegeben. Durch das Einleiten eines Gasstromes in das Moderatorwasser entsteht ein externes Reaktivitätssignal, das über zwei Frequenzdekaden ein nahezu weißes Spektrum hat. Aus der oberen Grenzfrequenz dieses Spektrums läßt sich unter bestimmten Annahmen die Aufenthaltsdauer der einzelnen Blasen im Corebereich und damit ihre Steiggeschwindigkeit ermitteln.

## 7. Zusammenfassung

Um Grundlagen für die Interpretation der an Leistungsreaktoren gemessenen spektralen Leistungsdichten der Ionisationsströme von Neutronendetektoren zu schaffen, wurde theoretisch und experimentell der Einfluß einer Rückkopplung (Regelung der Reaktorleistung) auf die Rauschspektren der Detektorströme untersucht. Im Rahmen der Gültigkeit des Punkt- bzw. Zwei-Punkt-Reaktor-Modells wurden Formeln für die spektralen Leistungsdichten abgeleitet. Dabei wurde gezeigt, daß in den Reaktormodellen 4 bzw. 5 verschiedene Rauschbeiträge in den Spektren der Detektorströme zu erwarten sind:

- 1) Das jedem Neutronendetektor anhaftende Nachweisrauschen, das nur in der spektralen Autoleistungsdichte auftritt, jedoch bei Kreuzkorrelation mit einem anderen Signal (z.B. zweiten Neutronendetektor) im zeitlichen Mittel verschwindet.
- 2) Das Neutronen- oder Nulleistungsrauschen sind die in jedem Kernreaktor vorhandenen Neutronendichteschwankungen als Folge der beim Spaltprozeß gebildeten Verzweigung der Neutronenketten.
- 3) Das Leistungsrauschen, das durch von außen aufgeprägte Reaktivitätsmodulationen entsteht.
- 4) Das Rückkopplungsrauschen, das durch das nicht deterministische Verhalten (Eigenrauschen) des Rückkopplungskreises verursacht wird.

- 5) Das Kopplungsrauschen, das durch die stochastische Natur der die Kopplung bewirkenden Neutronenströme hervorgerufen wird. Vor allem bei schwacher Kopplung kann dieser Anteil gegen das Neutronenrauschen vernachlässigt werden.

Durch den Bau und die Verwendung schneller Rückführungsstrecken, mit denen der STARK (als Punktreaktor) und eine Zone des gekoppelten Zwei-Zonen-Argonaut-Reaktors (Zwei-Punkt-Modell) auf konstante Leistung geregelt wurden, konnten die einzelnen Beiträge durch die Messung der spektralen Leistungsdichte der Detektorströme (Frequenzanalyse) experimentell nachgewiesen werden. Die theoretisch abgeleitete Abhängigkeit der einzelnen Rauschbeiträge von der Reaktorleistung und dem Eigenrauschen des Regelkreises wurde durch die Messungen bestätigt.

Die gute Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Spektren der Detektorströme am Zwei-Zonen-Reaktor zeigt, daß das Zwei-Punkt-Modell mit verzögerungsfreier Kopplung der beiden Zonen das Verhalten des Zwei-Zonen-Argonaut-Reaktors im Frequenzbereich  $10^{-2}/\text{sec} \lesssim \omega \lesssim 10^2/\text{sec}$  richtig beschreibt. Der Einfluß der Regelung einer Zone und auch das Rückkopplungsrauschen wird durch dieses Modell richtig wiedergegeben.

Die Reaktivitätsmodulationen (Leistungsrauschen), die durch das Einleiten eines Gasstromes ins Moderatorwasser entstehen, haben in einem Frequenzbereich von zwei Dekaden ( $4 \cdot 10^{-2}/\text{sec} \lesssim \omega \lesssim 3/\text{sec}$ ) ein nahezu weißes, d.h. frequenzunabhängiges Spektrum. Diese Tatsache kann genutzt werden, wenn zur Messung der Übertragungsfunktion eines unbekanntes Reaktorsystems mit Methoden der Rauschanalyse dieser Reaktor mit einem weißen Spektrum angeregt werden soll.

Literatur

- /1/ H. Borgwaldt:  
Einheitliche Theorie der Korrelationsexperimente in  
Nulleistungsreaktoren  
Externer Bericht INR-4/66-5 (1966)
- /2/ H. Borgwaldt, D. Stegemann:  
A Common Theory for Neutronic Noise Analysis Experiments  
in Nuclear Reactors  
Nukleonik 7 (1965)
- /3/ Ch. E. Cohn:  
A Simplified Theory of Pile Noise  
Nuclear Science and Engineering 7 (1960)
- /4/ W. Vöth:  
Bestimmung reaktorphysikalischer Parameter aus der  
Frequenzanalyse des Reaktorrauschens  
Diplom-Arbeit Technische Universität (TH) Karlsruhe  
(1966)
- /5/ A.R. Mirsoyan:  
Passive Statistical Method for Reactor Parameters  
Determination  
in RCN Report 98, Reactor Centrum Nederland (1968)
- /6/ S. Yamada, H. Kage:  
Reactor Noise Caused by Coolant Flow Fluctuations  
sowie weitere Arbeiten in  
Proceedings of the Symposium on Neutron Noise, Waves,  
and Pulse Propagation, Gainesville, Florida (1967)
- /7/ W. Seifritz, D. Stegemann:  
Reactor Noise Analysis  
Atomic Energy Review 9, 1, Wien (1971)

- /8/ H. Borgwaldt:  
Neutron Noise in a Reactor with an External Control Loop  
Nukleonik 11, 2 (1966)
- /9/ mehrere Arbeiten in:  
Proceedings of the National Topical Meeting on Coupled  
Reactor Kinetics, Texas (1967)
- /10/ G. Schweizer, R. Lauber:  
Stabilitätsuntersuchungen von lose gekoppelten Reaktor-  
systemen  
Atomkernenergie 6, 6 (1961)
- /11/ W. Seifritz, R.W. Albrecht:  
Measurement and Analysis of the Coupled Core Coherence  
Function in a Two Node Symmetrical Reactor  
Nukleonik 11, 3 (1968)
- /12/ E. Viehl:  
Analyse des Neutronenrauschens an einem Reaktor mit  
zwei schwach gekoppelten Spaltzonen  
FMRB-Bericht 43/72, Braunschweig (1972)
- /13/ H. Meister, K.H. Beckurts, W. Häfele, W.H. Köhler,  
and K. Ott:  
The Karlsruhe Fast Thermal Argonaut-Reactor Concept  
KFK-Bericht 217 (1964)
- /14/ H. Meister et al.:  
Sicherheitsbericht für den gekoppelten schnell-ther-  
mischen Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK)  
unveröffentlicht (1964)
- /15/ G. Kußmaul:  
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum  
Zweipunktreaktor  
Externer Bericht INR-4/68-17 (1968)

- /16/ W.E. Schiesser:  
Derivation of 711 CL Mechanization of Power and  
Crosspower Spectrum Analysis from Basic Equations  
Bulletin 711-C-3, Weston-Boonshaft and Fuchs In-  
struments, Hatboro, Penn.
- /17/ J.S. Bendat:  
Principles and Applications of Random Noise Theory  
John Wiley & Sons, New York (1958)
- /18/ W. Seifritz, D. Stegemann, W. Väth:  
Two-Detector Crosscorrelation Experiments in the  
Fast-Thermal Argonaut Reactor STARK  
KFK-Bericht 413 (1966)
- /19/ E.F. Bennett:  
The Rice Formulation of Pile Noise  
Nuclear Science and Engineering, 8 (1960)
- /20/ B.C. Diven, H.C. Martin, R.F. Taschek and J. Tevell:  
Multiplicities of Fission Neutrons  
Physical Review, Vol.101, No.3 (1956)
- /21/ S. Glasstone, M.C. Edlund:  
Kernreaktortheorie  
Springer-Verlag, Wien (1961)
- /22/ H. Schlitt, F. Dittrich:  
Statistische Methoden der Regelungstechnik  
Bibliographisches Institut, Mannheim (1972)
- /23/ W. Väth:  
Messung von  $\beta_{\text{eff}}$  an den Anordnungen SNEAK-7A und 7B  
sowie an Masurca R2 mit der Frequenzanalyse des Reak-  
torrauschens  
KFK-Bericht 1883 (1974)

- /24/ J.G. Truxal:  
Control Engineers Handbook  
Mc Graw-Hill, New York (1958)
- /25/ G. Kußmaul:  
Reaktivitätsmessungen am STARK  
unveröffentlicht
- /26/ H. Röthemeyer:  
Die Bestimmung der Reaktivität einer schwach gekoppel-  
ten Zweizonenanordnung  
FMRB-Bericht 38/71, Braunschweig (1971)
- /27/ L.E. Weaver:  
Reactor Dynamics and Control  
American Elsevier Publishing Company, INC, New York  
(1968)
- /28/ W. Leonhard:  
Einführung in die Regelungstechnik  
Akademische Verlagsanstalt Frankfurt (1969)